

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

ФОТОТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫЙ ЭФФЕКТ НА ПОВЕРХНОСТИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Диканский Ю.И., Закинян А.Р., Усманов Г.Х.
ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет»,
г. Ставрополь, Российская Федерация,
E-mail: zakinyan.a.r@mail.ru

Аннотация. Экспериментально исследовано явление термокапиллярной деформации свободной плоской поверхности магнитной жидкости, обусловленное локальным нагревом лазерным лучом. Изучался характер интерференционной картины, возникающей при отражении лазерного луча от деформированной им поверхности жидкости. Показано влияние внешнего магнитного поля на геометрию интерференционной картины.

Ключевые слова: магнитная жидкость, деформация поверхности, лазер.

PHOTOTHERMOCAPILLARY EFFECT ON THE SURFACE OF MAGNETIC FLUID

Dikansky Yu.I., Zakinyan A.R., Usmanov G.Kh.
North Caucasus Federal University, Stavropol, Russian Federation,
E-mail: zakinyan.a.r@mail.ru

Abstract. The phenomenon of thermocapillary deformation of a free flat surface of magnetic fluid due to local heating by a laser beam is experimentally investigated. The nature of the interference pattern that occurs when the laser beam is reflected from the surface of the liquid deformed by it was studied. The influence of the external magnetic field on the geometry of the interference pattern is demonstrated.

Key words: magnetic fluid, surface deformation, laser.

Явление фотоиндуцированной термокапиллярной деформации свободной поверхности жидкости ранее изучалось в достаточно большом количестве работ [1–9]. Его возникновение связано с локальным изменением поверхностного натяжения при воздействии на поверхность точечных источников тепла (в частности луча лазера). Результатом такой деформации является образование сфероидального углубления, форма которого определяется как параметрами источника тепла, так и свойствами жидкости. Последнее привело к развитию исследований, направленных на разработку методов исследования физических свойств жидкостей на основе фотоиндуцированного термокапиллярного эффекта [2]. В некоторых работах проведено исследование этого эффекта при добавлении в исследуемые жидкости красителей [7–8], а также наночастиц [9], что позволяет установить особенности развивающейся в

таких средах термокапиллярной конвекции. В настоящей работе проведены исследования фотоиндуцированного термокапиллярного эффекта при использовании магнитных коллоидных наносистем – магнитных жидкостей, воздействие магнитного поля на которые позволяет управлять рельефом ее поверхности и оказывать существенное влияние на развитие этого эффекта.

Установка для исследования указанного эффекта приведена на рис. 1. Она состоит из гелий-неонового лазера 1, мощностью 15 мВт, луч которого направлялся на поверхность тонкого слоя жидкости 2, нанесенного на стеклянную подложку 3, расположенную в горизонтальной плоскости. Создание магнитного поля осуществлялось с помощью катушек Гельмгольца 4, при этом поле могло быть направленным как вдоль плоскости слоя жидкости, так и перпендикулярно ему. Поместив экран 5 поперек отраженному от поверхности жидкости лучу лазера, можно наблюдать интерференционную картину, обусловленную деформацией поверхности жидкости в месте падения на нее лазерного луча, и называемую термокапиллярным (ТК) откликом (рис. 2). Интерференционная картина имела вид концентрических колец овальной формы. Такая форма колец связана с тем, что луч падал под углом к поверхности жидкости.

В опытах для исследования термокапиллярного эффекта, использовалась магнитная жидкость на основе ПЭС-3. Для изучения влияния магнитного поля на фотоиндуцированный термокапиллярный эффект, исследовалась зависимость отношения полуосей наибольшего кольца стационарной интерференционной картины от величины и направления магнитного поля.

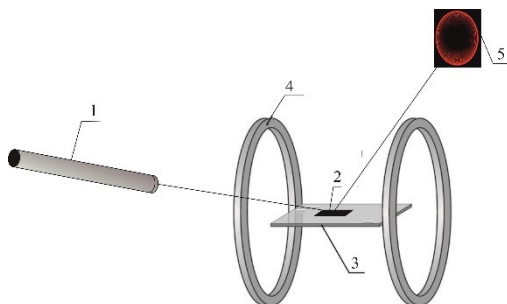


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:
1 – гелий-неоновый лазер; 2 – слой МЖ; 3 – стеклянная подложка; 4 – катушки Гельмгольца; 5 – экран

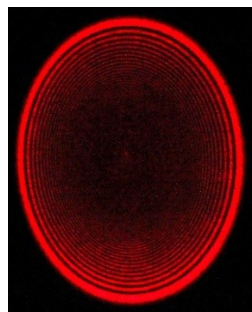


Рис. 2. Интерференционная картина термокапиллярного отклика

Было обнаружено, что воздействие постоянного однородного магнитного поля, направленного перпендикулярно к слою МЖ, приводит к увеличению радиуса ТК отклика, что может быть связано с углублением «прогиба» в слое МЖ, приводящем к изменению разности хода интерферирующих лучей. На рис. 3 показан график зависимости величины большой и малой полуосей стационарного ТК отклика от величины внешнего постоянного однородного магнитного поля, направленного перпендикулярно слою МЖ. Видно, что с ростом поля диаметры полуосей ТК отклика растут идентично относительно друг от друга. Геометрическая форма ТК отклика остается неизменной, меняется только ее размер.

Также было обнаружено, что воздействие постоянного однородного магнитного поля может не только «углублять» прогиб поверхности жидкости, но и «сглаживать» его. Последнее наблюдается при действии поля направленного параллельно слою МЖ. В этом случае уменьшается радиус ТК отклика. Однако, воздействие постоянного однородного магнитного поля, направленного параллельно слою МЖ, приводит также к изменению геометрической формы ТК отклика (рис. 4, 5). На рис. 4 представлен график зависимости величины полуосей ТК отклика от внешнего стационарного магнитного поля, направленного, направленного параллельно плоскости слоя жидкости и вдоль направления распространения луча лазера. Из рис. 4 видно, что увеличение магнитного поля приводит к разнохарактерному спаду диаметров полуосей ТК отклика, интерференционная картина становится более вытянутой.

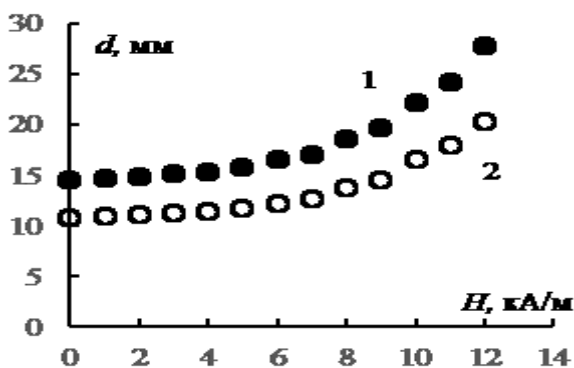


Рис. 3. Зависимость диаметра стационарного ТК отклика от напряженности внешнего магнитного поля. Поля направлено перпендикулярно слою МЖ; 1 – большая полуось, 2 – малая полуось

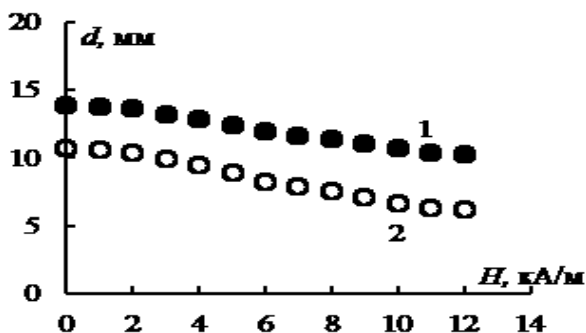


Рис. 4. Зависимость диаметра стационарного ТК отклика от напряженности внешнего магнитного поля. Поле направлено параллельно слою МЖ и вдоль направления распространения пучка лазера; 1 – большая полуось, 2 – малая полуось

Аналогичные измерения были проведены при воздействии внешнего постоянного магнитного поля направленного параллельно слою МЖ и перпендикулярно направлению распространения луча лазера. Различный характер убывания величины полуосей интерференционной картины в этом случае приводит к тому, что она принимает форму круга (рис. 5).

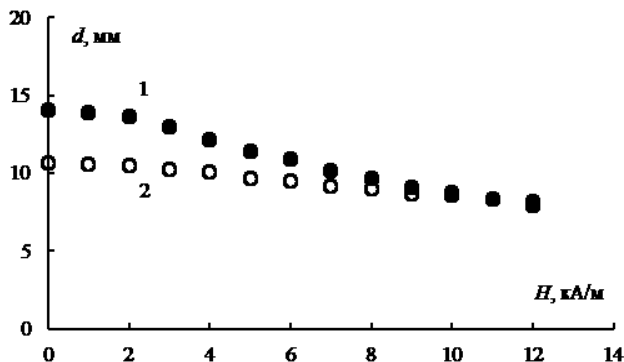


Рис. 5. Зависимость диаметра стационарного ТК отклика от напряженности внешнего магнитного поля. Поле направлено параллельно слою МЖ и перпендикулярно направлению распространения пучка лазера; 1 – большая полуось, 2 – малая полуось

Таким образом, в настоящей работе было исследовано влияние магнитного поля на эффект фотоиндуцированной термокапиллярной неустойчивости поверхности магнитной жидкости. Показано, что влияние магнитного поля носит различный характер в зависимости от его вели-

чины и направления. Сделан вывод, что данным явлением можно управлять, применяя магнитные жидкости, свойства поверхности которых можно контролировать при помощи магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках базовой части государственного задания (проект № 3.5822.2017/8.9), а также гранта Президента РФ № МК-3169.2017.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Безуглый Б.А. Капиллярная конвекция, управляемая тепловым действием света, и ее применение в способах регистрации информации // Дис. канд. физ.-мат. наук. МГУ, Москва. 983. 214 с.
2. Тарасов О.А. Экспериментальное исследование ТК конвекции, индуцированной лазерным излучением и ее практические применения // Дис. канд. физ.-мат. наук. ТюмГУ, Тюмень. 2002. 200 с.
3. Безуглый Б.А., Иванова Н.А., Зуева А.Ю. ТК деформация тонкого слоя жидкости вызванная пучком лазера // ПМТФ. 2001. Т. 3. № 42. С. 130–134.
4. Bezuglyi B.A., Fedorets A.A., Tarasov O.A. Laser diagnostics of liquids and its layers // First Conference of the International Marangoni Association. Giessen, Germany. 2001. P. 84–85.
5. Зуева А.Ю. Математическое моделирование фотоиндуцированной термокапиллярной конвекции в слое прозрачной жидкости на поглощающей подложке // Дис. канд. физ.-мат. наук. ТюмГУ, Тюмень. 2007. 124 с.
6. Федорев А.А. ФТК эффект и его применение для измерения свойств жидкостей // Дис. канд. физ.-мат. наук. ТюмГУ, Тюмень. 2002. 200 с.
7. Helmers H., Witte W. Holographic study of laser-induced liquid surface deformations // Optics communications. 1984. Vol. 49. № 1. P. 21–23.
8. Gugliotti M., Baptista M.S., Politi M.J. Laser-induced Marangoni convection in the presence of surfactant monolayers // Langmuir. 2002. Vol. 18. No. 25. P. 9792–9798.
9. Акопян М.Р., Акопян Р.С. Термокапиллярный механизм конвекции в наножидкостях, обусловленный поглощением пространственно-периодического лазерного излучения // Известия НАН Армении. Физика. 2017. Т. 52, №1. С. 16–25.

НЕКОТОРЫЕ ФОРМЫ И УСТОЙЧИВОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Баштовой В.Г.¹, Рекс А.Г.^{1*}, Мороз В.С.¹, Моцар А.А.¹, Ряполов П.А.²

¹Белорусский национальный технический университет,
220013, г. Минск, просп. Независимости 65, Республика Беларусь

²Юго-западный государственный университет,
05040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94, Россия

E-mail: agreks@tut.by*

Аннотация. В работе исследованы форма и устойчивость полуограниченных капель магнитной жидкости на горизонтальной пластине в наклонном магнитном поле, а также форма пузыря воздуха в горизонтальном плоском канале, заполненном магнитной жидкостью.

Ключевые слова: магнитная жидкость, форма капли магнитной жидкости, устойчивость капли, форма пузыря в магнитной жидкости.

SOME SHAPES AND STABILITY OF MAGNETIC FLUID SURFACE IN THE UNIFORM MAGNETIC FIELD

Bashtovoi V.G.¹, Reks A.G.^{1*}, Moroz V.S.¹, Motsar A.A.¹, Riapolov P.A.²

¹Belarusian National Technical University,
65 Nezavisimosti ave., Minsk, 220013, Republic of Belarus

²South-West State University, 94 50 Let Oktiabria str., 305040, Kursk, Russia

E-mail: agreks@tut.by*

Abstract. The study describes the shape and stability of the semi-bounded magnetic fluid drops on a horizontal plate in an inclined magnetic field. The results of studying the shape of air bubble in the horizontal flat channel filled with a magnetic fluid are presented too.

Keywords: magnetic fluid, shape of the magnetic fluid drop, stability of the magnetic fluid drop, shape of air bubble in a magnetic fluid



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 400 публикаций.



РЕКС Александр Георгиевич окончил Белорусский государственный университет в 1974 г. С 1981 г. работает 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 БНТУ, заведующим НИЛ «Термомеханика магнитных жидкостей». Имеет более 250 научных публикаций.



МОРОЗ Виктория Сергеевна окончила Белорусский национальный технический университет в 2013 году. В 2014 г. окончила магистратуру БНТУ по специальности «Энергетические системы и комплекс». В настоящее время работает в должности ассистента на кафедре ЮНЕСКО БНТУ, является аспирантом БНТУ по специальности «Теплофизика и теоретическая теплотехника». Имеет 12 научных публикаций.



МОЦАР Александр Александрович окончил Белорусский национальный технический университет (БНТУ) в 2010 г., а в 2011 г. – магистратуру БНТУ. В настоящее время является ассистентом кафедры ЮНЕСКО БНТУ, младшим научным сотрудником НИЛ «Термомеханика магнитных жидкостей». В 2018 г. защитил диссертацию на соискание степени к.т.н. по теме «Упруго-диссипативные процессы в ограниченных объемах магнитной жидкости при воздействии магнитных полей применительно к магнитожидкостным виброзащитным устройствам». Имеет более 40 научных публикаций.

РЯПОЛОВ Петр Алексеевич окончил горный факультет Губкинского института (филиала) Московского государственного открытого университета. В 2010 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. В настоящее время является деканом Юго-Западного государственного университета. Имеет более 120 научных публикаций.

Форма и устойчивость капель магнитной жидкости, а также пузырей в магнитной жидкости привлекает внимание многих исследователей, несмотря на достаточно большое число публикаций в этой области. Обусловлено это возможностью постановки и решения интересных задач и многочисленными практическими приложениями.

В данной работе представлены результаты исследований формы и устойчивости полугораниченных капель магнитной жидкости на горизонтальной пластине в наклонном магнитном поле, а также формы пузыря воздуха в горизонтальном плоском канале, заполненном магнитной жидкостью.

1. Полугораниченная капля магнитной жидкости на горизонтальной пластине в наклонном однородном магнитном поле.

Ранее выполненные исследования показали, что капля магнитной жидкости вытягивается вдоль направления магнитного поля благодаря различию магнитного скачка давления в различных точках ее поверхно-

сти [1-3]. Особенность формирования капли магнитной жидкости на поверхности горизонтальной пластины в магнитном поле, имеющем вертикальную и горизонтальную компоненту, состоит в том, что направления силы тяжести и магнитного поля не совпадают.

Рассматривается полуограниченная капля магнитной жидкости 1 на плоской горизонтальной поверхности 2 при воздействии наклонного под углом α к горизонту однородного магнитного поля H (рис. 1).

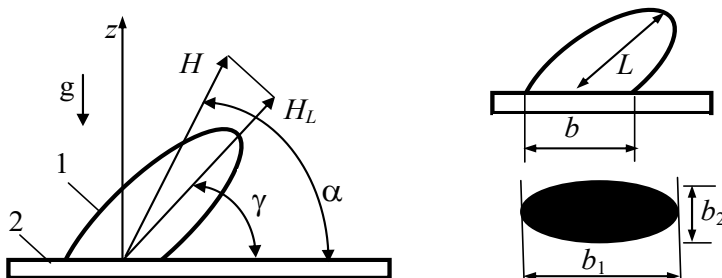


Рис. 1. Капля магнитной жидкости на пластине в наклонном магнитном поле (геометрия задачи)

В экспериментах использовалась магнитная жидкость на основе керосина МК-52, с намагниченностью насыщения $M_s = 52,1$ кА/м. Форма капли была изучена при различных углах наклона α магнитного поля по отношению к горизонтальному направлению ($\alpha=90^\circ, 80^\circ, 75^\circ, 70^\circ, 45^\circ$). Магнитное поле создавалось катушками Гельмгольца.

В однородном наклонном магнитном поле капля вытягивается вдоль его направления. В отличие от вертикального поля она не имеет осевой симметрии. Наличие горизонтальной компоненты магнитного поля приводит к тому, что в горизонтальном сечении капля также вытягивается вдоль направления поля, и ее основание приобретает эллипсоидальную форму.

Результаты исследования показали, что при уменьшении угла наклона α магнитного поля, сила тяжести начинает оказывать большее влияние на ее форму. Проявляется это в том, что угол наклона оси капли γ к горизонту становится меньше, чем угол наклона α напряженности магнитного поля. Разница между этими углами уменьшается с увеличением напряженности поля, а также при уменьшении объема капли.

Влияние поля на длину капли L существенно усиливается при уменьшении угла α , что иллюстрируется рис. 2 для капли объемом 70 мм^3 .

Капля как единое целое существует лишь в некотором диапазоне магнитных полей. При достижении напряженности поля некоторого критического значения происходит топологический распад на две примерно одинаковые капли. Распад наблюдается как при увеличении, так и при уменьшении поля при определенных объемах капли. Кривые топологической неустойчивости, представляющие собой зависимости критической напряженности наклонного поля от объема капли, представлены на рис. 3. Область слева от кривых соответствует устойчивости капель, справа – неустойчивости. Наклон поля понижает устойчивость капли, неустойчивость развивается у капель меньшего размера.

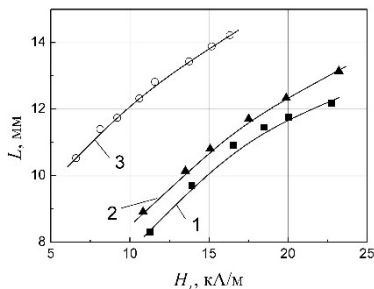


Рис. 2. Зависимость длины капли от напряженности магнитного поля H_L при углах наклона $\alpha = 90^\circ$ (1), 75° (2), 45° (3).

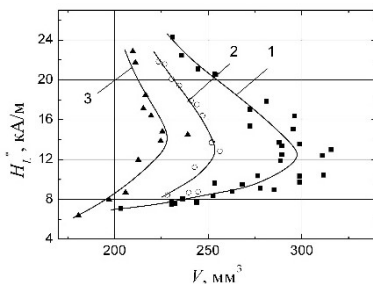


Рис. 3. Кривые неустойчивости капли магнитной жидкости при углах наклона $\alpha = 90^\circ$ (1), 75° (2), 70° (3).

2. Пузырь в магнитной жидкости в плоском горизонтальном щелевом канале в горизонтальном однородном магнитном поле.

У пузыря воздуха в тонком слое магнитной жидкости, заполняющей плоский щелевой канал, в поперечном к слою магнитном поле наблюдается магнитостатическая неустойчивость, проявляющаяся в трансформации пузыря в лабиринтную структуру [4]. Исследования [5] показали, что в поле, направленном вдоль щелевого канала немагнитные капли в магнитной жидкости, так же как и капли магнитной жидкости, сохраняют устойчивость формы и монотонно увеличивают свою длину вдоль направления поля.

Рассматривается пузырь воздуха, помещенный в заполненный магнитной жидкостью горизонтальный плоский щелевой канал. Канал с жидкостью помещен во внешнее однородное магнитное поле, направленное горизонтально, вдоль граней канала. Под действием пузырь с изначально круглым сечением диаметром D вытягивается вдоль поля, принимая эллипсоидную форму с большой осью a и малой осью b .

В экспериментах использованы магнитные жидкости на основе трансформаторного масла ММТ-23, ММТ-43 и ММТ-55 с намагниченностями насыщения соответственно 22,9, 43.3 и 55.4 кА/м. Толщина слоя магнитной жидкости в канале была равна $h = 1,1$ мм.

В эксперименте изменение магнитного поля в диапазоне до 25 кА/м осуществлялось небольшими ступенями с выдержкой каждого значения в течение 5 минут.

Изменение формы воздушного пузыря в плоском слое магнитной жидкости магнитном поле иллюстрируется рисунком 4.

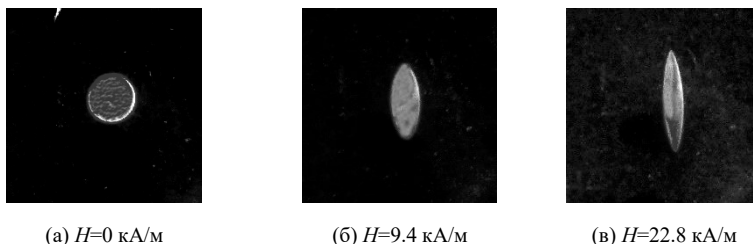


Рис. 4 – Изменение формы пузыря воздуха с начальным диаметром $D = 6.5$ мм в однородном магнитном поле

Установленные зависимости большой оси пузыря a от напряженности внешнего поля были обобщены и аппроксимированы на основе эмпирической зависимости, предложенной в [5], которая получена для магнитных и немагнитных капель:

$$a/D = \left[1 + 0,15S \cdot (h/D)^n \right]^{0,4}.$$

Параметр $S = \mu_0 M^2 D / \sigma$ определяет соотношение между магнитным скачком давления и силой поверхностного натяжения.

Для пузырей воздуха, представленная критериальная зависимость более точно описывает экспериментальные данные при значении коэффициента $n=0.89$. Сравнение обобщенных экспериментальных

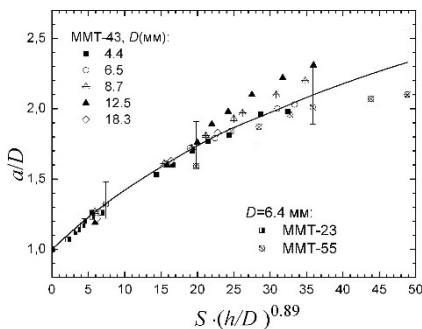


Рис. 5 – Обобщенные экспериментальные зависимости длины пузыря от безразмерного комплекса и их аппроксимации

ных данных (точки) с результатами аппроксимации по приведенному выражению (линия) показано на рис. 5.

Представленная критериальная зависимость позволяет определять размеры большой оси пузыря воздуха с погрешностью не более $\pm 10\%$, для пузырей с соотношением $h/D = 0,06 \div 0,25$ в жидкости с намагниченностью насыщения в диапазоне от 23 до 55 кА/м.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ, а также РФФИ (проект № 17-52-04025\17).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баштовой, В.Г. Введение в термомеханику магнитных жидкостей /В.Г.Баштовой, Б.М. Берковский, А.Н. Вислович. – М.: ИВТАН СССР, 1985. – 188 с.
2. Баштовой, В.Г. Полуограниченная капля магнитной жидкости в однородном магнитном поле / В.Г.Баштовой, С.Г.Погирницкая, А.Г.Рекс //Магнитная гидродинамика. – 1990. – №2. – С. 20-26.
3. Баштовой, В.Г. Влияние ультразвука на деформацию и устойчивость капли магнитной жидкости / В.Г. Баштовой, А.Г.Рекс, Аль-Джаиш Таха Малик Мансур // Изв. Нац. академии наук Беларуси. Серия физико-технических наук». – 2014. – № 3. –С.63-68.
4. Цеберс, А.О. Структуры границы раздела пузырька в магнитной жидкости в поле /А.О.Цеберс, М.М. Майоров //Магнитная гидродинамика. – 1980. – № 3 – С.15-20.
5. Bashtovoi, V. Dynamics of deformation of magnetic fluid flat drops in a longitudinal magnetic field /V.Bashtovoi, S.Pogirnitskaya, A.Reks //J.Magnetism and Magnetic Materials. – 1999. – V.201. – P. 300-302.

ОРИЕНТАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ХИРАЛЬНЫХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СУСПЕНЗИЙ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Макаров Д.В., Новиков А.А., Захлевных А.Н.

ФГБОУ ВО «Пермский государственный национальный исследовательский университет», г. Пермь, Российская Федерация
E-mail: dmakarov@psu.ru,

Аннотация: Изучена динамика ориентационной структуры феррохолестерического жидкого кристалла во вращающемся магнитном поле. Сцепление между магнитной и жидкокристаллической подсистемами предполагалось планарным. Получены и исследованы уравнения движения директора и намагниченности феррохолестерика во вращающемся магнитном поле. В приближении слабого магнитного поля найдено аналитическое выражение для шага спирали феррохолестерика.

Ключевые слова: феррохолестерический жидкий кристалл, вращающееся магнитное поле.

ORIENTATIONAL STRUCTURE OF CHIRAL LIQUID CRYSTALLINE SUSPENSIONS OF MAGNETIC NANOPARTICLES IN A ROTATING MAGNETIC FIELD

Makarov D.V., Novikov A.A., Zakhlevnykh A.N.

Perm State University, Perm, Russian Federation,
E-mail: dmakarov@psu.ru

Annotation: We study the dynamics of a helical orientational structure of a ferrocholesteric liquid crystal in a rotating magnetic field. We consider the planar coupling between the magnetic and liquid-crystalline subsystems. Solutions of the equation of motion of the director and magnetization of ferrocholesteric in a rotating magnetic field are obtained and investigated. In the approximation of a weak magnetic fields analytical expression are obtained for the pitch of the ferrocholesteric helix.

Key words: ferrocholesteric liquid crystal, rotating magnetic field.



МАКАРОВ Дмитрий Владимирович окончил Пермский госуниверситет в 2006 году. В 2010 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Ориентационные переходы в феррохематических жидких кристаллах». Доцент кафедры физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета. Имеет 82 научных публикации, в том числе 15 статей в журналах, входящих в базу данных Web of Science.



НОВИКОВ Александр Алексеевич окончил Пермский государственный университет в 2017 году. Аспирант кафедры физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета. Области научных интересов: физика суспензий магнитных частиц в жидких кристаллах, физика жидких кристаллов.



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.

Феррохолестерики (ФХ) представляют собой разбавленные суспензии однодоменных игольчатых частиц ферромагнетика в холестерическом жидком кристалле (ХЖК). Хиральность молекул ХЖК приводит к повороту направления преимущественной ориентации их длинных осей, единичный вектор, вдоль которого называют директором \mathbf{n} в результате чего образуется спиральная структура. В свободном состоянии директор ФХ закручен в пространстве вокруг некоторой оси, называемой осью спирали ФХ. Приложенное к ФХ магнитное поле воздействует как на магнитные моменты феррочастиц (дипольный механизм), так и на диамагнитную холестерическую матрицу (квадрупольный механизм).

Если диамагнитная анизотропия матрицы положительна, а на поверхности магнитных частиц созданы планарные условия сцепления (т.е. молекулы жидкого кристалла параллельны поверхности игольчатой феррочастицы), квадрупольный механизм, наряду с дипольным, способствует намагничиванию ФХ в направлении поля. Магнитное поле, приложенное перпендикулярно оси спиральной структуры ФХ, ориентирует директор в направлении поля и увеличивает шаг спиральной структуры. Рост напряженности поля приводит к раскручиванию спирали, т.е. фазовому переходу феррохолестерик – ферронематик, при достижении напряженностью поля критического значения.

Изучим динамику ориентационной структуры ФХ во вращающемся магнитном поле, полагая распределение феррочастиц по объему V суспензии однородным с объемной долей $f = Nv_p / V \ll 1$, где N – число частиц в суспензии, v_p – объем частицы. Будем считать энергию связи между молекулами ХЖК и феррочастицами большой, что соответствует

так называемому жесткому сцеплению между директором и намагниченностью [1]. В этом случае поведение ЖК и магнитной подсистем суспензии можно описывать одним вектором – директором \mathbf{n} .

Пусть ФХ помещен во внешнее однородное магнитное поле $\mathbf{H} = H(\cos \omega t, \sin \omega t, 0)$, которое вращается вокруг оси спирали z с частотой ω . В этом случае директор можно искать в следующем виде:

$$\mathbf{n} = (\cos \varphi(z, t), \sin \varphi(z, t), 0), \quad (1)$$

где φ – угол поворота директора, отсчитываемый от оси x . В этом случае возникающие ориентационные искажения отвечают деформациям кручения директора, поэтому градиенты скорости среды отсутствуют [2] и динамика ориентационной структуры ФХ определяется только уравнением движения директора [2]

$$\gamma_1 \frac{\partial n_i}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial n_i} + \nabla_k \frac{\partial F}{\partial (\nabla_k n_i)}, \quad (2)$$

где γ_1 – коэффициент вращательной вязкости жидкого кристалла, а F – объемная плотность свободной энергии ФХ в магнитном поле [1]:

$$F = F_1 + F_2 + F_3, \quad (3)$$

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

$$F_2 = -\frac{\chi_a}{2} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2, \quad F_3 = -M_s f \mathbf{n} \cdot \mathbf{H}.$$

Здесь K_{ii} – константы ориентационной упругости, $q_0 > 0$ – волновое число невозмущенной спирали ХЖК, $\chi_a > 0$ – анизотропия диамагнитной восприимчивости, M_s – намагниченность насыщения материала примесных частиц, f – объемная доля магнитных частиц. Слагаемое F_1 в плотности свободной энергии (3) отвечает энергии ориентационно-упругих деформаций поля директора, вклад F_2 представляет собой плотность энергии взаимодействия магнитного поля \mathbf{H} с ХЖК, вклад F_3 – плотность энергии взаимодействия магнитных частиц с магнитным полем. Мы полагаем концентрацию примесных частиц малой ($f \ll 1$), что позволяет пренебречь магнитными диполь-дипольными взаимодействиями частиц в суспензии.

Подставляя выражение (1) в объемную плотность свободной энергии (3), находим

$$F = \frac{K_{22}}{2} \left(\frac{d\varphi}{dz} - q_0 \right)^2 - \frac{\chi_a H^2}{2} \cos^2(\varphi - \omega t) - M_s f H \cos(\varphi - \omega t) \quad (4)$$

В этом случае уравнение движения директора (2) с учетом (1) приводит к следующему уравнению для угла φ :

$$K_{22} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{\chi_a H^2}{2} \sin 2(\varphi - \omega t) - M_s f H \sin(\varphi - \omega t) = \gamma_1 \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (5)$$

Выберем в качестве единицы измерения координаты величину q_0^{-1} и определим безразмерную координату $\zeta = q_0 z$, а также безразмерное время $\tau = \omega t$. В качестве единицы измерения напряженности поля выберем величину $H_0 = q_0 \sqrt{K_{22} / \chi_a}$ и определим безразмерную напряженность поля $h = H / H_0$. В беспримесном ХЖК, т.е. при $f = 0$, поле перехода холестерик – нематик равно $\pi H_0 / 2$ [2]. Значение напряженности H_0 можно получить из баланса вкладов F_1 и F_2 в свободной энергии (3). Таким образом, H_0 определяет порядок поля перехода ФХ в ферронематическую фазу, если раскручивание спиральной структуры ФХ обеспечивается квадрупольным (диамагнитным) механизмом F_2 [3]. Наряду с H_0 для ФХ можно определить другое характерное поле $H_d = K_{22} q_0^2 / (M_s f)$ из баланса вкладов F_1 и F_3 в свободной энергии (3).

Введем следующие безразмерные величины:

$$\xi = \frac{M_s f}{q_0 \sqrt{K_{22} \chi_a}}, \quad \Omega = \frac{2\gamma_1 \omega}{K_{22} q_0^2}. \quad (6)$$

Здесь $\xi = H_0 / H_d$ – параметр влияния магнитного поля [3], характеризующий основной механизм воздействия поля на спиральную структуру ФХ. При $\xi > 1$ доминирующим является дипольный механизм (воздействие поля на магнитные частицы), $\xi < 1$ отвечают преобладанию квадрупольного механизма (воздействие поля на ХЖК-матрицу); Ω – безразмерная угловая скорость вращения поля.

Полагая согласно работам [2, 3], анизотропию диамагнитной восприимчивости $\chi_a \approx 10^{-7}$, волновое число холестерика $q_0 \approx 10^4$ см⁻¹, константу кручения $K_{22} \approx 10^{-7}$ дин, коэффициент вращательной вязкости $\gamma_1 \approx 10^{-1}$ Пуаз, объемную долю магнитных частиц $f \approx 10^{-5}$, намагниченность насыщения материала магнитных частиц $M_s \approx 10^2$ Гс. Считая напряженность магнитного поля $H \approx 10^4$ Э и угловую скорость его вращения $\omega \approx 10$ рад/с, находим $h \approx 1$, $\Omega \approx 0.1$, $\xi \approx 1$.

Безразмерное уравнение динамики (5) примет вид:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \zeta^2} - \frac{h^2}{2} \sin 2(\varphi - \tau) - \xi h \sin(\varphi - \tau) = \frac{\Omega}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (7)$$

Полученное уравнение описывает пространственную зависимость угла $\varphi(\zeta, \tau)$ поворота директора и намагниченности ФХ с течением времени от напряженности h и угловой скорости Ω вращения магнитного поля, а также параметра влияния поля ξ .

Уравнение (7) в отсутствие поля имеет равновесное решение $\varphi(\zeta) = \zeta$, которое согласно (1) описывает геликоидальную структуру феррохолестерика. В слабом магнитном поле решение уравнения (7) имеет вид

$$\varphi(\zeta, \tau) = \zeta + \varphi_1(\zeta, \tau) \quad (8)$$

где $\varphi_1(\zeta, \tau)$ – малая поправка к равновесному решению, обусловленная вращением магнитного поля. Подставляя (8) в уравнение (7), в линейном порядке получаем уравнение

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \zeta^2} - \xi h \sin(\zeta - \tau) = \frac{\Omega}{2} \frac{\partial \varphi_1}{\partial t}, \quad (9)$$

установившееся решение которого приводит к следующему выражению для угла поворота директора $\varphi(z, t)$ в размерной форме:

$$\varphi(z, t) = q_0 z - \frac{M_s f H}{\sqrt{\gamma_1^2 \omega^2 + K_{22}^2 q_0^4}} \sin(q_0 z - \alpha t + \alpha), \quad (10)$$

где $\alpha = \arctan[\omega \gamma_1 / (K_{22} q_0^2)]$. Решение (10) описывает установившийся нестационарный режим. При включении вращающегося магнитного поля ортогонально оси спирали ФХ в зависимости от знака хиральности q_0 вдоль спирали распространяется возмущение ориентационной структуры директора в виде бегущей волны. Если $q_0 > 0$, то возмущение вдоль спирали движется в положительном направлении оси z , а при $q_0 < 0$ – в отрицательном направлении оси z . Такого же эффекта можно добиться, изменив направление вращения поля на противоположное.

Выражение (10) позволяет найти шаг спирали ФХ в слабых полях:

$$p = p_0 \left[1 + \frac{M_s^2 f^2 H^2}{2(\gamma_1^2 \omega^2 + K_{22}^2 q_0^4)} \right]. \quad (11)$$

где $p_0 = 2\pi / q_0$ – шаг невозмущенной спирали ФХ. Видно, что в слабых магнитных полях шаг спирали растет с увеличением напряженности

быстрее ($p - p_0 \propto H^2$), чем в чистом ХЖК, в котором $p - p_0 \propto H^4$ [2]. Такое изменение зависимости шага от напряженности поля обусловлено тем, что в слабых полях преобладает дипольный механизм влияния поля на ФХ, т.е. воздействие поля на магнитные частицы, а не на ХЖК-матрицу, обладающую слабой диамагнитной восприимчивостью. Как видно из (11), шаг P спирали ФХ не зависит от направления вращения магнитного поля, т.е. от знака ω , а в статическом случае ($\omega = 0$) совпадает с результатом работы [3] для шага спирали ФХ в слабом постоянном поле.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (проект №3.5977.2017/8.9).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brochard F., de Gennes P. G. // J. de Physique. – 1970. – Vol. 31, No. 7. – P. 691.
2. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. – 400 с.
3. Zakhlevnykh A. N., Sosnin P. A. // J. Magn. – Magn. Mat. 1995. – Vol. 146. – P. 103.

ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕННОЙ ЗАДЕРЖКИ В КОНТУРЕ ЦИРКУЛЯЦИИ РЕАКТОРА С ГАЗОДИСПЕРСНОЙ СРЕДОЙ

Мизонов В.Е.¹, Митрофанов А.В.¹, Camelo A.¹, Tannous K.²

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 эволюции дисперсной фазы в циркуляционном кипящем слое периодического действия и выявления важнейших факторов, влияющих на эффективность процесса. Модель базируется на теории цепей Маркова. Дисперсный материал представлен смесью двух фракций: исходный материал и продукты его обработки в реакторе. Движение фракций через реактор описано матрицами переходных вероятностей, а кинетика превращения исходного материала в готовый продукт – реакцией первого порядка. Поток частиц из реактора направляется в придонную часть реактора и описан моделью идеального вытеснения с задержкой по времени. Выполнена оценка влияния расходной скорости оживающего газа на время достижения материалом заданной степени переработки. Показано, что при наступлении циркуляции при значительном времени задержки необходимое время переработки может не только увеличиваться, но и превышать таковое при обработке в плотном слое.

Ключевые слова: циркуляционный реактор с псевдооживленным слоем, дисперсный материал, бинарная смесь, ячеечная модель, вектор состояния, матрица переходных вероятностей, время задержки.

INFLUENCE OF TIME DELAY IN A CIRCULATION LOOP OF A GAS-PARTICLE REACTOR

Mizonov V.E.¹, Mitrofanov A.V.¹, Camelo A.¹, Tannous K.²

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

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

² Chemical 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 evolution of particulate solids in a batch circulating fluidized bed reactor and to find the main factors influencing on the process efficiency. 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, and the transformation of the feed fraction is described as the first order chemical reaction. The particulate flow from the reactor is directed by a circulation line into its bottom zone. This flow is described as a plague flow with a certain time delay. Estimation of the fluidizing gas flow velocity on the time of reaching of a fixed degree of the feed particles transformation was done. It is shown that at circulation with considerable time delay the necessary time of particles treatment can increase and even become longer than for treatment in a dense bed.

Key words: circulating fluidized bed reactor, particulate solids, binary mixture, cell model, state vector, matrix of transition probabilities, time delay.

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. Является руководителем гранта РФФИ.

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 исполнителем гранта РФФИ.

CAMELO Arnold (Камело Арнольд), гражданин Колумбии – аспирант кафедры прикладной математики ИГЭУ. Направление его исследования - моделирование процессов в псевдооживленном слое с частицами меняющихся свойств.

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».

Газодисперсный поток в циркуляционном реакторе кипящего слоя, осложненный, протекающими в нем химическими реакциями, представляет собой сложную физико-химическую систему с обратными связями и существенным влиянием отдельных процессов друг на друга. Адекватные математические модели позволяют выявить наиболее существенные факторы, влияющие на технологические характеристики процесса, и учесть их при проектировании. Одним из таких факторов является время задержки пребывания частиц в линии циркуляции.

На рис.1 схематично показан циркуляционный реактор кипящего слоя и соответствующая ему ячеечная модель процесса, базирующаяся на теории цепей Маркова. Научные основы этого подхода изложены в работах [1-4]. Рассматривается реактор, работающий в периодическом режиме. Для упрощения модели допустим, что в процессе участвуют

только 2 фракции частиц: фракция А – частицы исходного материала, и фракция В – частицы, являющиеся продуктами реакции фракции А. Считается, что единственным гидродинамическим последствием протекания реакции является снижение скорости витания частиц фракции В по сравнению с А.

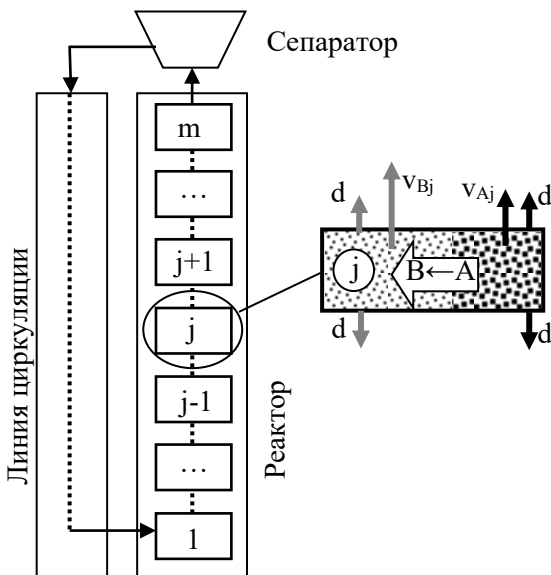


Рис. 1. Схема ячеечной модели циркуляционного кипящего слоя

Высота реактора разбита на m частей идеального перемешивания высотой Δx . Поперечное сечение реактора принято равным единице. Текущее состояние процесса характеризуется вектором состояния $\mathbf{S} = \{S_j\}$ размером $m \times 1$, где j – номер ячейки, отсчитываемый от низа реактора. Элементы вектора – объемное содержание частиц в ячейках. Последовательные состояния определяются в дискретные моменты времени $t_k = (k-1) \Delta t$, где Δt – продолжительность временного перехода, k – номер перехода (дискретный аналог времени). Эволюция состояния процесса может быть описана рекуррентными матричными равенствами:

$$\mathbf{S}_A^{k+1} = \mathbf{P}_A (\mathbf{S}_A^k - \Delta \mathbf{S}_{AR}^k), \quad (1)$$

$$\mathbf{S}_B^{k+1} = \mathbf{P}_B (\mathbf{S}_B^k + \Delta \mathbf{S}_{AR}^k), \quad (2)$$

где \mathbf{P} – матрицы переходных вероятностей, элементы которых являются вероятностями переходов из данной ячейки в соседние в течение одного временного перехода, правила построения которых подробно описаны

в работах [1-4]. Вектор ΔS_{AR}^k описывает кинетику реакции $A \rightarrow B$, то есть объем частиц, перешедших в каждой ячейке из фракции A во фракцию B в течение времени Δt . Не нарушая общности, опишем ее кинетикой реакции первого порядка:

$$\Delta S_{ARj}^k = \alpha_j^k S_{Aj}^k \Delta t = \alpha_0 (w_j^k / w_s)^{n_R} S_{Aj}^k \Delta t, \quad (3)$$

где α_j^k – постоянная скорости реакции, которая считается зависящей от локальной скорости обтекания частиц A w_j^k , где w_s – некоторая базовая скорость, α_0 и n_R – постоянные параметры.

Потоки частиц из последней ячейки реактора рассчитываются по формулам:

$$q_{Aout}^k = S_{A,m}^k v_{A,m}^k, \quad q_{Bout}^k = S_{B,m}^k v_{B,m}^k. \quad (4)$$

При идеальном сепараторе (циклоне) они полностью направляются в линию циркуляции и заводятся в нижнюю ячейку:

$$q_{Ar}^k = q_{Aout}^k, \quad q_{Br}^k = q_{Bout}^k. \quad (5)$$

Считается, что процесс в линии циркуляции моделируется потоком идеального вытеснения с конечной скоростью движения. Частицы заводятся в нижнюю ячейку реактора с задержкой k_d временных переходов. Изменение состояния в нижней ячейке описывается формулами:

$$S_{A1}^k := S_{A1}^k, \text{ если } k \leq k_d, \quad (6)$$

$$S_{A1}^k := S_{A1}^k + q_{Ar}^{k-k_d}, \text{ если } k > k_d. \quad (8)$$

Равенства (1)–(8) описывают эволюцию состояния процесса в циркуляционном реакторе. Рассмотрим некоторые результаты выполненных с ней численных экспериментов. Производительность реактора будем оценивать временем k_{95} , при котором 95% фракции A переходят во фракцию B.

На рис. 2 показаны распределения содержания фракций в реакторе при различной расходной скорости газа. Безразмерные скорости витания частиц фракций следующие: $v_{sA} = 0,3$; $v_{sB} = 0,1$. Эти расчеты выполнены для нулевого времени задержки $k_d = 0$.

С ростом скорости газа необходимое время переработки частиц снижается.

Рис. 3 показывает эти же распределения при развитой циркуляции ($w_0=0,5$) и разных временах задержки. Очевидно, что с ростом времени задержки характер этих распределений радикально меняется, а необходимое время возрастает. В частности, при $k_d=80$ оно становится больше, чем при реакции в плотном слое (рис. 2).

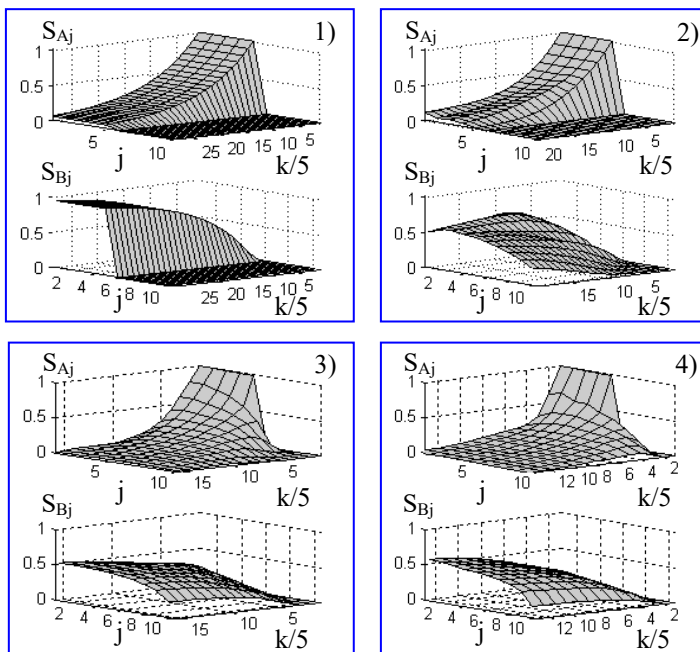


Рис.2. Состояние кипящего слоя при различных расходных скоростях газа при нулевой задержке в контуре циркуляции:

- 1 – $w_0=0,05$: реакция в плотном слое;
 2 – $w_0=0,15$: ожигание и циркуляция фракции В, плотное состояние фракции А;
 3 – $w_0=0,3$: ожигание обеих фракций, циркуляция В, но нет циркуляции А;
 4 – $w_0=0,5$: ожигание и циркуляция обеих фракций.

Рис. 4 обобщает результаты предыдущих расчетов в виде зависимости необходимого времени переработки частиц k_{95} от расходной скорости газа при различных временах задержки. Естественно, что до начала циркуляции фракции А это время практически не влияет на изменение k_{95} . Некоторое различие кривых обусловлено циркуляцией фракции В, балластирующей процесс. Далее это влияние становится существенным. При $k_d=0$ необходимое время продолжает монотонно снижаться, при $k_d=10$ практически стабилизируется (хотя потери мощности на прокачку газа продолжают возрастать), при больших k_d это время уже увеличивается и при $k_d=40$ становится таким же, как для плотного слоя при гораздо меньших затратах на прокачку.

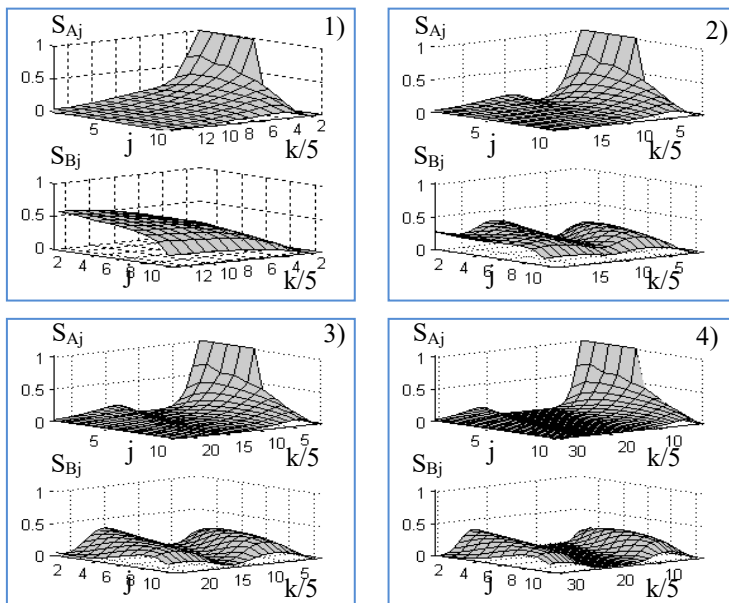


Рис.3. Состояние кипящего слоя при различных временах задержки в контуре циркуляции ($w_0=0,5$): 1 – $k_d=0$; 2 – $k_d=20$; 3 – $k_d=40$; 4 – $k_d=80$

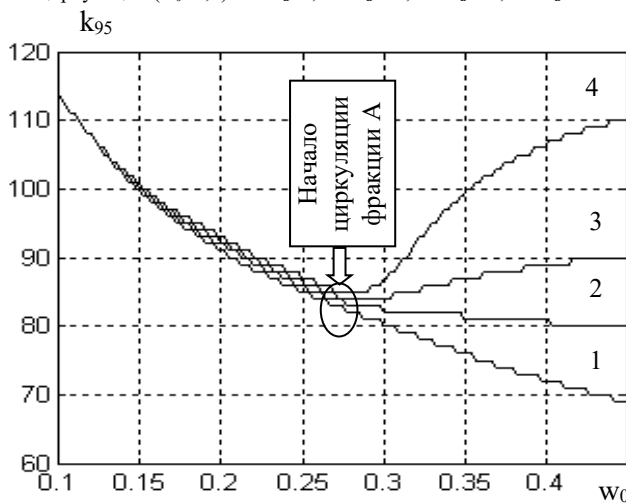


Рис.4. Влияние расходной скорости газа на время достижения 95%-го завершения реакции при различных временах: 1 – $k_d=0$; 2 – $k_d=10$; 3 – $k_d=20$; 4 – $k_d=40$

Таким образом, разработанная модель не только позволяет анализировать влияние параметров процесса на его эффективность, но и выделяет время задержки в линии циркуляции в качестве одного из ключевых факторов, определяющих преимущества (или недостатки) циркуляционного кипящего слоя.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №18-08-00028.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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.
3. **Mizonov V., Mitrofanov, A., Ogurtsov, A., Tannous, K.** Modeling of particle concentration distribution in a fluidized bed by means of the theory of Markov chains. *Particle Science and Technology*, 2014, Vol. 32, N. 2, pp.171-178.
4. **Mitrofanov, A., Mizonov, V., Tannous, K., Ovchinnikov, L.** A Markov chain model to describe fluidization of particles with time-varying properties, *Particulate Science and Technology*, 2018, VOL. 36, NO. 2, 244–253.

ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Яновский А.А.¹, Симоновский А.Я.², Ассоров П.С.², Шаталов Н.А.²

¹ФГБОУ ВО «Ставропольский государственный аграрный университет»,

²ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет»,

г. Ставрополь, Российская Федерация,

E-mail: aa.yanovskiy@yandex.ru¹

Аннотация: Экспериментально исследовано влияние переменного магнитного поля на теплообмен при кипении магнитной жидкости в переменном магнитном поле напряженностью 2 кА/м. Получены кривые кипения в магнитном поле частотой 5 Гц и 15 Гц. Установлено, что переменное магнитное поле приводит к уменьшению теплового потока поступающего к жидкости в 1,2 раза. На кривых кипения в переменном магнитном поле получены участки характерные для переходного режима кипения. Обнаружено явление обратимой коагуляции магнитной жидкости в процессе ее охлаждения.

Ключевые слова: теплообмен, кипение, магнитная жидкость, переменное магнитное поле, обратимая коагуляция.

HEAT TRANSFER IN BOILING MAGNETIC FLUIDS IN THE ALTERNATING MAGNETIC FIELD

Yanovskii A.A.¹, Simonovskii A.Ya.², Assorov P.S.², Shatalov N.A.²

¹Stavropol state agrarian university,

²North-Caucasian federal university, Stavropol, Russian Federation,

E-mail: aa.yanovskiy@yandex.ru¹

Annotation: An effect of an alternating magnetic field on heat transfer during the boiling of a magnetic fluid in an alternating magnetic field of intensity 2 kA / m is studied experimentally. Boiling curves are obtained in a magnetic field with a frequency of 5 Hz and 15 Hz. It is established that an alternating magnetic field leads to a decrease in the heat flow to the liquid by 1.2 times. Sections characteristic of a transient boiling regime were obtained on the boiling curves in an alternating magnetic field. A phenomenon of reversible coagulation of a magnetic fluid during its cooling has been detected.

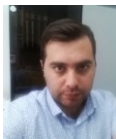
Key words: heat transfer, boiling, magnetic fluid, alternating magnetic field, reversible coagulation.



ЯНОВСКИЙ Александр Александрович, в 2013 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.14 «Теплофизика и теоретическая тепло-техника». Опубликовал 40 научных работ, в том числе 8 статей. В настоящее время доцент кафедры физики Ставропольского государственного аграрного университета



СИМОНОВСКИЙ Александр Яковлевич, в 1999 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме «Проблемы тепло- и массопереноса в магнитных жидкостях». Опубликовал 180 научных работ, в том числе более 30 статей, 20 статей в иностранных журналах, имеет авторское свидетельство на изобретение. В настоящее время профессор кафедры общей и теоретической физики Северо-Кавказского федерального университета.



АССОРОВ Павел Семенович, окончил Ставропольский государственный университет в 2009 году. В настоящее время является аспирантом кафедры общей и теоретической физики Северо-Кавказского федерального университета. Имеет 5 научных публикации.



ШАТАЛОВ Николай Андреевич, в 2017 окончил Ставропольский государственный аграрный университет с присвоением квалификации магистр техники и технологии по направлению Электроэнергетика и электротехника. Имеет 20 опубликованных работ, в том числе статья в издании, рекомендуемом ВАК.

Передача тепла с помощью процесса кипения используется в тепловых машинах уже более чем несколько сотен лет, однако начало систематическому фундаментальному изучению теплообмена при кипении было положено сравнительно недавно. Среди факторов, повлиявших на интенсивность исследований кипения, можно выделить развитие ракетной и атомной промышленности в середине прошлого века, а также разработку новых теплообменных аппаратов с большим выделением тепла в малых объемах. Несмотря на большое количество публикаций, проблема тепломассообмена при кипении жидкостей еще не имеет полного решения ввиду сложности процесса и большого числа факторов, влияющих на процесс. В намагничивающихся нанодисперсных коллоидах – магнитных жидкостях, исследование процесса кипения усложняется еще и необходимостью учета действия сил магнитного поля на жидкость и на паровую фазу, образующуюся при ее кипении. Изучение фундаментальных аспектов влияния магнитных полей на процесс теплообмена при кипении магнитных жидкостей (МЖ) расширяет сферу ее практического применения. Так, использование МЖ в процессе нестационарного охлаждения позволяет задавать прочность и твердость закаливаемых в ней материалов [1,2]. Потенциальное использование МЖ как теплоносителя в теплообменных устройствах создает предпосылки к возможности изменения режимов кипения и управлению тепловыми потоками при помощи магнитных полей [3].

Ранее было обнаружено влияние постоянного однородного магнитного поля напряженностью до 4,2 кА/м на тепловой поток при кипении

МЖ на нагревателе с точечным подводом тепла в условиях одиночного центра парообразования. Было установлено, что постоянное магнитное поле влияет на площадь контакта растущего пузырька пара с теплоотдающей поверхностью, и частоту его отрыва. Интенсивность теплообмена при кипении, таким образом, зависела от направления магнитного поля и его величины. На основе приближенной теории теплообмена при кипении было получено уравнение, связывающие удельный тепловой поток и силы, действующие со стороны магнитного поля в условиях пузырькового режима кипения МЖ [3-5].

В настоящей работе экспериментально исследуется влияние переменного магнитного поля на интенсивность теплообмена при стационарном кипении магнитной жидкости со множеством центров парообразования на массивном нагревателе. Используемая установка показана на рис. 1. Цилиндрический контейнер (1) изготовлен из алюминия. Тепло помощью электрического нагревателя (2), питаемого источником тока (3), подводилось ко всей площади основания контейнера. При таком способе обогрева на теплоотдающей поверхности (4) контейнера образовывалось множество центров парообразования. Тепловой поток, поступающий к кипящей жидкости, рассчитывался с помощью термопар (5). Одна из термопар заглублялась в основание контейнера, вторая прилегалась к теплоотдающей поверхности, располагаясь над первой термопарой. Третья термопара погружалась в объем МЖ, залитый в контейнер, и измеряла температуру ядра жидкости. Магнитное поле создавалось с помощью катушек Гельмгольца (6), ориентация магнитного поля вертикальная. Сигнал на катушки подавался от генератора сигналов со встроенным усилителем (7). Сигналы термопар регистрировались платой АЦП NI 9211 (8). В экспериментах использовалась МЖ, представляющая собой коллоидную взвесь частиц магнетита в керосине. МЖ была произведена Ивановским государственным энергетическим университетом.

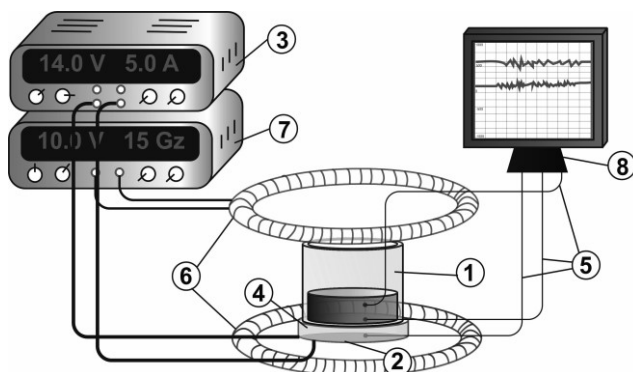


Рис.1. Схема экспериментальной установки

Исследования проводились в переменном магнитном поле напряженностью 2 кА/м. На рис. 2 представлены кривые кипения МЖ, полученные без включения магнитного поля (кривая 1), в магнитном поле с частотой 5 Гц (кривая 2) и в магнитном поле с частотой 15 Гц. Из рис. 2 видно, что полученные зависимости имеют немонотонный характер. Кривые 2 и 3 достигают максимума теплоотдачи в интервале температуры стенки 105-115°C. В интервале температур 120-130°C кривые имеют минимум. С увеличением температуры поверхности нагрева от 130°C до 180°C тепловой поток к жидкости монотонно возрастает.

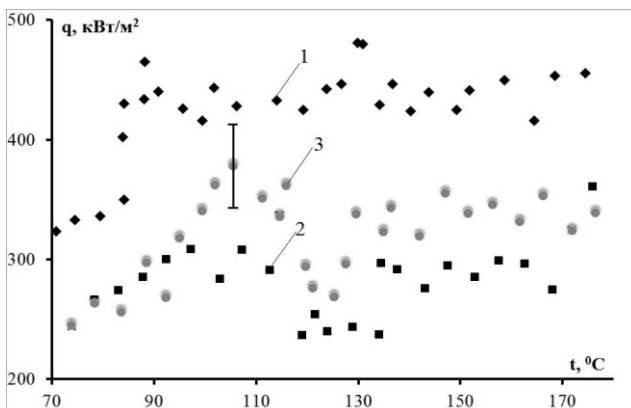


Рис.2. Кривые кипения МЖ: 1 – без магнитного поля, 2 – в переменном магнитном поле 5 Гц, 3 – в переменном магнитном поле 15 Гц.

Вид кривых 2 и 3 соответствует общему виду кривой кипения жидкости. Так, на кривых 2 и 3 можно выделить участки, соответствующие различным режимам кипения. До температур стенки 105–115°C наблюдается пузырьковый режим кипения, при этом пузырьки образуются в отдельных точках поверхности – активных центрах. С ростом температуры стенки образуется все большее число активных центров, и тепловой поток достигает максимума. В точке достижения критической тепловой нагрузки q_{max} , режим кипения изменяется. Дальнейший рост температуры, выше 105–110°C, сопровождается переходом от работы активных центров, работающих в режиме пузырькового кипения, к хаотичному характеру зарождения новых центров парообразования по всей поверхности нагревателя. Этот процесс сопровождается образованием небольших локальных пленок на поверхности нагревателя. Такой режим кипения называют переходным. При переходном режиме, вследствие снижения теплоотдачи к жидкости, быстро возрастает температура стенки. В интервале температур 120–130°C, в точке достижении минимума, вся поверхность стенки покрыта сплошной паровой пленкой, тепловой поток к жидкости достигает минимального значения q_{min} . Дальнейший рост температуры стенки увеличивает толщину паровой пленки, которая изолирует поверхность стенки от жидкости. Теплопередача к жидкости возрастает медленно, преимущественно за счет теплопроводности и излучения через паровую пленку. Пузырьки пара образуются уже не на поверхности стенки, а на границе пар-жидкость. Такой режим кипения называют пленочным.

На кривой кипения 1, полученной без включения магнитного поля, также прослеживается пузырьковый режим и достижение критического максимального потока. Однако, переходной режим кипения не обнаруживается. Следует отметить, что переходный режим кипения, вследствие его неустойчивости и быстрого роста температуры поверхности при этом режиме, на практике обнаруживается далеко не всегда. Таким образом, для кривой 1 наблюдается скачкообразный переход от пузырькового к пленочному режиму кипения.

Как следует из графиков, представленных на рис. 2, включение переменного магнитного поля с частотой 5 и 15 Гц приводит к уменьшению теплового потока, поступающего к жидкости на всем интервале температур стенки. Уменьшение теплового потока может быть объяснено влиянием магнитного поля на активные центры, образующиеся на поверхности стенки. По-видимому, при пузырьковом режиме кипения переменное магнитное поле препятствует увеличению количества центров парообразования, а также влияет на частоту отрыва пузырьков

пара. При этом переменное магнитное поле, позволяет реализовать переходной режим кипения магнитной жидкости на массивном нагревателе с электрическим нагревателем. Наличие на кривых 2 и 3 переходного режима кипения позволяет предположить, что, вероятно, переменное магнитное поле замедляет рост температуры стенки. Это может быть связано с затруднением объединения соседних центров парообразования в локальные пленки на поверхности нагревателя вследствие воздействия поля.

При проведении экспериментов было обнаружено явление образования плотной пленки на поверхности МЖ с последующим ее растворением (рис. 3). Пленка образовывалась после прекращения нагрева МЖ в процессе ее остывания в интервале температур 150–170 °С. С последующим течением времени и уменьшением температуры жидкости пленка становилась меньше в размерах ее «плотность» уменьшалась. В течение часа пленка полностью растворялась, не оставляя каких-либо остатков или сгустков как на поверхности, так и во всем объеме МЖ.

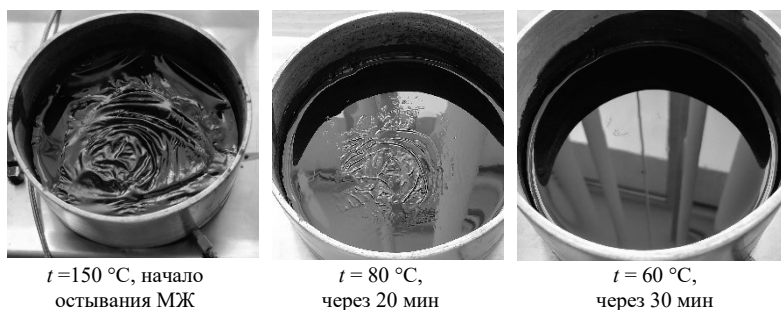


Рис. 3. Обратимая коагуляция в МЖ. На фотографиях представлена поверхность МЖ в процессе ее остывания после прекращения нагрева.

Состав пленки был изучен при помощи рентгеновского анализатора X-Арт М, предназначенного для определения качественного и количественного элементного состава твердых, жидких и порошкообразных веществ. Также, была изучена динамика процесса растворения «пленки» (рис. 4).

Через равные промежутки времени, при охлаждении, рентгеновским анализатором освещалась свободная поверхность МЖ. На графике представлены полученные спектральные линии Fe энергий перехода $K\alpha$. На графике по оси абсцисс отложены значения энергий перехода, по оси

ординат интенсивность излученной энергии. Верхняя кривая – 1, соответствует МЖ разогретой до 80°C , «пленка» на свободной поверхности видна отчетливо, кривая 2 была получена через 300 с. после первого измерения, последующие, лежащие ниже кривые, через такие же промежутки времени. При получении спектральных линий, описываемых кривыми 5, 6, визуальнo «пленка» не наблюдается, вся свободная поверхность МЖ однородна. Площади под кривыми, пропорциональны концентрации атомов Fe на свободной поверхности МЖ.

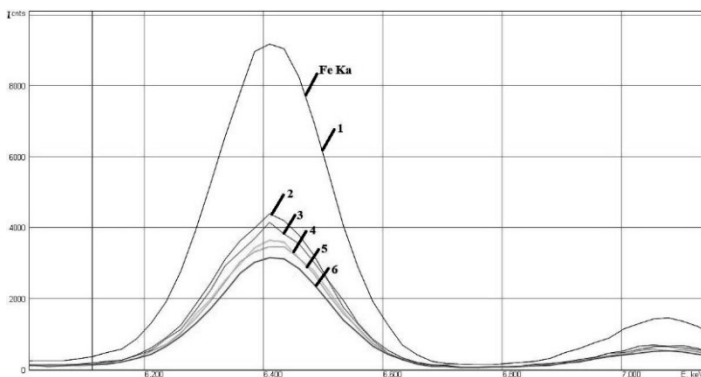


Рис. 4. Спектральные линии Fe , полученные при охлаждении МЖ.
1 – 0 с., 2 – 300 с., 3 – 600 с. и т.д.

На рис. 5 представлен график, показывающий изменение концентрации железа на свободной поверхности МЖ при охлаждении с течением времени.

Из графика видно, что концентрация железа в пленке превышает концентрацию железа в поверхностном слое магнитной жидкости без пленки в 2,5 раза. По-видимому, явление образования пленки на свободной поверхности из коллоидных частиц, с ее последующим растворением в объеме, можно трактовать как процесс обратимой коагуляции в магнитной жидкости. Следует отметить, что явление обратимой коагуляции было обнаружено в магнитных жидкостях различных производителей. Исследования этого явления представляет интерес с точки зрения изучения устойчивости намагничивающихся нанодисперсных жидкостей.

Развитие качественных представлений о влиянии переменного магнитного поля на процесс теплообмена при кипении МЖ могут способствовать эксперименты с каплями магнитной жидкости в магнитных полях. Такие эксперименты основаны на аналогии между изменением формы пузырьков

пара окруженных МЖ под воздействием сил магнитного поля и изменением формы капли МЖ окруженной немагнитной средой [6].

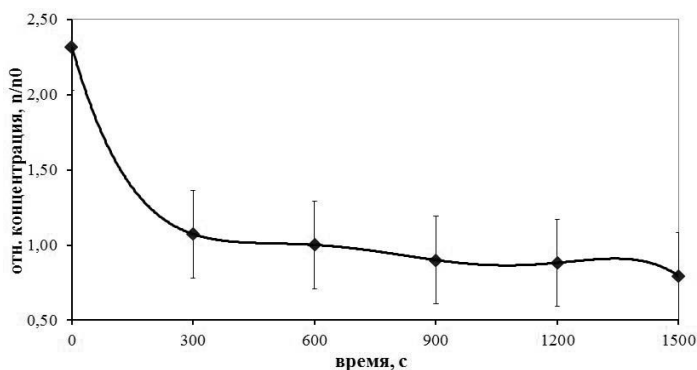


Рис. 5. Изменение относительной концентрации Fe на свободной поверхности магнитной жидкости

Для количественного описания теплообмена при кипении МЖ в переменном магнитном поле возможно использование приближенной теории теплообмена [7] при развитии пузырькового кипения, а также критериальных уравнений теплообмена.

Выражаем благодарность Ивановскому государственному энергетическому университету за предоставленные образцы магнитной жидкости. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-01-00037).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V.V. Gogosov, A.Ya. Simonovskii, R.D. Smolkin, Quenching and separation in magnetic fluids // J Magn Magn Mater. – 1990, №85, pp. 227-232.
2. V.S. Bashtovoi, B. Challant, O.Y. Volkova, Boiling heat transfer in magnetic fluids // J Magn Magn Mater. – 1993. – №122. pp. 305-308.
3. A.A. Yanovskiy, A.Ya. Simonovsky, V. L.K holopov, I.Yu. Chuenkova, Heat Transfer in Boiling Magnetic Fluid in a Magnetic Field. Solid State Phenomena, Vol. 233-234, 2015, pp. 339-343.
4. A.A. Yanovskii, A.Ya. Simonovskii, E.M. Klimenko, On the Influence of the Magnetic Field upon Hydrogasdynamic Processes in a Boiling Magnetic Fluid. Surface Engineering and Applied Electrochemistry – 2014, № 3, Vol. 50, pp. 260–266.
5. A. Yanovskiy, A. Simonovsky, I. Chuenkova, Measurement of the vapor bubble formation frequency in boiling magnetic fluid by a two-layer medium method // Magnetohydrodynamics. – 2018. – №1-2, Vol. 54. pp. 121–125.
6. Розенцвейг Р., Феррогидродинамика: Пер.с англ /Р.Е. Розенцвейг – М.: Мир, 1989. 356 с.
7. Ягов В.В., Теплообмен при пузырьковом кипении: возможности и пределы теоретического анализа // Теплоэнергетика. – 2007, – №3. – с. 2-8.

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ БОЛЬШОЙ НАПРЯЖЕННОСТИ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКУЮ СТРУЮ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Коровин В.М.¹, Кажан В.А.²

¹ФГБОУ ВО «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики»
г. Москва, Российская Федерация

²ФГБОУ ВО «РГАУ - МСХА имени К.А. Тимирязева»
г. Москва, Российская Федерация
E-mail: verazhan@yandex.ru

Аннотация. Исследован вызванный силами поверхностного натяжения распад струи феррожидкости в однородном продольном магнитном поле. В постановке задачи используется схематизация распада струи, принятая в теории Релея. Кривая намагничивания феррожидкости аппроксимируется модифицированным законом Ланжевена.

Ключевые слова: неустойчивость, феррожидкость, магнитное поле, кривая намагничивания.

INFLUENCE OF A STRONG LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD ON A CYLINDRICAL JET OF MAGNETIC FLUID

Korovin V.M.¹, Kazhan V.A.²

¹M.V. Lomonosov Moscow State University, Research Institute of Mechanics, Moscow, Russian Federation

²Russian Timiryazev State Agrarian University, Moscow, Russian Federation
E-mail: verazhan@yandex.ru

Abstract. A magnetic fluid jet breakup caused by surface tension is studied in environments with a uniform longitudinal magnetic field. Statement of the problem is formulated in the framework of Rayleigh's theory. A magnetization curve is approximated with the modified Langevin's law.

Key words: instability, ferrofluid, magnetic field, magnetization curve.

Введение. Проведено математическое моделирование явления распада цилиндрической струи магнитной жидкости, вызванного силами поверхностного натяжения при наличии приложенного продольного магнитного поля. Используется релеевская постановка гидродинамической задачи [1]. В аналитическом исследовании с целью охвата всего технически достижимого диапазона изменения напряженности магнитного поля применяется аппроксимация полученной из эксперимента кривой намагничивания конкретной феррожидкости. При аппроксимации используются два экспериментально находимых магнитных параметра: намагнитченность насыщения

M_s и начальная магнитная восприимчивость χ_1 рассматриваемой феррожидкости. Для записи приближенного уравнения экспериментальной кривой намагничивания эти величины подставляются в модифицированный закон Ланжевена [2].

Взяты приведенные в [3] физические параметры магнитной жидкости. С их использованием проведено упрощение задачи о расчете возмущения магнитного поля. Изучен капиллярный распад струи в широком диапазоне изменения напряженности поля.

Имеющиеся решения этой задачи получены [4–6] с использованием линейного закона намагничивания, выполняющегося лишь в случае слабых полей.

Постановка задачи. Будем считать, что в невозмущенном состоянии, реализованном в момент времени $t = 0$, струя магнитной жидкости (область 1 на рис. 1) является цилиндром радиуса a .

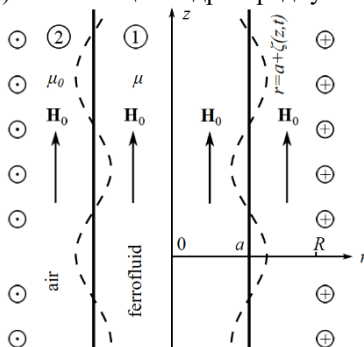


Рис. 1. Геометрия задачи

Предполагается, что каждая из жидких частиц движется с одной и той же скоростью. Жидкий цилиндр находится внутри длинного соленоида радиуса $R \gg a$. Оси этого цилиндра и соленоида совпадают. Давление в окружающей жидкости воздухе (область 2) постоянно. Создаваемое соленоидом магнитное поле обозначим \mathbf{H}_0 .

При $t > 0$ вследствие развития начальных бесконечно малых возмущений форма поверхности струи изменяется. В случае $\mathbf{H}_0 = 0$ амплитуды осесимметричных мод с длинами волн $\lambda > 2\pi a$ растут с ростом времени, вызывая распад струи, а все имевшиеся в момент $t = 0$ неосесимметричные моды затухают [1].

Известно [5], что продольное магнитное поле оказывает стабилизирующее воздействие как на осесимметричные, так и на неосесимметричные моды. Ввиду этого при исследовании распада струи достаточно изучить влияние поля на осесимметричные моды.

Введем цилиндрическую систему координат r, θ, z , в которой при $t = 0$ все жидкие частицы покоятся. Обозначим через $\mathbf{a}_r, \mathbf{a}_\theta, \mathbf{a}_z$ соответствующие орты. Пусть уравнение $r = \mathbf{a} + \zeta(\mathbf{z}, t)$, $t > 0$, описывает форму поверхности струи. Возмущенные магнитные поля в феррожидкости и газе обозначим, соответственно, через $\mathbf{H}_j(r, z, t) = H_{jr}\mathbf{a}_r + H_{jz}\mathbf{a}_z$, $j = 1, 2$. Используются общепринятые обозначения: $\mathbf{B}_1(r, z, t) = \mu_0(\mathbf{M} + \mathbf{H}_1)$, $\mathbf{B}_2(r, z, t) = \mu_0\mathbf{H}_2$ – магнитная индукция, $\mathbf{M}(r, z, t) = \chi(H_1)\mathbf{H}_1$ – вектор намагниченности, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м – магнитная постоянная. Учитывается зависимость магнитной восприимчивости χ от $H_1 = \sqrt{H_{1r}^2 + H_{1z}^2}$. Далее используются также дифференциальная проницаемость $\mu_t(H_1) = dB_1/dH_1$ [6] и дифференциальная магнитная восприимчивость $\chi_t(H_1) = dM/dH_1$, причем $\mu_t(H_1) = \mu_0[1 + \chi_t(H_1)]$. Реализующиеся в экспериментах кривые намагничивания феррожидкостей являются выпуклыми кверху, ввиду чего $\chi_t < \chi$.

При $t > 0$ имеем: $\mathbf{B}_1(r, z, t) = \mu_0[\mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(r, z, t) + \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_1(r, z, t)]$, $\mathbf{B}_2(r, z, t) = \mu_0[\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_2(r, z, t)]$. Здесь $\mathbf{m}_0 = \chi(H_0)\mathbf{H}_0$, $\mathbf{m}(r, z, t) = \chi(H_0)\mathbf{h}_1 + [\chi_t(H_0) - \chi(H_0)]\mathbf{H}_0$, а $\mathbf{h}_j(r, z, t)$ – малые возмущения векторов магнитных полей.

Уравнения магнитостатики для возмущений имеют вид:

$$\text{rot}\mathbf{h}_j = 0, \quad j = 1, 2, \quad \text{div}(\mathbf{m} + \mathbf{h}_1) = 0, \quad \text{div}\mathbf{h}_2 = 0$$

Отсюда следует

$$\mathbf{h}_j = \text{grad}\psi_j, \quad \dots \quad \frac{1}{\sigma^2} \left(\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_1}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial z^2} = 0, \quad \dots \Delta \psi_2 = 0, \quad (1)$$

$$\text{где } \Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \dots \sigma(H_0) = \sqrt{\frac{1 + \chi_t(H_0)}{1 + \chi(H_0)}},$$

На поверхности раздела магнитная жидкость-газ граничные условия магнитостатики в линейном приближении записываются следующим образом:

$$r = a: \quad \psi_1 = \psi_2, \quad \mu_1(H_0) \frac{\partial \psi_1}{\partial r} - \mu_0 \frac{\partial \psi_2}{\partial r} = \mu_0 M_0 \frac{\partial \zeta}{\partial z} \quad (2)$$

Вдали от поверхности раздела возмущение магнитного поля исчезает.

При заданном H_0 для вычисления $\sigma(H_0)$ потребуется предварительно полученная из эксперимента кривая намагничивания. Предлагается аппроксимировать экспериментальную кривую намагничивания близкой к ней на начальном и конечном участках кривой.

Уравнение этой кривой выражается модифицированным законом Ланжевена [2]

$$M_0(H_0) = M_s L(3\chi_t H_0 / M_s), \quad L(x) = \text{cth } x - 1/x$$

где χ_t и M_s – начальная магнитная восприимчивость и намагниченность насыщения, вычисленные на основе экспериментальных кривых.

В случае слабых полей имеем

$$M_0(H_0) = \chi_t H_0 \left[1 - 0.6(\chi_t H_0 / M_s)^2 \right] \text{ при } H_0 \ll \chi_t$$

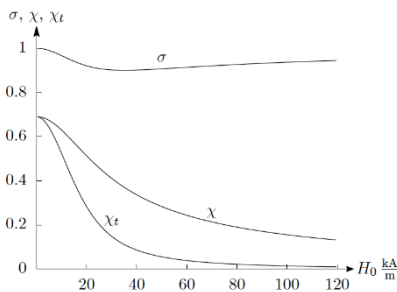


Рис. 2. Зависимости безразмерных параметров σ , χ , χ_t от H_0

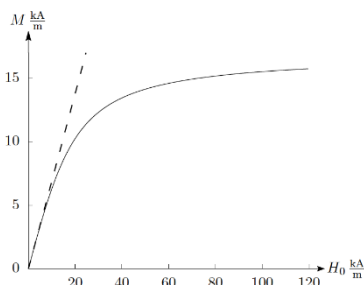


Рис. 3. Законы намагничивания.

Рассмотрим использовавшуюся в экспериментах [3] феррожидкость с $\chi_t = 0,69$, $M_s = 16,9$ кА/м. Из представленных на рис. 2 графиков видно, что $\sigma(H_0)$ является медленно изменяющейся функцией мало отличающейся от $\text{const} = 1$. Это означает, что при расчете возмущения магнитного поля H_0 допустимо полагать $\Delta \Psi_1 = 0$ во всем диапазоне H_0 .

В рамках применяемой схематизации распада струи феррожидкости линеаризованные уравнения и граничные условия гидродинамики записываются следующим образом

$$\Delta\varphi=0, r = a: \quad \frac{\partial\zeta}{\partial t} = \frac{\partial\varphi}{\partial r}, \dots \rho \frac{\partial\varphi}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\zeta}{a^2} + \frac{\partial^2\zeta}{\partial z^2} \right) + \mu_0 M_0 \frac{\partial\psi_1}{\partial z}, \quad (3)$$

где $\varphi(r, z, t)$ - потенциал скорости, ρ – плотность феррожидкости, α - коэффициент поверхностного натяжения. Для рассматриваемой феррожидкости имеем $\rho=1324$ кг/м³, а на границе с воздухом $\alpha=0,059$ Н/м. Пусть струя имеет радиус $a=0,5$ мм.

Следует отметить, что в динамическом условии на свободной поверхности – последнее выражение (3) – ввиду малости опущен магнитный скачок давления [6], [7].

Капиллярный распад струи. Исследуем зависимость решения задачи (1)–(3) от t с помощью метода нормальных мод [1]. Выберем нормальные моды пропорциональные $\exp\{i[kz - \omega(k)t]\}$, где i – мнимая единица.

Выведенное в работе дисперсионное уравнение имеет вид

$$\omega^2 = \frac{\alpha}{\rho a^3} \left[\frac{\kappa^3 s(H_0) I_1(\kappa) K_0(\kappa)}{1 + \kappa \chi(H_0) I_1(\kappa) K_0(\kappa)} + \frac{\kappa I_1(\kappa)}{I_0(\kappa)} (\kappa^2 - 1) \right] \quad (4)$$

где $s(H_0) = \mu_0 a [\chi(H_0) H_0]^2 / \alpha$, $\kappa = ka$ - безразмерное волновое число, а $I_0(\kappa)$, $I_1(\kappa)$, $K_0(\kappa)$, $K_1(\kappa)$ - модифицированные функции Бесселя [8].

На рис. 3 сплошная линия представляет кривую ланжевенковского намагничивания рассматриваемой феррожидкости. Штриховой прямой показан линейный закон намагничивания.

На рис. 4 изображены графики зависимости квадрата безразмерной частоты $\Omega = \omega / \sqrt{\alpha / (\rho a^3)}$ от κ . Частота ω вычислена из дисперсионного уравнения (4) при различных значениях напряженности магнитного поля H_0 . Точки минимума графиков определяют безразмерные волновые числа κ_m мод, наиболее быстро растущих при заданном H_0 . Случай $H_0 = 0$ соответствует классической задаче Релея о капиллярной неустойчивости струи [1].

На рис. 5 представлена зависимость длины волны наиболее быстро растущей моды $\lambda_m = 2\pi a / \kappa_m$ от H_0 . Из графиков рис. 3 и рис. 5 видно, что при намагниченности феррожидкости близкой к намагниченности

насыщения величина λ_m существенно превышает значения, получаемые с использованием линейного участка кривой намагничивания.

Заключение. После аппроксимации экспериментальной кривой намагничивания с помощью модифицированной кривой Ланжевена [2] решена задача о капиллярной неустойчивости цилиндрической струи феррожидкости, находящейся в продольном однородном магнитном поле H_0 . Используется метод нормальных мод. Значение H_0 может изменяться в диапазоне от $H_0=0$ до максимальной технически достижимой величины.

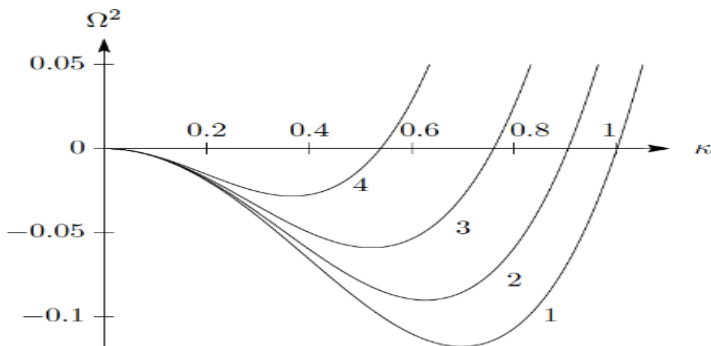


Рис. 4. Зависимость квадрата безразмерной частоты от κ : кривая 1: $H_0=0$; 2: $H_0=10$ кА/м; 3: $H_0=20$ кА/м; 4: $H_0=120$ кА/м.

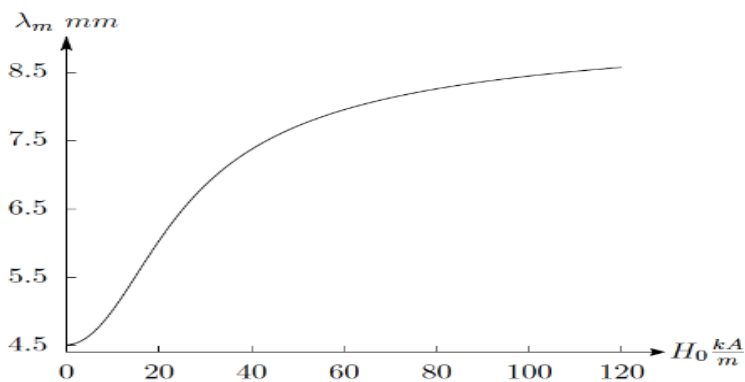


Рис.5. Зависимость длины волны наиболее быстро растущей моды от H_0

Показано, что в случае сильных магнитных полей при решении задачи магнитостатики допустимо использовать модель линейного намагничивания. При исследовании динамики феррожидкости требуется учитывать нелинейность закона ее намагничивания.

Для струи конкретной феррожидкости с заданными физическими свойствами построен график зависимости от H_0 длины волны наиболее быстро растущей моды.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-01-00037).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Дразин Ф.** Введение в теорию гидродинамической устойчивости. //М.: Физматлит, 2005. 287 с.
2. **Abou B., Néron de Surgy G., Wesfreid J. E.** Dispersion relation in a ferrofluid layer of any thickness and viscosity in a normal magnetic field; asymptotic regimes // J. Phys. II France. 1997. Vol. 7 No. 8. P. 1159-1171.
3. **Dorbolo S., Falcon E.** Wave turbulence on the surface of a ferrofluid in a horizontal magnetic field // Phys. Rev. E. 2011. Vol. E83. 046303.
4. **Тактаров Н.Г.** Распад струи магнитной жидкости // Магнитная гидродинамика. 1975. № 2. С. 35-38.
5. **Баштовой В.Г., Краков М.С.** Устойчивость осесимметричной струи намагничивающейся жидкости // ПМТФ. 1978. № 4. С. 147-153.
6. **Розенцвейг Р.** Феррогидродинамика. //М.: Мир, 1989. 357 с.
7. **Берковский Б.М., Медведев В.Ф., Краков М.С.** Магнитные жидкости. // М.: Химия, 1989. 239 с.
8. **Абрамовиц М., Стиган И.** Справ/ по специальным функциям. //М.: Наука, 1979. 832 с.

О ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ РЭТЧЕТ-ЭКСПЕРИМЕНТА НА МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

Стороженко А.М.¹, Шабанова И.А.¹, Арефьев И.М.², Беседин А.Г.¹,
Крипачев А.В.¹

¹ ФГБОУ ВО «Юго-западный государственный университет»
г. Курск, Российская Федерация, E-mail: storogenko_s@mail.ru

² ФГБОУ ВО «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»

г. Иваново, Российская Федерация,
E-mail: tatyana_arefyeva@mail.ru

Аннотация. Для создания рэтчет-системы используется суперпозиция статического и переменного магнитного полей, что позволяет нарушить симметрию вращения частиц в направлениях по и против часовой стрелки в плоскости магнитного поля. Это приводит к эффективному направленному вращению образца, измеряемому в виде плотности вращательного момента вещества.

Ключевые слова: ректификация, рэтчет-эффект, флуктуации, колебания, переменное магнитное поле, магнитная жидкость, вращательный момент, магнитные наночастицы

ON REALIZATION OF RATCHET-EXPERIMENT USING MAGNETIC FLUIDS

Storozhenko A.M., Shabanova I.A., Aref'ev I.M., Besedin A.G., Kripachev A.V.

Southwest State University, Kursk, Russian Federation

E-mail: storogenko_s@mail.ru

Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russian Federation

E-mail: tatyana_arefyeva@mail.ru

Abstract: To create a ratchet system we use a superposition of a static and an oscillating magnetic field to break the symmetry of clockwise and counterclockwise reorientations of the particles in the plane of the magnetic field. This leads to an effective directed rotation measured as an induced torque density in the sample because of the viscous coupling of the particles to the carrier fluid.

Key words: rectification, ratchet, fluctuations, oscillations, oscillating magnetic field, magnetic fluid, torque, magnetic nanoparticles

Извлечение направленного движения из случайных тепловых флуктуаций частиц является давней обсуждаемой и спорной проблемой статистической физики. Она берет начало с мысленного эксперимента «демона Максвелла» [1] и затем трансформируется Смолуховским в задачу о механической рэтчет-системе, в частности, броуновские моторы обсуждаются им в [2]. Направленное броуновское движение микроскопических объектов согласуется со вторым законом термодинамики в том

случае, если система находится в сильно неравновесном состоянии [3]. Необходимым условием подобных рэтчет-систем является наличие броуновского движения объектов, а также ассиметричного периодического во времени потенциала.

Энгел предложил использовать магнитные жидкости во внешнем магнитном поле в качестве модели рэтчет-системы [4]. Магнитные жидкости, как стабильные дисперсные системы магнитных однодоменных частиц в жидкости-носителе [5], подходят для такого рода исследований, поскольку частицы активно участвуют в тепловом броуновском движении, а их индивидуальной ориентацией можно управлять посредством внешнего магнитного поля. Одновременная ориентация всех частиц ведет к изменению макроскопических свойств вещества (так, статическое поле приводит к классической Ланжевенковской намагниченности), а переменные магнитные поля приводят к снижению вязкости, вплоть до отрицательных значений [6-8].

Первая (и на данный момент единственная) статья, посвященная экспериментальному изучению ректификации тепловых флуктуаций частиц магнитной жидкости, была опубликована в 2009 году [9]. В этой рэтчет-системе авторы использовали суперпозицию статического и переменного магнитного поля для нарушения симметрии вращения частиц в направлениях по и против часовой стрелки в плоскости магнитного поля. Это привело к эффективному направленному вращению образца за счет сил вязкого трения частиц и окружающей жидкости. Эффект измерялся посредством определения величины плотности вращательного момента. В отличие от других экспериментов [10-11] в данном случае магнитное поле не содержало вращательной компоненты. Рассмотрим реализацию данного эксперимента.

В основе экспериментальной установки лежит идея крутящего маятника [11]. Сферическая стеклянная капсула (диаметр ~ 2 см), полностью заполненная жидким образцом, подвешивается на тонкой стеклянной нити (диаметр 50 мкм, длина 80 см) в магнитном поле, создаваемом двумя парами колец Гельмгольца. Одна пара колец создает статическое магнитное поле, а другая, перпендикулярно расположенная, - осциллирующее магнитное поле. Сферическая геометрия капсулы обеспечивает однородность размагничивающего поля. Мониторинг параметров магнитного поля осуществляется посредством двух датчиков Холла. Поворот образца регистрируется видеокамерой. По углу поворота можно рассчитать вращательный момент. Точность измерения вращательного момента составляет 10^{-3} Н/м².

В горизонтальной плоскости в направлении оси X магнитное поле

постоянно, а в направлении оси Y изменяется по периодическому закону [9]

$$H_Y(t) = \alpha \cos(\omega t) + \alpha \sin(2\omega t + \delta),$$

где α - амплитуда напряженности магнитного поля, ω - циклическая частота, δ - сдвиг фаз. Изменяя величину δ , можно получать различные конфигурации переменного магнитного поля: как симметричные по периоду (рис. 1 справа), так и несимметричные (рис. 1 слева).

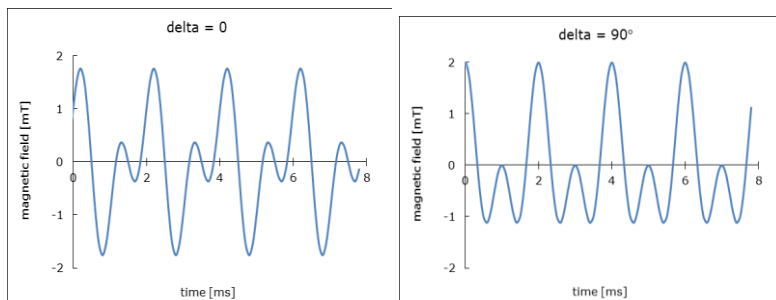


Рис. 1. Переменное магнитное поле

Переменное периодическое магнитное поле, несимметричное по периоду, позволяет нарушить симметрию вращения частиц в направлениях по и против часовой стрелки в плоскости магнитного поля. Вращение магнитных частиц создает локальные завихрения гидродинамического потока, что благодаря вязкости жидкости-носителя приводит к переносу вращения от частиц к макроскопической системе и может быть зафиксировано как гидродинамический поток в единице объема вещества. Это приводит к эффективному направленному вращению образца, измеряемому в виде плотности вращательного момента вещества. Результирующее магнитное поле не является вращающимся (в отличие от большинства предыдущих работ). В статическом магнитном поле (ось x) частицы приобретают определенное направление магнитного момента, но с микроскопической точки зрения у них нет преимущественного направления флуктуаций. Если же на статическое магнитное поле в перпендикулярном направлении (ось y) накладывается подходящее магнитное поле, переменное во времени, то тогда формируется рэчкет-потенциал, значение которого, усредненное по времени, может быть измерено в направлении оси z . В простейшем случае, подходящей формой переменного магнитного поля можно считать сумму двух гармонических функций.

Исходя из классической теории Фейнмана, в случае, когда в системе отсутствует асимметрия внешних условий (магнитное поле симметрично по периоду) рэтчет-эффект не наблюдается. Иными словами, крутящий момент, действующий на капсулу, заполненную магнитной жидкостью, равен нулю за счет эквивалентного количества вращения магнитных наночастиц по и против часовой стрелки. Однако результаты экспериментов (и проведенных нами, и опубликованных ранее в [9]) показывают наличие макроскопического вращения даже в случае, когда переменное магнитное поле симметрично по периоду – рис. 2.

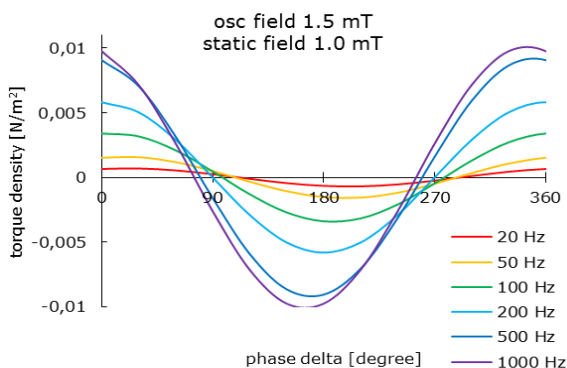


Рис. 2. Экспериментальная зависимость величины вращательного момента от фазового сдвига

Исследования проведены на образце МЖ, представляющем собой систему наночастиц магнетита Fe_3O_4 , стабилизированных олеиновой кислотой в дисперсионной среде - керосине. Образец изготовлен в проблемной научно-исследовательской прикладной феррогидродинамики Ивановского государственного энергетического университета. Характеристики образца представлены в таблице.

Таблица

Параметры образца магнитной жидкости

Начальная магнитная восприимчивость	3.3
Намагниченность насыщения [кА/м]	45
Средний размер частиц [нм]	8.9
Объемная концентрация магнитной фазы [%]	8.4
Вязкость [мПа·с]	12
Плотность [кг/м³]	1252

Макроскопическая динамика магнитной жидкости под влиянием вышеописанных полей была теоретически описана Энгелом в его микро-

скопической модели [12]. Шлиомис предложил альтернативную феноменологическую (дебаевскую) модель [13]. Выводы обеих теорий будут сравниваться с экспериментальными результатами в ходе дальнейшей работы.

Научно-исследовательская работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента, договор № МК-1796.2018.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. C. Maxwell, Theory of Heat // Longmans, Green, London (1871)
2. M. V. Smoluchowski, Phys. Z. 13, 1069, (1912); P. Reimann, Phys. Rep. 361, 57 (2002); R. D. Astumian, Science 276, 917 (1997)
3. R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, Lectures on Physics // Addison-Wesley, Reading, MA, (1963), Vol. 1
4. A. Engel, H. W. Müller, P. Reimann, and A. Jung, Phys. Rev. Lett. 91, 060602 (2003)
5. Colloidal Magnetic Fluids, Lecture Notes in Physics Vol. 763, edited by S. Odenbach // Springer, New York (2009)
6. J.-C. Bacri, R. Perzynski, M. I. Shliomis, and G. I. Burde, Phys. Rev. Lett. 75, 2128 (1995);
7. A. Zeuner, R. Richter, and I. Rehberg, Phys. Rev. E 58, 6287 (1998);
8. R. Krauß, B. Reimann, R. Richter, I. Rehberg, and M. Liu, Appl. Phys. Lett. 86, 024102 (2005)
9. T. John, R. Stannarius Phys. Rev. E 80, 050104(R) (2009)
10. A. Chaves, C. Rinaldi, S. Elborai, X. He, and M. Zahn, Phys. Rev. Lett. 96, 194501 (2006)
11. A.M. Storozhenko, R. Stannarius, A.O. Tantsyura, I.A. Shabanova, JMMM 431 (2017) P. 66-69
12. A. Engel and P. Reimann, Phys. Rev. E 70, 051107 (2004)
13. M. I. Shliomis, Phys. Rev. Lett. 92, 188901 (2004)

ВЕС НЕМАГНИТНОГО ТЕЛА В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Хохрякова (Бушуева) К.А.

Институт механики сплошных сред, филиал ФИЦ УрО РАН
г. Пермь, Российская Федерация
E-mail: bca@mail.ru

Аннотация. Экспериментально измерена сила, действующая на погруженное в магнитную жидкость немагнитное тело, во внешнем однородном вертикальном магнитном поле. В этом случае силовое воздействие на тело связано с магнитными полями, создаваемыми самой жидкостью. Получены зависимости силы, действующей со стороны магнитной жидкости на погруженное в нее немагнитное тело, от смещения этого тела относительно центра полости при различных величинах напряженности внешнего однородного магнитного поля. Обнаружено, что с ростом напряженности поля действующая магнитная сила увеличивается. Вблизи торцов полости с магнитной жидкостью, где наибольшая неоднородность поля, сила достигает максимума, в центре полости эта сила равна нулю.

Ключевые слова: магнитная жидкость; магнитное поле; магнитная левитирующая сила

WEIGHT OF A NON-MAGNETIC BODY IN A MAGNETIC FLUID IN A UNIFORM MAGNETIC FIELD

Khokhryakova (Bushueva) C.A.

Institute of Continuous Media Mechanics, Perm, Russian Federation
E-mail: bca@mail.ru

Annotation: the force acting on a nonmagnetic body immersed into a magnetic fluid under the action of external uniform magnetic field was measured experimentally. The cause of the appearance of ponderomotive forces are inhomogeneous "demagnetizing" fields created by the liquid itself. It was obtained from the experiment that the ponderomotive force is dependent on the displacement of the aluminum cylinder relative to center of the cavity and on the strength of the external field. The ponderomotive force increases with the field strength growth. This force is maximal near the ends of the cavity with a magnetic fluid due to the greatest inhomogeneity of the field, and is always minimal in the center of the cavity.

Keywords: magnetic fluid, magnetic field, magnetic levitation force



ХОХРЯКОВА (Бушуева) Кристина Андреевна окончила Пермский государственный педагогический университет в 2007 году. В 2015 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Деформация горизонтального слоя феррожидкости на жидкой подложке под действием магнитного поля». Имеет 43 публикации, в том числе 5 статей в зарубежных журналах. В настоящее время является научным сотрудником лаборатории динамики дисперсных систем в Институте механики сплошных сред УрО РАН.

Введение.

Магнитные жидкости (МЖ) благодаря наличию у них суперпарамагнитных [1] свойств наряду с хорошей текучестью довольно широко используются в различных технических приложениях, таких как демпферы и уплотнители [2]. Такое применение предполагает непосредственный контакт МЖ с движущимися частями механизмов, выполненными как из магнитных, так и немагнитных материалов [3]. В частности, возникает задача о расчете положения (смещении относительно центра полости) таких тел в объеме МЖ и действующей на них возвращающей силы.

В случае неограниченного объема магнитной жидкости в окрестности магнитного тела магнитная сила возникает из-за неоднородности магнитного поля и направлена в сторону его градиента. Однако приложенное внешнее однородное магнитное поле также способно привести к появлению такой силы. Магнитное поле внутри МЖ в отсутствие тела внутри нее будет однородным, как и внешнее магнитное поле. В присутствии тела линии магнитного поля существенно искажаются близ границы твердое тело – жидкость, что приводит к неоднородности поля, а значит – к появлению магнитной силы [4]. Таким образом, используя конечные объемы магнитной жидкости можно добиться левитации не только магнита, но и немагнитного тела в МЖ в однородном магнитном поле.

В данной работе экспериментально определена сила, действующая на немагнитные тела при их смещении относительно центра ограниченной емкости в виде цилиндра, заполненной магнитной жидкостью, в вертикальном однородном магнитном поле.

Методика эксперимента.

В качестве немагнитного тела в эксперименте использовался круглый алюминиевый ($\rho_{Al} = 2,665 \text{ г/см}^3$) цилиндр высотой $h_c = 7.0$ мм, диаметром $d = 7.0$ мм и массой 710 мг. На оси цилиндра фиксировалась нерастяжимая нить подвеса, выполненная из нихромовой проволоки диаметром 0.02 мм, длиной ~ 20 см. Масса цилиндра вместе с подвесом в воздухе составляла 722 мг. Алюминиевый цилиндр помещался внутрь стеклянной цилиндрической кюветы высотой $h = 23.65$ мм и диаметром

$D = 26.70$ мм, заполненной магнитной жидкостью (рис. 1).

Магнитная жидкость, используемая в эксперименте, представляла собой тип «магнетит в керосине, стабилизированный олеиновой кислотой», со следующими параметрами: начальная магнитная восприимчивость $\chi_0 = 6,7$; намагниченность насыщения $M_\infty = 51,6$ кА/м; плотность $\rho = 1,412$ г/см³; динамическая вязкость $\eta = 7,6$ мПа*с.

После помещения немагнитного тела внутрь стеклянного цилиндра верхний его торец плотно запаивался, чтобы избежать искривления свободной границы магнитной жидкости в ортогональном магнитном поле. Для заливки магнитной жидкости и контроля за центрированием подвеса (а также положением цилиндра в объеме магнитной жидкости) в верхнем основании стеклянной кюветы на оси симметрии имелся патрубок. В ходе эксперимента небольшой столбик магнитной жидкости заполнял патрубок наполовину. Таким образом, удавалось избежать искривления свободной поверхности магнитной жидкости, чтобы снизить влияние мениска на результирующую магнитную силу, действующую на цилиндр при приближении к верхнему торцу кюветы.

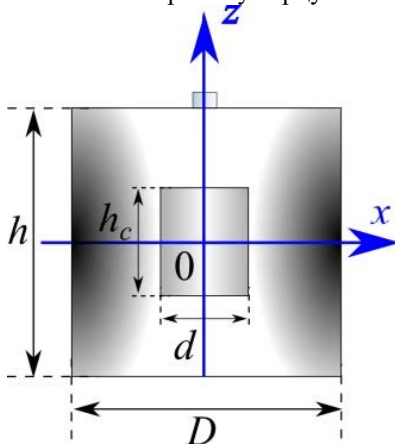


Рис. 1. Общий вид экспериментальной установки

Кювета, заполненная магнитной жидкостью с погруженным внутрь нее алюминиевым цилиндром, устанавливалась на плоскую горизонтальную платформу, подвижную в вертикальном направлении. Положение платформы по высоте регулировалось с точностью до 0,1 мм. Вся система помещалась в область вертикально направленного магнитного поля катушек Гельмгольца радиусом 126 мм с однородностью поля до 1% в пределах области геометрических размеров используемой экспериментальной кюветы.

Вес цилиндрического немагнитного тела в ячейке, заполненной магнитной жидкостью, фиксировался с помощью лабораторных высокоточных аналитических весов типа ВесТа АВ I с точностью измерений до 0,001 г. Передвижная платформа обеспечивала смещение в вертикальной плоскости кюветы с магнитной жидкостью относительно покоящегося на подвесе цилиндра. Такой подход позволял минимизировать возможные возмущения цилиндра с подвесом, а, следовательно, и уменьшить флуктуации показаний весов. Эксперимент был выполнен при комнатной температуре $(26 \pm 1)^\circ\text{C}$.

Результаты эксперимента

В эксперименте расчет F_m осуществлялся по разности веса цилиндра в центре полости $P(z_0)$ и в точке с координатой z $P(z)$, смещенной относительно центра вдоль оси симметрии цилиндра $F_m = P(z) - P(z_0)$.

На рис. 2 представлена зависимость магнитной силы F_m , действующей на немагнитный цилиндр в МЖ в вертикальном однородном магнитном поле различной напряженности H , от координаты цилиндра относительно центра полости ($z = 0$). Как и в случае левитации постоянного магнита в МЖ, при смещении тела от центра полости наблюдается увеличение модуля возвращающей магнитной силы. Вблизи дна ($z \in (-5, 0)$) полости действующая на цилиндр магнитная сила направлена вверх. По мере его перемещения ближе к центру полости эта сила уменьшается вплоть до нуля в точке $z = 0$. Затем, при дальнейшем увеличении зазора между нижним торцом полости и цилиндром магнитная сила меняет знак и начинает втягивать цилиндр внутрь полости с МЖ ($z \in (0, -5)$).

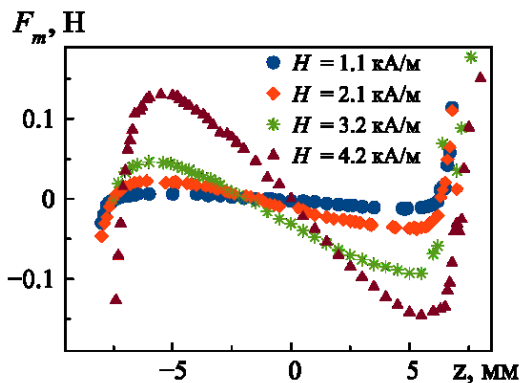


Рис. 2. Зависимость магнитной силы, действующей на немагнитное тело в МЖ, от координаты его местоположения относительно сосуда, в однородном магнитном поле

Отметим, что на участках $z \in (-7,5; -7,0)$ и $z \in (7,0; 7,5)$ величина магнитной силы существенно отличается от нуля ввиду малого отклонения точки фиксации нити подвеса от оси симметрии алюминиевого цилиндра в процессе его смещения, что приводит к возникновению клина между нижним торцом полости и цилиндра.

Наибольшей величины магнитная сила достигает при относительном сближении цилиндра и торцов полости до $\sim 0,7$ от величины зазора между ними $(h - h_c)/2$, когда координата положения цилиндра $z = 0$.

С ростом намагниченности жидкости (увеличением напряженности приложенного внешнего магнитного поля) магнитная сила возрастает, а соответствующая ей координата z_m смещается ближе к центру полости.

При сближении цилиндра с торцами полости более чем на $0,9(h - h_c)/2$ наблюдается аномальное поведение F_m – она значительно увеличивается по модулю и меняет свое направление.

Одной из причин такого поведения может быть сгущение силовых линий магнитного поля вблизи кромок цилиндра, обусловленное неоднородностью магнитного поля внутри контейнера с МЖ (рис. 3). Для проверки этого тезиса необходимо сгладить кромку алюминиевого цилиндра, в идеале использовать вместо цилиндра шар.

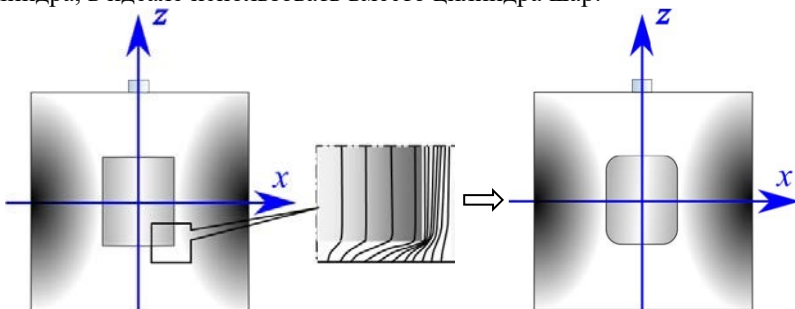


Рис. 3. Схема сгущения силовых линий магнитного поля вблизи кромки цилиндра.

Кроме того, на результаты измерений магнитной возвращающей силы отчасти может влиять небольшое напряжение сдвига, или предел текучести, которое проявляется в зависимости от качества очистки МЖ при ее изготовлении [5].

Закключение.

Экспериментально измерена сила, действующая на немагнитное тело, погруженное в магнитную жидкость во внешнем однородном магнитном поле. Пондеромоторная сила достигает максимума вблизи торцов полости с магнитной жидкостью, а в центре полости всегда равна

нулю. С ростом напряженности поля пондеромоторная сила увеличивается. При этом в тонкой магнитожидкостной прослойке между торцом цилиндра и полости возникает дополнительная сила, направленная противоположно пондеромоторной, которая может быть обусловлена как неоднородностью магнитного поля вблизи кромок цилиндра, так и не-ньютоновскими свойствами самой магнитной жидкости.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ-Урал № 16-01-00517 А.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Шлиомис М.И. Магнитные жидкости // Успехи физ. наук. 1974. Т. 112, Вып. 3. С. 427–458.
2. Berkovsky B.M., Medvedev V.F., Krakov M.S. Magnetic Fluids: Engineering Applications / Oxford University Press, 1993.
3. Rosensweig R.E. Magnetic fluid pneumatic bearings // US Patent № 3734578. 1973.
4. Kvitantsev A.S., Naletova V.A., Turkov V.A. Levitation of magnets and paramagnetic bodies in vessels filled with magnetic fluid // Fluid Dynamics. 2002. Vol. 37, no. 3. P. 361–368.
5. Бибик Е.Е. Реология дисперсных систем / Л.: изд-во Ленинградского ун-та, 1981. 172 с.

ЭГД-ТЕЧЕНИЯ ОТ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДЕТАЛЕЙ, НАХОДЯЩИХСЯ В ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Стишков Ю.К., Нечаев Д.А., Васильков С.А.

ФГБОУВО «Санкт-Петербургский государственный университет»,

Санкт-Петербург, Россия

E-mail: y.stishkov@gmail.com

Аннотация. В работе исследуются ЭГД-течения, возникающие у поверхности идеального твёрдого диэлектрика в виде листа с закругленным краем, помещённым между двумя плоскими электродами в слабопроводящую жидкость. Исследование проводится при помощи компьютерного моделирования с учётом процессов накопления заряда на диэлектрических поверхностях. Обнаружено, что в такой системе ЭГД-течения могут быть вызваны двумя разными механизмами зарядообразования, и их структура существенно отличается.

Ключевые слова: слабопроводящая жидкость, компьютерное моделирование, электрогидродинамика, неравновесные слои, эффект Вина.

EHD FLOWS CAUSED BY SOLID DIELECTRIC COMPONENTS PLACED INTO LIQUID DIELECTRIC

Stishkov Yu.K., Nechaev D.A., Vasilkov S.A.

St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

E-mail: y.stishkov@gmail.com

Annotation. The paper studies EHD flows emerging at the surface of an ideal solid dielectric in the form of a sheet with a rounded edge, which is placed between two planar electrodes in a weakly conducting liquid. The research is carried out with the help of computer simulation taking into account the processes of charge accumulation on dielectric surfaces. It was found that EHD flows can be caused by two different charging mechanisms in this system, and can have quite different structure.

Key words: weakly conducting liquid, computer simulation, electrohydrodynamics, nonequilibrium layers, Wien effect.



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.



НЕЧАЕВ Дмитрий Андреевич – студент бакалавриата СПбГУ по направлению «Прикладные физика и математика», получил степень бакалавра прикладных математики и физики в 2018 году. Имеет публикацию в Journal of Electrostatics, выступал с постерным докладом на АРМ 2017.



ВАСИЛЬКОВ Сергей Андреевич – аспирант СПбГУ по направлению «Физика», получил степень магистра прикладных математики и физики в 2016 году. Имеет более десяти публикаций, в том числе пять научных статей в иностранных журналах.

Введение

В настоящее время твёрдая изоляция в диэлектрической жидкости используется во многих высоковольтных системах, в том числе и электрогидродинамических (далее – ЭГД) [1-4]. При решении ЭГД-задач зачастую на поверхности твёрдого диэлектрика задают условие отсутствия нормальной компоненты электрического поля. Это эквивалентно тому, что заряд на поверхности диэлектрика накопился и сосредоточен в пристеночном слое, полностью экранируя нормальную компоненту электрического поля в жидкости. Однако это приближение не во всех жидкостях может оказаться состоятельным, поэтому необходимо следить за справедливостью его применения.

С целью выявить особенности структуры ЭГД-течений, возникающих у поверхности твёрдых диэлектриков, в данной работе рассматривается система с идеальным твёрдым диэлектриком в виде листа с закругленным краем, помещённым между двумя плоскими электродами в слабопроводящую жидкость. Исследование проводится при помощи компьютерного моделирования с учётом процессов накопления заряда на диэлектрических поверхностях. Геометрия системы обладает плоскостью симметрии и симметрией относительно трансляции вдоль выделенного направления, поэтому можно рассматривать половину системы в двумерной постановке задачи (предполагается, что симметрия не будет нарушаться). Геометрия модели представлена на рис. 1.

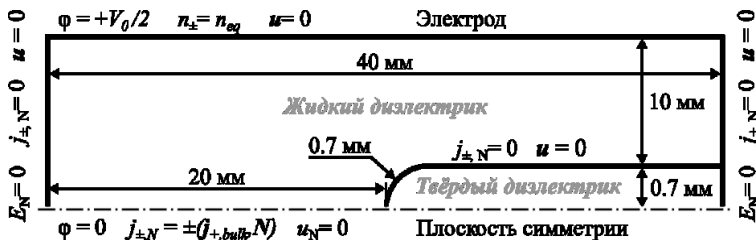


Рис. 1. Геометрия модели (не в масштабе)

Считаем, что лист сделан из идеального диэлектрика: $\sigma_H = 0$. Такое приближение обосновано тем, что в реальных системах, как правило, проводимость твердых диэлектриков на порядки меньше проводимости жидкости (например, у оргстекла удельная проводимость может достигать 10^{-16} См/м [5]).

В работе рассматривается два крайних случая, когда заряд на поверхности накапливается незначительно (соответствует жидкости с малой проводимостью 10 пСм/м) и когда он накапливается полностью (проводимость жидкости 10 нСм/м). Проводится анализ результатов моделирования для обоих случаев.

Математическая модель и методика моделирования

Математическая модель представляет собой двухионную систему ЭГД-уравнений, учитывающую эффект Вина:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_L \varepsilon_0}, \quad \rho = e(Z_1 n_1 + Z_2 n_2), \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi, \quad (1)$$

$$\partial n_i / \partial t + \operatorname{div} \mathbf{j}_i = W_0 F(p) - \alpha_r n_1 n_2, \quad i = 1, 2, \quad (2)$$

$$W_0 = \alpha_r n_0^2, \quad n_0 = \frac{\sigma_L}{2be}, \quad F(p) = I_1(4p) / (2p), \quad p = \frac{e^2}{2k_B T} \sqrt{\frac{E}{4\pi \varepsilon_L \varepsilon_0 e}}, \quad (3)$$

$$\mathbf{j}_i = \operatorname{sign}(Z_i) n_i b \mathbf{E} - D \nabla n_i + n_i \mathbf{u}, \quad i = 1, 2, \quad (4)$$

$$\gamma \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \gamma (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla P + \eta \Delta \mathbf{u} + \rho \mathbf{E}, \quad \operatorname{div} \mathbf{u} = 0. \quad (5)$$

Здесь \mathbf{E} – напряжённость электрического поля, ρ – плотность объёмного заряда, ε_0 – электрическая постоянная, e – элементарный заряд, φ – электростатический потенциал, n_i – концентрация i -ого сорта частиц, t – время, \mathbf{j}_i – плотность потока, создаваемого i -ым сортом частиц, W_0 – интенсивность диссоциации в отсутствие эффекта Вина, $F(p)$ – функция, выражающая эффект Вина по Онзагеру [6], α_r – коэффициент рекомбинации по Ланжевону, n_0 – равновесная концентрация, $I_1(p)$ – модифицированная функция Бесселя первого порядка первого рода, k_B – постоянная Больцмана, T – температура системы, D – коэффициент диффузии, \mathbf{u} – вектор скорости жидкости, γ – плотность жидкости, P – давление в жидкости, η – динамическая вязкость.

Диэлектрическая проницаемость жидкости ε_L и диэлектрика ε_H выбраны одинаковыми, что позволяет исключить эффект поляризации. Свойства рабочей жидкости соответствуют трансформаторному маслу и жидкостям на его основе: $b = 10^{-9}$ м²/(В·с), $\gamma = 870$ кг/м³, $\eta = 0.025$ Па·с, $T_0 = 20$ °С.

Граничные условия также изображены на рис. 1. На электроде задано условие равенства концентрации равновесной, умноженной на $\sqrt{F(p)}$. Это позволяет не учитывать возникновение неравновесных слоёв вблизи поверхности электродов. На границе, соответствующей плоскости симметрии геометрии задачи, в жидкости задано условие нулевого конвективного потока. Также здесь имеет место условие равенства с противоположным знаком потоков ионов, которое означает, что число ионов одного знака, прошедших через эту границу, равно числу ионов другого знака, прошедших через эту же границу в обратном направлении.

Для учёта накопления диффузного заряженного слоя вблизи границы твёрдого диэлектрика была дополнительно построена мелкая упорядоченная сетка в прилегающей к диэлектрической пластине области толщиной 10 мкм. Оставшаяся часть сетки строилась из общих соображений построения сетки для ЭГД задач.

Поскольку задача существенно нелинейная, и в модели рассчитываются электрофизические явления как на микро, так и на макро масштабах, непосредственное решение требует значительных ресурсов. Поэтому сначала проводилось решение нестационарной задачи в неподвижной жидкости (без учёта (5)) со «спуском» по диффузии. То есть для первого приближения значение коэффициента диффузии завышалось в тысячу раз. Далее это решение использовалось в качестве начального условия для следующей итерации, где коэффициент диффузии уменьшался на порядок. И так до тех пор, пока не будет решена задача с реальным значением коэффициента диффузии. После этого решалась нестационарная задача гидродинамики (5) с фиксированными значениями переменных уравнений Нернста-Планка и электростатики. Решение этой задачи бралось в качестве начального условия для решения стационарной задачи с полной системой. В результате мы получаем **стационарное** распределение рассчитываемых величин.

Результаты моделирования

Рассматривались два условно предельных случая. Ожидалось, что в более проводящей жидкости нормальная компонента электрического поля будет полностью экранироваться пристеночным заряженным слоем в таких жидкостях формируется достаточно быстро. Здесь должен доминировать механизм образования заряда за счёт эффекта Вина. Во втором случае время накопления заряда на барьере будет настолько велико, что существенным окажется перенос заряда в тангенциальном электрическом поле. Поэтому заряженный слой не будет экранировать

поле полностью, и наряду с диффузным у поверхности твердого диэлектрика ожидается формирование неравновесного диссоциационно-рекомбинационного пристеночного слоя.

На рис. 2 приведены силовые линии и распределение модуля электрического поля, нормированного на модуль среднего поля в системе без барьера: $E_0 = V_0/(L+H)$, парциального электрического заряда ионов и линии тока и модуля скорости ЭГД течений в жидкости «низкой» проводимости 10 пСм/м. Вне барьера поле однородно, а силовые линии поля взаимно параллельны и нормальны к электродам. В области барьера поле частично проникает в пластину. Однако силовые линии у поверхности барьера изменяют направление и проникают в барьер под косым углом. Это объясняется тем, что за время накопления заряда на поверхности пластины возникает касательная к барьеру составляющая электрического поля, обеспечивающая ионный ток вдоль барьера.

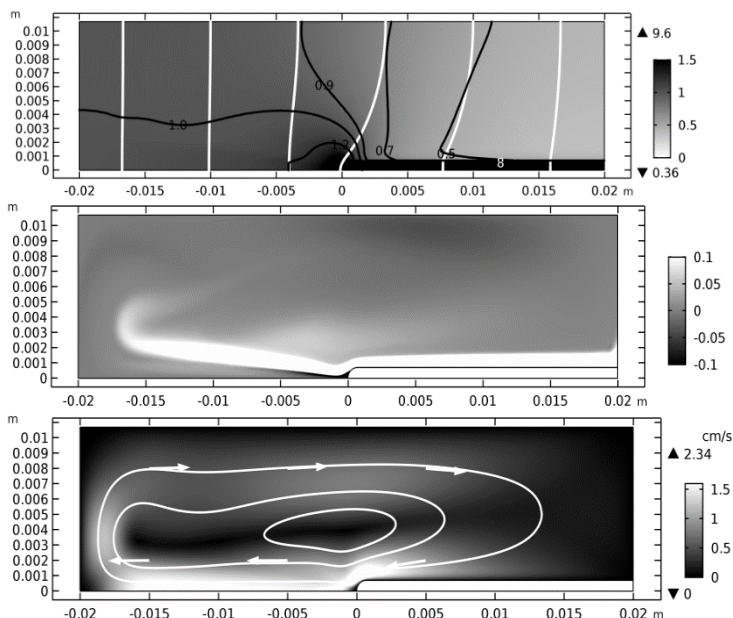


Рис. 2. Контурные распределения и силовые линии электрического поля (вверху), распределения объемного заряда (в середине), распределения скорости и линии тока ЭГД-течения в жидкости с проводимостью 10 пСм/м

У поверхности барьера имеется заряженный одноименно с электродом диффузный слой положительных ионов, который возникает благодаря пониженной проводимости твердого диэлектрика и который значительно снижает напряженность поля в жидкости и повышает поле в диэлектрическом барьере. Однако экранировка поля в жидкости неполная, и поэтому у поверхности барьера имеется также неравновесный диссоциационно-рекомбинационный слой [7]. Этот слой существует благодаря тому, что поверхность барьера не поставляет отрицательных ионов в жидкость и у поверхности барьера возникает область дефицита отрицательных ионов. Толщина этой области определяется соотношением времени Максвелловской релаксации и времени миграции ионов от поверхности барьера. На рис. 3 приведены профили напряженности поля, концентрации отрицательных ионов и плотности объемного заряда в пределах приэлектродного слоя на расстоянии 1.7 мм и 10.7 мм от конца барьера.

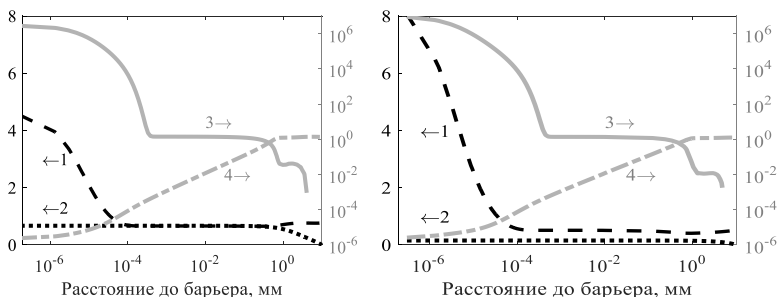


Рис. 3. Профили напряжённости поля: 1 – E_N/E_0 , 2 – $E_{||}/E_0$ и плотности объёмного заряда; 3 – $(n_+ - n_-)/n_0$ и концентрации отрицательных ионов; 4 – n_-/n_0 на расстоянии 1.7 мм (слева) и 10.7 мм (справа) от конца барьера в жидкости с проводимостью 10 пСм/м.

Видно, что концентрация положительных ионов в диффузном слое на шесть порядков превышает равновесную, а нормальная компонента напряженности поля почти на порядок выше средней. При этом концентрация отрицательных ионов на поверхности барьера равна нулю и постепенно возрастает в нормальном направлении до равновесного значения на расстоянии порядка 1 мм. Нормальная компонента напряженности поля вне барьера в пределах слоя спадает до уровня $E < 1$, а внутри барьера поле существенно повышено до уровня $E = 9$. У закругленной оконечности барьера силовые линии поля огибают барьер. В области оконечности барьера электрическое поле имеет как нормальную, так и тангенциальную компоненту, при отдалении от оконечности барьера

тангенциальная компонента поля падает, а нормальная растет. Поэтому у оконечности барьера существует тангенциальный миграционный ток, осуществляющий перенос положительных ионов в пристеночном слое вдоль поверхности барьера справа налево. Этот ток препятствует накоплению ионов в диффузном слое и полной экранировке электрического поля в жидкости. Таким образом, в отличие от сплошного барьера, в котором тангенциальный ток отсутствует, и поле в жидкости может быть полностью экранировано, в нашем случае экранировка поля неполная и неравновесный слой существует в установившемся режиме.

В неравновесном слое понижена концентрация отрицательных ионов и, следовательно, нарушена электронейтральность, т.е. слой заряжен положительно. На рис. 2 и 3 приведено распределение объемного заряда в модели. Видно, что у поверхности барьера имеется слой положительного заряда, причем толщина слоя значительно выше толщины диффузного слоя и составляет около 1 мм. Поскольку электрическое поле имеет касательную компоненту, на слой действует Кулоновская сила, вызывающая ЭГД-течение, направленное вдоль поверхности барьера от его основания к краю, которое далее через объём жидкости достигает противоположной стенки. Течение сносит заряд в тангенциальном направлении за пределы барьера. Как видно из распределения скоростей, основная зона ускорения сосредоточена на верхней границе у оконечности барьера. Далее жидкость движется с постоянной скоростью. Эффект Вина в этой жидкости практически не ощутим, т.к. напряженность электрического поля у оконечности барьера повышена незначительно.

На линейных распределениях объемного заряда и компонент электрического поля видна тонкая структура диффузного и рекомбинационного слоев: диффузный слой локализован на расстоянии порядка 1 мкм, далее располагается неравновесный диссоциационно-рекомбинационный слой, протяженность которого порядка 1 мм. В диффузном слое нормальная компонента электрического поля повышена и спадает до значения 0.5, а в рекомбинационном слое напряженность поля остается практически постоянной и наблюдается рост концентрации отрицательных ионов.

Структура приэлектродных слоев несколько изменяется вдоль барьера, ближе к краю барьера тангенциальная компонента поля возрастает, а нормальная – уменьшается.

При повышенной проводимости 10 нС/м (рис. 4 и 5) степень экранировки нормальной компоненты электрического поля диффузным слоем гораздо выше. Пристеночные слои на рис. 4 не разрешимы, а из рис.5.

видно, что, в отличие от случая рис. 3, явно выраженный неравновесный слой отсутствует.

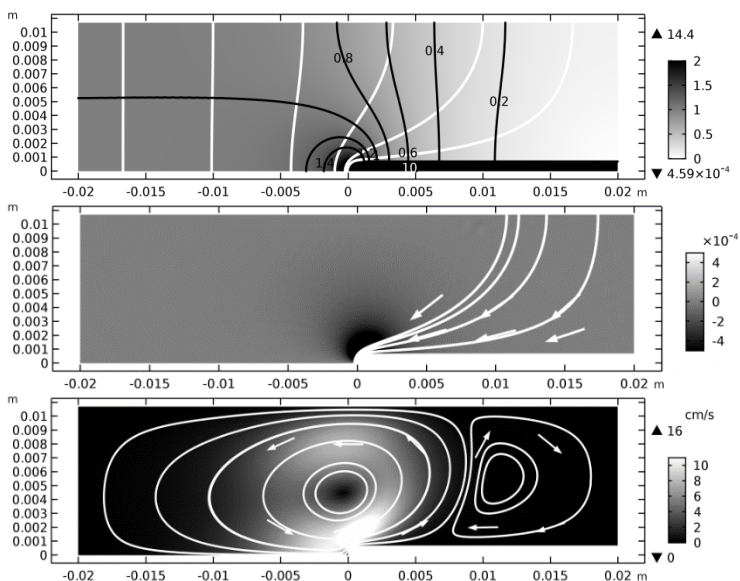


Рис. 4. Контурные распределения и силовые линии электрического поля (вверху), распределения объемного заряда(в середине), распределения скорости и линии тока ЭГД-течения в жидкости с проводимостью 10 нСм/м

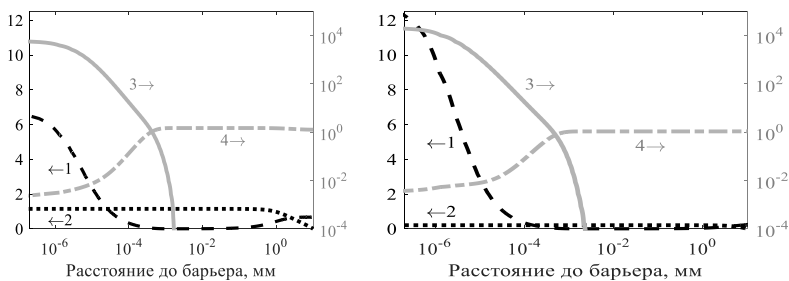


Рис. 5. Профили напряжённости поля (1 — E_N/E_0 , 2 — $E_{||}/E_0$) и плотности объёмного заряда (3 — $(n_+ - n_-)/n_0$) и концентрации отрицательных ионов (4 — n_-/n_0) на расстоянии 1.7 мм (слева) и 10.7 мм (справа) от конца барьера в жидкости с проводимостью 10 нСм/м

На рис. 5 для визуализации слоя распределения приведены в логарифмическом масштабе. Видно, что толщина диффузного слоя порядка

1 мкм. Степень экранировки нормальной компоненты поля существенно выше: у поверхности барьера $E \gg 1$, а вне слоя нормальная компонента поля значительно меньше – порядка 0.001. Поэтому силовые линии поля практически полностью огибают барьер, и вблизи закругления пластины возникает область значительно повышенного поля (рис. 5). В этой области проявляется эффект Вина и возникает область повышенной концентрации ионов. В области повышенной концентрации ионов в соответствии с электрокондуктивным механизмом происходит разделение заряда. Образовавшись вблизи закругления пластины, ионы смещаются к электродам противоположного знака. Так, в рассматриваемой модели отрицательные ионы сместились в сторону положительного электрода. Вблизи закругления барьера возник избыток отрицательных ионов, и появилась сила Кулона, направленная против силовых линий электрического поля. В результате формируется ЭГД-течение, направленное от края барьера в сторону его основания. Течение достаточно быстро отходит от поверхности, и формируется вихрь (рис. 4).

Видно, что пристеночный слой объемного заряда, сосредоточенный в диффузном слое очень тонкий – порядка 1 мкм. Поэтому ЭГД-течений, обусловленных действием кулоновской силы на пристеночный заряженный слой, в этой жидкости не наблюдается. Однако в области оконечности диэлектрического барьера сосредоточена область повышенной напряженности электрического поля (рис. 5), где проявляется эффект Вина, вызывая ЭГД-течения, направленные на барьер – т.е. течения, направленные в противоположную сторону по сравнению со случаем жидкости с малой проводимостью.

Выводы

У поверхности несплошных диэлектрических барьеров, помещённых в диэлектрические жидкости, помимо тонкого диффузного слоя, могут формироваться неравновесный диссоциационно-рекомбинационный слой или область заряда, обусловленная эффектом Вина, причём их размер может быть существенно больше толщины диффузного слоя.

В жидкости с проводимостью 10 пСм/м неравновесный диссоциационно-рекомбинационный слой имеет толщину порядка 1 мм и сохраняется в установившемся режиме при наличии тангенциального поля у поверхности барьеров и при неполной экранировке электрического поля диффузным слоем. Этот неравновесный слой вызывает ЭГД-течение с интенсивностью в несколько сантиметров в секунду в направлении от основания барьера к его краю и далее к противоположной диэлектрической стенке кюветы. При этом эффект Вина не оказывает заметного влияния на структуры заряда и ЭГД-течения.

В жидкости с повышенной проводимостью 10 нСм/м нормальная компонента напряженности электрического поля вне диффузного слоя значительно понижена, и неравновесных слоёв не наблюдается. В этих условиях реализуется эффект Вина, вызывающий объемный заряд в области края барьера и ЭГД-течение, направленное на барьер.

Таким образом, показано, что ЭГД-течения вблизи диэлектрических барьеров могут быть вызваны двумя принципиально разными механизмами зарядообразования, и структура этих течений существенно отличается.

Благодарности

Компьютерное моделирование было проведено с использованием вычислительных ресурсов Ресурсного Центра "Вычислительный центр СПбГУ" (<http://cc.spbu.ru>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ashikhmin, I. A. Effect of insulating walls on the structure of electrodynamic flows in a channel / I. A. Ashikhmin, Y. K. Stishkov // *Tech. Phys.* – 2012. – Vol. 57. – P. 1181–1187.
2. Vasilkov, S. A. Electrohydrodynamic flow caused by field-enhanced dissociation solely / S. A. Vasilkov, V. A. Chirkov, Y. K. Stishkov // *Phys. Fluids.* – 2017. – Vol. 29. – P. 63601.
3. Vasilkov, S. A. Study on high-voltage conductivity provided solely by field-enhanced dissociation in liquid dielectrics / S. A. Vasilkov, V. A. Chirkov, Y. K. Stishkov // *J. Electrostat.* – 2017. – Vol. 88. – P. 81–87.
4. Louste, C. A study of vortex shedding induced by dielectric barrier injection / C. Louste, M. Daaboul, H. Romat // *J. Electrostat.* – 2009. – Vol. 67. – P. 348–353
5. Афанасьев С.Б., Стишков Ю.К. Электрофизические процессы в жидкостях и газах. Раздел 4. ЭГД-устройства // СПб. 2007.
6. Onsager, L Deviations from Ohm's Law in Weak Electrolytes / L. Onsager // *J. Chem. Phys.* – 1934. – Vol. 2. – P. 599–615.
7. Chirkov, V. A. Structure of near-electrode dissociation-recombination layers under DC stress / V.A. Chirkov, A.M. Shaposhnikov, Y.K. Stishkov // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2015. – Vol. 646. – P. 12032.

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Лабкович О.Н.¹, Чернобай В.А.

Белорусский национальный технический университет,

г. Минск, Республика Беларусь,

E-mail: olji@tut.by¹

Аннотация. В работе экспериментально показано, что образование структур из углеродных нанотрубок (УНТ) в магнитной жидкости в магнитном поле приводит к анизотропии физических свойств такой суспензии: вязкости и теплопроводности. Магнитное поле в этом случае является эффективным инструментом управления этими свойствами.

Ключевые слова: магнитная жидкость, многослойные углеродные нанотрубки, магнитное поле, кривые течения, динамический коэффициент вязкости, коэффициент теплопроводности.

ORIENTATION EFFECTS OF CARBON NANOTUBES IN A MAGNETIC FLUID IN AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

Chernobai V.A., Labkovich O.N.¹

Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus,

E-mail: olji@tut.by¹

Abstract. It has been shown experimentally that the formation of structures from carbon nanotubes (CNTS) in a magnetic fluid in a magnetic field leads to anisotropy of the physical properties of such a suspension: viscosity and thermal conductivity. The magnetic field in this case is an effective tool for controlling these properties.

Keywords: magnetic fluid, multilayer carbon nanotubes, magnetic field, flow curves, dynamic viscosity coefficient, thermal conductivity coefficient.

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 конструкций». Имеет более 130 научных публикаций, в том числе 22 авторских свидетельства и патентов на изобретения.

ЛАБКОВИЧ Ольга Николаевна окончила Белорусский политехнический институт в 1991 году. Имеет более 30 научных публикаций, в том числе 4 статьи. В настоящее время является старшим преподавателем Белорусского национального технического университета.



Известно, что углеродные нанотрубки (УНТ) как однослойные (ОУНТ), так и многослойные (МУНТ) обладают уникальными физическими свойствами [1]: высокими значениями модуля Юнга, характеризующими прочностные и упругие свойства – 1–1,4 Т·Па (у стали 0,2 Т·Па), коэффициент теплопроводности (λ) вдоль трубки на порядок выше теплопроводности меди ~ 6000 Вт/(м·К).

В работах [2–4] показано, что введение в магнитный коллоид немагнитных ОУНТ позволило снизить трение при вихревом течение, улучшить теплообмен при ламинарном течении магнитной жидкости.

В работе экспериментально исследовано влияние процессов структурирования немагнитных углеродных нанотрубок в магнитной жидкости в магнитном поле на характер ее течения и коэффициент теплопроводности.

В экспериментах использовались суспензии МУНТ в магнитной жидкости типа магнетит-керосин с намагниченностью насыщения 52 кА/м, диаметр МУНТ соответствовал $70 \div 300$ нм, длина $0,01 \div 20$ мкм. На ротационном вискозиметре ХААКЕ с использованием измерительного узла с радиальным и периодическим по окружности магнитным полем (рис. 1) исследовалось влияние добавок МУНТ на внутреннее трение. Магнитное поле измерялось в рабочем зазоре между цилиндрами датчиком Холла и микроверберметром Ф 190.

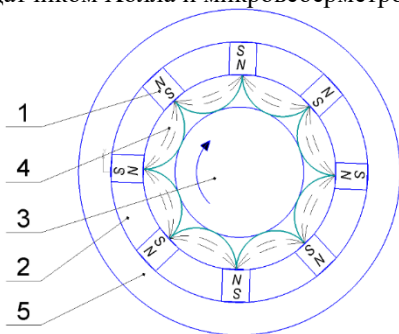


Рис. 1. Схема узла установки:

- 1 – постоянный магнит, 2 – наружный термостатируемый цилиндр, 3 – внутренний цилиндр, 4 – суспензия МУНТ, 5 – корпус

составляла 3 %. Для верхнего предела магнитного периодического поля ($H = 200$ кА/м) намагниченность магнитной жидкости МК – 52 (М) была близка к состоянию насыщения (M_s) – $M/M_s = 0,91$.

Для углеродных нанотрубок ОУНТ и МУНТ характерна высокая удельная поверхность ~ 600 м²/г [1]. Поэтому между ними существует

Радиальное магнитное поле изменялось в пределах $H = 0 \div 800$ кА/м, периодическое (рис. 1) $H = 90 \div 200$ кА/м.

Однородность радиального магнитного поля в рабочем зазоре составило 2 %. Постоянная температура исследуемой суспензии поддерживалась прокачиванием термостатирующей жидкости через измерительный узел. Скорость сдвига изменялась в диапазоне $0 \leq \gamma \leq 1000$ с⁻¹. Точность измерений напряжений сдвига

сильное Ван-дер-Ваальсовое притяжение, т.е. УНТ имеют значительную склонность к агрегации.

Получение устойчивой суспензии МУНТ в магнитной жидкости МК-52 включало в себя следующие этапы:

- выбор поверхностно-активного вещества (ПАВ);
- подбор оптимальной концентрации ПАВ для полного покрытия МУНТ;
- длительное диспергирование МУНТ в жидкость-носитель;
- центрифугирование суспензии при 6000 г для удаления конгломератов МУНТ.

Для получения информации о внутреннем трении в магнитной жидкости МК-52 и суспензии МУНТ в МК-52 на основании экспериментальных данных были построены кривые течения - зависимость напряжения τ от скорости сдвига γ (рис. 2).

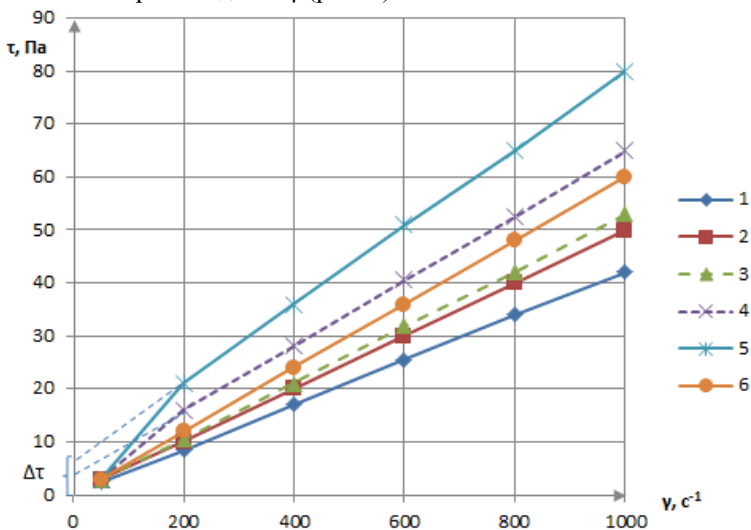


Рис. 2. Кривые течения: 1 – МК-52, $H = 0$; 2 – МК-52, $H = 1000$ кА/м, $\vec{H} \perp \vec{V}$; 3 – МК-52 + 2 % МУНТ, $H = 0$; 4 – МК-52 + 2 % МУНТ, $H = 200$ кА/м, $\vec{H} \perp \vec{V}$; 5 – МК-52 + 2 % МУНТ, $H = 1000$ кА/м, $\vec{H} \perp \vec{V}$; 6 – МК-52 + 2 % МУНТ, $H = 200$ кА/м, $\vec{H} \parallel \vec{V}$.

Как видно, для МК-52 они имели линейный характер (кривые 1, 2), т.е. течение МК-52 в радиальном магнитном поле $0 \leq H \leq 800$ кА/м и скоростях сдвига $0 \div 1000$ с⁻¹ было ньютоновским, кривые течения для суспензии в магнитном поле имели нелинейный характер, свой-

ственный псевдопластичным жидкостям (рис. 2, кривые 4 - 5). Эффективная вязкость суспензии максимальна при небольших скоростях сдвига и снижается с увеличением скорости сдвига. Отрезок, отсекаемый прямой на оси напряжений $\Delta\tau$ является постоянной составляющей напряжений, которая обусловлена неньютоновскими свойствами суспензии в радиальном магнитном поле. Для периодического по окружности магнитного поля постоянная составляющая $\Delta\tau$ отсутствовала (рис. 2, кривая 6). При $H = 0$ течение суспензии было ньютоновским.

Для визуализации структур МУНТ в рабочем зазоре была изготовлена отдельная измерительная ячейка с дном из оргстекла, в которой к наружному цилиндру подводилось тепло до полного испарения жидкости керосина. Затем, с помощью электронного микроскопа MIRA 3 TESCAN, получили фотографии структур МУНТ. Как видно из рис. 3 немагнитные МУНТ образуют структуры в магнитной жидкости, ориентированные вдоль магнитного поля: рис. 3, а – в радиальном магнитном поле, рис. 3, б – в тангенциальном (периодическом по окружности).

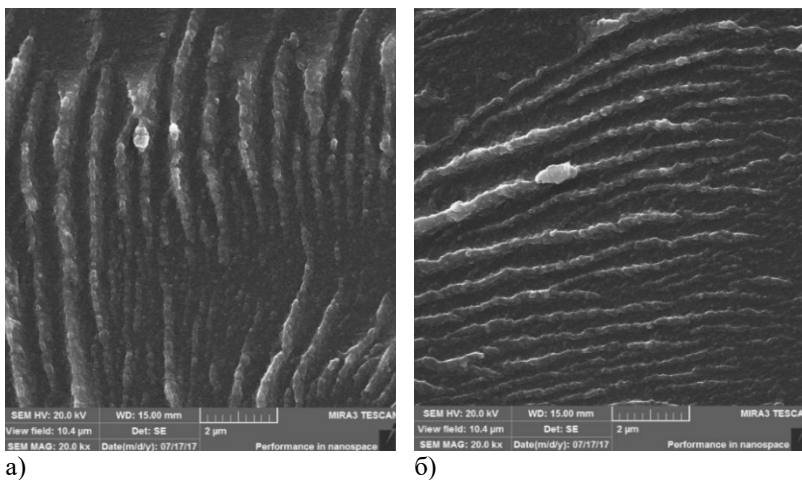


Рис. 3. Фотографии структур МУНТ: а – в радиальном магнитном поле, б – в тангенциальном (периодическом по окружности)

При вращении внутреннего цилиндра ($\gamma = 200 \text{ с}^{-1}$) ориентация тангенциальных структур не изменялась, а для радиально-ориентированных структур МУНТ наблюдались качественные изменения (рис. 4):

- происходил отрыв структур МУНТ от поверхностей цилиндров, образующих зазор;

- под воздействием сдвига структуры отклонялись на 45° , сохраняя расстояние между собой.

Будем рассматривать немагнитную структуру МУНТ как эллипсоид вращения. Известно, что в магнитной жидкости во внешнем магнитном поле на такую структуру действует ориентирующий момент [5]:

$$Q_m = -(1/2)\mu_0 M^2 V_3 (1 - 3D) \sin \alpha \quad (1),$$

где μ_0 – магнитная постоянная, V_3 – объем эллипсоида, D – размагничивающий фактор вдоль оси вращения, α – угол между осью вращения и магнитным полем. D уменьшается с ростом отношения большой и малой полуосей a/b и уже при $a/b = 10$ $D \approx 0$.

Поэтому, максимальный момент на эллипсоиде:

$$Q_m = \mu_0 M^2 V_3 (2)$$

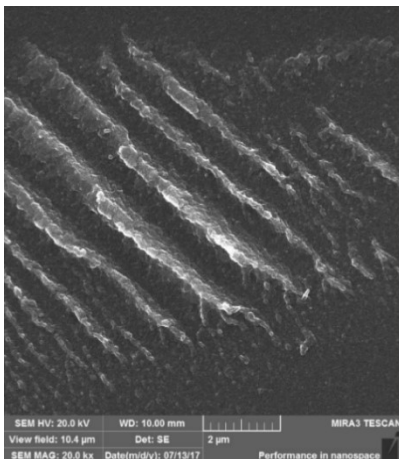


Рис. 4. Фотографии структур МУНТ

Другим механизмом, влияющим на характер течения суспензии МУНТ в магнитной жидкости, является адгезия между МУНТ и поверхностями цилиндров, а также между самими МУНТ. Экспериментально определенным оптимальным слоем поверхностно-активного вещества (ПАВ) обеспечивал стабильность суспензии. Силы Ван-дер-Ваальса, возникающие между частицами, носят электростатический характер. Индуцируемые частицами заряды приводят к появлению

сил притяжения, энергия взаимодействия которых имеет вид [6]:

$$U_V = -\frac{A}{6} \left[\frac{2}{s^2 - 4} + \frac{2}{s^2} + \ln \frac{s^2 - 4}{s^2} \right] \quad (3),$$

где $S = 2x/d + 2$, d – диаметр частиц, x – расстояние между их поверхностями. Здесь A – постоянная Гамакера, которая зависит от свойств частиц и жидкости-носителя. Например, для частиц магнетита и керосина $A = (0,34 - 2,3) \cdot 10^{-19}$ Дж. Силы Ван-дер-Ваальса являются короткодействующими, т.е. их учет необходим при сближении частиц. В работе [7] экспериментально методом атомно-силовой микроскопии исследовалась адгезия вертикально ориентированных МУНТ к металлической подложке. Установлено, что сила отрыва F единичной МУНТ зависит от ее диаметра d и для $d = 70 \div 120$ нм F изменялась от 4 до 20 мН.

Для оценки адгезии МУНТ в условиях заводской лаборатории проводились испытания прочности связи стальных проволок диаметром 0,3 мм с резиной, в которую они запрессовывались. Радиально ориентированные МУНТ на поверхности проволок увеличили прочность связи с резиной на 15 % (с 365 Н до 421 Н). Таким образом, псевдопластичный характер течения суспензии МУНТ может определяться адгезионными связями радиально ориентированных структур МУНТ с поверхностями внутреннего и наружного цилиндров и последующим отрывом структур от поверхностей.

Для суспензии МУНТ концентрацией 2 % прирост вязких напряжений достигал 100 % при скоростях сдвига до $\gamma \leq 200 \text{ с}^{-1}$ и радиальных магнитных полях $H \geq 500 \text{ кА/м}$. С увеличением скорости сдвига эффект снижался и при $\gamma = 1000 \text{ с}^{-1}$ достигал 65 % (рис. 5, кривая 1), что связано с разворотом структур вдоль потока под действием гидродинамических сил и переходом поперечного обтекания структур в продольное.

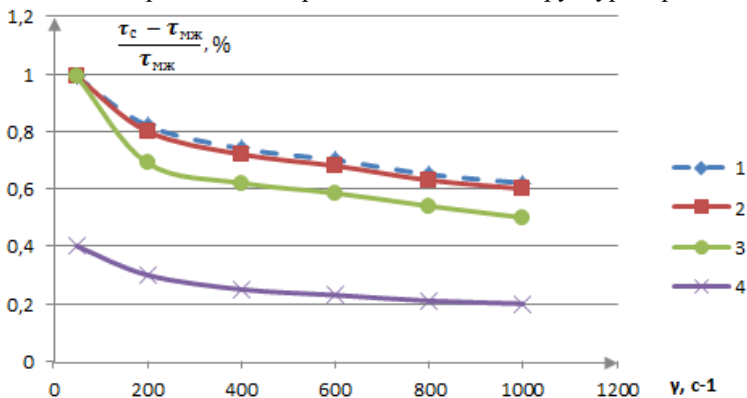


Рис. 5. Влияние скорости сдвига на увеличение напряжений:

1 - $H = 1000 \text{ кА/м}$, $\vec{H} \perp \vec{V}$; 2 - $H = 500 \text{ кА/м}$, $\vec{H} \perp \vec{V}$;

3 - $H = 200 \text{ кА/м}$, $\vec{H} \perp \vec{V}$; 4 - $H = 200 \text{ кА/м}$, $\vec{H} \parallel \vec{V}$.

Для периодического по окружности магнитного поля увеличение касательных напряжений не превышало 40 % (рис. 5, кривая 2). Необходимо отметить, что в этом случае структуры МУНТ изначально были ориентированы вдоль потока.

При постоянной скорости сдвига увеличение магнитного поля приводило к росту касательных напряжений, кривые имели характер насыщения, характерный для намагниченности магнитной жидкости (рис. 6).

Полученные кривые качественно подтверждают оценку вклада немагнитных структур в вязкое трение в выражении (2). С уменьшением концентрации МУНТ (c) их вклад в трение снижался.

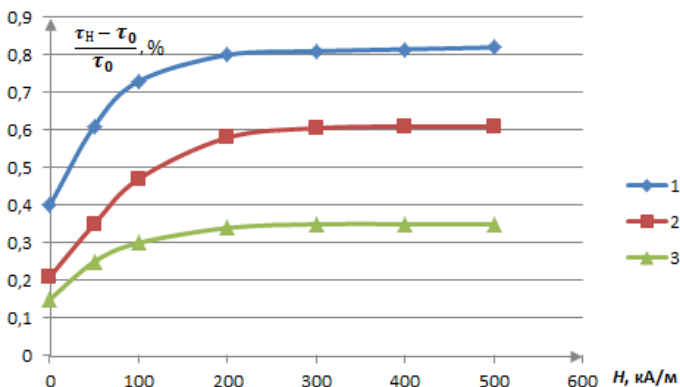


Рис. 6. Влияние магнитного поля на вязкое трение: 1 - $c = 2\%$, $\gamma = 200 \text{ с}^{-1}$; 2 - $c = 1\%$, $\gamma = 200 \text{ с}^{-1}$; 3 - $c = 0,5\%$, $\gamma = 200 \text{ с}^{-1}$

Стационарным методом горизонтального плоского слоя исследовалось влияние структурирования МУНТ в магнитной жидкости на коэффициент теплопроводности суспензии λ_s . В отсутствие магнитного поля с увеличением концентрации МУНТ до 2% λ_s возрастал на 20%, при включении магнитного поля в направлении теплового потока вдоль поля наблюдалось увеличение λ_s на 45% (рис. 7).

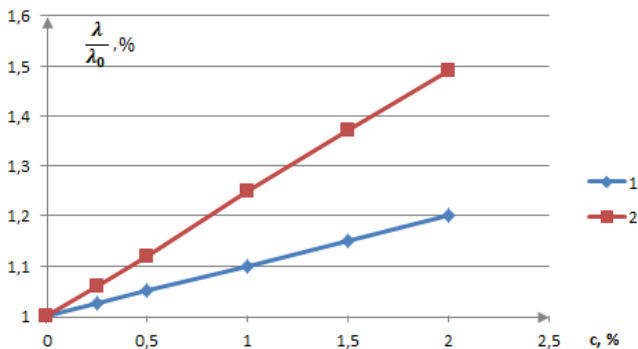


Рис. 7. Влияние структурирования МУНТ на коэффициент теплопроводности λ : 1 - $H = 0$; 2 - $H = 200 \text{ кА/м}$, $\vec{H} \parallel \text{grad } T$.

В диапазоне концентраций МУНТ $0 < c < 2$ % коэффициент теплопроводности суспензии во внешнем магнитном поле, совпадающим с направлением теплового потока ($\text{grad } T$) с точностью ± 6 % описывается зависимостью:

$$\lambda_n/\lambda_0 = 1 + 4,4 c \quad (4)$$

Структуры МУНТ интенсифицировали перенос тепла вдоль своей оси. Таким образом, суспензии МУНТ в магнитной жидкости являются стабильной средой, в которой с помощью магнитного поля возможно управление трением и теплопереносом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Харрис П. Углеродные нанотрубки и родственные структуры. Новые материалы XXI века. // М.: Техносфера, 2003. – с. 336.
2. Лабкович О.Н. Снижение потерь на трение при вихревом течении магнитной жидкости добавками углеродных нанотрубок. // Энергетика. Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ. т. 60, № 3 (2017). - с. 265 – 275.
3. Labkovich O.N., Reks A.G., Chernobai V.A. The friction control of magnetic fluid in the Couette flow. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 431 (2017), - p. 91 93.
4. Лабкович О.Н., Рекс А.Г., Чернобай В.А. Теплообмен в куэттовском течении магнитной жидкости. // Сборник научных трудов 17-й Международной Плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям, ИВГЭУ, 2016, ISBN 978-5-00062-192-9. – с. 342 - 347.
5. Кашевский Б.Э. О моменте сил, действующем на тело в намагничивающейся жидкости. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980, № 4. - с. 132 -136.
6. Овербек Дж. Взаимодействие между коллоидными частицами. – в кн. Наука о коллоидах/ под ред. Кройта Г.Р. // Москва, изд. Иностранная литература, 1955. - с. 342 – 389.
7. Агеев О.А., Блинов Ю.Ф., Ильина М.В., Ильин О.И., Смирнов В.А., Цуканова О.Г. Исследование адгезии вертикально ориентированных углеродных нанотрубок к подложке методом атомно-силовой микроскопии. // Физика твердого тела, 2016, т. 58, вып.2. – с. 301 – 306.

КРИТЕРИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ОДИНОЧНОМ ЦЕНТРЕ ПАРООБРАЗОВАНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ассоров П.С.¹, Симоновский А.Я.^{1,2}, Шаталов Н.А.¹, Яновский А.А.²

¹ ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет»,
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, д.1

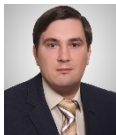
² ФГБОУ ВО «Ставропольский государственный аграрный университет»,
355017 г. Ставрополь, пер. Зоотехнический, д.12
E-mail: aa.yanovskiy@yandex.ru

CRITERIAL EQUATIONS OF HEAT EXCHANGE DURING BOILING OF THE MAGNETIC FLUID AT A SINGLE CENTRE OF VAPORIZATION IN A MAGNETIC FIELD

Assorov P.S.¹, Simonovskii A.Ya.¹, Shatalov N.A.¹ Yanovskii A.A.²

¹North-Caucasian federal university, Stavropol, Russian Federation,

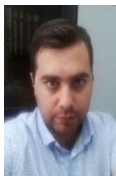
²Stavropol state agrarian university,
E-mail: aa.yanovskiy@yandex.ru¹



ЯНОВСКИЙ Александр Александрович, окончил Ставропольский государственный университет в 2009 году, кандидат физико-математических наук с 2013 г. В настоящее время доцент кафедры физики Ставропольского государственного аграрного университета. Опубликовал 40 научных работ, в том числе 8 статей.



СИМОНОВСКИЙ Александр Яковлевич в 1999 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме «Проблемы тепло- и массопереноса в магнитных жидкостях». Опубликовано более 180 научных работ, в том числе более 30 статей, авторское свидетельство на изобретение, 20 статей в иностранных журналах (Scopus). В настоящее время профессор кафедры теоретической физики Института естественных наук Северо-Кавказского федерального университета



АССОРОВ Павел Семенович, окончил Ставропольский государственный университет в 2009 году. В настоящее время является аспирантом кафедры общей и теоретической физики Северо-Кавказского федерального университета. Имеет 5 научных публикации.



Шаталов Николай Андреевич окончил магистратуру Ставропольского государственного аграрного университета в 2017 году по направлению Электроэнергетика и электротехника. Общее количество опубликованных работ - 20 в том числе 1 по материалам международной конференции, 1 в издании рекомендуемом ВАК.

В настоящее время имеется много подходов к описанию процесса теплообмена при кипении жидкостей. В данной работе мы придерживались модели теплообмена, предложенной С.С. Кутателадзе и А.И. Леонтьевым [1]. В рамках этой модели предполагается, что интенсивность теплообмена при кипении определяется циркуляцией жидкости в ячейках между действующими центрами пузырьобразования. При выборе исходной системы уравнений учитывалось то, что в нестационарных процессах теплообмена при кипении магнитной жидкости [2, 3] степень влияния поля значительно сильнее приведенной в данной работе. Это связано, по-видимому, с повышением роли термомагнитной конвекции в ячейках между центрами парообразования за счет высокой неоднородности температурного и магнитного полей в пристенном слое жидкости. В связи с этим была принята система уравнений пограничного слоя для конвекции в лобовой точке пластины, омываемой потоком, имеющая вид [4]:

$$W_x \frac{\partial W_x}{\partial X} + W_y \frac{\partial W_y}{\partial Y} = \nu \frac{\partial^2 W_x}{\partial Y^2} + \left(\beta_T g + \frac{\mu_0 \beta_{mT} M}{\rho} \cdot \frac{\partial H}{\partial X} \right) \cdot (T_w - T_f) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial W_x}{\partial X} + \frac{\partial W_y}{\partial Y} = 0, \quad (2)$$

$$W_x \frac{\partial T}{\partial X} + W_y \frac{\partial T}{\partial Y} = a \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} \quad (3)$$

где M – намагниченность жидкости; B – индукция поля; W_x и W_y – скорости потока вдоль соответствующих осей X и Y ; ν – коэффициент кинематической вязкости жидкости; β_T – коэффициент температурного расширения; β_{mT} – его магнитный аналог; ρ – плотность жидкости; g – ускорение силы тяжести; T_w – температура стенки; T_f – температура невозмущенного потока жидкости; T – температура возмущенного потока; a – коэффициент температуропроводности жидкости.

Градиент давления $\partial P / \partial X$ в уравнении (1) обуславливается разрежением, связанным со всплытием пузырька. Выбрав в качестве масштабов отнесения значения физических величин на границе с невозмущенным потоком, приводим уравнение движения к безразмерному виду:

$$W_x \frac{\partial W_x}{\partial X} + \frac{L}{\delta} W_y \frac{\partial W_x}{\partial Y} = \left(\frac{L}{\delta} \right)^2 \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 W_x}{\partial Y^2} + \frac{Gr + Gm}{\text{Re}^2} + \frac{\partial P}{\partial X}. \quad (4)$$

Величины Re , Gr соответственно критерии Рейнольдса и Грасгофа. Gm – магнитный аналог числа Грасгофа, равный [4]:

$$Gm = \frac{\mu_0 \beta_m T L^3 (T_w - T_f) M}{\rho v^2} \frac{\partial H}{\partial X}. \quad (5)$$

Из уравнения (4) следует порядок для толщины динамического пограничного слоя.

$$\delta \sim \left(\frac{Re}{Gr + Gm} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

В силу известного [5], с. 157 соотношения для теплового δ_T и динамического δ пограничных слоев $\delta_T = C \cdot Pr \cdot \delta$, а также с учетом зависимости локального числа Нуссельта Nu для точки с координатой X от толщины теплового пограничного слоя [6], с. 443 $Nu = x / \delta_T$, имеем:

$$Nu = C \cdot Re^n Pr^m \cdot (Gr + Gm)^f, \quad (7)$$

где Pr - критерий Прандтля и C, n, m, f - эмпирические коэффициенты.

В качестве характерной скорости в соответствии с [5] принималась величина:

$$W = C \frac{q(1 + \xi)}{r(1 - \varphi)}, \quad (8)$$

здесь C – некоторый эмпирический коэффициент; r – отрывной размер пузырька; ξ – коэффициент, учитывающий увлеченную в циркуляцию массу жидкости, принятый в соответствии с моделью Кутателадзе С.С. и Леонтьева А.И. $\xi = 10$; φ – объемное паросодержание пристенного двухфазного слоя.

В нашем случае $\varphi = r/R$, где r – радиус пузырька пара; R – радиус трубки, в которой происходило кипение.

С учетом дополнительной выталкивающей силы, действующей на пузырь пара в магнитном поле [7], уравнение для определения минимальных перегревов при закипании можно записать в виде:

$$T_w - T_s = \frac{2\sigma g T_H}{r \cdot R \left((\rho_{mf} - \rho_v) g + \mu_0 M \nabla H \right)}, \quad (9)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости; R – радиус критической впадины. Уравнение (9) удовлетворительно отражает изменения перегревов при закипании в поле, наблюдаемые в эксперименте. Принимая по аналогии с [5] в качестве характерной длину:

$$L \sim \frac{2\sigma g T_H}{r \left((\rho_{mf} - \rho_v) g + \mu_0 M \nabla H \right) (T_w - T_s)}, \quad (10)$$

а также с учетом (8) и (9), выражение (7) можно записать в окончательном виде:

$$\frac{\alpha \sigma g T_H}{r \left((\rho_{mf} - \rho_v) g + \mu_0 M \nabla H \right)} = C \left[\frac{q(1 + \xi)}{r^2 (1 - \varphi) \rho v} \right]^n \cdot \left[\frac{\sigma g T_H}{\left((\rho_{mf} - \rho_v) g + \mu_0 M \nabla H \right) (T_w - T_s)} \right]^m \cdot \left(\frac{v}{\alpha} \right)^m \cdot \left[\left(\frac{\beta_T g}{v^2} + \frac{\beta_{mT} M}{\rho v^2} \frac{\partial H}{\partial X} \right) \left(\frac{\sigma g T_H}{r \left((\rho_{mf} - \rho_v) g + \mu_0 M \nabla H \right) (T_w - T_s)} \right) \right]^f, \quad (11)$$

здесь α – коэффициент теплоотдачи; λ – коэффициент теплопроводности жидкости.

В таком виде критериальное уравнение удовлетворительно отражает изменения коэффициента теплоотдачи в поле, наблюдаемые в эксперименте, с погрешностью не более 15–20%. Значения коэффициентов C , n , m , f могут изменяться в зависимости от размера теплоотдающей поверхности и скорости нагрева. В частности, коэффициент n при возрастании скорости нагрева стремится к единице. Значения этих коэффициентов, определенные по известным методикам колебались в пределах: $0,05 < C < 0,07$; $0,4 < n < 0,55$; $0,55 < m < 0,65$; $0,2 < f < 0,3$.

Для определения отрывного размера пузырька и связанного с ним объемного паросодержания пристенного двухфазного слоя применялось уравнение

$$D_{0m} = f(\theta) \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_{mf} - \rho_v) g \pm \mu_0 M |\nabla H| - \mu_0 H |\nabla M|}}. \quad (12)$$

Из которого следует, что:

$$r = \frac{1}{2} \cdot f(\theta) \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_{mf} - \rho_v) g \pm \mu_0 M |\nabla H| - \mu_0 H |\nabla M|}}, \quad (13)$$

Итак, при экспериментальном изучении процесса квазистационарного теплообмена при кипении магнитной жидкости на малой поверхности нагрева в неоднородном магнитном поле показано: в поле уменьшаются перегревы при закипании жидкости, что связано, по-видимому, с облегченным выходом пузырьков пара с поверхности; увеличивается коэффициент теплоотдачи; существует критическое значение поля, при котором обеспечивается максимальная интенсификация процесса.

Получено критериальное уравнение, удовлетворительно отражающее изменения коэффициента теплоотдачи при кипении магнитной жидкости в поле.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (грант No. 17-01-00037)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена//М.-Л.: Машгиз, 1962. – 456 с.
2. Симоновский А.Я. Нестационарный теплообмен цилиндра при кипении магнитной жидкости// Материалы II Всесоюзной школы-семинара по магнитным жидкостям. – М.: Изд-во Московского Университета, 1981.- с. 48-49.
3. Симоновский А.Я. Нестационарный теплообмен тел простой геометрической формы при кипении магнитной жидкости в магнитном поле// В кн.: Теплофизика и гидродинамика процессов кипения и конденсации. Тезисы докладов Всесоюзной конференции, т. 1, Рига, 1982. – с. 35-36.
4. Блум Э.Я. Тепло- и массообмен в магнитном поле//Рига, «Зинатне», 1980. - 355 с.
5. Исаев С.И.и др. Теории тепломассообмена// М.: Высшая школа, 1979. – 495 с.
6. Вукалович М.П. Термодинамика// М.: Машиностроение, 1972. – 670 с.
7. Берро Л.Г. Вопросы теплообмена при кипении ферромагнитной жидкости в магнитном поле// Тепломассообмен. – VI. – Минск, 1980. – Т. IV. – Ч. 1. – с. 53-58

НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЬЦЕВЫЕ ВОЛНЫ В ТОНКОМ СЛОЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ

Голубятников А.Н.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт механики
119992, ГСП-2, Российская федерация, Москва, Мичуринский пр. 1
E-mail: golubiat@mail.ru

Аннотация: В приближении "мелкой воды" рассматривается вопрос о распространении нелинейных кольцевых волн относительно малой амплитуды в тонком слое парамагнитной жидкости переменной глубины в неоднородном магнитном поле. Выведены уравнения движения, имеющие вариационную природу, и развит точный метод решения задачи со слабым разрывом, в приближении к которому затем решается задача о слабой ударной волне. Рассмотрен пример распространения волны по равновесному начальному состоянию.

Ключевые слова: магнитная жидкость, тонкий слой, слабый разрыв, слабая ударная волна, равновесный фон.

NON-LINEAR RING WAVES IN A THIN LAYER OF MAGNETIC FLUID WITH VARIABLE THICKNESS

Golubiatnikov A.N.

Lomonosov Moscow State University, Research Institute of Mechanics, Moscow,
Russian Federation
E-mail: golubiat@mail.ru

Annotation: In the "shallow water" approximation the problem of propagation of non-linear ring waves with relatively small amplitudes in a thin layer of paramagnetic fluid with variable depth in the non-homogeneous magnetic field is considered. The equations of motion, that have a variational feature, are derived. The exact method of solution for the problem with a weak discontinuity is developed. The problem with a weak shock wave is solved to the approximation of this method. The example of propagation of wave on equilibrium initial state is considered.

Key words: magnetic fluid, thin layer, weak discontinuity, weak shock wave, equilibrium 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 330 научных публикаций, включая 8 монографий, две – на английском. Научная работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ, начиная с 1996 года.

1. Уравнения мелкой воды. Пусть $z = \zeta(x^i, t)$ и $z = -h(x^i, t)$, $i = 1, 2$, – формы верхней и нижней поверхностей слоя по отношению к постоянному гравитационному полю \mathbf{g} . Функция $h(x^i, t)$ считается заданной. Как известно [1, 2], уравнения движения "мелкой воды" могут быть выведены в предположении малости отношения толщины слоя и характерной длины волны $\varepsilon = (\zeta + h)/\lambda \ll 1$. Магнитная проницаемость μ считается кусочно-постоянной, причем $\mu = 1$ вне слоя и $\mu > 1$ внутри. Таким образом, движение жидкости и магнитное поле оказываются связанными только крайевыми условиями на поверхности слоя [3].

По вертикали решается уравнение равновесия, которое определяет давление

$$p = p_1(x^i, t) - \rho g(z - \zeta). \quad (1)$$

Нормаль на поверхности слоя с учетом членов порядка ε есть $\mathbf{n} = (-\zeta_i, 1)$, касательные векторы $\mathbf{\tau}_1 = (1, 0, \zeta_1)$ и $\mathbf{\tau}_2 = (0, 1, \zeta_2)$. Нижний индекс i здесь означает производную.

Давление выше слоя полагается равным нулю. Тогда произвольная функция p_1 с учетом условий на разрыве магнитного поля: $[H_\tau] = 0$ и $[\mu H_n] = 0$ определяется скачком дважды нормальной составляющей тензора максвелловских напряжений

$$p_1 = \frac{1}{8\pi} [\mu(H_n^2 - H_\tau^2)]_0^1 < 0. \quad (2)$$

Нулем обозначено состояние вне слоя, единицей – внутри. Поверхностное натяжение не учитывается. Анализ поведения магнитного поля, регулярного в окрестности слоя, показывает, что внешнее искажение поля тонким слоем проявляется только в членах порядка ε^2 . Это явно можно видеть на примере сплюснутого эллипсоида [4]. Таким образом, в выражение (1), которое вычисляется с учетом членов порядка ε , наряду с малыми отклонениями поверхности войдет только внешнее магнитное поле.

Пусть градиент p_1 имеет порядок 1. Тогда можно взять

$$p_1 = \frac{1}{8\pi} ([1/\mu](H_z)^2 - [\mu](H_1^2 + H_2^2)). \quad (3)$$

Здесь декартовы компоненты магнитного поля $\mathbf{H} = (H_1, H_2, H_z)$ удовлетворяют пространственным уравнениям $\mathbf{H} = \nabla\chi$, $\Delta\chi = 0$ и вычисляются при $z = 0$.

Традиционный подход к вычислению гидродинамических членов в рамках идеальной несжимаемой однородной жидкости с учетом заданной переменной глубины $h(x, t)$ дает для средней по толщине слоя скорости горизонтального движения \mathbf{v} и толщины слоя $\zeta + h$ следующие уравнения

$$(\zeta + h)_t + \nabla_i \left((\zeta + h)v^i \right) = 0, \quad v_t^i + v^k \nabla_k v^i + g \nabla^i \zeta = \nabla^i p_1 / \rho, \quad (4)$$

где ρ – плотность жидкости.

2. Осесимметричная задача. В работе [5] была исследована более простая плоская задача о нелинейных волнах малой амплитуды в тонком слое магнитной жидкости. Теперь рассмотрим осесимметричную задачу с одной радиальной компонентой скорости $v(r, t)$ (без "закрутки"), где r – радиальная координата. Физические компоненты поля есть $(\chi_r, I(t)/(2\pi r), \chi_z)$, где $I(t)$ – вертикальный электрический ток.

Для перехода к лагранжевым координатам полезно ввести массу m участка слоя радиуса r , отсчитываемую, например, от внутренней подвижной стенки (поршня), как независимую переменную, входящую в функцию $r(m, t)$. Тогда первое уравнение (4) дает выражения для частных производных $\rho(\zeta + h) = 1/(2\pi r r_m)$ и $v = r_t$.

В результате получим

$$r_{tt} + r \left(\frac{g}{4\pi \rho r^2 r_m^2} \right)_m = gh_r - \frac{p_{1,r}}{\rho}. \quad (5)$$

Важно, что уравнение (5) имеет вид уравнения Эйлера

$$\Lambda_r - (\Lambda_{r_t})_t - (\Lambda_{r_m})_m = 0, \quad \text{где} \\ \Lambda = \frac{r_t^2}{2} - \frac{g}{4\pi \rho r r_m} + gh(r, t) - \frac{p_1(r, t)}{\rho}, \quad (6)$$

т.е. допускает лагранжиан, который будет использоваться далее при решении задачи о слабом разрыве.

Условия на сильных разрывах (разрывах первых производных закона движения $r(m, t)$) при отсутствии сосредоточенных притоков массы, импульса или энергии следуют из вида Λ [3]. Пусть $t = T(m)$ – время движения разрыва по массе. Введем "ударное" время $\tau = t - T(m)$, равное нулю на разрыве. Тогда в переменных τ, m имеем

$$r_t = r_\tau, \quad r_m(m, t) = r_m(m, \tau) - T'(m)r_\tau, \quad \Lambda = \Lambda(\tau, T(m), r, r_\tau, r_m)$$

Отметим, что в этих переменных дифференцирование по m на разрыве сохраняет непрерывность дифференцируемой функции.

На сильном разрыве

$$[r]_0^1 = 0, \quad [\Lambda_{r_\tau}]_0^1 = 0. \quad (7)$$

Состояние 0 расположено перед разрывом, 1 – за ним.

К этим условиям надо добавить еще неравенство, связанное в теории мелкой воды с потерей энергии [1],

$$[r_\tau \Lambda_{r_\tau} - \Lambda]_0^1 \leq 0.$$

Функция $T(m)$ на сильном разрыве также является искомой. В случае слабого разрыва, который всегда распространяется с характеристической скоростью, движение разрыва по заданному фону известно. В этом случае имеют место разрывы вторых или более высоких производных функции $r(m, t)$, величины которых определяются уравнениями движения и их дифференциальными продолжениями ("транспортными" уравнениями [6]).

3. Разрывы малой амплитуды. Рассмотрим класс решений уравнения (5) со слабым разрывом, создаваемым аналитическим относительным движением поршня вида $r_p(t) = r_0(0, t) + \alpha_2 t^2/2 + \alpha_3 t^3/6 + \dots$. Разрыв движется по известному, вообще говоря, нестационарному фону $r_0(m, t)$, отвечающему некоторому частному решению уравнения (5).

В работе [7] нами был развит общий метод решения вариационных задач со слабыми разрывами, движущимися по произвольному фону. Лагранжева форма уравнений приводит к значительным упрощениям. Здесь мы изложим результаты одномерной теории. Используем обозначения $v = r_\tau$ и $w = r_m(\tau, m)$.

Определение скорости звука фона $1/T'_0$ есть $\Lambda_{vv}^0 = 0$. Предполагается, что $\Lambda_{vw} > 0$ и $\Lambda_{vvv} < 0$ (нормальный газ [8]). Пусть $\alpha_2 \neq 0$. Тогда решение первого транспортного уравнения (уравнения Риккати [6]) определяет скачок ускорения жидкости на разрыве

$$[v_\tau] = I^{-1}J^{-1}, \quad I = (\Lambda_{vw}^0)^{1/2} \exp\left(\int_0^m \frac{(\Lambda_{vv})_\tau^0 dm}{\Lambda_{vw}^0}\right), \quad (8)$$

$$J = C_2 + \int_0^m \frac{\Lambda_{vvv}^0}{2(\Lambda_{vw}^0)^{3/2}} \exp\left(-\int_0^m \frac{(\Lambda_{vv})_\tau^0 dm}{\Lambda_{vw}^0}\right) dm.$$

Отметим, что величина скачка ускорения порядка единицы, хотя скачок скорости точно равен нулю. Все последующие члены разложения скачка закона движения по степеням τ определяются линейными уравнениями в квадратурах.

Постоянная C_2 связана со значением начального ускорения поршня α_2 и состоянием фона. Если $\alpha_2 < 0$, то скачок ускорения всегда отрицателен. Если же $\alpha_2 > 0$, то имеется возможность ухода скачка ускорения в бесконечность за конечное время (опрокидывание слабого разрыва). Важно, что полученная формула (8) не содержит явно параметров внешнего магнитного поля и глубины слоя, которые входят только через производные v_0 и w_0 закона движения фона.

Случаю $\alpha_2 = 0$ отвечает особое решение уравнения Риккати с нулевым скачком ускорения среды за разрывом $[v_\tau] = 0$. Тогда при $\alpha_3 \neq 0$ имеем

$$[v_{\tau\tau}] = C_3 I^{-1} \text{ и т.д.}$$

4. Разрывы малой амплитуды. Пусть теперь имеется малая по отношению к скорости звука фона относительная начальная скорость поршня $\alpha_1 > 0$, которая создает слабую ударную волну. Тогда, линеаризуя второе условие на разрыве (7), найдем поправку к величине T'_0 , отвечающей скорости ударной волны,

$$\delta T' = -\frac{A_{vvv}^0}{2A_{vvT'}^0} [v].$$

Затем, линеаризуя уравнение движения относительно малого скачка скорости $[v]$ на разрыве, решая соответствующее линейное дифференциальное уравнение и используя (8), получим

$$[v] = C_1 I^{-1} |J|^{-1/2}. \quad (9)$$

Постоянная C_1 выражается через α_1 .

Формула (9) показывает, что при положительном C_2 вместе с опрокидыванием слабого разрыва, когда $v_\tau \rightarrow \infty$, скорость v также неограниченно растет при любом $C_1 > 0$, что говорит о том, что ударная волна становится сильной, и данная теория требует существенной корректировки.

5. Движение разрывов по статическому фону. Рассмотрим движение разрыва малой амплитуды по статическому фону, $v_0 = 0$. Тогда в формулах (8), (9) можно опустить все производные от фона по τ . Удобно перейти к эйлеровой переменной r , учитывая соотношение $w \, dm = dr$.

Уравнение (4) дает

$$\rho g \zeta_0 + p_1 = C_0, \quad 2\pi r w_0 = \frac{g}{C_0 - p_1 + \rho g h}. \quad (10)$$

Таким образом, в силу $p_1 < 0$ равновесная форма поверхности искажается только внешним магнитным полем, причем рост поля независимо от глубины всегда увеличивает верхний уровень жидкости.

Вычисление производных лагранжиана (6), представленного в виде

$$\Lambda = \frac{v^2}{2} - \frac{g}{4\pi r (w - T'v)} + gh(r) - \frac{p_1(r)}{\rho},$$

при $v = 0$ дает

$$A_{vw}^0 = gT'_0 / (2\pi r w_0^3), \quad A_{vvv}^0 = -3g(T'_0)^3 / (2\pi r w_0^4), \\ T'_0 = (2\pi r w_0^3 / g)^{1/2}.$$

Тогда для ускорения жидкости на слабом разрыве, получим $v_\tau = I^{-1} J^{-1}$, где

$$I = (g / (2\pi r))^{1/4} w_0^{-3/4}, \quad J = C_2 - \int_{r_p(t)}^r (3/2) w_0^{7/4} (2\pi r / g)^{5/4} dr,$$

а для скорости на слабой ударной волне $v = C_1 I^{-1} |J|^{-1/2}$.

Анализ этих формул показывает, что может также возникать особенность, связанная с обращением в ноль знаменателя удельного объема w_0 (10) при выходе разрыва на нулевую толщину слоя $\zeta_0 + h = 0$. Это возможно только при отрицательном ускорении поршня, пропорциональном C_2 . В этом случае можно проследить за процессом затухания ударной волны [7, 8]. При положительном C_2 еще до этого события произойдет опрокидывание слабого разрыва, при этом теория распространения слабой ударной волны становится неприменимой.

Отметим также, что в случае статического фона в указанные формулы входит весь закон движения поршня $r_p(t)$. На "постоянном" фоне, когда $rw_0 = const$, $C_2 < 0$, как в осесимметричной задаче газовой динамики, скорость v за ударной волной, очевидно, затухает при $r \rightarrow \infty$ пропорционально $r^{-3/4}$. Исследование влияния на эти процессы фактических конфигураций магнитного поля $\mathbf{H}(r)$ и изменения глубины слоя жидкости $h(r)$ может служить предметом дальнейших исследований и предоставляется читателю.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 17-01-00037).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
2. Лейбович С., Сибасс А.Р. Примеры диссипативных и диспергирующих систем, описываемых уравнениями Бюргерса и Кортевега-де Вриза // Сб. статей "Нелинейные волны". М. Мир, 1977, с. 113-150.
3. Седов Л.И. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1994. Т. 1, 528 с.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
5. Golubiatnikov A.N. Non-linear waves in a thin layer of magnetic fluid // Magnetohydrodynamics. Vol. 54 (2018). No. 1-2, pp. 23-26.
6. Рождественский Б.Л., Яненко Н.Н. Системы квазилинейных уравнений. М.: Наука, 1978. 688 с.
7. Голубятников А.Н. Разрывы малой амплитуды решений уравнений механики сплошной среды // Труды Математического института им. В.А. Стеклова. 2018, т. 300, с. 65-75.
8. Черный Г.Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.

ВЛИЯНИЕ УЧЕТА АГЛОМЕРАТОВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ПОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРА ОТРАЖЕНИЯ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Бочкова Т.С., Игонин С.В., Постельга А.Э., Усанов Д.А.

ФГБОУ ВО «Саратовский национальный исследовательский государственный
университет имени Н.Г. Чернышевского»,
410012 г. Саратов ул. Астраханская, 83
E-mail: usanovda@info.sgu.ru

Аннотация. Исследована возможность одновременного определения четырех параметров магнитной жидкости: диэлектрической проницаемости, объемной доли твердой фазы, тангенса угла диэлектрических потерь и диаметра частиц магнитной жидкости по температурной зависимости спектра отражения электромагнитного излучения в СВЧ диапазоне. Показано, что учет в расчетах размеров и пространственного расположения агломератов из магнетитовых наночастиц приводит к увеличению точности при определении искомых параметров.

Ключевые слова: магнитная жидкость, структурная организация ферромагнитных наночастиц, СВЧ излучение.

INFLUENCE OF ACCOUNTING OF AGROMERATES OF FERROMAGNETIC NANOPARTICLES ON DETERMINATION OF MAGNETIC LIQUID PARAMETERS ON THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE SPECTRUM OF REFLECTION OF SUPER-FREQUENCY RADIATION

Bochkova T.S, Igonin S.V, Postelga A.E, Usanov D.A.

Saratov State University, Saratov, Russian Federation
E-mail: usanovda@info.sgu.ru

Abstract: The possibility of simultaneous determination of four parameters of a magnetic fluid is studied: the dielectric constant, the volume fraction of the solid phase, the tangent of the dielectric loss angle, and the diameter of the magnetic fluid particles from the temperature dependence of the reflection spectrum of microwave (microwave) radiation. It is shown that taking into account the dimensions and spatial arrangement of agglomerates from magnetite nanoparticles leads to an increase in the accuracy in determining the required parameters.

Keywords: magnetic fluid, structural organization of ferromagnetic nanoparticles, microwave radiation.

БОЧКОВА Татьяна Сергеевна окончила СГУ в 2017 году аспирантуру СГУ по направлению «Электроника, радиотехника и системы связи». Имеет 7 научных

публикаций, в том числе 3 статьи ВАК, 1 патент РФ. В настоящее время является соискателем ученой степени к.ф.-м.н.

ИГОНИН Семен Владимирович аспирант СГУ по направлению «Электроника, радиотехника и системы связи». Имеет 5 научных публикаций, в том числе 2 статьи ВАК, 1 патент РФ.

ПОСТЕЛЬГА Александр Эдуардович. к. ф.-м.н., доцент кафедры твердого тела СГУ. Имеет 34 научных публикаций, в том числе 24 статьи ВАК, 10 патентов РФ.

УСАНОВ Дмитрий Александрович д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой физики твердого тела СГУ, заслуженный деятель науки РФ. Имеет более 600 научных публикаций, в том числе 415 статьи ВАК, 200 патентов РФ

Введение

В ряде экспериментальных работ рассматривается образование агломератов наночастиц магнетика при приложении магнитного поля в объеме магнетитовых коллоидов [1-8]. При достижении порогового значения индукции магнитного поля 2,5 мТл размеры агломератов наноразмерных частиц могут быть определены с использованием средств оптической микроскопии [9, 10, 11]. Взаимодействие электромагнитного излучения в СВЧ диапазоне с магнитной жидкостью описывается теорией динамического намагничивания однодоменной частицы во внутреннем поле анизотропии и внешнем намагничивающем поле, начало которой положено в работах [9, 12]. Экспериментально это подтверждено, например, в [13], где описано влияние температуры на коэффициент отражения электромагнитной волны от магнитной жидкости и согласованы между собой экспериментальные и расчетные данные. Но в [13] не учитывалось влияние образующихся под действием магнитного поля агломератов. Учет наличия агломератов должен приводить к более точному теоретическому описанию взаимодействия магнитной жидкости с электромагнитной волной СВЧ диапазона и, соответственно, к увеличению точности определения параметров [14]. Диапазон значений магнитных полей, при которых необходимо учитывать пространственное распределение агломератов магнитных частиц, а также их геометрические размеры, представляет интерес ввиду необходимости проведения измерения зависимости коэффициента отражения электромагнитного излучения в СВЧ диапазоне от частоты в условиях ферромагнитного резонанса. Отметим, что ферромагнитный резонанс наблюдается при значениях индукции магнитного поля, при которых магнитные частицы образуют агломераты.

Методика проведения эксперимента

Для измерения коэффициента отражения электромагнитного излучения в СВЧ диапазоне применялся мостовой метод [13,14] с использованием двойного волноводного тройника, в измерительное плечо которого помещался слой магнитной жидкости, полностью заполняющий

поперечное сечение волновода. Схема установки, использовавшейся для измерений, изображена на рис. 1. Источником сигнала служил СВЧ-генератор качающейся частоты 8-мм диапазона 1, включенный через вентиль 2 в Н-плечо двойного волноводного тройника 3. Мощность сигнала, поступающего в Н-плечо тройника, контролировалась помощью полупроводникового СВЧ-диода 4, установленного в этом плече. В результате интерференции волн, отраженных от нагрузки опорном плече и от слоя магнитной жидкости 5 в измерительном плече, помещенной между двумя тонкими, «прозрачными» для электромагнитного излучения в СВЧ диапазоне диэлектрическими прокладками, препятствующими растеканию магнитной жидкости по волноводу, в Е-плече двойного волноводного тройника формируется разностный СВЧ-сигнал. Для регулировки фаз и значений амплитуды интерферирующих сигналов в опорном и измерительном плечах двойного волноводного тройника расположены подвижные короткозамыкающие поршни 6, 8 и аттенуатор 7. Сигнал, протектированный с помощью СВЧ-диода 9, расположенного в Е-плече волноводного тройника, поступал через аналого-цифровой преобразователь 10 в компьютер 11, где сравнивался с сигналом, поступающим с СВЧ-диода 4. Созданная таким образом резонансная интерференционная система позволяет обеспечить чувствительность, достаточную для регистрации информационного сигнала.

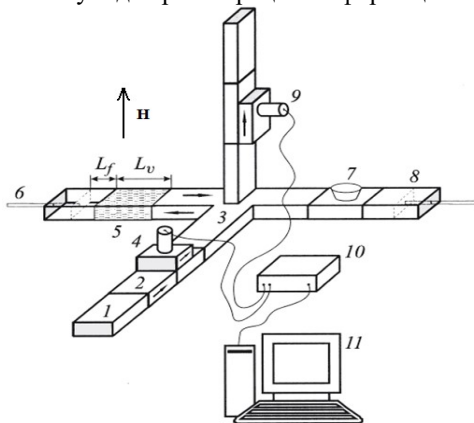


Рис. 1. Схема эксперимента по исследованию температурной зависимости коэффициента отражения электромагнитного излучения в СВЧ диапазоне от слоя магнитной жидкости (1 - СВЧ-генератор, 2 - вентиль, 3 - двойной волноводный тройник, 4, 9 - полупроводниковый СВЧ-диод, 5 - магнитная жидкость, 6, 8 - короткозамыкающие поршни, 7 - аттенуатор, 10 - АЦП, 11 - ПК)

В ходе выполнения настоящей работы исследовалась магнитная жидкость, представляющая собой однородную взвесь однодоменных частиц магнетита в керосине, стабилизированных олеиновой кислотой.

Были измерены частотные зависимости коэффициента отражения от слоя магнитной жидкости при приложении магнитного поля с напряженностью 11.5 кЭ при температуре 253 К и 293 К. Толщина слоя магнитной жидкости составляла 20 мм, расстояние до короткозамыкающего поршня 175 мм. Источником однородного магнитного поля служил электромагнит на основе катушек Гельмгольца.

Методика теоретического расчета

Расчет параметров производится в ходе решения обратной задачи. Необходимо найти такие значения параметров, при которых функция невязки $S(1)$ становится минимальной.

$$S(d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l) = \sum_{i=1}^n (R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l) - R_{exp}(\omega_i))^2, \quad (1)$$

$$R = \frac{\gamma_0^2 sh(\gamma L_f)(1 + e^{-2\gamma_0 L_v}) - 2\gamma \cdot \gamma_0 ch(\gamma L_f) e^{-2\gamma_0 L_v} - \gamma^2 sh(\gamma L_f)(1 - e^{-2\gamma_0 L_v})}{\gamma^2 sh(\gamma L_f)(1 + e^{-2\gamma_0 L_v}) + 2\gamma \cdot \gamma_0 ch(\gamma L_f) + \gamma^2 sh(\gamma L_f)(1 - e^{-2\gamma_0 L_v})}, \quad (2)$$

где γ_0 – постоянная распространения СВЧ волны в пустой части волновода, γ – постоянная распространения в участке волновода, полностью заполненном магнитной жидкостью, L_v – толщина слоя магнитной жидкости, L_f – расстояние до короткозамыкающего поршня, R_{exp} – экспериментальные значения (n шт.) коэффициента отражения для различных частот ω_i , R – теоретически рассчитанный коэффициент отражения для различных частот ω_i , $d, \varphi, \varepsilon, tg\delta$ – средний диаметр магнетитовых частиц, объемная доля твердой фазы, диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь магнитной жидкости, соответственно, l – эффективная толщина агломератов.

Нахождение минимума функции невязки (1) сводится к решению следующей системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial \varphi} &= 2 \sum_{i=1}^n (R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l) - R_{exp}(\omega)) \frac{\partial R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l)}{\partial \varphi} = 0, \\ \frac{\partial S}{\partial d} &= 2 \sum_{i=1}^n (R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l) - R_{exp}(\omega)) \frac{\partial R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l)}{\partial d} = 0, \\ \frac{\partial S}{\partial \varepsilon} &= 2 \sum_{i=1}^n (R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l) - R_{exp}(\omega)) \frac{\partial R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l)}{\partial \varepsilon} = 0, \\ \frac{\partial S}{\partial (tg\delta)} &= 2 \sum_{i=1}^n (R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l) - R_{exp}(\omega)) \frac{\partial R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta, l)}{\partial (tg\delta)} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Наличие агломератов учитывается в постоянной распространения на участке волновода, полностью заполненном магнитной жидкостью. В

дальнейшем, вместо γ в формулу (2) необходимо подставить найденное значение γ_{eff} , зависящее от искомых параметров и учитывающее наличие агломератов.

Агломераты распределены как по поперечному сечению волновода, так и вдоль направления распространения электромагнитного излучения СВЧ диапазона. Для учета распределения агломератов по поперечному сечению (рис. 2а, б) будем использовать теорию возмущений.

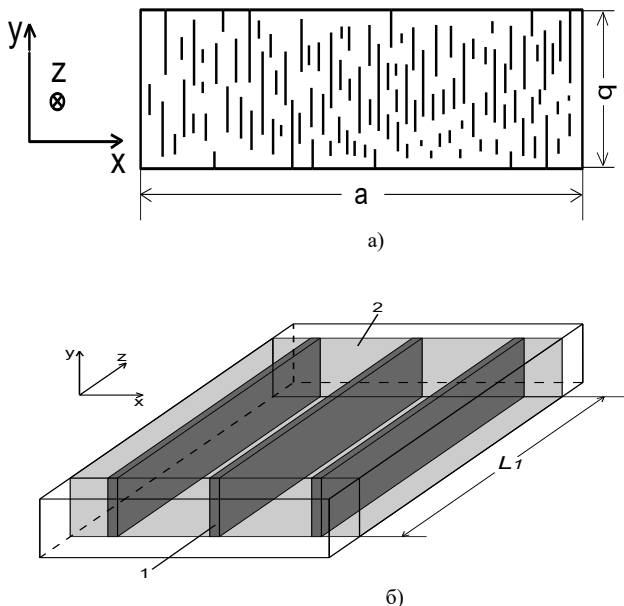


Рис. 2.а) Схематичное изображение агломератов в поперечном сечении волновода, a – длина широкой стенки волновода, b – длина узкой стенки волновода; б) схематичное изображение слоя магнитной жидкости с агломератами, протяженными вдоль направления распространения СВЧ излучения, вдоль оси z , 1 – агломераты магнитных частиц в магнитной жидкости 2, L_1 – толщина слоя с агломератами.

Основная формула объемного возмущения волновода имеет вид [15]

$$\gamma_1 - \gamma_0 = \omega \frac{\int_A (\Delta\varepsilon \cdot E \cdot E_0 + \Delta\mu \cdot H \cdot H_0) ds}{\int_A ([E_0 \times H] + [E \times H_0]) ds}, \quad (4)$$

где γ_1 , E , H – постоянная распространения, векторы напряженности электрического E и H магнитного поля СВЧ волны на участке волновода, содержащем материал, выступающий в качестве возмущения, γ_0 , E_0 , H_0 – на участке невозмущенного волновода, $\Delta\varepsilon$ и $\Delta\mu$ – разность

между абсолютными диэлектрическими и магнитными проницаемостями материала, выступающего в качестве возмущения, и невозмущенной среды, A – площадь поперечного сечения волновода.

В случае, когда включения, рассматриваемые в качестве возмущения среды, слабо изменяют поле в волноводе, можно считать [16], что

$$E = E_0, \quad H = \frac{\gamma_1}{\gamma_0} H_0. \quad (5)$$

Комплексная постоянная распространения γ_l определялась численными методами из уравнения

$$\begin{aligned} & (\gamma' + j\gamma'') - \gamma_0 + \\ & + \omega \frac{\int \left[\Delta\varepsilon(x, y) \frac{\omega^2 \pi^2}{a^2} \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) - \Delta\mu(x, y, \varphi_{agl}) \frac{(\gamma' + j\gamma'')}{\gamma_0} \frac{\pi^2}{\mu^2 \mu_0 a^2} \left(\gamma_0^2 \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) + \frac{\pi^2}{a^2} \cos^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) \right) \right] dx dy}{\int \left[\left(1 + \frac{(\gamma' + j\gamma'')}{\gamma_0} \right) \frac{\omega \pi^2}{\mu \mu_0 a^2} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \sqrt{-\frac{\pi^2}{a^2} \cos^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) - \gamma_0^2 \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right)} \right] dx dy} = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\mu = \mu(\omega, d, \varphi, \varepsilon, tg\delta), \quad (7)$$

где γ_0 – постоянная распространения в невозмущенном волноводе, $\gamma_1 = \gamma' + j\gamma''$ – искомая комплексная постоянная распространения в волноводе с учетом возмущения в виде агломератов, ω – круговая частота электромагнитного излучения СВЧ диапазона, a – размер широкой стенки волновода, $\Delta\varepsilon(x, y)$, $\Delta\mu(x, y, \varphi_{agl})$ – разность между абсолютными диэлектрическими и магнитными проницаемостями материала, выступающего в качестве возмущения, и невозмущенной среды в каждой точке поперечного сечения волновода, φ_{agl} – объемная доля твердой фазы частиц магнетита, принявших участие в агломерации. При этом учитывалось, что с увеличением концентрации агломератов объемная доля твердой фазы в магнитной жидкости без агломератов уменьшается $\varphi = \varphi_0 - \varphi_{agl}$.

Объем магнитной жидкости представлялся в виде чередующихся слоев магнитной жидкости с агломератами L_1 и без агломератов L_2 (рис. 3).

Общее количество слоев с агломератами составляет $N = L_v / (L_1 + L_2)$.

Для учета распределения агломератов вдоль оси z будем использовать метод матрицы передачи [17].

Выражения для компонент поля с различными значениями постоянной распространения электромагнитной волны имеют вид

$$\begin{aligned} E_j &= E(x) (A_j e^{-\gamma_j z} + B_j e^{\gamma_j z}), \\ H_j &= -\gamma_j H(x) (A_j e^{-\gamma_j z} - B_j e^{\gamma_j z}), \\ E_{j+1} &= E(x) (A_{j+1} e^{-\gamma_{j+1} z} + B_{j+1} e^{\gamma_{j+1} z}), \\ H_{j+1} &= -\gamma_{j+1} H(x) (A_{j+1} e^{-\gamma_{j+1} z} - B_{j+1} e^{\gamma_{j+1} z}). \end{aligned} \quad (12)$$

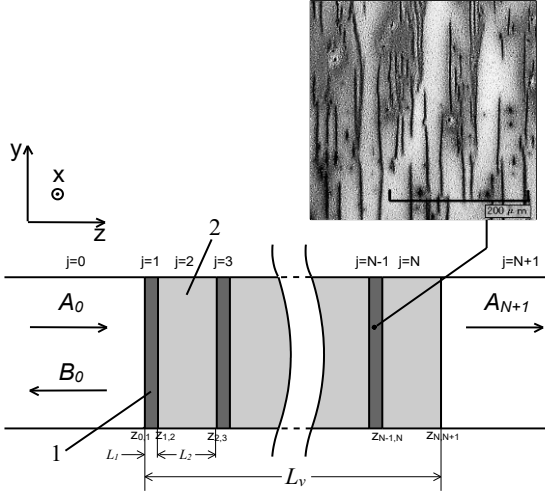


Рис. 3. Структура из чередующихся слоев невозмущенной и возмущенной агломератами магнитной жидкости, используемая при расчете частотной зависимости коэффициента отражения с использованием метода матриц передач: 1 – участок волновода с магнитной жидкостью с агломератами; 2 – участок волновода с магнитной жидкостью без агломератов.

Используя условия непрерывности

$$\begin{aligned} A_j e^{-\gamma_j z_{j,j+1}} + B_j e^{\gamma_j z_{j,j+1}} &= A_{j+1} e^{-\gamma_{j+1} z_{j,j+1}} + B_{j+1} e^{\gamma_{j+1} z_{j,j+1}}, \\ -\gamma_j A_j e^{-\gamma_j z_{j,j+1}} + \gamma_j B_j e^{\gamma_j z_{j,j+1}} &= -\gamma_{j+1} A_{j+1} e^{-\gamma_{j+1} z_{j,j+1}} + \gamma_{j+1} B_{j+1}, \end{aligned} \quad (13)$$

можно записать следующее выражение для компонент матрицы передачи

$$\mathbf{T}(z_{j,j+1}) = \begin{pmatrix} \frac{\gamma_{j+1} + \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{(\gamma_{j+1} - \gamma_j) z_{j,j+1}} & \frac{\gamma_{j+1} - \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{(\gamma_{j+1} + \gamma_j) z_{j,j+1}} \\ \frac{\gamma_{j+1} - \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{-(\gamma_{j+1} + \gamma_j) z_{j,j+1}} & \frac{\gamma_{j+1} + \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{-(\gamma_{j+1} - \gamma_j) z_{j,j+1}} \end{pmatrix}, \quad (14)$$

которая связывает коэффициенты A_j , B_j , и A_{j+1} , B_{j+1} , определяющие амплитуды падающих и отраженных волн по обе стороны от границы $z_{j,j+1}$, соотношением

$$\begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} = \mathbf{T}(z_{j,j+1}) \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Коэффициенты A_{N+1} и B_0 , определяющие амплитуды волны, прошедшей через многослойную структуру (рис. 3), и волны, отраженной от нее, связаны с коэффициентом A_0 , определяющим амплитуду падающей волны, следующим соотношением

$$\begin{pmatrix} A_{N+1} \\ B_0 \end{pmatrix} = \mathbf{T}_N \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

где $\mathbf{T}_N = \begin{pmatrix} \mathbf{T}_N[1, 1] & \mathbf{T}_N[1, 2] \\ \mathbf{T}_N[2, 1] & \mathbf{T}_N[2, 2] \end{pmatrix} = \prod_{j=N}^0 \mathbf{T}_{j,(j+1)} =$

$\mathbf{T}(z_{N,N+1})\mathbf{T}(z_{N-1,N}) \dots \mathbf{T}(z_{1,2})\mathbf{T}(z_{0,1})$ – матрица передачи слоистой структуры, состоящей из N слоев (рис. 3).

Записывая коэффициент отражения $R = B_0/A_0$ через элементы матрицы передачи \mathbf{T}_N в соответствии с соотношением (15), получим

$$R_{tm} = -\frac{\mathbf{T}_N[2,1]}{\mathbf{T}_N[2,2]} \quad (17)$$

Будем рассматривать множество чередующихся слоев магнитной жидкости без агломератов и с агломератами. Постоянные распространения в данных слоях будут γ_0 и γ_l , соответственно.

Определив коэффициент отражения (17), можно найти эффективную постоянную распространения через всю многослойную структуру путем решения обратной задачи. Для однослойной структуры толщиной L_v с искомой эффективной постоянной распространения γ_{eff} функция невязки имеет вид

$$S_2(\gamma_{eff}) = [R_0^2 - R_{tm}^2]^2, \quad (18)$$

где $R_0 = \frac{(\gamma_0^2 - \gamma_{eff}^2) \cdot sh(\gamma_{eff} L_v)}{(\gamma_0^2 + \gamma_{eff}^2) \cdot sh(\gamma_{eff} L_v) + 2\gamma_{eff} \gamma_0 \cdot ch(\gamma_{eff} L_v)}$ – коэффициент отражения для данной структуры, R_{tm} – коэффициент отражения от слоя магнитной жидкости, представленного в виде многослойной структуры, рассчитанный методом матриц передачи (17), γ_0 – постоянная распространения в пустой части волновода.

Расчет параметров

Искомыми являются значения параметров магнитной жидкости, при которых функция невязки (1), приобретает минимальное значение.

Для определения распределения агломератов слой магнитной жидкости при приложении магнитного поля напряженностью 11,5 кЭ исследовался с использованием оптического микроскопа HIROX KH-7700 (вставка к рис. 3).

С помощью программного пакета Gwiddion было получено распределение агломератов по длинам и толщинам.

Поперечное сечение волновода представлялось в виде сетки – двумерного битового массива $bit(x,y)$. Каждый элемент массива представляет собой участок волновода площадью $step_x \cdot step_y$. Если в элементе хранится значение 1, значит соответствующая данному элементу площадь занята агломератом, если 0 – агломерата нет. Схематическое изображение массива представлено на рис. 4.

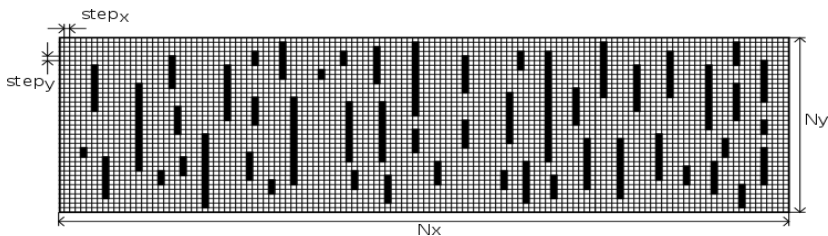


Рис. 4. Схематическое изображение поперечного сечения волновода –сетки двумерного битового массива

Решая (6) численным методом с учетом битового массива, находим постоянную распространения γ_l .

Для определения эффективной постоянной распространения γ_{eff} на участке волновода, заполненного магнитной жидкостью, с учетом распределения агломератов вдоль оси z , использовался метод матриц передачи. Объем магнитной жидкости представлялся в виде многослойной структуры, состоящей из множества чередующихся слоев магнитной жидкости с агломератами магнитных частиц толщиной $L_1 = 1$ мкм без агломератов толщиной $L_2 = 10$ мкм. Данные значения толщин взяты из анализа изображений, полученных с использованием оптического микроскопа. Ввиду симметрии распределения агломератов по всем трем осям, что было подтверждено с использованием оптического микроскопа при изменении фокусного расстояния, можно считать, что расстояние между слоями с агломератами равно среднему расстоянию между агломератами, которое составило 10 мкм. Толщина слоя с агломератами принимается равной средней ширине агломератов 1 мкм.

Путем решения обратной задачи (18) численными методами, была рассчитана эффективная постоянная распространения электромагнитной волны с учетом распределения агломератов вдоль направления распространения электромагнитного излучения в СВЧ диапазоне.

Найденная γ_{eff} использовалась в выражении (2), при определении значения функции невязки (1). Полученное значение сохранялось, изменялись величины искомых параметров магнитной жидкости и расчет повторялся. В итоге, методом последовательных приближений, были найдены искомые значения параметров, при которых функция (1) принимает наименьшее значение.

Результаты исследований и их обсуждение

На рис. 5 показаны частотные зависимости коэффициента отражения электромагнитного излучения СВЧ диапазона при различных температурах для схемы измерений, представленной на рис. 1. Кривая 1

рассчитана без учета агломератов, кривая 2 рассчитана с учетом агломератов, образующихся при величине внешнего магнитного поля 11.5 кЭ, распределенных по объему магнитной жидкости. Из результатов, приведенных на рис.5, следует, что частотная зависимость, рассчитанная с учетом пространственного распределения агломератов, лучше совпадает с экспериментальными данными, показанными на рис. 5 треугольниками, чем зависимость, рассчитанная без учета агломератов.

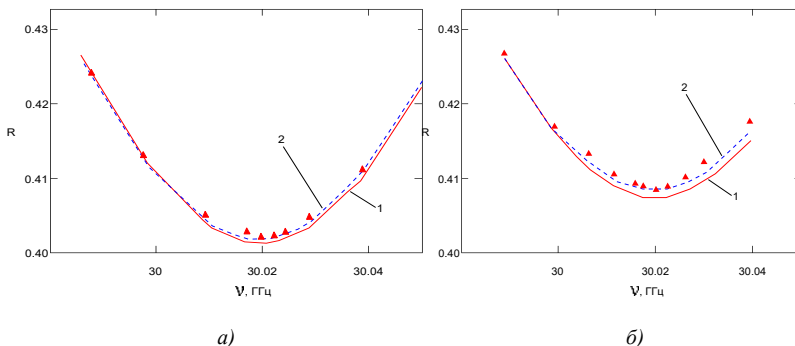


Рис. 5. Частотные зависимости коэффициента отражения от слоя магнитной жидкости при температуре 253 К (а) и температуре 293 К (б), экспериментальные точки показаны треугольниками: 1 – частотная зависимость без учета агломератов; 2 – частотная зависимость с учетом агломератов, распределенных по объему магнитной жидкости

Параметры агломератов определялись при решении обратной задачи методом наименьших квадратов с использованием функционала (1). В качестве экспериментальных значений использовались частотные зависимости коэффициента отражения от слоя магнитной жидкости при приложении магнитного поля с напряженностью 11,5 кЭ при температурах 253 К (рис. 5 а) и 293 К (рис. 5 б). Теоретические частотные зависимости рассчитывались по формуле (2). В качестве постоянной распространения в заполненной части волновода принималась эффективная постоянная распространения γ_{eff} , зависящая от искомых параметров и учитывающая наличие агломератов в магнитной жидкости.

Результаты расчетов параметров без учета и с учетом наличия агломератов сведены в таблицу, где $\Delta = \frac{|x_1 - x_0|}{x_0} \cdot 100\%$ – относительная разница между значениями искомого параметра, рассчитанного без учета x_0 и с учетом агломератов x_1 .

Таблица 1

Параметры магнитной жидкости, рассчитанные без и с учетом агломератов

Параметр	x_0	x_1	Δ , %
d, нм	8	8,28	3,5
ϕ	0,144	0,135	6,3
ε	3,58	3,19	10,9
$tg\delta$	0,045	0,052	15,5

В результате решения обратной задачи были определены средний диаметр магнетитовых частиц (8,28 нм), объемная доля твердой фазы (0,135), диэлектрическая проницаемость (3,19) и тангенс угла диэлектрических потерь (0,052). Полученные значения среднего диаметра магнетитовых частиц и объемной доли твердой фазы с учетом агломератов лучше согласуются с независимыми измерениями диаметра магнетитовых частиц по кривой намагниченности, чем без учета агломератов.

Выводы

Таким образом, в ходе решения обратной задачи определены параметры магнитной жидкости. Показано, что учет пространственного распределения агломератов магнитных частиц в магнитной жидкости позволяет добиться лучшего согласования экспериментальных данных и результатов расчетов, что открывает возможность повышения точности в определении параметров магнитной жидкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vales-Prinzon C., Alvarado-Gil J.J., Medina-Esquivel R., Martinez-Tores P. Polarized light transmission in ferrofluids loaded with carbon nanotubes in the presence of a uniform magnetic field // *J. Magn. Magnet. Mater.*, 2014, vol. 369, - p. 114–121.
2. A.S. Ivanov. Temperature dependence of the magneto-controllable first-order phase transition in dilute magnetic fluids// *J. Magn. Mater.*, 441 (2017), - p. 620-627.
3. V.V. Chekanov, M.D. Khalupovskii, I.Yu. Chuenkova, V.V. Malutin. Drop shape and interfacial tension for a magnetic liquid in a homogeneous magnetic field// *Magnetohydrodynamics*, 24 (1988), -p. 372–375.
4. C.F. Hayes. Observation of association in ferromagnetic colloid// *J. Coll. Int. Sci.*, 52 (1975), - p. 239–243.
5. S.A. Peterson, A.A. Krueger. Reversible field induced agglomeration in magnetic colloid// *J. Coll. Int. Sci.*, 62 (1977), - p. 24–34.
6. A. S. Ivanov, A. F. Pshenichnikov. Vortex flows induced by drop-like aggregate drift in magnetic fluids// Citation: *Physics of Fluids* 26, 012002 (2014).
7. A. S. Ivanov. Phase separation in bidisperseferrocolloid// *J. Magn. Magnet. Mater.* 154, 66 (1996).
8. A. F. Pshenichnikov, A. S. Ivanov. Magnetophoresis of particles and aggregates in concentrated magnetic fluids// *Phys. Rev. E* 86, 051401 (2012).
9. Райхер Ю.Л., Шлиомис М.И. К теории дисперсии магнитной восприимчивости мелких ферромагнитных частиц // *ЖЭТФ*, 1974, т. 67, - с. 1060–1073.

10. А.Ю Зубарев, Л.Ю. Исакова. Структурные превращения в магнитных суспензиях. Коллоидный журнал / Том 71. № 4. 2009,- стр. 492-496.
11. G. Bossis a , L. Iskakova b , V. Kostenko b , A. Zubarev b. Kinetics aggregation of magnetic suspensions / physica A v.390 issue 14 2655-2663
12. ГехтР.С., Игнатченко В.А., Райхер Ю.Л., Шлиомис М.И. Магнитный резонанс в изотропном суперпарамагнетике //ЖЭТФ, 1976,т. 70, - с. 1300–1311.
13. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В., Постельга А.Э., Райхер Ю.Л., Степанов В.И. Температурная зависимость коэффициента отражения микроволнового излучения от слоя магнитной жидкости // ЖТФ, 2006,т.76, №11, - с.126-129.
14. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В., Курганов А.В. Определение параметров магнитной жидкости по отражению сверхвысокочастотного излучения // ЖТФ, 2001,т.71, №12, - с.26-29.
15. Никольский В.В. Гиротропное возмущение волновода// Радиотехника и электроника, 1957,т.2, №2, - с.157-171.
16. Чэмплин К.С., Армстронг Д.Б. Выражения в явном виде для проводимости и диэлектрической проницаемости объемных полупроводников в водноводе // ТИРИ, 1962,т.50, №2, - с.272-273
17. Усанов Д.А., Скрипаль А. В., Абрамов А. В., Боголюбов А. С. Измерения толщины нанометровых слоев металла и электропроводности полупроводника в структурах металл-полупроводник по спектрам отражения и прохождения электромагнитного излучения // ЖТФ, 2006,т.76,вып. 5, - стр.112-115.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СПИРАЛЬНУЮ СТРУКТУРУ ФЕРРОХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

Новиков А.А., Захлевных А.Н.

Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Российская Федерация,
E-mail: novikov21s@yandex.ru

Аннотация. В рамках континуальной теории исследуется индуцированное магнитным полем раскручивание спиральной структуры феррохолестерика. Рассматривается случай компенсированной суспензии, т.е. в отсутствие поля имеются равные доли примеси, ориентированные параллельно и антипараллельно вектору намагниченности. Сцепление между магнитными частицами и ЖК-матрицей полагается мягким и гомеотропным. Исследована структура раскрученной магнитным полем ферронематической фазы. Показано, что в зависимости от значений материальных параметров возможны четыре ферронематических фазы различной симметрии. Изучена зависимость поля перехода в ферронематическую фазу от материальных параметров суспензии.

Ключевые слова: магнитная суспензия, холестерический жидкий кристалл, феррохолестерик, ферронематик, фазовые переходы.

MAGNETIC FIELD INFLUENCE ON THE SPIRAL STRUCTURE OF FERROCHOLESTERIC LIQUID CRYSTAL

A.A. Novikov, A.N. Zakhlevnykh

Perm State University, Perm, Russian Federation,
E-mail: novikov21s@yandex.ru

Annotation: On the base of continuum theory magnetic field induced unwinding of spiral structure of ferrocholesteric is investigated. The case of a compensated suspension is considered, i.e. in the absence of a field there are equal parts of the impurity oriented parallel to and antiparallel to the magnetization vector. The anchoring between the magnetic particles and the LC matrix is assumed to be soft and homeotropic. The structure of the ferromagnetic phase unwound by the magnetic field is investigated. It is shown that, depending on the material parameters of the system, four ferromagnetic phases of different symmetry are possible. The dependence of the transition field to the ferromagnetic phase on the material parameters of the suspension was studied.

Key words: magnetic suspension, cholesteric liquid crystal, ferrocholesteric, ferromagnetic, phase transitions.



НОВИКОВ Александр Алексеевич окончил Пермский государственный университет в 2017 году. Аспирант кафедры физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета. Области научных интересов: физика суспензий магнитных частиц в жидких кристаллах, физика жидких кристаллов



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 сред.

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

Направим магнитное поле $\mathbf{H} = (0, H, 0)$ перпендикулярно оси z 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 мягким и гомеотропным, т.е. частицы внедрены в ХЖК так, что их главные оси перпендикулярны 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 изучается в рамках континуальной теории [1–3], в которой свободная энергия

$$F = \iiint (F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5) dV, \quad (1)$$

$$\begin{aligned}
 F_1 &= \frac{1}{2} \left[K_{11} (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_{22} (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n} + q_0)^2 + K_{33} (\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2 \right], \\
 F_2 &= -\frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2, \quad F_3 = -M_s (f_+ - f_-) (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}), \\
 F_4 &= -\frac{W}{d} (f_+ + f_-) (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})^2, \quad F_5 = \frac{k_B T}{v} (f_+ \ln f_+ + f_- \ln f_-),
 \end{aligned}$$

где K_{11} , K_{22} , K_{33} – упругие модули Франка; q_0 – волновое число спирали ХЖК, \mathbf{n} – директор ХЖК; \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 ($\mathbf{m}_+ \equiv \mathbf{m}$) и антипараллельно ($\mathbf{m}_- \equiv -\mathbf{m}$) намагниченности, d – поперечный диаметр частицы; v – объем частицы; k_B – постоянная Больцмана; T – температура. Рассматривается магнитокомпенсированная суспензия, в которой в отсутствие поля $f_{\pm} \equiv \bar{f}/2$, где $\bar{f} = Nv/V$, N – число частиц в суспензии, V – объем ФХ. Полагаем $\bar{f} \ll 1$, что позволяет пренебречь магнитными диполь-дипольными взаимодействиями.

Под действием магнитного поля ориентационная структура ФХ теряет геликоидальный характер, и векторы \mathbf{n} и \mathbf{m} можно искать в виде

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

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

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

Здесь h – безразмерная напряженность поля, измеренная 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), σ характеризует энергию сцепления частиц примеси с ХЖК-матрицей, κ отвечает за сегрегационный эффект (при больших κ сегрегация несущественна).

Полная свободная энергия (1) ФХ является функционалом относительно $\varphi(z)$, $\psi(z)$, $f_+(z)$ и $f_-(z)$. Минимизация 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

$$g_{\pm}(z) = Q \exp \left\{ \pm \frac{\xi h}{\kappa} \cos \psi(z) - \frac{\sigma}{\kappa} \sin^2 [\varphi(z) - \psi(z)] \right\} \quad (5)$$

(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 энергия в поле \mathbf{H} .

Минимизация свободной энергии (1) по $\varphi(z)$ и $\psi(z)$ приводит к уравнению связи для углов ориентации директора и намагниченности

$$\frac{\xi h}{\sigma} \tanh \left(\frac{\xi h}{\kappa} \cos \psi \right) \sin \psi - \sin 2(\varphi - \psi) = 0 \quad (6)$$

и системе уравнений для шага спирали p

$$pq_0 = \int_0^{2\pi} A^{-1/2}(\varphi, \psi) d\varphi, \quad \int_0^{2\pi} A^{1/2}(\varphi, \psi) d\varphi = 2\pi. \quad (7)$$

где введена функция

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

Как отмечалось выше, магнитное поле \mathbf{H} , приложенное перпендикулярно оси спиральной структуры, вызывает ее раскручивание. При достижении полем критического значения h_c шаг спирали обращается в бесконечность, т.е. происходит переход в ФН фазу. При $h \geq h_c$, т.е. в раскрученной полем ФН фазе углы ориентации директора φ_c и намагниченности ψ_c не зависят от координат. Условия минимума энергии (1) дают четыре решения для φ_c и ψ_c , отвечающие ФН фазам.

Первое решение $\varphi_c = \psi_c = 0$ отвечает ФН фазе, в которой магнитные частицы ориентированы по полю $\mathbf{m} = (0, 1, 0)$, директор $\mathbf{n} = (1, 0, 0)$ перпендикулярен полю, т.е. имеют место гомеотропные условия сцепления феррочастиц с ЖК-матрицей. В ней ферромагнитный (дипольный) вклад в свободную энергию преобладает над диамагнитным (квадрупольным) вкладом, ориентируя магнитные частицы в направлении поля. Назовем такую фазу HD.

Второе решение $\varphi_c = \psi_c = \pi/2$, т.е. $\mathbf{n} = (0, 1, 0)$, $\mathbf{m} = (1, 0, 0)$ соответствует фазе с гомеотропным сцеплением частиц с матрицей, но в ней, в отличие от фазы HD, доминирующим является квадрупольный механизм влияния поля. Магнитные частицы в этой фазе ортогональны приложенному полю, а директор параллелен полю. Данную фазу назовем HQ. Заметим еще, что согласно (5), в фазе HD, разность объемных долей $g_+ - g_- \neq 0$, т.е. ФН не является компенсированным, и такая фаза является жидкокристаллическим аналогом ферритмагнетика. Этим она отличается от фазы HQ, в которой $g_+ = g_- = 1/2$, т.е. фаза HQ антиферромагнитна.

Третье решение $\varphi_c = \pi/2$, $\psi_c = 0$, для которого $\mathbf{n} = (0, 1, 0)$, $\mathbf{m} = (0, 1, 0)$, отвечает фазе с планарным сцеплением частиц с ЖК-матрицей. Соответствующую фазу назовем PL. Эта фаза является фазой насыщения, в ней магнитные частицы и директор ориентированы вдоль приложенного магнитного поля.

Последнее решение $\varphi_c = \varphi_c(h, \xi, \sigma, \kappa)$, $\psi_c = \psi_c(h, \xi, \sigma, \kappa)$ соответствует угловой фазе AN. В ней директор и намагниченность ориентированы под некоторыми углами φ_c и ψ_c к направлению поля, определяемыми нетривиальным решением системы, получаемой при минимизации свободной энергии. Фаза AN является результатом конкуренции диамагнитного F_2 и ферромагнитного F_3 взаимодействий суспензии с полем, а также ориентационного сцепления F_4 между ХЖК и примесными частицами.

Критическое поле перехода определяется из условия равенства свободных энергий ФХ и раскрученного поля ФН с однородным распределением твердой фазы и удовлетворяет уравнению (9), в котором теперь $A(\varphi, \psi) = A_c(\varphi, \psi)$, где

$$A_c(\varphi, \psi) = C_c - h_c^2 \sin^2 \varphi - 2\kappa(g_{c+} + g_{c-}),$$

$$C_c = 2\kappa + h_c^2 \sin^2 \varphi_c, \quad g_{c\pm} = g_{c\pm}(\varphi_c, \psi_c), \quad \int_0^{2\pi} \sqrt{A_c(\varphi, \psi)} d\varphi = 2\pi \cdot (9)$$

Здесь углы φ_c и ψ_c определяются описанными выше решениями для ориентаций директора и намагниченности в разных ФН фазах.

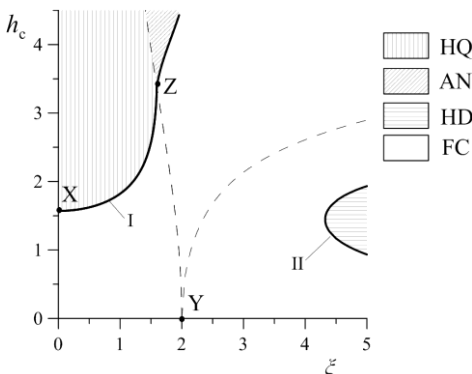


Рис. Диаграмма перехода феррохолестерик-ферронематик на плоскости $h_c - \xi$,

при $\kappa = 4$, $\sigma = 10$

ответает полю перехода в чистом ХЖК $h_{c0} = \pi/2$. Видно, что при увеличении параметра ξ поле перехода ФХ-ФН h_c растет, затем в точке Z ($\xi = 1.41$, $h_c = 3.37$) происходит изменение типа ориентации ФН фазы с гомеотропного (HQ) на угловой (AN). Кривая II ограничивает раскрученную ФН фазу в области устойчивой гомеотропной ориентации с доминирующим дипольным механизмом. Из диаграммы видно, что в этой области существуют возвратные переходы ФХ-ФН-ФХ, индуцированные магнитным полем. Например, при $\xi = 4.5$ с увеличением поля h суспензия переходит из ФХ фазы в ФН фазу, а затем обратно в ФХ фазу. Появление возвратной ФХ фазы является результатом сегрегационных процессов и конкурирующего влияния дипольного и квадрупольного ориентационных механизмов, которые стремятся раскрутить спиральную структуру в противоположных направлениях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (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 \square ferromagnetic 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 ferromagnetic liquid crystals // J. Magn. Magn. Mater. 2016. Vol. 401. P. 188-195.

МЕХАНИЗМ ЗАХВАТА ВОЗДУШНОЙ ПОЛОСТИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТЬЮ В «МАГНИТНОМ ВАКУУМЕ» КОЛЬЦЕВОГО МАГНИТА

Полунин В.М., Ряполов П.А., Рябцев К.С.,
Шабанова И.А., Соколов Е.А., Карпов Н.Э.
Юго-западный государственный университет
305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94,
E-mail: polunin-vm1@yandex.ru

Аннотация. Обсуждаются результаты экспериментального изучения захвата, транспорта и последующего разрушения воздушной полости на пузырьки магнитной жидкостью в области «магнитного вакуума» кольцевого магнита. Исследование выполнено с применением акустомагнитного метода. Получаемые пузырьки имеют относительно крупные размеры, что расширяет возможности управляемой магнит-ным полем дозированной подачи малых количеств газа в реактор.

Ключевые слова: магнитная жидкость, воздушная полость, воздушный пузырьек, частота колебаний, кольцевой магнит, магнитный вакуум

MECHANISM OF AIR CAVITY CAPTURE WITH MAGNETIC FLUID IN "MAGNETIC VACUUM" OF THE RING MAGNET

Polunin VM, Ryapolov PA, Ryabtsev KS, Shabanova IA,
Sokolov EA, Karpov N.E.
Southwest State University
305040, Kursk, 50 Let Oktyabrya Street, 94,
E-mail: polunin-vm1@yandex.ru

Abstract. The results of an experimental study of the capture, transport, and subsequent destruction of the air cavity on bubbles by the magnetic liquid in the area of a "magnetic vacuum" of the ring magnet are discussed. The investigation was carried out using the acoustomagnetic method. The resulting bubbles are relatively large. Dimensions that expand the scope of the controlled magnetic field of dosed supply of small quantities of gas to the reactor.

Key words: magnetic fluid, air cavity, air bubble, vibration frequency, ring magnet, magnetic vacuum

Введение

Уникальное сочетание способности магнитных жидкостей (МЖ) взаимодействовать с магнитным полем и текучести жидкости представляет не только научный интерес, но являются основой для многочисленных применений. В частности, для решения задач управляемого магнитным полем демпфирования вибраций, герметизации объемов газа, дозированной подачи малых порций газа в реактор, создания прерывателей и клапанов в микрозонах используются микро- и нанодисперсные МЖ [1-6].

В прикладном аспекте возникает потребность расширения возможностей управления магнитной жидкостью при помощи магнитного поля [7-10] что приводит к необходимости изучения новых взаимодействий жидкости с магнитным полем, в том числе, при использовании особенностей пространственного распределения магнитного поля, создаваемого отдельными источниками поля или их совокупностью.

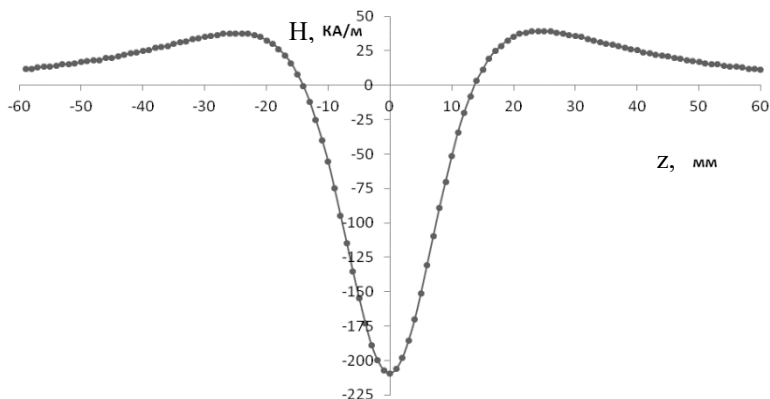
В настоящей работе для расширения возможностей управления магнитной жидкостью магнитным полем используется участок магнитного поля кольцевого магнита, окружающий точку смены направления индукции магнитного поля, – область «магнитного вакуума», а в качестве основного экспериментального метода исследования процесса захвата магнитной жидкостью воздушной полости применяется метод акустомагнитной индикации.

Физико-химические свойства МЖ и область магнитного поля кольцевого магнита в исследовании

В работе исследовался образец МЖ на основе высокодисперсного магнетита, стабилизированного поверхностно-активным веществом – олеиновой кислотой. В качестве дисперсионной среды – жидкости-носителя – использовался керосин. Образец МЖ синтезирован в лаборатории наномасштабной акустики ЮЗГУ. Плотность исследуемого образца $\rho = 1580 \text{ кг/м}^3$. Кривая намагничивания МЖ получена на основе баллистического метода. Намагниченность насыщения $M_s = 56,7 \text{ кА/м}$. Сдвиговая вязкость η измерена на вискозиметре «Brookfield DV2T»; её значение составляет $16,45 \text{ мПа}\cdot\text{с}$ при скорости вращения шпинделя 60 об/мин .

В исследовании использовался неодимовый кольцевой магнит (сплав NdFeB) размером $60 \times 24 \times 10 \text{ мм}$. Зависимость напряженности магнитного поля от расстояния по оси симметрии магнита, полученная с помощью миллитесламера ТПУ-01 с погрешностью 2,6%, представлена на рис. 1. По оси абсцисс отложено расстояние от центра кольцевого магнита, измеренное катетометром КМ-6 с точностью $0,01 \text{ мм}$.

Магнитное поле кольцевого магнита на его поверхности и в центре рассматривалось ранее как источник магнитного поля в различных механических устройствах, например, в магнитожидкостных уплотнениях [11], а также в многочисленных приборах для индикации колебаний тока. В данном случае рассматривается участок магнитного поля кольцевого магнита, окружающий точку смены направления индукции, в которой напряженность $H=0$, а градиенты напряженности противоположно направлены и имеют различную величину. Эту внутреннюю область поля кольцевого магнита, назовем «магнитным вакуумом».

Рис. 1 Зависимость H от Z

Экспериментальная установка и методика измерений

Подробное описание и схематическое изображение экспериментальной установки приводится в работах [4-5]. Перед началом опыта в трубку с доньшком, имеющую внутренний диаметр $d = 12$ мм, заливается МЖ до высоты ~ 170 мм. Захват воздушной полости осуществляется при движении кольцевого магнита вверх вдоль трубки, заполненной МЖ. Полость образуется захватом воздуха с открытой поверхности МЖ неоднородным магнитным полем по мере приближения кольцевого магнита к поверхности. Главное условие процесса формирования заключается в поэтапном получении одной воздушной полости «над магнитом».

На рис. 2 отображены основные моменты данного процесса. Для исключения появления воздушных пузырей при заполнении трубки МЖ производится размещение и последующий подъем магнита с расстояния 50-60 мм ниже дна. На рис.2а показано положение магнита в процессе движения после перемещения его из начального положения. Магнит поднимается с постоянной скоростью 0,8 мм/с вверх.

При сокращении расстояния от поверхности магнита до свободной поверхности столбика МЖ поверхность жидкости начинает искривляться под действием магнитного поля (рис. 2b). Дальнейший медленный ($\sim 0,02$ мм/с) подъем магнита приводит к образованию полости большего размера (рис. 2c), герметизация которой затем нарушается (рис. 3d). Восстановление перемычки (герметизация полости) происходит при последующем опускании магнита сразу или после небольшого на $\sim 2 - 3$ мм перемещения его вверх (рис. 2e). Подъем магнита на большую

величину приводит к образованию второй воздушной полости (под магнитом) за счет проскальзывания первой полости вниз через магнитный барьер в центре магнита. В процессе опускания магнита с постоянной скоростью $\sim 0,8$ мм/с перемычка за счет перетекания МЖ превращается в сплошной столбик (рис. 2f) с сохраняющейся искривленной свободной поверхностью МЖ. При высоте столбика МЖ ≥ 90 мм поверхность жидкости выпрямляется (рис. 2g), а воздушная полость следует за магнитом, находясь в области «магнитного вакуума» поблизости от «нулевого» поля.

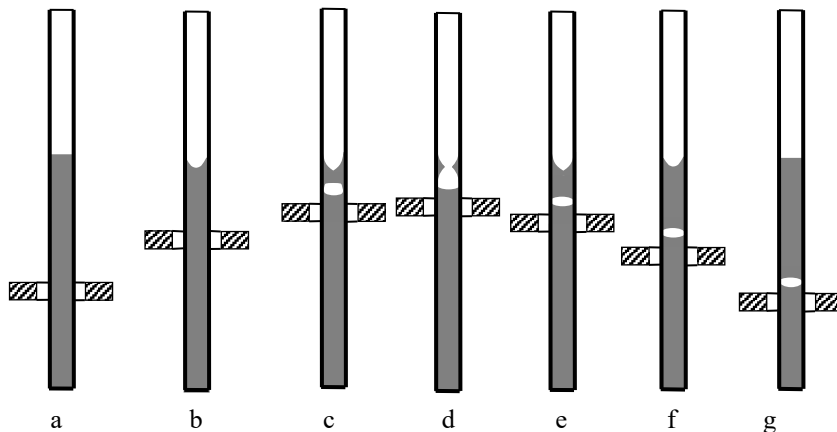


Рис.2. Процесс захвата воздушной полости магнитной жидкостью

Положение свободной поверхности жидкости до и после захвата полости, а, следовательно, и высота воздушной полости h_0 , получаемая как отношение объема полости к площади поперечного сечения трубки, фиксируется катетометром КМ-6, размещенным на расстоянии 3 м от трубки с МЖ, с точностью 0,01 мм. Высота столбика МЖ над полостью h_f составляет ≥ 90 мм, что исключает влияние магнитного поля данного кольцевого магнита на кривизну поверхности жидкости с указанной выше намагниченностью насыщения.

В качестве основного экспериментального метода исследования процесса захвата и транспорта магнитной МЖ воздушной полости применяется метод акустомагнитной индикации, основанный на получении и сравнении осциллограмм акустических и магнитных колебаний системы: магнитная жидкость – изолированная воздушная полость. Для анализа осциллограмм, фиксируемых в измерительном блоке, применяется программа, разработанная в среде NI LabVIEW.

Необходимо отметить, что в отличие от работ [7, 8, 10], в которых

использовался ферритовый кольцевой магнит с меньшей почти в два раза напряженностью поля в его центре, предложенная методика существенно отличается последовательностью операций, приводящей к поэтапному принципу получения воздушной полости «над магнитом».

Результаты эксперимента и анализ полученных данных

При уменьшении расстояния между поверхностью кольцевого магнита и поверхностью столбика МЖ на $\sim 1-2$ мм наблюдается разрыв столбика жидкости. Разрыв столбика МЖ и затягивание в образовавшуюся каверну газа (рис.2с) имеет сходство с пробоем магнитожидкостной перемычки в МЖУ [11]. В дальнейшем по мере подъема магнита наблюдается повторение данного этапа, при каждом из них происходит пополнение объема захваченной воздушной полости. Когда перепад давлений усиливается по отношению к «тонкой» перемычке, поток воздуха резко выбрасывает МЖ, и, если объем оставшейся МЖ недостаточен для восстановления перемычки, окончательно разрушает ее (рис. 2д).

На рис. 3 приведены осциллограммы, отражающие акустические и магнитные колебания системы магнитная перемычка – изолированная воздушная полость при каждом пробое перемычки и прохождении очередной порции воздуха.

Под каждым рисунком серии указана соответствующая частота колебаний в Гц. При повторении этапа пробоя перемычки происходит пополнение воздухом полости и уменьшение толщины перемычки с последующим ее замыканием. Из приведенных данных следует, что частота колебаний МЖ-перемычки убывает. Воздушные потоки постепенно уменьшают толщину перемычки за счет перетока жидкости на нижнюю поверхность образовавшейся полости, что само по себе повлекло бы возрастание частоты. Однако благодаря еще и возрастанию объема воздушной полости в данном случае наблюдается снижение частоты колебаний.

Для упругой системы с переменными параметрами (толщина перемычки, объем полости, переток жидкости) практически невозможно получить аналитическое выражение для частоты колебаний. С целью выполнения оценочного расчета принимается модель гармонического осциллятора

с формулой для частоты колебаний $\omega = \sqrt{k_g / \rho S h_f}$. Полагая, что коэффициент упругости газа [13]: $k_g = \gamma \pi d^2 P_0 / 4 h_0$, запишем:

$(h_{0n} / h_{01}) \cdot (h_{fn} / h_{f1}) = \omega_1^2 / \omega_n^2$, где ω_1 – частота колебаний мембраны после прохождения одной порции воздуха, ω_n – после прохождения n порций; индексы при h_0 и h_f имеют такой же смысл. По полученным нами данным для $n=15$ имеем $\omega_1^2 / \omega_n^2 = 3$. Особенностью динамики поэтапного заполнения

воздушной полости в окрестности «магнитного вакуума» магнитного поля является соответствие этого отношения квадратов частот отношению увеличения объема воздушной полости к сокращению объема переключки. В месте с тем процесс пробоя переключки в случае с «магнитным вакуумом» не является точной копией пробоя МЖУ и его интерпретация нуждается в детализации, основанной на дополнительных экспериментах.

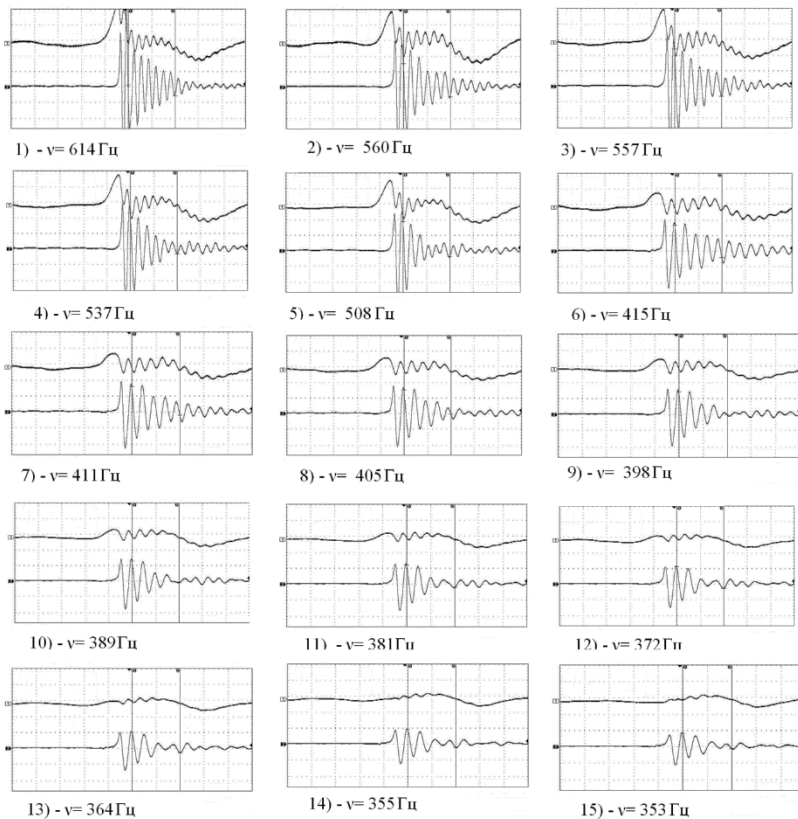


Рис.3. Осциллограммы захвата полости газа

Явление магнитной левитации заключается в том, что на немагнитное тело, помещённое в магнитную жидкость, находящуюся в магнитном поле с градиентом вдоль направления силы тяжести, действует дополнительная выталкивающая сила, которая может многократно превышать вес вытесненной жидкости. Если же градиент напряженности магнитного поля направлен вертикально вверх, то силы магнитной левита-

ции «утяжеляют» немагнитное тело, препятствуют всплыванию, обеспечивают «зависание» в более плотной жидкой среде. Полная сила, определяющая условие движения немагнитного тела в невязкой намагниченной магнитной жидкости в приближении «слабомагнитной» среды, может быть представлена в виде [12]:

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

где ρ_s и V —плотность и объем немагнитного тела, M и ρ – намагниченность и плотность магнитной жидкости, H - напряженность магнитного поля, μ_0 – магнитная постоянная.

Для воздушной полости (пузырька) в МЖ получим:

$$\vec{F} = -\rho V\vec{g} - \mu_0 MV\nabla H, \quad (2)$$

При равновесии имеет место магнитная левитация:

$$\rho V\vec{g} = -\mu_0 MV\nabla H,$$

следовательно, направление градиента напряженности магнитного поля противоположно направлению ускорения свободного падения. При

$$\rho |\vec{g}| > \mu_0 M |\nabla H|, \quad (3)$$

происходит всплывание полости, а при

$$\rho |\vec{g}| < \mu_0 M |\nabla H|, \quad (4)$$

происходит затопление полости. Заметим, что при этом вектор \mathbf{M} в обоих рассматриваемых случаях направлен вниз, а в выражениях (1) - (4) записан его модуль.

Если магнит движется снизу к поверхности МЖ и приближается к ней на расстояние $z > 25$ мм (рис. 1), то пузырек воздуха, оказавшийся в МЖ, например, при выдавливании из капилляра, испытывает выталкивающее действие в соответствии с формулой (3). В точке максимума кривой ($z \approx 25$ мм), и движение осуществляется за счет силы Архимеда. В процессе дальнейшего подъема магнита градиент магнитного поля приобретает значительно большую величину, чем раньше. При $z < 25$ мм благодаря достаточно большому значению величины $M |\nabla H|$ выполняется условие (4), что приводит к резкому затоплению воздушного пузырька.

Для осуществления одновременного потока пузырьков требуются условия для их появления. Выполнение функции «шприца», обеспечивающего появление большого количества пузырьков в приповерхностном слое, возможно при следующем гипотетическом предположении. На поверхности столбика МЖ могут развиваться неустойчивости в нормальном к ней магнитном поле, как результат проявления сил поверхностного натяжения и магнитного взаимодействия с жидкостью [12, 14-15]. Появляющиеся небольшие конусообразные «пики» визуально фиксируются через открытую сверху полость (рис.3d). Большое количество пиков, возникающих за счет

поверхностной неустойчивости, обуславливает «шероховатость» поверхности жидкости, наличие воздушных микрокаверн на ней, которые могли бы послужить «зародышами» образования пузырьков.

Среднее значение радиуса такого рода каверн на поверхности жидкости можно рассматривать ее, как шейку пузырька при отрыве в магнитной жидкости. В приближении «слабомагнитной» жидкой среды в градиентном магнитном поле этот радиус можно получить из выражения:

$$r_b = 2\mu_0 M \nabla H R_b^3 / 3\sigma,$$

где σ - коэффициент поверхностного натяжения МЖ.

Принимая для градиента, направленного снизу вверх на рис. 1, порядка $4 \cdot 10^6$ А/м², $M=10$ кА/м, $R_b=0,3$ мм, $\sigma=28 \cdot 10^{-3}$ Н/м, получим: $r_b \approx 30$ мкм.

После заглатывания порции воздуха областью «магнитного вакуума» поверхность столбика МЖ оказывается в пределах прежней ситуации с малым или нулевым градиентом поля, что прекращает пополнение полости пузырьками. В процессе подъема магнита возникают условия для возобновления потока пузырьков в область «магнитного вакуума», при которых происходит пополнение объема захваченной воздушной полости. Уменьшение толщины перемычки и ее массы является результатом перетекания жидкости к нижней поверхности полости, вызванным стремлением полости занять равновесное положение между противоположно направленными градиентами магнитного поля, а, следовательно, находиться в окрестности точки с «нулевым полем».

На рис. 4 приведены фотографии поверхности столбика МЖ, первые четыре из которых, относятся к очередному пробое, а пятая – к началу повторения пробоя, следующая за скачкообразным изменением картинка и хлопком разрыва перемычки.

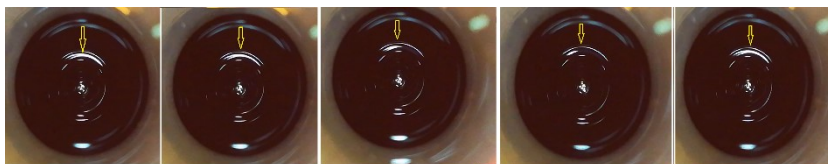


Рис. 4. Фотографии поверхности МЖ на протяжении этапа очередного пробоя (№1-4 слева на право)

Поскольку рельеф поверхности МЖ привязан к магнитному полю у поверхности, то его полный повтор как в этом пробое, так и по всем последующим разрывам, свидетельствует о периодичности в изменении магнитного поля в процессе подъема магнита. Благодаря этому возникают условия для возобновления потока пузырьков в область «магнитного вакуума» и пополнению объема захваченной воздушной полости.

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания Министерства образования и науки РФ. Код проекта 3.2751.2017/ПЧ.

Список литературы

1. Wei Zhang, Jinghui Peng and Songjing Li Damping Force Modeling and Suppression of Self-Excited Vibration due to Magnetic Fluids Applied in the Torque Motor of a Hydraulic Servovalve // *Energies*, 2017, 10, pp. 749-759.
2. Lee J.H., Nam Y.J., Yamane R., Park M.K. Position feedback control of a nonmagnetic body levitated in magnetic fluid // *Journal of Physics: Conference Series*. 2009. № 149. pp. 1–5.
3. Jie Yao, De Cai Li, Zhi Li Zhang, Jun Hui Zhang [Study on the Structure of the Magnetic Fluid Damper](#) // *Key Engineering Materials*, V.512-515 (2012), pp.1474-1478
4. Polunin V.M., Boev M.L., Myo Min Than, Ryapolov P.A. Experimental study of an air cavity held by levitation forces // *Magneto hydrodynamics*. 2012. V. 48, № 3, pp. 557-566.
5. Polunin V.M., Boev M.L., Karpova G.V., Myo Min Than. Elastic Properties of a Magnetic Fluid with an Air Cavity Retained by Levitation Forces // *Acoustical Physics*. 2013. Vol. 59. №1. P.56–61.
6. Емельянов С.Г., Полуниин В.М., Кобелев Н.С., Рыполов П.А., Шабанова И.А. Пат. 101818 Российская Федерация, МПК G 01 F 11/00. Дозатор газа [Текст] /; заявитель и патентообладатель Юго-Западный гос. ун-т. № 2010119759/28; заявл. 17.05.2010. опубл. 27.01.2011. Бюл. № 3. 6 с. ил.
7. Boev M.L., Polunin V.M., Ryapolov P.A., Karpova G.V., Prokhorov P.A. Oscillations of a Bubble Separated from an Air Cavity under Compression Caused by Magnetic Field in a Magnetic Fluid // *Acoustical Physics*. 2014, Vol. 60, №. 1, pp. 29–33.
8. Polunin V. M., Storozhenko A.M., Shabanova I.A., [et al.] Effect of magnetic field perturbation in Magnetic Fluid with Pulsating Bubbles // *Magneto hydrodynamics*. 2014. V. 50. №4, pp. 431-441.
9. Сиротюк М.Г. Акустическая кавитация / Тихоокеан. океанол. ин-т им. В.И. Ильичева ДВО РАН. – М.: Наука. 2008. С. 271.
10. Boev M. L., Polunin V.M, P.A. Ryapolov, [et al.] Instability of the Flow of a Magnetic Liquid Pushing Down an Air Cavity // *Russian Physics Journal*. 2015. V. 57. №10, pp 1348-1355.
11. Орлов Д.В., Михалев Ю.О., Мышкин Н.К. и др. Магнитные жидкости в машиностроении / Под ред. Д.В. Орлова, В.В. Подгоркова. - М.: Машиностроение, 1993. 272 с.
12. Башговой В.Г., Берковский Б.М., Вислович А.Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей / М.: ИВТАН. 1985. С.188.
13. Рэлей Дж.У. Теория звука. 2-е изд. - М.: ГИТТЛ, 1955. Т. 2. 475 с.
14. Полуниин В.М. Акустические свойства нанодисперсных магнитных жидкостей – М.: Физматлит. 2012. С. 384.
15. Polunin V. Acoustics of nanodispersed magnetic fluids. - New York - London: CRC Press, CISP, 2015. P. 472.

**ПРИМЕНЕНИЕ НАНОДИСПЕРСНЫХ МАГНИТНЫХ
ЖИДКОСТЕЙ В ТЕХНИКЕ, МЕДИЦИНЕ, БИОЛОГИИ
И ЭКОЛОГИИ**

ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛИ С МАГНИТОЖИДКОСТНОЙ ГЕРМЕТИЗАЦИЕЙ ВЫХОДНОГО ВАЛА

Казakov Ю.Б.

ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», г. Иваново, Российская Федерация,
E-mail: elmash@em.ispu.ru

Аннотация: Рассмотрена эффективность использования магнитожидкостных герметизаторов в электродвигателях взрывозащищенного исполнения. Проведен анализ особенностей применения герметизаторов в электродвигателях. Приведены типы электродвигателей с магнитожидкостными герметизаторами, предприятия, выпускающие электродвигатели, предприятия–производители герметизаторов для электродвигателей, фирмы-посредники. Показано, что герметизаторы часто могут быть встроены в крышки подшипников.

Ключевые слова: магнитная жидкость, электродвигатели, магнитожидкостные герметизаторы.

ELECTRIC MOTORS WITH MAGNETIC-FLUID SHIELDING OF THE OUTPUT SHAFT

Kazakov Yu.B.

Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russian Federation,
E-mail: elmash@em.ispu.ru

Abstract: The efficiency of using magneto-fluid hermetic devices in explosion-proof electric motors is considered. The analysis of features of application of hermetic devices in electric motors is carried out. There are types of electric motors with magneto-fluid sealers, enterprises that produce electric motors, manufacturers of sealers for electric motors, intermediary firms. It is shown that seals can often be embedded in bearing caps.

Key words: magnetic fluid, electric motors, magneto-fluid sealers.



КАЗАКОВ Юрий Борисович в 1976 году окончил Ивановский энергетический институт. В 2000 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук "Численное моделирование и разработка конструкций электрических машин с учетом взаимного влияния физических полей". Имеет более 350 научных публикаций, из них более 85 статей, 7 монографий, 20 зарегистрированных РИД. Научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики (ПНИЛ ПФГД) профессор, заведующий кафедрой электромеханики ИГЭУ, действительный член АЭН РФ.

Магнитожидкостные герметизаторы (МЖГ) предназначены для герметизации вводов вращательного, поступательного и других видов движения, неподвижных соединений в вакуумных, пневматических и

гидравлических системах. МЖГ имеют преимущества по сравнению с традиционными уплотнениями (манжетными, сальниковыми, лабиринтными, щелевыми, резиновыми и др.): практически нулевые утечки герметизируемой среды; отсутствие физического контакта с валом и износа вала (механический контакт войлока сальника либо манжеты с валом приводит к его износу); низкие потери мощности на трение (использование контактных уплотнений, например манжетных, затруднительно при высоких линейных скоростях вала и значительных тепловыделений); увеличение межремонтного периода; долговечность.

МЖГ сохраняют работоспособность в разных пространственных положениях, в условиях знакопеременных давлений и вибрационных воздействий. МЖГ способен выталкивать попадающие в зазор с МЖ немагнитные частицы пыли и влаги (магнитолевитационный эффект) и самовосстанавливаться. МЖГ применяются для герметизации химически и биологически активных сред, исключения загрязнения производственных помещений, окружающей среды. Применяются вакуумные МЖГ, МЖГ для герметизации валов химических аппаратов, уплотнения газов и паров.

Для применения во взрывоопасных зонах выпускаются взрывозащищенные электродвигатели типа ВАСО5Л-Х₁-Х₂ (В- взрывозащищенный, А – асинхронный, С – специальный, О – обдуваемый, 5 – номер серии, Л - произведено в Лысьве, Х₁ – мощность (6,5 – 100 кВт), Х₂ – число полюсов (например 12, что для частоты напряжения 50 Гц составляет частоту вращения 500 об/мин). Некоторые электродвигатели снабжаются МЖГ, которые часто удается выполнить в габаритах крышки подшипника (рис. 1).

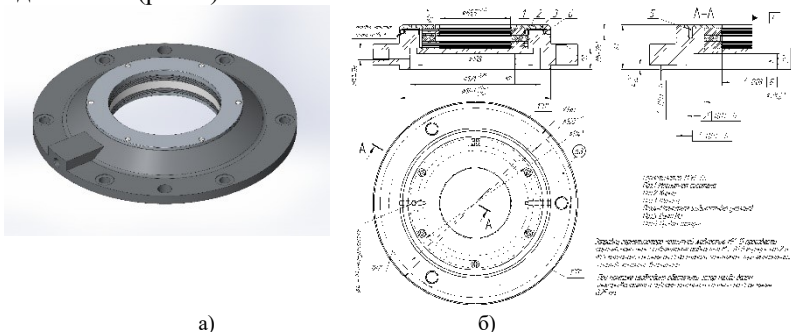


Рис. 1. МЖГ (а) и чертеж МЖГ (б) в конструкции крышки подшипника

МЖГ применяются для замены уплотнений (обычно лабиринтных) подшипников скольжения и качения электрических машин. Уплотнение осуществляют со стороны вала для защиты внутренних частей

электродвигатели и исключения выбрасывания капель масла из подшипников на обмотки электродвигателей, что отрицательно влияет на изоляцию, утечки смазки, проникновения пыли и абразивных механических частиц в зону трения подшипников, проникновения влаги, паров. МЖГ применяются для герметизации отдельно стоящих подшипников скольжения крупных электрических машин, используемых для приводов насосов, турбокомпрессоров на химических производствах. МЖГ подшипников устанавливаются на мощных синхронных электродвигателях СДН для привода насосов ЦНД, электродвигателях ГЕК-42585 мощностью 2500 кВт и СТД-1600-23УХЛ привода компрессоров, СДН 2-16-4-9-6 с установленным вблизи полюсного наконечника маслоотделительным лабиринтным уплотнением. Цель - исключение доступа масла к магнитной жидкости МЖГ для предотвращения их смешивания при высоких линейных скоростях. Поэтому такие уплотнения часто выполняются комбинированными, где в качестве первой ступени выступает контактное уплотнение, а в качестве второй – МЖГ.

МЖГ устанавливаются на электродвигатели с горизонтальными и вертикальными валами, работающими в вентиляторных градирнях и аппаратах воздушного охлаждения на химических и нефтехимических производствах, газоперекачивающих агрегатах, так как условия работы электродвигателей могут быть тяжелыми – облако брызг, мелкодисперсной влаги, тумана. Вода увлажняет обмотки электродвигателя, снижает сопротивления изоляции. С применением МЖГ удастся увеличить срок службы подшипников, межремонтный период работы электродвигателей, снизить стоимость ремонта, более чем в 1,5 раза повысить ресурс электродвигателей.

МЖГ способно выбрасывать наружу попадающие в зазор между валом и полюсными наконечниками с МЖ немагнитные частицы. Поэтому МЖГ - одни из немногих типов уплотнений, эффективно работающих в электродвигателях в условиях сильной запыленности или при уплотнении сыпучих материалов. Установка МЖГ прекращает попадание абразивной пыли в подшипниковые узлы электродвигателей, износ валов. МЖГ разработаны и эффективно применены на электроприводах шахтных комбайнах.

Примеры применения МЖГ в электродвигателях

ООО «НПВП «ФЕРРОГИДРОДИНАМИКА» (Украина, г. Николаев) выпускает МЖГ для электродвигателей ВАСО (АСВО) вентиляторов градирен ВГ-70; ВАСВ 14-34-24 для химических и

нефтехимических производств; ВАСВ200 вентиляторов градирен, у которого герметизация осуществляется по кольцевому гребню крышки, одеваемой на вал двигателя и который входит в кольцевую полость корпуса герметизатора; ТИКК 22 кВт производства Японии; МLА13140 мощностью 25 кВт производства Японии; JSNF/MJUL180 производства Франции; ENGV-250 производства Чехии; АWM-7110 производства Чехии; 180L/4А-34 производства Италии.

Предприятие «ВИНД» (Украина, г. Николаев) выпускает МЖГ для электродвигателей типа ВАСО, ВАСВ, 2АСВО мощностью до 100 кВт с частотой вращения до 250 об/мин и диаметрами уплотняемых валов до 140 мм. На МЖГ и МЖ марки «Ферро» разработаны технические условия, получены патенты Украины.

Конструкторское бюро «Аперон» (г. Москва, Зеленоград) выпускает МЖГ К-140 для электродвигателей 2АСВО, 3АСВО. МЖГ выполнен в виде картриджа цилиндрической формы, что позволяет устанавливать его в крышку подшипникового щита электродвигателя. Габариты изделия Ø200*49,2 мм; посадочный диаметр 175 мм; диаметр уплотняемого вала двигателя 140 мм; герметизируемая среда: влажный воздух, брызги, пыль; удерживаемый перепад давления до 25 кПа; частота вращения вала до 250 об/мин; степень защиты подшипникового узла IP55; климатическое исполнение У1, Т1 (всех климатических режимов).

ООО «Техномаг» (г. Калуга) производит изготовление МНЖГ-40, 50, 65, 110 (диаметр вала) с МЖ МК-15 производства ИГЭУ для электродвигателей Ярославского электромашиностроительного завода «ЭЛДИН». Применение МЖГ целесообразно для электродвигателей ВА100-355, ВАБ200-450, ВРА, ВРАБ 200-225.

Несмотря на эффективность применения МЖГ в электродвигателях остается проблемой применение МЖГ в высокооборотных электрических машинах, что требует проработки конструкций с целью повышения максимально допустимых диаметров валов, максимальной допустимых окружных скоростей.

В табл. 1 приведена сводка предприятия по выпуску электродвигателей с МЖГ и типы электродвигателей, в табл. 2 – фирмы-посредники, а в табл. 3 - организации по производству МЖ и МЖГ для электродвигателей.

Таблица 1

Предприятия по выпуску электродвигателей с МЖГ и типы электродвигателей

Предприятия по выпуску электродвигателей с МЖГ и типы электродвигателей	
<p>ОАО ХК «Привод» (ЭЛЕКТРОТЯЖМАШ-ПРИВОД) 618911, Пермский край, г. Лысьва, ул. Пожарского, д. 8 [1]. Тел.: (34249)91567 Факс: (34249)66780 121467, Москва, ул. Молдавская, д. 5. Тел.: (495) 411-77-56 Факс: (495) 411-77-53 info@privod-lysva.ru</p>	<p>ВАСВ-200, ВАСО 2-75-24 (ВАСО 2-37-24, ВАСО 2-55-24), ВАСО 4-37-24 (ВАСО 4-22-24, ВАСО 4-30-24</p>
<p>АО «Завод крупных электрических машин» (АО «ЗКЭМ») (ранее ПО «ЮЖЭЛЕКТРОМАШ») 74900, Украина, Херсонская обл., г. Новая Каховка, ул. Первомайская, 35-н [2].</p>	<p>ВАСО (АСВО) 15-23-34 и АСВО 5К-75-34 вентиляторов градирен ВГ-70, ВАСО 14-16-32 вентиляторов градирен ВГ-50, ВАСО 16-34-24 (ВАСО 16-29-24), ВАСВ 17-40-52 (выводимый ВАСВ 16-20-40), ВАСВ 14-34-24, ВАСО5К-24</p>
<p>ОАО "Сафоновский электромашиностроительный завод» (ОАО «СЭЗ») 215500, г. Сафонов Смоленской обл. ул. Строителей, д. 25 [3, 4]. Тел: +7 (48142) 7-55-55 mail@sez.ru</p>	<p>2АСВО 710 и 3АСВО 710 вентиляторов градирен ВГ-70</p>
<p>Научно-Производственное ЗАО «Электромаш» MD-3300, Молдова, ПМР, г. Тирасполь, ул. Сакриера, 1. E-mail: elmash@ao-electromash.ru Тел.: (373 533) 78-408 Факс: (373 533) 78-479, 78-480</p>	<p>ВАСО 2-37-14 (ВАСО 2-22-14, ВАСО 2-30-14), ВАСО 4-37-24, ВАСО 2-75-24 (ВАСО 2-37-24, ВАСО 2-55-24)</p>
<p>Ярославский электромашиностроительный завод «ЭЛДИН». 150040, г. Ярославль, проспект Октября, 74 [5].</p>	<p>ВА100-355, ВАБ200-450, ВРА, ВРАБ 200-225 мощностью от 1 до 500 кВт</p>
<p>ОАО «Первомайский электромеханический завод им. К. Маркса» 93202, Луганская область, г. Первомайск, переулок Заводской, 1</p>	<p>ВАСО5П мощностью от 4 до 800 кВт, напряжением от 380 до 6000 В, частотой вращения от 600 до 3000 об/мин. для угольной, горно-шахтной, химической, нефтеперерабатывающей, газовой промышленности со взрывоопасной средой.</p>

Таблица 2

Фирмы-посредники по продаже электродвигателей с МЖГ	
Фирмы-посредники	
«Электромашсервис» 618900, Пермский край, г. Лысьва, ул. Чапаева, д. 75 [9]. Тел.: (34249) 6-02-78, 6-60-14	Электродвигатели взрывозащищенные вертикальные типа ВАСО2, ВАСО4 и ВАСО5Л с МЖГ
ТОРГОВЫЙ ДОМ ПРИВОДЭНЕРГОМАШ 119119 г. Москва, Ленинский проспект, д. 42, корпус 2, офис 21–38 10].	Электродвигатели серий АСВО и ВАСО с МЖГ
ООО "МашСпецСнаб". Москва, ул. Долгоруковская, д.7, офис 406 [11]. Тел.: 963-623-60-00 E-mail maspec@bk.ru	Электродвигатели серий АСВО и ВАСО с МЖГ

Таблица 3

Производство МЖ и МЖГ для электродвигателей

Организации по производству МЖ и МЖГ	
Николаевское ООО "Научно-производственное внедренческое предприятие "Феррогидродинамика" (ООО "НПВП "Феррогидродинамика"). ул. Большая Морская, 45/5, г. Николаев, 54030, Украина [6]. Тел./факс: +38 (0512) 37-44-65, 37-42-63	МЖ и МЖГ для электродвигателей ВАСО, ВАСО2, ВАСО4, 2АСВО и ВАСВ (габариты 10,14,15,16,17), СДН для привода насосов ЦНД, GEK-42585 мощностью 2500 кВт и СТД-1600-23УХЛ привода компрессоров, СДН 2-16-4-9-6, электродвигателей: ТИКК (22кВт, Япония) и MLA 13140 (25 кВт), JSNF/MJUL 180 (Франция), ENGV-250 и AWM-7110 (Чехия), 180L/4A-34 (Италия)
"ВИНД" Украина, 54001, г. Николаев, ул. Набережная, 29 [7]. Тел./факс: +38 (0512) 37-09-08 E-mail: wind@vega.com.ua	МЖ марки «Ферро» и МЖГ для электродвигателей ВАСВ 14-16-32 (15-23-34, 16-20-40), ВАСО 14-16-32 (14-34-24, 15-23-34, 16-34-24, 37-14), 2АСВО 710
КБ электронного машиностроения «АПЕРОН» [8], г. Москва, Зеленоград. Тел.: (985) 723-13-33 mail: info@aperon.ru	Изготовление МЖГ К-140 для уплотнения вала электродвигателей 2АСВО и 3АСВО
ООО «Техномаг» г. Калуга	Изготовление МНЖГ - 40, 50, 65, 110 (диаметр вала) для электродвигателей Ярославского электромашиностроительного завода «ЭЛДИН»

Выводы

1. Много электродвигателей, в основном взрывозащищенных, оснащаются эффективными магнитожидкостными герметизаторами.
2. МЖГ часто могут быть встроены в крышки подшипников.
3. Два из трех разработчиков и поставщиков МЖГ для крышек подшипников электродвигателей находятся в Украине.
4. ИГЭУ имеет производство качественных МЖ и опыт разработки МЖГ для электродвигателей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <http://privod-lysva.ru/>
2. <http://zkem.com.ua>
3. <http://www.sez.ru>
4. <http://www.ruselprom.ru>
5. www.eldin.ru
6. <http://www.fhd.nikolaev.ua>
7. <http://wind.mksat.net>
8. <http://www.aperon.ru/node/342>
9. <http://www:электромашсервис.рф>
10. <http://td-pem.ru/catalogitem/mzhg/>
11. <http://mash-spec-snab.ru>
12. Казаков Ю.Б. и др. Герметизаторы на основе нанодисперсных магнитных жидкостей и их моделирование // ИГЭУ. – Иваново, 2010. – 184 с.

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ СУСПЕНЗИИ И ПАРАМЕТРОВ НАГРЕВА НА ВЫЖИВАЕМОСТЬ ЖИВОТНЫХ-ОПУХОЛЕНОСИТЕЛЕЙ В СЕАНСАХ ЛОКАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ГИПЕРТЕРМИИ

Кашевский С.Б.¹, **Терпинская Т.И.**²

¹ Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси,
г. Минск, Беларусь,

E-mail: sbkashevski@tut.by

² Институт физиологии НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь,

E-mail: terpinskayat@mail.ru

Введение. Одной из актуальных проблем магнитной наномедицины является создание эффективной системы локальной магнитной гипертермии злокачественных опухолей за счет поглощения энергии внешнего переменного магнитного поля введенными в опухоль магнитными наночастицами. Выполненные к настоящему времени исследования в области магнитной гипертермии распадаются на две группы, кардинально различающиеся по магнитным характеристикам частиц и параметрам используемого магнитного поля. В первом случае получают и исследуют ультрамалые суперпарамагнитные частицы, магнитные свойства которых формируются тепловыми ориентационными флуктуациями магнитных моментов и механического броуновского движения частиц, а существенное поглощение энергии возможно в переменных полях субмегагерцового диапазона [1-3]. Использование таких частиц имеет два ключевых недостатка. Во-первых, как было показано в [4], ввиду своих малых размеров, такие частицы не остаются локализованными в опухоли, а диффундируют из нее. В связи с этим, в экспериментах приходится блокировать механическую подвижность частиц с помощью специальных гелей, а тем самым блокировать и часть диссипируемой энергии. Во-вторых, практически во всех лабораторных исследованиях свойств магнитных частиц и в экспериментах с мелкими животными [5,6] допустимые параметры магнитного поля во много раз превышают известное физиологическое ограничение [7].

В течение ряда лет нами разрабатывается подход, основанный на использовании высококоэрцитивных частиц и переменных полей малой частоты ($<10\text{кГц}$) [8,9]. Согласно ранее полученным результатам, локальная магнитная гипертермия позволяет добиться полного регресса опухоли у 50% животных, а в сочетании с использованием лекарственных препаратов различного механизма действия – более чем у 80% [10,11]. Некоторые животные погибают в течение первых суток после

проведения процедуры гипертермии, у части животных регресса опухоли не наблюдается. Вероятнее всего, гибель животных в ближайшие сроки после процедуры локальной гипертермии является следствием перегрева прилежащих тканей. В то же время недостаточный нагрев опухолевой ткани приводит к снижению противоопухолевого эффекта. Таким образом, представляет интерес анализ параметров, обуславливающих максимально эффективный локальный нагрев опухоли - распределение частиц в теле животного, температура в опухолевой ткани, время и энергия нагрева.

Методика проведения процедуры локальной ферромагнитной гипертермии (ЛФГ) животными. Работы проводились на мышах линии Af самках весом 18-20 г с привитой асцитной карциномой Эрлиха. Для визуализации распределения магнитной суспензии в опухолях животных использовался рентгенодиагностический комплекс Пардус-Зоо (Элтех-Мед, Россия, Санкт-Петербург). Для проведения процедур локальной магнитной гипертермии использована установка, генерирующая переменное магнитное поле частотой 3700 Гц и амплитудой до 870 Э, представленная на рис. 1.



Рис. 1. Установка для локальной магнитной гипертермии (1 – индуктор низкочастотного магнитного поля; 2 – усилитель мощности; 3 – согласующий трансформатор; 4 – блок регистрации и контроля температуры с датчиками температуры; 5 – термостат; 6 – персональный компьютер; 7 – монитор)

Переменное магнитное поле создается соленоидом 1, включенным в колебательный контур. Для регистрации и контроля температуры служит блок 4, подключенный к персональному компьютеру 6. Контроль нагрева осуществляется в автоматическом режиме под управлением персонального компьютера по показаниям термопары, расположенной на границе опухоль – здоровая ткань. Также регистрируются показания дополнительной термопары, размещенной в центре опухоли.

В экспериментах выбран ранее хорошо зарекомендовавший себя режим, при котором температура на границе опухоль – здоровая ткань увеличивается до 50 градусов, после чего сеанс прекращается. В случае если температура не доходит до требуемого уровня, то сеанс прекращается через 10 минут.

Магнитная суспензия с концентрацией частиц 15% вводилась внутрь опухоли с помощью шприца в два приема с перерывом 24 часа. Перед повторным введением суспензии проводился контроль распределения частиц после первой инъекции суспензии. Второй инъекцией частицы вводились в ту часть опухоли, где было меньше всего частиц. Пример представлен на рис. 2.

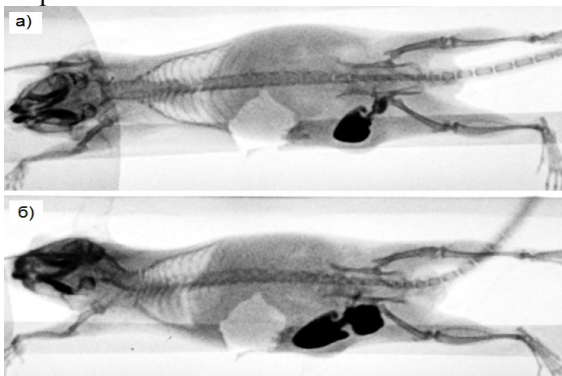


Рис. 2. Распределение магнитной суспензии после первого введения (а) и после повторного (б), выполненного через 24 часа

Ранее нами было показано, что ингибитор циклооксигеназ, нестероидное противовоспалительное средство кетопрофен усиливает противоопухолевое действие повышенной температуры *in vitro* [12] и *in vivo* [13]. Поэтому помимо локальной гипертермии, ряд животных получали комплексное воздействие - интратуморальное введение ингибиторов циклооксигеназ мелоксикама в дозе 2,5 мг/кг или аспирина в дозе 0,25 г/кг и сразу же после этого процедуру локальной гипертермии.

Результаты. В данном эксперименте животные либо погибали в течение 2-х суток после гипертермии, либо благополучно переносили локальный нагрев и жили 2 недели и более после процедуры.

Анализ групп животных без достоверных отличий по параметру «объем опухоли» показал, что введение мышам мелоксикама и аспирина привело к снижению переносимости гипертермии. Так, все животные, подвергнутые ЛФГ без введения препаратов, благополучно пере-

несли процедуру, а среди мышей, получивших мелоксикам или аспирин, наблюдались случаи гибели, что более выражено при использовании мелоксикама, табл. 1. Из вышесказанного следует, что ингибиторы циклооксигеназ мелоксикам и аспирин способствовали снижению переносимости процедуры локальной гипертермии, в большей степени это касается селективного ингибитора циклооксигезы 2 – мелоксикама. Вероятно, проникая за пределы опухоли, нестероидные противовоспалительные препараты усиливают чувствительность к гипертермии нормальных клеток и тканей и способствуют гибели животных. Однако, как видно из табл. 1, мелоксикам и аспирин все же способствуют увеличению процента полностью излеченных животных (при продолжительности наблюдения 160 суток). При этом все животные, не прошедшие процедуру ЛФГ (получившие и не получившие мелоксикам или аспирин), погибали вследствие прогрессивного опухолевого роста, прожив от 56 до 96 суток после прививки опухоли.

Анализ рентгенограмм показал, что у всех животных, которые не перенесли гипертермию, значительная часть частиц (>50%) не была локализована в опухоли. В качестве примера, на рис. 3,а представлены характерные распределения магнитных частиц в опухоли мышей, выживших при гипертермии, погибших – на рис. 3, б. Овалами обозначены места расположения опухолей.

Таблица 1

Выживаемость мышей – опухоленосителей после локальной ферромагнитной гипертермии

№ п/п	Воздействие	n	Объем опухоли, см ³ (x ± S _x)	Выжившие после ЛФГ, n (%)	Мыши с полным регрессом опухоли, n (%)
1.	ЛФГ	9	0,65 ± 0,04	9 (100 %)	5 (56%)
2.	Мелоксикам + ЛФГ	13	0,65 ± 0,04	10 (77 %)	8 (62%)
3.	Аспирин + ЛФГ	9	0,63 ± 0,08	8 (89 %)	6 (67%)

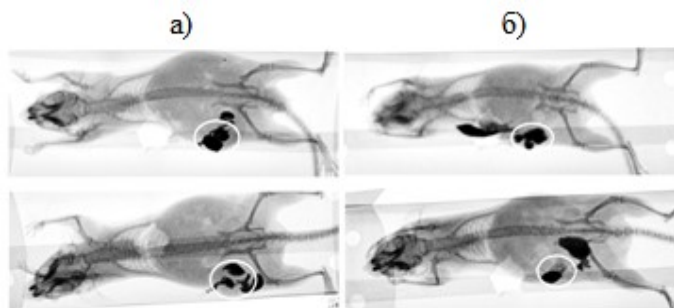


Рис. 3. Характерные рентгенограммы распределения магнитной суспензии в опухолях мышей, перенесших процедуру гипертермии (а) и погибших (б).

В табл. 2 представлено сравнение параметров нагрева у животных, подвергшихся воздействию «Мелоксикам + ЛФГ», где были и выжившие, и погибшие мыши.

Таблица 2

Параметры нагрева у животных, подвергшихся воздействию «Мелоксикам + локальная ферромагнитная гипертермия»

Параметры	Выжившие после ЛФГ	Погибшие после ЛФГ
n	13	4
Параметры нагрева		
Температура на краю, С	48,60 ± 1,04	48,42 ± 1,82
Время на достижение заданной температуры, мин	6,63 ± 0,88	7,25 ± 1,45
Энергия на выход на заданную температуру, кДж	0,52 ± 0,09	0,56 ± 0,10
Максимальная температура в центре опухоли	50,21 ± 3,52	58,74 ± 4,86
Объем опухоли, среднее ± ошибка средней	0,76 ± 0,08	0,78 ± 0,12

Наблюдалась тенденция к увеличению значений «время на достижение заданной температуры» и «максимальная температура в центре опухоли» для животных, погибших после процедуры локального нагрева. Температура на краю опухоли у животных, погибших после нагрева, была несколько ниже, чем у выживших после нагрева. Это, вероятно, объясняется неравномерным распределением частиц и взаимным расположением частиц и термодиполя, регистрирующей температуру на краю опухоли. Если частицы расположены неравномерно и находятся далеко от точки, где введена термодиполь, то температура в этой точке на краю опухоли повышается медленно. Это ведет к увеличению времени на достижение заданной температуры и приводит к перегреву в других областях опухоли и прилежащих тканей, где частиц больше. Поэтому температура в центре опухоли у мышей, погибших после нагрева, была в среднем на 8 °С выше, чем у выживших. Перегрев прилежащих к опухоли тканей может привести к гибели животных. Исходя из этого, увеличению переносимости процедуры гипертермии будет способствовать более строгое ограничение локального нагрева по времени.

Заключение. Введение мышам ингибиторов циклооксигеназ - мелоксикама и аспирина - в зону опухоли перед процедурой локальной ферромагнитной гипертермии приводит к случаям гибели животных после процедуры. У животных, погибших после процедуры локального нагрева, наблюдается тенденция к увеличению значений времени на достижение заданной температуры и температуры в центре опухоли. Успешному проведению животными гипертермии будет способствовать локализация

магнитных частиц в границах опухоли, равномерность их распределения и более строгое ограничение процедуры по времени.

Работа профинансирована Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований, проект T17-028.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Fundamentals and advances in magnetic hyperthermia / E. A. Périgo, G. Hemery, O. Sandre et al. // *Appl. Phys. Rev.* – 2015. – Vol. 2. – P.041302.
- 2 Progress in applications of magnetic nanoparticles in biomedicine / Q. A. Pankhurst, N. K. T. Thanh, S. K. Jones, J. Dobson // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2009. – Vol. 42. – Art. No 224001.
- 3 Application of hyperthermia induced by superparamagnetic iron oxide nanoparticles in glioma treatment / A. C. Silva, T. R. Oliveira, J. B. Mamani et al. // *Int. J. of Nanomedicine.* – 2011. – Vol. 6. – P. 591–603.
- 4 Efficacy and safety of intratumoral thermotherapy using magnetic iron-oxide nanoparticles combined with external beam radiotherapy on patients with recurrent glioblastoma multiforme / K. Maier-Hauff, F. Ulrich, D. Nestler et al. // *J.Neurooncol.* – 2011. – Vol. 103. – Pp. 317–324.
- 5 Large specific absorption rates in the magnetic hyperthermia properties of metallic iron nanocubes / B. Mehdaoui, A. Meffre, L.-M. Lacroix et al. // *J. of Magn. Magn. Mater.* – 2010 – V. 322, № 19. – L49–L52.
- 6 Kim, D.-H. Synthesis and characterization of multifunctional chitosan-MnFe₂O₄ nanoparticles for magnetic hyperthermia and drug delivery / D.-H. Kim, D. E. Nikles, C. S. Brazel // *Materials.* – 2010. – V. 3 – P. 4051–4065.
- 7 Atkinson, W. J. Useable frequencies in hyperthermia with thermal seeds / W. J. Atkinson, I. A. Brezovich, D. P. Chakraborty // *IEEE Trans. Biomed. Eng.* – 1984. – V.31. – P. 70–75.
- 8 Study of Cobalt Ferrite Nanosuspensions for Low-frequency Ferromagnetic Hyperthermia / B.E. Kashevsky, V.E. Agabekov, S.B. Kashevsky et al. // *Particuology.* - 2008. - Vol. 6. - P. 322–333.
- 9 Magnetic hyperthermia with hard-magnetic nanoparticles / B. E. Kashevsky, S. B. Kashevsky, V. S. Korenkov et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2015. – V. 380. – P. 335–340.
- 10 Противоопухолевый эффект локальной ферромагнитной гипертермии и циклофосфана при карциноме Эрлиха / Т.И. Терпинская, Б.Э. Кашевский, С.Б. Кашевский и др. // *ДАН Беларуси.* – 2013. – Т. 57, № 3. – С. 106–110.
- 11 Экспериментальное исследование противоопухолевого эффекта повторных процедур локальной ферромагнитной гипертермии / Т.И. Терпинская, Б.Э. Кашевский, С.Б. Кашевский, В.С. Улащик // *Новости медико-биологических наук.* – 2014. – Т.10, № 4. – С. 176–184.
- 12 Терпинская Т.И. Цитотоксический эффект кетопрофена при физиологической и повышенной температуре *in vitro* / Актуальные проблемы медицины. Сборник научных статей республиканской научно-практической конференции и 26-ой итоговой научной сессии Гомельского государственного медицинского университета (Гомель, 3–4 ноября 2016 г), Гомель. ГомГМУ. 2017. С. 781 – 784.
- 13 Терпинская Т.И., Кашевский Б.Э., Кашевский С.Б., Улащик В.С. Противоопухолевый эффект комбинированного применения циклофосфана, локальной гипертермии и кетонала в экспериментальной модели *in vivo*. Сборник научных статей республиканской научно-практической конференции и 27-ой итоговой научной сессии Гомельского государственного медицинского университета, (Гомель, 2–3 ноября 2017 г), Гомель. ГомГМУ. 2018. С 766 – 769.

НАНОТЕХНОЛОГИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКИ И ТЕРАПИИ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ

**Брусенцов Н.А.¹, Полянский В.А.², Пирогов Ю.А.³, Анисимов Н.В.,
Гуляев М.В.³, Бочарова О.А.¹**

¹ ФГБУ «НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина» Минздрава России
(«Национальный медицинский исследовательский центр онкологии
имени Н.Н. Блохина» Минздрава России), 115478, Россия, Москва,
E-mail: brusentsov2005@yandex.ru;

² Институт Механики МГУ им. М.В. Ломоносова, 119192, Москва, Россия,
E-mail: ilpan@imec.msu.ru

³ Факультет фундаментальной медицины МГУ им. М.В. Ломоносова,
Москва 119992, Россия

Аннотация. Разработана методика неинвазивного, информативного МРТ метода, позволяющего с использованием магнитных декстранферритовых наночастиц визуализировать, наблюдать и исследовать количественные результаты биомеханических процессов, происходящих в опухолевых тканях, капсуле, кровеносной системе, питающей опухоль и пограничные органы и ткани в процессе их развития, диагностики и терапии аденокарциномы молочной железы Ca755. Обсуждается увеличение эффективности диагностики и терапии путём направленного транспорта препаратов в центры пролиферации злокачественных клеток (ЦПЗК).

Ключевые слова: центры пролиферации злокачественных клеток, нано-препараты, нанотехнологии.

NANOTECHNOLOGIES OF EXPERIMENTAL DIAGNOSTICS AND THERAPY OF ONCOLOGICAL DISEASES

**Brusentsov N.A.¹, Polyanskiy V.A.², Pirogov Yu.A.³, Anisimov N.V.³,
Gulyaev M.V.³, Bocharova OA¹**

¹ National Medical Research Center of Oncology named after N.N. Blokhin of the
Ministry of Health of Russia, Moscow 115478, Russia,
E-mail: brusentsov2005@yandex.ru;

² Institute of Mechanics of Lomonosov Moscow State University.
Moscow, 119192, Russia, E-mail: ilpan@imec.msu.ru

³ Faculty of Fundamental Medicine, Lomonosov Moscow State University.
Moscow, 119992, Russia.

Annotation. A method for noninvasive, informative MRI has been developed that allows using the magnetic dextranferriitic nanoparticles to visualize, observe and investigate the quantitative results of biomechanical processes occurring in tumor tis-

sues, capsule, circulatory system feeding the tumor and border organs and tissues during their development, diagnosis and therapy of adenocarcinoma mammary gland Ca 755. The increase in the effectiveness of diagnostics and therapy by directional transport of drugs to the centers of malignant cell proliferation is discussed.

Key words: centers of proliferation of malignant cells, nanopreparations, nanotechnology.

Введение

Одним из затруднений МРТ-диагностики с применением традиционных контрастных препаратов (КП) с молекулярной массой до 10 кДа являются отсутствие направленного транспорта и удерживания КП в зоне малигнизации и специфичности действия, а также кратковременность эффекта. Магневист (системный КП) эффективен первые 30 мин после внутривенного (ВВ) введения. Длительный контраст МРТ изображений получают путём повышения содержания КП в организме, что, как правило, приводит к проявлению токсичности [1].

С большим успехом используют внутрисосудистый КП - сополимер (метилокси-ПЭГ-поли-L-лизин-Gd-диэтилентриаминопентауксусная кислота, PGC-Gd, ММ 150 кДа), который циркулирует в кровеносных сосудах более 45 мин [2].

Для увеличения специфичности действия КП в зоне повреждения и удлинения времени их эффекта последовательно внутривенно вводят 0,1-1 мл 1–10% золя цитратферрита (ЦФ) в виде наночастиц диаметром 6-90 нм (из расчёта не более 2,92 мг Fe/кг веса животного), и магневист в дозе 0,1–0,2 мл/кг с последующим проведением магнитно-резонансной томографии тела животного при T1, T2 взвешенном градиент-эхо сканировании. На основании результатов визуального анализа полученных изображений диагностируют наличие опухолей, метастазов и границ инвазии опухолевых клеток в здоровые ткани. ЦФ вводят за 10 мин - 40 часов, а магневист за 4-6 мин до проведения магнитно-резонансной томографии [3].

В процессе онкогенеза скорость пролиферации опухолевых клеток (ОК) зависит от неангиогенеза и ангиоангиогенеза, сопровождающихся увеличением объёма крови, циркулирующей в центре пролиферации злокачественных клеток (ЦПЗК), или его уменьшением, соответственно. Для определения результатов противоопухолевой - антиангиогенной терапии по изменению объёма крови используется МР-релаксометрия на основе КП [4, 5].

Внутрисосудистые T1 КП позволяют оценить абсолютный объём крови в ЦПЗК. В T2-релаксометрии для этого используют последовательность Multi Spin Echo (MSE). Для оценки гемодинамических параметров применяют последовательности на основе градиентного эха (GRE). После РЧ импульса сигнал спадает из-за совместного влияния

T2-спада и локальных неоднородностей поля, что описывается временем T2*. На основе этого при МР - томографии с получением T1, T2 и T2* взвешенных (V) 3D изображений обнаруживают сосуды, питающие опухоль, путём предварительного внутривенного введения 10% золя ЦФ от 0,02 мл до 0,2 мл с последующим внутривенным введением магневиста. Преимущество быстрых GRE-последовательностей зависит от насыщения спиновой системы при сокращении TR.

Анализ полученных результатов проводят на программном обеспечении AFNI [6]. Время продольной релаксации T1 получают аппроксимацией данных релаксометрии на программном обеспечении The Mathworks, Inc., Natick, MA. Объём крови в тканях (Vb) рассчитывают по формуле:

$$Vb = (SI_{\text{post_tissue}} - SI_{\text{pre_tissue}}) / (SI_{\text{post_blood}} - SI_{\text{pre_blood}}) \quad (1)$$

где SI post_tissue.-SI pre_tissue – интенсивность сигнала в крови и ткани до введения КП; SI post_blood - SI pre_blood – интенсивность сигнала в крови и ткани после введения PGC-Gd [7, 8].

Соответствие данных МР-томографии процессам, происходящим в тканях, подтверждаются гистологическими методами [9, 10].

Для визуализации молекулярных и клеточных процессов недостаточно высокого разрешения МР изображений, представляющих подробную анатомическую информацию. Чтобы повысить контраст изображений маркеров неопластического и онкогенеза разработаны препараты, способные связываться с молекулярными мишенями или изменять релаксационные свойства тканей, окружающих мишени. Визуализацию молекулярных маркеров неопластического и онкогенеза проводят с помощью МР - амплификации, которая основана на быстром окислении и олигомеризации в присутствии оксидоредуктаз парамагнитных субстратов типа: Gd-DTPA-diSer [11]. На основе метода МР - амплификации разработаны способы определения оптимальных доз ингибиторов ангиогенеза, визуализации гемодинамических параметров ЦПЗК и рецепторов, расположенных на поверхности клетки, например, EGFR – маркера онко- и неопластического [12, 13, 14].

Для одновременного увеличения яркости и контраста МРТ-изображений последовательно за 20-40 час до МРТ системно вводили декстранферрит (ДФ) (гидродинамический диаметр наночастиц 120-240 нм). В течение длительного времени (до 40 час) на МР томограммах были видны: структуры опухолевых тканей, метастазы и границы инвазии опухолевых клеток в здоровые ткани. Для увеличения яркости изображений животным дополнительно, за 4-12 минут до магнитно-резонансной томографии, внутривенно вводили от 0,1 до 0,2 мл/кг магневиста. Это приводило к усилению

яркости с одновременным сохранением контраста изображений органов и тканей мышцей BDF1 с опухолями лимфолейкоза P388, меланомы B16, карцином Эрлиха, Льюис и аденокарциномы молочной железы Ca 755, при этом визуализировались структуры опухолевых тканей, метастазы и границы инфильтрации опухолевых клеток в здоровые ткани.

На тёмном фоне негативных МРТ изображений визуализировались: структуры органов, опухолевые ткани, инвазии, метастазы и границы инвазии опухолевых тяжей в здоровые ткани.

Хорошее разрешение МРТ изображений, неинвазивность метода совместно с высоким потенциалом визуализации процессов на молекулярном и клеточном уровнях делают контрастные МРТ нанопрепараты на основе декстранферрита перспективными для повышения эффективности при клинической диагностике онкологических заболеваний.

Отметим, что традиционные методы диагностики онкологических заболеваний не приводят к полному выявлению опухолей на ранних стадиях их развития. При этом известные методы терапии запущенных опухолей не дают полного излечения больных. Поэтому продолжается разработка новых НП и нанотехнологий (НТ), включающих новые способы транспортировки НП, и их иммобилизации в ЦПЗК.

Задачи и результаты исследований

Известные методы исследований биомеханики онкологических заболеваний мало-информативны и не приводят к однозначным результатам. На сегодняшний день в онкологической практике нет эффективных и доступных визуальных методов неинвазивного контроля биомеханики возникновения, развития и превращения первичных ЦПЗК во вторичные ЦПЗК, третичные ЦПЗК и т.д. в реальном времени у млекопитающих.

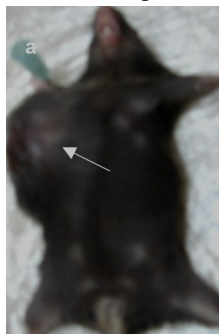
Задачей данного исследования является создание неинвазивного, информативного, доступного и безопасного метода, позволяющего наблюдать и исследовать количественные результаты биомеханических процессов, происходящих в пограничных органах и тканях, в мембране капсулы ЦПЗК, кровеносной системе, питающей опухоль и в опухолевых тканях.

Ранее разработан способ обнаружения сосудов, питающих опухоль [15, 16], с дополнительным контрастированием сосудов и увеличением яркости крови, текущей по сосудам и попадающей в капсулу и опухоль. Выявлены сосуды, подходящие к ЦПЗК, входящие в капсулу и питающие ткани ЦПЗК. Проведен мониторинг изменений, происходящих в сосудистой системе ЦПЗК от перевивки LLC до созревания с инвазией, метастазированием, рецидивами. Выявлены изменения по результатам

терапии ЦПЗК. Заключение о контрастировании сосудов, их разрушении опухолевыми тканями и цитотоксическими препаратами, об эффективности магнитной термотерапии (МТ) и потенцировании терапевтического эффекта цитотоксическими препаратами вплоть до полной регрессии ЦПЗК с излечением животных [17, 18], сделано на основании результатов электронно-сенсорного (ЭС)- [19, 20], МРТ сканирования, аутопсии, гистологического, и патоморфологического исследований с учётом рекомендаций по химиотерапии ЦПЗК [21]. Все полученные данные обработаны статистически по рекомендованным критериям, за достоверные принимали различия при $p < 0,05$ [22].

Установлен следующий механизм развития опухолей. После перевивки солидной опухоли, в результате неопластического ангиогенеза, возникали кровеносные сосуды ЦПЗК, которые в процессе инвазии соединялись с существующей кровеносной системой животного и становились её продолжением. Под действием ангиогенных стимуляторов, развивающихся злокачественных тканей, диаметр артерий и вен, питающих ЦПЗК, увеличивался. На 4-14 день после перевивки уже была заметна несбалансированность артериальной и венозной частей кровеносной системы ЦПЗК. Венозная часть кровеносной системы ЦПЗК значительно отставала в развитии от артериальной и раньше начиналась её дегенерация. По мере созревания ЦПЗК его сосудистая система разрушалась опухолевыми тканями. Одновременно диаметр артерий и вен, питающих здоровые органы и ткани, уменьшался.

Созревающий ЦПЗК аденокарциномы молочной железы Ca755 (см. рисунок) имел развитую кровеносную систему. Опухолевые ткани при этом хорошо снабжались метаболитами и кислородом. По мере созревания ЦПЗК внутриопухолевое клеточное давление возрастало. Внутренние опухолевые кровеносные сосуды деформировались под давлением опухолевых клеток и деградировали под действием протеолитических ферментов опухолевых тканей, число сосудов уменьшалось. Пограничные с ЦПЗК кровеносные сосуды деформировались. Это приводило к понижению питания ЗК ЦПЗК, их размеры уменьшались, упаковка тканей внутри капсулы становилась плотнее.



Под давлением содержимого опухолевой капсулы мембрана её расширялась до предела, клетки выстилающего эпителия отделялись от соседних клеток, в мембране появлялись щели – ворота возможной инвазии опухолевых тяжей в здоровые ткани.

При лечении запущенных опухолей Ca755 многократно повторяющимися введениями цитотоксических противоопухолевых препаратов (ЦПП) в хвостовую вену (ХВ) самкам мышей C57Bl/6j препараты не достигали ЦПЗК. В лучшем случае, в начале лечения они попадали в сосуды капсулы ЦПЗК, которые под действием очередной дозы ЦПП уменьшались в диаметре, происходила их окклюзия и разрушение. Это приводило к незначительному, кратковременному замедлению увеличения объёма ЦПЗК, который определяли по формуле

$$V_{\text{tumor}} = ZP^2 \times ZT + M \quad (2)$$

где V – объём опухоли, ZP – сумма площадей срезов; ZT – толщины среза и M – пропуск.

При внутриартериальном введении (ВА) ЦПП, уменьшался эффективный диаметр артерий, по которым ЦПП доставляли к ЦПЗК, происходила деградация кровеносной системы питающей опухоль. Поэтому внутриартериальное введение ЦПП проводили строго регионарно, лишь в артерии, питающие опухоль. Артериям, в этом случае, была предопределена гибель вместе с другими опухолевыми тканями, которые от них питались. Если артерии, по которым препараты доставляли в опухоль, подвергались окклюзии раньше, чем гибли опухолевые ткани ЦПЗК, дальнейшая ВА доставка исключалась. Проводили хирургическое лечение (раннее удаление ЦПЗК с обширным иссечением пограничных тканей) или ферримагнито-гидродинамическую термо-полихимиотерапию (ФМТ), сочетанную с диагностикой на основе нано-тераностических систем, включающих молекулярное прицеливание, магнитное концентрирование и индукционный нагрев терапевтических наночастиц в ЦПЗК.

Диагностические свойства терапевтических наночастиц проявлялись в виде избирательного контрастирования опухолевых тканей при МРТ-сканировании и электромагнитных откликов при электронно-сенсорном сканировании.

Тераностика опухолей магнитоуправляемыми противоопухолевыми нанопрепаратами (МН) включала: сочетанное применение методов терапии и диагностики, используемых при конкретной ЦПЗК. Так, в процессе ФМТ аденокарциномы молочной железы Ca755 на мышцах C57Bl/6j для увеличения контраста в ХВ вводили ДФ выдерживали 30 часов, системно вводили магневист и получали МРТ последовательности.

Проводили предварительное неинвазивное ЭС определение концентрации МН в ЦПЗК и в органах млекопитающих, МРТ-оценку диагностического и лекарственного действия каждого средства, вводимого в организм в конкретном случае. В наших опытах при внутриопухолевом, внутрибрюшинном и внутрисосудистом введении МРТ-негативных

контрастных нанопрепаратов визуализировалась васкуляризация опухолей грудной и брюшной областей у мышей и крыс, при концентрациях от 0,02 до 0,05 ммол Fe/кг. Это позволяло качественно и количественно определять границы опухолей, инвазий, метастазов и рецидивов в реальном времени. Полную регрессию опухолей получили у 36 % мышей, когда лечение начинали через 48 ч после перевивки Са 755 безрецидивный период 30 дней, увеличение продолжительности жизни 230% при сокращении числа процедур ФМТ с 6 до.

Биомеханика пролиферации опухолевых клеток – основной фактор увеличения массы опухолевых тканей в процессе развития аденокарциномы молочной железы Са 755 у мышей C57Bl/6j включает:

- активацию подобных стволовым эндотелиальных клеток ЦПЗК ангиогенными факторами роста (АФР), продуцируемыми опухолевыми клетками;
- пролиферацию эндотелиальных клеток после их активации АФР;
- увеличение протеолитической активности опухолевой ткани, способствующей разрушению мембраны капсулы ЦПЗК, миграции злокачественного эндотелия вместе с клетками Са 755 в здоровые ткани;
- активацию взаимодействия эндотелиальных клеток и компонентов среды в процессе формирования кровеносных сосудов ЦПЗК при неоангиогенезе;
- активацию процесса созревания кровеносных сосудов ЦПЗК;
- деформацию и деградацию вен;
- деформацию и деградацию артерий;
- зарождение и созревание инвазионных тяжей;
- запредельное растяжение мембраны капсулы ЦПЗК с образованием щелей в мембране капсулы ЦПЗК;
- внедрения головок инвазионных тяжей в щели мембраны ЦПЗК.

Ранее нами были разработаны способы обнаружения сосудов, питающих опухоль [1] и диагностики онкологических заболеваний [2] на основе дополнительного контрастирования сосудов и увеличения яркости крови, текущей по сосудам и попадающей в сосуды капсулы и ЦПЗК. Этим способом выявлены сосуды, подходящие к ЦПЗК, входящие в капсулу и питающие ткани ЦПЗК, определены инвазии и метастазы. Проведен мониторинг изменений, происходящих в сосудистой системе ЦПЗК от её перевивки до созревания.

В данной работе по МР-томограммам результатов терапии злокачественных опухолей мы исследовали развитие, созревание, инвазию, метастазирование и рецидивы опухолей.

Заключение о контрастировании сосудов, их окклюзии и разрушении опухолевыми тканями и цитотоксическими препаратами, эффективности ФМТ и потенцировании терапевтического эффекта, вплоть до полной регрессии опухолей с излечением животных [3-5], делали на основании результатов электронно-сенсорного (ЭС) [6] и МРТ-сканирования, аутопсии, гистологического, и патоморфологического исследований с учётом рекомендаций по химиотерапии злокачественных опухолей [7]. Все полученные данные обрабатывали статистически по рекомендованным критериям, за достоверные принимали различия при $p < 0,05$ [8].

После перевивки солидной опухоли, в результате неоангиогенеза, возникла кровеносная система, питающая опухоль, которая была соединена с существующей кровеносной системой животного и являлась её продолжением. Под действием ангиогенных стимуляторов развивающихся опухолевых тканей диаметр артерий и вен, питающих опухоль, увеличивался. На 4-12 день после перевивки была заметна несбалансированность артериальной и венозной частей кровеносной системы ЦПЗК. Венозная часть кровеносной системы ЦПЗК под давлением пролиферирующих опухолевых тканей значительно отставала в развитии от артериальной и раньше деградировала. По мере созревания ЦПЗК её сосудистая система разрушалась опухолевыми тканями. Одновременно диаметр артерий и вен, питающих здоровые органы и ткани, уменьшался.

Несозревшая опухоль аденокарциномы молочной железы Са 755 имела развитую кровеносную систему. Опухолевые ткани при этом хорошо снабжались метаболитами и кислородом. По мере перезревания ЦПЗК внутриопухолевое клеточное давление возрастало. Внутренние опухолевые кровеносные сосуды деформировались под давлением опухолевых клеток и деградировали под действием протеолитических ферментов опухолевых тканей, число сосудов уменьшалось. Пограничные с опухолью кровеносные сосуды деформировались. Это приводило к понижению питания опухолевых клеток, их размеры уменьшались, упаковка тканей внутри капсулы становилась всё более плотной.

Под давлением содержимого капсулы ЦПЗК мембрана её растягивались до предела, в выстилающей ткани появлялись щели – ворота возможной инвазии опухолевых тяжей в здоровые ткани.

При лечении привитых зрелых опухолей Са 755 внутривенным введением цитотоксических противоопухолевых препаратов (ЦПП) самкам мышей С57В1/6j препараты не достигали цели (опухолевых клеток). В лучшем случае они попадали в вены опухолевой капсулы, которые под действием ЦПП сужались, происходила их окклюзия и разрушение.

При внутриартериальном введении (ВА) ЦПП разрушались артерии, по которым ЦПП доставляли к ЦПЗК, а также артериолы и капилляры, по которым ЦПП достигали опухолевых клеток. Поэтому ВА введение ЦПП проводили строго регионарно, лишь в артерии, питающие опухоль. Артериям, в этом случае, была предопределена гибель вместе с другими опухолевыми тканями, которые от них питались. Если артерии, по которым препараты доставляли к ЦПЗК, подвергались окклюзии раньше чем полностью гибли опухолевые ткани, дальнейшая ВА доставка исключалась. Проводили хирургическое лечение (раннюю экстерпацию ЦПЗК с обширным иссечением пограничных тканей) или ФМТ, сочетанную с диагностикой на основе наноТераностических систем, включающих молекулярное прицеливание, магнитную доставку и нагрев терапевтических агентов. Их диагностические свойства проявлялись в виде избирательного контрастирования клеток при МРТ-сканировании и электромагнитных откликов при ЭС-сканировании.

Тераностика опухолей магнитоуправляемыми противоопухолевыми нанопрепаратами (МН) включала: сочетанное применение методов терапии и диагностики, используемых при конкретной опухоли. Так, в процессе ФМТ аденокарциномы молочной железы Са 755 на мышцах C57Bl/6j проводили предварительное неинвазивное ЭС- определение концентрации МН в ЦПЗК и в органах млекопитающих, МРТ-оценку диагностического и лекарственного действия каждого средства, вводимого в организм в конкретном случае. В наших опытах при внутриопухолевом, внутрибрюшинном и внутрисосудистом введении МРТ-негативных контрастных нанопрепаратов визуализировалась васкуляризация опухолей грудной и брюшной областей у мышей и крыс, при концентрациях от 0,02 до 0,05 ммол Fe/кг. Это позволило качественно и количественно определять границы опухолей, инвазий, метастазов и рецидивов в реальном времени.

В период неоангиогенеза, становления и деградации кровеносной системы, неконтролируемой пролиферации с увеличением массы опухолевых тканей, приводящих к инвазии и метастазированию у млекопитающих по результатам ФМТ получены полная регрессия опухолей у 36 % мышей, безрецидивный период 30 дней и увеличение продолжительности жизни на 210 % при сокращении числа процедур ФМТ с 6 до 4.

При вращении МРТ-изображения вокруг оси симметрии видны артерии и вены брюшной полости. Артерии представлены широкими, светлыми линиями, вены имеют вид светлых прерывающихся линий. Хорошо видны артерии, питающие ЦПЗК при лимфолейкозе P388. При внутрисосудистом введении ДФ с диагностическими целями определили, что часть ДФ длительно удерживается клетками эндотелия.

В эру фармакогенетики нашли применение молекулярные мишени диагностического опознания, доставки, лекарственного воздействия и новые препараты, проявляющие синергическую цитотоксичность в процессе полихимиотерапии. Эти препараты изменяют биомеханику систем регуляции клеточного цикла, генетический аппарат опухолевых клеток, систем контроля прогрессии клеточного цикла и клеточной смерти. В онкологической клинике это привело к персонализированной комбинированной полихимиотерапии (ПКП) определёнными сочетаниями противоопухолевых препаратов, вводимых в определённое время в строгой последовательности с ингибиторами ангиогенеза. От своевременного применения таких препаратов зависит улучшение работы генетического аппарата опухолевых клеток, ведущее к его исправлению, нормализации и апоптозу, или к дальнейшим более глубоким нарушениям генетического аппарата опухолевых клеток при терапевтических ошибках и к усилению онкогенеза.

Данные магнитно-резонансного томографического мониторинга онкогенеза аденокарциномы молочной железы Са 755 использовали при определении: стадии заболевания, состояния опухолевого процесса, ответа ЦПЗК на терапевтические воздействия и при принятии решений о способе терапии в реальном времени.

Опухолевые клетки обычно проявляют более высокую пролиферативную активность, чем клетки нормальных тканей. Из-за быстрого роста клеточной массы и ограниченного объёма капсулы в ЦПЗК повышается давление. Это приводит к деформации кровеносных сосудов, понижению эффективности кровоснабжения и замедлению доставки высокомолекулярных питательных веществ и нанопрепаратов. Крупные сосуды, снабжающие опухоль, богаты анастомозами и заканчиваются в мембране капсулы. Питательные вещества и лекарственные препараты проникают в опухолевые ткани из капсулы по атипичным опухолевым сосудам и посредством диффузии.

Кроме того, в ЦПЗК, метастазах и неоангиогенных образованиях снижен уровень эндоцитоза наночастиц из-за практического отсутствия макрофагов. В этих условиях в течение нескольких часов наблюдается сохранение прежней величины магнитно-резонансного сигнала протонов пролиферирующих опухолевых тканей, областей неоангиогенеза и метастазов. Поэтому на магнитно-резонансных томограммах, усиленных негативными МРТ контрастными препаратами неоплазма представлена в виде светлых пятен, линий и точек на тёмном фоне нормальных тканей, обогащённых цитратферритом. Дисперсность наночастиц

ЦФ на порядок выше дисперсности Декстранферрита, поэтому цитратферрит быстрее проникает в глубоко расположенные органы, ткани и клетки, млекопитающих и быстрее выводится из них.

Усиление контраста МРТ-изображений биологических тканей *in vivo* наночастицами ЦФ позволило обнаружить границы инвазии опухолевых клеток в здоровые ткани, макро- и микро-метастазы внутренних органов мышей, которые были подтверждены визуальными и гистопатологическими исследованиями. Гистопатологическое подтверждение метастазов явилось основанием для внесения существенных правок при планировании интенсивности и объёма терапии.

Во 2 и 2' группах мышей через 10 минут после первой внутривенной инъекции ЦФ в опухолевой ткани обнаруживали от 0,001 до 0,02% введенного ЦФ, который определили неинвазивными методами с помощью [электронно-сенсорного]. От 26 до 42 % введенного ЦФ и от 19 до 21 % введенного АМ обнаруживалось в селезёнке и печени мышей после первой инъекции T2 взвешенных МРТ-контрастных препаратов с последующим концентрированием их НПМП. После включения НПМП концентрация ЦФ в ЦПЗК в 3, 3' и 4, 4' группах повышалась и через 17 час достигала 0,02 %.

Содержание ЦФ в нормальных тканях, окружающих ЦПЗК, повышалось значительно быстрее и через 17 час достигло 0,4 %, через 34 час достигло 0,6 %, Поэтому процедура магнитной концентрации ЦФ в ЦПЗК в последующих опытах продолжалась более 24 час. В противоположность этому, содержание ЦФ в ЦПЗК мышей, без магнитной концентрации ЦФ, оставалось ниже, чем содержание ЦФ в нормальных тканях.

В ЦПЗК температура была выше 45 °С. Клетки в этом районе ЦПЗК некротизировались, некротические массы с остатками МПП отсасывали, на их месте вырастала соединительная ткань.

Высокодозная ПКП заканчивается полным уничтожением клеток с различными генетическими нарушениями, без значительного увеличения токсичности и развития лекарственной устойчивости и, хотя, полные ремиссии при ПКП достижимы при снижении дозы до 20%, часть опухолевых клеток остаётся живой и лечение заканчивается рецидивом.

При назначении ингибиторов неоангиогенеза учитывают стадию процесса и пластичность опухолевых клеток, подобных эндотелиальным клеткам опухоли. Для получения максимального противоопухолевого эффекта при выборе препаратов учитывают биохимические, молекулярные и фармакокинетические механизмы их взаимодействия. Введение цитокинов способствует восстановлению утраченных при неадекватной химиотерапии функций костного мозга и обеспечивает безопасность высокодозной ПКП. Частота полных ремиссий солидных

опухолей связана с интенсивностью дозы (мг/м²/нед). Учащённая ПКП с филграстимом или пэгфилграстимом даёт лучшие результаты, чем стандартные схемы при поздних стадиях рака различной локализации.

В соответствии с современными представлениями солидные опухоли имеют гетерогенную структуру, в которой лишь около 1% клеток является онкогенными стволовыми клетками опухоли (СКО). Применение препаратов, ориентированных непосредственно на молекулярные мишени СКО может ускорить подавление их пролиферации и повысить эффективность избирательной химиотерапии. Микроокружение СКО представляет собой колонию-кластер внутри тканей ЦПЗК. Защита, выживание, дифференцировка, адгезия и пролиферация СКО поддерживаются сигналами собственного генома и со стороны клеток кластера. Повреждения кластера в результате неадекватной терапии и большинства других воздействий обычно активируют пролиферацию СКО. Высокий уровень экспрессии защитных молекул в клетках кластера и СКО, удаляющих токсичные агенты, обеспечивает их резистентность к химиотерапевтическим препаратам.

Для опухолевых клеток характерны:

- нарушения функции опухолевых супрессоров, утрата контактной остановки пролиферации, повышенная локомоция, неоангиогенез, инвазия и метастазирование, связанные с множественными мутациями и генетическими изменениями;

- изменения компонентов сверхочных точек клеточного цикла, являющихся либо сенсорами изменений, либо эффекторами, опосредующими остановку клеточного цикла;

- инактивация сверхочных точек клеточного цикла связанная с дисфункцией опухолевых супрессоров и онкогенов: p53, pRb, Myc и Ras, причём, p53 является ключевым компонентом нескольких сверхочных точек.

Инактивация p53, pRb, приводит к дисфункции сверхочных точек, нестабильности генома, изменениям клеточного цикла, подавлению индукции апоптоза и повышению злокачественности опухолевых клеток. Подавление апоптоза повышает жизнеспособность опухолевых клеток и способствует накоплению генетических нарушений. Увеличение генетической нестабильности клеток ведёт к повышению гетерогенности клеточной популяции, из которой происходит пополнение пула всё более и более автономными высоко-злокачественными клетками.

Заключение.

Разработана методика неинвазивного, информативного, доступного и безопасного МРТ метода, позволяющего визуализировать, наблюдать и исследовать количественные результаты биомеханических процессов,

происходящих в опухолевых тканях, капсуле, кровеносной системе, питающей опухоль и пограничные органы и ткани в процессе их развития, диагностики и терапии аденокарциномы молочной железы Ca 755.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ю,108 Коновалов А.Н. и др. Магнитно-резонансная томография в нейрохирургии. М.: Медицина, 1997.
2. Ю109 Bogdanov A. Jr., Weisleder R., Frank H.W. et al. Radiology, v. 187, pp. 701-706.
3. Bogdanov A. Jr., Marecos E., Cheng H.C. et al. Neoplasia, 1999, #. 1, pp. 438-445.
4. Fransson A., Ericsson A. Jung B. Et al. Phys. Med. Biol., 1989, v. 34, pp. 305-314.
5. Анисимов Н.В., Пирогов Ю.А., Губский Л.В., Гладун В.В. Управление контрастом и информационные технологии в магнитно-резонансной томографии. М.: МГУ, 2005.
6. Cox R. AFNI: Comput Biomed. Res., 1996, v. 29, pp. 162-173.
7. Bremer C., Mustafa M., Bogdanov A. Jr., et al. Radiology, 2002, v. 226, #. 1, pp. 214-220.].
8. Donahue K.M., Weisskoff R.M., Chesler D.A., et al. Magn. Reson. Med., 1996, v. 36, pp. 858-867.
9. Kim Y., Rebro K., Schmainda K. Magn. Reson. Med., 2002, v. 47, pp. 1110-1120.
10. Kim Y., Yudina A., Figuereido J., et al. Cancer Res., 2005, v. 65, # 20, pp. 9253-9260.
11. Bogdanov A. Jr., Kang H.W., Bennet D., et al. Proc. ISMRM-14, 2006, #. 685, p. 153.
12. Petrovsky A., Schellenberger E., Josephson L. et. al, Cancer Res., 2003, v. 63, pp. 1936-1942.
13. Furman-Haran E., Margalit R., Grobgeld D., et al. Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 1996, v. 93, pp. 236-242.
14. Demsar F., Roberts T.P., Schwickert H.C. et al. Magn. Reson. Med., 1997, v. 37, pp. 236-242.
15. Брусенцов Н. А., и др. Патент РФ №2382596 от 29.09.2008, Бюл. № 6 от 27.02.10.
16. Брусенцов Н. А., и др. Патент РФ №2343828 от 12.02.2007, Бюл. № 2 от 20.01.09.
17. Brusentsov N.A., Brusentsova T.N., et al. J. Magn. Magn. Mat. 311 (2007) 176.
18. Brusentsova T.N., Kuznetsov V.D., J. Magn. Magn. Mater. 311, (2007) 22–25.
19. Nikitin M.P., Vetoshko P.M., Brusentsov N.A., Nikitin P.I. J. Magn. Magn. Mat. 321, (2009) 1658.
20. Брусенцов Н.А., и др. Патент РФ №2348436, Бюл. № 7 (2009).
21. Л.Ф. Ларионов, Химиотерапия злокачественных опухолей, Мед. лит., Москва (1962).
22. О.Ю. Реброва, Статистический анализ медицинских данных, Медиа Сфера, Москва (2002).

ПРЕДПОСЕВНАЯ ОБРАБОТКА СЕМЯН НАНОЧАСТИЦАМИ ЖЕЛЕЗА КАК ФАКТОР ОЗДОРОВЛЕНИЯ РАСТЕНИЙ И ПОВЫШЕНИЯ ПРОДУКТИВНОСТИ ОЗИМОЙ ПШЕНИЦЫ

Ольховская И.П.¹, Богословская О.А.¹, Глущенко Н.Н.¹, Юрина Т.А.²,
Дробин Д.В.²

¹Федеральное Государственное Бюджетное Учреждение науки Институт энергетических проблем химической физики им. В.Л. Гальрозе
Российской Академии Наук,
119334, г. Москва, Ленинский проспект, д.38, корп. 2.
E.mail: iolkhov@gmail.com

²Новокубанский филиал ФГБНУ Росинформагротех, г. Новокубанск

Аннотация. В работе представлены результаты предпосевной обработки семян наночастицами (НЧ) железа на морфометрические показатели озимой пшеницы в предуборочный период. Установлено, что предпосевная обработка семян озимой пшеницы НЧ железа способствуют увеличению длины стебля, диаметра стебля и уменьшению в 4.0 раза числа неполноценных стеблей по сравнению с контролем.

Ключевые слова: наночастицы, железо, предпосевная обработка, озимая пшеница

WINTER WHEAT SEEDS PRETREATMENT WITH IRON NANOPARTICLES PROVIDES SANITATION AND PRODUCTIVITY INCREASE

Bogoslovskaya O.A.¹, Olkhovskaya I.P.¹, Glushchenko N.N.¹,
Yurina T.A.², Drobin D.V.²

¹V.L. Talrose Institute for Energy Problems of Chemical Physics of RAS, Moscow, Russian Federation

²Novokubansky Rosinformagrotekh, Novokubansk

Abstract. The paper presents the results of winter wheat seeds pretreatment with iron nanoparticles (NPs). Morphometric parameters of plants before harvesting period were measured. It was established that Fe NPs pretreatment increased plant height and stem diameter against control. The number of sick stems was 4.0 times less in test group in comparison with the control.

Keywords: Nanoparticles, iron, pretreatment, winter wheat



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.



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. V.L. Talrose Institute for Energy Problems of Chemical Physics of Russian Academy of Science, Moscow, Russian Federation

ДРОБИН Геннадий Васильевич - директор Новокубанского филиала ФГБУН Российского научно-исследовательского института информации и технико-экономических исследований по инженерно-техническому обеспечению агропромышленного комплекса (КубНИИТиМ)

ЮРИНА Татьяна Александровна –зав.лабораторией агротехнической оценки машин и технологий, старший научный сотрудник

В настоящее время работами многочисленных исследователей показано, что применение наноструктурных материалов в агропродовольственной сфере имеет значительный потенциал. Применение новых технологий будет способствовать решению проблем дефицита производства продовольственного зерна и других культур, получения безопасной (экологически чистой) продукции, увеличения питательных веществ в составе растительного сырья и снижения себестоимости продукции. При этом спектр наноматериалов довольно широк. Это различные типы оксидов металлов, керамики, силикатов, магнитных частиц, полупроводниковых квантовых точек, нанотрубок, полимеров, дендримеров, эмульсий, позволяющих увеличить урожайность и качество продукции за счет оптимизации питания и защиты растений [1-4].

Нами было обнаружено, что введение нейтральных наночастиц (НЧ) жизненно необходимых растениям микроэлементов-металлов в состав синтетической питательной среды Мурасиге-Скуга вместо традиционно используемых сульфатов металлов, приводило к повышению качества посадочного материала. [5]. Оказалось, что использование НЧ как в эквивалентных концентрациях (расчитанных на металл), так и в значительно сниженных по сравнению с нормативными дозами ионов металла, приводило к улучшению ряда исследованных показателей. Таким образом, может быть снижена нагрузка на окружающую среду, возникающая при регулярном внесении металлов- микроэлементов с удобрениями.

Целью нашего исследования было изучение влияния предпосевной обработки озимой пшеницы НЧ железа на морфометрические показатели пшеницы.

Мы использовали наночастицы железа, полученные конденсационным левитационно-струйным методом на установке Миген-3 [6,7] (рис. 1).

Определение формы и размера наночастиц проводили методом просвечивающей электронной микроскопии на приборе LEO 912 AB OMEGA. Фазовый состав изучали при помощи рентгенофазового анализа на дифрактометре АДП-1 (Россия). Средний диаметр наночастиц железа составил 27.0 ± 0.51 нм. При этом кристаллическая металлическая фаза составляла 53.6%, фаза железа оксида Fe_3O_4 – 46.4%; толщина оксидной пленки 3.5 нм. [5]. Изображения НЧ Fe и распределение по размерам представлены на рис. 2.

Для приготовления биоактивной добавки для предпосевной обработки семян пшеницы, навеску наночастиц диспергировали в воде на ультразвуковом дезинтеграторе УЗДН-А (Россия) в режиме 0,5 А, 44 кГц 30 сек., при охлаждении льдом. Суспензию наночастиц добавляли к рабочему раствору, которым опрыскивали пшеницу при постоянном перемешивании на шнековом смесителе, добиваясь равномерной обработки семян. (рис. 3).



Рис. 1. Установка МИГЕН 3

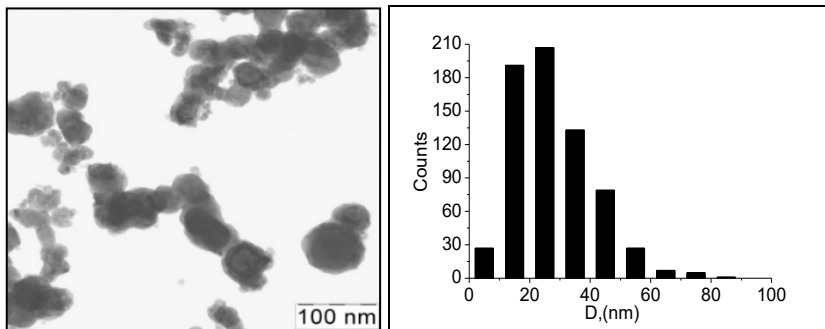


Рис. 2. СЭМ-изображение НЧ железа

Кривые распределения НЧ по размеру

Прошедшую обработку озимую пшеницу СТАН-1 подсушивали и проводили посев зерна. За 1-2 недели до уборки урожая был проведен предуборочный мониторинг пшеницы



Рис. 3. Семена пшеницы, прошедшей обработку НЧ Fe

Для этого на учетных площадях были заложены рамки размером 50×50 см, в границах которых выкопали все растения и провели полный разбор, подсчет и обмер растений (в 3-х повторностях по каждому варианту опыта). Статистическую обработку результатов проводили с помощью компьютерных программ Microsoft Excel, Statistica 6.0.

Анализ опытов показал, что предпосевная обработка озимой пшеницы НЧ железа обеспечивает увеличение длины стебля на 3.8 см, средней толщины стеблей у основания на 0.6 мм, уменьшает среднее количество пораженных стеблей на 1 м² в 4 раза по сравнению с контрольным участком. Обработка НЧ не приводила к увеличению количества непродуктивных стеблей.

Следовательно, предпосевная обработка озимой пшеницы Fe НЧ положительно повлияла на показатели растительной массы пшеницы и способствовала значительному уменьшению количества неполноценных стеблей озимой пшеницы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ghormade V., Deshpande M.V., Paknikar K.M. Perspectives for nano-biotechnology enabled protection and nutrition of plants //Biotechnol Adv. -2011.-29: 792–803
2. Perez-de-Luque A., Rubiales D. Nanotechnology for parasitic plant control//Pest Manag Sci.-2009, -65: 540–545.
3. Dasgupta N., Ranjan S., Mundekkad D. et al. Nanotechnology in agro-food: from field to plate.//Food Res Int.- 2015.- 69: 381–400
4. Garcia M, Forbe T and Gonzalez E, Potential applications of nanotechnology in the agro-food sector. //Ciencia Tecnol Aliment. 2010.- 30: 573–581
5. Чжао Хуэй, Лю Минь, Чень Ю, Лу Цзинин, Ли Хуашен, Сунь Цяо, Нечитайло Г.С., Жигач А.Н., Лейпунский И.О., Богословская О.А., Рахметова А.А., Глушенко Н.Н. Способ выращивания растений с использованием наночастиц металлов и питательная среда для его осуществления. Патент РФ № 2,612,319 (2017). Бюл. 06.03.2017.- № 7.-122-129
6. Guen M.Y., Miller A.V. Flow-levitation method for synthesis of ultrafine metal powders.//Physics, Chemistry and Mechanics of Surfaces.-1983.- 2: 150-154.
7. Жигач А.Н., Лейпунский И.О., Кусков М.Л. и соавт. Установка для получения и исследования физико-химических свойств наночастиц металлов //Приборы и техника эксперимента. -2000; 6:-122-129.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЕЛИЧИНЫ РАБОЧЕГО ЗАЗОРА НА ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ УСТРОЙСТВ

Полетаев В.А., Власов А.М.,
ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет
имени В.И. Ленина»
г. Иваново, Российская Федерация,
E-mail: poletaev@tam.ispu.ru

Аннотация. Проведены экспериментальные исследования влияния величины рабочего зазора, включающего шероховатости внутренних поверхностей магнитных полюсов и наружных поверхностей валов, контактирующих с магнитной жидкостью, на величину моментов трения и изменение температуры. Выявлена зависимость температуры и момента трения магнитожидкостных устройств от изменения величины шероховатости поверхностей полюсов и втулки, контактирующих с магнитной жидкостью разного типа в рабочем зазоре.

Ключевые слова: температура, рабочий зазор, охлаждение, магнитожидкостное устройство

STUDY OF THE INFLUENCE OF THE SIZE OF THE OPERATING CLEARANCE TO THE TEMPERATURE CHANGES OF MAGNETO-FLUIDIC DEVICES

Vlasov A.M., Poletaev V.A.
Ivanovo State Power Engineering University
Ivanovo, Russian Federation
E-mail: poletaev@tam.ispu.ru

Abstract. Experimental studies of the influence of the value of the working gap, including the roughness of the inner surfaces of the magnetic poles and the outer surfaces of the shafts in contact with the magnetic fluid, on the value of the friction moments and the temperature change. The dependence of the temperature and friction moment of magnetic fluid devices on changes in the roughness of the surfaces of the poles and the bushing in contact with the magnetic fluid of different types in the working gap is revealed.

Keywords: temperature, working gap, cooling, magneto-liquid device.



ПОЛИЕТАЕВ Владимир Алексеевич окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 1997 г. защитил докторскую диссертацию. Опубликовал более 320 трудов. Доктор технических наук, профессор кафедры Технологии машиностроения ИГЭУ.



ВЛАСОВ Алексей Михайлович окончил Ивановский Государственный Энергетический Университет в 2012 г. Имеет 30 научных публикаций. Ассистент кафедры Технологии машиностроения ИГЭУ.

Момент трения является одним из важнейших параметров электро-механических устройств. В магнитожидкостных герметизаторах (МЖГ) стремятся к снижению момента трения, определяющего внутренние тепловыделения и разогрев устройства. При изготовлении деталей электромеханических устройств на их поверхностях образуется множество микроскопических выступов и впадин (шероховатость поверхности) и волнистость. В электромеханических устройствах при переходе магнитного потока из воздуха в магнитопроводящую деталь в ее приповерхностном слое происходит перераспределение магнитного поля. Выступы шероховатой и волны волнистой поверхности концентрируют магнитный поток, образуя зоны с повышенной напряженностью магнитного поля, во впадинах между выступами создаются зоны с пониженной напряженностью поля. Поле из однородного преобразуется в неоднородное. При удалении от поверхности неоднородность магнитного поля, обусловленная шероховатостью поверхности, постепенно ослабевает и исчезает. В устройствах, где используются мелкодисперсные магнитные среды (магнитные порошки, магнитные жидкости, тонкие пленки), в системах с движущимися электропроводящими жидкостями, перераспределение напряженности магнитного поля около шероховатой и волнистой магнитопроводящей поверхности может существенно изменять происходящие физические и технологические процессы, а также параметры технических устройств.

Поэтому представляет большой интерес исследование влияния на момент трения в МЖГ характера перераспределения магнитного поля около магнитопроводящей поверхности, где поле является неоднородным, и на каком удалении от поверхности неоднородность поля, вызванная шероховатостью и волнистостью, отсутствует. В зависимости от условий эксплуатации конструктивное исполнение МЖГ на основе

нанодисперсных магнитных жидкостей очень разнообразно, как и величина рабочего зазора в них. Дальнейшее развитие и применение МЖГ требуют тщательного моделирования и расчета их магнитных систем с учетом строения рабочего зазора в них в зависимости от величины шероховатости и волнистости внутренних поверхностей магнитных полюсов и наружных поверхностей валов из различных материалов, контактирующих с магнитной жидкостью разных марок, а также свойств и особенностей поведения магнитных жидкостей в различных условиях, влияющих на изменение моментов трения.

В процессе работы в магнитно-жидкостном герметизаторе выделяется тепловая энергия, прежде всего за счет вязкостного трения слоев магнитной жидкости. Увеличение температуры ведет к уменьшению вязкости жидкости и величины момента трения.

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 и магнитожидкостные уплотнения [1-2], как правило, просты по конструкции (рис.1.).

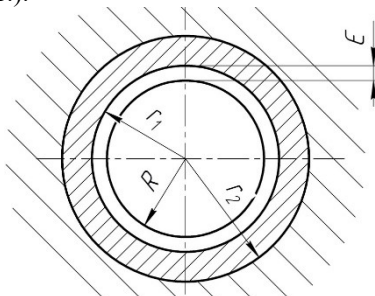


Рис. 1. Схема магнитожидкостного герметизатора при гидродинамической (жидкостной) смазке

Из-за различия в размерах вала и втулки между ними имеется радиальный зазор, заполненный ферромагнитной жидкостью:

$$\varepsilon = r_1 - R, \quad (1)$$

где r_1 – внутренний радиус втулки; R – радиус вала.

Толщина слоя магнитной жидкости и зависит от угловой скорости и вязкости магнитной жидкости. Чем больше эти параметры, тем больше h . При установившемся режиме работы толщина h слоя магнитной жидкости должна быть больше суммы микронеровностей полюса R_{z1} и вала (втулки) R_{z2} , (рис. 2.).

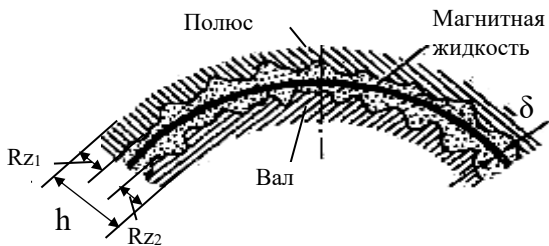


Рис. 2. Слой магнитной жидкости при установившемся режиме работы: δ – радиальный зазор; h – толщина слоя магнитной жидкости; R_{z1} – величина микронеровностей полюса; R_{z2} – величина микронеровностей вала (втулки)

На момент трения магнитожидкостных герметизаторов влияют вязкость используемой магнитной жидкости, напряженность магнитного поля, градиент скорости сдвига в рабочем зазоре устройства, величина рабочего зазора, включающая величины шероховатости поверхностей полюсов и втулки, контактирующих с магнитной жидкостью, а изнашивание контактирующих поверхностей здесь практически исключается.

Для определения момента сопротивления вращения вала, обусловленного трением с магнитной жидкостью (момента трения) воспользуемся формулой Н.П. Петрова, справедливой при ламинарном течении жидкости между соосными цилиндрами, один из которых вращается и малом зазоре между ними

$$M_{\infty} = \eta \cdot R \cdot S \cdot v / \delta \quad (2)$$

где η – динамическая вязкость жидкости, R – радиус вращающегося вала, соприкасающегося с магнитной жидкостью;

v – окружная скорость вала; δ – зазор между валом и полюсом, заполненный жидкостью; S – площадь соприкосновения прослойки магнитной жидкости с валом.

Фактическая площадь контакта в рабочем зазоре магнитожидкостных герметизаторов определяется не только площадью соприкосновения прослойки магнитной жидкости с валом, а суммой площадей внутренней поверхности съемного полюса и наружной поверхности сменной втулки с прослойкой из ферромагнитной жидкости.

Расчет фактической площади контакта внутренней поверхности съемного полюса и наружной поверхности сменной втулки с прослойкой из ферромагнитной жидкости в магнитожидкостных герметизаторах при гидродинамической (жидкостной) смазке производится по формуле [3]

$$\eta_1 = \eta_2 \cdot \eta_3; \quad \eta_2 = \frac{A_r}{A_b}; \quad \eta_3 = \frac{A_a}{A_a}$$

где A_{Γ} – фактическая площадь контакта; $A_{\bar{a}}$ – площадь контакта на поверхностях волн; A_a – номинальная площадь контакта.

$$\eta_1 = \eta_2 \cdot \eta_3 = \frac{1}{2} b \cdot K^{\frac{2V}{2V+1}} \left(\frac{1}{D_1} q \right)^{\frac{2V}{2V+1}} D_1$$

$$\eta_1 = \eta_2 \cdot \eta_3 = \frac{1}{2} b \cdot K^{\frac{2V}{2V+1}} \left(\frac{1}{D_1} q \right)^{\frac{2V}{2V+1}} D_1$$

$$\text{где } K = \left(\frac{1,06\pi \cdot (1 - \mu^2) R^{0,5}}{K_2 \cdot V \cdot b \cdot R_{\max}^{0,5}} \right);$$

$$D_1 = 2\pi \left(c_1^2 + \frac{c_1^2 b_1}{\sqrt{a_1^2 - c_1^2}} F(\lambda; K_0) + b_1 \sqrt{a_1^2 - c_1^2} \cdot E(\lambda; K_0) \right) \cdot \frac{1}{l_{i\bar{d}} \cdot l_{i\bar{i}i}}$$

$$K_0 = \frac{a_1^2 (b_1^2 - c_1^2)}{b_1^2 (a_1^2 - c_1^2)}; \quad \lambda = \arcsin \sqrt{\frac{a_1^2 - c_1^2}{a_1^2}}$$
(3)

где $F(\lambda; K_0)$ и $E(\lambda; K_0)$ – эллиптические интегралы первого и второго рода

$$F(\lambda; K_0) = \int_0^{\lambda} \frac{ds}{\sqrt{1 - K_0^2 \cdot \sin^2 \phi}}; \quad E(\lambda; K_0) = \int_0^{\lambda} \sqrt{1 - K_0^2 \cdot \sin^2 \phi} \cdot d\phi$$

где b и v – константы, характеризующие опорную кривую; R – радиус закругления выступов; R_{\max} – максимальная высота выступов; μ – коэффициент Пуассона; C и X – константы; K_0^2 – коэффициент; $l_{i\bar{d}}$ и $l_{i\bar{i}i}$ – длины волн поверхностей, соответственно, сменного полюса и сменной втулки в продольном и поперечном направлениях; q – номинальное удельное давление; $a_1 > b_1 > c_1$ – полуоси эллипсоида общего вида.

На рис. 3–4 показаны разработанные модели рабочих зазоров магнитоидкостных герметизаторов, образованных поверхностями с разной величиной шероховатости [4].

Для определения влияния вязкости используемой магнитной жидкости, температуры, напряженности магнитного поля, частоты вращения вала, величин шероховатости R_a и волнистости поверхностей сменных втулок и полюсов на момент трения в рабочем зазоре магнитоидкостного устройства была модернизирована установка с радиальным магнитоидкостным уплотнением [5-6], представленная на рис. 5.

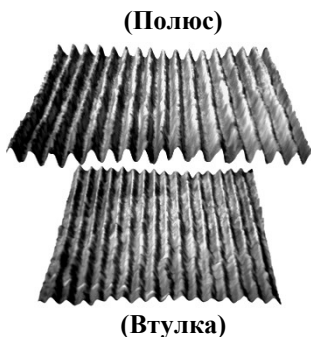


Рис. 3. Модель рабочего зазора, составленного из поверхностей втулки (сталь 40X13) с шероховатостью $Ra=0,945$ мкм ($Rz = 4,026$ мкм) и полюса (сталь 3) с шероховатостью $Ra=0,808$ мкм ($Rz = 3,875$ мкм)



Рис. 4. Модель рабочего зазора, составленного из поверхностей втулки (сталь 40X13) с шероховатостью $Ra=0,945$ мкм ($Rz = 4,026$ мкм) и полюса (сталь 3) с шероховатостью $Ra=3,301$ мкм ($Rz = 14,333$ мкм)

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.

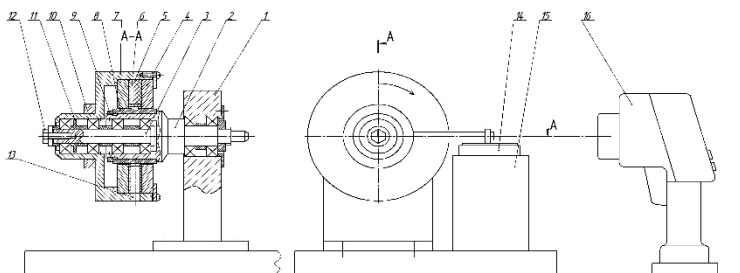


Рис. 5. Схема экспериментальной установки: 1 – стойка; 2 – подвижный вал; 3 – неподвижный вал; 4 – съемный полюс; 5 – диск (обойма); 6 – магнит; 7 – съемный полюс; 8 – сменная втулка; 9 – гайка; 10 – хомут; 11 – корпус; 12 – болт; 13 – отверстие для измерения температуры; 14 – весы; 15 – стойка; 16 – тепловизор

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

Температура на поверхности сменной втулки 8 измеряется через отверстие 13 при помощи тепловизора 16.

Для проведения исследований может использоваться тепловизор Testo 882. Это модель с размером матрицы 320x240 пикселей и температурной чувствительностью < 50 мК.

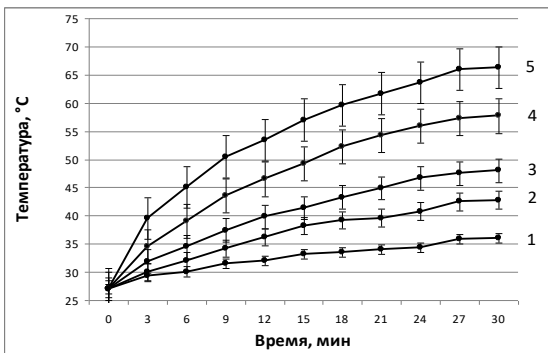


Рис. 6. Зависимость температуры в рабочем зазоре, образованном сменной втулкой (сталь 3, Ra=0,354 мкм) и сменным полюсом (сталь 3; Ra=3,301мкм) и заполненным магнитной жидкостью типа МКУ 100-40 от времени работы установки, с разными частотами вращения втулки: 1 – 556 об/мин.; 2 – 1146 об/мин.; 3 – 1793 об/мин.; 4 – 2331 об/мин.; 5 – 2897 об/мин.

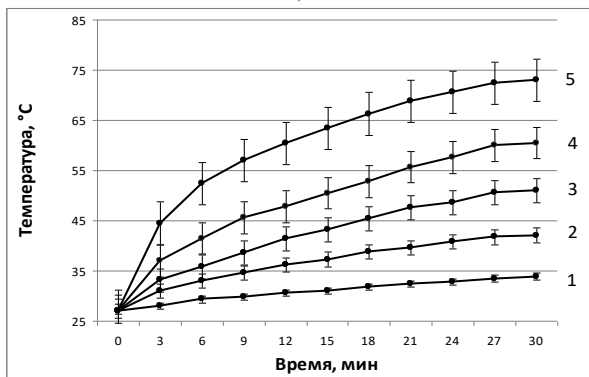


Рис. 7. Зависимость температуры в рабочем зазоре, образованном сменной втулкой (сталь 3, Ra=1,220 мкм) и сменным полюсом (сталь 3; Ra=3,301мкм) и заполненным магнитной жидкостью типа МКУ 100-40 от времени работы установки, с разными частотами вращения втулки: 1 – 556 об/мин.; 2 – 1146 об/мин.; 3 – 1793 об/мин.; 4 – 2331 об/мин.; 5 – 2897 об/мин.

На рис.6,7,8.показаны зависимости температуры в рабочем зазоре, образованном сменной втулкой (сталь 3, Ra=0.354 мкм, Ra=1,220 мкм,

$Ra=7,210$ мкм) и сменным полюсом (сталь 3; $Ra=3,301$ мкм) и заполненным магнитной жидкостью типа МКУ 100-40 от времени работы установки, с разными частотами вращения втулки.

При нагревании магнитной жидкости, момент трения уменьшается, и чем частота вращения втулки больше, тем уменьшение момента трения происходит быстрее. И при использовании контактирующих поверхностей с большей шероховатостью, момент трения больше

На рис.8,9,10. представлены зависимости момента трения от температуры в рабочем зазоре, образованном сменной втулкой (сталь 3, $Ra=0.354$ мкм, $Ra=1,220$ мкм, $Ra=7,210$ мкм,) и сменным полюсом (сталь 3; $Ra=3,301$ мкм) и заполненным магнитной жидкостью типа МКУ 100-40, с разными частотами вращения втулки.

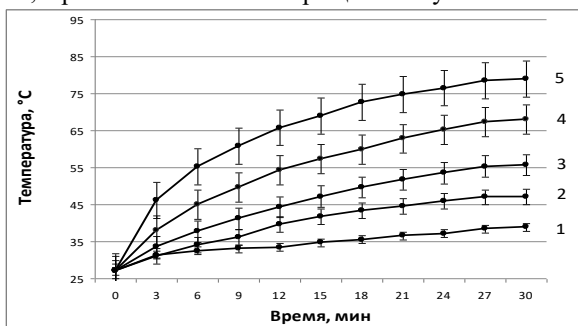


Рис.8. Зависимость температуры в рабочем зазоре, образованном сменной втулкой (сталь 3, $Ra=7,210$ мкм) и сменным полюсом (сталь 3; $Ra=3,301$ мкм) и заполненным магнитной жидкостью типа МКУ 100-40 от времени работы установки, с разными частотами вращения втулки: 1 – 556 об/мин.; 2 – 1146 об/мин.; 3 – 1793 об/мин.; 4 – 2331 об/мин.; 5 – 2897 об/мин.

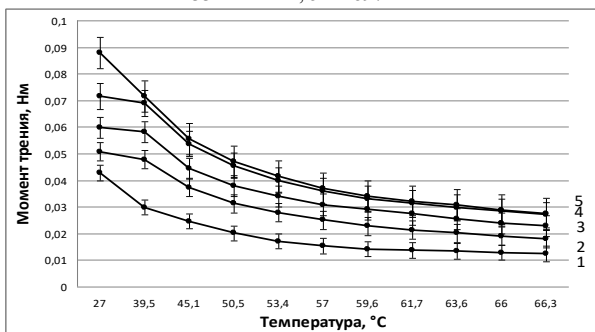


Рис.8. Зависимость момента трения от температуры в рабочем зазоре, образованном сменной втулкой (сталь 3, $Ra=0.354$ мкм) и сменным полюсом (сталь 3; $Ra=3,301$ мкм) и заполненным магнитной жидкостью типа МКУ 100-40, с разными частотами вращения втулки: 1 – 556 об/мин.; 2 – 1146 об/мин.; 3 – 1793 об/мин.; 4 – 2331 об/мин.; 5 – 2897 об/мин.

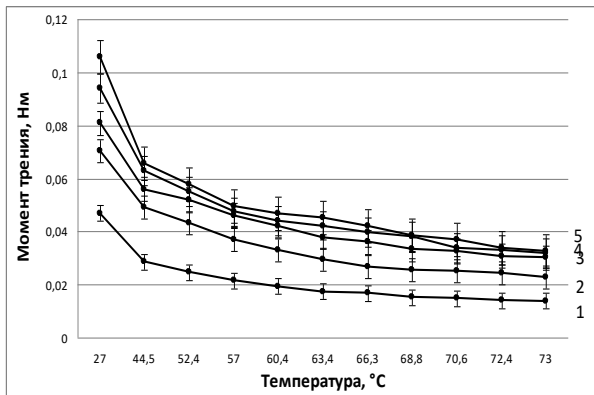


Рис. 9. Зависимость момента трения от температуры в рабочем зазоре, образованном сменной втулкой (сталь 3, $Ra=1,220$ мкм) и сменным полюсом (сталь 3; $Ra=3,301$ мкм) и заполненным магнитной жидкостью типа МКУ 100-40, с разными частотами вращения втулки: 1 – 556 об/мин.; 2 – 1146 об/мин.; 3 – 1793 об/мин.; 4 – 2331 об/мин.; 5 – 2897 об/мин

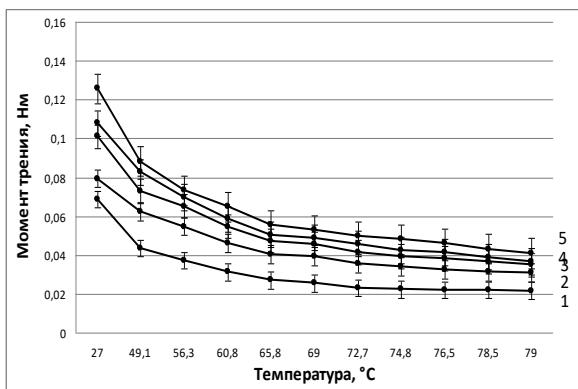


Рис. 10. Зависимость момента трения от температуры в рабочем зазоре, образованном сменной втулкой (сталь 3, $Ra=7,210$ мкм) и сменным полюсом (сталь 3; $Ra=3,301$ мкм) и заполненным магнитной жидкостью типа МКУ 100-40, с разными частотами вращения втулки: 1 – 556 об/мин.; 2 – 1146 об/мин.; 3 – 1793 об/мин.; 4 – 2331 об/мин.; 5 – 2897 об/мин.

Применение втулок с малой величиной шероховатости поверхности в рабочем зазоре позволит повысить эффективность и технико-экономические показатели большинства выпускаемых магнитожидкостных устройств. Реализация результатов исследования позволяет обеспечить

надежность электромеханического устройства за счет уменьшения моментов трения магнитожидкостных герметизаторов путем повышения качества изготовления рабочего зазора, образованного поверхностями трения магнитных полюсов и валов из различных материалов и заполненного магнитной жидкостью заданной марки в зависимости от технических условий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Перминов С.М., Перминова А.С., Полетаев В.А. Патент № 22531070 РФ. Магнито-жидкостное уплотнение вала с пониженным моментом трения; опублик. 20.10.2014, Бюлл. №29. 2 с
2. Перминов С.М., Перминова А.С., Полетаев В.А. Патент № 2536863 РФ. Способ повышения ресурса и надежности устройств с нанодисперсной магнитной жидкостью; опублик. 20.12.2014, Бюлл., №36. 2 с.
3. Полетаев В.А., Власов А.М., Пахолкова Т.А. Расчет фактической площади контакта в подшипниках скольжения при гидродинамической (жидкостной) смазке / В.А., Полетаев, А.М., Власов, Т.А. Пахолкова // Трение и смазка в машинах и механизмах: журнал. – Москва: ООО НТИ "Машиностроение". – 2014. – №11. – С.26-31
4. Власов А.М., Полетаев В.А., Пахолкова Т.А. Построение трехмерной модели шероховатой поверхности / А.М., Власов, В.А., Полетаев, Т.А. Пахолкова / Новые материалы и технологии в машиностроении: сборник научных трудов. – Брянск: Брянская государственная инженерно-технологическая академия. – 2014. – №20. – С.19-22
5. 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: Журнал. - Москва: ООО НТИ «Машиностроение». - № 9. 2013 С.29-31.
6. Полетаев В.А., Власов А.М., Пахолкова Т.А., Установка для исследования эксплуатационных характеристик магнитожидкостных герметизаторов / В.А. Полетаев, А.М. Власов, Т.А. Пахолкова // Вестник УГАТУ – Уфа: ФГБОУ ВО «УГАТУ». 2017. – Т. 21. – №2. – С.17-23

ПЛАНИРОВАНИЕ И ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ МОМЕНТА ТРЕНИЯ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ УПЛОТНЕНИЙ

Власов А.М., Поletaev В.А.

ФГБОУ ВО «Ивановский государственный энергетический университет
имени В.И. Ленина»
г. Иваново, Российская Федерация,
E-mail: poletaev@tam.ispu.ru

Аннотация: Рассмотрено применение полного факторного эксперимента, на примере исследование влияния вязкости магнитной жидкости и частоты вращения вала, а также шероховатости наружной поверхности втулки на момент трения магнитожидкостного уплотнения. Построена математическая модель влияния факторов эксперимента на момент трения.

Ключевые слова: полный факторный эксперимент, уравнение регрессии, шероховатость втулки, вязкость магнитной жидкости, момент трения.

PLANNING AND CONDUCTING AN EXPERIMENT TO INVESTIGATE FRICTION TORQUE THE MAGNETIC FLUID SEALS

Vlasov A.M., Poletaev V.A.

Ivanovo State Power Engineering University
Ivanovo, Russian Federation
E-mail: poletaev@tam.ispu.ru

Abstract: The application of a full factorial experiment, on the example of the study of the influence of the magnetic fluid viscosity and the speed of the shaft, as well as the roughness of the outer surface of the sleeve at the time of friction of the magnetic fluid sealer. A mathematical model of the influence of experimental factors at the time of friction is constructed.

Keywords: complete factorial experiment, regression equation, bushing roughness, viscosity of a magnetic fluid, friction torque.



ПОЛЕТАЕВ Владимир Алексеевич окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 1997 г. защитил докторскую диссертацию. Опубликовал более 320 трудов. Доктор технических наук, профессор кафедры Технологии машиностроения ИГЭУ.



ВЛАСОВ Алексей Михайлович окончил Ивановский Государственный Энергетический Университет в 2012 г. Имеет 30 научных публикаций. Ассистент кафедры Технология машиностроения ИГЭУ.

Процесс исследования магнитожидкостного уплотнения является сложным многофакторным процессом со следующими характерными особенностями:

- значительным многообразием управляемых, неуправляемых и неконтролируемых факторов, оказывающих существенное влияние на работы уплотнения;
- большим числом сложных корреляционных связей между факторами;
- ярко выраженной зависимостью физико-механических, фрикционных и антифрикционных свойств трущихся материалов от температуры, воздействия внешней среды и многих других факторов [1].

Для решения задачи исследования магнитожидкостного уплотнения наиболее приемлемы математические методы планирования экспериментов. Экспериментальные методы позволяют на основании результатов опытов описать физические явления в форме эмпирических математических моделей, обычно в виде полиномов определенной степени.

Для обработки экспериментальных данных с целью математического моделирования используют регрессионный анализ. Основное назначение регрессионного анализа – получение по экспериментальным данным регрессионных моделей объектов исследования. Фактически с помощью регрессионного анализа решается одна из важнейших исследовательских задач - получение формульных зависимостей, связывающих значение выходной переменной (отклика) объекта с входными факторами [2].

Наибольшее распространение применение регрессионного анализа отразилось в полном факторном эксперименте.

Применение полного факторного эксперимента рассмотрено на примере исследование влияния вязкости магнитной жидкости и частоты вращения вала, а также шероховатости наружной поверхности втулки на момент трения магнитожидкостного уплотнения.

На разработанной экспериментальной установке по исследованию магнитожидкостного уплотнения [3] сделано ряд опытов, на основе которых были выбраны основные уровни факторов и рассчитаны интер-

валы их варьирования. Фактором X_1 является вязкость магнитной жидкости, фактором X_2 – частота вращения вала, фактором X_3 – шероховатость наружной поверхности втулки.

Для оценки влияния указанных факторов и математического описания процесса исследования использована модель первого порядка вида:

$$\hat{y} = b_0 + b_1 X_1 + b_2 X_2 + b_3 X_3 + b_{12} X_1 X_2 + b_{13} X_1 X_3 + b_{23} X_2 X_3 + b_{123} X_1 X_2 X_3 \quad (1)$$

Значения выбранных уровней варьируемых факторов представлены в табл. 1.

Таблица 1

Значения выбранных уровней варьируемых факторов

Уровни факторов и интервалы варьирования	Обозначение кодовое	$\eta, Па*с$	$n, об/мин$	Ra, мкм
		X_1	X_2	X_3
Основной уровень	0	1,1	1726,5	4,191
Интервал варьирования	Δx_i	0,9	1170,5	3,837
Верхний уровень	+1	2	2897	8,028
Нижний уровень	-1	0,2	556	0,354

Для получения оценок коэффициентов уравнения (1) использовался полный факторный эксперимент типа 2^3 . Матрица планирования эксперимента с расчетными столбцами взаимодействия факторов представлена в табл. 2.

Таблица 2

Матрица планирования эксперимента

№ опыта	X_0	X_1	X_2	X_3	$X_1 X_2$	$X_1 X_3$	$X_2 X_3$	$X_1 X_2 X_3$	Буквенное обозначение матрицы плана
1	+	-	-	-	+	+	+	-	(1)
2	+	+	-	-	-	-	+	+	a
3	+	-	+	-	-	+	-	+	b
4	+	+	+	-	+	-	-	-	ab
5	+	-	-	+	+	-	-	+	c
6	+	+	-	+	-	+	-	-	ac
7	+	-	+	+	-	-	+	-	bc
8	+	+	+	+	+	+	+	+	abc

С целью построения стандартной матрицы эксперимента натуральные значения факторов переводятся в кодовые безразмерные величины:

$$X_i = \frac{x_i - x_{i0}}{\Delta x_i} \quad (2)$$

где X_i – кодовое значение i -го фактора; x_i – натуральное текущее значение i -го фактора; x_{i0} – начальный (нулевой) уровень фактора; Δx_i – интервал (полуинтервал) варьирования i -го фактора.

Интервал варьирования находится из выражения

$$\Delta x_j = \frac{x_j \max - x_j \min}{2} \quad (3)$$

Согласно принятому плану полного факторного эксперимента всего было проведено 8 опытов, каждый опыт повторялся трижды в случайном порядке для исключения систематических ошибок.

Результаты экспериментальных данных и их расчетные значения приведены в табл. 3. Результаты испытаний приведены в табл. 3.

Таблица 3

Экспериментальных данных и их расчетные значения

№ опыта	$Y_{u1} \cdot 10^{-2}$	$Y_{u2} \cdot 10^{-2}$	$Y_{u3} \cdot 10^{-2}$	$Y_{u4} \cdot 10^{-2}$	$y_{u1} \cdot y_{u2}$	$y_{u2} \cdot y_{u3}$	$y_{u3} \cdot y_{u4}$	$(y_{u1} - y_{u2})^2$	$(y_{u2} - y_{u3})^2$	$(y_{u3} - y_{u4})^2$
1	1,32	1,56	1,3	1,39	-0,07	0,17	-0,09	0,0049	0,0289	0,0081
2	3,92	3,85	3,9	3,89	0,03	-0,04	0,01	0,0009	0,0016	0,0001
3	2,69	2,71	2,84	2,75	-0,06	-0,04	0,09	0,0036	0,0016	0,0081
4	8,06	8,12	8,21	8,13	-0,07	-0,01	0,08	0,0049	0,0001	0,0064
5	1,81	1,75	1,8	1,79	0,02	-0,04	0,01	0,0004	0,0016	0,0001
6	6,15	6,21	6,2	6,19	-0,04	0,02	0,01	0,0016	0,0004	0,0001
7	5,26	5,36	5,2	5,27	-0,01	0,09	-0,07	0,0001	0,0081	0,0049
8	10,47	10,57	10,21	10,42	0,05	0,15	-0,21	0,0025	0,0225	0,0441

Среднее значение параметра оптимизации по параллельным опытам определяется по формуле (2). Например, для первого опыта:

$$\bar{y}_{u1} = \frac{1}{r} \sum_{v=1}^r y_{1v} = \frac{1}{3} (1,32 + 1,56 + 1,30) = 1,39 \text{ и т.д.} \quad (4)$$

где r – число параллельных опытов.

Дисперсии параллельных опытов представлена в табл. 4, и определяются по формуле (3). Для первого опыта

$$s_{u1}^2 = \frac{1}{3-1} \sum_{v=1}^3 (y_{1v} - \bar{y}_1)^2 = \frac{1}{2} (0,0049 + 0,0289 + 0,0081) = 0,02095 \quad (5)$$

Таблица 4

Значения дисперсии параллельных опытов

Опыт	Значение дисперсии
S_{u1}^2	0,02095
S_{u2}^2	0,0013
S_{u3}^2	0,00665
S_{u4}^2	0,0057
S_{u5}^2	0,00105
S_{u6}^2	0,00105
S_{u7}^2	0,00655
S_{u8}^2	0,03455

Для определения возможности проведения регрессионного анализа рассчитаны однородности дисперсий параллельных опытов по критерию Кохрена (G_p):

$$G_p = \frac{S_{u \max}^2}{\sum_{u=1}^N s_u^2} = \frac{0,03455}{0,0778} = 0,444087404, \quad (6)$$

где $S_{u \max}^2$ – наибольшее значение дисперсии параллельных опытов, Полученное значение G_p сравнивали с табличным для степеней свободы: числителя $f_1 = r - 1 = 3 - 1 = 2$; знаменателя $f_2 = N$, где N – число независимых опытов ($N = 8$) и соответственно при выбранном уровне значимости $\alpha = 0,05$, величина $G_{\text{табл}} = 0,5157$ [4].

$$G_{\text{табл}} = 0,5157 > G_p = 0,44409.$$

Следовательно, гипотеза об однородности дисперсии параллельных опытов принимается, так расчетное значение меньше табличного.

Расчетные значения параллельных опытов оказались однородными, что позволяет определить дисперсию воспроизводимости экспериментас²(у):

$$s^2(y) = \frac{1}{N} \sum_{u=1}^N s_u^2 = \frac{0,0778}{8} = 0,009725. \quad (7)$$

Ошибка эксперимента $s(y)$:

$$s(y) = \sqrt{s^2(y)} = \sqrt{0,009725} = 0,098615 \sim \quad (8)$$

Далее рассчитываются коэффициенты уравнения регрессии (1) по формуле:

$$b_i = \frac{1}{N} \sum_{u=1}^N X_{iu} \cdot \bar{y}_u, \quad (9)$$

и их взаимодействия:

$$b_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{u=1}^N X_{iu} \cdot X_{ju} \cdot \bar{y}_u. \quad (10)$$

Так, для коэффициента b_0 :

$$b_0 = \frac{1}{N} \sum_{u=1}^N X_{0u} \cdot \bar{y}_u = \frac{1,39+3,89+2,75+8,13+1,79+6,19+5,27+10,42}{8} = 4,97875$$

После расчета всех коэффициентов уравнение (1) принимает вид:

$$\hat{y} = 4,98 + 2,18X_1 + 1,66X_2 + 0,94X_3 + 0,45X_1X_2 + 0,21X_1X_3 + 0,26X_2X_3 - 0,27X_1X_2X_3 \quad (11)$$

Проверка статической значимости коэффициентов проводится с помощью t -критерия Стьюдента. Для полного факторного эксперимента ошибки всех коэффициентов уравнения регрессии равны между собой и определяются как

$$s(b_i) = \frac{s(y)}{\sqrt{N \cdot r}} = \frac{0,1}{\sqrt{8 \cdot 3}} = 0,0204. \quad (12)$$

Определим доверительный интервал:

$$\Delta b_i = t_{кр} s(b_i) = 2,12 \cdot 0,0204 = 0,0432. \quad (13)$$

Предельное значение критерия t выбирается из таблицы [5] для числа степеней свободы $f = N(r-1) = 16$ и принятом уровне значимости 0,05. Все коэффициенты уравнения оказались статически значимыми, то есть больше доверительного интервала.

Для приведения уравнения (9) к виду с натуральными значениями факторов используют формулу кодирования (2), подставляя в уравнение вместо кодовых натуральные значения факторов:

$$X_1 = \frac{\eta - 1,1}{0,9} \text{ и } X_2 = \frac{n - 1726,5}{1170,5}, X_3 = \frac{Ra - 4,191}{3,837}$$

Тогда уравнение (11) принимает следующий вид:

$$\hat{y} = 4,8109 - 2,4119\eta + 0,00069n - 0,4732Ra + 0,00242\eta n + 0,5165\eta Ra + 0,0001 \ln Ra - 0,000022\eta n Ra \quad (14)$$

Полученное уравнение проверяется на адекватность. Для этого оценивается отклонение предсказываемого расчетного значения параметра оптимизации \hat{Y} от экспериментального \bar{Y} для каждого осуществленного эксперимента, что позволяет определить дисперсию адекватности по формуле

$$s_{ad}^2 = \frac{r}{N - \lambda} \sum_{u=1}^4 (\bar{y} - \hat{y})^2 = \frac{3}{1} \cdot 0,005107 = 0,015321, \quad (15)$$

где λ – число значимых коэффициентов уравнения.

Так как получилось $N - \lambda = 0$, то добавим «свободный» опыт, получим $N - \lambda = 1$.

Адекватность уравнения оценивается с помощью F -критерия [6]:

$$F_p = \frac{s_{ad}^2}{s^2(y)} = \frac{0,015321}{0,009725} = 1,5754. \quad (16)$$

Так как $F_p = 1,5754 < F_{\text{табл}} = 3,6337$, при уровне значимости 0,05 и степенях свободы $f_{\text{об}} = N - \lambda = 9 - 8 = 1$ и $f_E = N \cdot (r - 1) = 8 \cdot (3 - 1) = 16$, то уравнение (14) является адекватным.

Так как количество факторов $k = 3$, то данная линейная модель (14) может быть проиллюстрирована плоскостью в трехмерном пространстве при изменении 2 факторов и фиксации оставшегося на постоянных уровнях. Как в кодовом, так и натуральном значении, характер плоскости остается без изменения.

На рисунке представлена поверхность отклика в натуральной форме при изменении двух факторов (шероховатости втулки и частоты вращения вала) и фиксированном значении вязкости магнитной жидкости $\eta = 0,2 \text{ Па}\cdot\text{с}$.

На основании полученных результатов и анализа уравнения позволил сделать следующие выводы:

С увеличением вязкости магнитной жидкости η , частоты вращения вала n и шероховатости наружной поверхности втулки Рамомент трения магнитожидконогогерметизатора возрастает (так как коэффициенты b_1 , b_2 и b_3 при X_1, X_2 и X_3 положительные), причем наибольшее влияние оказывает вязкость магнитной жидкости при выбранных уровнях варьирования ($b_1 > b_2 > b_3$).

Наряду с линейными эффектами значимыми оказались также и эффекты взаимодействия факторов, и эти взаимодействия практически одинаково влияют на момент трения. Для уменьшения момента трения необходимо стремиться:

- при увеличении вязкости магнитной жидкости снижать скорость вращения вала;
- при увеличении скорости вращения вала снижать шероховатость наружной поверхности втулки;
- при увеличении шероховатости наружной поверхности втулки снижать вязкость магнитной жидкости.

Использование полного факторного эксперимента позволило не только оценить влияние факторов и их взаимодействий на момент трения, но и наметить гипотезы по выявлению механизма процесса.

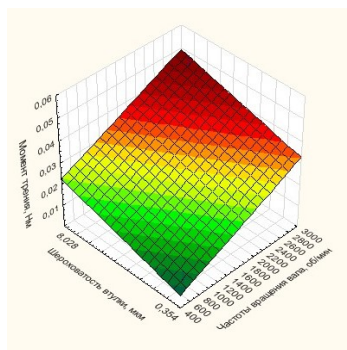


Рис. Поверхность отклика в натуральной форме

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Евдокимов Ю.А.** Планирование и анализ экспериментов при решении задач трения и износа/ Ю. А. Евдокимов, В.И. Колесников, А.И. Тетерин // М.: Наука, 1980. –228 с.
2. **Красовский Г.И.** Планирование эксперимента / Г.И. Красовский, Г.Ф. Филаретов // Минск.: Издательство БГУ им. В. И. Ленина, 1982. – 302 с.
3. **Полетаев В.А.**, Власов А.М., Пахолкава Т.А. Установка для исследования эксплуатационных характеристик магнитожидкостных герметизаторов / В.А. Полетаев, А.М. Власов, Т.А. Пахолкава// Вестник УГАТУ– Уфа: ФГБОУ ВО «УГАТУ». 2017. – Т. 21. – №2.– С.17-23.
4. **Табличные значения коэффициентов** [Электронный ресурс] / СТИ НЯУ МИФИ / кафедра ХитМСЭ – (http://chem.ssti.ru/files/subjects/OMS/Tablichnye_znacheniya_kriteriev.pdf)
5. **Математическое моделирование:** В.И. Скурихин [и др.]. – К.:Техника, 1983. – 270 с.
6. **Планирование эксперимента в технике** / В.И. Барабашук [и др.]. - К.: Техника, 1984. – 200 с.

ЭФФЕКТ МАГНИТНОЙ ПРУЖИНЫ В МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ УСТРОЙСТВАХ

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

Аннотация: Эффект магнитной пружины проявляется во всех электромеханических устройствах с ограниченными размерами явных полюсов. Изменение магнитной проводимости системы при относительном перемещении полюсов вызывает появление сил магнитного тяжения. Проявления этих сил в электромеханических устройствах с магнитной жидкостью имеет свои оригинальные особенности.

Ключевые слова: магнитная жидкость, механическое воздействие, магнито-реологическая суспензия, полюсы, пластическая вязкость, магнитные силы.

EFFECT OF THE MAGNETIC SPRING IN THE MAGNETORHEOLOGICAL FLUID DEVICES

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

Abstract: The effect of the magnetic spring is available in all electromechanical devices with limited size of the poles. The change in the magnetic conductivity of the system with the relative displacement of the poles causes the appearance of strengths of the magnetic stringing. The manifestations of these forces in magnetorheological fluid electromechanical devices has its original features.

Keywords: magnetic fluid



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



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 130 научных публикаций, в том числе 4 авторских свидетельства, 8 патентов на изобретения, 4 монографии. Область научных интересов – маг-

нитожидкостные устройства. Работает доцентом кафедры электромеханики ИГЭУ. Работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ и Минобразования РФ.



НЕСТЕРОВ Сергей Александрович окончил ИГЭУ в 2011 году, по специальности инженер-электромеханик. Занимается научной работой по исследованию магнитожидкостных устройств, имеет 12 научных публикаций, 4 патента на изобретения.

Состояние вопроса. Эффект магнитной пружины, проявляющийся в возникновении усилий, возвращающих смещающийся элемент устройства в исходное положение при изменении магнитной проводимости, известен. Усилия возникают при сближении постоянных магнитов одноимённой полярности, при боковом смещении двух магнитопроводящих деталей, вызывающих уменьшение их общей проводимости магнитному потоку.

В магнитожидкостных устройствах проявление эффекта магнитной пружины имеет свои особенности. В первую очередь это проявляется в том, что усилия магнитной пружины возникают не только при ферромагнитных полюсах, разделённых зазором, но и при сочетании деталей, выполненных из ферромагнитного и немагнитного материалов. Кроме того в магнитожидкостных демпферах всегда есть сочетание поверхностей, движущихся друг относительно друга. Принцип возникновения усилий магнитной пружины поясняют принципиальные конструкции, изображённые на рис. 1.

Основой является неподвижный узел корпуса 1 с чередующимися парами полюсов 2, разделённых по вертикали межполюсными пространствами. Показаны две пары полюсов, их может быть и больше. Выше и ниже рабочей зоны, ограниченной по вертикали системой полюсов, образованы буферные пространства для перемещения подвижного элемента, на рисунке не показаны. Подвижный элемент или поршень 3 перемещается по вертикали и может совершать колебательные движения относительно среднего положения, которое может быть изменено. Пространство между полюсами и оба буферных пространства заполнены магнитной жидкостью (МЖ) или магнитоореологической суспензией (МРС).

В магнитожидкостных демпферах (МЖД), использующих эффект магнитной пружины, большое влияние на формирование силовой характеристики оказывает конструкция поршня и материал, из которого он изготавливается [1]. Ферромагнитный подвижный элемент поршня должен иметь по вертикали размер, равный высоте полюсов. В исходном положении в зазоре между полюсами подвижный элемент обеспечивает максимальную магнитную проводимость зазора (рис. 1,а).

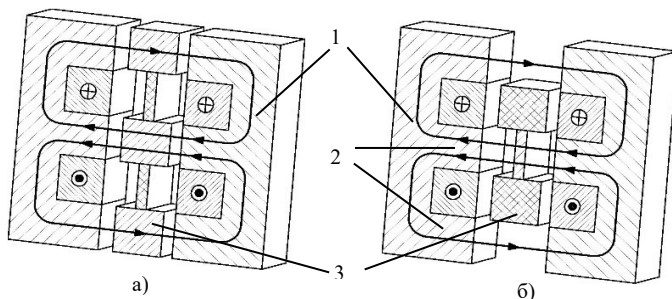


Рис. 1. К принципу действия магнитной пружины при ферромагнитном (а) и немагнитном (б) подвижном элементе:

1 – неподвижный корпус; 2 – полюсы; 3 – подвижный элемент

При его смещении магнитная проводимость между полюсами корпуса уменьшается из-за выхода ферромагнитного элемента, и возникает сила, стремящаяся возратить подвижный элемент в исходное положение. Если поршень состоит из двух магнитных элементов, разделённых немагнитной проставкой с шагом, равным шагу полюсов по вертикали, то сила магнитной пружины возрастёт. При полном выходе магнитного элемента из рабочего зазора сила падает до нуля.

Немагнитный поршень для большей эффективности также должен иметь элементы, разделённые тонкой проставкой, около которой пространство может заполняться МЖ. В исходном положении элементы поршня должны находиться в межполюсном пространстве (рис. 1, б). При перемещении вверх немагнитный поршень вытесняет МЖ из рабочего зазора, уменьшая тем самым магнитную проводимость между полюсами, что вызывает появление противодействующей движению силы.

Вязкостные силы играют большую роль в формировании силовой характеристики МЖД. Поршень может быть выполнен сплошным, что увеличивает длину щели, по которой среда перетекает из одного буферного пространства в другое при движении подвижного элемента. Однако эффект магнитной пружины видоизменяется. Пусть поршень из магнитного материала имеет длину, равную высоте рабочей зоны: трёх полюсов и двух межполюсных пространств. При смещении поршня вверх кроме силы от перетекания вязкой МЖ в щелевом зазоре будет возникать сила магнитной пружины, направленная вниз, стремящаяся вернуть магнитный поршень в исходное состояние. Верхняя часть поршня создаёт малое усилие, только за счёт изменения краевой проводимости полюса. Если из такого же исходного состояния смещается немагнитный поршень, то в его нижней части возникает усилие, выталкивающее его из зазора между полюсами. Эти особенности следует учитывать при проектировании МЖД.

Постановка задачи. Следует выяснить проявление эффекта магнитной пружины и её особенности в электромеханических устройствах, в частности в МЖД, возможности использования этих сил для повышения эффективности работы магнитожидкостных электромеханических устройств. Необходимо оценить влияние МЖ на величину сил, характер их изменения, сочетание действия сил магнитной природы и вязкостного сопротивления движению поршня в магнитном поле устройства. В первую очередь следует выявить эффекты магнитной пружины в статике, при очень медленном перемещении поршня.

Лабораторная установка. Исследование эффекта магнитной пружины в МЖД было проведено на плоской лабораторной установке с двумя парами полюсов, разделённых межполюсным пространством, равным полюсу. Высота полюсов равна 10 мм, ширина – 30 мм, зазор между полюсами – 14 мм. Межполюсное пространство выполнено немагнитным. Магнитный поршень состоит из двух ферромагнитных призм 10x10x30 мм, разделённых немагнитной проставкой 10x10x30 мм. Полная высота поршня 30 мм. Немагнитный поршень выполнен сплошным высотой 30 мм и толщиной 10 мм. Зазоры между поршнем и поверхностями корпуса 2 мм с каждой стороны. Исследование эффекта магнитной пружины проводилось в статическом режиме. Магнитное поле создаётся лабораторной установкой намагничивания типа ФЛ-1.

В статическом режиме поршень перемещался от исходного положения вверх на 2 мм, и через 5 мин. измерялось действующее на подвижный элемент усилие резисторным тензодатчиком YZC-516С. Сигнал тензодатчика передавался на вход компьютера через плату ввода-вывода сигналов РСІ 6023Е. Затем поршень перемещался ещё на 2 мм и снималось следующее значение силы. Положительный сигнал тензодатчика соответствует его растяжению, а отрицательный – сжатию. Перемещение вверх было на 40 мм, а затем подвижный элемент с тем же шагом перемещался вниз в исходное положение. Эксперимент проводился в отсутствие и при наличии МРС с изменением поперечного магнитного поля от 0,00 до 0,40 Тл.

Материалы и методы. Исследование усилий магнитной пружины проводилось на лабораторной установке МЖД с использованием МРС на основе ПЭС-4. В жидкую основу добавлено в равных частях карбонильное железо средней дисперсности 1,4 мкм и магнетит размером 10 нм. Общая объёмная доля магнитной составляющей равна 0,2. Анализ кривой намагничивания выявил диапазон изменения относительной магнитной проницаемости МРС от 2,1 до 1,4.

Первоначально снималась силовая характеристика модели демпфера без МРС, что позволило учесть силы трения и перекосов подвижного поршня

при отсутствии магнитного поля и при его наличии. При магнитном поле усилие трения несколько возрастает за счёт возникновения одностороннего тяжения, что проявляется у поршня с магнитопроводящими полюсами. Далее снималась силовая характеристика модели, заполненной МРС, при отсутствии и наличии магнитного поля. МРС заполняла весь объём модели: рабочую область и буферные пространства сверху и снизу.

Из данных при наличии МРС и магнитном поле вычиталась силовая характеристика модели без магнитного поля. В результате получены силовые характеристики, обусловленные эффектом магнитной пружины и вязкостью МРС при нулевом градиенте скорости сдвига. Разность модулей сил, необходимых для перемещения полюса вверх и вниз, равен удвоенному значению силы магнитной пружины со знаком минус, если за положительное значение сил принять направление вверх. Сумма модулей сил перемещения полюса вверх и вниз равна удвоенному значению сил вязкости с учётом структурирования МРС в магнитном поле. Эта сила всегда направлена против сдвига поршня в любую сторону.

Анализ результатов. На рис. 2 показаны кривые изменения сил, действующих на поршень в отсутствие МРС, её наличии и изменении магнитного поля. Под осью абсцисс показаны соответствующие кривым положения поршня, а направление движения стрелками. Силы механического сопротивления движению поршня без МРС характеризуют качество изготовления лабораторной модели. Для нулевого положения поршня, когда он занимает всю высоту рабочего зазора, сравнение сил смещения вверх-вниз даёт значение силы трения 7,8 Н, а для веса поршня получаем – 1,56 Н. Так как вес немагнитного поршня составляет 0,5 Н, то следует принять силу в 1 Н, соответствующей дополнительной механической силе от перекоса поршня при его движении. Этот перекося возникает от несоосности отверстий в верхней и нижней стенках модели, в которых перемещается шток поршня. В нижнем положении поршня, $h = -18$ мм, силы перекоса меньше, чем в верхнем положении, $h = 18$ мм, где они достигают значения 22,6 Н. Силы механического сопротивления во всех снятых кривых проявляются одинаково, что позволяет учесть их при анализе результатов эксперимента.

Наличие в рабочем зазоре МРС увеличивает сопротивление перемещению поршня в отсутствие магнитного поля в среднем на 8,6 Н. В магнитном поле силы сопротивления перемещению поршня растут по мере увеличения магнитной индукции (рис. 2) и вязкости МРС. Характер изменения сил сопротивления остаётся такой же, как при отсутствии поля. На всех последующих рисунках значения магнитной индукции соответствуют данному рисунку.

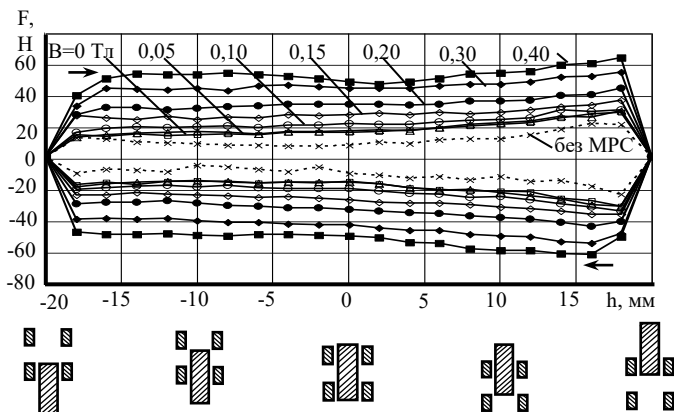


Рис. 2. Зависимость статической силы сопротивления демфера с МРС от положения немагнитного поршня

Только при достижении значений магнитной индукции 0,3 Тл и больше начинает заметно проявляться эффект магнитной пружины. Это выражается в росте силы сопротивления перемещению поршня при его движении вверх, что вызвано уменьшением краевой магнитной проводимости нижнего полюса ($h = -15$ мм), а затем и верхнего. После прохождения торцом поршня половины высоты полюса ($h = -5$ мм) сила сопротивления от магнитной пружины ослабевает и снижается до нуля при $h = 0$ мм, среднее положение поршня. При дальнейшем движении поршня вверх сила магнитной пружины меняет свой знак и стремится вытолкнуть поршень вверх, что проявляется в продолжающемся уменьшении силы движущей поршень вверх ($h = 5$ мм). Однако она заметно меньше вязкостных сил и при выходе поршня из зазора нижнего полюса практически исчезает.

При движении поршня в нулевом положении имеем чисто вязкостное сопротивление перемещению поршня. Из кривых рис. 2 видно, что вязкостные силы МРС в магнитном поле заметно больше сил от эффекта магнитной пружины при немагнитном поршне. Это заметно из близкого совпадения сил сопротивления от значений магнитной индукции внешнего поля в разных положениях поршня относительно полюсов системы. Только при больших магнитных индукциях (более 0,3 Тл) заметно отличие сил от положения поршня и полюсов.

Движение поршня вниз сопровождается теми же эффектами, что и движение вверх. Только теперь силы магнитной пружины направлены вверх и сначала способствуют быстрому уменьшению модуля силы, перемещающей поршень вниз. Однако они быстро спадают до нуля и после среднего положения поршня практически не проявляются.

Эффект магнитной пружины более ярко выражен при использовании поршня с ферромагнитными элементами, который оказался выполненным лучше. Об этом свидетельствует более узкая петля гистерезиса при движении поршня вверх–вниз без МРС в рабочем зазоре (рис. 3). Увеличение силы трения из-за несоосности направляющих отверстий и движущихся в них штоках оказалось меньшим, чем у немагнитного поршня, и одинаковым в крайних нижнем и верхнем положении поршня.

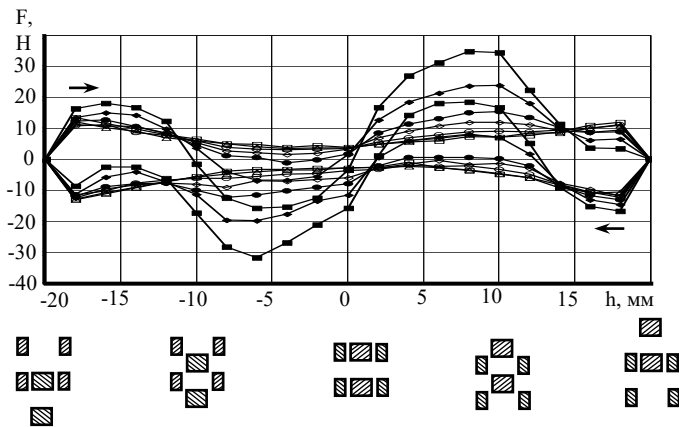


Рис.3. Зависимость статической силы сопротивления демпфера с ферромагнитным поршнем без МРС от положения поршня

На рис. 3 показаны кривые изменения действующих на поршень усилий при его смещении на 40 мм вверх, и затем возвращение в исходное положение в отсутствие МРС в рабочем зазоре. Основные положения поршня показаны на рисунке, направление движения стрелками. Из кривых видно, что при смещении поршня вверх его ферромагнитная часть выходит из зазора между полюсами и возникает возвращающая сила, направленная вниз.

При дальнейшем движении поршня с полюсами корпуса начинают взаимодействовать обе его ферромагнитные части, растут силы, направленные вверх. Следует удерживать поршень в нужном положении, что проявляется в отрицательных значениях тензодатчика. Когда поршень займёт симметричное положение относительно полюсов, сила магнитной пружины падает до нуля. При дальнейшем движении вверх сначала возникает значительная сила, направленная вниз, которая к завершению перемещения снижается до нуля. Перемещение поршня вниз даёт аналогичные результаты. Заполнение модели МРС ведёт к смягчению эффекта магнитной пружины (рис. 4).

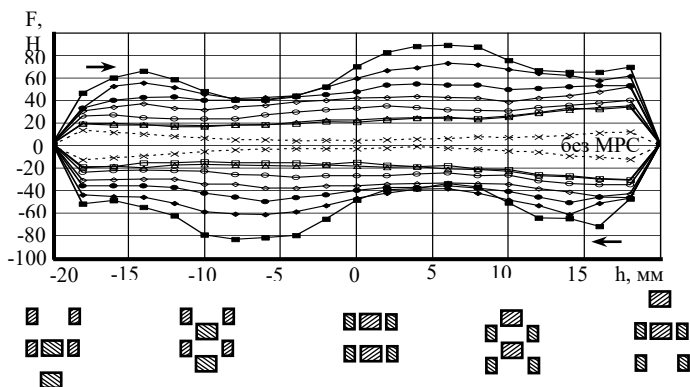


Рис. 4. Зависимость статической силы сопротивления демфера с ферромагнитным поршнем и MPC от положения поршня

Вязкость MPC в магнитном поле возрастает и при положении поршня в рабочей области от минус 10 до 0 мм сигнал тензодатчика остаётся положительным. Однако характер изменения силы магнитной пружины остаётся тем же: сначала она направлена вниз и увеличивает движущую силу; затем меняет направление, что проявляется в уменьшении результирующей силы; после нулевого положения сильное увеличение направленной вниз силы и постепенное её снижение до нуля. Магнитовязкостные силы уменьшаются по мере сокращения длины участка поршня, находящегося в области больших магнитных индукций, при выходе поршня из рабочей зоны.

Можно провести разделение сил магнитной пружины и вязкости MPC для разных значений магнитной индукции внешнего магнитного поля. Для поршня с ферромагнитными элементами такие кривые показаны на рис. 5, 6.

Из представленных кривых видно, что силы вязкости MPC значительно больше сил от эффекта магнитной пружины. Особенно это заметно при слабых магнитных полях, в которых сильно проявляется структурирование MPC. Силы вязкостного эффекта максимальны при симметричном положении поршня относительно полюсов корпуса, когда силы магнитной пружины фактически равны нулю.

Таким образом, из приведённых рисунков видно, использование сочетания эффекта магнитной пружины и изменения вязкости MPC в магнитном поле расширяет возможности по формированию силовой характеристики сопротивления МЖД при его проектировании.

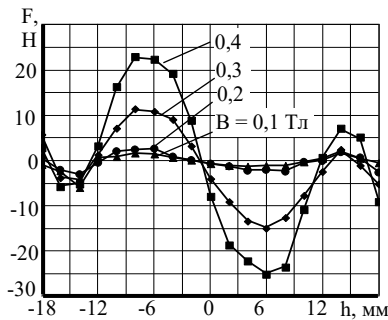


Рис. 5. Силы магнитной пружины от положения магнитного поршня

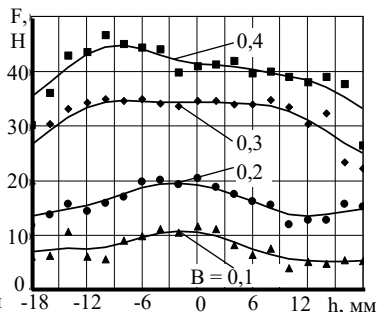


Рис. 6. Силы вязкостного страгивания поршня в МРС

Поршень из немагнитного материала вызывает слабое действие сил магнитной пружины по сравнению с магнитовязкостными силами. Эффект магнитной пружины более ярко проявляется у поршня с ферромагнитными элементами. При малых скоростях перемещения поршня силы магнитной пружины и магнитовязкостные сопоставимы друг с другом. Это особенно проявится при значениях магнитной индукции в зазоре более 0,5 Тл, когда возможности структурирования МРС иссякнут, а эффект магнитной пружины возрастёт. Следовательно, в заключительной стадии гашения колебаний, когда скорость перемещения поршня падает и вязкостный эффект демпфирования уменьшает своё значение, на первый план выходят силы магнитной пружины. Их использование позволит повысить эффективность демпфирования при малых амплитудах и частотах колебаний.

Наличие большого количества пар полюсов на поршне и корпусекратно увеличивает силы магнитной пружины. Значение силы сопротивления будет определяться минимальным числом пар полюсов на корпусе или поршне. Кроме этого следует соразмерять длину рабочей зоны с полюсами и возможную амплитуду колебания. Если амплитуда колебания велика, то наличие рабочей зоны такого же размера может увеличить размеры МЖД до недопустимых пределов. Поэтому при проектировании МЖД следует учитывать много разных факторов и противоречивых требований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Казаков, Ю.Б. Управляемые демпфирующие устройства с использованием нанодисперсных магнитных жидкостей / Ю.Б. Казаков, Н.А. Морозов, С.А.Нестеров, И.М. Арефьев //ФГБОУВО ИГЭУ. – Иваново, 2016. – 148 с.

РЕСУРС ТРИБОТЕХНИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ С МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТЬЮ ФУНКЦИОНИРУЮЩИХ В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

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. В работе показан пример инженерного расчета ресурса работы радиального магнитожидкостного подшипника по критерию допустимой вязкости магнитной жидкости. В качестве смазочной среды выбрана магнитная жидкость с хорошей коллоидной устойчивостью на основе синтетической жидкости диоктилсебагината, в которую введен специально подобранный пакет присадок для улучшения ее противоизносных и антифрикционных свойств, а также для снижения активности процессов деструкции при повышенных температурах.

Даны рекомендации по проведению расчета ресурса при ограниченном объеме исходной информации о свойствах магнитной жидкости.

Ключевые слова: ресурс трибоузлов, магнитная жидкость, интенсивность испарения, магнитожидкостный подшипник.

TRIBOTECHNICAL DEVICE RESOURCE WITH MAGNETIC FLUID FUNCTIONING IN THE GAS ENVIRONMENT

Bolotov A.N.¹, Novikova O.O., Novikov V.V.

Tver State Technical University, Tver, Russian Federation
E-mail: alnikbltov@rambler.ru¹

Annotation. In work the example of engineering calculation of a resource of work of a radial magnitozhidkostnogo bearing on the criterion of permissible viscosity of a magnetic liquid is shown. As a lubricant medium is chosen magnetic liquid with good colloidal stability on the basis of synthetic liquid dioktilsebacinata, which introduced a specially selected additive package to improve its anti-wear and anti-friction properties, as well as to reduce the activity of destruction processes at elevated temperatures. The recommendations on carrying out of calculation of a resource at the limited volume of the initial information on properties of a magnetic liquid are given.

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 тведосмазочными 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.

Магнитная жидкость эффективно используется во многих узлах современных машин и механизмов. Неоспоримыми достоинствами обладают триботехнические узлы, рабочим телом которых служит магнитное масло, являющееся одной из разновидностей магнитной жидкости [1-5].

Однако, до настоящего времени отсутствует методика расчета долговечности магнитожидкостных узлов или устройств, которая бы учитывала именно физико-химические особенности строения магнитной жидкости. Как правило, именно магнитная жидкость является тем структурным элементом сложной технической системы, которая лимитирует его срок службы. Магнитная жидкость может перестать выполнять свои функции по разным причинам. Например, может нарушиться коллоидная структура магнитной жидкости под влиянием сильных маг-

нитных полей, термомеханических воздействий и произойдет необратимая коагуляция магнитных дисперсных частиц. Однако, изменяя условия эксплуатации магнитного масла достаточно просто сохранить коллоидную стабильность магнитной жидкости. Наиболее значимое ограничение ресурса изделий с магнитной жидкостью происходит из-за испарения основы магнитных жидкостей. В результате этого термоактивированного процесса возрастает вязкость магнитной жидкости вплоть до потери текучести, и значит магнитная жидкость перестает выполнять свои функции. Таким образом, для оценки ресурса магнитожидкостных узлов (подшипников) первоначально необходимо знать уравнение описывающую динамику испарения основы магнитной жидкости. Подробный анализ оценки ресурса магнитожидкостных устройств с поверхностью магнитной жидкости открытой в вакууме разобран в работе [6].

Уравнение, позволяющее оценить долговечность узлов (механизмов) с магнитной жидкостью, эксплуатируемых в газовой среде, в частности в атмосфере, была так же нами получено и его вывод приведен в статье [7]. Ресурс магнитожидкостного узла по существу равен времени, в течение которого концентрация магнитной фазы возрастает от начального значения ω_{ss} до допустимого, ω_{sf} которое в свою очередь определяется предельной вязкостью магнитной жидкости.

Ресурс t атмосферного магнитожидкостного подшипника для случая, когда поверхность магнитной жидкости полностью открыта, можно рассчитать по следующей формуле [7]:

$$t = \frac{\rho V}{\Psi_1} \left[\omega_{sf} - \omega_{ss} + \omega_{ss} \ln \left(\frac{1 - \omega_{ss}}{1 - \omega_{sf}} \right) \right] \quad (1)$$

$$\Psi_1 = \frac{DCP_s \mu}{2R_o T \varepsilon_0} \left(1 + \frac{DC}{2\varepsilon_0 S(1 - \omega_s)} \sqrt{\frac{2\pi\mu}{R_o T}} \right)^{-1}$$

где V - объем магнитной жидкости, D - коэффициент диффузии молекул пара в окружающем газе, S - поверхность через которую происходит массоперенос (обычно, поверхность магнитной жидкости), T - абсолютная температура, μ - молярная масса, R_o - универсальная газовая постоянная, ε_0 - электрическая постоянная, C - эквивалентная электрическая емкость, P_s - давление насыщенных паров при данных условиях, ρ - плотность жидкой фазы.

В том случае, когда магнитная жидкость находится в полости с небольшим отверстием, ресурс магнитожидкостного подшипника рассчитывается по формуле:

$$t = \frac{V(\omega_{sf} - \omega_{ss})\rho}{\Psi_2} \quad (2)$$

$$\Psi_2 = \frac{DS_0 P_s \mu}{R_0 Th} \left(1 + \frac{DS_0}{hS(1 - \omega_s)} \sqrt{\frac{2\pi\mu}{R_0 T}} \right)^{-1}$$

где S_0 – площадь отверстия, h – длина канала отверстия.

Покажем, как может быть определен ресурс, например, радиального подшипника скольжения [8] смазываемого магнитной жидкостью (правильнее было бы сказать – магнитным смазочным маслом). Упрощенная схема радиального подшипника 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.

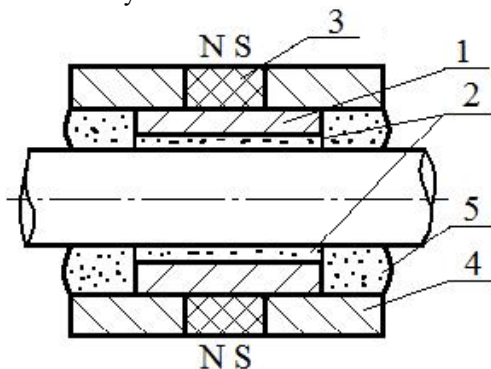


Рис. Радиальный магнитожидкостный подшипник скольжения

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 2,4 см³; свободная поверхность жидкости, обращенная в вакуум 4,68 см². 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 6,4 мм².

Для подшипников скольжения нами была разработана перспективная магнитная жидкость [2] с хорошей коллоидной устойчивостью на основе синтетической жидкости диоктилсебагината (ДОС). Химическая формула диоктилсебагината $C_{26}H_{50}O_4$. Для улучшения противоизносных и антифрикционных свойств магнитной жидкости, работающей при граничном режиме смазывания, а также для снижения активности процессов деструкции при повышенных температурах в ее состав вводится специально подобранный пакет присадок. Магнитная жидкость имеет намагниченность около 25 кА/м и достаточно низкую динамическую вязкость: 0,1- 0,3 Па·с при 20 °С. Содержание твердой фазы с учетом сольватных оболочек составляет $\omega_{ss} = 0,143$. Основные физико - химические свойства диоктилсебагината, взятые из различных литературных источников приведены в табл. 1.

Для проведения расчетов ресурса подшипника при различных температурах окружающей среды дополнительно к приведенным в табл. 1 данным требуется знать коэффициент взаимной диффузии хотя бы для одного значения температуры и давления газа (в нашем случае - воздуха) и давление насыщенных паров при температуре отличной от 20 °С.

Таблица 1

Физико-химические свойства диоктилсебагината

№ п/п	Свойства жидкости	Численное значение
1.	Молярная масса, кг/моль	0,426
2.	Плотность, кг/м ³	910
3.	Динамическая вязкость, Па·с	0,019 - 0,023
4.	Температура застывания, °С	- 60
5.	Температура вспышки, °С	240
6.	Давление насыщенных паров при 20°С, Па	0,086
7.	Температура кипения при 133 Па, °С	220

Рассмотрение с молекулярно-кинетических позиций частного случая равновесия между скоростью процесса испарения и обратного процесса конденсации, позволяет получить простую формулу для давления насыщенного пара:

$$P_s = \frac{\rho R_o T}{\mu} \exp\left(-\frac{L_o \mu}{R_o T}\right) \quad (3)$$

где L_o - удельная теплота испарения, ρ - плотность. Используя табличное значение P_s , можно из этой формулы найти удельную теплоту испарения и затем рассчитать P_s для любой произвольной температуры (не вблизи тройной точки). Определенное таким образом давление насыщенного пара ДОС для интересующей нас температуры 100°С составило около 5 Па. Однако формула (3) дает не всегда надежное значение,

особенно если коэффициент конденсации отличается от единицы и свойства газа не описываются уравнением Клайперона.

Для приближенных расчетов давления насыщенных паров часто пользуются двухпараметрической формулой Клаузиуса-Клайперона

$$P_s = a \cdot \exp\left(-\frac{b}{T}\right) \quad (4)$$

где a и b - некоторые константы, определяемые опытным путем. Для того, чтобы проводить расчеты по формуле (4) необходимо определить эти константы, например, воспользовавшись двумя значениями P_s при разных температурах, одно из которых указано в табл. 1. В этой таблице, кроме давления, насыщенного пара при 20°C, приведена стандартизованная температура кипения ДОС при 133 Па. Из физического содержания процесса кипения вытекает, что давление 133 Па является давлением насыщенного пара жидкости ДОС при температуре 220 °С. С учетом этих величин, расчетные значения констант в уравнении (4) такие: $a \approx 5,4 \cdot 10^6$ Па; $b \approx 5250$ К и, следовательно, давление насыщенного пара при 100 °С будет равно $P_s \approx 4$ Па. Значит, применив разные подходы к определению неизвестного давления P_s , получили приблизительно одинаковые значения, среднее из которых и примем для оценки ресурса подшипника.

Для нахождения коэффициента взаимной диффузии D воспользуемся экспериментальными результатами, полученными нами при исследовании интенсивности испарения диакилсебацината и магнитной жидкости на его основе [2]. В процессе указанных исследований изучалась временная зависимость интенсивности испарения жидкостей при различных температурах. Испытуемая жидкость находилась в открытом вертикально расположенном цилиндрическом сосуде, помещенном в термостат. Для данных условий испарения, можно показать, что интенсивность испарения W , т.е. скорость убыли массы в расчете на единицу поверхности, теоретически хорошо описывается следующей формулой

$$W = \frac{DP_0\mu}{R_0TH}$$

где H - расстояние от края сосуда до поверхности жидкости. Выразив давление P_0 через P_s получим уравнение, по которому можно определить коэффициент взаимной диффузии паров ДОС в воздухе

$$D = \frac{WR_0TH}{\mu} \left(P_s - \frac{W}{\alpha \sqrt{\frac{\mu}{2\pi R_0 T}}} \right)^{-1}$$

Подставив в последнюю формулу опытные данные интенсивности испарения из работы [2], получили следующее значение коэффициента взаимной диффузии для нормального атмосферного давления и температуры 100 °С: $D \approx 3,4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$. Значение коэффициента диффузии при других параметрах состояния газовой среды можно определить по следующей формуле:

$$D = D_0 \frac{P_{A0}}{P_A} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2}$$

где D - коэффициент диффузии при температуре T и давлении P_A , D_0 - известный коэффициент диффузии при температуре T_0 и давлении P_{A0} .

Для вычислений ресурса магнитожидкостного подшипника остается определиться со значением предельной концентрации твердой фазы ω_{sf} . Известно, что при концентрации твердых частиц превышающей $\omega_{sf} = 0,52$, соответствующей условию для образования в жидкости квазикубической структуры из частиц, вязкость магнитной жидкости начинает достаточно резко возрастать. В результате, нарушается нормальная работа подшипника, что выражается в недопустимом повышении температуры подшипника и переходу от гидродинамического режима трения к граничному. Поэтому, критическое значение объемной концентрации дисперсной фазы принято равным 0,52.

Таблица 2

Ресурс магнитожидкостного подшипника при различных условиях нахождения магнитной жидкости

Условия испытаний		Ресурс, годы
Поверхность МЖ полностью открыта	Температура 20°С	6,9
	Температура 100°С	0,13
МЖ находится в полости с отверстием	Температура 20°С	28,7
	Температура 100°С	0,53

Результаты расчета ресурса магнитожидкостного подшипника для двух температур эксплуатации и двух различных условий испарения дисперсионной среды, от которых зависит скорость рассеяния пара, приведены в табл. 2. Как и следовало ожидать, ресурс подшипника приблизительно по экспоненте уменьшается в зависимости от обратной температуры. Изменяя форму и размеры полости, в которой находится поверхность магнитной жидкости можно добиться существенного увеличения срока службы подшипника.

Таким образом, показан пример инженерного расчета ресурса работы магнитожидкостного подшипника по критерию допустимой вязкости магнитной жидкости. Приведенные сведения необходимы при конструировании

нии магнитожидкостных трибоузлов и выборе магнитожидкостной рабочей среды для обеспечения необходимого срока их эксплуатации. Даны рекомендации по проведению расчета ресурса при ограниченном объеме исходной информации о свойствах магнитной жидкости.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта № 17-08-00614; 17-48-690826).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Орлов, Д.В. Магнитные жидкости в машиностроении / Д.В. Орлов, Ю.О. Михалев, Н.К. Мышкин и др. М.: Машиностроение, 1993. 272 с.
2. Болотов, А.Н. Триботехника магнитопассивных опор скольжения: монография / А.Н. Болотов, В.Л. Хренов. Тверь: ТГТУ, 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. № 4. С. 409-416.
5. Болотов, А.Н. Магнитные масла триботехнического назначения / А.Н. Болотов, В.В. Новиков, О.О. Новикова // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. 2009. № 1. С. 5-9.
6. Болотов, А.Н. Оценка долговечности трибоузлов с магнитной жидкостью по динамике испарения жидкости-носителя / А.Н. Болотов, В.В. Новиков, О.О. Новикова // Справочник. Инженерный журнал с приложением. 2016. № 3 (228). С. 23-28.
7. Болотов, А.Н. Расчет ресурса магнитожидкостных узлов трения в газовой среде / А.Н. Болотов, В.В. Новиков, О.О. Новикова // Вестник машиностроения. 2016. № 10. С. 55-59.
8. Болотов, А.Н. Триботехника магнитопассивных и магнитожидкостных подшипниковых опор скольжения: дис. д-ра техн. наук / А.Н. Болотов. Москва: Московский институт машиноведения Российской академии наук, 1993. 539 с.

РАЗРАБОТКА МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ГЕРМЕТИЗАТОРОВ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ ЗАЩИТНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ

Баженов В.С.¹, Сайкин М.С., Федосеева В.П.
ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»,
г. Иваново, Российская Федерация,
E-mail: vladik-web@yandex.ru¹

Аннотация. Разработаны конструкции магнитожидкостных герметизаторов с защитными элементами. Проведено численное исследование одной из разработанных конструкций. Даны рекомендации по их применению.

Ключевые слова: магнитожидкостный герметизатор, защитный элемент, постоянный магнит, магнитная жидкость.

DEVELOPMENT OF MAGNETIC FLUID SEALS WITH PROTECTIVE ELEMENTS

Bazhenov V.S.¹, Saikin M.S., Fedoseeva V.P.
Ivanovo, State Power Engineering University, Russia
E-mail: vladik-web@yandex.ru¹

Abstract. The concepts of magnetic fluid seals with protective elements have been developed. One of the developed concept is numerically studied. Recommendations for their application are given.

Keywords: magnetic fluid seal, protective element, permanent magnet, magnetic fluids.



БАЖЕНОВ Владимир Сергеевич в 2012 году окончил с отличием Ивановский государственный энергетический университет им. В.И.Ленина по специальности «Электротехнологические установки и системы». В настоящее время старший преподаватель кафедры ТОЭЭ Ивановского государственного энергетического университета им. В.И. Ленина. Имеет более 30 публикаций, в том числе 2 патента на полезные модели.



САЙКИН Михаил Сергеевич окончил 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 «Поллюс». В 1998 году в МЭИ (ТУ) защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Разработка и исследование электромеханических магнитожидкостных герметизаторов специального технологического оборудования». Имеет более 180 публикаций, в том числе 48 статей, 50 разработок, защищённых охранными документами, 2 монографии. С 2000 года доцент кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий ИГЭУ, «Заслуженный изобретатель России».



ФЕДОСЕЕВА Виктория Павловна студентка 3 курса электроэнергетического факультета, обучающаяся по направлению «Электротехника и электроэнергетика» Ивановского государственного энергетического университета им. В.И.Ленина. Имеет 2 статьи.

При уплотнении вращающихся валов технологического оборудования [1] в герметизируемом объеме могут содержаться магнитные частицы. Причиной их возникновения является износ трущихся металлических деталей узлов и продукты технологической переработки. Попадание магнитных частиц в рабочий зазор магнитожидкостных герметизаторов (МЖГ) может привести к механическому повреждению зубцов герметизатора, а также возникновению магнитопроводных цепочек в рабочем зазоре. Это приводит к возникновению короткого замыкания магнитной цепи герметизатора и вызывает нарушение его работы.

Для исключения попадания магнитных частиц в рабочий зазор МЖГ разработаны конструкции, в которых имеется защитный элемент. Необходимость в таких конструкциях возникает при герметизации вращающихся валов технологического оборудования перерабатывающих предприятий угольной промышленности.

Принцип действия таких конструкций основан на удержании магнитных частиц в дополнительном зазоре, который может быть образован защитным элементом и валом и является частью магнитопровода МЖГ (рис.1) [2]. Постоянный магнит в таких конструкциях может являться одновременно источником магнитного поля герметизатора и защитного элемента.

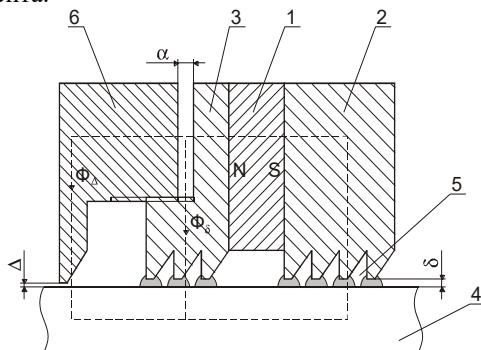


Рис.1. Магнитожидкостный герметизатор с защитным элементом

МЖГ (рис. 1) состоит из магнитной системы, состоящей из постоянного магнита 1, намагниченного в осевом направлении, к торцевым по-

верхностям которого примыкают полюсные приставки 2 и 3. Они образуют рабочий зазор δ с вращающимся валом 4, который заполнен магнитной жидкостью (МЖ) 5.

МЖГ (рис. 1) состоит из магнитной системы, состоящей из постоянного магнита 1, намагниченного в осевом направлении, к торцевым поверхностям которого примыкают полюсные приставки 2 и 3. Они образуют рабочий зазор δ с вращающимся валом 4, который заполнен магнитной жидкостью (МЖ) 5.

Для исключения попадания в рабочий зазор δ магнитных частиц со стороны герметизируемой среды предусмотрен защитный элемент, который является частью магнитопровода. Он выполнен в виде магнитопроводной втулки 6 с зубцом, обращённым к валу и образующим с ним зазор Δ . Величина этого зазора может отличаться от величины рабочего зазора δ . На обращённых друг к другу цилиндрических поверхностях полюсной приставки 3 и магнитопроводной втулки 6 выполнена резьба.

Магнитный поток Φ_{Δ} проходит по пути: постоянный магнит 1, полюсная приставка 3, магнитопроводная втулка 6, зазор Δ , вал 4, рабочий зазор δ , полюсная приставка 2, постоянный магнит 1. Магнитные частицы удерживаются в зазоре Δ пондеромоторной силой, что исключает их попадание в рабочий зазор δ и контакт с МЖ.

Величина магнитного потока Φ_{Δ} , а значит и пондеромоторной силы, может регулироваться за счёт изменения величины зазора α . Это достигается выполнением резьбы на обращённых друг к другу цилиндрических поверхностях магнитопроводной втулки 6 и выступа полюсной приставки 3. При увеличении зазора α возрастает сопротивление для прохождения магнитного потока Φ_{Δ} , что приводит к уменьшению величины пондеромоторной силы. При наполнении зазора Δ магнитными включениями производится демонтаж магнитопроводной втулки 6. После удаления магнитных частиц из зазора Δ , магнитопроводная втулка 6 устанавливается на прежнее место.

Для моделирования магнитного поля МЖГ использовался пакет ELCUT, основанный на использовании метода конечных элементов [3]. Проводилась триангуляция расчётной области с заданием граничных условий Дирихле-Неймана. Один из примеров триангуляции расчётной области МЖГ и распределение линий магнитной индукции представлено на рис. 2 и 3. Число узлов расчётной области находилось в пределах 55000 -56000.

В качестве исходной модели рассматривался МЖГ с диаметром вала 20 мм, шагом зуба $b=3$ мм, величиной площадки и углом при основа-

нии $t=0,3$ мм и 45° соответственно. Зубец выполнен в форме прямоугольной трапеции. Материал магнитопровода – Сталь 20 с величиной индукции насыщения $B_s=2,03$ Тл в поле 50 кА/м. Постоянный магнит изготовлен из «закритического» материала с остаточной индукцией $B_r=0,8$ Тл и коэрцитивной силой $H_c=540$ кА/м.

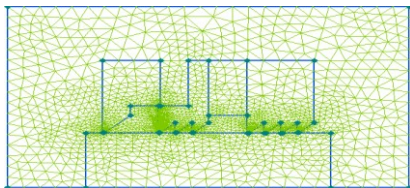


Рис.2. Триангуляция расчётной области МЖГ, при $\alpha= 5$ мм

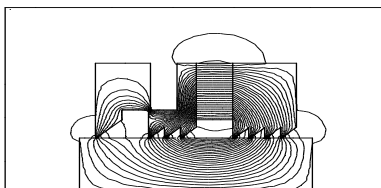


Рис.3. Распределение линий магнитной индукции, при $\alpha= 5$ мм

При проведении численных исследования изменялись значения α . Они составляли 0,2; 0,5; 1; 2; 5 мм, а значения Δ изменялись от 0,2 до 1 мм. Как видно из полученных результатов (рис.5,6), значения максимальной магнитной индукции под зубцом МЖГ уменьшилось на 12-14% при увеличении Δ при всех значениях α . В тех же пределах изменялись значения максимальной магнитной индукции при увеличении α , когда значения Δ были постоянными.

Под защитным элементом снижение максимальной магнитной индукции составляет 33-35% при увеличении Δ от 0,2 до 1 мм, когда значения α постоянны. Такие же результаты получены при увеличении α и фиксированных значениях Δ .

Значительное снижение величины максимальной магнитной индукции под дополнительным зубцом объясняется увеличением потоков рассеяния при увеличении α и Δ .

Защитный элемент может быть выполнен как отдельный защитный узел, который имеет собственный источник магнитного поля – постоянный магнит (рис.6) [4].

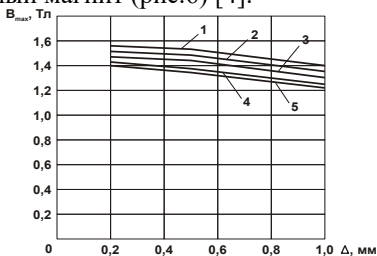


Рис.4 Изменение максимальной магнитной индукции под зубцами МЖГ

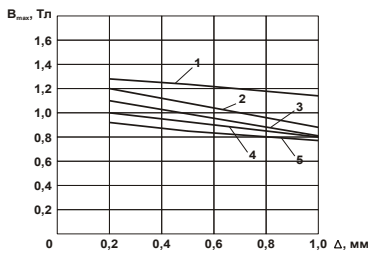


Рис.5 Изменение максимальной магнитной индукции под защитным зубцом МЖГ

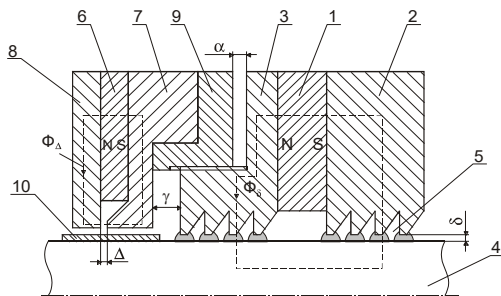


Рис.6 Магнитожидкостный герметизатор с защитным узлом

МЖГ состоит из постоянного магнита 1, намагниченный в осевом направлении, к торцевым поверхностям которого примыкают полюсные приставки 2 и 3, образующие рабочий зазор δ с вращающимся валом 4, который заполнен магнитной жидкостью 5.

Для исключения попадания магнитных частиц в рабочий зазор δ , со стороны герметизируемой среды предусмотрено средство защиты в виде отдельного магнитного узла, который состоит из постоянного магнита 6, к торцевым поверхностям которого примыкают две полюсные приставки 7 и 8. На полюсной приставке 7 выполнен выступ, обращенный к торцевой поверхности полюсной приставки 8, образующей с ней зазор Δ . Величина этого зазора может отличаться от величины рабочего зазора δ . Выступы могут быть выполнены на обеих полюсных приставках и обращены друг к другу. Отдельный магнитный узел крепится к немагнитопроводной втулке 9, причём на обращенных друг к другу поверхностях втулки и полюсной приставки 3 выполнена резьба. На вал 4 посажено немагнитопроводное кольцо 10, расположенное внутри отдельного магнитного узла. Конструкция герметизатора выполнена таким образом, что зазор α , между полюсной приставкой 3 МЖГ и немагнитопроводной втулкой 9 отдельного магнитного узла, всегда меньше чем зазор γ , между полюсной приставкой 3 МЖГ и полюсной приставкой 7 магнитного узла. В МЖГ применяются постоянные магниты, намагниченные в осевом направлении.

При работе МЖГ магнитный поток Φ_8 замыкается по пути: постоянный магнит 1, полюсная приставка 3, рабочий зазор δ , вал 4, рабочий зазор δ , полюсная приставка 2, постоянный магнит 1 и образует замкнутую магнитную цепь. Магнитная жидкость 5 взаимодействует с полем постоянного магнита и удерживается в рабочем зазоре δ пондеромоторной силой, образуя препятствие для прохождения герметизируемой среды.

Особенность предлагаемой конструкции МЖГ состоит в том, что средство защиты выполнено в виде отдельного магнитного узла состоящего из постоянного магнита 6 к торцевым поверхностям которого примыкают две полюсные приставки 7 и 8, при этом, хотя бы одна из них имеет выступ, обращённый к торцевой поверхности другой полюсной приставки. Отдельный магнитный узел крепится к немагнитопроводной втулке 9. На вал посажено немагнитопроводное кольцо 10. Магнитный поток Φ_{Δ} проходит по пути: постоянный магнит 6, полюсная приставка 8, зазор Δ , полюсная приставка 7, постоянный магнит 6.

Магнитные частицы, попадая в зазор Δ , удерживаются в нём пондеромоторной силой, что исключает их попадание в рабочий зазор δ и контакт с магнитной жидкостью. Для увеличения потока Φ_{Δ} , а значит и пондеромоторной силы, действующей на магнитные частицы, на вал посажено немагнитопроводное кольцо 10. Это снижает или полностью исключает прохождение магнитного потока Φ_{Δ} через вал 4.

Величина магнитного потока Φ_{Δ} и пондеромоторной силы может регулироваться за счёт выбора материалов постоянных магнитов 6 и выбора величины зазора Δ .

При наполнении магнитными частицами зазора Δ производится демонтаж защитного магнитного узла, и они удаляются из зазора Δ механическим путём.

Выводы

1. Разработаны конструкции магнитожидкостных герметизаторов с защитным элементом, что позволяет расширить области их применения и повысить надёжность работы технологического оборудования.
2. В результате численного моделирования получены зависимости максимальной магнитной индукции в рабочем зазоре МЖГ и в дополнительном зазоре между валом и защитным элементом, что позволяет прогнозировать изменение этой величины при различных положениях защитного элемента и величинах дополнительного зазора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сайкин М.С. Магнитожидкостные герметизаторы технологического оборудования: Монография. – СПб.: Издательство «Лань», 2017. – 136 с.
2. Сайкин М.С. Магнитожидкостное уплотнение вала для сред с магнитными включениями. Патент на полезную модель, Российская Федерация N 83819, МКИ F16J 15/00, Приоритет от 29.01.2009, опубли. 20.06.2009, Бюл. N 17.
3. Saykin Michail. Seals Finite Elements Model on Nanomagnetic Liquids Basis./ 7th International Symposium „Topical Problems in the Field of Electrical and Power Engineering”, Narva-Jõesuu, Estonia, June 15-20, 2009, p.57-58.
4. Сайкин М.С. Магнитожидкостное уплотнение вала для сред с магнитными включениями. Патент на полезную модель, Российская Федерация N 97179, МКИ F16J 15/53, Приоритет от 01.03.2010, опубли. 27.08.2010, Бюл. N 24.

ЭТАПЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО СЕПАРАТОРА ДИСПЕРСНЫХ НЕМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Страдомский Ю.И.¹, Филиппов В.А.²

Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34
E-mail: stradomskiy.urij@mail.ru¹, 9basy9@gmail.com²

Аннотация: Рассмотрены этапы проектирования магнитожидкостного сепаратора (МЖС), включающие в себя выбор магнитной жидкости (МЖ) и геометрии рабочей зоны МЖС, определение положения МЖ в рабочем зазоре и нахождение высоты рабочей зоны сепарации, проверку глубины погружения легких частиц и определение производительности МЖС на основе расчета траектории движения тяжелых и легких частиц.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитожидкостный сепаратор, проектирование, движение частиц, расчетный анализ.

STAGES OF DESIGNING OF THE MAGNETIC FLUID SEPARATOR OF DISPERSE NON-MAGNETIC MATERIALS

Stradomsky Yu.I.¹, Filippov V.A.²

Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russian Federation,
E-mail: elmash@em.ispu.ru¹, 9basy9@gmail.com²

Abstract: The stages of the design of the magnetic fluid separator (MFS), including the selection of the magnetic fluid (MF) and the geometry of the working area of the liquid crystal, the determination of the position of the MF in the working gap and the determination of the height of the working separation zone, the verification of the depth of immersion of light particles and the determination of the performance of the MFS the motion of heavy and light particles.

Key words: magnetic fluid, magnetic fluid separator, design, particle motion, computational analysis.

Исходными данными для проектирования магнитожидкостного сепаратора (МЖС) являются:

- 1) плотности частиц легкой $\rho_{чл}$ и тяжелой $\rho_{чт}$ фракций;
- 2) максимальный диаметр частиц $d_{ч\text{ макс}}$;
- 3) производительность МЖС для легкой $Q_{л}$ и тяжелой $Q_{т}$ фракций;
- 4) начальная скорость движения частиц после подающего устройства на поверхности магнитной жидкости (МЖ) $\vec{v}_0 = v_{0y}\vec{e}_y + v_{0z}\vec{e}_z$.

Проектный расчет МЖС включает в себя следующие этапы.

1. Выбор МЖ. Для сепарации обычно используют МЖ на керосине с намагниченностью насыщения $M_S=10\div 40$ кА/м, как наиболее дешевую и маловязкую. Понижение вязкости МЖ способствует повышению производительности сепарации. Недостатки МЖ на керосине: токсичность, пожароопасность, хорошая испаряемость. Лучше использовать МЖ на воде, но она дороже. Для выбранной МЖ известны: зависимость ее намагниченности от напряженности магнитного поля $M(H)$, значения намагниченности насыщения M_S и плотности $\rho_{ж}$.

2. Выбор геометрии рабочего зазора МЖС. Минимальная ширина рабочего зазора (рис. 1) должна превышать максимальный диаметр частиц: $2x_{п0} > d_{ч\max}$. Геометрия профиля полюсного наконечника рассчитывается по формуле:

$$\frac{x_{п1}}{x_{п0}} = \frac{1}{1 - A(y_{п1} - y_0)}, \quad A = g(\rho^* - \rho_{ж})/M_S B_B \quad (1)$$

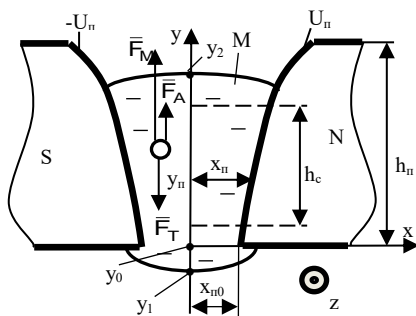


Рис. 1. Область рабочего зазора магнитожидкостного сепаратора

где: $\rho^* = 0,5(\rho_{чп} + \rho_{чт})$ – среднее значение плотности сепарируемых частиц; $B_B = \mu_0 U_{п1}/x_{п0}$ – базисное значение индукции в рабочем зазоре МЖС, которое близко к максимальному значению индукции B_{\max} ($B_B = B_{\max}$, если магнитные силовые линии в области минимального рабочего зазора являются отрезками прямых, параллельных оси Ox); $U_{п1}$ – значение

скалярного магнитного потенциала на поверхности полюсного наконечника; g – ускорение свободного падения.

Величины, входящие в коэффициент A , изменяются в предсказуемых пределах: $(\rho^* - \rho_{ж}) = 4000\div 12000$ кг/м³ – при разделении металлов от алюминия до свинца; $M_S = 10\div 40$ кА/м; $B_B = 0,4\div 1$ Тл. С учетом этого коэффициент A принимает значения в интервале $A = 2,5\div 25$ м⁻¹, для которых форма поверхности полюсного наконечника представлена на рис. 2. От A и $x_{п0}$ зависит высота зоны сепарации рабочего зазора h_c , в пределах которой результирующая сила $F_{\text{выт}} = F_M + F_A - F_T$, выталкивающая немагнитную частицу из МЖ, постоянна. Для зависимостей на рис. 3 $F_{\text{выт}} \approx \text{const}$ в пределах 5%. Увеличение h_c способствует повышению точности сепарации. Согласно рис. 3 это возможно при уменьшении A , то есть при увеличении $(M_S \cdot B_B)$. Рост M_S достигается за счет увеличения

объемной концентрации магнитной фазы МЖ, что приведет к увеличению вязкости МЖ и, как следствие, к снижению производительности МЖС. Рост V_B возможен при увеличении МДС обмотки возбуждения, что приведет к росту стоимости МЖС и потребления электрической энергии. Целесообразно выбирать $h_C = (0,05 \div 0,1)$ м.

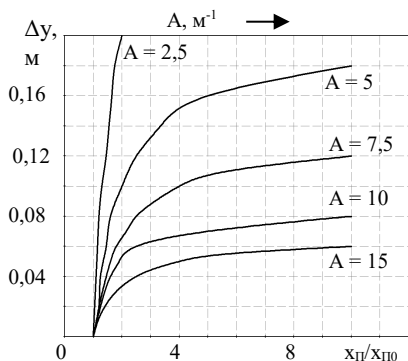


Рис. 2. Профили полюсных наконечников при различных значениях A

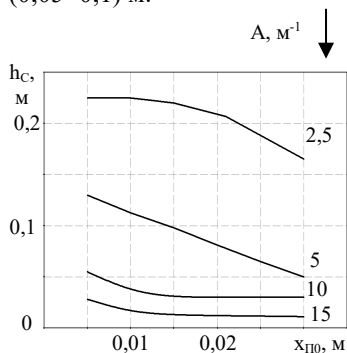


Рис.3. Изменение высоты зоны сепарации h_C рабочего зазора МЖС от A и $x_{П0}$

3. Определение положения МЖ в рабочем зазоре МЖС. Для полученной в ходе проектирования разности потенциалов полюсных наконечников $\Delta U_{П} = U_{ПН} - U_{ПС} = 2x_{П0} \cdot V_B / \mu_0$ производится расчет магнитного поля в рабочем зазоре МЖС. Определение положения и высоты столба МЖ в зазоре (рис. 1) производится на основании равенства разности удельных энергий МЖ w в гравитационном и магнитном полях в крайних точках по высоте

$$\Delta w_{Г} = \Delta w_{М}, \quad \rho_{жс} g \cdot (y_2 - y_1) = \mu_0 \int_{y_1}^{y_2} M \cdot dH. \quad (2)$$

Maxwell. По результатам расчета можно построить зависимость магнитной энергии w_M в зазоре МЖС (рис. 4). По данному графику определяются положение МЖ в зазоре и высота зоны сепарации. Рабочая часть столба магнитной жидкости (h_p) определяется как расстояние между максимумом магнитной энергии и точкой пересечения графиков магнитной и гравитационной энергий. Серия таких расчетов позволяет построить зависимости высоты рабочей зоны сепарации от величины A и минимального зазора $x_{П0}$, которые представлены на рис. 5.

На рис. 6 представлены зависимости глубины погружения $h_{\text{пог}}$ немагнитной частицы в МЖ от параметра A . Постановка задачи и алгоритм расчета $h_{\text{пог}}$ представлены в [1,2].

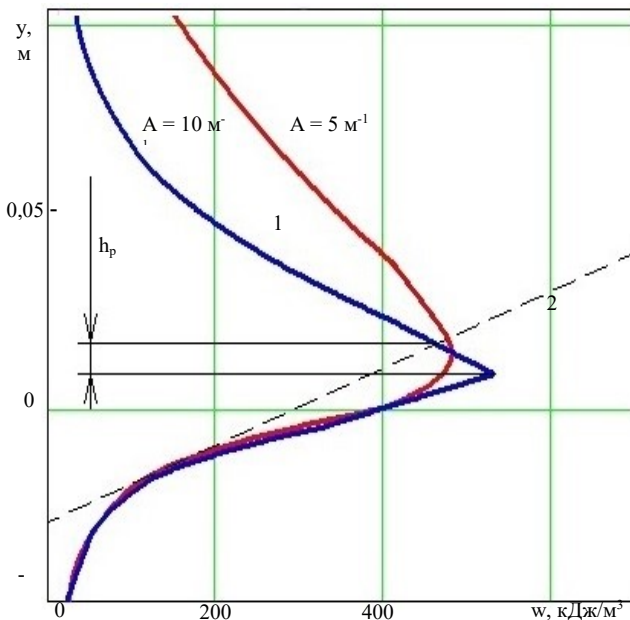


Рис. 4. Распределение удельной энергии w по высоте зазора: 1 – магнитной w_m , 2 – гравитационной w_r

Расчет магнитного поля в плоскопараллельной постановке производился методом конечных элементов с использованием пакета Ansys

Таким образом, зная глубину погружения частицы (рис. 6), которая также зависит от параметра A и намагниченности насыщения МЖ M_s , можно выбрать необходимые параметры МЖС, такие как профиль полюсных наконечников, намагниченность насыщения МЖ M_s , минимальный зазор и прочее. Это является важным этапом при проектировании МЖС.

4. Производительность МЖС по тяжелой фракции. Производительность Q_T определяется на основании анализа движения частиц в плоскости xOy (рис.1) на начальной стадии сепарации [1]. Рассчитывается по формуле

$$Q_T = 2x_{\text{п0}} \cdot l_T \cdot k_3 \cdot v_{\text{уст}} , \quad (3)$$

где: l_r – протяжённость в направлении оси Oz зоны выхода из МЖ тяжелой фракции; k_3 – коэффициент заполнения площади выхода частицами; $v_{уст}$ – установившаяся скорость движения в МЖ тяжёлых частиц [2].

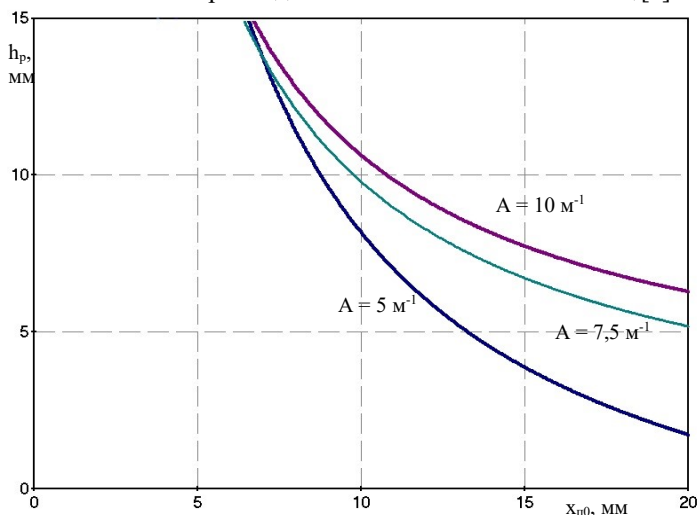


Рис. 5. Зависимость высоты рабочей зоны сепарации (h_p) от минимального зазора при различных значениях A .

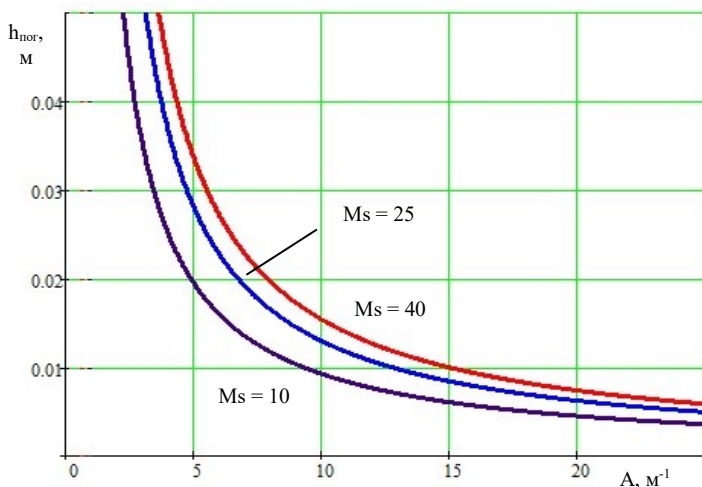


Рис. 6. Зависимость глубины погружения немагнитной частицы при падении с высоты 0,05 м в МЖ от параметра A при различной намагниченности насыщения МЖ

5. Производительность МЖС по лёгкой фракции. Определяется на основании анализа движения в МЖ легких частиц в плоскости zOy [2]. Рассчитывается по формуле

$$Q_{л} = b_{ж} \cdot d_{чл} \cdot k_3 \cdot v_{уст.л}, \quad (4)$$

где: $b_{ж}$ – ширина верхней свободной поверхности МЖ в плоскости xOy в зоне выхода легкой фракции; k_3 – коэффициент заполнения дуги $b_{ж}$ частицами; $v_{уст. л}$ – установившаяся скорость движения легких частиц на поверхности МЖ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Страдомский Ю.И.**, Казаков Ю.Б., Филиппов В.А. Анализ движения сепарируемых частиц в зазоре сепаратора на основе нанодисперсных магнитных жидкостей. II Всероссийская научная конференция «Физико-химические проблемы магнитных дисперсных наносистем». Ставрополь, 2009 г. Сборник научных трудов, с. 246 – 252.
2. **Казаков Ю.Б.**, Страдомский Ю.И., Филиппов В.А. Математическая модель движения немагнитных частиц в рабочем зазоре гидростатического магнитожидкостного сепаратора. // Сборник научн. трудов 17-ой Междун. Плесской научн. конф. по нанодисперсным магнитным жидкостям. – Плес. Сентябрь 2016. Сборник научных трудов, с.178-186.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО МАГНИТОЖИДКОСТНОГО ДЕМПФЕРА

Нестеров С.А., Морозов Н.А., Арефьев И.М.

ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет имени
В.И. Ленина», Иваново, Российская Федерация E-mail: elmash@em.ispu.ru

Аннотация: На модели магнитожидкостного демпфера исследованы динамические силовые характеристики при смещении поршня относительно исходного положения с амплитудой, равной высоте полюса. Поршень выполнен сплошным немагнитным и с ферромагнитными участками.

Ключевые слова: магнитореологический демпфер, магнитореологическая суспензия, колебательный процесс, положение поршня.

EXPERIMENTAL STUDY OF ELECTROMECHANIC MAGNETORHEOLOGICAL FLUID DAMPER

Nesterov S.A., Morozov N.A., Arefyev I.M.

Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russian Federation,
E-mail: elmash@em.ispu.ru

Abstract: On the magnetorheological fluid damper model, dynamic power characteristics are investigated when the piston is displaced relative to the initial position with an amplitude equal to the height of the pole. The piston is made of solid non-magnetic and ferromagnetic parts.

Key words: magnetorheological fluid damper, magnetorheological suspension, oscillatory process, piston position.

Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования электромеханического магнитожидкостного демпфера (ЭМЖД) представлена на рис. 1. Приводной двигатель через понижающий редуктор приводит в движение кривошипно-шатунный механизм, заставляющий поршень совершать вынужденные гармонические колебания. Частота вращения двигателя с тахометрического датчика передаётся на ЭВМ с помощью интерфейсной платы ввода/вывода сигналов National Instruments PCI 6023E. Выходной конец кривошипно-шатунного механизма соединён со штоком демпфера через динамометрическое устройство YZC-516C на основе тензорезисторов, электрический сигнал с которых поступает на плату ввода/вывода сигналов PCI 6023E и передаётся дальше на ЭВМ. Положительное значение сигнала с тензорезистора соответствует растяжению динамометрического устройства, отрицательное – сжатию.

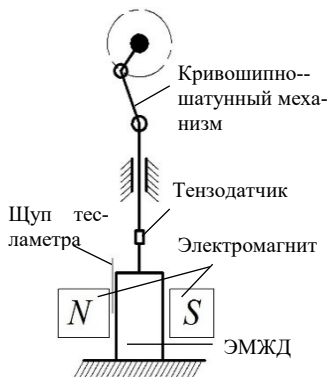


Рис.1. Схема экспериментальной установки

Корпус демпфера неподвижно закреплён между полюсами электромагнита типа ФЛ-1. Измерение магнитной индукции осуществлялось при помощи тесламетра WT10A. Щуп тесламетра располагался между корпусом демпфера и полюсом электромагнита. Индукция внутри демпфера определялась на основе ранее снятой зависимости магнитной индукции внутри и снаружи демпфера.

Модель ЭМЖД состоит из двух прямоугольных немагнитных стенок, на которых размещены два стальных полюса высотой 10 мм, разделённых

немагнитной проставкой высотой 10 мм. В боковых немагнитных стенках выполнены направляющие пазы, которые с отверстиями для штока в дне и крышке модели обеспечивают положение поршня относительно полюсов. Зазор между поршнем и корпусом составляет 2 мм с каждой стороны. Высота рабочей зоны модели равна 30 мм (два полюса и проставка). Сверху и снизу рабочей зоны выполнены буферные объёмы высотой 30 мм. Равномерное внешнее магнитное поле в модели обеспечивалось торцами сердечников установки намагничивания диаметром 120 мм.

Изготовлены два поршня. Немагнитный поршень сплошной высотой 30 мм, имеет с боков направляющие, входящие в пазы боковых стенок. Магнитный поршень имеет два полюса высотой 10 мм, разделённой немагнитной проставкой, выступы которой входят в направляющие пазы. Каждый поршень имеет по центру шток, проходящий сквозь отверстия в дне и крышке модели и обеспечивающий присоединение к кривошипно-шатунному механизму. Сквозной шток позволяет сохранять постоянным объём внутри демпфера при движении поршня.

Гармонические колебания поршня совершались относительно двух начальных положений. В «положении 1» (рис.2,*а*) верхний и нижний края поршня совпадают с краями полюсов корпуса. В «положении 2» (рис.2,*б*) верхний край поршня совпадает с нижним краем верхнего полюса корпуса. Гармонические колебания поршня происходили вверх и вниз относительно этих положений с амплитудой 10 мм. На рис.2 приведены основные геометрические размеры изготовленной модели.

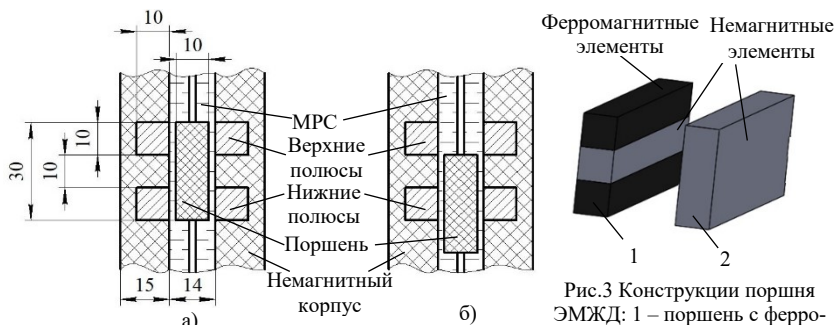


Рис. 2. Положения поршня:
а – положение 1; б – положение 2

Рис.3 Конструкции поршня ЭМЖД: 1 – поршень с ферромагнитными элементами, 2 – немагнитный поршень.

Для каждого исполнения поршня проводилась серия экспериментов, состоящая из пяти значений частот колебаний, равных 0,2–0,4–0,6–0,8–1,0 Гц при семи значениях магнитной индукции снаружи демфера: 0–0,05–0,10–0,15–0,20–0,30–0,40 Тл. Испытания проводились с фиксированной амплитудой колебаний 10 мм. Переходные процессы исключались. Эксперименты проводились при комнатной температуре 20 °С, изменение температуры не учитывалось.

Используемая магнитореологическая суспензия (МРС) изготовлена в ПНИЛ прикладной феррогидродинамики Ивановского государственного энергетического университета. В качестве дисперсионной среды в МРС взята полиэтилсилоксановая жидкость ПЭС-4 с динамической вязкостью 48 сСт, в качестве дисперсной фазы – смесь магнетита и карбонильного железа в соотношении 1:1 со средним диаметром частиц соответственно 10 нм и 1,4 мкм. Сочетание высокодисперсных и микрогетерогенных частиц делает суспензию более устойчивой в статическом режиме [1]. Суммарная объемная доля дисперсной фазы в МРС составляет 20 %.

На рис. 4. представлена кривая намагничивания МРС, полученная баллистическим методом. Относительная магнитная проницаемость уменьшается с 2,1 на начальном участке кривой намагничивания до 1,4 при магнитной индукции 0,5 Тл. Реологические характеристики МРС (рис. 5.) получены на ротационном вискозиметре. Из рисунка видно, что касательное напряжение сдвига практически перестаёт изменяться при увеличении магнитной индукции свыше 0,5 Тл.

При движении немагнитного поршня в большей степени проявляется рост гидродинамического сопротивления по мере увеличения скорости сдвига МРС в зазоре (рис. 6).

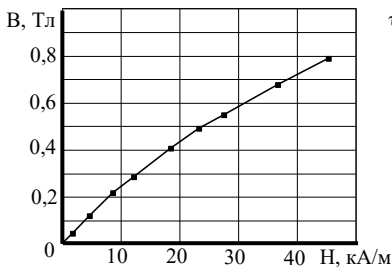


Рис. 4. Кривая намагничивания МРС

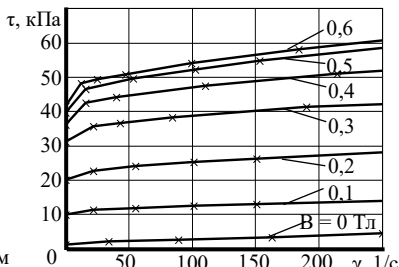


Рис. 5. Реологические характеристики МРС

При высоких значениях магнитной индукции в рабочей зоне, 0,3 Тл и более, увеличение вязкости МРС и гидродинамическое сопротивление играют основную роль в формировании силовой характеристики демфера с немагнитным поршнем. Эффект магнитной пружины сказывается на смещении максимальной силы в область внедрения поршня в зазор между полюсами, кривая 2. На значении сил сопротивления движению поршня эффект магнитной пружины при немагнитном поршне практически не влияет.

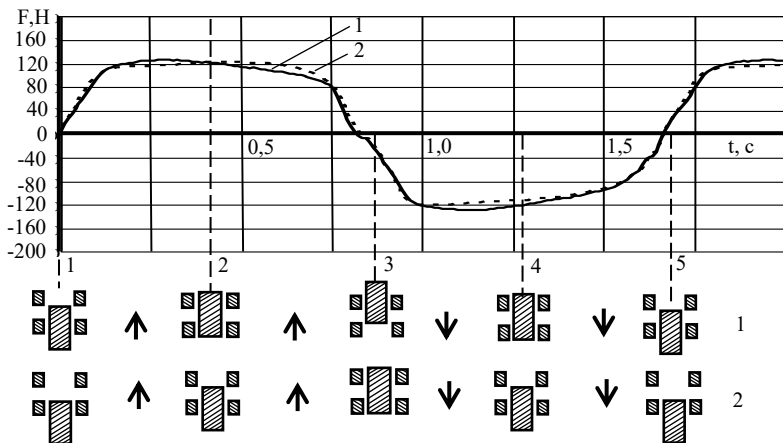


Рис. 6. Зависимость силы сопротивления демфера при колебательном движении $B = 0,4$ Тл для разных средних положений немагнитного поршня: кривая 1 – «положение 1»; кривая 2 – «положение 2»

При использовании поршня с ферромагнитными элементами характер изменения силы зависит от среднего положения поршня при колебательном характере движения (рис. 7).

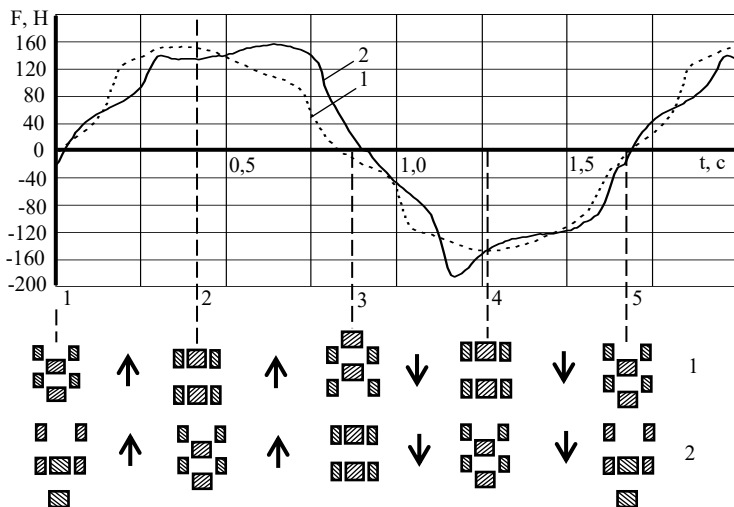


Рис. 7. Зависимость силы сопротивления демпфера при колебательном движении $B = 0,4$ Тл для разных средних положений поршня с ферромагнитными элементами: кривая 1 – «положение 1»; кривая 2 – «положение 2»

В первом случае поршень начинает движение вверх в момент максимального действия силы магнитной пружины, в создании которой участвуют оба ферромагнитных элемента поршня. Скорость движения ещё мала и действие магнитной силы, направленной против гидродинамической силы, проявляется в снижении результирующей силы, заставляющей двигаться поршень. В дальнейшем магнитная сила быстро уменьшается, а гидродинамическая сила растёт по мере увеличения скорости смещения поршня. После прохождения поршнем среднего положения скорость движения уменьшается, но магнитная сила меняет своё направление, что проявляется в медленном снижении результирующей силы. По мере приближения к верхнему положению поршня уменьшается скорость его движения и резко падает магнитная сила при выходе ферромагнитных элементов поршня из зазора между полюсами. Движение поршня вниз проходит в этом случае практически так же, как и движение вверх.

Во втором случае движение поршня вверх начинается из положения, в котором магнитную силу создаёт только один ферромагнитный элемент, но направлена она вниз против движения поршня, что проявляется в увеличении смещающей поршень силы. По мере увеличения скорости перемещения растёт доля гидродинамической составляющей силы. При прохождении среднего положения поршня возникает максимальная магнитная сила, но направленная уже вверх. Изменение

направления действия магнитной силы проявляется в некотором уменьшении результирующей силы, не смотря на увеличение длины участка поршня, находящегося в зоне максимальных индукций, и скорости движения поршня. После частичного вхождения ферромагнитных частей поршня в зазор между полюсами магнитная сила падает до нуля, а результирующая движущая сила резко снижается с уменьшением скорости движения поршня.

Движение вниз для рассматриваемого случая характерно резким ростом магнитной силы в момент выхода ферромагнитных частей поршня из зазоров между полюсов, что проявляется в пикообразном росте движущей силы из-за обратного относительно направления магнитной силы. Затем направление магнитной силы становится сонаправленной с движущей, что проявляется в снижении результирующей силы почти на 20 Н по сравнению с движением поршня вверх. При достижении крайнего нижнего положения сила резко уменьшается по мере снижения скорости движения.

Зависимости максимальной силы сопротивления демпфера от величины магнитной индукции (рис. 8) построены по осциллограммам изменения силы от времени. Видно, что максимальная сила зависит от величины магнитной индукции и почти не зависит от частоты колебаний. Однако при увеличении индукции зависимость максимальной силы сопротивления демпфера от частоты колебаний, а значит и от скорости движения поршня, усиливается.

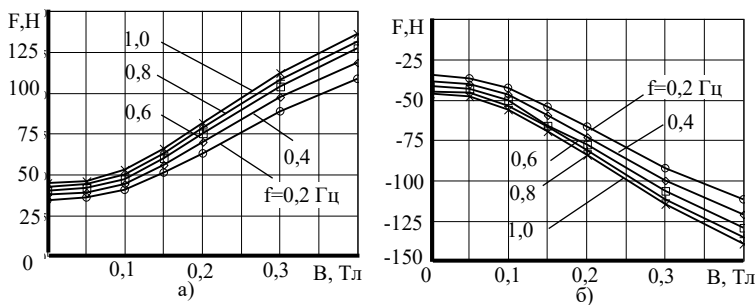


Рис. 8 Зависимость максимальной силы сопротивления демпфера от величины магнитной индукции. Немagnetный поршень. а – движение поршня вверх; б – движение поршня вниз

Результаты, представленные на рис. 8. показывают две характерные зоны кривых. В первой зоне значения магнитной индукции 0–0,05 Тл слишком малы для активации МРС. Вторая зона при значениях индукции 0,05–0,4 Тл представляет собой область, в которой можно управлять силой сопротивления демпфера в процессе гашения колебаний.

Из рис. 8. видно, что в отсутствии магнитного поля сила демпфирования ЭМЖД, например при частоте колебаний 0,6 Гц, составляет около 35 Н. Это минимальная неконтролируемая демпфирующая сила, которая складывается из сил трения и вязкостных эффектов МРС. Когда магнитная индукция снаружи демпфера достигает 0,4 Тл, максимальная сила сопротивления составляет около 125 Н, в которой контролируемое усилие составляет около 90 Н.

Сравнение максимальных сил сопротивления ЭМЖД с силой сопротивления движению поршня при наличии и отсутствии МРС и внешнего магнитного поля позволяет судить о сопротивлении, вызванном силой трения. Сила трения штока о корпус составляет до 40 % от силы сопротивления заполненного МРС демпфера и заметно влияет на силу демпфирования при малых значениях магнитной индукции. В сильных магнитных полях вклад силы трения сильно уменьшается.

Эффект магнитной пружины более ярко проявляется при использовании поршня с ферромагнитными элементами. На рис. 9 показаны зависимости максимальной силы сопротивления демпфера от величины магнитной индукции для поршня в «положении 1». Максимальная сила зависит от величины магнитной индукции и почти не зависит от частоты колебаний. Следует отметить, что в «положении 1» скорость движения поршня максимальна и на поршень не действует сила магнитного тяжения, так что максимум силы определяется только гидродинамическими процессами. Значения максимальной силы при движении поршня вверх и вниз практически одинаковые.

На рис. 10 изображены зависимости максимальной силы сопротивления демпфера от величины магнитной индукции для поршня в «положении 2». Из кривых видно, что в отсутствие магнитного поля сила демпфирования ЭМЖД, например, при частоте колебаний 0,6 Гц, составляет около 35 Н. Эта сила одинакова как при движении поршня вверх (рис. 10,а), так и вниз (рис. 10,б). Когда индукция снаружи демпфера достигает 0,4 Тл, максимальная сила сопротивления движению поршня вверх равна 155 Н. Контролируемое усилие в ней составляет около 120 Н. При движении поршня вниз максимальная сила сопротивления достигает 185 Н, в которой контролируемое усилие составляет около 150 Н.

Таким образом, из полученных экспериментальных данных видно, что использование демпфера с чередующимися полюсами в активной зоне расширяет возможности формирования силы сопротивления ЭМЖД. Увеличение магнитного поля до 0,4 Тл вызывает рост силы сопротивления демпфера в 4 раза.

Эффект магнитной пружины ярко проявляется у поршня с ферромагнитными элементами. При малых скоростях движения поршня силы магнитной пружины и магнитовязкостные сопоставимы друг с другом.

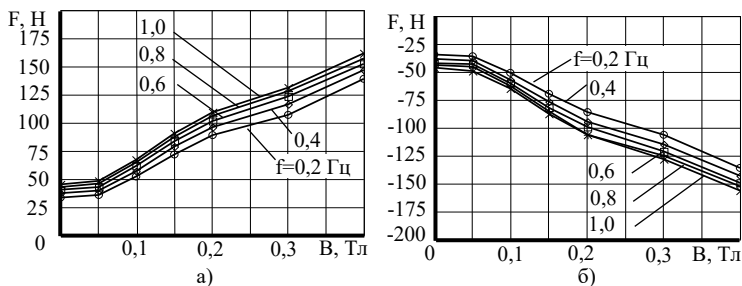


Рис. 9. Зависимость максимальной силы сопротивления демпфера от величины магнитной индукции (положение 1). Поршень с ферромагнитными элементами: а – движение поршня вверх; б – движение поршня вниз

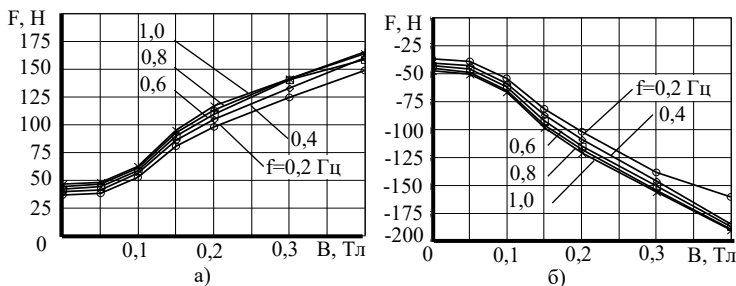


Рис. 10. Зависимость максимальной силы сопротивления демпфера от величины магнитной индукции (положение 2). Поршень с ферромагнитными элементами: а – движение поршня вверх; б – движение поршня вниз

В заключительной стадии гашения колебаний, когда скорость перемещения поршня падает и вязкостный эффект демпфирования теряет своё значение, на первый план выходят силы магнитной пружины. Их использование позволит повысить эффективность демпфирования колебаний при малых амплитудах и частотах колебаний.

Изменяя начальные положения поршня можно получить несимметричную силовую характеристику: увеличить силу отбоя и уменьшить силу сжатия, что до этого достигалось применением клапанов и золотников. Отказ от подвижных частей увеличивает надёжность демпфера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jiang W. Dimorphic magnetorheological fluid with improved rheological properties / W. Jiang, Y. Zhang, S. Xuan, C. Guo, X. Gong // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2011. — Vol. 323. — P. 3246—3250. doi: 10.1016/j.jmmm.2011.07.024

ВЛИЯНИЕ ИОННОГО СОСТАВА СРЕДЫ НА РАБОТУ ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО КОМПРЕССОРА

Панкратьева И.Л., Полянский В.А.

Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова,

119192 г. Москва, Мичуринский пр. 1

E-mail: ilpan@imec.msu.ru

Аннотация. Двухионная модель слабопроводящей среды применяется для расчета процессов в канале одной ступени электрогидродинамического (ЭГД) компрессора. Рассматривается течение смеси, состоящей из нейтральных частиц и малой примеси ионов двух сортов с зарядами противоположных знаков, в плоском канале постоянного сечения с диэлектрическими стенками.

Ключевые слова: электрогидродинамическое течение, слабопроводящая среда, компрессор.

INFLUENCE OF IONIC COMPOSITION OF MEDIUM ON OPERATION OF ELECTROHYDRODYNAMIC COMPRESSOR

Pankratyeva I.L., Polyanskiy V.A.

Institute of Mechanics, Moscow State University. M.V. Lomonosov,

119192, Moscow, Michurinsky Ave, 1

E-mail: ilpan@imec.msu.ru

Annotation. A two-ion model of a weakly conducting medium is used to calculate the processes in the channel of one stage of an electrohydrodynamic (EHD) compressor. The flow of a mixture consisting of neutral particles and a small admixture of ions of two kinds with charges of opposite signs is considered in a plane channel of constant cross section with dielectric walls.

Key words: electrohydrodynamic flow, weakly conducting medium, compressor

Электрогидродинамический (ЭГД) компрессор является перспективным устройством для применения в технологии производства холода. По сравнению с традиционным поршневым компрессором он обладает рядом преимуществ, главные из которых – это отсутствие движущихся механических деталей и возможность использования в качестве хладагента экологически безопасных и термодинамически более эффективных, чем фреоны, веществ типа пропан-бутановых смесей и т.п. [1]. Принцип работы ЭГД компрессора состоит в преобразовании энергии приложенного к электродам электрического поля во внутреннюю энергию среды в межэлектродном пространстве. Моделирование механизма передачи энергии представляет достаточно трудную задачу и проводится в литературе в упрощающем предположении, что среда

содержит только один сорт ионов (положительных или отрицательных), которые инжектируются в межэлектродное пространство поверхностью одного из электродов. Однако анализ работы другого типа ЭГД преобразователя – ЭГД насоса, проведенный в [2] в рамках более сложной модели среды с ионами двух сортов, показал, что наличие в среде разноименно заряженных ионов существенно влияет на эффективность преобразования энергии, особенно в случае применения нестационарных приложенных электрических полей.

В данной работе двухкомпонентная модель [3] применяется для расчета процессов в канале одной ступени ЭГД компрессора. Рассматривается течение среды, состоящей из нейтральных частиц и малой примеси ионов двух сортов с зарядами противоположных знаков, в плоском канале постоянного сечения с диэлектрическими стенками. В двух поперечных сечениях канала расположены плоские сетчатые электроды, гидродинамическим сопротивлением которых пренебрегается. Эти электроды и пространство между ними образуют ступень ЭГД компрессора. На электродах от внешних источников создается разность электрических потенциалов F_w . Считается, что поверхность каждого из электродов может при наложении электрического поля инжектировать в межэлектродное пространство ионы, заряженные одноименно с этим электродом. Кроме того, на поверхностях электродов происходит рекомбинация ионов обоих сортов. Среда, втекающая в ступень, считается квазинейтральной с некоторой заданной концентрацией n_0 носителей заряда. Расход несущей среды через ступень также считается постоянным.

Для расчета распределений давления среды p , концентраций ионов n_m ($m=1,2$), напряженности электрического поля E в межэлектродном пространстве используется нестационарная система уравнений электрогидродинамики, состоящая из уравнения движения среды в целом, записанного в гидравлическом приближении с учетом квадратичного закона сопротивления стенок канала с коэффициентом трения C_x (1), уравнений неразрывности ионов, в которых учитывается конвективный перенос ионов со скоростью жидкости u , их дрейф в электрическом поле с подвижностями ионов b_m , диффузия с диффузионными коэффициентами D_m и объемные электрохимические процессы диссоциации со скоростью w и рекомбинации с рекомбинационным коэффициентом α (2). В уравнении Пуассона (3) для электрического потенциала F учитывается объемный электрический заряд q , возникающий в межэлектродном пространстве при движении ионов и их взаимодействии с поверхностью электродов.

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} + qE - C_x u^2, \quad \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_1 U_1) = w - \alpha n_1 n_2, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_2 U_2) = w - \alpha n_1 n_2$$

$$n_m U_m = n_m u - D_m \frac{\partial n_m}{\partial x} - \text{sign}(e_m) b_m n_m \frac{\partial F}{\partial x}, \quad m = 1, 2,$$

$$\varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} = -q, \quad E = -\frac{\partial F}{\partial x}, \quad q = \sum_m e_m n_m,$$

$$e_1 > 0, \quad e_2 < 0$$

(3)

Здесь x – координата вдоль оси канала; e_m - заряд иона; $\varepsilon \varepsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость среды.

Граничные условия для концентраций ионов на электродах можно получить из баланса потоков заряженных частиц на электроды с учетом поверхностных электрохимических процессов ионизации и рекомбинации:

$$n_m U_m = n_0 u + A_{0m} + B_{0m} E - K_{0m} n_m, \quad m = 1, 2, \quad F = F_w, \quad x = x_0; \quad (4)$$

$$n_m U_m = n_0 u - A_{1m} - B_{1m} E + K_{1m} n_m, \quad m = 1, 2, \quad F = 0, \quad x = x_0 + L.$$

Здесь x_0 – координата анода; L - расстояние между электродами; A_{im} , B_{im} , K_{im} – параметры поверхностных электрохимических процессов ионизации и рекомбинации ионов.

Считается, что скорость поверхностной ионизации линейно зависит от напряженности поля. Коэффициенты переноса, скорости объемных и поверхностных реакций считаются заданными и являются параметрами задачи. Отметим, что при исследовании ЭГД течений в рамках модели униполярно заряженной среды в качестве граничного условия берется величина равновесной концентрации ионов на поверхности инжектирующего электрода. В случае нестационарных процессов, возникающих, например, при подаче на электроды импульсного напряжения, предположение о равновесности поверхностной электрохимической реакции может не выполняться из-за возможного существенного изменения распределений концентрации заряженных частиц и поля в окрестности

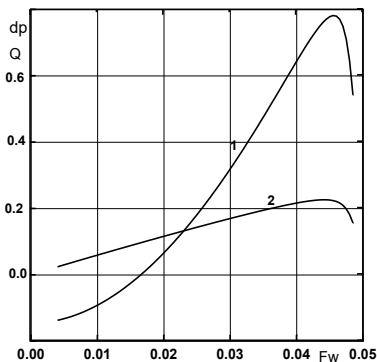
электрода во время импульса. Равновесие нарушается и в случае постоянной приложенной разности потенциалов в условиях, когда инъекция ионов имеет пороговый характер по напряженности поля и в определенном диапазоне параметров в среде возникают волны напряженности поля и плотности объемного заряда [4].

Задача (1)–(4) решается численно методом итераций на каждом шагу по времени с последовательным интегрированием уравнений, входящих в систему. В качестве начального состояния для ионов берется однородное распределение квазинейтральной концентрации в межэлектродном промежутке. Внешнее электрическое поле, прикладываемое в начальный момент, также является однородным. При постоянном расходе жидкости перепад давления на ступени компрессора δP определяется из соотношения

$$\delta P = LC_x u^2 - [E^2(L, t) - E^2(x_0, t)] \quad (5)$$

Начальный перепад давления в отсутствие электрического воздействия соответствует заданному расходу среды через ступень. Расчет при постоянной приложенной разности потенциалов ведется до установления стационарных распределений параметров.

Опишем кратко некоторые результаты вычислительных экспериментов по исследованию влияния параметров модели, используемых для описания поверхностных и объемных электрохимических процессов, на эффективность работы ступени ЭГД-компрессора. Рассматривалась среда с характерными величинами, входящими в задачу, которые соответствуют трансформаторному маслу с примесными ионами, создающими исходную проводимость $\sigma_0 = 2.5 \cdot 10^{-11}$ См/м, и имеют одинаковые коэффициенты диффузии $D_0 = 10^{-9}$ м²/с.



На рисунке представлены в безразмерном виде зависимости перепада давления dP (кривая 1) и суммарного объемного заряда Q (кривая 2) межэлектродного промежутка, которые вырабатываются на ступени после установления стационарного состояния, от приложенного напряжения. Расстояние между электродами $L=0.005$ м, характерное значение

напряженности приложенного поля $E_0 = 5 \cdot 10^6$ В/м. В расчете считалось, что электроды инжектируют одноименно заряженные ионы, а ионы противоположного знака заряда на их поверхности рекомбинируют в соответствии с условиями (4), в которых полагались коэффициенты $A_{im} = 0$ ($i = 0, 1$). При этом величина коэффициента B_{01} , характеризующего инжекцию положительных ионов на аноде, на три порядка превосходила величину B_{12} для инжекции отрицательных ионов на катode.

Видно, что зависимость перепада давления и суммарного объемного заряда промежутка от приложенного напряжения F_w в определенном диапазоне близка к линейной, однако имеется некоторое критическое значение F_{wcr} , после которого дальнейшее увеличение F_w ухудшает эффективность работы преобразователя. Это связано с влиянием инжекции отрицательных ионов с катода, которая усиливается с ростом поля и перераспределяет объемный заряд в межэлектродном пространстве. Немонотонный характер изменения перепада давления с ростом напряжения сохраняется и в случае, когда инжекционные свойства электродов не зависят от напряженности поля. Отметим, что в рамках модели униполярно заряженной среды расчеты дают монотонный рост перепада давления во всем диапазоне приложенных разностей потенциала.

Учет объемных электрохимических процессов при моделировании работы ступени показывает, что наибольшая эффективность достигается в условиях, когда процесс диссоциации нейтральных молекул смеси заморожен, а рекомбинация ионов идет интенсивно.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-01-00157.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бумагин Г.И., Раханский А.Е., Савинов А.Е., Сухих А.А. Перспективы применения ЭГД компрессора в холодильной технике // Холодильная техника. 1995. № 2. С. 28-30.
2. Вартанян А.А., Гогосов В.В., Полянский К.В., Полянский В.А., Шапошникова Г.А. Моделирование нестационарных процессов в каналах ЭГД-насосов // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 3. С.30-41.
3. Панкратьева И.Л., Полянский В.А. Моделирование электрогидродинамических течений в слабопроводящих жидкостях // ПМТФ. 1995. Т.36. №4. С. 36-44.
4. V.A. Polyansky and I.L. Pankratieva. Electric current oscillations in low-conducting liquids. *J. of Electrostatics*, vol. 48 (1999), no 1, pp. 27-41.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕМА ЗАПРАВКИ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО ДАТЧИКА

Лагуткина Д.Ю.¹, Королёв Н.Н., Сайкин М.С.
ФГБОУ ВПО «Ивановский государственный энергетический
университет им. В.И. Ленина», г. Иваново, Россия
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932) 41-60-10;
E-mail: Lagutkina_D@mail.ru,¹

Аннотация. Проведено численное исследование влияния размеров, формы и свойств постоянных магнитов на величину объема заправки магнитожидкостных датчиков. Полученные результаты могут использоваться для определения рационального объема заправки различных устройств с магнитной жидкостью.

Ключевые слова: магнитожидкостный датчик, чувствительный элемент, магнитная жидкость, постоянный магнит.

THE DETERMINATION OF THE VOLUME OF MAGNETIC FLUID FILLING FOR MAGNETIC FLUID SENSOR

Ivanovo State Power Engineering University,
Ivanovo, Russian Federation,
E-mail: Lagutkina_D@mail.ru,¹

Abstracts. The numerical researches of the influence of permanent magnets size, shape and properties on volume of filling magnetic fluid in magnetic fluid sensor are carried out. The received results may be used for the determination of different magnetic fluid devices rational volume of filling.

Keywords: magnetic fluid sensor of angle, sensor element, magnetic fluid, permanent magnet.



ЛАГУТКИНА Дарья Юрьевна закончила магистратуру ИГЭУ в 2015 году с присвоением степени магистра технических наук. В настоящее время аспирантка 3 курса кафедры ТОЭЭ Ивановского государственного энергетического университета им. В.И.Ленина. Имеет 60 публикаций, в том числе 4 статьи в журналах, рекомендованных ВАК, 2 статьи в зарубежных изданиях, 9 патентов на полезные модели.



КОРОЛЁВ Николай Николаевич закончил физический факультет Ивановского государственного университета по специальности «Теоретическая физика» в 1980 году. С 1983 года работал в Специальном конструкторско-технологическом бюро «Полус». С 1998 года на преподавательской работе. Имеет более 30 публикаций, в том числе 2 разработки, защищенные охранными документами.



САЙКИН Михаил Сергеевич закончил электромеханический факультет Ивановского энергетического института им. В.И. Ленина по специальности «Электрические машины» в 1979 году. С 1980 по 2000 год работал в Специальном конструкторско-технологическом бюро «Полюс». В 1998 году в МЭИ (ТУ) защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Разработка и исследование электромеханических магнитожидкостных герметизаторов специального технологического оборудования». Имеет более 180 публикаций, в том числе 48 статей, 50 разработок, защищённых охранными документами, 2 монографии. С 2000 является доцентом кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий ИГЭУ, «Заслуженный изобретатель России».

Отличительной особенностью магнитной жидкости (МЖ) является то, что намагниченность её единицы объёма \bar{M} во внешнем магнитном поле с напряжённостью \bar{H} не может быть описана линейным законом. Магнитные свойства ферроколлоида характеризуются как суперпарамагнитные. Это означает, что закон намагничивания хорошо аппроксимируется формулой Ланжевена:

$$M = M_s \left(\operatorname{cth} \alpha - \frac{1}{\alpha} \right) \quad (1)$$

где M_s - намагниченность насыщения,

$$\alpha = \frac{\pi}{6} \cdot \frac{\mu_0 M_0 H d^3}{kT} \quad (2)$$

где d – диаметр магнитной частицы; M_0 - намагниченность материала частицы; k - постоянная Больцмана

Технология изготовления магнитной жидкости оказывает влияние на диаметр её частиц, поэтому для расчётов принимается среднее значение диаметра.

Воздействие градиента магнитного поля на магнитную жидкость приводит к возникновению напряжений, пропорциональных величине намагниченности. В свою очередь напряжения связаны с работой деформации единицы объёма жидкости и определяются двумя факторами: собственно возникновением напряжений и работой деформаций.

В работе [1] получен компонент тензора напряжений исходя из термодинамики процесса намагничивания. В результате получена формула:

$$\bar{f}_m = -\nabla \left[\mu_0 \int_0^H \left(\frac{\partial M_v}{\partial v} \right)_{k,T} dH \right] + \mu_0 M \bar{\nabla} H \quad (3)$$

В приведённой зависимости первое слагаемое определяет вклад от деформации, второе слагаемое от возникающих напряжений.

Для магнитожидкостных датчиков угла наклона (МЖДУН) целесообразно использовать магнитную жидкость с величиной намагниченности $M_s = 40 \frac{\text{кА}}{\text{м}}$ [2]. Это высококонцентрированная МЖ. Из-за большой

концентрации магнитных частиц магнитострикция незначительна, поэтому первое слагаемое в (3) можно не учитывать. Тогда результирующая сила, действующая на запорочный объём:

$$\bar{f} = \int_{H_0}^H \mu_0 M dH = \mu_0 M_s \int_{H_0}^H dH = \mu_0 M_s (H - H_0) \quad (4)$$

В этом случае $M=M_s$, т.к. поле, в котором находится магнитная жидкость, имеет значение, при котором она находится в состоянии насыщения.

Таким образом: $\bar{f} = M_s \cdot \bar{\nabla} B$, или на единицу объёма $\bar{f} = \frac{M_s \cdot \bar{\nabla} B}{\rho}$.

В работе проводилось определение рационального объёма магнитной жидкости, для заправки магнитожидкостного датчика. Конструкция магнитожидкостного датчика представлена на рис. 1.

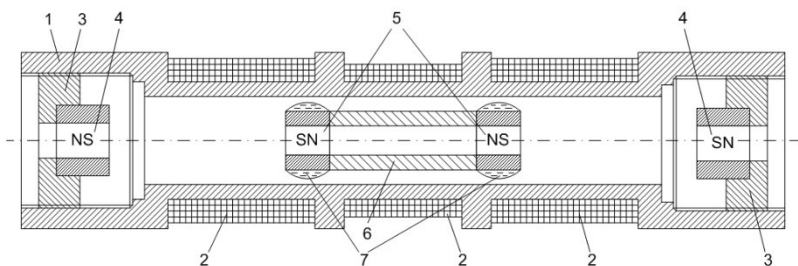


Рис. 1. Конструкция магнитожидкостного датчика с кольцевыми постоянными магнитами

Датчик состоит из корпуса 1, в виде полый цилиндрической немагнитопроводной трубки. С обеих сторон корпуса расположены две измерительных обмотки 2 и две торцевые крышки 3 с отверстиями. В торцевых крышках установлены центрирующие постоянные магниты 4 в форме колец. Внутри корпуса, между торцевыми поверхностями магнитов расположен чувствительный элемент со сквозным отверстием, состоящий из двух кольцевых постоянных магнитов 5, и магнитопроводной втулки 6. Центрирующие кольцевые магниты 4 направлены одноименными полюсами к кольцевым постоянным магнитам 5 чувствительного элемента. Магнитная жидкость 7 находится в цилиндрическом зазоре, образованном внешними поверхностями кольцевых постоянных

магнитов 5 и внутренней поверхностью корпуса 1. Диапазон измеряемых углов датчика можно регулировать за счёт перемещения торцевых крышек

В магнитожидкостном датчике угла наклона (МЖДУН) МЖ используется для обеспечения устойчивого подвеса чувствительного элемента (ЧЭ), состоящего из постоянных магнитов и втулки [3]. Соответственно сила тяжести чувствительного элемента уравнивается силой, выталкивающей постоянный магнит из МЖ:

$$m \cdot g \sim M_s \cdot \bar{\nabla} B \quad (5)$$

На единицу объема получаем

$$\frac{M_s \cdot \bar{\nabla} B}{\rho} \sim g, \quad \frac{M_s \cdot g}{\rho} \sim \bar{\nabla} B$$

Из этого условия следует, что для удержания полем МЖ магнита градиент $\bar{\nabla} B$ должен быть не менее 0,3 Тл/мм.

Для определения градиента магнитного поля магнитожидкостного датчика угла наклона использовалась программа FEMM, с помощью которой моделировалось магнитное поле датчика и определялся его градиент на различном расстоянии от магнита.

При проведении расчетов использовался МЖДУН с редкоземельными магнитами в форме диска и кольца имеющих различные геометрические размеры и материал втулки.

На рис.2. представлена картина распределения магнитного поля МЖДУН.

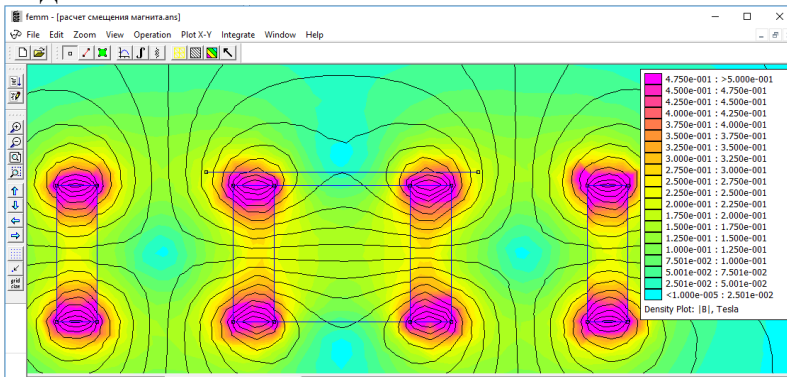


Рис. 2. Картина магнитного поля МЖДУН

При проведении эксперимента задавалась величина зазора между чувствительным элементом и внутренней поверхностью корпуса МЖДУН, в которой находится МЖ. Предполагаемая картина распределения магнитной жидкости вокруг одного из магнитов чувствительного элемента представлена на рис. 3. Магниты чувствительного элемента в каждом конкретном случае подбираются таким образом, чтобы величина градиента индукции $\bar{\nabla} B$ на расстоянии равном расстоянию от чувствительного элемента до внутренней поверхности корпуса было не менее 0,3 Тл/мм.

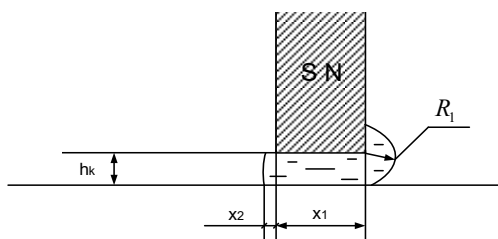


Рис.3 К расчету объема заправки МЖ

Исходя из полученных результатов, определяется предварительный объем заправки магнитной жидкости под один из магнитов чувствительного элемента как объем тела вращения:

$$V = \pi \int_{x_1}^{x_2} y^2 dx \quad (6)$$

При выполнении условия (5), величина градиента индукции на внутренней поверхности корпуса будет больше требуемой для удержания МЖ постоянным магнитом. Это приводит к перераспределению усеченного корпусом датчика объема магнитной жидкости и он занимает положение вокруг магнитов чувствительного элемента $\tilde{J} \sim \tilde{\sim}$, как показано на рис.4.

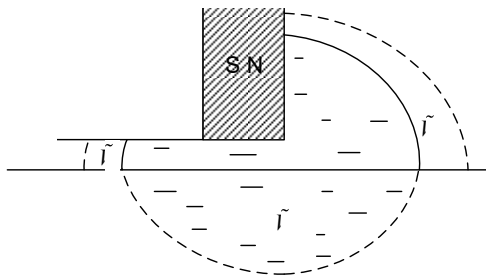


Рис. 4. К расчету объема перераспределенной МЖ

Объем перераспределенной жидкости можно найти из условия равенства работы по удержанию постоянного магнита магнитной жидкостью и работы силы тяжести чувствительного элемента:

$$\tilde{V} \cdot M \cdot \Delta B = \frac{1}{2} mgh, \quad (7)$$

Где $\tilde{V} \cdot M \cdot \Delta B$ – работа по перемещению жидкости в поле, $1/2mgh$ – работа силы тяжести одного из двух магнитов ЧЭ.

Кроме этого, под действием силы тяжести ЧЭ смещается относительно оси симметрии датчика на величину Δh [4], следовательно, $h = h_k - \Delta h$.

Итоговый объем заправки МЖ в МЖДУН вычисляется по формуле

$$V_{МЖ} = V + \tilde{V} \quad (8)$$

В ходе работы были проведены расчеты объема заправки МЖ для датчиков с различной конфигурацией чувствительного элемента. Результаты расчетов представлены в таблице.

В результате численных исследований найден рациональный объем заправки МЖ для магнитожидкостных датчиков с постоянными магнитами разной формы и размеров и чувствительным элементом, изготовленным из разных материалов. Полученные результаты могут использоваться для определения рационального объема заправки различных устройств с магнитной жидкостью.

Таблица

Объем заправки магнитной жидкости в МЖДУН

Параметры чувствительного элемента						Объем заправки, мм ³
Марка магнита	Размеры и форма магнита, мм	Коэфф. сила, Нс, кА/м	Ост. индук., Вг, Тл	Размеры втулки, мм	Материал втулки	
КС-37	К 9×5×2	557	0,82	9×5×6	Сталь 10	672,9
КС-37	Д 9×2	557	0,82	9×6	Сталь 10	579,3
КС-37	К 10×5×3	716	1,07	10×5×10	Сталь 10	421,7
КС-37	Д 10×3	617	0,92	10×10	Сталь 10	431,9
ЧЗ6Р	К 12×8×2	800	1,22	12×8×10	Сталь 10	424,6
КС-37	Д 12×2	557	0,82	12×10	Сталь 10	783
КС-37	К 15×10×5	557	0,82	15×10×10	Сталь 10	1339
КС-37	Д 15×5	557	0,82	15×10	Сталь 10	1219
КС-37	К 9×5×2	557	0,82	9×5×6	Фторопласт	648,2
КС-37	Д 9×2	557	0,82	9×6	Фторопласт	567,1
КС-37	К 10×5×3	716	1,07	10×5×10	Фторопласт	404,68
КС-37	Д 10×3	617	0,92	10×10	Фторопласт	433,109
ЧЗ6Р	К 12×8×2	800	1,22	12×8×10	Фторопласт	378,38
КС-37	Д 12×2	557	0,82	12×10	Фторопласт	769,3
КС-37	К 15×10×5	557	0,82	15×10×10	Фторопласт	1359,9
КС-37	Д 15×5	557	0,82	15×10	Фторопласт	1224,6

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Розенцвейг Р.** Феррогидродинамика: пер. с англ. – М., Мир, 1981, 356 с.
2. **Курченков А.Г.** Магнитные жидкости – новый эффективный материал в машиностроении. / Механизация и автоматизация производства. 1990. – №4, С.38.
3. **Сайкин М.С., Морозова Д.Ю.** Магнитожидкостное устройство для определения угла наклона. Патент на полезную модель, Российская Федерация N 113349, МКИ G01C 9/00, Приоритет от 18.10.2011, опубл. 10.02.2012, Бюл. N 4.
4. **Морозова Д.Ю., Сайкин М.С.** Влияние параметров чувствительного элемента магнитожидкостного датчика угла наклона на силу подвеса. // Датчики и системы. – Изд-во ООО «Сенсидат-Плюс», N 7, 2015. С.15-18.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОЙ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТЕЙ ЭЛЕКТРОДОВ НА ПАРАМЕТРЫ ЭГД-СИСТЕМ С ПМС-50

Кузько А.Е.¹, Кузьменко А.П., Кузько А.В., Куценко А.В.,
ФГБОУ ВО «Юго-Западный государственный университет»,
г. Курск, Российская Федерация
E-mail: kuzko@mail.ru¹

Аннотация: Проанализированы особенности низковольтных участков вольт-амперных характеристик проволочных электродов, модифицированных посредством лазерного скрайбирования с шагом 50, 80 и 120 мкм, и магнетронным напылением. Обнаружен эффект усиления катодной инжекции зарядов в случае магнетронного напыления на структуры, полученные лазерной обработкой.

Ключевые слова: микро- и наноструктура, коэффициент усиления локального электрического поля, магнетронное напыление, лазерное скрайбирование, автоэлектронная эмиссия.

THE EFFECT OF STRUCTURAL MODIFICATION OF SURFACES OF ELECTRODES ON THE PARAMETERS OF EHD-SYSTEMS WITH PMS-50

Kuzko A.E.¹, Kuzmenko A.P., Kuzko A.V., Kutsenko A.V.
Southwest State University, Kursk, Russian Federation,
E-mail: kuzko@mail.ru¹

Annotation: The technique for calculating the increase in the intensification of electroconvective flows is explained by increasing the local electric fields of the injectors due to micro- and nanostructuring of the electrode surface.

Keywords: local electric fields, micro- and nanostructure, gain factor, double electric layer, field emission, form factor.



КУЗЬКО Андрей Евгеньевич в 1993 году закончил физико-математический факультет Курского государственного педагогического института. В 2002 году защитил диссертацию по физике конденсированного состояния "Исследование электрофизических процессов в электрогидродинамических устройствах" на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. Автор имеет 90 научных публикаций, в том числе 25 статей, патент РФ на изобретение, 13 статей в иностранных журналах. С 2013 работает доцентом на кафедре нанотехнологий и инженерной физики Юго-Западного государственного университета.

Практическое применение необычных свойств наноматериалов на сегодняшний день тесно связано с разработкой новых и совершенствованием уже известных методов получения наноструктур с заданными

свойствами. Первостепенное значение в проявлении и возникновении важных для использования свойств наноматериалов, а также в процессах их получения играют межфазные границы раздела сред. Процессы, приводящие к образованию наноструктур и самоорганизации на границах раздела различных сред под энергетическим воздействием токов или полей, одно из важнейших направлений современных научных исследований [1- 3].

Появление важных для практики свойств ансамблей наночастиц на межфазных границах раздела объясняется возникновением так называемых размерных эффектов. Изменение свойств наночастиц по сравнению с макрочастицами того же вещества может иметь разный характер [1-7]: осциллирующий, с насыщением, с максимумом. Подобные изменения в свойствах объясняется следующими причинами: совпадением размеров наночастицы с характерным для данной макросистемы корреляционным радиусом [5-7], определяющим рассматриваемое физическое явление; проявлением квантовых закономерностей; очисткой объёма частиц от дефектов посредством сил изображения; увеличением доли приповерхностных атомов наночастиц по сравнению с объёмными и сопутствующим увеличением поверхностной энергии; наличием низких координационных чисел атомов на поверхностях, в углах, впадинах, краях моноатомных террас, что приводит к реконструкции в расположении атомов; возникновением приповерхностных состояний (уровней Тамма) обусловленных взаимодействием электронов со свободной поверхностью нанообъекта; появлением явлений самоорганизации, самосборки и др.

Одно из важных применений размерных эффектов наноансамблей структур на межфазной границе раздела сред является управление электроконвекцией. Что представляет собой эффективный и изящный инструмент управления посредством электрического поля турбулизацией гидродинамических, термических и диффузионных пограничных слоёв, реструктурированием многофазных смесей и поэтому находит широкое применение для усиления тепло- и массообмена, начиная в различных химических производствах и заканчивая невесомостью [8-10].

Для устройств тепло- и массообмена перспективна система проволочных электродов. Они обладают достаточно высокими напорно-расходными характеристиками и обладают широкими возможностями в регулировании параметров. Исследование влияния структурирования поверхности проволочных электродов на электрофизические параметры ЭГД-системы в низковольтном режиме (до порога развитой электроконвекции) производилось на установке, принципиальная схема которой представлена на рис. 1.

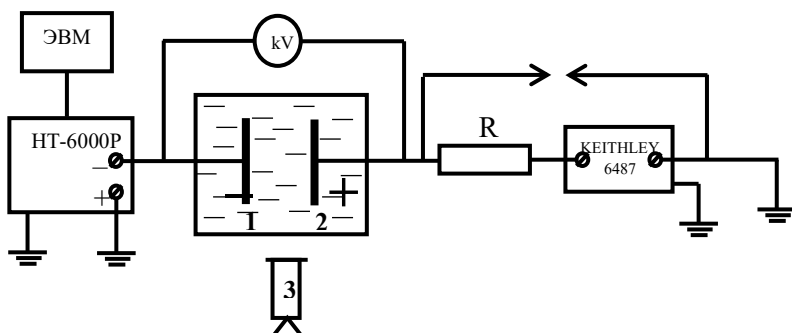


Рис. 1. Установка для исследования ВАХ в низковольтном режиме:
1 и 2 – испытуемые электроды, 3 – видеокамера

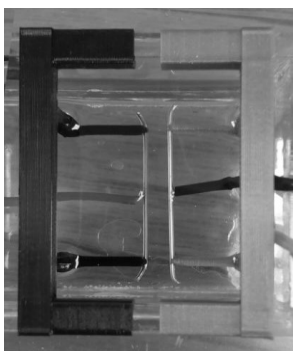


Рис. 2 – Модифицированные проволочные электроды в измерительной ячейке

Структурированные электроды 1 и 2 менялись как по полярности, так и по обработке (модификации) (рис. 2). Структурирование электродов производилось посредством лазерного воздействия на их поверхность (скрайбирования с заданным шагом 50 и 80 мкм) и последующего магнетронного напыления алюминия, хрома и никеля. Обработка электродов данным методом представляет интерес благодаря микро- и наноструктурированию их поверхностей. Помимо полученного скрайбированием лазерным лучом микроструктурирования с заданным шагом, в результате лазерной абляции воз-

никло наноструктурирование поверхности электродов. Напыление покрытий на такую неоднородную поверхность в большинстве случаев приводит к заглаживанию наиболее мелких структур и увеличению крупных, создавая отдельные пики, что должно благотворно сказываться на интенсивности электроконвекции. На рис. 3 представлены результаты обработки испытуемых электродов.

Размеры образованных наноструктур в результате лазерного скрайбирования составляют 80 – 120 нм. Это отчетливо наблюдается на снимке РЭМ при большем увеличении (рис. 4). Структуры на поверхности электрода с магнетронным напылением алюминия имеют размер ~ 200 – 300 нм.

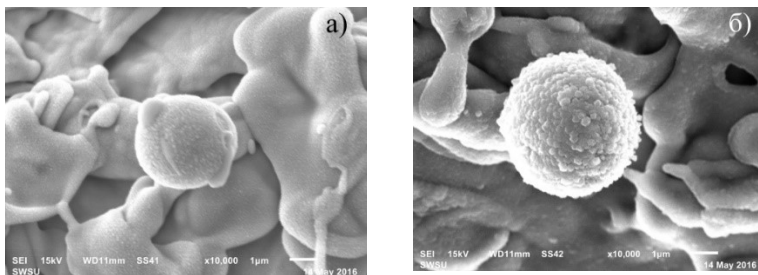


Рис. 3. РЭМ – изображения поверхностей электродов после лазерного скрайбирования (а) и скрайбирования с последующим магнетронным напылением алюминия

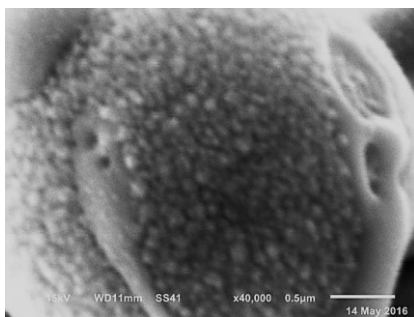


Рис. 4. Наноразмерные структуры на поверхности отдельной вершины образца без покрытия (чистая медь), скрайбирование лазером 50 мкм

Исследования ВАХ испытуемых проволочных электродов с различными типами поверхностей проводились в низковольтном режиме с использованием для измерения токов пикоамперметра Keithley 6487. Инструментальная погрешность пикоамперметра на используемом пределе 2 нА составляла ~ 10 фА, поэтому данной погрешностью можно пренебречь. В основном влияние на результаты измерений оказывала случайная погрешность, заключающаяся в расхождении показаний прибора для установленного подаваемого на испытуемые электроды напряжения. Для ее определения при установленном подаваемом напряжении определялись минимальные и максимальные значения тока. По полученным данным строился график ВАХ для трех случаев: для максимальных, минимальных и усредненных значений тока и рассчитывались абсолютная и относительная погрешности.

ВАХ системы электродов с испытуемыми образцами медь без покрытия (чистая медь) и скрайбированными лазером с шагом 50 мкм и 80 мкм (мощность лазерного излучения 20 Вт, длина волны излучения – 1,06 мкм, частота повторения импульсов 20 – 500 кГц, длительность 4,2 нс, диаметр получаемого лазерного пятна составляет ~ 40 мкм.) в

низковольтном режиме представлена на рис. 5. Образец выступал как в качестве катода, так и анода при смене полярности. Вторым электродом в системе был образец без покрытия (чистая медь).

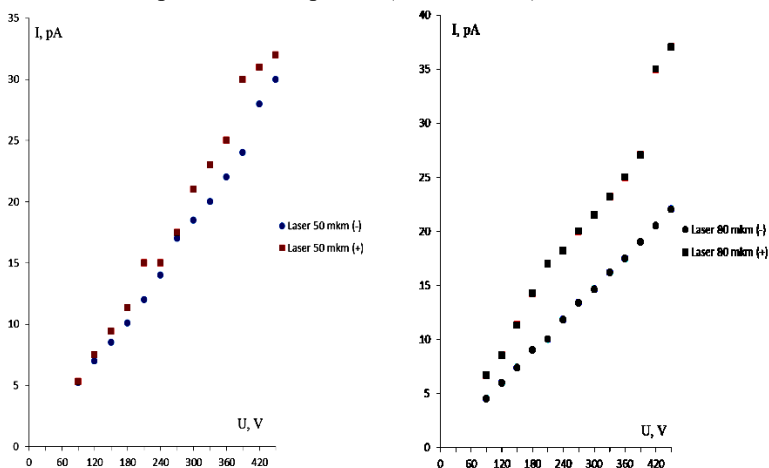


Рис. 5 – ВАХ системы с проволочными электродами: а) скрайбирован с шагом 50 мкм; б) скрайбирован с шагом 80 мкм. Второй электрод эталонный чистая медь без обработки

ВАХ для электродов скрайбированных с шагом 80 мкм с последующим напылением алюминием, хромом и никелем (длительность напыления 100 секунд на установке магнетронного напыления МВУ Магна Т) представлены на рисунках 6, 7.

По данным ВАХ двух экспериментов с электродами без покрытий и электродов только скрайбированных (рис. 5) наблюдается сходство процессов электроконвекции – инжекция зарядов происходит лучше с положительно заряженного электрода.

ВАХ системы электродов, испытывавшим последующее напыление (рис. 6, 7), показывает, что инжекция зарядов происходит интенсивнее, когда на испытуемый электрод подается отрицательный потенциал.

В таблице приведены основные токовые характеристики испытуемых электродов. Значения тока при подаваемом напряжении 450 В взяты из данных ВАХ в случае, когда испытуемые образцы являлись катодами. Количество полученных микроструктур на скрайбированных электродах составило для электродов с шагом 50 мкм – 700 структур, с шагом 80 мкм – 437 структур. Токи, рассчитанные на одну микроструктуру представлены в таблице.

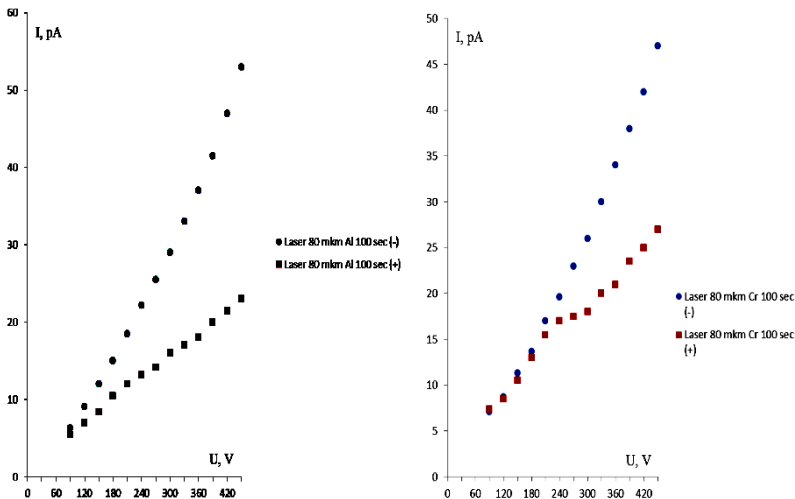


Рис. 6 – ВАХ системы с проволочными электродами: а) скрайбирован с шагом 80 мкм и напылен алюминий; б) скрайбирован с шагом 80 мкм и напылен хром. Второй электрод эталонный – чистая медь без обработки.

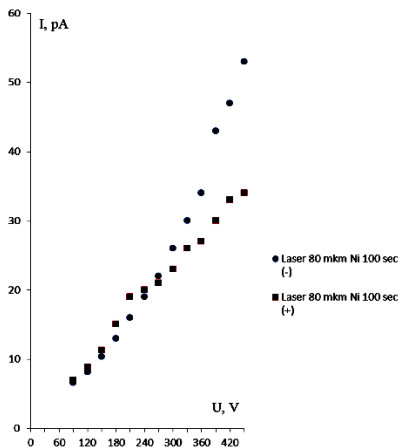


Рис. 7 – ВАХ системы с проволочными электродами: скрайбирован с шагом 80 мкм и напылен никелем 100 сек. Второй электрод эталонный чистая медь без обработки.

Исходя из полученных данных, можно сделать вывод, что ток, приходящийся на одну структуру выше у тех электродов, где структуры состоят из микро- и нанообразований полученных при лазерной абляции, а затем модифицированных дополнительно структурами металлов при магнетронном напылении. Наибольший ток у напылённых алюминием и никелем, причем они одинаковы. Экспоненциальный рост ВАХ для этих электродов в качестве катодов, начинается практически в самом начале ВАХ, что косвенно свидетельствует об автоэлектронном эмиссионном характере зарядообразования. Ход такой зависимости отличен от считающейся

эталонной по отношению к жидким диэлектрикам кривой Никурадзе. Для

ненапыленных скрайбированных электродов низковольтные участки имеют стандартный вид линейной зависимости, причём если скрайбированный электрод выступает в качестве анода, то зависимости лежат выше. Это можно объяснить тем, что в данных системах преобладает диссоционно-рекомбинационный механизм проводимости, при котором оказываются, задействованы ионы, образованные из молекул диэлектрика, распределённых по объёму диэлектрика, а разрядка на аноде (образование положительных ионов) при этом происходит интенсивнее, чем зарядообразование на катоде.

Таблица

Токовые характеристики испытываемых электродов (катодов)

Поверхность электрода	I^*10^{-12} , А при $U=450$ В	j^*10^{-14} , А / микроструктуру	Работа выхода, эВ
Без напыления, Cu, скрайбирование 50 мкм	30	4,29	4,53 – 5,1
Без напыления, Cu, скрайбирование 80 мкм	22	5,03	4,53 – 5,1
Напыление Al 100 sec, скрайбирование 80 мкм	53	12,13	4,06 – 4,26
Напыление Cr 100 sec, скрайбирование 80 мкм	47	10,76	4,5
Напыление Ni 100 sec, скрайбирование 80 мкм	53	12,13	5,04 – 5,35

Кроме данного микроструктурирования в результате лазерной абляции возникло структурирование меньшего порядка, в том числе и по вершинам борозд. Анализ которых при большом увеличении показал на наличие плотно расположенных наноструктур с размерами порядка 80-120 нанометров. При магнетронном напылении данные структуры сглаживаются, но получают ещё дополнительное структурирование.

При исследовании электрофизических характеристик исследуемых электродных систем можно сделать следующие выводы:

1. Обнаружен экспоненциальный рост вольт-амперных характеристик на низковольтном режиме (от 0 до 450 В), при катодах скрайбированных лазерным лучом диаметром 80 мкм и напыленных алюминием, хромом и никелем, что свидетельствует на усиление инжекционного характера электропроводности системы микро- и наноструктурами данных электродов. Таким образом, рассмотренные модифицированные поверхности можно использовать как инжекторы отрицательных ионов.

2. Для ненапыленных скрайбированных электродов низковольтные участки имеют стандартный вид линейной зависимости, причём если скрайбированный электрод выступает в качестве анода, то зависимости

лежат выше. Это говорит о том, что в данных системах преобладает диссоциационно-рекомбинационный механизм проводимости, при котором оказываются, задействованы ионы, образованные из молекул диэлектрика, распределённые по объёму диэлектрика и разрядка на аноде (образование положительных ионов) происходит интенсивнее, чем зарядообразование на катоде. Что можно объяснить более развитой поверхностью, вследствие лазерного испарения металла.

По полученным результатам выявлено, что использование скрайбированных электродов с напылением алюминия и никеля в устройствах тепло- и массообмена повысит их эффективность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ролдугин В.И. Самоорганизация наночастиц на межфазных поверхностях / В.И. Ролдугин // Успехи химии. – 2004. – Т. 73, №2. – С. 123-156.
2. Пул Ч. Нанотехнологии / Ч. Пул, Ф. Оуэнс. – М.: Техносфера, 2005. - 336 с.
3. Emelyanov S.G., Kuz'ko A.E., Kuz'ko A.V., Ryapolov P.A. Study of Capacitive and Electrical Conductivity Characteristics of the System «Nanostructured Electrodes - Dielectric Liquid» / Journal of Nano- and Electronic Physics. – Vol. 6, No 3. – 2014.
4. Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии / А.И. Гусев. // М.: Физматлит, 2009. – 416 с.
5. Ролдугин В.И. Квантоворазмерные металлические коллоидные системы / В.И. Ролдугин // Успехи химии. – 2000. – Т.69, № 10. – С. 899 – 923.
6. Суздаев И.П. Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов / И.П. Суздаев. // М.: Книжный дом «Либроком», 2009. – 592 с.
7. Уайтсайде Дж. Нанотехнология в ближайшем десятилетии. Прогноз направления исследований / Дж. Уайтсайде, Д. Эйглер, Р. Андерс и др.; под ред. М.К. Роко, Р.С. Уильямса и П. Аливисатоса; пер. с англ. — М.: Мир, 2002. — 292 с.
8. Савиных Б.В. Взаимная диффузия жидкостей в электрических полях / Б.В. Савиных, Ф.М. Гумеров // Химия и компьютерное моделирование. Бутлеровские сообщения. – 2002. Прил. к спецвыпуску №10. – С. 213–220.
9. Савиных Б.В. Теплопроводность жидкостей в электрических полях / Б.В. Савиных, Р.А. Афлетонов, М.А. Синицин // Химия и компьютерное моделирование. Бутлеровские сообщения. – 2002. Прил. к спецвыпуску №10. – С. 221–230.
10. Вигдорович В.И. Электрохимия наноматериалов и технологии на их основе / В.И. Вигдорович, Н.В. Соцкая, Н.В. Шель, Е.В. Алексашина, Л.Е. Цыганкова, О.В. Долгих // Конденсированные среды и межфазные границы. –2008. – Т.10, №2. – С. 85 – 94.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МИНИМАЛЬНО НЕОБХОДИМОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ ДЛЯ РАЗВИТИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В СУСПЕНЗИИ ПРИ ВЫСОКОГРАДИЕНТНОЙ МАГНИТНОЙ СЕПАРАЦИИ В ЯЧЕЙКЕ ХЕЛЕ-ШОУ

Жолудь А.М.

Государственное научное учреждение «Институт тепло- и массообмена имени А.В.Лыкова НАН Беларуси», г. Минск, Республика Беларусь

Анотация: Развитие микрожидкостных технологий, в частности аналитических систем, требует развития технологий сепарации частиц из суспензии, которые могут быть встроены в миниатюрные устройства. Одна из них – это магнитная сепарация, гидродинамические особенности которой в микрожидкостной геометрии требуют всестороннего изучения. В частности, важно исследовать условия возникновения в суспензии гидродинамической неустойчивости Релея–Тейлора, поскольку это непосредственно влияет на магнитную сепарацию.

Ключевые слова: магнитофорез, суспензия, магнитная сепарация, ячейка Хеле-Шоу, неустойчивость Релея–Тейлора.

DETERMINATION OF MINIMALLY NECESSARY CONCENTRATION OF PARTICLES FOR APPEARANCE OF HYDRODYNAMIC INSTABILITY IN SUSPENSION IN HIGHGRADIENT MAGNETIC SEPARATION IN THE HELE-SHOW CELL

Zholudz A.M.

A.V.Luikov heat and mass transfer institute of the national academy of sciences of Belarus, Minsk, Republic of Belarus

Annotation. The development of microfluidic technologies, in particular analytical systems, requires the development of technologies of separation particle from suspension that can be embedded in miniature devices. One of them is magnetic separation the hydrodynamic features of which in microfluidic geometry require comprehensive study. In particular it is important to investigate the conditions for the appearance in the suspension of the hydrodynamic Rayleigh-Taylor instability since this directly affects the magnetic separation.

Key words: magnetophoresis, suspension, magnetic separation, Hele-Show cell, Relay–Taylor instability.

Введение. Хеле-Шоу разработал в 1898 ячейку, которая позже названа в его честь [1]. С ее помощью исследовалось обтекание жидкостью различ-

ных профилей, кроме того ячейка Хеле-Шоу стала хорошей экспериментальной моделью для исследования течений в пористых средах [1]. Последнее весьма актуально в нефтедобывающей промышленности.

Ячейка Хеле-Шоу состоит из двух стеклянных пластин, причем зазор между ними значительно меньше двух других измерений ячейки. Если величина зазора меньше миллиметра, то данное устройство можно отнести микрожидкостным, которые в настоящее время интенсивно исследуются в том числе для создания диагностических систем. В таких миниатюрных устройствах вместо традиционных методов разделения биологических частиц перспективно использовать прямую магнитную сепарацию, основанную на различии по магнитных свойствам разделяемых объектов. Кроме диагностических целей микрожидкостные системы могут использоваться и непосредственно для магнитной сепарации крови и других биологических суспензий [2–5].

Малая величина магнитной силы, действующей на клетки крови в микрожидкостных устройствах, обуславливает направленность значительной части современных исследований на поиск эффективных схем магнитной сепарации. Теоретическую основу этих исследований составляет моделирование движения отдельных частиц. Вопрос о коллективном поведении увлекаемых магнитным полем клеток до сих пор не поднимался и представляет значительный научный и практический интерес как для развития технологии магнитной сепарации, так и гидродинамики в целом. Из возможных механизмов коллективного магнитофореза сразу исключаются магнитные взаимодействия из-за малой величины ($\sim 10^{-6}$) магнитной восприимчивости клеток и физиологических растворов. Этот факт указывает на аналогию между магнитной сепарацией слабомагнитных микрочастиц, протекающей в заданном силовом поле, и гравитационной седиментацией, коллективный характер которой имеет гидродинамическую природу и на протяжении уже долгого времени составляет проблему механики жидкости и статистической физики [6–8]. В связи с этим становится очевидным, что локальные (межчастичные) и глобальные (между жидкой и дисперсной фазами) гидродинамические взаимодействия представляют фундаментальный интерес для исследования магнитной сепарации, подобно гравитационной седиментации с ее актуальными проблемами гидродинамических флуктуаций [9] и гранулярной неустойчивости Рэлея–Тейлора [10].

Таким образом, для дальнейшего исследования неустойчивости магнито-гравитационной седиментации суспензий необходимо разработать методику определения пространственного распределения концентрации, поскольку для достижения необходимой производительности при магнитной сепарации требуется использовать клеточные суспензии

с высокой концентрацией, из-за неоднородности которой возникает гидродинамическая неустойчивость суспензии [11]. Вторым важным вопросом: существует ли пороговая концентрация, начиная с которой суспензия становится неустойчивой.

Материалы и методы. Результаты, представленные ниже, получены с помощью экспериментального комплекса «Магнитоцитометр» [12] (рис. 1), предназначенного для измерения магнитных свойств клеток. В состав комплекса входит измерительная ячейка, в которой между двумя стеклянными пластинами образован измерительный канал с прилегающим к нему ферромагнитным цилиндром. Такая геометрия позволяет путем наложения внешнего однородного магнитного поля создавать в измерительном канале высокоградиентное магнитное поле, необходимое для возникновения движения клеток.

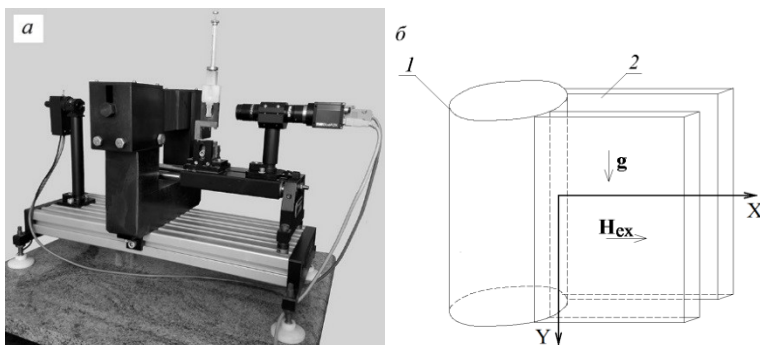


Рис. 1. Экспериментальный комплекс «Магнитоцитометр» (а) и схема его измерительной ячейки (б) (1 – ферромагнитный цилиндр, 2 – измерительный канал)

Измерительная ячейка в силу малого расстояния между стеклянными пластинами (100 мкм) по определению представляет из себя ячейку Хеле–Шоу и относится к микрожидкосным.

Оптическая система комплекса позволяет производить цифровую видеорегистрацию движения клеток, а специальные компьютерные алгоритмы – анализ траекторий клеток, и по их параметрам определять их магнитные свойства. При малой концентрации частиц в суспензии ее можно определить из экспериментальной видеозаписи с помощью алгоритмов, основанных на непосредственном подсчете частиц. Начиная с некоторой концентрации частицы соприкасаются друг с другом, в связи с чем их становится трудно отличать.

Единственная возможность получить распределение концентрации при ее большой величине состоит в определении количества света, прошедшего через исследуемую суспензию, по кадрам видео с результатами регистрации экспериментов. Предварительные эксперименты позволили установить, что концентрация в диапазоне до 250 млн/мл линейно связана с яркостью изображения. Разработанный метод для установления концентрации в заданной точке, производит расчет среднего значения яркости изображения по всем точка ее окрестности, представляющей собой квадратную область 25x25 мкм или 10x10 пикселей изображения [13] с центром в заданной точке.

Суспензии, которые использовались в экспериментах, готовились путем разведения цельной крови до необходимой концентрации в физиологическом растворе (0,9% NaCl) с добавлением 2% альбумина, pH раствора доводился до 7,3 прибавлением нескольких микролитров раствора щелочи NaOH в физиологическом растворе (0,9% NaCl). Контроль концентрации осуществлялся с помощью камеры Горяева. Эксперименты проводились при стандартных лабораторных условиях.

Отмечу также, что эритроцитов в крови в тысячи раз больше других клеток, поэтому суспензию разбавленной цельной крови уместно называть суспензией эритроцитов. Кроме того, плотность физиологического раствора 1,05 г/см³, а у эритроцитов, плотность 1,08 г/см³, что делает их интересными в гидродинамических исследованиях, поскольку такая разность в плотностях обуславливает малое отличие скорости жидкости от скорости находящихся в ней клеток. Для того, чтобы сообщить эритроцитам магнитные свойства, они помещались в плотно закрытую пробирку и обдувались в течение 40 минут азотом.

Результаты и выводы. На рис. 2 показаны распределения концентрации по объему ячейки Хеле-Шоу для разных моментов времени при проведении магнитной сепарации. В качестве образца использовалась кровь, разбавленная до концентрации клеток 12 млн/мл. Распределения визуализированы в виде поверхностей. Цвет участка поверхности варьируется от белого при максимальной концентрации 12 млн/мл до черного – 0 млн/мл.

Перед анализом представленных результатов следует сказать, что длина магнитного стержня (см. рис. 1) и соответственно канала ячейки 2 см, а длина области наблюдения, где и происходит видео регистрация, 2 мм. Ранее было проверено, что при таких условиях ферромагнитный стержень можно рассматривать как цилиндр бесконечной длины [14]. Магнитное поле в такой ситуации для произвольной точки тогда зависит только от ее расстояния от оси цилиндра. Это значит, что физические условия зависят только от координаты X. Из рис. 2 видно, что

при концентрации 12 млн/мл с учетом ее флуктуаций последняя не зависит от вертикальной координаты. С течением времени в процессе сепарации концентрация падает по всему объему канала ячейки, причем в областях более близких к магнитному стержню быстрее. Процесс продолжается пока все клетки не притянутся к ферромагнитному стержню и не будут им удерживаться.

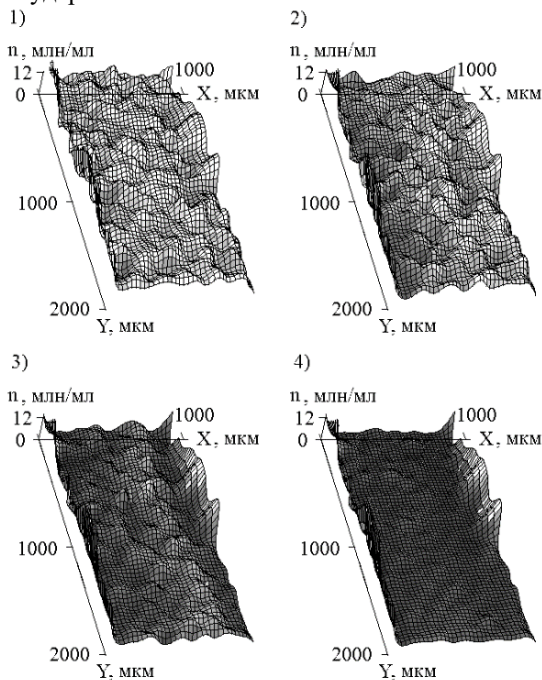


Рис. 2. Изменение пространственного распределения концентрации в ячейке Хеле-Шоу в процессе магнитной сепарации при начальной концентрации 12 млн/мл (1 – в начальный момент времени, 2 – через 1 минуту, 3 – через 5 минут, 4 – через 10 минут)

Совершенно иначе сепарация протекает при больших концентрациях (рис. 3). Для примера здесь представлены эксперименты с суспензией концентрацией 250 млн/мл. Через некоторое время в суспензии возникает вихревое движение суспензии, затем возникают структуры из частиц суспензии в виде протяженных пальцев (рис. 3в – представлен кадр исходного видео 5 минут с начала процесса сепарации, рис. 3г – результат определения распределения концентрации для кадра с рис. 3в).

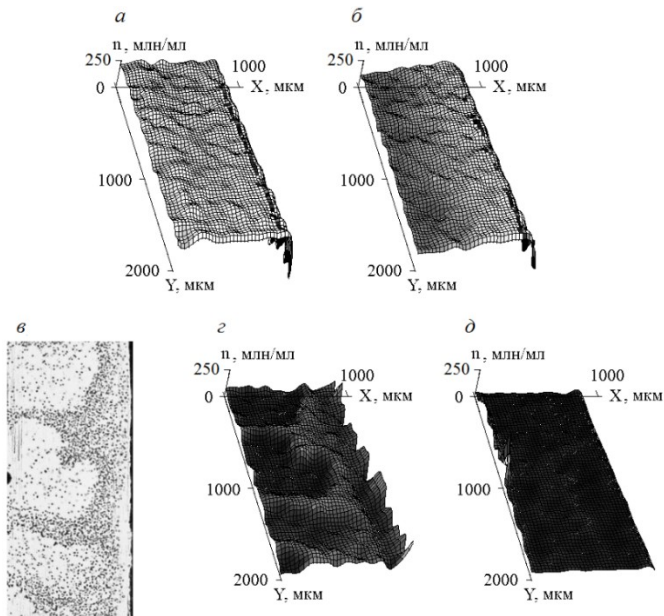


Рис. 3. Изменение пространственного распределения концентрации в ячейке Хеле-Шоу в процессе магнитной сепарации при начальной концентрации 250 млн/мл (*a* – в начальный момент времени, *б* – через 1 минуту, *в* – кадр с изображением канала ячейки через 5 минут, *г* – через 5 минут, *д* – через 10 минут)

Для решения второй из поставленных задач исследования, определения пороговой концентрации, использовался метод бисекции. Он применялся в следующем варианте: первые эксперименты проводились с суспензиями концентрации эритроцитов 1,5 млн/мл и 30 млн/мл. При 1,5 млн/мл вихревое движение отсутствовало, а при 30 млн/мл наблюдалось. Это позволило прийти к выводу, что пороговое значение концентрации лежит на отрезке между 1,5 и 30 млн/мл. При всех бисекциях отрезка, внутри которого лежит искомая концентрация, для расчета середины отрезка концентрация 1,5 млн/мл принималась за ноль. Следующий эксперимент был проведен при концентрации 15 млн/мл, при которой вихревого движения не наблюдалось, что указало – искомая концентрация лежит на отрезке от 15 млн/мл до 30 млн. Таким образом эксперименты были проведены для целого набора концентраций (рис. 4) и было определено что пороговая концентрация равна $18,8 \pm 0,5$ млн/мл.

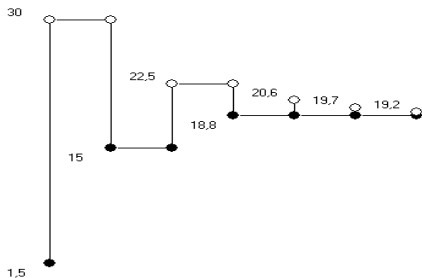


Рис. 4. Экспериментальное определение пороговой концентрации возникновения вихревого движения суспензии в ячейке Хеле-Шоу, рядом с точкой подписано значение концентрации, которой она соответствует, белым точка закрасивается если при данной концентрации развивается неустойчивость, черным если нет.

Анализ экспериментального видео для концентрации 12; 24; 48; 62,5; 125; 250 мл/мл показал, что с течением времени, когда эритроциты притягиваются и удерживаются у края ячейки магнитным стержнем, а во всем объеме ячейки Хеле-Шоу не остается областей с концентрацией выше пороговой вихревое движение прекращается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ockendon, J. R.** Kochina and Hele-Shaw in modern mathematics, natural science and industry / J. R. Ockendon, S. D. Howison // *J. of Appl. Mathematics and Mechanics* – 2002. – Vol. 66, Issue 3 – P. 505-512.
2. **Jung, J.** Lateral-driven continuous magnetophoretic separation of blood cells / J. Jung, K. Han // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – Vol. 93. – Art. 223902.
3. Label-free cell separation and sorting in microfluidic systems / D. R. Gossett [et al.] // *Anal Bioanal Chem.* – 2010. – Vol. 397. – P. 3249–3267.
4. Open gradient magnetic red blood cell sorter evaluation on model cell mixture / L. R. Moore [et al.] // *IEEE Trans Magn.* – 2013. – Vol. 49, № 1. – P. 309–315.
5. Magnetic separation of malaria-infected red blood cells in various developmental stages / J. Nam [et al.] // *Analytical Chemistry.* – 2013. – Vol. 85. – P. 7316–7323.
6. **Ramaswamy, S.** Issues in the statistical mechanics of steady sedimentation // *Advances in Physics.* – 2001. – Vol. 50, No. 3. – P. 297–341.
7. **Batchelor, G. K.** The hydrodynamic interaction of two small freely-moving spheres in a linear flow/ G. K. Batchelor, J. T. Green // *J. Fluid. Mech.* – 1972. – Vol. 56. – P. 375–400.
8. **Guazzelli, E.** Fluctuations and instability in sedimentation / E. Guazzelli, J. Hinch // *Annual Review of Fluid Mechanics.* – 2011. – Vol. 43. – P. 97–116.
9. Nonuniversal velocity fluctuations of sedimenting particles/ S.-Y. Tee [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – Vol. 89. – Art. 054501.
10. Hydrodynamic Fluctuations in Confined Particle-Laden Fluids / Desreumaux N. [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2013. – Vol. 111. – Art. 118301.
11. **Kashevsky, B. E.** Hydrodynamic instability in a magnetically driven suspension of paramagnetic red blood cells / B. E. Kashevsky, A. M. Zholud, S. B. Kashevsky // *Soft Matter.* – 2015. – Vol. 11. – P. 6547–6551.
12. **Kashevsky, B. E.** Magnetophoretic trajectory tracking magnetometry – a new technique of assessing magnetic properties of submagnetic microparticles and cells / B. E. Kashevsky, A. M. Zholud, S. B. Kashevsky // *Review of scientific instruments.* – 2012. – Vol. 83. – Art. 075104.
13. **Жолудь, А. М.** Измерение распределения концентрации частиц в ячейке Хеле-Шоу при их магнитной сепарации / А. М. Жолудь // VI конгресс физиков Беларуси: сб. науч. тр. 20–23 ноября 2017 г. – Минск :Институт физики НАН Беларуси, 2017. – С. 213–214.
14. **Жолудь, А. М.** Диа- и парамагнитофрез микрочастиц вблизи короткого намагниченного цилиндра / А. М. Жолудь, Б. Э. Кашевский // *Инженерно-физический журнал.* – 2010. – Т. 83, № 3. – С. 554–559.

РАЗРАБОТКА КОМБИНИРОВАННОГО МАГНИТОЖИДКОСТНОГО УПЛОТНЕНИЯ ВОДЯНОГО НАСОСА

**Сизов А.П., Еловский В.С., Колбашов М.А., Комельков В.А., Топоров А.В.,
Зарубина Е.В.**

ФГБОУ ВО ИПСА ГПС МЧС России, г. Иваново, Российская Федерация
Email:katya.zarubina.15@mail.ru

Аннотация. Водяные насосы широко используются в технике. В системах ликвидации возгораний, в которых в качестве огнетушащего вещества применяется вода. Такие насосы распространены так же и в текстильной промышленности в частности в отделочном производстве. В качестве уплотнительного элемента в таких насосах часто применяются сальниковые уплотнения. Одним из критичных режимов работы таких уплотнений является стоянка водяного насоса и его запуск в работу после такого режима. В результате этого наблюдаются частные выходы из строя насоса из-за потери герметичности используемого уплотнителя требующего его замены и проведение вследствие этого ремонтных работ. В связи с этим потребовалось произвести разработку нового уплотнительного узла, в котором предложено для решения указанных проблем использовать магнитную жидкость в качестве уплотнительного материала и одновременно сальниковое уплотнение – комбинированное уплотнение. Приведена конструкция комбинированного уплотнения, рассмотрен принцип его работы и даны основные методики расчета удерживаемого таким уплотнением перепада давления.

Ключевые слова: уплотнения, магнитная жидкость, сальник, перепад давления, магнитная система, расчетный анализ.

THE DEVELOPMENT OF A COMBINED MAGNETIC FLUID SEAL WATER PUMP

**Sizov A.P., Elov V.S., Kolbashov M.A., Komel'kov V.A., Toporov A.B.,
Zarubina E.V.**

Of the IASA state fire service of EMERCOM of Russia
Ivanovo, Russian Federation
Email: katya.zarubina.15@mail.ru

Annotation. Water pumps are widely used in the art. In the systems of elimination of fires in which the extinguishing agent use water. Such pumps are also common in the textile industry, in particular in the finishing industry. As a sealing element in such pumps are often used in the gland seals. One of the critical operating modes of such seals is the Parking of the water pump and its start-up after such a mode. As a result, there are private failures of the pump due to loss of tightness of the seal used requiring its replacement and the resulting repair work. In this regard, it was necessary to develop a new sealing unit, in which it is proposed to use magnetic fluid as a sealing material and at the same time seal – combined seal to solve these problems. The design of the combined compaction is given, the principle of its work is considered and the basic methods of calculation of the differential pressure held by such compaction are given.

Key words: seals, magnetic fluid, oil seal, pressure drop, magnetic system, calculation analysis.



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. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей отмечена премией правительства РФ в области науки и техники за 2004 год.



ЕЛОВСКИЙ Василий Сергеевич окончил Ивановский государственный энергетический университет по специальности «Электрические станции» в 2002 году. В 2007 году закончил Ивановский институт ГПС МЧС РФ по специальности «Пожарная безопасность». В настоящее время проходит службу в Ивановской пожарно-спасательной академии ГПС МЧС России. Автор более 30 научных работ, 3 патентов.



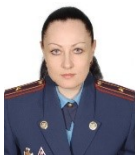
КОЛБАШОВ Михаил Александрович. В 2006 г. окончил Ивановский государственный университет, кандидат технических наук, доцент. Занимается научно-исследовательской деятельностью, принимает активное участие в написании учебно-методических пособий, повышает качество наглядных средств обучения.



КОМЕЛЬКОВ Вячеслав Алексеевич окончил Ивановский государственный университет в 2003 году. В 2006 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Повышение работоспособности быстрорежущего инструмента путем применения ионизированного воздуха с включением микродоз масла И-20А». Автор более 30 научных публикаций, имеет 3 патента РФ на изобретения. Награжден Золотой медалью на международной НПК «Брюссель-2008».



ТОПОРОВ Алексей Валериевич окончил Ивановский государственный энергетический университет в 1997 году. В 2000 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Разработка комбинированных магнито-жидкостных уплотнений и исследование их трибологических характеристик». Автор более 70 научных публикаций, имеет 14 патентов РФ на изобретения.



ЗАРУБИНА Екатерина Витальевна окончила Ивановскую текстильную академию в 1997 году. В 2003 году защитила кандидатскую диссертацию по теме: «Разработка и исследование модуля предварительного рыхления машины для регенерации отходов». имеет научные публикации, в том числе авторские свидетельства на изобретение и патентов РФ. В настоящее время старший преподаватель ФГБОУ ВО ИПСА ГПС МЧС России.

Магнито-жидкостные уплотнения нашли применение в различных устройствах герметизации валов при контакте их с газовыми, жидкими

средами. Для расширения области применения их разрабатываются герметизирующие устройства представляющие собой комбинацию известных герметизаторов и магнитожидкостного. Известно, сто значительное применение в уплотнительной технике имеют сальниковые уплотнения [1]. С помощью таких уплотнений осуществляется так же герметизация валов водяных насосов устанавливаемых в системах водяного пожаротушения. Основным недостатком работы водяного насоса является не герметичность при работе после дежурного режима т.е. режима когда насос запускается в работу после стоянки. Герметичность такого насоса становится недостаточной из-за потери герметичности сальниковой набивки.

Нами разработано комбинированное магнитожидкостное уплотнение основными элементами которого являются магнитожидкостное и сальниковое. Конструкция этого уплотнения представлена на рис. 1.

Уплотнение состоит из следующих элементов: корпуса 1; водяного насоса, на фланец которого помещен неподвижный корпус магнитожидкостного уплотнения 2, внутри корпуса расположен магнитопровод магнитожидкостного уплотнения, состоящий из неподвижного магнитопровода 3, между внутренней поверхностью корпуса и обращенной к ней поверхностью неподвижного магнитопровода образована полость «а» для размещения в ней нажимной втулки 4, являющейся одновременно внутренним магнитопроводом магнитожидкостного уплотнения и, которая не вращается совместно с валом.

Подвижный магнитопровод 5 закреплен на втулке 6 с помощью шпонки 7 или другого соединения, допускающего возможность осевого перемещения подвижного магнитопровода. На подвижном магнитопроводе установлен кольцевой постоянный магнит 8 жестко и герметично.

Втулка, на которой закреплен подвижный магнитопровод и неподвижный магнитопровод образуют полость «б» для расположения торцевого уплотнения. Торцевое уплотнение создается поверхностью нажимной втулки, обращенной к втулке, вращающейся, совместно с валом 9 уплотнения и втулкой или её частью.

В корпусе водяного насоса устанавливается сальниковая набивка 10.

Работает комбинированное магнитожидкостное уплотнение следующим образом: при вращении вала его герметизация обеспечивается сальниковой набивкой 10, ферромагнитной жидкостью 11 и торцовым уплотнением.

Уплотняемая среда, например, вода может проходить под действием перепада давления через зазор между сальниковой набивкой 10 и валом 9, а также через зазор между сальниковой набивкой и корпусом водяного

насоса 1. Утечка в этом направлении уменьшается за счет гидродинамических сопротивлений указанных зазоров и других сил, возникающих при установке сальниковой набивки.

В процессе работы уплотнения утечка может возрасти за счет износа сальниковой набивки, что предотвращает деформацией ее с помощью нажимной втулки и пропитки материала сальниковой набивки. Далее на пути утечки установлено магнитожидкостное и торцовое уплотнение. Следовательно, возрастает компенсируемое давление. Компенсируемое давление магнитожидкостным уплотнением возрастает также за счет осевого перемещения подвижного магнитопровода 5 на втулке 6. В этом случае возрастает магнитная энергия, отдаваемая постоянным магнитом 8 в зазоры магнитожидкостного уплотнения, заполненные магнитной жидкостью. Это происходит при износе сальниковой набивки 10. Сальниковая набивка изнашивается как при работе уплотнения, так и при его дежурном режиме за счет воздействия на её микронеровностей вала при его вращении, а также за счет процессов старения.

Разработанное уплотнение представляет собой совокупность сальникового уплотнения, магнитожидкостного и торцевого предназначенного для герметизации вала при достижении максимального компенсируемого давления, минимальных потерь на трение в контакте с различными средами.

Работа уплотнительного устройства зависит от направления действующего перепада давления компенсируемого уплотнением. Так если перепад давления среды действует со стороны сальникового уплотнения, что характерно для пожарных насосов, то утечка воды будет ликвидироваться как описано выше, как при работе насоса, так и при его работе в дежурном режиме, т.е. когда вал уплотнения неподвижен.

Первым в ряду уплотнений по отношению к уплотняемой среде установлено сальниковое уплотнение которое допускает капельную утечку, поэтому уплотняемая среда под действием избыточного давления скапливается в зоне в которой будет находиться смесь например воды и магнитной, эта смесь герметизирует втулку которая не вращается совместно с валом. Поэтому магнитная жидкость (МЖУ) не должна перемешиваться с водой или потребуются устанавливать дренажное отверстие перед МЖУ, через которое утечка в виде воды будет дренажироваться. Следовательно МЖУ необходимо рассчитывать с некоторым запасом определяемым коэффициентом запаса K_c на протечку сальникового уплотнения. Некоторый коэффициент запаса K_c необходимо вводить на случай протечки сальникового уплотнения. При расчете указанных давлений возможно использовать расчетные формулы представленные в [1], [2].

Уплотнение магнитожидкостное следующее за сальниковым работает на принципе взаимодействия магнитной жидкости с неравномерным магнитным полем создаваемым постоянным магнитом. Уплотняющая (МЖ) находится в статическом режиме работы и некотором динамическом. С увеличением чистоты вращения давление компенсируемое магнитожидкостным уплотнением МЖУ уменьшается, поэтому при расчете давления необходимо учитывать уменьшение этого давления. Такие выводы справедливы для той части МЖУ, где МЖ находятся в кольцевом зазоре который образуется внутренним диаметром полюсной приставки и валом находящимся в этом кольце. МЖУ (рис. 1) создается так же торцом постоянного кольцевого магнита и полюсной приставкой на поверхности которой выполнены кольцевые канавки т.е. создается торцевое уплотнение в котором полюс неподвижен, а вращается постоянный магнит установленный на подвижной полюсной приставке. Следовательно такое уплотнение можно рассматривать как торцевое уплотнение с не вращающимся полюсом имеющим зазор между поверхностью ограниченной поверхностью полюса и торца магнита и в зазоре кольцевого типа находится магнитная жидкость при этом магнитная жидкость пронизывается неравномерным магнитным полем.

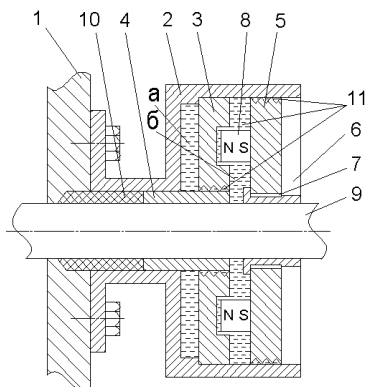


Рис. 1. Комбинированное магнитожидкостное уплотнение

водой и магнитная жидкость совместно с водой образует запорную жидкость торцевого уплотнения.

При изменении геометрии сальниковой набивки в случае ее износа магнитные силы, возникающие между постоянным магнитом и неподвижной полюсной приставкой можно использовать для ее деформирования.

При этом как показали исследования магнитного поля, его величина изменяется в зависимости от величины зазора между магнитом и торцом полюса. Это необходимо учитывать при разработке методики расчета удерживаемого давления.

Другое торцевое уплотнение необходимо создавать в полости «б». В этом случае магнитная жидкость должна работать в контакте с уплотняемой

В процессе работы торцевого уплотнения происходят процессы изнашивания пар трения. Чтобы уменьшить износ пар трения для изготовления их целесообразно использовать силицированный графит, но для таких пар трения не допускается работа без контакта с запирающей жидкостью в качестве которой предлагается использовать в конструкции уплотнения МЖ в МЖУ. Используемые магнитные жидкости отличаются в магнитных свойствах материала частиц ферромагнитного наполнителя (магнетит, карбонильное железо). Различна их форма так для магнетита форма частиц чаще всего игольчатая, а для карбонильного железа сферическая. Различие в форме частиц может привести к изменению момента трения и потерь в торцевом уплотнении. Такое различие в форме частиц объясняется влиянием технологических факторов при получении феррочастиц супер малого размера и как следствие образование цепочечных структур, имеющих разные размеры. При помещении МЖ в МЖУ и торцевое уплотнение тепловыделение в МЖ определяется по формуле Петрова т.е. величина диссипативного тепловыделения определяется как:

$$M_{тр} = \eta \cdot \rho \cdot R / \delta$$

Согласно [] такие физические характеристики как смачиваемость для МЖ определяются в основном смачиваемостью носителя для МЖ поэтому выбор жидкости – носителя для работы МЖ в уплотнении должен проводиться с учетом указанного фактора. Для полужидкостного режима работы характерна пара колец характерно так же влияние на гидродинамические характеристики прирабатываемость колец, которая наиболее эффективна для колец выполненных из силицированного графита. В [] приводится формула для расчета утечки вязкой жидкости через пару трения торцевого уплотнения Q.

$$Q = \frac{\pi h^3 D_1 p_0}{6\mu(D_2 - D_1)}$$

где h – усредненный зазор; p₀ – давление жидкости на входе; μ – динамическая вязкость; D₂; D₁ – диаметр вала и контактной поверхности.

Однако представленная формула справедлива для жидкости не обладающей магнитными свойствами, но если торцевое уплотнения будет пронизано магнитным полем, то вязкость МЖ μ под влиянием магнитного поля изменяется и если это поле неравномерное, то МЖ будет удерживаться в зоне торцевого уплотнения. Следовательно, расход МЖ через зазор в торцовки уплотнения возможно получить нулевой который будет ограничен только допустимой температурой нагрева МЖ локальная температура будет зависеть от потерь.

Здесь η – вязкость магнитной жидкости; S – площадь контакта МЖ с парами трения; δ – величина зазора между парами трения.

Вязкость η магнитной жидкости по сравнению с вязкостью жидкости – носителя получает приращение за счет перераспределения концентрации феррочастиц и сил диполь-дипольного взаимодействия между ними – это приращение вязкости характеризуется величиной магнитореологического эффекта Γ который определяется как:

$$\Gamma = \eta H / \eta_0 = 1 + \left(\frac{\mu_0 \cdot I_s H}{\gamma \cdot h_0} \right)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума; H – напряженность воздействия на МЖ находящуюся в паре трения; T_s – намагниченность насыщения МЖ.

Так как в МЖУ по сравнению с торцевым уплотнением зазор δ много больше, то, следовательно, основным источником тепловыделения является торцевое уплотнение и его можно рассматривать как источник локального тепловыделения, размеры которого малы с охлаждающей поверхностью.

ТЕХНИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПОВЫШЕНИЯ РЕСУРСА РАБОТЫ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ГЕРМЕТИЗАТОРОВ

Сайкин М.С.¹, Арефьев И.М.

ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина»,
г. Иваново, Российская Федерация,
E-mail: saikinms@mail.ru¹

Аннотация: разработаны конструктивные пути повышения ресурса работы магнитожидкостных герметизаторов за счёт создания дополнительных магнитных узлов и элементов магнитопровода.

Ключевые слова: магнитная жидкость, герметизатор, магнитное поле, ресурс работы.

TECHNICAL ASPECTS OF INCREASE WORK RESOURCE OF MAGNETIC FLUID SEALS

Saikin M.S.¹, Arefyev I.M.

Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russian Federation,
E-mail: saikinms@mail.ru¹

Abstract: constructive ways of increase in a resource of work of magnetic fluid seals due to creation of additional magnetic knots and elements of a magnetic conductor are developed.

Keywords: magnetic fluid, seal, magnetic field, work resource.



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». Имеет более 180 публикаций, в том числе 48 статей, 50 разработок, защищённых охранными документами, 2 монографии. С 2000 является доцентом кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий ИГЭУ, «Заслуженный изобретатель России».



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.

Магнитные жидкости (МЖ) представляют собой коллоидные растворы ферро- или ферритмагнитных частиц со средним диаметром порядка 10 нм, стабилизированных поверхностно-активным веществом и диспергированных в жидкости-носителе. Одной из основных областей применения магнитных жидкостей является их использование в магнитожидкостных герметизаторах (МЖГ), относящихся к бесконтактным целевым уплотнениям, в которых МЖ удерживается магнитным полем в рабочих зазорах между сопрягаемыми деталями.

Магнитная цепь любого МЖГ включает в себя источник магнитного поля, которым являются постоянные магниты, магнитопровод из магнитопроводной стали с высокой индукцией магнитного насыщения и магнитную жидкость. Постоянные магниты для МЖГ изготавливаются из сплавов самарий-кобальт и неодим-железо-бор. Они обеспечивают постоянство эксплуатационных характеристик в течение длительного времени. Магнитные свойства стали магнитопровода не изменяются в течение срока службы узла технологического оборудования, в состав которого входит МЖГ [1].

К МЖГ предъявляются требования высокого ресурса работы и стабильности эксплуатационных характеристик, таких как рабочий перепад давлений и момент трения. После заправки магнитной жидкости в рабочий зазор магнитожидкостного герметизатора происходит возрастание статического перепада давлений $\Delta p_{ст}$. Это обусловлено перераспределением начальной концентрации ферромагнитных частиц по объёму МЖ 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 из молекул поверхностно-активного вещества на поверхности частиц и расклинивающим действием жидкости-носителя. Чем больше градиент магнитного поля в зазоре МЖГ, достигающий в ряде случаев величины $\nabla B = 1000$ Тл/м, тем сильнее перераспределение частиц по частям объёма МЖ в течение времени t_1 . Чем меньше перераспределение частиц в неоднородном магнитном поле герметизатора с течением времени, тем выше стабильность магнитной жидкости, что обеспечивает постоянство эксплуатационных характеристик МЖГ, таких как критический перепад давлений P_k и моменты трения $M_{тр}$. После окончания перераспределения концентрации частиц устанавливается некоторое значение P_k и $M_{тр}$, сохраняющееся практически постоянным в течение времени t_2 . В процессе эксплуатации МЖГ в результате воздействия на магнитную жидкость внешних факторов её стабильность может нарушаться, что приводит к оттоку и выдавливанию жидкости-носителя из уплотняемого зазора под

действием перепада давлений и за счет капиллярных сил. В результате изменения физико-химических свойств МЖ изменяются величины P_k и $M_{тр}$. Процесс изменения величин P_k и $M_{тр}$ происходит в некоторый промежуток времени t_3 и заканчивается потерей магнитожидкостным герметизатором герметичности, наступающей при уменьшении давления P_k ниже перепада давлений ΔP , действующего на МЖГ. Таким образом, основными условиями высокого ресурса работы МЖГ являются характеристики магнитной жидкости и допустимая величина градиента магнитной индукции, действующего на неё [2, 3].

МЖГ эксплуатируются в различных режимах, обусловленных технологическим процессом, при различном перепаде давлений. Величина рабочего перепада давлений ΔP определяется по формуле:

$$\Delta P = \Delta P_{кр} \cdot K \cdot N, \quad (1)$$

где $\Delta P_{кр} = M_{so} \cdot (B_{max} - B_{min})$ – критический перепад давлений единичного зубца; M_{so} – начальная намагниченность магнитной жидкости без учёта коэффициента перераспределения; B_{max} и B_{min} – максимальная и минимальная магнитная индукции под зубцом; N – суммарное число зубцов на полюсных приставках.

Таким образом, с точки зрения увеличения критического перепада давлений МЖГ необходимо повысить значение градиента магнитной индукции под зубцом, а с точки зрения повышения ресурса работы необходимо его понизить.

При работе многих узлов в оборудовании, где требуется герметизация вращающихся валов, величина рабочего перепада давлений не является постоянной и может изменяться по технологическому регламенту работы. Если по технологического регламенту величина рабочего перепада давлений уменьшается, то можно снизить величину магнитной индукции в рабочем зазоре герметизатора и, тем самым, уменьшить перераспределение магнитной жидкости. Это приводит к увеличению ресурса работы МЖ, а значит и МЖГ в целом. Поэтому для технологического оборудования различного назначения разработаны конструкции МЖГ с возможностью регулирования параметров магнитного поля в рабочем зазоре.

Для этих целей в конструкции МЖГ вводятся элементы в виде дополнительных магнитных узлов, магнитопроводных шунтов, подвижных магнитопроводов.

На рис. 1 представлена конструкция МЖГ, имеющая основной и дополнительный магнитные узлы [4].

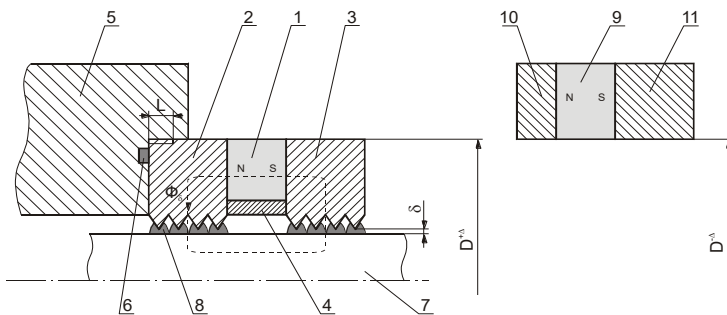


Рис. 1. Конструкция МЖГ с дополнительным магнитным узлом

Основной магнитный узел состоит из постоянного магнита 1, намагниченного в осевом направлении, полюсов 2 и 3, соединенных немагнитной втулкой 4 посредством сварки. Магнитный узел устанавливается в корпус 5. На обращённых друг к другу цилиндрических поверхностях корпуса 5 и полюса 2 выполнена резьба. Длина резьбы «L» выбирается из конструктивных соображений для каждого конкретного случая. Остальные части поверхностей полюса 2 и корпуса 5 изготовлены по посадке, что гарантирует выполнение установочных размеров. Для предотвращения утечек среды между корпусом 5 и полюсом 2 установлено статическое уплотнение 6.

Рабочий магнитный поток $\Phi_{\text{в}}$ основного узла замыкается по пути постоянный магнит 1, полюс 2, рабочий зазор δ , вал 7, рабочий зазор δ , полюс 3, постоянный магнит 1 и образует замкнутую магнитную цепь. МЖ 8 взаимодействует с полем постоянного магнита и удерживается в рабочем зазоре пондеромоторной силой, образуя препятствие для прохождения герметизируемой среды.

Дополнительный магнитный узел состоит из постоянного магнита 9 и полюсных приставок 10 и 11, примыкающих к его торцевым поверхностям. Его установка на внешнюю цилиндрическую поверхность основного узла приводит к увеличению магнитного потока $\Phi_{\text{в}}$, проходящего через рабочий зазор δ , а, значит, и величины пондеромоторной силы, удерживающей МЖ в рабочем зазоре МЖГ. При этом возрастает рабочий перепад давлений МЖГ. Наличие дополнительного узла позволяет регулировать магнитный поток в рабочем зазоре δ .

При снятом дополнительном узле уменьшается перераспределение МЖ, и, тем самым, увеличивается ресурс работы МЖГ. Перед началом эксплуатации производят монтаж дополнительного магнитного узла. При этом магнитный поток $\Phi_{\text{в}}$ в рабочем зазоре МЖГ увеличивается, что позволяет получить требуемые эксплуатационные характеристики. При ис-

пользовании набора дополнительных магнитных узлов появляется возможность производить настройку МЖГ на перепад давлений в зависимости от требуемых условий эксплуатации.

Такую конструкцию МЖГ целесообразно применять для герметизации вращающихся валов вакуумного оборудования, когда возникает необходимость в длительном хранении технологического узла перед началом его эксплуатации.

На рис. 2 представлена конструкция МЖГ, предназначенного для герметизации валов диаметром до 500 мм и скоростью вращения до 1 м/с [5]. В качестве регулировочного элемента в МЖГ используется магнитопроводный шунт. МЖГ состоит из магнитного узла в виде постоянного магнита 1 с полюсными наконечниками 2 и 3 в обойме 4.

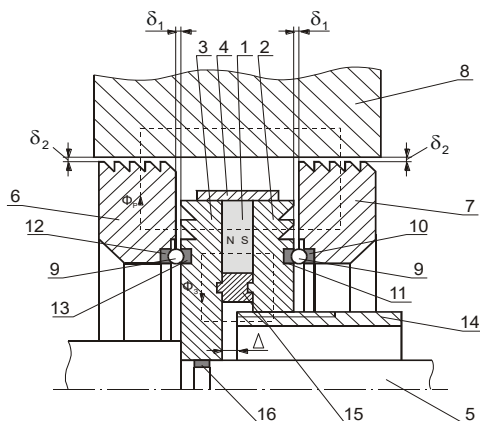


Рис. 2. Конструкция МЖГ с магнитопроводным шунтом

Магнитный узел установлен на немагнитном валу 5. Магнитопровод состоит из самоустанавливающихся колец 6 и 7 в магнитном корпусе 8, которые охватывают торцевые поверхности полюсных наконечников. Между полюсными наконечниками и самоустанавливающимися кольцами размещены тела качения 9, которые опираются на вкладыши 10-13, выполненные из немагнитного материала и закалённые до твёрдости, близкой к твёрдости тел качения. Герметизатор имеет регулировочный элемент в форме кольца 14 из магнитопроводного материала, который перемещается по резьбе, выполненной на внутренней цилиндрической поверхности кольца 7. Кольца 6 и 7 жёстко соединены между собой немагнитной втулкой 15. Между полюсным наконечником 3 и валом 5 установлено статическое уплотнительное кольцо 16.

Рабочий поток Φ_p замыкается по пути постоянный магнит 1, полюсный наконечник 3, торцевой зазор δ_2 , магнитопроводное кольцо 6, радиальный зазор δ_1 , магнитопроводный корпус 8, другой радиальный зазор δ_1 , магнитопроводное кольцо 7, другой торцевой зазор δ_2 , полюсный наконечник 2, постоянный магнит 1. Пондеромоторная сила, созданная магнитным полем постоянного магнита, удерживает МЖ в радиальных и торцевых рабочих зазорах и обеспечивает их герметичность. После сборки МЖГ устанавливаются требуемые параметры магнитной индукции для обеспечения рабочего перепада давлений. Если удерживаемый перепад давлений больше рабочего с учётом коэффициента запаса регулировочный элемент 14 перемещается по резьбе, выполненной на внутренней цилиндрической поверхности кольца 7. При этом уменьшается зазор Δ и появляется магнитный поток Φ_s , который проходит по пути постоянный магнит 1, полюсный наконечник 3, регулировочный элемент 14, полюсный наконечник 2, постоянный магнит 1. Это приводит к уменьшению рабочего потока:

$$\Phi_p = \Phi_O - \Phi_s, \quad (2)$$

где Φ_O – общий магнитный поток от постоянного магнита, Φ_s – магнитный поток, проходящий через регулировочный элемент.

Уменьшение магнитного поля в рабочих зазорах δ_1 и δ_2 приводит к уменьшению удерживаемого перепада давлений МЖГ. Такая регулировка позволяет МЖГ на требуемый по условиям технологического процесса перепад давлений не превышать градиент магнитного поля в рабочих зазорах.

Предлагаемую конструкцию целесообразно использовать при герметизации вращающихся валов вакуумной техники, где существуют жёсткие требования по соблюдению постоянства перепада давлений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сайкин М.С. Магнитожидкостные герметизаторы технологического оборудования: Монография. – СПб.: Издательство «Лань», 2017. – 136 с.
2. Казаков Ю.Б., Сайкин М.С., Щелькалов Ю.Я. Учёт перераспределения магнитных частиц в магнитной жидкости, находящейся в неоднородном магнитном поле герметизатора // Электротехника, N12, 2003. – С. 20-24.
3. Arefyev I.M., Demidenko O.V., Saikin M.S. Assessment of magnetic fluid stability in non-homogeneous magnetic field of a single-tooth magnetic fluid sealer // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2017. V. 431. P. 20-23.
4. Сайкин М.С. Магнитожидкостное уплотнение. Патент на полезную модель. Российская Федерация, N 56531, МКИ F16J 15/40, Приоритет от 16.01.2006, опубли. 10.09.2006, Бюл. N 25.
5. Баусов А.М., Сайкин М.С. Магнитожидкостное уплотнение. Свидетельство на полезную модель, Российская Федерация N 20561, МКИ F16J 15/46, Приоритет от 15.05.2001, опубли. 10.11.2001, Бюл. N 31.

СИНТЕЗ, ИССЛЕДОВАНИЕ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФУНКЦИОНАЛИЗОВАННЫХ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ ДЛЯ МОДИФИКАЦИИ МЕМБРАН АМПЕРОМЕТРИЧЕСКИХ ИОНСЕЛЕКТИВНЫХ ЭЛЕКТРОДОВ

Мартынов Л.Ю.¹, Яштулов Н.А., Зайцев Н.К.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА - Российский технологический университет»

119454, г. Москва, проспект Вернадского, дом 78

E-mail: martynov_leonid@mail.ru¹

Аннотация: описан способ получения магнитных наночастиц Fe₃O₄ и функционализации их поверхности краун-эфиром дибензо-18-краун-6. Синтезированный магнитный материал был охарактеризован методами порошковой рентгеновской дифракции, инфракрасной спектроскопии, сканирующей электронной микроскопии и элементного анализа. Функционализированные наночастицы были использованы в качестве недиффундирующего наполнителя для допирования пластифицированных ПВХ мембран амперометрических ионселективных электродов (АИСЭ). Такой подход позволил преодолеть необратимое загрязнение АИСЭ определяемым ионом и привел к улучшению его эксплуатационных характеристик при измерении методом инверсионной вольтамперометрии.

Ключевые слова: магнитные наночастицы, краун-эфир, амперометрический ионселективный электрод, ПВХ мембрана, инверсионная вольтамперометрия.

SYNTHESIS, INVESTIGATION AND USE OF FUNCTIONALIZED MAGNETIC NANOPARTICLES FOR THE MODIFICATION OF MEMBRANES AMPEROMETRIC ION-SELECTIVE ELECTRODE

Martynov L.Yu.¹, Yashtulov N.A. Zaitsev N.K.

Federal State Budget Educational Institution of Higher Education

«MIREA - Russian Technological University»

119454, Moscow, Vernadsky Avenue 78

E-mail: martynov_leonid@mail.ru¹

Abstract: a method for the preparation of magnetic Fe₃O₄ nanoparticles and the functionalization of their surface with crown ether dibenzo-18-crown-6 is described. The synthesized magnetic material was characterized by powder X-ray diffraction, IR spectroscopy, scanning electron microscopy and also elemental analysis. Functionalized nanoparticles were used as a non-diffusing filler for doping plasticized PVC membranes of amperometric ion-selective electrodes (AISE). This approach allowed to overcome the irreversible contamination of AISEs by the determined ion and led to an improvement in its performance characteristics when measured by the use of stripping voltammetry.

Keywords: magnetic nanoparticles, crown ether, amperometric ion-selective electrode, PVC membrane, stripping voltammetry.



МАРТЫНОВ Леонид Юрьевич, в 2013 году окончил магистратуру Московского государственного университета тонких химических технологий им. М.В. Ломоносова по направлению «Химия». В настоящее время является аспирантом кафедры аналитической химии РТУ МИРЭА. Имеет 20 научных публикаций, в том числе 7 статей, 1 патент РФ на полезную модель, 2 статьи в иностранных журналах.



ЯШТУЛОВ Николай Андреевич, окончил Московский государственный университет тонких химических технологий им. М.В. Ломоносова в 1977 году. В настоящее время работает на кафедрах энергетических технологий, систем и установок, а также кафедре физической химии в РТУ МИРЭА в должности профессора. Имеет более 150 научных публикаций, 30 учебных и учебно-методических пособий, 6 патентов на изобретения, две программы для ЭВМ.



ЗАЙЦЕВ Николай Конкордиевич, окончил химический факультет МГУ в 1976 году. В 2005 году защитил диссертацию на соискание ученой степени д.х.н. по теме «Перенос заряда через границу раздела фаз электролит-электролит и его приложения в аналитической химии». В настоящее время является заведующим кафедрой Энергетических технологий, систем и установок РТУ МИРЭА

Введение. В последние 25 лет заметное развитие получил новый электрохимический метод – вольтамперометрия на границе раздела двух несмешивающихся растворов электролитов (ГРДНРЭ) [1]. Данный метод основан на обратимом переносе заряда через поляризуемую межфазную границу между двумя растворителями с минимальной (в идеале нулевой) взаимной смешиваемостью, и, по сути, является динамическим аналогом ионометрии с использованием ионселективных электродов с поливинилхлоридными (ПВХ) пластифицированными мембранами. При этом одновременно реализуются преимущества как классической вольтамперометрии, так и потенциометрии, что позволяет анализировать большой круг объектов с высокой информативностью и чувствительностью. В этой связи вольтамперометрия на ГРДНРЭ может существенно расширить возможности электроаналитической химии, однако внедрение метода затруднено отсутствием удобных и стабильных сенсоров – амперометрических ионселективных электродов (АИСЭ) [2].

Одной из ключевых проблем, которая сдерживает широкое внедрение АИСЭ в аналитическую практику, является «эффект памяти» - необратимое загрязнение мембраны электрода за счет спонтанной диффузии определяемого компонента вглубь неё. Возникающий при этом остаточный

сигнал фона особенно заметно проявляется при измерении в переменном токовом и инверсионном режиме [3].

В связи с этим мы провели поиск альтернативной технологии, которая позволила бы сочетать устранение эффекта памяти, вызывающего мешающий фоновый сигнал, с методом инверсионной вольтамперометрии, обеспечивающей высокую чувствительность, связанную накоплением вещества в приповерхностном слое мембраны

Для этого необходимо осуществить локализацию определяемого компонента внутри диффузионного слоя на поверхности электрода, т.е. внутри слоя, диффузия из которого протекала бы за меньшее время, чем время электрохимического эксперимента. Единственным вариантом достижения требуемой цели, на наш взгляд, является допирование ПВХ мембраны недиффундирующими наполнителями, несущими ионофорные функциональные группы. В качестве наполнителей могут быть использованы органические и неорганические наночастицы. Данный подход обеспечивает большую гибкость в создании аналитических систем т.к. в одни и те же мембраны из ПВХ геля можно вносить наполнители, содержащие ионофорные группы различной селективности. При этом возможно синтезировать наночастицы с линкерными (промежуточными) группами, далее только варьируя природу привитой ионофорной группы.

В настоящей работе в качестве недиффундирующего наполнителя для ПВХ мембран АИСЭ были использованы магнитные наночастицы Fe_3O_4 , к поверхности которых путём ковалентного связывания был пришит краун эфира дибензо-18-краун-6.

Методики проведения экспериментов. Синтез магнитных наночастиц Fe_3O_4 осуществляли путём соосаждения солей железа (II, III) 26%-ным раствором $NH_3 \times H_2O$ в инертной атмосфере аргона с последующим нагревом полученной суспензии под воздействием ультразвука в течение 2 часов.

Модификацию магнитных наночастиц Fe_3O_4 краун-эфиром дибензо-18-краун-6 проводили по методике, представленной в работе Кувамуры и соавт. [4]. Процедура модификации является двухстадийной: на первой стадии краун-эфир посредством реакции силанизации взаимодействует с соответствующим простым эфиром ортокремневой кислоты, в структуру которой входит линкерная группа, после чего на второй стадии получившийся продукт ковалентно пришивается к поверхности наночастиц.

Все полученные вещества - наночастицы магнетита Fe_3O_4 , производное краун эфира дибензо-18-краун-6 с кремнийорганическим агентом SiO_2 -ДБ₁₈К₆ и модифицированные им наночастицы магнетита

$\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2\text{-ДБ}_{18}\text{K}_6$ были охарактеризованы методами порошковой рентгеновской дифракции, инфракрасной спектроскопией, сканирующей электронной микроскопией и с помощью элементного CHNS анализа.

Для допирования мембраны АИСЭ функционализированными наночастицами, готовили их суспензию в о-нитрофенилоктиловом эфире, после чего ее смешивали с гелем на основе ПВХ и методом горячего литья наночастицы магнетита были равномерно распределены в толще мембраны. Конструкция использованного АИСЭ и распределение слоев геля и суспензии наночастиц в его торцевой части показана на рис. 1.

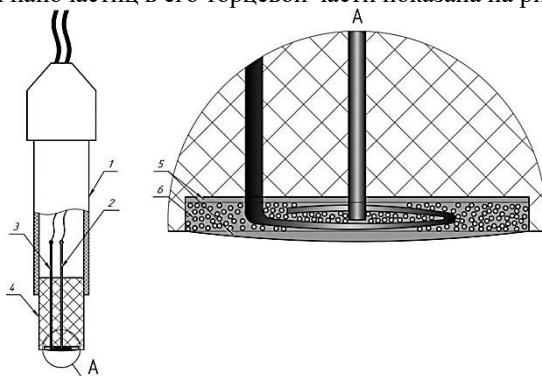


Рис. 1. Конструкция АИСЭ с гелевой мембраной, допированной модифицированными наночастицами магнетита: 1 – корпус электрода, 2 – электрод сравнения, 3 – вспомогательный электрод, 4 – сенсорный элемент, 5 – слой ПВХ геля, 6 – суспензия $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2\text{-ДБ}_{18}\text{K}_6$

С использованием функционализированных краун эфиром наночастиц $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2\text{-ДБ}_{18}\text{K}_6$ было изготовлено три типа ПВХ мембран: мембрана с наночастицами, диспергированными в слое ПВХ (мембрана 1), мембрана не содержащая наночастиц, но в состав геля которой добавляли краун эфир дибензо-18-краун-6 с концентрацией 10 мМ (мембрана 2) и комбинированная мембрана, содержащая одновременно наночастицы и указанный краун эфир с такой же концентрацией (мембран 3).

Для проведения вольтамперометрических измерений использовали автоматизированный вольтамперометрический анализатор Экотест-ВА-4 (ООО Эконикс-Эксперт, Россия), управление которым осуществлялось с помощью компьютерной программы Экотест-ВА. Все эксперименты проводили при комнатной температуре без компенсации падения напряжения в режиме циклической постоянно-токовой и переменноточковой квадратно-волновой вольтамперометрии с амплитудой 50 мВ и частотой импульсов 5 Гц.

Основные результаты и выводы. При модификации мембраны АИСЭ краун эфиром дибензо-18-краун-6 становится возможным селективно связывать определяемые гидрофильные ионы, в частности ионы калия [5], переходящие в мембрану из водного раствора в виде комплекса с краун-эфиром при наложении на ГРДНРЭ соответствующей разности потенциалов. На рис. 2 приведены вольтамперограммы, измеренные на АИСЭ с мембраной 1 и 2, при добавлении в фоновый раствор ионов калия с концентрацией 1×10^{-4} М.

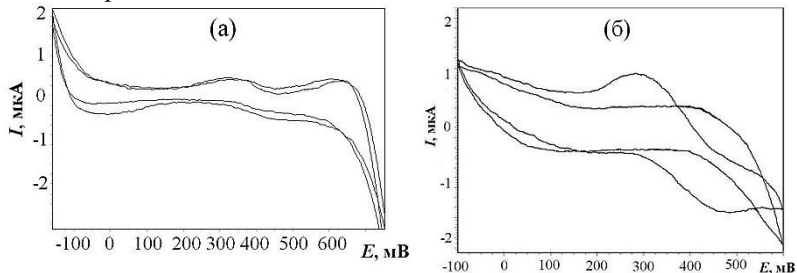


Рис. 2. Циклические постояннотоковые вольтамперограммы фонового раствора при добавлении 1×10^{-4} М иона калия, измеренные на АИСЭ с мембраной, (а) допированной функционализированными наночастицами $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2\text{-ДБ}_{18}\text{К}_6$ и (б) с добавлением краун эфира в молекулярной форме в отсутствие наночастиц.

Анализ вольтамперограмм позволяет сделать вывод, что межфазный переход гидрофильных ионов калия в мембрану 1, даже в сравнительно большой концентрации (1×10^{-4} М) затруднен. Присутствие функционализированных наночастиц $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2\text{-ДБ}_{18}\text{К}_6$ в мембране ПВХ не вызывает появление сигналов межфазного перехода ионов K^+ в рабочем окне потенциалов. Отсутствие какого-либо сигнала объясняется поверхностным разделением наночастиц от межфазной границы слоем ПВХ геля. Вследствие этого не происходит комплексообразования между ионофорной группой краун эфира и ионами калия, что свидетельствует о полном отсутствии диффузии наночастиц внутри ПВХ мембраны.

При измерении вольтамперограмм на АИСЭ с мембраной 2, т.е. в присутствии в органической фазе только краун эфира, добавление ионов K^+ в водную фазу вызывает появление нового сигнала в анодной части рабочего окна потенциалов. Таким образом, введение в органическую фазу краун эфира приводит его распределению по всему ее объему. Диффундируя к межфазной границе, ионофор захватывает калий из водной фазы и переносит в виде комплекса в органическую фазу.

Использование комбинированной мембраны (мембрана 3) при измерении на АИСЭ тоже приводит к появлению токовых сигналов индукци-

рованного перехода ионов K^+ , однако в этом случае имеется существенное различие. За счет наличия недиффундирующего слоя функционализированных наночастиц возникает локальное увеличение концентрации краун эфира в приповерхностном слое ПВХ матрицы. Вследствие этого, диффузия образующегося на поверхности мембраны комплекса молекулярного (растворенного) краун эфира дибензо-18-кран-6 с катионом калия вглубь органической фазы становится ограничена. В результате этого токовый сигнал незначительно увеличивается.

Чтобы наглядно продемонстрировать данный эффект, были выполнены параллельные измерения в переменноточковом режиме на двух АИСЭ с немодифицированной наночастицами (мембрана 2) и комбинированной (мембрана 3) мембранами в «нестандартных» условиях. Для этого проводили накопление калия в течение 90 с при перемешивании, после чего перед обратной разверткой создавали задержку при наложении потенциала накопления, но без перемешивания, рис. 3.

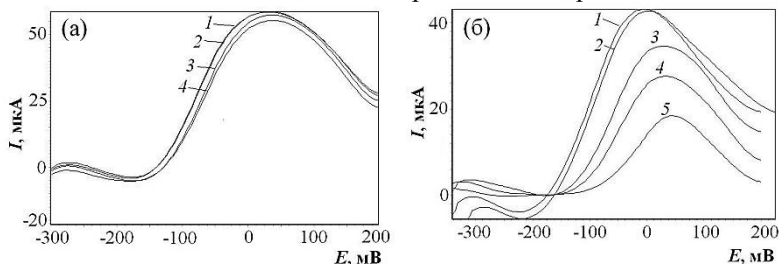


Рисунок 3. Инверсионные вольтамперограммы 10 мМ фонового раствора ТРИС с 1×10^{-4} М добавкой иона K^+ , измеренные на АИСЭ с (а) немодифицированной наночастицами мембраной (мембрана 2) и с (б) комбинированной мембраной (мембрана 3) при различном времени задержки перед обратной разверткой потенциала в отсутствии перемешивания: 1 – 0 с, 2 – 10 с, 3 – 30 с, 4 – 60 с, 5 – 90 с (выполнено программное вычитание фонового сигнала).

Из приведенных вольтамперограмм видно, что инверсионный токовый сигнал калия при измерении на АИСЭ с мембраной, модифицированной функционализированными наночастицами $Fe_3O_4@SiO_2-DB_{18}K_6$ (мембрана 3), практически не уменьшается, несмотря на задержку в отсутствии перемешивания. Можно утверждать, что растворенный краун эфир в таком случае выполняет своего рода транспортную функцию, обеспечивающей перенос ионов калия от поверхности мембраны к недиффундирующему слою функционализированных наночастиц магнетита. В результате этого, при наложении потенциала при отключённом перемешивании дальнейшая диффузия калия не происходит и его концентрация в предэлектродном слое практически не меняется. Таким образом, допирование ПВХ мембраны недиффундирующими наполнителями, несущими

ионофорные функциональные группы, позволяет «преодолеть эффект памяти» АИСЭ и обеспечивает эффективную реализацию вольтамперометрических измерений в инверсионном режиме.

***Благодарности.** Работа выполнена при финансовой поддержке Госзадания РФ, проект № 13.3140.2017/ПЧ*

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зайцев Н.К., Шорин С.В., Дедов А.Г. Амперометрические ионселективные электроды и вольтамперометрия на границе раздела фаз электролит-электролит. М.: ЭкОонис, 2014. 200 с.
2. Шорин С.В., Зайцев Н.К., Орлицкая А.О. Амперометрические ионселективные электроды: современное состояние и перспективы. // Защита окружающей среды в нефтегазовом комплексе. 2010. № 3. С. 22-25.
3. Мельников А.П. Дис. ... канд. хим. наук. М.: МИТХТ, 2014. 171 с.
4. Kawamura M., Sato K., Magnetic nanoparticle-supported crown ethers // Chem. Commun. (Camb), 2007. vol. 32, P. 3404-3405.
5. Хираока, М. Краун-соединения. Свойства и применения / М. Хираока. - М.: Мир, 1986. - 363 с, ил.

ПРИМЕНЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ ЖЕЛЕЗА ПРИ КУЛЬТИВИРОВАНИИ ПЕРЦА НА СИНТЕТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Богословская О.А.¹, Ольховская И.П., Глущенко Н.Н.
ФГБУН Институт энергетических проблем химической физики
имени В.Л. Тальрозе Российской Академии Наук,
г.Москва, Российская Федерация,
E-mail: obogo@mail.ru¹

Аннотация. В работе представлены результаты исследований по влиянию наночастиц (НЧ) железа, введенных в питательную среду Мурасиге — Скуга (МС) вместо железа сульфата, на содержание хлорофилла в листьях, длину и активность корней растений перца *Capsicum annuum*, выращенных в асептических условиях. Показано, что длина корней растений, выращенных на питательной среде с наночастицами железа, в зависимости от дозы НЧ была на 54–118 % больше, чем у растений, выращенных на стандартной питательной среде. Активность корней, определенная по восстановлению трифенилтетразолия хлорида, увеличивалась в зависимости от дозы НЧ до 1,5 раз по сравнению с активностью корней растений перца из контрольной группы. Отмечено увеличение содержания хлорофилла в листьях перца, выращенного на среде с наночастицами железа по сравнению с количеством хлорофилла у растений, выращенных на стандартной питательной среде МС.

Ключевые слова: наночастицы железа, длина корня, активность корня, содержание хлорофилла, перец

USE OF IRON NANOPARTICLES FOR PEPPER CULTIVATION ON THE SYNTHETIC MEDIUM

Bogoslovskaya O.A.¹, Olkhovskaya I.P., Gluschenko N.N.
V.L. Talrose Institute for Energy Problems of Chemical Physics, Russian Academy
of Science
E-mail: obogo@mail.ru¹

Annotation. The paper presents the results of studies on the effect of iron nanoparticles (NP) introduced into the Murashige-Skoog (MS) nutrient medium instead of iron sulfate, on the chlorophyll content in leaves, the root length and activity of *Capsicum annuum* pepper plants grown under aseptic conditions. It was shown that the root length of plants grown on a nutrient medium with iron nanoparticles, depending on the dose of NP, was 54–118% greater than in plants grown on a standard nutrient medium. The activity of the roots, determined by the recovery of triphenyltetrazolium chloride, increased depending on the NP dose up to 1.5 times in comparison with the activity of the roots of the pepper plants from the control group. An increase in the chlorophyll content in pepper leaves grown on a medium with iron nanoparticles was noted compared with the amount of chlorophyll in plants grown on standard MS medium.

Key words: iron nanoparticles, root length, root activity, chlorophyll content, pepper.



БОГОСЛОВСКАЯ Ольга Александровна- доцент, кандидат биологических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории «Биологического воздействия наноструктур» ИНЭП ХФ РАН. Имеет более 200 публикаций, в том числе 6 патентов РФ. Основное направление научной деятельности – изучение биологической активности наночастиц металлов.



ОЛЬХОВСКАЯ Ирина Павловна старший научный сотрудник лаборатории «Биологического воздействия наноструктур» ИНЭП ХФ РАН. Имеет более 100 публикаций, в том числе 7 патентов РФ. 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 том числе 8 патентов РФ.

Одной из актуальных проблем современного сельского хозяйства является повышение урожайности сельскохозяйственных культур, которое достигается в том числе благодаря биотехнологическим приемам за счет повышения устойчивости растений к заболеваниям, вредителям, сорнякам и воздействиям окружающей среды. Использование уникальных свойств нанотехнологий и наноматериалов в аграрном секторе может способствовать решению этих проблем [1–3]. При этом спектр применяемых наноматериалов довольно широк. Это различные типы оксидов металлов, керамики, силикатов, магнитных частиц, квантовых точек, нанотрубок, полимеров, дендримеров, эмульсий [4], позволяющих увеличить урожайность и качество продукции за счет оптимизации питания и защиты растений [5]. Использование нанотехнологий может помочь совершенствовать приемы оздоровления и культивирования посадочного материала, свободного от вирусных, грибковых и бактериальных болезней, клещей и нематод.

Одним из основных факторов создания эффективной биотехнологической системы является подбор питательных сред, обеспечивающих потребности в химических компонентах, необходимых для оптимального роста и развития растений. Обязательными компонентами питательных сред, помимо витаминов и сахарозы как источника углерода, являются смеси минеральных солей (макро- и микроэлементов). Мы предложили заменить железо в ионной форме в составе питательной среды на нейтральные Fe наночастицы. Таковую замену мы считаем правомочной, учитывая особенности действия наночастиц металлов на

биосистемы. НЧ железа имеют низкую токсичность, в 50 раз меньше токсичности металла в ионной форме; обладают пролонгированным и полифункциональным действием в биотических дозах, т.е. в дозах в 10–50 раз меньше максимально переносимых доз, стимулируют обменные процессы; способны проникать в органы и ткани [6, 7].

Целью наших исследований явилось исследование влияния наночастиц железа, введенных в питательную среду Мурасиге-Скуга, на развитие перца *Capsicum annuum*.

Материалы и методы

Наночастицы железа были получены методом высокотемпературной конденсации [8] на установке «Миген-3» [8].

Физико-химические характеристики НЧ определяли методом проникающей электронной микроскопии на установке LEO 912 ABOME-GA и рентгенофазного анализа, описанными в нашем патенте РФ [9]. Используемые в исследовании НЧ железа имели следующие характеристики. Средний диаметр частиц железа составлял 27.0 ± 0.51 нм, кристаллическая металлическая фаза составляла 53.6 %, фаза оксида железа Fe_3O_4 — 46.4 %, толщина оксидной пленки — 3.5 нм [9].

Объектом исследования являлся перец *Capsicum annuum* сорта LJKing. В качестве основы для получения модифицированных сред и для выращивания контрольной группы растений в работе использовали питательную среду Мурасиге — Скуга [9, 10].

В подготовленные стерильные банки с питательной средой раскладывали семена растений в стерильных условиях по 3 шт. на банку. Для каждого варианта среды использовали по 3 банки. Банки с семенами помещали на стеллажи в стерильной комнате с контролируемым постоянным режимом: температура 22–25°C, влажность 36 %, освещенность 3500–3000 Lux 12/12 ч в сутки.

Через 40 суток роста и развития растений оценивали следующие показатели: длина корня, активность корня по восстановлению трифенилтетразолия хлорида согласно методу [11] и содержание хлорофилла в листьях перца по методу [12].

Результаты экспериментов, полученные из 7–10 повторностей, обрабатывали статистически с помощью компьютерных программ Microsoft Excel, Statistica 6.0. Различия между двумя выборками считали статистически значимыми при $p \leq 0.1$.

Результаты и обсуждение

Известны несколько питательных сред, используемых в биотехнологии. Это среды: Мурасиге — Скуга, Гамборга, Хеллера и др., которые содержат сбалансированный комплекс обязательных компонентов, необходимых для развития растительных клеток. Этот комплекс включает

как органические вещества (витамины, углеводы, аминокислоты и/или белковые гидролизаты, хелатирующие агенты), так и неорганические соли макроэлементов (азот, фосфор, калий, кальций, магний, сера, железо) и микроэлементов (бор, марганец, цинк, медь, молибден и др.).

Для приготовления модифицированной питательной среды, содержащей наночастицы железа, мы использовали стандартную среду Мурасиге — Скуга [10]. При этом, вместо солей железа, мы вводили в среду НЧ железа, оставляя остальные компоненты, входящие в состав питательной среды МС, взятой за основу, без изменений. В среду МС, лишенную солей железа, мы вводили НЧ Fe в концентрациях (мг/л): 3.0, 0.3, 0.06. При этом эффективные концентрации НЧ железа были в 1.9, 18.7, 93.3 раза соответственно меньше, чем концентрация ионов Fe из сульфата железа (в пересчете на металл) в исходной среде МС. Подробное описание методики приготовления питательных сред с наночастицами железа приведено в нашем патенте РФ [9].

Известно, что растения, выращенные в асептических условиях, отвечают современным требованиям к качеству посадочного материала. Наши исследования показали, что растения, культивируемые на среде, в которую вместо солей железа введены Fe наночастицы, имеют улучшенные морфометрические и физиологические показатели: длину корня и его активность (табл.1, 2), увеличенное содержание хлорофилла (табл.3). При этом ускоряется прорастание семян [9].

В табл. 1 приведены данные по влиянию НЧ железа на длину корня растений перца сорт LJ-king. Контролем служили показатели растений, выращенных на стандартной среде Мурасиге — Скуга, содержащей железо сульфат. Видно, что при выращивании перца на питательной среде, содержащей вместо железа в ионной форме наночастицы железа в концентрации 0.06, 0.3 и 3.0 мг/л, длина корня увеличивается на 54, 118 и 102 % соответственно по сравнению с контролем. При этом положительный эффект наблюдался при концентрациях наночастиц железа почти на два порядка более низких, чем концентрация ионов железа в составе стандартной питательной среды МС.

Таблица 1.

Влияние наночастиц железа в составе питательной среды на длину корня перца сорта LJ-king

Содержание наночастиц железа в питательной среде, мг/л	Длина корня, см	Длина корня, О/К, %
Стандартная среда Мурасиге–Скуга (контроль)	7.54 ± 0.83	100
3.0	15.25 ± 1.42 ($p \leq 0.01$)	202.3
0.3	16.42 ± 1.25 ($p \leq 0.01$)	217.8
0.06	11.63 ± 1.47 ($p \leq 0.01$)	154.2

Показано, что активность корня перца сорта LJ-king при выращивании на питательной среде МС с НЧ железа в концентрации 0.06 и 0.3 мг/л увеличивается на 59 и 58 % соответственно (табл. 2).

Таблица 2.

Влияние наночастиц железа в составе питательной среды на активность корня перца сорта LJ-king.

Содержание наночастиц железа в питательной среде, мг/л	Активность корня, мг·г ⁻¹ ·час ⁻¹	Активность корня, О/К, %
Стандартная среда Мурасиге — Скуга (контроль)	0.535 ± 0.038	100
3.0	0.498 ± 0.030	93.2
0.3	0.844 ± 0.038 ($p \leq 0.05$)	157.8
0.06	0.848 ± 0.071 ($p \leq 0.05$)	158.6

В табл. 3 приведены данные по влиянию замены в питательной среде сульфата железа наночастицами Fe на содержание хлорофилла в листьях перца LJ-king. Контролем служили показатели растений перца, выращенные на стандартной среде Мурасиге–Скуга, содержащей железо в виде сульфатов. Видно, что введение в среду НЧ железа в концентрации 0.3 и 3.0 мг/л способствует увеличению содержания хлорофилла в листьях на 5 и 27 % соответственно, по сравнению с контролем.

Таблица 3.

Влияние наночастиц железа, введенных в питательную среду Мурасиге–Скуга на содержание хлорофилла в листьях перца LJ-king

Содержание наночастиц железа в питательной среде, мг/л	Хлорофилл, мг/г	Хлорофилл, О/К, %
Стандартная среда Мурасиге–Скуга (контроль)	2.14±0.29	100
3.0	2.72±0.03	127.2
0.3	2.26±0.20	105.5
0.06	2.03±0.10	94.6

Следовательно, культивирование растений перца *Capsicum annuum*, на средах МС, в которых вместо железа сульфата введены Fe НЧ, приводит к улучшению морфометрических и физиологических показателей: увеличению длины и активности корня, повышению содержания хлорофилла в листьях. В результате выращивания растений на питательных средах с НЧ железа вместо солей может быть получен посадочный материал с хорошо развитой и активной корневой системой, что неизбежно отразится на урожайности растений и качестве продукции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jampilek J., Kral'ova K. Application of nanotechnology in agri-culture and food industry, its prospects and risks // Ecol. Chem. Eng. S. -2015. V. 22. P. 321–361.

2. Parisi C., Vigani M., Rodriguez-Cerezo E. Agricultural nano-technologies: what are the current possibilities? // *Nano Today*. -2015. V. 10. P. 124–127.
3. Bhagat Y., Gangadhara K., Rabinal C., Chaudhari G., Ugale P. Nanotechnology in agriculture: a review // *J Pure App Micro-biol.*- 2015. V. 9. P. 737–747.
4. Servin A., Elmer W., Mukherjee A., De la Torre-Roche R., Ham-di H., White J.C., Bindran P., Dimkpa C. A review of the use of engineered nanomaterials to suppress plant disease and enhance crop yield // *J. Nanopart. Res.*- 2015. V.17. P. 1–21.
5. Ruttkay-Nedecky B., Krystofova O., Nejd L., Vojtech A. Na-noparticles based on essential metals and their phytotoxicity // *J.Nanobiotechnol.* -2017. V. 15. P. 33–35.
6. Глушенко Н.Н., Богословская О.А., Ольховская И.П. Физико-химические закономерности биологического действия высокодисперсных порошков металлов // *Химическая физика.*- 2002; 21: 79–85.
7. Богословская О.А., Рахметова А.А., Овсянникова М.Н. и соавт. Особенность антимикробного действия наночастиц меди разной дисперсности и фазового состава // *Российские нанотехнологии.*- 2014; 9: 93-6.
8. Жигач А.Н., Лейпунский И.О., Кусков М.Л. и соавт. Установка для получения и исследования физико-химических свойств наночастиц металлов // *Приборы и техника эксперимента.*- 2000; 6: 122–9.
9. Чжао Х., Лю М., Чен Ю. и соавт. Способ выращивания растений с использованием наночастиц металлов и питательная среда для его осуществления // Патент РФ 2612319: Бюлл. 06.03.-2017; 7: 30 с.
10. Murashige T., Skoog F. A received medium for rapid growth and bio-assays with tobacco tissue culture // *Physiol. Plant.* -1962; 15: 473–97.
11. Adebusoye O.O., Ping'an J., Sina A. Effect of phytohormones, phosphorus and potassium on cotton varieties (*Gossypium hirsutum*) root growth and root activity grown in hydroponic nutrient solution // *J. Agricultural Sci.*- 2012; 4: 93–110.
12. Lichtenthaler H.K., Buschmann C. Chlorophylls and carotenoids: measurement and characterization by UV-VIS spectroscopy // *Curr. Protoc. Food Analytical Chem.* -2001: F4.3.1–8.

АВТОРСКИЙ ИНДЕКС

А		Елфимова Е.А.	86, 198
Анисимов Н.В.	382	Ерин К.В.	203
Арефьев И.М.	128, 250, 301, 447, 489	Ж	
Ассоров П.С.	286, 330	Жолудь А.М.	475
		Жуков В.П.	77
Б		З	
Баженов В.С.	435	Зайцев Н.К.	495
Батрудинов Т.М.	198	Закинян А.Р.	186, 262
Баштовой В.Г.	267	Зарубина Е.В.	482
Беджанян М.А.	144	Захарова И.Н.	17, 24
Белых С.С.	203	Захлевных А.Н.	36, 66, 107,
Беседин А.Г.	301	Захлевных А.Н.	171, 273, 353
Богословская О.А.	395, 502	Зверев В.С.	198
Болотов А.Н.	427	Зубарев А.Ю.	91, 101
Борин Д.Ю.	215	И	
Бочарова О.А.	382	Иванов А.О.	86, 198
Бочкова Т.С.	341	Иванов А.С.	138
Бридский А.В.	245	Игонин С.В.	341
Брусенцов Н.А.	382		
Бушина Т.А.	24	К	
В		Кажан В.А.	294
Васильков С.А.	312	Казаков Ю.Б.	7, 369, 418
Власов А.М.	400, 410	Калаева С.З.	17, 24
Г		Канторович С.С.	229
Гладких Д.В.	191	Карпов Н.Э.	359
Глущенко Н.Н.	395, 502	Кашевский С.Б.	376
Голубятников А.Н.	335	Кожевников В.М.	114, 121
Гуляев М.В.	382	Колбашов М.А.	482
Д		Колесникова А.А.	144
Демин А.А.	158	Комельков В.А.	482
Демин М.С.	152	Коровин В.М.	294
Диканский Ю.И.	144, 191, 262	Королёв Н.Н.	460
Добросердова А.Б.	229	Косков М.А.	223
Дробин Д.В.	395	Крамаренко Е.Ю.	215
Дрюповкин Н.И.	72	Краузин П.В.	66
Е		Крипачев А.В.	301
Еловский В.С.	482	Кузнецов А.А.	239
		Кузько А.В.	467
		Кузько А.Е.	467

Кузьменко А.П. 467
Куникин С.А. 208
Куценко А.В. 467

Л

Лабкович О.Н. 322
Лагуткина Д.Ю. 460
Ларионов Ю.А. 114, 121
Лосева К.А. 17

М

Макаров В.М. 17, 24
Макаров Д.В. 171, 273
Манцуров А.В. 36
Маркелова Н.Л. 17
Маргънов Л.Ю. 495
Меркулов Д.И. 158
Мизонов В.Е. 60, 279
Митрофанов А.В. 279
Мороз В.С. 267
Морозов Н.А. 7, 128, 250,
Морозов Н.А. 418, 447
Морозова Т.Ф. 152
Моцар А.А. 267
Мусихин А.Ю. 101

Н

Налетова В.А. 158
Нестеров С.А. 418, 447
Нечаев Д.А. 312
Новак В.И. 177
Новак Е.В. 177
Новиков А.А. 273, 353
Новиков В.В. 427
Новикова О.О. 427

О

Огурцов А.В. 77
Ольховская И.П. 395, 502
Осипов Д.А. 77

П

Панкратьева И.Л. 455
Пелевина Д.А. 158
Петров Д.А. 36, 107
Пирогов Ю.А. 382
Пискарев К.П. 128, 250
Полетаев В.А. 400, 410
Полунин В.М. 245, 359
Полянский В.А. 382, 455
Постельга А.Э. 341
Пшеничников А.Ф. 223
Пьянзин С.А. 177
Пьянзина Е.С. 177

Р

Рекс А.Г. 267
Рожков Д.А. 177
Рябцев К.С. 359
Ряполов П.А. 245, 359, 267

С

Сайкин М.С. 435, 460, 489
Санчез Ромеро П.А. 229
Санчес П. 177
Севрюгов Д.М. 51
Сизов А.П. 482
Симоновский А.Я. 286, 330
Скоков П.К. 107
Скроботова Т.В. 29
Смагин Д.А. 229
Соколов Е.А. 359
Степанов Г.В. 42, 215
Стишков Ю.К. 312
Стороженко А.М. 301
Стороженко П.А. 215
Страдомский Ю.И. 7, 441
Субботин И.М. 166

Т

Терпинская Т.И. 376
Тихонов А.И. 51
Топоров А.В. 482

Турков В.А. 158

У

Усанов Д.А. 341

Усманов Г.Х. 262

Ф

Федоров О.Л. 29

Федосеева В.П. 435

Филиппов В.А. 441

Х

Хабибуллин В.Р. 42

Хайрtdинов Д.Ф. 171

Хохрякова (Бушуева) К.А. 306

Ч

Чернобай В.А. 322

Чириков Д.Н. 91

Чуенкова И.Ю. 114, 121

Ш

Шабанова И.А. 301, 359

Шапочкин В.Э. 229

Шаталов Н.А. 286, 330

Шельдешова Е.В. 245

Шипилин А.М. 17, 24

Шипко М.Н. 51

Шуина Е.А. 60

Юрина Т.А. 395

Яновский А.А. 286, 330

Яштулов Н.А. 495

Berthiaux H. 60

Camelo A. 279

Gatumel C. 60

Otwinowski H. 77

Tannous K. 279

**18–я Международная Плесская научная конференция
по нанодисперсным магнитным жидкостям**

Сборник научных трудов

Подписано в печать 10.08.18. Формат 60x84 ¹/₁₆.

Печать плоская. Усл. печ. л. 29,44. Тираж 120 экз. Заказ
ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34

Отпечатано в типографии ООО «ПресСто», 153025,
г. Иваново, ул. Дзержинского, 39, оф. 307.