

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«СЕВЕРО-КАВКАЗСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКАЯ ГИДРОДИНАМИКА

Методические указания по выполнению лабораторных работ

Направление подготовки 03.03.02 Физика
Направленность (профиль)
«Фундаментальная и прикладная физика»

**Ставрополь
2026**

СОДЕРЖАНИЕ

Тема 1. Конвективная диффузия в жидкостях

Тема 2. Диффузионная кинетика при турбулентном течении жидкости

Тема 3. Некоторые вопросы теории коагуляции дисперсных систем в движущихся жидкостях и газах

Тема 4. Прохождение токов через растворы электролитов

Тема 5. Капиллярное движение

Тема 6. Движение капель и пузырьков в жидкой среде

Тема 7. Движение частиц в растворах электролитов

Тема 8. Волны на поверхности жидкости

Тема 9. Движение и диффузия в тонких пленках жидкости

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность учебной дисциплины «Физико-химическая гидродинамика» обусловлена необходимостью формирования у будущих специалистов общепрофессиональных компетенций, практических умений на которых базируется профессиональная деятельность в физике. В современных условиях важнейшим элементом подготовки бакалавров в области физики является формирование у них самостоятельности и культуры научного мышления, способности вести научную и профессиональную деятельность, навыков постановки целей, задач при решении проблемных ситуаций.

Целью лабораторных занятий является формирование профессиональных компетенций бакалавра по направлению 03.03.02 Физика, связанных с приобретением знаний в области физико-химической гидродинамики и получение практических навыков ведения научно-исследовательских работ в данной области.

Основные задачи дисциплины:

- подготовка студентов к использованию методов математического и физического моделирования гидродинамических процессов с учетом различных физико-химических явлений в потоке;
- приобретение студентами практических навыков, необходимых для постановки и решения задач, связанных с исследованием процессов тепломассопереноса в различных условиях.

В результате изучения дисциплины у обучающихся формируются следующие компетенции (в соответствии с образовательным стандартом):

ИД-1_{ПК-1} способен оценить актуальность решаемой задачи на основе анализа научной литературы и информационных материалов по тематике исследования.

ИД-2_{ПК-1} использует знания в области фундаментальной и прикладной физики для разработки методов нахождения решения поставленных профессиональных задач.

ИД-3_{ПК-1} способен адекватно применить математический инструментарий при формулировке моделирующих физический процесс уравнений.

ИД-4_{ПК-1} владеет методологией теоретического, математического и численного моделирования физических процессов, объектов и явлений с использованием как общепринятых методов теоретического и математического моделирования, стандартных пакетов автоматизированного проектирования, так и самостоятельно создаваемых оригинальных методов и программ.

ИД-1_{ПК-4} умеет проводить анализ состояния научно-технической проблемы и формулировать техническое задание;

ИД-2_{ПК-4} умеет применять методологический аппарат для решения задач физики Земли и космоса, формулировать требования к физическим характеристикам разрабатываемых вопросов, а также провести отбор профессионального лабораторного оборудования, необходимого для осуществления проектной деятельности;

ИД-3_{ПК-4} умеет выстроить стратегию достижения поставленных целей, цикла жизни проекта, возникающие риски.

ИД-1_{ПК-5} ориентируется в современных тенденциях развития цифровых технологий, выбирает технологии или программные средства для решения поставленных задач.

ИД-2_{ПК-5} умеет обрабатывать и анализировать полученные данные с помощью современных информационных технологий

ИД-3_{ПК-5} обладает готовностью к участию в подготовке проектной документации, в том числе с использованием средств автоматизированного проектирования и вычислительных программных комплексов, современного программного обеспечения, в том числе текстовых редакторов и графических программы;

ИД-4_{ПК-5} владеет современным программным обеспечением, в том числе текстовыми редакторами и графическими программами, средствами подготовки обзоров, отзывов,

Цель данного практикума – описание последовательности, основного содержания, методики выполнения лабораторных занятий по учебному курсу и (или) самостоятельной подготовки к ним. Занятия проводятся в форме лабораторных работ.

ПРОЦЕССЫ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ В КОМПОЗИЦИОННЫХ СРЕДАХ НА ОСНОВЕ МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДОВ

Цель работы: рассмотреть теории коагуляции на примере деформации капель жидкой среды

Оборудование: Микроскоп, снабженный камерой для фиксации процессов структурообразования, катушки, источник тока, образец.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.

Дисперсные среды с активно взаимодействующими частицами привлекают в настоящее время значимое внимание в таких областях исследования как коллоидная самосборка, микрогидродинамика и микрофлюидные технологии, проектирование функциональных устройств, таких как микророботы и датчики, а также представляют интерес в качестве эффективных модельных систем для теоретических и экспериментальных исследований в физике конденсированных сред. Ранние исследования в данной предметной области были в основном сосредоточены на рассмотрении различных аспектов равновесного фазового поведения и статической самосборки в таких системах. При этом в последние годы наблюдается значительный рост интереса и прогресс в понимании динамических свойств и коллективной динамики сильно коррелированных, управляемых дисперсных систем.

Особенный интерес в контексте данного исследования представляют дисперсные системы, в которых процессы структурной организации и динамики частиц инициируются действием внешних полей. В частности, управление ансамблями коллоидных частиц может осуществляться приложением электрического поля. Действие стационарного однородного электрического поля индуцирует электрические моменты дисперсных частиц, взаимодействие которых приводит к возникновению анизотропных упорядоченных структур цепочечного или колоннообразного типа. Активным откликом на электрическое поле обладают электростатически стабилизированные коллоидные дисперсии, приложение однородного поля к которым приводит к направленной электрофоретической миграции частиц. Незаряженные диэлектрические частицы могут быть поляризованы в приложенном поле, что также дает возможность управления ими в градиентных полях. Коллоидами также можно манипулировать, используя эффект воздействия электрического поля на дисперсионную среду. Так изначально незаряженные коллоидные частицы, помещенные в однородное поле, будут поляризоваться, что приведет к образованию облака экранирующих ионов в среде вблизи частицы. Внешнее электрическое поле, воздействуя на этот двойной электрический слой, приводит к течению жидкости. Данный эффект не производит результирующего упорядоченного движения симметричных частиц. Однако, если частица имеет некоторую асимметрию формы или заряда, потоки жидкости становятся асимметричными и могут привести к результирующему движению частиц.

Иной подход к управлению движением коллоидных систем при помощи электрического поля заключается в использовании вращательной неустойчивости, так называемого эффекта Квинке, состоящего в том, что диэлектрическая коллоидная частица в сильном электрическом поле может начать самопроизвольно вращаться. Это вращение происходит, когда существует разница во времени релаксации заряда между частицей и жидкостью. В сильном электрическом поле диэлектрическая частица будет приобретать результирующий индуцированный дипольный момент. Если время релаксации заряда частицы больше, чем у жидкости, то этот индуцированный диполь будет направлен антипараллельно приложенному полю. Данная конфигурация неустойчива к возмущениям и любое малое вращательное смещение будет производить крутящий момент, который усиливает возмущение. Это приводит к самопроизвольному вращению с постоянной

угловой скоростью, перпендикулярной приложенному полю.. В случае, если вращающиеся частицы находятся рядом с твердой поверхностью или в контакте с ней, они приходят в поступательное движение. Отметим, что частицы в суспензии Квинке могут перемещаться в разных направлениях, поскольку ось их вращения параллельна поверхности и может иметь произвольное направление в этой плоскости. Однако коллективные эффекты взаимодействия частиц могут синхронизировать их движение.

Широкое разнообразие возможностей регулирования микроструктуры дисперсных сред предоставляет применение переменных полей. Так, в работах были изучены регулируемые парные взаимодействия между частицами во вращающихся электрических полях. При помощи разработанной экспериментальной технологии и методов анализа проведены экспериментальные исследования фазовой диаграммы двумерной системы частиц с регулируемым (дальнодействующим притягивающим и короткодействующим отталкивающим) межчастичным взаимодействием. Показано, что коллоидная система может находиться в газообразном, жидком и кристаллическом состояниях (рис. 1). Экспериментально наблюдаемая фазовая диаграмма демонстрирует существование областей газа, жидкости, суперфлюида (сверхкритическая жидкость) и кристаллов в зависимости от плотности коллоидной суспензии и амплитуды вращающихся электрических полей. Рассматривались также суспензии в конически-вращающемся электрическом поле. Парные потенциалы для разных конических углов поворота поля демонстрируют вариативность, позволяющую моделировать взаимодействия, включая такие, как отталкивание, притяжение, взаимодействие с короткодействующим отталкиванием и дальнодействующим притяжением, взаимодействие барьерного типа, двойное отталкивание, похожее на потенциал сглаженных коллапсирующих сфер. Полученные результаты могут применяться в качестве модельных для описания различных процессов и явлений в физике конденсированного состояния вещества. В частности, рассмотрение перестраиваемых взаимодействий в дисперсных системах является перспективным в исследованиях аномалий сценария плавления и диффузии в системах сглаженных коллапсирующих сфер, формирования сложных кристаллических структур, коллективных флуктуаций в жидкостях, кинетики спиnodального распада и коалесценции в разных режимах межчастичного взаимодействия.

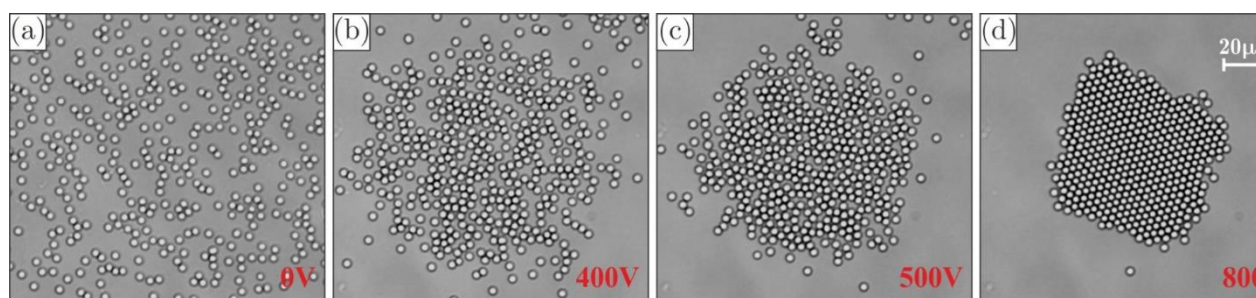


Рисунок 1.1 Самосборка коллоидных частиц диоксида кремния диаметром 2.12 мкм во вращающемся с частотой 30 кГц электрическом поле. Показан переход системы из жидкого состояния в кристаллическое с ростом величины поля.

Другой способ осуществления манипулирования коллоидными частицами состоит в использовании акустических полей. Значительное число работ в этом направлении было посвящено использованию акустических волн в микрофлюидных приложениях для сортировки частиц с помощью акустической левитации. В последнее время также было показано, что акустические волны могут быть применены для управления движением асимметричных частиц за счет гидродинамических эффектов, что дает дополнительные возможности для изучения коллективных процессов в конденсированных средах. Так, экспериментально наблюдалась самосборка стержневидных и сферических частиц в крупные агрегаты. Акустическая волна в суспензии также может генерировать полосовые

и кольцеобразные структуры, состоящие из большого числа частиц. Эффекты динамики микроструктур в поле акустической волны применялись, в частности, для задач перемешивания жидкости в микромасштабе. При этом значительную роль в процессах структурообразования в акустическом поле играют гидродинамические взаимодействия частиц, приводящие к коррелированному поведению и крупномасштабной кластеризации в суспензиях. В случае расположения агрегативных структур вблизи ограничивающих поверхностей удавалось наблюдать их результирующее перемещение вдоль границы под действием поля акустической волны.

Управление коллоидными частицами также возможно на основе применения оптического воздействия. Широко известными в этом плане являются технологии на основе методики оптического пинцета. В этом случае возможно применение и контроль весьма малых сил, приложенных к отдельным частицам и их ансамблям. На основе технологии оптического захвата были изучены взаимодействия и процессы динамики частиц, а также явления корреляции в дисперсных системах.

При всей широте спектра выполненных в настоящее время исследований и полученных результатов в области процессов структурообразования и динамики дисперсных частиц, определенное количество вопросов в данной предметной области все еще остаются не освещенными. Это относится, в частности, к применению не рассматривавшихся ранее вариантов топологии внешнего поля, а также состава исследуемых сред. Отметим, что существуют также иные методы и подходы к созданию и регулированию структурного упорядочения в дисперсной среде, не связанные с воздействием внешних силовых полей, такие как, например, химические методы, которые, однако, не представляют интереса в контексте данной работы и здесь рассматриваться не будут.

Гидродинамические силы играют существенную роль в поведении и свойствах коллоидных суспензий во всех перечисленных вариантах внешних силовых воздействий. Гидродинамические взаимодействия между частицами сказываются на эффективной вязкости, коэффициенте трансляционной и вращательной диффузии частиц. Взвешенная частица, движущаяся в жидкости под действием приложенной силы, производит течение, медленно затухающее в неограниченном объеме обратно пропорционально расстоянию. Естественно ожидать, что помещение частицы в условия пространственного ограничения будет оказывать сильное влияние на характер течения и подвижность частицы. В последнее время наблюдается возрастающий интерес к экспериментальным и теоретическим исследованиям динамики коллоидов в условиях ограниченной геометрии, где актуальными становятся эффекты гидродинамического взаимодействия частиц с ограничивающими стенками. Гидродинамическое взаимодействие с ограничивающими объем образца стенками влияет на диффузию, седиментацию и закономерности течения суспензии. Наличие ограничивающих стенок также изменяют эффекты корреляции движения коллоидных частиц по сравнению с неограниченной жидкостью. Все это определяет важность с точки зрения технологического, медицинского и биологического применения исследований дисперсных сред в условиях пространственного ограничения. Микрореологию среды в таких системах как живые клетки, технологические аппараты, микрофлюидные чипы можно исследовать на модельных примерах дисперсных сред, помещенных в заданную ограничивающую оболочку, при инициировании процессов динамики и структурообразования путем наложения внешних силовых полей. Такие исследования в настоящее время осуществлены в ограниченном количестве, и их реализация представляет непосредственный научный интерес.

2. Магнитные дисперсные среды во внешних полях

Внешние магнитные поля предоставляют многообещающие возможности для управления коллоидными суспензиями. Воздействие магнитных полей относительно малой интенсивности способно индуцировать разнообразные микроструктурные процессы в среде. Принцип коллоидной самосборки в данном случае отчасти аналогичен

происходящему в электрическом поле, однако, в отличие от электрических методов управления коллоидными частицами, создание магнитных полей сложной пространственной конфигурации реализуется более просто с технической точки зрения, давая больший простор для экспериментальных исследований. Кроме этого, действие магнитных полей на дисперсные частицы как правило не сопровождается дополнительными динамическими процессами в среде, что позволяет сформулировать однозначную картину межчастичных взаимодействий. Магнитное поле обладает также тем преимуществом, что по своей природе оно является биосовместимым, открывая перспективные возможности с точки зрения биомедицинских приложений. В настоящем исследовании будут рассматриваться процессы структурообразования и динамики дисперсной фазы под действием магнитных полей, поэтому остановимся далее более подробно на основных научных результатах в данной предметной области.

Традиционно интерес к таким исследованиям был обусловлен созданием и применением магнитореологических суспензий, изменяющих характеристики течения при наложении стационарного магнитного поля в результате формирования развитой микроструктурной упорядоченности. Поведение магнитореологических суспензий в стационарных полях можно считать подробно изученным, результаты изучения представлены в обзорах и здесь отдельно рассматриваться не будут. Относительно новым направлением исследований здесь является изучение агрегационного поведения намагничиваемых коллоидных сфер под действием двунаправленных полей. Примером таких систем являются латексные сферы с внедренными в них суперпарамагнитными наночастицами. Используя ортогонально ориентированные поля, было показано, что частицы формируют двумерные перколяционные сети, структура которых, зависит от времени действия поля и чьи топологические свойства могут быть отрегулированы независимой подстройкой компонент поля.

Интересны исследования намагничивающихся частиц во вращающихся полях. Ранние экспериментальные и теоретические исследования в области вращающихся полей как правило были сфокусированы на индуцированной полем динамике отдельных элементов коллоидной структуры, таких как магнитные стержни, магнитные цепи или нити. Понимание закономерностей результирующей вращательной динамики отдельных частиц важно для развития фундаментальных представлений в общем контексте микрогидродинамических задач, а также для разработки таких устройств как микророботы, движители, датчики и др. Однако при этом более разнообразные и привлекательные явления имеют место в результате коллективной динамической самосборки коллоидов под действием вращающихся магнитных полей. В этом случае могут образовываться новые структуры, которые не возникают в равновесных состояниях. Это открывает перспективы применения вращающихся магнитных полей в качестве инструмента для управления процессами самосборки при создании функциональных материалов.

Так, при достаточно большой напряженности поля экспериментальные и компьютерные исследования демонстрируют образование слоистой структуры из частиц в плоскости поля, то есть имеет место нарушение пространственной симметрии, вызванное вращающимся магнитным полем. Другой любопытный пример использования вращающихся полей для создания специфического квазиравновесного упорядочения был предложен в работе, в которой рассматривались парамагнитные сферы в прецессирующем магнитном поле. Здесь статическое и вращающееся поля создают интересные возможности для наблюдения процессов структурообразования и изучения межчастичных взаимодействий. В частности, многочастичные взаимодействия в данном случае приводят к формированию разветвленных структурных решеток, которые могут образовывать коллоидные «самовосстанавливающиеся» мембраны. В последнее время эти исследования были развиты в направлении изучения двумерных систем, что в зависимости от соотношения компонент поля позволило наблюдать широкий диапазон квазиравновесных структур от гексагональных кристаллов до сеточных паттернов. При этом в исследованиях

подчеркивается роль многочастичных эффектов для структурообразования в сложных системах магнитных частиц.

Поведение системы взаимодействующих частиц, обладающих собственным постоянным магнитным моментом, во вращающемся поле было рассмотрено в работах. Была построена диаграмма неравновесного структурного состояния в зависимости от частоты и напряженности поля. Показано, что при малых частотах и достаточно больших напряженностях система находится в синхронизированном состоянии, где отдельные частицы следуют за полем с постоянной разностью фаз. Синхронизация вращения сопровождается формированием в объеме слоистой структуры аналогичного системам индуцированных диполей во вращающихся полях. При весьма низких частотах структура внутри этих слоев характеризуется наличием цепочечных агрегатов, аналогичных наблюдающимся в условиях стационарного равновесия. При несколько больших частотах локальная структура напоминает таковую в изотропно взаимодействующей двумерной системе и демонстрирует тенденцию образовывать гексагональные решетки. Иное поведение наблюдается при высоких частотах поля. В этих условиях картина синхронно вращающихся диполей разрушается, и десинхронизация вызывает также разрушение слоистой структуры образца.

Довольно интересные явления происходят, когда поступательное движение частиц ограничено в плоскости вращающегося поля. Соответствующие эксперименты с микронными парамагнитными частицами и магнитными частицами Януса выявили образование кластерных структур, внутренняя геометрия которых характеризуется гексагональным упорядочением и размер которых изменяется со временем. В этой ситуации кластеризация связана с синхронным вращательным движением частиц аналогично образованию слоистой структуры в трехмерном случае. Данное структурообразование может рассматриваться как конденсационный фазовый переход квазиравновесной системы, определяемый усредненным по времени дипольным потенциалом. Действительно, в рассматриваемой двумерной конфигурации усредненный по времени дипольный потенциал является чисто притягивающим и дальнедействующим, что приводит к переходу газ–жидкость первого порядка в двумерной системе. При этом в системе образуются домены низкой и высокой плотности и происходит рост размера доменов во времени. Было показано, что гидродинамические взаимодействия играют существенную роль в рассматриваемых процессах. В частности, эффект вращения кластеров был объяснен как результат трансляционно–ротационного и ротационно–ротационного гидродинамического связывания частиц. Физически вращение кластеров в указанных работах было объяснено наличием индуцированных жидкой средой несбалансированных сдвиговых напряжений на краях кластера.

Тесно связанной темой является недавно обнаруженное структурообразование магнитных частиц на флуктуирующих границах раздела жидкость–воздух и жидкость–жидкость. Здесь взаимовлияние переменных магнитных полей, магнитных и гидродинамических взаимодействий, вызванных локальными колебаниями поверхности жидкости, приводит к появлению ряда уникальных структур, таких как «змеи», «звезды» и «пловцы». Эти структуры были широко исследованы экспериментально в рамках феноменологического подхода и методами моделирования в рамках молекулярной динамики.

Применение вращающегося магнитного поля, соответствующим образом ориентированного относительно поверхностей, ограничивающих образец дисперсной системы, предоставляет ряд перспективных возможностей для контролируемого транспорта за счет гидродинамических взаимодействий дисперсных частиц с ограничивающими стенками. Было показано, что, регулируя относительную интенсивность магнитных и гидродинамических взаимодействий, можно кардинальным образом изменять коллективное поведение суспензии в этом случае. Интересную новую разработку в этом плане представляют собой коллоидные кластеры способные перекатываться по твердой

поверхности подобно колесу во вращающемся поле, при этом скорости их поступательного движения могут составлять до 50 мкм/с.

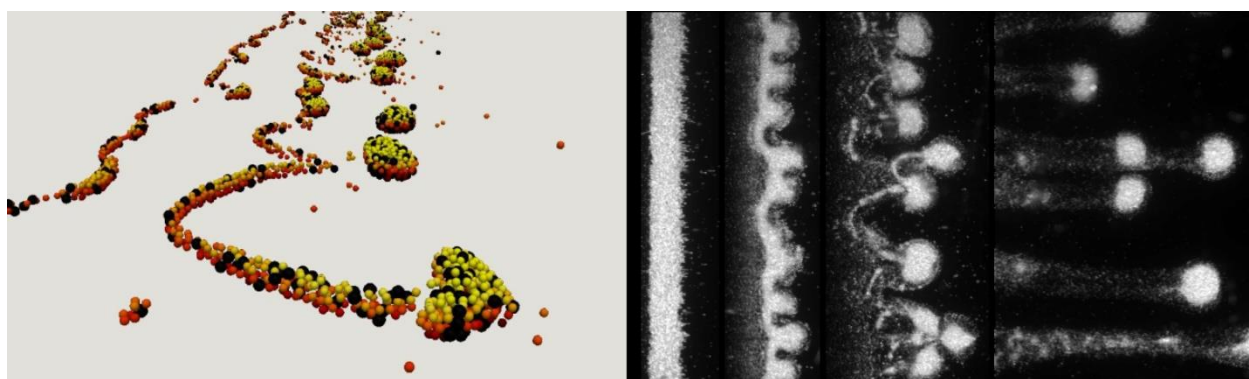


Рис. 2.1. Неустойчивость фронта коллоидных частиц, расположенных вблизи твердой поверхности, во вращающемся в вертикальной плоскости магнитном поле. Справа – эксперимент, слева – моделирование.

Коллоидные структуры разных типов, формирующиеся в результате конкуренции магнитных и гидродинамических взаимодействий, могут быть использованы для реализации управляемого перемещения объектов в микромасштабе. В частности, даже в слабом магнитном поле вращение частиц вблизи поверхности приводит к очень сильным коллективным эффектам. В этом случае однородная суспензия частиц демонстрирует формирование волн плотности, которые распространяются по всей системе. Возникающие возмущения плотности приводят к развитию каскада неустойчивостей: сначала возникает деформация фронта микрочастиц, которая затем быстро преобразуется в структуру типа «вязких пальцев». По мере роста неустойчивости плотные структуры частиц в «вязких пальцах» могут затем отрываться от основного объема суспензии и продолжать перемещаться в виде устойчивых плотных кластеров (рис. 2.1). Устойчивое состояние таких кластеров детерминируется гидродинамическими эффектами в системе частиц. Подобные типы гидродинамически связанных состояний также были исследованы в последнее время на примере пары частиц и цепочек частиц вблизи твердых поверхностей. Гидродинамически связанные состояния магнитных коллоидных систем являются важной и перспективной областью для дальнейших исследований, где все еще существует ряд фундаментальных вопросов касательно, в частности, типов возникающих структур и их устойчивости. С точки зрения практических приложений, динамические структуры в магнитных суспензиях предоставляют многообещающие возможности для целей контролируемого массопереноса в микромасштабе.

1.3. Магнитные нанокolloиды и процессы агрегирования

В предыдущих разделах были рассмотрены процессы структурообразования и коллективной динамики в системах микрочастиц во внешних полях. Значительный фундаментальный и прикладной научный интерес также представляют процессы в коллоидных дисперсиях наночастиц. Так, магнитные нанокolloиды (магнитные жидкости или феррожидкости) представляют собой суспензии мелких магнитных частиц со средним диаметром около 10 нм в различных жидкостях–носителях. Частицы содержат только один магнитный домен и поэтому могут рассматриваться как термически флуктуирующие постоянные магнитные диполи в жидкости–носителе. Особенностью магнитных жидкостей является сочетание поведения, свойственного жидкой среде, с суперпарамагнитными свойствами. Кроме того, некоторые их свойства, такие как вязкость, фазовое поведение или оптические характеристики, могут зависеть от приложения внешнего магнитного поля. Магнитные жидкости обладают широким спектром реализованных и потенциальных

технических и биомедицинских применений. При этом в плане общих свойств и характера поведения имеет место их фундаментальная связь с дипольными жидкостями, такими как магнитореологические или электрореологические жидкости, или любые другие жидкости, состоящие из частиц, взаимодействующих посредством точечных дипольных взаимодействий.

Частицы, диспергированные в магнитной жидкости, состоят из ферромагнитных (Fe, Co) или ферримагнитных (магнетит Fe_3O_4 , маггемит $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, феррит кобальта Fe_2CoO_4) материалов. Они обычно синтезируются с использованием химических процессов, в ходе которых распределение частиц по размерам контролируется с целью получения суспензий, которые не оседают в поле силы тяжести или при воздействии градиентного магнитного поля. Как правило магнитные жидкости являются полидисперсными, однако полидисперсность может быть значительно уменьшена в результате сепарации. Тем не менее, даже незначительная полидисперсность является существенным параметром, влияющим на фазовое поведение системы. Магнетитовые наночастицы используются наиболее широко, поскольку они химически стабильны и легко доступны. Они могут быть диспергированы в воде при электростатической стабилизации или в масляных средах при стабилизации поверхностно-активными веществами или полимерами. Коллоидная дисперсия таких однодоменных частиц приобретает макроскопические магнитные свойства, хорошо описываемые в рамках ланжевеновского формализма, если объемная доля частиц меньше 1 %.

Дисперсии магнитных наночастиц являются в большинстве отношений классическими коллоидными дисперсиями в том смысле, что межчастичные взаимодействия (ван-дер-ваальсово притяжение, электростатическое или стерическое отталкивание) ответственны за их структурное состояние и фазовое поведение. Особенность магнитных жидкостей проявляется в том, что в результирующем потенциале межчастичного взаимодействия необходимо дополнительно учитывать дипольные магнитные взаимодействия. Вследствие наличия этих анизотропных взаимодействий дисперсии магнитных наночастиц часто рассматриваются в качестве модельного примера дипольных жидкостей.

В нулевом поле при относительно малой интенсивности магнитных взаимодействий (энергия дипольных взаимодействий гораздо меньше энергии тепловых флуктуаций, $\lambda < 1$) магнитные жидкости ведут себя как изотропные системы. Таким образом, фазовое поведение системы определяется балансом изотропных сил притяжения и отталкивания. В случае короткодействующих сил притяжения на фазовой диаграмме не будет критической точки и ожидаются фазовые переходы типа «жидкость–твердое тело» в системе частиц; если в системе реализуются дальнодействующие притяжения, то может существовать критическая точка и наблюдаются переходы типа «газ–жидкость», «жидкость–твердое тело» и «газ–твердое тело». Теоретическое описание подобного поведения не является специфичным для магнитных жидкостей и аналогично описанию фазового поведения коллоидных систем.

Когда дипольные взаимодействия намного превосходят тепловые флуктуации ($\lambda > 1$), магнитная жидкость образует кластеры, такие как димеры, тримеры и более длинные цепи. Микроструктуру конкретной жидкости трудно наблюдать экспериментально, хотя некоторые методы, такие как рассеяние нейтронов, позволяют исследовать мелкомасштабную структуру жидкости. Наиболее очевидные результаты о структуре магнитных жидкостей были получены с помощью компьютерного эксперимента на модельных системах в рамках методов молекулярной динамики или Монте–Карло. Анализируя конфигурации, полученные в ходе моделирования, можно провести кластерный анализ феррожидкостных систем, основанный либо на энергетическом критерии, либо на критерии близости. В первом случае две частицы считаются связанными, если их энергия дипольного взаимодействия меньше заданного значения энергии контакта двух соосных дипольных частиц, тогда как во втором случае для определения элементов

кластера используется критерий расстояния порядка диаметра частицы. В монодисперсной системе малых частиц ($\lambda < 2$) средний размер кластера лишь немного превышает диаметр исходных частиц при нулевом поле, и магнитная восприимчивость может быть точно предсказана в большом диапазоне концентраций с помощью моделей среднего поля или более сложных статистических моделей. При больших значениях параметра λ появляются кластеры или цепочки, которые приводят к отклонениям от моделей среднего поля. Были разработаны некоторые теоретические модели, включающие самосогласованное формирование цепи, что может значительно улучшить предсказания для больших значений параметра взаимодействия λ .

В отличие от случая нулевого поля, даже малые магнитные взаимодействия могут оказывать большое влияние на структурную организацию магнитных жидкостей во внешних полях. Внешнее поле индуцирует анизотропные микроструктуры, которые могут быть исследованы различными экспериментальными методами, включая оптическую и электронную микроскопию, малоугловое рассеяние нейтронов и рентгеновских лучей, а также методами компьютерного моделирования для модельных систем. Структурное упорядочение зависит от множества параметров, таких как сила магнитного взаимодействия, напряженность поля, ориентация поля относительно образца, скорость изменения поля, размеры образца, полидисперсность, объемная доля, температура и др. Понятно, что систематическое исследование влияния на микроструктуру и фазовое поведение всех этих факторов невозможно ни экспериментально, ни с помощью компьютерного моделирования. Даже морфология отдельного кластера зависит от многих параметров. Было показано, в частности, что возникающие кластеры могут иметь конфигурацию вытянутых цепочек, а также микрокапель (рис. 3.1). Анизотропия структурного фактора магнитного коллоида и его характерные особенности в этом случае были проанализированы в численных исследованиях. Экспериментально структурный фактор магнитных жидкостей в магнитном поле исследовался методами рассеяния нейтронов, было показано хорошее согласие с результатами моделирования. На качественном уровне морфология возникающих в магнитной жидкости структур в магнитном поле в зависимости от конкретных условий ее формирования может быть охарактеризована как система иглообразных агрегатов, цепей, колонн, мембран, изогнутых пластинчатых образований, лабиринтообразных или червеобразных структур.

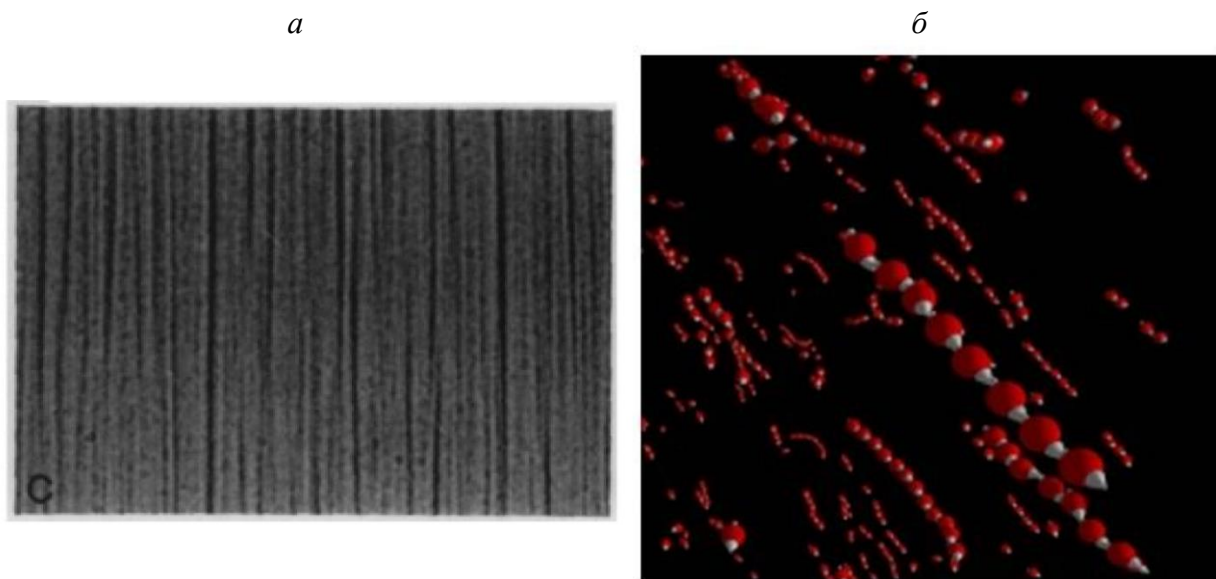


Рис. 3.1. (а) Экспериментальное изображение микрокапельной структуры агрегатов в магнитной жидкости в магнитном поле. (б) Цепочечная структура агрегатов в магнитной жидкости в магнитном поле по результатам моделирования. Из работы [101].

Полидисперсность свойственна всем коллоидным дисперсиям и должна учитываться при интерпретации экспериментальных данных, поскольку она влияет на магнитные параметры и фазовые диаграммы. Понимание влияния полидисперсности на фазовое поведение, свойства или агрегатные микроструктуры может быть достигнуто путем сравнения с соответствующими результатами для монодисперсной системы частиц при одинаковом среднем диаметре. Численное моделирование в работе с использованием параметров, весьма близких к реальным параметрам типичной магнетитовой магнитной жидкости, позволило получить сведения о размере, составе и форме кластеров, образующихся во внешнем магнитном поле. Было обнаружено, что средний радиус частиц в кластерах примерно равен среднему радиусу всех частиц, что указывает на то, что частицы всех размеров, а не только наиболее крупные, вносят свой вклад в формирование кластеров, что было подтверждено экспериментальными данными по рентгеновскому рассеянию. Из этого можно сделать вывод, что в типичных магнитных жидкостях значительную роль при образовании устойчивых кластеров играют силы Ван-дер-Ваальса. Влияние наличия в среде крупных частиц с высоким значением параметра взаимодействия исследовалось в работах, где было показано преимущественное образование агрегативных структур на основе данных частиц.

Структура полидисперсных магнитных жидкостей теоретически обсуждалась на основе бидисперсной модели, где предполагалось, что системы состоят из двух фракций магнитных частиц со значительно отличающимися размерами, а также полидисперсной модели. Предполагалось, что основным типом микроструктурного упорядочения в этих системах являются цепочечные агрегаты, образованные крупными частицами. Некоторые мелкие частицы могут быть прикреплены к концам этих агрегатов, но большинство из них остаются в неагрегированном состоянии. Ряд теоретических исследований также включал рассмотрение влияния ван-дер-ваальсовских взаимодействий.

Резюмируя сказанное, можно отметить, что возможность возникновения дальнего магнитного порядка в системе коллоидных однодоменных частиц ранее рассматривалась неоднократно, однако к настоящему времени этот вопрос еще остается недостаточно проясненным. В этом контексте интересно отметить, что в работах сообщалось об обнаружении хорошо развитой системы намагниченных агрегатов, возникшей в магнетитовой магнитной жидкости на основе керосина при длительном ее хранении либо при стимулировании расслоения путем разбавления или ведения избыточного содержания стабилизирующего агента. Приводятся некоторые результаты исследования магнитных свойств магнитных жидкостей, содержащих такие агрегаты, а также исходных магнитных жидкостей, в которых они возникают. В частности, установлено, что начальный участок кривых намагничивания образцов с намагниченными агрегатами имеет перегиб в области небольших значений напряженности поля, чего никогда не наблюдалось ранее для однородных магнитных жидкостей. При этом он имеет большую крутизну, чем начальный участок кривой намагничивания магнитной жидкости с таким же содержанием магнитной фазы, но однородной по составу. Наличие перегиба на кривой намагничивания приводит к тому, что зависимость эффективной магнитной восприимчивости от напряженности магнитного поля имеет максимум в области перегиба.

На основе проведенных исследований в работах был сделан вывод о том, что в магнитных коллоидах возможно образование агрегатов размером до нескольких десятков микрометров, имеющих отличный от нуля магнитный момент. Возникновение таких агрегатов в магнитной жидкости было объяснено с позиций теории медленной коагуляции, при которой происходит ближняя фиксация дисперсных частиц на расстояниях, обеспечивающих эффективную корреляцию их моментов. В дальнейшем, из таких структур происходит формирование более крупных агрегатов. При этом необходимым условием образования агрегатов, имеющих отличный от нуля магнитный момент, является наличие жесткой связи магнитного момента дисперсной частицы с ее матрицей. Образование таких агрегатов наблюдается в магнитных жидкостях с относительно большим размером частиц.

При достаточно высокой концентрации намагниченных агрегатов, они оказывают существенное влияние на магнитные свойства коллоидов, что представляет существенный научный интерес и позволяет применять их для создания наноматериалов с различными свойствами. Следует отметить при этом, что динамические структурные процессы в системе рассматриваемых намагниченных агрегатов при наложении внешнего магнитного поля ранее изучены не были.

1.4. Композиционные среды на основе магнитных коллоидов и магнитные эмульсии

На основе устойчивых магнитных коллоидов могут быть созданы комплексные магнитные дисперсные среды путем дополнительного введения в них микрочастиц различных материалов. Варьируя физико-химические параметры материала и геометрию вводимых частиц, можно добиваться необходимых свойств и поведения такой гетерогенной среды. При этом управление микроструктурой и микрогеометрией системы возможно осуществлять при помощи внешнего магнитного поля даже в случае использования немагнитных микрочастиц за счет магнитных свойств среды. Результатом этого являются новые возможности для создания материалов с регулируемыми свойствами, поскольку становится возможным управление суспензиями микрочастиц, совершенно разнообразных по своим свойствам и характеристикам. Таким образом расширяется спектр применяемых материалов и возможностей изучения процессов регулируемого динамического структурообразования.

Первые подобные композиционные среды были созданы путем введения в магнитную жидкость сферических немагнитных микрочастиц диоксида кремния (а также подобных им полистирольных, пластиковых или стеклянных сферических частиц). Были проведены многочисленные исследования процессов структурообразования в такой среде при воздействии постоянных и переменных магнитных полей. Немагнитные частицы имели размеры порядка нескольких микрометров и по отношению к ним магнитную жидкость можно рассматривать как сплошную намагничивающуюся среду. Исследовались квазидвумерные структуры, образуемые немагнитными микрочастицами в плоском слое магнитной жидкости. В частности, было показано, что при действии однородного магнитного поля, направленного вдоль плоскости слоя, частицы объединяются в цепочечные структуры. Под действием магнитного поля, перпендикулярного плоскости слоя, имеет место формирование гексагональной периодической структуры из микрочастиц. Подобные композиционные магнитные материалы представляют интерес в том числе в качестве модельных сред, на примере которых можно визуально наблюдать и исследовать целый ряд интересных физических эффектов и структурно-динамических процессов.

Изучалось также динамическое поведение микрочастиц в горизонтальном слое магнитной жидкости при воздействии вращающегося в плоскости слоя магнитного поля. В случае системы из двух немагнитных частиц в слое магнитной жидкости под действием вращающегося поля при малых частотах вращения имело место синхронное вращение пары частиц вплоть до критического значения частоты поля. После этого наблюдалось возвратно-поступательное колебание угла поворота оси частиц, а также возникали радиальные колебания, сопряженные с периодическим изменением расстояния между частицами, что приводило к сложной фазовой картине поведения данной системы. Проводились исследования процессов структурообразования в слое магнитной жидкости, содержащем большое число взаимодействующих частиц, при воздействии однородного вращающегося магнитного поля. Было показано, что при низких частотах вращения имеет место объединение частиц в цепочечные структуры, которые вращаются вслед за магнитным полем. При увеличении частоты вращения, длинные цепи становятся неустойчивыми и распадаются на несколько более коротких цепочек, продолжающих

вращение вслед за полем. При еще более высоких частотах наблюдается трансформация цепочечных структур в дискообразные изотропные кластеры.

Интересные вариации поведения немагнитных частиц в слое магнитной жидкости можно наблюдать при совместном действии вращающегося в плоскости слоя магнитного поля и перпендикулярного слою стационарного магнитного поля. В этом случае проявление тенденций к отталкиванию частиц и выстраиванию их в гексагональную структуру с одной стороны, и к объединению во вращающиеся агрегаты с другой, могут приводить к формированию гексагональной решетки, состоящей из вращающихся пар частиц. С увеличением частоты вращения поля можно наблюдать переход системы от регулярного поведения к хаотическому. Так, при достижении некоторого критического значения частоты поля упорядоченная система гидродинамических потоков в слое жидкости разрушается и развивается полностью хаотическое состояние, что позволяет рассматривать данную систему в качестве модельной среды для изучения процессов самоорганизации.

Особым типом многокомпонентных сред на основе магнитных коллоидов являются эмульсии, одна из фаз которых представлена магнитной жидкостью. Такие среды представляют существенный научный и прикладной интерес, и именно им посвящена значительная часть настоящего исследования. Уникальной особенностью данных эмульсий является одновременное наличие выраженных диэлектрических и магнитных свойств. Это делает магнитодиэлектрические эмульсии привлекательным объектом исследования и также позволяет рассматривать их в качестве перспективного функционального материала. Получение магнитных эмульсий обычно осуществляется путем диспергирования магнитных жидкостей на углеводородных основах в воде (прямые эмульсии), менее распространены и в меньшей степени изучены обратные эмульсии, дисперсная фаза которых образована водой, а дисперсионная среда углеводородной магнитной жидкостью.

Ряд исследований эмульсий магнитной жидкости был посвящен изучению процессов структурообразования в них под действием внешнего магнитного поля. Так, в работе было обнаружено, что равномерно распределенные сферические капли в магнитном поле взаимодействуют с образованием агрегатов, ориентация которых совпадает с направлением внешнего поля. Исследовано образование парных агрегатов, а также условия, при которых практически все капли объединяются в агрегаты. Изучение взаимодействия капель эмульсии магнитной жидкости в постоянном магнитном поле послужило хорошей моделью для исследования взаимодействий частиц и процессов структурообразования в электро- и магнитореологических суспензиях. Динамика парного агрегата капель магнитной эмульсии во вращающемся магнитном поле исследована в работе, измерена частота вращения пары сферических микрокапель в зависимости от частоты и напряженности вращающегося поля. Результаты данного исследования также представляют интерес в качестве модели динамических процессов структурообразования в дисперсных средах. Изучению аспектов формирования мезомасштабных структур в магнитных эмульсиях во внешнем магнитном поле также была посвящена серия экспериментов InSPACE (Investigating the Structure of Paramagnetic Aggregates from Colloidal Emulsions), проведенных на Международной космической станции.

Процессы структурообразования в эмульсиях магнитных жидкостей влияют также на их макроскопические свойства. Так, в работе были исследованы различные аспекты влияния микроструктурного состояния магнитных эмульсий на их магнитные, электрические и теплофизические свойства. В работах были изучены оптические свойства магнитных эмульсий. Приведены результаты измерения прозрачности эмульсии в зависимости от величины и направления внешнего магнитного поля. Изучено структурное состояние такой эмульсии, описано образование цепочечных агрегатов капель и плотных структур типа колонн, также образованных каплями магнитной жидкости при воздействии магнитного поля.

В описанных выше исследованиях капли дисперсной фазы эмульсий магнитных жидкостей сохраняли сферическую форму при внешних силовых воздействиях. Однако,

наряду с этим могут быть получены магнитные эмульсии с малым межфазовым натяжением, капли дисперсной фазы которых способны претерпевать значительное изменение формы во внешних полях умеренной интенсивности. Рассмотрение таких сред с учетом возможности регулирования их поведения магнитным полем может дать новое понимание закономерностей свойств систем с деформируемыми частицами, каковыми могут являться, например, клеточные растворы, растворов полимеров, кровь, традиционные эмульсии, что делает изучение данных эмульсий весьма востребованным.

Магнитные эмульсии с деформируемыми микрокаплями могут быть получены путем фазового расслоения магнитной жидкости при добавлении коагулятора. В этом случае получается система микрокапель концентрированной фазы с высоким значением магнитной проницаемости, окруженных менее концентрированной магнитной средой. Были исследованы магнитные и реологические свойства такой эмульсии в зависимости от величины подмагничивающего поля, приводящего к деформации микрокапель. Следует отметить, что исследование и описание свойств подобных эмульсий сталкивается с существенными трудностями, обусловленными невозможностью точного независимого определения параметров фаз такой среды. Затруднительно также варьировать и осуществлять контроль состава среды и концентрации микрокапель. Указанных сложностей можно избежать в случае целенаправленного синтеза эмульсии с малым межфазным натяжением путем смешивания жидких сред, близких по химическому составу, однако все же не растворяющихся друг в друге. Такие эмульсии были получены на основе углеводородных магнитных жидкостей и авиационного гидравлического масла. Исследовались магнитные, оптические, электрические и реологические свойства данных эмульсий, обусловленные деформацией микрокапель дисперсной фазы в магнитном поле (рис. 4.1).

При этом для анализа и объяснения макроскопических свойств подобных эмульсий применяются сведения о поведении отдельных деформируемых микрокапель во внешних полях. Так, исследовалась деформация в постоянном магнитном поле магнитных микрокапель, полученных в результате фазового расслоения магнитного коллоида. Интерес представляет обнаруженное скачкообразное удлинение микрокапель при некоторой величине внешнего магнитного поля, а также гистерезисный ход деформации при увеличении и последующем уменьшении напряженности. Довольно разнообразные черты носит поведение магнитных микрокапель, обладающих малым межфазным натяжением, при воздействии вращающегося магнитного поля. Так, была исследована деформация микрокапель, в результате которой они принимают формы вытянутых и сплюснутых эллипсоидов вращения, а также трехосных эллипсоидов. Наблюдалось формирование S-образных конфигураций капель, образующихся в результате периодического изгибания концов вытянутой капли во вращающемся поле. При более высоких частотах вращения поля имеет место трансформация геометрии капель, при которой они приобретают форму «морской звезды» с различным количеством лучей. При совместном воздействии взаимно перпендикулярных вращающегося и стационарного магнитных полей наблюдалось развитие неустойчивости границы микрокапель с образованием гребнеобразных, спиральных и кольцевых структур.

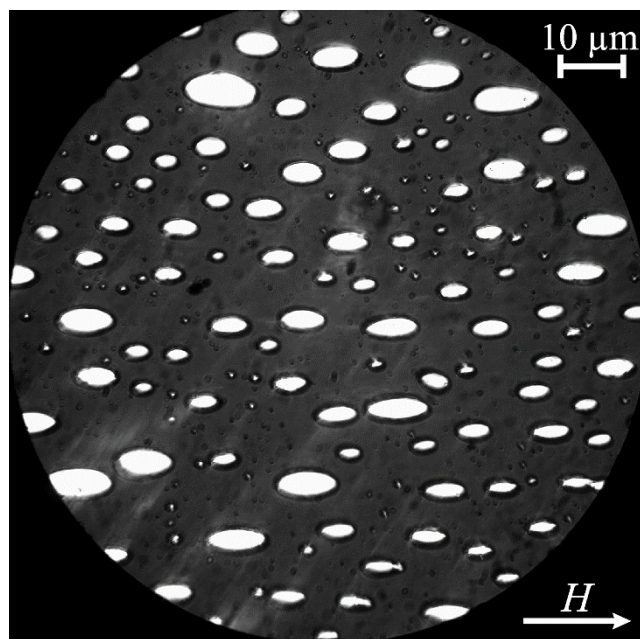


Рис. 4.1. Магнитная эмульсия с деформируемыми микрокаплями дисперсной фазы в стационарном магнитном поле.

Помимо общего научного интереса, а также кроме рассмотрения в качестве модельных сред для изучения разнообразного рода явлений и процессов, магнитные эмульсии уже сейчас нашли практическое применение в целом ряде прикладных областей. Одно из первых применений эмульсий углеводородной магнитной жидкости в воде относится к решению задач дефектоскопии металлических конструкций из ферромагнитных материалов. Также предложен ряд применений магнитных эмульсий в качестве сенсорной среды для определения различных химических соединений. Активно развиваются направления применения магнитных эмульсий в медицине. В частности, предложены подходы к применению магнитных эмульсий в целях адресной доставки лекарственных препаратов с осуществлением контроля за их движением и локализацией посредством магнитного поля. Имеются разработки с использованием эмульсий магнитных жидкостей в качестве контрастных агентов для магнитно-резонансной томографии. Магнитные эмульсии в последнее время находят применения также в микрофлюидных технологиях для целей контроля и манипулирования малыми объемами магнитных и немагнитных жидких сред при помощи магнитного поля.

Резюмируя сказанное, можно отметить, что эмульсии магнитных жидкостей предоставляют новые интересные возможности для создания функциональных сред, отличающихся большим разнообразием свойств и сочетаний параметров входящих в них компонентов. При этом микроструктурные и динамические процессы в таких средах возникают при воздействии внешних магнитных полей относительно малой интенсивности, что позволяет эффективно управлять поведением данных материалов. Однако исследования поведения и свойств магнитных эмульсий еще довольно далеки от завершения. В особенности это относится к изучению процессов динамического структурообразования и макроскопической динамики в переменных магнитных полях. Все это демонстрирует перспективность развития научных исследований в рамках рассматриваемой проблематики эмульсий на основе магнитных коллоидов

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.

Дифференцированные задания

Оценка *«удовлетворительно»* Синтезировать образец для исследований и собрать установку

Оценка *«хорошо»* Провести исследования динамического структурообразования при различных конфигурациях внешнего поля

Оценка *«отлично»* Произвести анализ и интерпретацию полученных результатов на основе имеющихся математических и физических моделей

Задание:

1. Синтезировать образец для исследований
2. Собрать измерительную установку
3. Провести исследования динамического структурообразования при различных конфигурациях внешнего магнитного поля.
4. Произвести анализ и интерпретацию полученных результатов на основе имеющихся математических и физических моделей

КАПИЛЛЯРНОЕ ДВИЖЕНИЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Цель работы: рассмотреть капиллярное движение магнитного коллоида пористой среде в магнитном поле

Оборудование: Измерительный мост, капилляр, соленоид, камера, ячейки измерительные, установка по созданию постоянного магнитного поля, образец.

1.1 Экспериментальное исследование капиллярного подъема магнитной жидкости в пористых средах

Применявшаяся в опытах экспериментальная установка показана на рис. 1.1 Она состоит из прямоугольного стеклянного резервуара, заполненного магнитной жидкостью, в котором поддерживался постоянный уровень жидкости. Вначале исследовался подъем магнитной жидкости в отдельном капилляре. В качестве такого капилляра использовалась цилиндрическая стеклянная трубка с внутренним диаметром 200 мкм, которая вставлялась нижним своим концом в резервуар с магнитной жидкостью. Трубка закреплялась в вертикальном положении при помощи штатива. Трубка также была снабжена измерительной шкалой для фиксации уровня жидкости. При касании нижнего конца трубки поверхности жидкости в резервуаре имело место поднятие жидкости по капилляру, которое регистрировалось при помощи скоростной видеосъемки.

Имеется прямая физическая аналогия между линейным капиллярным транспортном в пористых средах и капиллярным движением в отдельном цилиндрическом капилляре. При этом рассмотрение движения жидкости в отдельном капилляре полезно в качестве модельной проблемы, для которой геометрия задачи точно определена.

Для исследования капиллярного подъема магнитной жидкости в пористой среде использовалась цилиндрическая стеклянная трубка с внутренним диаметром

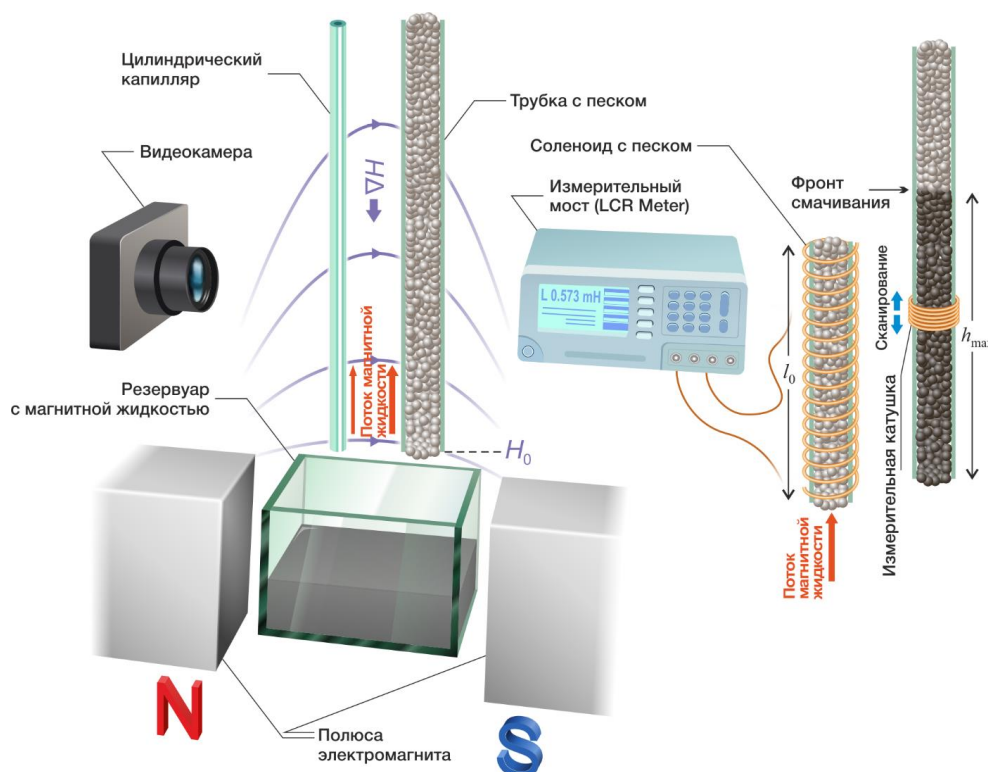


Рис. 1.1 Изображение экспериментальной установки для исследования капиллярного движения магнитной жидкости в пористых средах в неоднородном магнитном поле.

5 мм заполненная песком, которая также устанавливалась вертикально и погружалась своим нижним концом в резервуар с магнитной жидкостью. Длина трубки была больше высоты максимального подъема жидкости. В качестве пористой среды использовался мелкий строительный песок, размер частиц которого находился в диапазоне от 0.03 до 0.3 мм. Изображение, полученное при помощи оптического микроскопа, образца песка, применявшегося в опытах, представлено на рис. 1.2. Образцы песка перед опытами просеивались, промывались дистиллированной водой, высушивались при температуре 105 °С и затем остывали до комнатной температуры. Размеры пор в рассматриваемой среде существенно превосходят размеры наночастиц магнитной жидкости, поэтому ее движение в среде можно рассматривать как движение сплошной намагничивающейся жидкости. Движение границы между смоченной и несмоченной областями песка в трубке фиксировалось при помощи видеокамеры.

200 μm

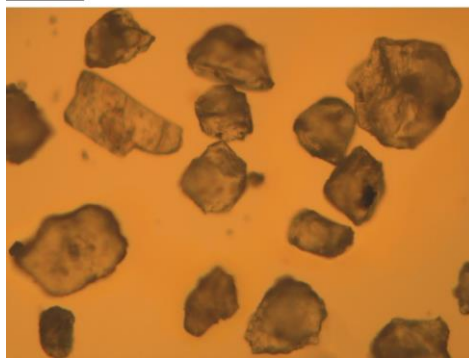


Рис. 1.2. Фотография частиц песка, использовавшегося в экспериментах в качестве пористой среды.

Постоянное неоднородное магнитное поле создавалось при помощи электромагнита, питаемого источником постоянного тока. При этом для создания неоднородного поля с градиентом, направленным вертикально вниз, полюсные наконечники электромагнита располагались у нижнего торца стеклянной трубки, в области расположения резервуара с магнитной жидкостью. Для создания поля с градиентом, направленным вверх, полюса располагались у верхнего окончания трубки. При этом трубка располагалась вдоль центральной линии между полюсами электромагнита. Были проведены измерения величины напряженности магнитного поля, создаваемого электромагнитом. Было показано, что изменением магнитного поля в пределах поперечного сечения трубки можно пренебречь в силу его малости и рассматривать только изменение поля с высотой.

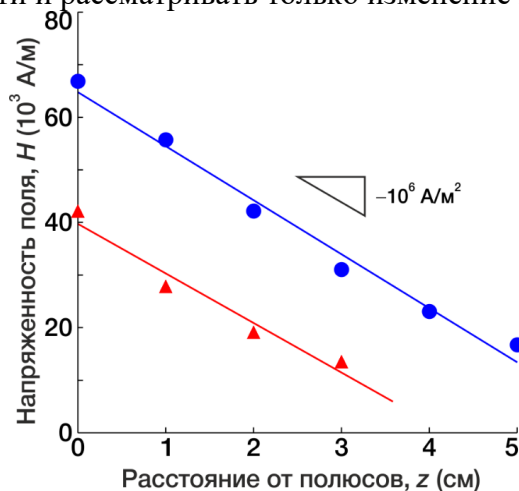


Рис. 1.3. Примеры зависимостей напряженности магнитного поля от расстояния до полюсов электромагнита при различных значениях напряженности вблизи полюсов H_0 .

При этом также было показано, что изменение напряженности поля с высотой в пределах длины стеклянной трубки происходит практически линейно. В связи с этим для упрощения анализа и интерпретации экспериментальных результатов будем далее полагать, что вертикальная составляющая градиента магнитного поля в рассматриваемой области постоянна, и ее величина была определена равной по модулю 10^6 А/м². Соответствующие результаты измерения напряженности магнитного поля в зависимости от расстояния до полюсов электромагнита в вертикальном направлении вдоль центральной линии показаны на рис. 1.3.

Факт наличия выраженных магнитных свойств у магнитной жидкости создает возможность детектирования и изучения ее движения в пористой среде при помощи магнитных измерений. Для этого вместо стеклянной трубки, заполненной песком, применялся заполненный песком бескаркасный соленоид. Внутренний диаметр соленоида составлял 5 мм, а его длина равнялась 6.5 см. Таким образом, длина соленоида была значительно больше его диаметра и в тоже время меньше, чем высота максимального (стационарного) поднятия магнитной жидкости в песке. Таким образом, магнитная жидкость могла достигать верхнего края соленоида в процессе поднятия, полностью заполняя соленоид. Для измерения индуктивности соленоида применялся мост переменного тока. Увеличение индуктивности соленоида со временем соответствует капиллярному поднятию магнитной жидкости внутри соленоида. Отметим, что величина измерительного поля соленоида была мала (~ 50 А/м) и не влияла на процессы движения магнитной жидкости. При помощи магнитных измерений также может быть определено положение фронта смачивания в стационарном случае. Для этого применялась сенсорная катушка индуктивности малой длины (5 мм), надетая на трубку с песком, в которой установился стационарный уровень магнитной жидкости (рис. 1.1), и также подключенная к измерительному мосту. Путем перемещения катушки вдоль трубки производилось сканирование магнитных свойств. Положение фронта смачивания определялось по резкому изменению величины индуктивности сенсорной катушки. Здесь использовалась такая же стеклянная трубка с песком, как и в опытах по визуальному наблюдению движения магнитной жидкости в песке. Все описанные измерения повторялись трижды, после чего находилось среднее значение и интервал погрешности измерений.

В рассматриваемых исследованиях применялась магнитная жидкость на основе керосина с диспергированными наночастицами магнетита (~ 10 нм в диаметре), стабилизированными олеиновой кислотой. Магнитная жидкость имела следующие характеристики: плотность $\rho = 1000$ кг·м⁻³, динамическая вязкость $\eta = 5$ мПа·с, начальная магнитная проницаемость $\mu = 1.85$, межфазное натяжение на границе с воздухом $\sigma = 0.027$ Н/м. Кривая намагничивания применявшейся в опытах магнитной жидкости представлена на рис. 1.4.

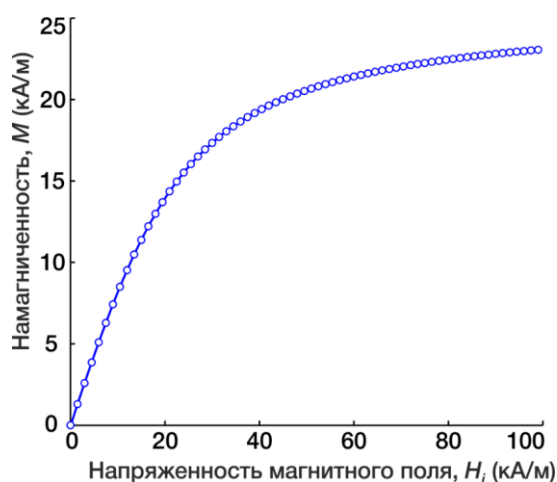


Рис. 1.4. Кривая намагничивания магнитной жидкости, использовавшейся в исследовании.

На рис. 6.2.5 показана экспериментально полученная зависимость высоты h подъема магнитной жидкости в отдельном капилляре от времени. На рисунке представлены результаты, полученные в отсутствии магнитного поля, а также в неоднородном магнитном поле. Как видно из рисунка, неоднородное магнитное поле, градиент которого направлен вниз, замедляет капиллярное поднятие магнитной жидкости и уменьшает высоту максимального поднятия. В противоположность этому, неоднородное магнитное поле, градиент которого направлен вверх, ускоряет капиллярное поднятие и увеличивает высоту максимального поднятия.

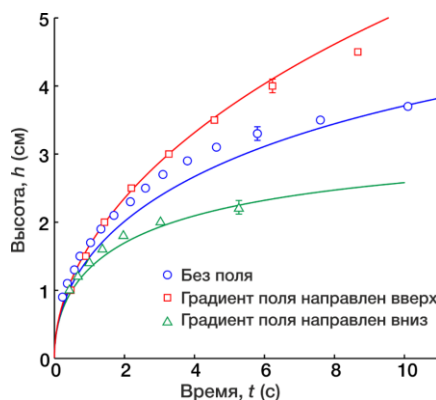


Рис. 1.5. Зависимость от времени высоты капиллярного подъема магнитной жидкости в отдельном цилиндрическом капилляре при различных направлениях градиента магнитного поля. Точками показаны экспериментальные результаты; сплошные линии представляют соответствующие теоретические зависимости.

Наблюдаемый эффект связан с действием пондеромоторной силы со стороны неоднородного магнитного поля, направление которой совпадает с направлением градиента поля. В случае, когда градиент магнитного поля был направлен вверх, напряженность магнитного поля у основания капиллярной трубки составляла $H_0 = 10$ кА/м. В случае же, когда градиент магнитного поля был направлен вниз, напряженность магнитного поля у основания трубки составляла $H_0 = 29$ кА/м. В обоих случаях напряженность магнитного поля изменялась с высотой согласно линейному закону: $H = H_0 + h \cdot \nabla H$, где в первом случае $\nabla H = 10^6$ А/м² и во втором случае $\nabla H = -10^6$ А/м².

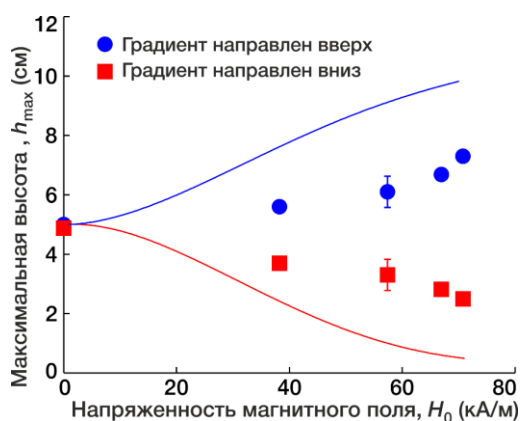


Рис. 1.6. Высота максимального подъема магнитной жидкости в отдельном цилиндрическом капилляре в зависимости от величины напряженности магнитного поля у основания капилляра при различных ориентациях градиента магнитного поля. Точки – экспериментальные данные; сплошные линии – соответствующий теоретический расчет.

Сила, действующая на магнитную жидкость со стороны магнитного поля, определяется не только градиентом поля, но и его величиной, поскольку намагниченность магнитной жидкости возрастает с ростом напряженности поля. На рис. 1.6 показаны полученные путем визуальных наблюдений экспериментальные зависимости высоты максимального подъема $h_{\max}$ жидкости в цилиндрическом капилляре от величины напряженности магнитного поля у основания капилляра H_0 . Как видно, максимальная (стационарная) высота подъема убывает с ростом напряженности магнитного поля в случае, когда градиент поля направлен вниз, и наоборот – возрастает, когда градиент направлен вверх. Величина градиента магнитного поля в данных опытах изменялась незначительно.

На рис. 1.7 представлена экспериментально полученная зависимость высоты подъема магнитной жидкости в трубке с песком от времени. Как видно из рисунка, характер влияния неоднородного магнитного поля на динамику капиллярного подъема магнитной жидкости в пористой среде аналогичен тому, который имел место в случае отдельного капилляра. Параметры магнитного поля, при которых были получены зависимости, представленные на рис. 1.7, совпадают с описанным выше для рис. 1.5.

Отметим, что визуальная фиксация процесса движения фронта смачивания не всегда может быть эффективной. В частности, это имеет место для материалов, у которых смоченная и сухая области визуально неразличимы. В таких случаях процесс движения магнитной жидкости в пористой среде может быть исследован при помощи магнитных измерений. На рис. 1.8 представлены результаты измерения зависимости от времени относительной индуктивности L/L_0 соленоида, заполненного песком, при капиллярном поднятии магнитной жидкости. Здесь L_0 – начальное значение индуктивности соленоида при $t=0$. Измерения проводились в отсутствие внешнего магнитного поля. Индуктивность соленоида с течением времени достигает максимального значения $L_{\max}$, когда магнитная жидкость в процессе своего подъема достигает верхнего конца соленоида.

Результаты сканирования магнитных свойств трубки, заполненной песком, при помощи малой зондирующей катушки индуктивности представлены

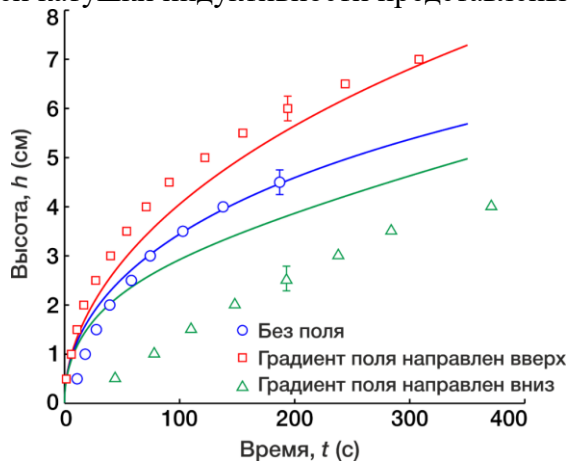


Рис. 1.7. Зависимость от времени высоты капиллярного подъема магнитной жидкости в трубке с песком при различных направлениях градиента магнитного поля. Точками показаны экспериментальные результаты, а сплошные линии представляют теоретические зависимости.

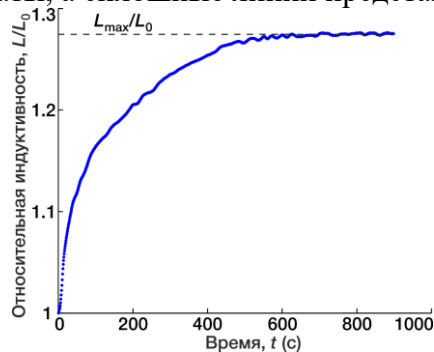


Рис 1.8. Зависимость от времени относительной индуктивности соленоида, заполненного песком, в процессе капиллярного поднятия в нем магнитной жидкости.

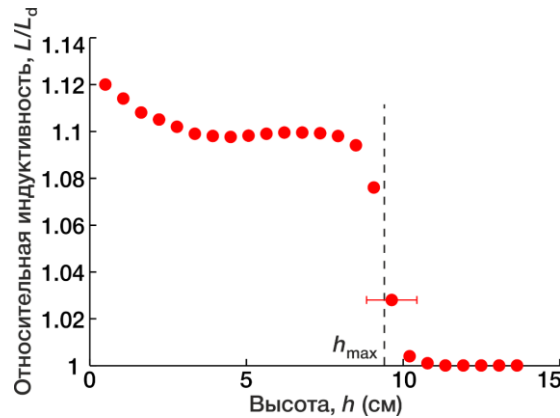


Рис. 1.9. Относительная индуктивность сканирующей катушки в зависимости от ее положения (высоты) на трубке с песком после установления стационарного уровня фронта смачивания.

на рис. 1.9. Сканирование осуществлялось после установления стационарного уровня фронта смачивания в отсутствии внешнего магнитного поля. Рис. 1. 9 демонстрирует резкое изменение относительной индуктивности L/L_d на высоте $h \approx 10$ см, соответствующей максимальной высоте поднятия ($h_{\max}$) магнитной жидкости в песке в условиях рассматриваемых экспериментов. Здесь L_d – индуктивность зондирующей катушки в несмоченном магнитной жидкостью участке трубки с песком. Несколько завышенные значения индуктивности катушки в координатах вблизи основания трубки связаны с близостью резервуара с магнитной жидкостью.

2. Теоретическое исследование капиллярного подъема магнитной жидкости в пористых средах

Рассмотрим вначале высоту максимального (стационарного) подъема магнитной жидкости в отдельном капилляре. Выражение для этой величины может быть получено из рассмотрения баланса сил, действующих на столб жидкости, и складывающихся из силы тяжести, силы поверхностного натяжения и магнитной пондеромоторной силы:

$$g\rho\pi a^2 h_{\max} = 2\pi a\sigma\cos\theta + \mu_0 \int_V (\mathbf{M}\nabla)\mathbf{H}dV, \quad (2.1)$$

где ρ – плотность жидкости, a – радиус капилляра, σ – коэффициент поверхностного натяжения на границе жидкости и воздуха, θ – краевой угол смачивания (см. рис. 2.10).

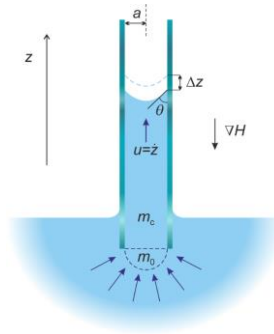


Рис. 2.10. К анализу капиллярного подъема в отдельном цилиндрическом капилляре.

Учитывая, что в рассматриваемом случае $|\nabla H| = dH/dz$, после несложных преобразований для максимальной высоты подъема получим

$$h_{\max} = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g a} + \frac{\mu_0}{\rho g} \int_{H_0}^H M(H_i) dH. \quad (2.2)$$

Напряженность магнитного поля внутри магнитной жидкости связана с напряженностью внешнего поля равенством:

$$H_i = H - NM(H_i), \quad (2.3)$$

где N – размагничивающий фактор, равный в данном случае 0.5, как размагничивающий фактор цилиндра в перпендикулярном поле. Для выполнения вычислений величину намагниченности будем находить путем аппроксимации экспериментальной кривой намагничивания (рис. 6.2.4). Кроме того, будем полагать краевой угол смачивания близким к нулю. Такой выбор обоснован тем, что керосин, являющийся основой магнитной жидкости, обладает высокой смачивающей способностью для большинства поверхностей и, как правило, образует малые краевые углы смачивания. Верность сделанного предположения подтверждается также совпадением экспериментальных данных с выполненными расчетами в отсутствии магнитного поля. Результаты численного решения уравнения (6.2.2) представлены на рис. 6.2.6 в сопоставлении с соответствующими экспериментальными данными. Как видно из рисунка, наблюдается качественное согласие экспериментальных и теоретических данных.

Далее рассмотрим динамику капиллярного подъема магнитной жидкости в отдельном цилиндрическом капилляре. Воспользуемся уравнением неразрывности, написав его в виде

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = - \int_S (\rho \mathbf{u}, d\mathbf{S}), \quad (2.4)$$

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} \right) dV = 0, \quad (2.5)$$

где m – масса жидкости, $\mathbf{u}$ – скорость жидкости, i означает соответствующую координату.

Запишем уравнение движения в виде:

$$m \frac{\partial u_i}{\partial t} = F_i. \quad (2.6)$$

Тогда получим:

$$\frac{\partial(mu_i)}{\partial t} = m \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial m}{\partial t} = F_i - u_i \int_S (\rho \mathbf{u}, d\mathbf{S}). \quad (2.7)$$

Так как скорость имеет только вертикальную компоненту, то уравнение (6.2.7) запишется в виде

$$\frac{\partial(mu_z)}{\partial t} = F_z + \frac{\rho u_z^2}{2} \cdot \pi a^2, \quad (2.8)$$

или, принимая во внимание, что $u_z = \dot{z}$, запишем

$$m\ddot{z} + \dot{m}\dot{z} = F_z + \frac{\rho u_z^2}{2} \cdot \pi a^2. \quad (2.9)$$

Так как $\dot{m} = \rho \dot{z} \cdot \pi a^2$, то

$$m\ddot{z} = F_z - \frac{\rho\pi a^2}{2} \dot{z}^2. \quad (2.10)$$

Здесь $m = m_c + m_a$, где m_c – масса жидкости в капилляре, m_a – присоединенная масса.

Оценим присоединенную массу. Для этого рассмотрим изменение кинетической энергии при подъеме столба жидкости с высоты z до высоты $(z + dz)$ (см. рис. 2.10). Имеем

$$\Delta E_k = \Delta \left(\frac{mU^2}{2} \right), \quad (2.11)$$

где $m = m_c + m_0 + m_\infty$. Здесь m_0 – масса под сферической поверхностью (на рисунке отмечена пунктиром) и m_∞ – масса всей остальной жидкости.

Для столба жидкости массой $m_c = \rho\pi a^2 z$ скорость течения по закону Пуазейля равна

$$u(r) = u_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right), \quad (2.12)$$

где u_0 – скорость на оси цилиндра. Средняя скорость по сечению цилиндра равна:

$$U = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a u(r) 2\pi r dr = \frac{u_0}{2}. \quad (2.13)$$

Скорость течения столба жидкости равна средней скорости: $u = U$. Масса жидкости под сферической поверхностью (половина шара) равна:

$$m_0 = \frac{2}{3} \rho \pi a^3. \quad (2.14)$$

Ее скорость также примем равной средней скорости столба жидкости над ней: $u = U$. Остальная жидкость распространяется до бесконечности, но ее скорость убывает с удалением от оси цилиндра. Запишем уравнение непрерывности в виде:

$$U \cdot \pi a^2 = u_r(a) \cdot 2\pi a^2, \quad (2.15)$$

где $u_r(a)$ – скорость, с которой частицы жидкости входят в сферическую поверхность площадью $2\pi a^2$. Отсюда следует:

$$u_r(a) = \frac{U}{2}.$$

Запишем уравнение неразрывности для произвольного сечения полусферы:

$$u_r(r) \cdot 2\pi r^2 = u_r(a) \cdot 2\pi a^2. \quad (2.16)$$

Отсюда следует:

$$u_r(r) = u_r(a) \cdot \frac{a^2}{r^2} = \frac{a^2}{2r^2} U. \quad (2.17)$$

Таким образом, для кинетической энергии в дальней области можно записать:

$$E_{k\infty} = \frac{m_\infty U^2}{2} = \frac{1}{2} \int_a^\infty u_r^2 dm, \quad (2.18)$$

где $dm = \rho d\left(\frac{2\pi}{3}r^3\right) = 2\pi\rho r^2 dr$.

Следовательно,

$$m_\infty = \frac{\pi\rho a^4}{2} \int_a^\infty \frac{dr}{r^2} = \frac{\pi\rho a^3}{2}. \quad (2.19)$$

Таким образом,

$$\Delta E_k = \frac{1}{2} \Delta(mU^2) = \frac{1}{2} \Delta m \cdot U^2 + \frac{1}{2} m \cdot 2U \Delta U. \quad (2.20)$$

В этом выражении $\Delta m = \Delta m_c$, так как изменение связано только с изменением массы столба жидкости. Так как $m_c = \pi a^2 \rho z$, то

$$m = m_c + \frac{2}{3} \rho \pi a^3 + \frac{\pi \rho a^3}{2} = m_c + \frac{7}{6} \rho \pi a^3. \quad (2.21)$$

Отсюда для присоединенной массы получим выражение

$$m_a = \frac{7}{6} \rho \pi a^3. \quad (2.22)$$

Результирующая сила складывается из капиллярных сил, силы тяжести, сил вязкого трения и магнитных сил. Рассмотрим вначале первые три силы:

$$F_z = 2\pi a \sigma \cos \theta - m_i g - 2\pi a z \cdot \tau_v. \quad (2.23)$$

Отсюда уравнение движения запишется в виде:

$$(m_c + m_a) \ddot{z} = 2\pi a \sigma \cos \theta - m_i g - 2\pi a z \cdot \tau_v - \frac{\pi a^2 \rho}{2} \dot{z}^2. \quad (2.24)$$

Выражение для напряжения вязкого трения на внутренней поверхности цилиндра примет вид

$$\begin{aligned} \tau_v &= -\eta \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=a} = -\eta \frac{\partial}{\partial r} u_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right) \Big|_{r=a} = \frac{2\eta u_0}{a} = \frac{4\eta}{a} U, \\ \tau_v &= \frac{4\eta}{a} \dot{z}. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Уравнение движения запишется в виде:

$$\left(\pi a^2 \rho z + \frac{7}{6} \rho \pi a^3 \right) \ddot{z} = 2\pi a \sigma \cos \theta - \pi a^2 \rho z g - 8\pi \eta z \dot{z} - \frac{\pi \rho a^2}{2} \dot{z}^2. \quad (2.26)$$

Вводя в это выражение магнитную силу аналогично формуле (6.2.1), окончательно получим:

$$\left(z + \frac{7}{6} a \right) \ddot{z} = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho a} - g z - \frac{8\eta}{\rho a^2} z \dot{z} - \frac{1}{2} \dot{z}^2 + \frac{\mu_0}{\rho} \int_{H_0}^H M(H_i) dH. \quad (2.27)$$

При выводе уравнения (6.2.27) сделаны следующие допущения: не учитывается влияние вытесняемого из трубки воздуха, течение жидкости в трубке считается пуазейлевским, краевой угол смачивания постоянен и равен краевому углу в стационарном состоянии, эффектами испарения можно пренебречь. Результаты численного решения уравнения (6.2.27) представлены на рис. 6.2.5 в сопоставлении с соответствующими

экспериментальными данными. Как видно из рисунка, наблюдается хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных.

Для получения уравнения динамики капиллярного подъема магнитной жидкости в пористой среде воспользуемся законом Дарси [193]:

$$\nabla p = -\frac{\eta}{K} \mathbf{v}, \quad (2.28)$$

где K – проницаемость пористой среды; p – гидродинамическое давление; $\mathbf{v}$ – скорость фильтрации. Из формулы Пуазейля для горизонтального течения по трубке запишем расход в виде:

$$\frac{dV}{dt} = -\phi \frac{\pi a^4}{8\eta} \nabla p, \quad (2.29)$$

где ϕ – пористость среды, V – объем жидкости. Отсюда скорость фильтрации:

$$\mathbf{v} = \frac{dV/dt}{S} = -\frac{\phi a^2}{8\eta} \nabla p. \quad (2.30)$$

где S – площадь поперечного сечения. Сравнивая выражение (2.30) с законом Дарси (2.28), получим:

$$a^2 = \frac{8K}{\phi}. \quad (2.31)$$

Выполняя данную подстановку в уравнении (6.2.27), получим уравнение, описывающее динамику капиллярного подъема магнитной жидкости в пористой среде:

$$\left(z + \frac{7}{6}a\right)\ddot{z} = \frac{2\sigma\cos\theta}{\rho a} - gz - \frac{\phi\eta}{\rho K} z\dot{z} - \frac{1}{2}\dot{z}^2 + \frac{\mu_0}{\rho} \int_{H_0}^H M(H_i) dH. \quad (6.2.32)$$

Здесь a – средний радиус пор; распределение пор по размерам не рассматривается.

Таким образом, пористая среда характеризуется тремя параметрами: пористостью, проницаемостью и радиусом пор. Существуют различные подходы к определению значений данных параметров. В рамках данного исследования будут применяться результаты описанных выше экспериментов для нахождения соответствующих характеристик пористой среды.

Так, средний радиус пор может быть определен по высоте максимального поднятия жидкости. Соответствующий расчет дает значение $a = 55$ мкм для образца песка, использовавшегося в экспериментах. Пористость может быть рассчитана по величине максимального значения относительной индуктивности соленоида, заполненного песком, в соответствии с формулой Бруггемана для магнитной проницаемости дисперсной системы (формула Бруггемана верна для произвольных концентраций дисперсной системы):

$$\phi = \frac{\mu_{ef} - \mu_i}{\mu_e - \mu_i} \left(\frac{\mu_e}{\mu_{ef}} \right)^{1/3}, \quad (2.33)$$

где μ_{ef} – эффективная магнитная проницаемость среды, μ_i – магнитная проницаемость дисперсной фазы, μ_e магнитная проницаемость дисперсионной среды. В рассматриваемом случае дисперсная фаза представлена песком $\mu_i = 1$, дисперсионная среда представлена магнитной жидкостью $\mu_e \equiv \mu = 1.85$, эффективная магнитная проницаемость среды равна максимальному значению относительной индуктивности соленоида $\mu_{ef} = L_{max}/L_0$. Такой подход к определению пористости верен при условии полного насыщения пористой среды жидкостью, т.е. в предположении, что все поры заполнены магнитной жидкостью. Соответствующий расчет дает для пористости значение $\phi = 0.38$ в рассматриваемом случае.

Проницаемость среды может быть найдена путем аппроксимации экспериментальных данных, представленных на рис. 2.7, при помощи теоретической зависимости (2.32). Численное решение уравнения (2.32) для случая отсутствия внешнего поля дает для величины проницаемости значение $K = 1.5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$. Используя полученные значения величин параметров пористого материала, можно также рассчитать кривую динамики капиллярного поднятия магнитной жидкости в присутствии внешнего магнитного поля. Соответствующий расчет представлен на рис. 2.7. Как видно из рисунка, в случае, когда градиент магнитного поля направлен вверх, наблюдается хорошее согласие экспериментальных и теоретических результатов. Напротив, когда градиент магнитного поля направлен вниз, наблюдается заметное количественное расхождение экспериментальной и теоретической зависимостей. Последнее может быть связано с влиянием сильного магнитного поля на структуру пористого материала (песка) при наличии в нем магнитной жидкости. В этом случае может происходить выстраивание дисперсных частиц (в данном случае песка) в упорядоченные компактные структуры в магнитном поле, что приводит к увеличению эффективного размера пор и, соответственно, к замедлению капиллярного поднятия. Интенсивность данного процесса пропорциональна величине магнитного поля. В случае, когда градиент магнитного поля ориентирован вниз, участок материала, через который осуществляется проникновение магнитной жидкости, находится в области сильного магнитного поля, тогда как при градиенте, направленном вверх, этот участок находится в относительно слабом поле. Этим может объясняться расхождение экспериментальных и теоретических результатов для направленного вниз градиента поля.

В представленном выше анализе предполагалось, что магнитное поле не изменяет форму мениска магнитной жидкости. Оценим корректность данного предположения. Магнитное давление, действующее в некоторой точке на поверхности магнитной жидкости равно $P_m = \frac{1}{2} \mu_0 (\mu - 1) H_\tau^2$, где H_τ – касательная составляющая напряженности магнитного поля. Считая форму мениска сферической, капиллярное давление найдем как $P_c = 2\sigma/a$. Положим $H_\tau = 10 \text{ кА/м}$. Соответствующий расчет показывает, что магнитное давление составляет менее 0.1 от величины капиллярного давления для песка и менее 0.2 – для отдельного цилиндрического капилляра в условиях описанных экспериментов. Таким образом, хотя некоторое изменение формы мениска магнитной жидкости и имеет место, данный эффект выражен весьма слабо по сравнению с эффектом объемной пондеромоторной магнитной силы, и им здесь пренебрегается. Представленные оценки также характеризует возможную величину погрешности, вносимую в расчет пренебрежением деформацией мениска.

Рассмотрим изменение индуктивности соленоида в процессе происходящего внутри него капиллярного поднятия магнитной жидкости. Индуктивность может быть представлена в виде суммы индуктивностей смоченной и сухой областей: $L = L_1 + L_2$. Очевидно, имеем:

$$\begin{aligned} L_1 &= \mu_0 \mu_{\text{ef}} n^2 h S, \\ L_2 &= \mu_0 n^2 l S, \end{aligned} \quad (2.34)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, n – число витков на единицу длины соленоида, S – площадь поперечного сечения соленоида, l – длина сухой части соленоида. Принимая во внимание, что

$$\begin{aligned} l_0 &= h + l, \\ L_0 &= \mu_0 n^2 l_0 S, \\ L_{\text{max}} &= \mu_0 \mu_{\text{ef}} n^2 l_0 S, \end{aligned} \quad (2.35)$$

легко получить

$$h(t) = l_0 \frac{L(t) - L_0}{L_{\text{max}} - L_0}, \quad (2.36)$$

где l_0 – общая длина соленоида. На рис. 2.11 показана рассчитанная согласно (2.36) зависимость высоты поднятия магнитной жидкости в пористой среде от времени. Для сравнения также показаны соответствующие результаты визуальных наблюдений. Как видно, результаты, полученные при помощи магнитных измерений, соответствуют результатам визуальных наблюдений.

Отметим, что изучение капиллярного поднятия жидкости в вертикальном цилиндрическом образце пористого материала применяется для определения его характеристик. Однако в рамках существующих методик подобного рода не все представляющие интерес параметры пористой среды могут быть определены в рамках одного эксперимента. Представленные в данной работе результаты позволяют предложить усовершенствованную методику определения свойств пористых материалов на основе применения магнитных измерений. Используя магнитную жидкость и рассматривая ее капиллярный подъем в пористой среде, можно определить интересные параметры пористой структуры путем измерения временной зависимости индуктивности соленоида (для определения пористости и проницаемости), а также применяя сканирование по высоте при помощи сенсорной катушки индуктивности (для нахождения среднего радиуса пор).

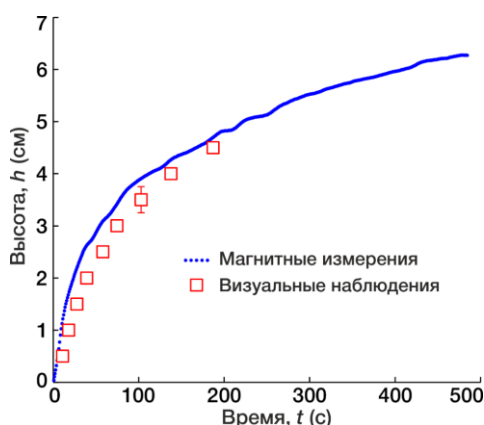


Рис. 2.11. Зависимость от времени высоты капиллярного подъема магнитной жидкости в пористой среде в отсутствии внешнего поля, полученная на основе магнитных измерений (расчет согласно выражению (2.36) на основе данных, представленных на рис. 2.8), в сравнении с соответствующими результатами визуальных наблюдений, представленных на рис. 2.7.

Такой метод может представлять интерес, в частности, в ситуации, когда смоченная и сухая области образца визуально неразличимы. Для подтверждения полученных результатов были применены независимые методики определения параметров пористой среды, использовавшейся в опытах. Так, пористость была определена при помощи взвешивания сухого и пропитанного образцов материала. Проницаемость была определена по измерению скорости фильтрации через образец при приложении к нему фиксированной разности давлений. Сопоставление полученных результатов показывает, что они отличаются от данных, полученных по магнитным измерениям, не более чем на 10 %.

Следует отметить, что применение описанной методики определения параметров пористого материала ограничено случаями, когда дискретной природой магнитной жидкости можно пренебречь, т.е., когда размер пор велик по сравнению с размерами магнитных наночастиц. Другое ограничение накладывается применением уравнения (2.36), которое верно при относительно больших высотах капиллярного поднятия. Некоторым преимуществом рассмотренного метода является возможность применения различных магнитных жидкостей, отличающихся, в частности, основой, для исследования конкретных образцов пористых сред.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.

Дифференцированные задания

Оценка **«удовлетворительно»** Синтезировать образец для исследований и собрать установку

Оценка **«хорошо»** Провести исследование динамики капиллярного поднятия магнитной жидкости в присутствии магнитного поля

Оценка **«отлично»** Произвести анализ и интерпретацию полученных результатов на основе имеющихся математических и физических моделей

Задание:

1. Синтезировать образец для исследований
2. Собрать измерительную установку
3. Провести исследование динамики капиллярного поднятия магнитной жидкости в присутствии магнитного поля
4. Произвести анализ и интерпретацию полученных результатов на основе имеющихся математических и физических моделей

ДИНАМИКА ДЕФОРМИРУЕМОЙ КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Цель работы: рассмотреть динамику деформируемой капли в магнитном поле, контактирующую с неподвижной поверхностью

Оборудование: Измерительная кювета, камера, ячейки измерительные, установка по созданию вращающегося магнитного поля, образец.

В отличие от предыдущих разделов, здесь будет рассмотрено влияние одной ограничивающей поверхности на динамику деформируемой капли магнитной жидкости во вращающемся магнитном поле, плоскость вращения которого перпендикулярна плоскости поверхности. Деформация капли в данном случае определяется эффектами магнитного поля, поверхностного натяжения, гидродинамических сил, силы тяжести и наличием твердой границы, и их исследование удобнее осуществлять в отношении макроскопических капель.

Схема экспериментальной установки, применявшейся в опытах, изображена на рис. 1.1. Капля магнитной жидкости помещалась при помощи шприца на плоскую поверхность дна стеклянной прямоугольной кюветы, заполненной смесью (в отношении 1:1) воды и глицерина. Смесью глицерина и воды обладает лучшим избирательным смачиванием стеклянной поверхности по сравнению с магнитной жидкостью на керосиновой основе. Благодаря этому капли на поверхности образовывали большой краевой угол смачивания $\sim 160^\circ$ (рис. 1.2). Размер капель в плоскости наибольшего сечения составлял ~ 3 мм. Смесью глицерина и воды заполняла кювету до уровня 2 см, что позволяет пренебречь влиянием верхней границы жидкости на динамику капли. Кювета с каплей помещалась в однородное магнитное поле, вращающееся в вертикальной плоскости.

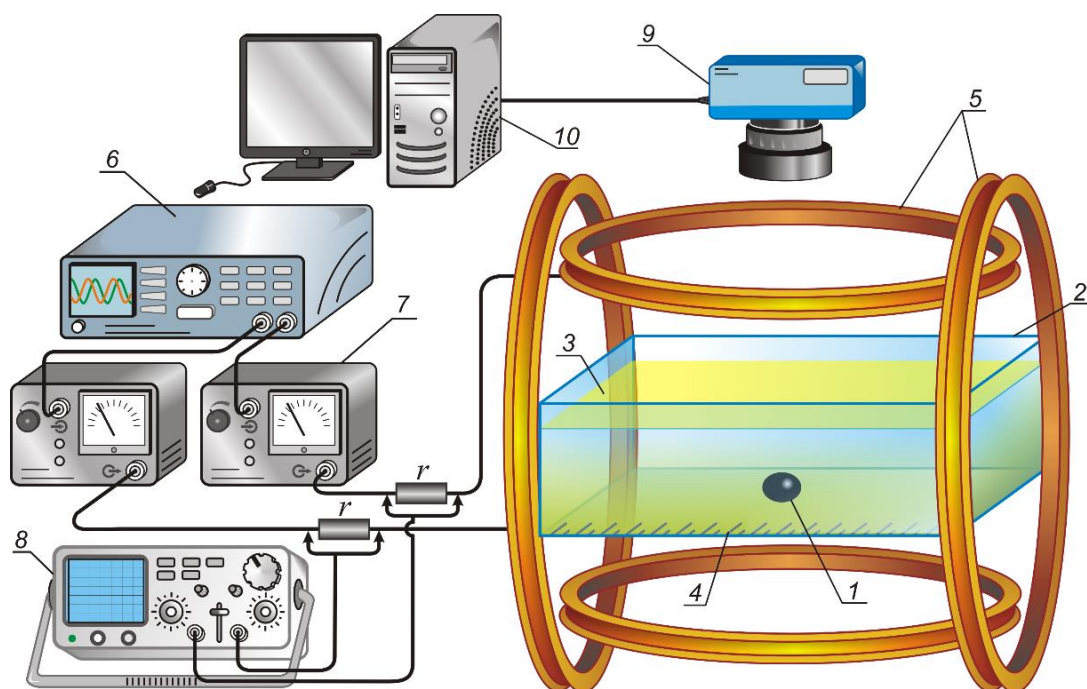


Рис. 1.1. Схема экспериментальной установки для исследования динамики капли магнитной жидкости на твердой поверхности во вращающемся магнитном поле: 1 – капля магнитной жидкости; 2 – стеклянная кювета; 3 – смесь глицерина и воды; 4 – шкала; 5 – две пары скрещенных катушек Гельмгольца; 6 – генератор сигналов; 7 – усилители мощности; 8 – осциллограф; 9 – видеокамера; 10 – компьютер.

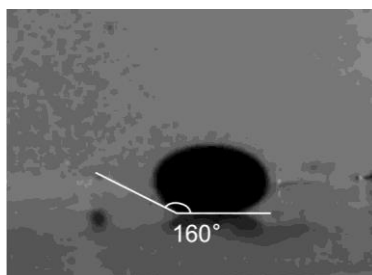


Рис. 1.2. Капля магнитной жидкости, лежащая на дне стеклянной кюветы и окруженная смесью глицерина и воды.

Вращающееся магнитное поле создавалось двумя парами перпендикулярно установленных катушек Гельмгольца, на которые подавался гармонический сигнал от двухфазного генератора со сдвигом фаз $\pi/2$. Амплитуда сигнала регулировалась двумя усилителями мощности и контролировалась при помощи осциллографа. Напряженность магнитного поля в экспериментах варьировалась в диапазоне от 0 до 6 кА/м, а частота от 1 до 4 Гц. Динамика капли фиксировалась при помощи цифровой видеокамеры.

В экспериментах использовалась магнитная жидкость типа магнетит в керосине стабилизированная олеиновой кислотой. Плотность магнитной жидкости равнялась 1400 кг/м^3 , динамическая вязкость $\sim 20 \text{ мПа}\cdot\text{с}$, начальная магнитная проницаемость ~ 5 . Размер магнитных наночастиц был гораздо меньше размеров капли ($\sim 10 \text{ нм}$), что позволяет рассматривать магнитную жидкость в качестве сплошной жидкой намагничивающейся среды. Кроме того, можно пренебрегать эффектами внутренних вращений магнитных наночастиц в жидкости, поскольку частоты магнитного поля в опытах были весьма малы, а основная доля частиц в условиях экспериментов релаксировала по неелевскому типу. Плотность смеси глицерина и воды составляла 1150 кг/м^3 , динамическая вязкость $\sim 50 \text{ мПа}\cdot\text{с}$, поверхностное натяжение на границе магнитной жидкости и смеси глицерина и воды равнялось $\sim 20 \text{ мН/м}$.

Было обнаружено, что под действием магнитного поля капля деформируется, вытягиваясь преимущественно по направлению поля, однако, в отличие от свободно взвешенных капель, принимающих форму вытянутого эллипсоида, в данном случае форма капли дополнительно искажается за счет влияния твердой поверхности. Кроме того, в силу относительно высокого межфазного натяжения, в условиях данных экспериментов не наблюдалось образование более сложных конфигураций капли, таких как S-форма или форма морской звезды. На рис. 1.3 показана последовательная серия снимков, сделанных в вертикальной плоскости, демонстрирующая форму капли на твердой поверхности во вращающемся поле.

Было обнаружено, что помимо деформации под действием вращающегося поля, капли также приходят в поступательное движение вдоль твердой поверхности. Это поступательное движение возникает за счет деформации границы капли в магнитном поле и отличается по своей природе от наблюдавшегося ранее движения капель магнитной жидкости в высокочастотном вращающемся поле, возникающего за счет внутренних вращений наночастиц. При этом направление возникающего поступательного движения может быть различным. Так, оно может совпадать с направлением качения вращающейся капли, что является ожидаемым и легко объяснимым эффектом. Однако в опытах капли также приходили в поступательное движение, противоположно направлению качения, например, если магнитное поле вращалось против часовой стрелки, капли двигались по направлению вправо (рис. 1.3). Во всех случаях капли двигались вдоль прямой с постоянной поступательной скоростью, которая могла достигать в условиях экспериментов нескольких миллиметров в секунду.

Было выявлено, что поступательное движение по направлению качения наблюдается в случае малой площади контакта капли с поверхностью. Это имеет место в случае малых

капель или каплей низкой плотности, а также в относительно сильных полях, когда деформация капель велика, и в этом случае капли начинают «шагать» вдоль поверхности, полностью отрываясь от нее в фазе вращения, соответствующей горизонтальной ориентации магнитного поля.

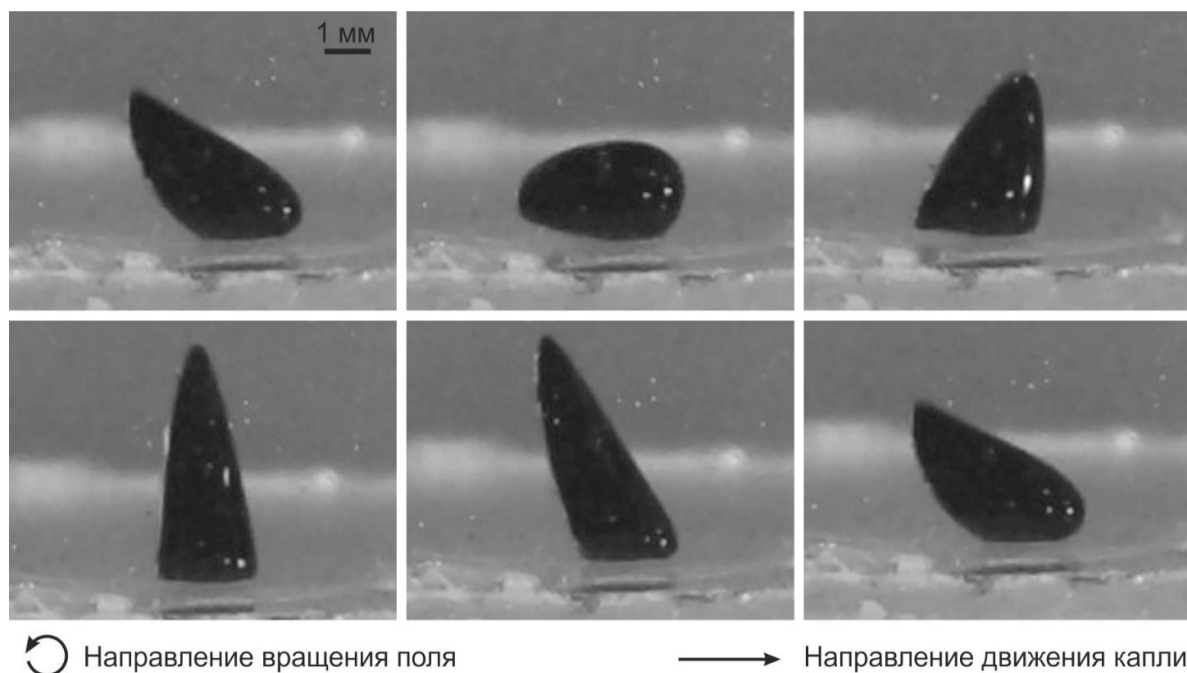


Рис. 1.3. Последовательность фотографий с интервалом 0.1 с капли магнитной жидкости на стеклянной поверхности под действием вращающегося магнитного поля. Напряженность поля 5 кА/м, частота – 1 Гц.

Поступательное движение, противоположное направлению качения, наблюдается в случае большой площади контакта капли с поверхностью, т.е. для крупных капель или капель с большей плотностью, а также при относительно низких напряженностях.

Наибольший интерес представляет противоположное качению движение капли, возникновение которого не является очевидным. Были проведены измерения скорости такого поступательного движения капли в зависимости от частоты и напряженности магнитного поля. Скорость определялась по времени, затрачиваемому каплей на прохождение расстояния в 1 см. Для этого проводилась видеосъемка движения капли, наблюдение осуществлялось сверху, и на дне кюветы размещалась измерительная шкала. На рис. 2.4.4 представлена экспериментально полученная зависимость скорости движения капли от напряженности вращающегося магнитного поля при двух различных частотах вращения. Как видно из рисунка, скорость движения капли возрастает с ростом напряженности поля.

Экспериментальная зависимость скорости поступательного движения капли от частоты поля при трех различных величинах напряженности представлена на рис. 2.4.5. Как видно из рисунка, данная зависимость носит немонотонный характер и имеет максимум, приходящийся на значение частоты около 2 Гц. В экспериментах степень деформации капли убывала с ростом частоты поля и при относительно высоких частотах становилась незначительной. При этом форма капли не успевала следовать за изменением направления поля, и происходило сплющивание капли в плоскости вращения поля, в этом случае поступательное движение капли не наблюдалось. Таким образом, для наблюдения возникновения поступательного движения капли необходима значительная ее деформация, что будет иметь место при частотах поля, меньших обратного времени релаксации формы капли.

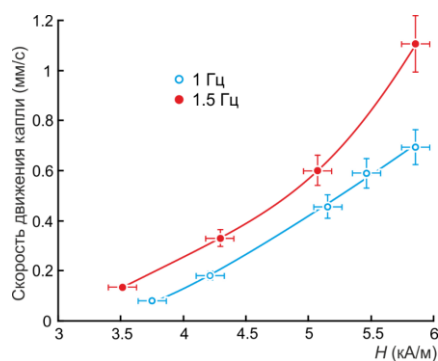


Рис. 1.4. Экспериментальная зависимость скорости поступательного движения капли от напряженности магнитного поля при двух различных значениях частоты вращения поля.

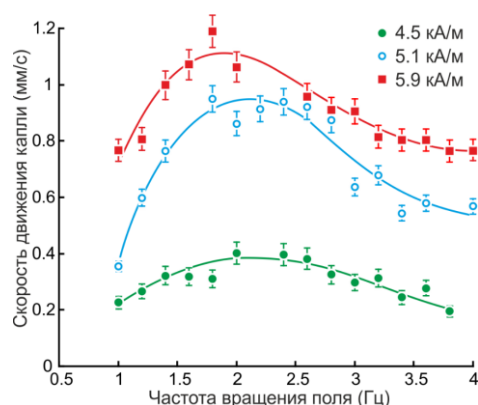


Рис. 1.5. Экспериментальная зависимость скорости поступательного движения капли от частоты вращения магнитного поля при трех различных значениях напряженности.

Этим объясняется экстремальный характер зависимости скорости поступательного движения капли от частоты поля. Соответствующий расчет согласно выражению (1.1) дает значение критической частоты, близкое к наблюдавшемуся в эксперименте.

Указанные факты демонстрируют качественное отличие обнаруженного эффекта поступательного движения капли вдоль твердой поверхности от изучавшегося ранее движения, обусловленного эффектами внутренних вращений магнитных наночастиц в капле. В последнем случае возникающее движение всегда направлено по направлению качения и не связано с деформацией капли. Отметим также, что вращение твердого сфероида в жидкости вблизи твердой стенки изучалось во множестве исследований в которых было показано, что в этом случае также возникает поступательное движение сфероида вдоль стенки, которое, однако, совпадает с направлением качения. Таким образом, обнаруженный эффект обратного движения деформируемой капли магнитной жидкости вдоль твердой поверхности во вращающемся поле является новым и существенно отличается от изучавшихся ранее явлений. Полученные результаты могут быть полезны в работах по контролируемому транспорту малых объемов жидкого вещества, а также могут использоваться в качестве модельных при исследовании течений многофазных сред с деформируемыми частицами.

2.5. Численное моделирование динамики капли магнитной жидкости во вращающемся поле

Далее будет рассмотрено численное моделирование динамики деформируемой капли магнитной жидкости на твердой поверхности во вращающемся магнитном поле, экспериментальное исследование которой представлено в предыдущем разделе. Численный анализ эффектов, рассмотренных в первых разделах главы, является более сложным, так

как требует учета конечного времени релаксации намагниченности среды и здесь рассматриваться не будет. Итак, рассмотрим изотермическую систему из двух несмешивающихся несжимаемых жидкостей. Одна из жидкостей представляет собой магнитную жидкость и является непроводящей линейно намагничивающейся средой с пренебрежимо малым временем релаксации намагниченности в условиях рассматриваемых процессов.

Гидродинамика среды описывается уравнением Навье – Стокса

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot \eta (\nabla \mathbf{u} + \nabla^T \mathbf{u}) + \mathbf{f} \quad (2.1)$$

и уравнением неразрывности

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2.2)$$

где ρ – плотность, η – коэффициент динамической вязкости, p – давление, $\mathbf{u}$ – скорость, $\mathbf{g}$ – ускорение свободного падения; $\mathbf{f}$ – объемная плотность суммарной силы без учета гравитации и гидродинамических сил.

Для численного интегрирования данных уравнений по времени применим схему второго порядка с интегрированием вперед. Схема второго порядка получается из схемы первого порядка, имеющей вид:

$$\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = -\mathbf{A}^n + \mathbf{g} + \frac{1}{\rho^n} \mathbf{D}^n + \mathbf{f}^n, \quad (2.3)$$

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^*}{\Delta t} = -\frac{\nabla_h p}{\rho^n}, \quad (2.4)$$

где верхний индекс n означает значение переменной, вычисленное для текущего момента времени t , и $n+1$ – значение в конце шага по времени $(t + \Delta t)$; $\mathbf{A}$ – дискретная аппроксимация адвективного члена, $\mathbf{D}$ – аппроксимация вязкостного члена, ∇_h – дискретная аппроксимация градиента, $\mathbf{u}^*$ – промежуточное поле (предиктор) скоростей. Схема второго порядка получается путем совершения двух шагов интегрирования по схеме первого порядка и последующим нахождением среднего, т.е. для некоторой величины f имеем:

$$\begin{aligned} f^* &= f^n + \Delta t \left(\frac{df}{dt} \right)^n, \\ f^{**} &= f^* + \Delta t \left(\frac{df}{dt} \right)^*, \\ f^{n+1} &= \frac{1}{2} (f^n + f^{**}). \end{aligned} \quad (2.5)$$

Для дискретизации уравнений (2.5.1), (2.5.2) по пространственным переменным применим метод конечных объемов, в котором входящие в уравнения величины аппроксимируются их средними значениями по некоторому малому контрольному объему [169]:

$$\mathbf{u} = \frac{1}{V} \int_V \mathbf{u}(\mathbf{r}) dV, \quad (2.6)$$

$$\mathbf{A} = \frac{1}{V} \oint_S \mathbf{u}(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS, \quad (2.7)$$

$$\mathbf{D} = \frac{1}{V} \oint_S \eta (\nabla \mathbf{u} + \nabla^T \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} dS, \quad (2.8)$$

$$\nabla_h p = \frac{1}{V} \oint_S p \mathbf{n} dS. \quad (2.9)$$

Будем рассматривать двумерную задачу, и дискретную аппроксимацию уравнений выполним на равномерной прямоугольной сетке с фиксированным шагом, в этом случае в качестве контрольного объема будет выступать ячейка сетки, а значения различных переменных будут задаваться в узлах. При этом удобно ввести отдельные контрольные объемы для давления и каждой из компонент скорости. Контрольный объем для горизонтальной проекции скорости будет сдвинут вправо на половину шага сетки, а для вертикальной проекции – вверх также на половину шага относительно контрольных объемов давления. Используемая расчетная сетка представлена на рис. 2.1. Материальные параметры среды также хранятся в узлах решетки давления.

Для дискретного аналога предикторов горизонтальной и вертикальной проекций скорости можно получить следующие выражения соответственно:

$$u_{i+1/2,j}^* = u_{i+1/2,j}^n + \Delta t \left[(-A_x)_{i+1/2,j}^n + (g_x)_{i+1/2,j}^n + \frac{1}{\frac{1}{2}(\rho_{i+1,j}^n + \rho_{i,j}^n)} (D_x)_{i+1/2,j}^n \right], \quad (2.10)$$

$$v_{i+1/2,j}^* = v_{i+1/2,j}^n + \Delta t \left[(-A_y)_{i+1/2,j}^n + (g_y)_{i+1/2,j}^n + \frac{1}{\frac{1}{2}(\rho_{i,j+1}^n + \rho_{i,j}^n)} (D_y)_{i+1/2,j}^n \right]. \quad (2.11)$$

Тогда для горизонтальной и вертикальной скоростей будут выполняться равенства:

$$u_{i+1/2,j}^{n+1} = u_{i+1/2,j}^* - \frac{\Delta t}{\frac{1}{2}(\rho_{i+1,j}^n + \rho_{i,j}^n)} \frac{p_{i+1,j} - p_{i,j}}{\Delta x}, \quad (2.12)$$

$$v_{i+1/2,j}^{n+1} = v_{i+1/2,j}^* - \frac{\Delta t}{\frac{1}{2}(\rho_{i,j+1}^n + \rho_{i,j}^n)} \frac{p_{i+1,j} - p_{i,j}}{\Delta x}. \quad (2.13)$$

Некоторые переменные в разностных уравнениях оказываются неопределенными в тех точках, где их значение необходимо знать, в этом случае используется линейная интерполяция: $\rho_{i+1/2,j} = \frac{1}{2}(\rho_{i+1,j}^n + \rho_{i,j}^n)$.

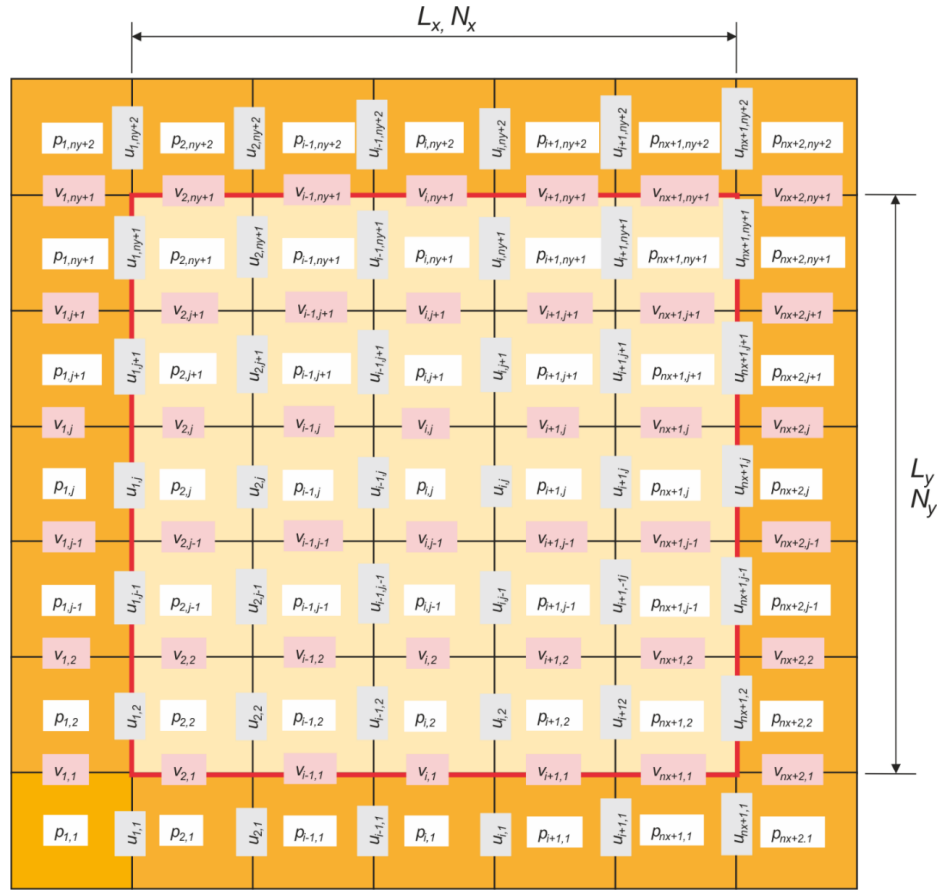


Рис. 2.1. Изображение конечноразностной сетки, применявшейся для численного решения уравнения Навье – Стокса и моделирования динамики капли магнитной жидкости.

Для проекций адвективного слагаемого запишем:

$$(A_x)_{i+1/2,j} = \frac{1}{\Delta x \Delta y} \left\{ \left[(uu)_{i+1,j} - (uu)_{i,j} \right] \Delta y + \left[(uv)_{i+1/2,j+1/2} - (uv)_{i-1/2,j-1/2} \right] \Delta x \right\} \quad (2.14)$$

$$(A_y)_{i,j+1/2} = \frac{1}{\Delta x \Delta y} \left\{ \left[(uv)_{i+1/2,j+1/2} - (uv)_{i-1/2,j+1/2} \right] \Delta y + \left[(vv)_{i,j+1} - (vv)_{i,j} \right] \Delta x \right\} \quad (2.15)$$

Для аппроксимации производных будем использовать схему центральных разностей второго порядка, тогда для проекций адвективного слагаемого получим:

$$\begin{aligned}
(A_x)_{i+1/2,j}^n = & \frac{1}{\Delta x} \left[\left(\frac{u_{i+3/2,j}^n + u_{i+1/2,j}^n}{2} \right)^2 - \left(\frac{u_{i+1/2,j}^n + u_{i-1/2,j}^n}{2} \right)^2 \right] + \\
& + \frac{1}{\Delta y} \left[\left(\frac{u_{i+1/2,j+1}^n + u_{i+1/2,j}^n}{2} \right) \left(\frac{v_{i+1,j+1/2}^n + v_{i,j+1/2}^n}{2} \right) - \right. \\
& \left. - \left(\frac{u_{i+1/2,j}^n + u_{i+1/2,j-1}^n}{2} \right) \left(\frac{v_{i+1,j-1/2}^n + v_{i,j-1/2}^n}{2} \right) \right]
\end{aligned} \tag{2.16}$$

$$\begin{aligned}
(A_y)_{i+1/2,j}^n = & \frac{1}{\Delta x} \left[\left(\frac{u_{i+1/2,j}^n + u_{i+1/2,j+1}^n}{2} \right) \left(\frac{v_{i,j+1/2}^n + v_{i+1,j+1/2}^n}{2} \right) - \right. \\
& \left. - \left(\frac{u_{i-1/2,j+1}^n + u_{i-1/2,j}^n}{2} \right) \left(\frac{v_{i,j+1/2}^n + v_{i-1,j+1/2}^n}{2} \right) \right] + \\
& + \frac{1}{\Delta y} \left[\left(\frac{u_{i,j+3/2}^n + u_{i,j+1/2}^n}{2} \right)^2 - \left(\frac{u_{i,j+1/2}^n + u_{i,j-1/2}^n}{2} \right)^2 \right]
\end{aligned} \tag{2.17}$$

Дискретная аппроксимация вязкостного члена имеет вид:

$$\begin{aligned}
(D_x)_{i+1/2,j}^n = & \frac{1}{\Delta x \Delta y} \left\{ \left(2 \left(\eta \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,j} - 2 \left(\eta \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,j} \right) \Delta y + \right. \\
& \left. + \left(\eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{i+1/2,j+1/2} - \eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{i+1/2,j-1/2} \right) \Delta x \right\} \\
(D_y)_{i,j+1/2}^n = & \frac{1}{\Delta x \Delta y} \left\{ \left(\eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{i+1/2,j+1/2} - \eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{i-1/2,j+1/2} \right) \Delta y + \right. \\
& \left. + \left(2 \left(\eta \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{i,j+1} - 2 \left(\eta \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{i,j} \right) \Delta x \right\}
\end{aligned} \tag{2.5.19}$$

Аппроксимируя производные центральными разностями второго порядка, получим:

$$\begin{aligned}
& (D_x)_{i+1/2,j}^n = \\
& = \frac{1}{\Delta x} \left\{ 2\eta_{i+1,j}^n \left(\frac{u_{i+3/2,j}^n - u_{i+1/2,j}^n}{\Delta x} \right) - 2\eta_{i,j}^n \left(\frac{u_{i+1/2,j}^n - u_{i-1/2,j}^n}{\Delta x} \right) \right\} \\
& \frac{1}{\Delta y} \left\{ \eta_{i+1/2,j+1/2}^n \left(\frac{u_{i+1/2,j+1}^n - u_{i+1/2,j}^n}{\Delta y} + \frac{v_{i+1,j+1/2}^n - v_{i,j+1/2}^n}{\Delta x} \right) - \right. \\
& \left. - \eta_{i+1/2,j-1/2}^n \left(\frac{u_{i+1/2,j}^n - u_{i+1/2,j-1}^n}{\Delta y} + \frac{v_{i+1,j-1/2}^n - v_{i,j-1/2}^n}{\Delta x} \right) \right\} \quad (2.20)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& (D_y)_{i,j+1/2}^n = \\
& = \frac{1}{\Delta x} \left\{ \eta_{i+1/2,j+1/2}^n \left(\frac{u_{i+1/2,j+1}^n - u_{i+1/2,j}^n}{\Delta y} + \frac{v_{i+1,j+1/2}^n - v_{i,j+1/2}^n}{\Delta x} \right) - \right. \\
& \left. - \eta_{i-1/2,j+1/2}^n \left(\frac{u_{i-1/2,j+1}^n - u_{i-1/2,j}^n}{\Delta y} + \frac{v_{i,j+1/2}^n - v_{i-1,j+1/2}^n}{\Delta x} \right) \right\} + \\
& + \frac{1}{\Delta y} \left\{ 2\eta_{i,j+1}^n \left(\frac{v_{i,j+3/2}^n - v_{i,j+1/2}^n}{\Delta y} \right) - 2\eta_{i,j}^n \left(\frac{v_{i,j+1/2}^n - v_{i,j-1/2}^n}{\Delta y} \right) \right\} \quad (2.21)
\end{aligned}$$

Для нахождения вязкости в точках, где она не задана, используем линейную интерполяцию:

$$\begin{aligned}
\eta_{i+1/2,j+1/2}^n &= \frac{1}{4} \left(\eta_{i+1,j}^n + \eta_{i+1,j+1}^n + \eta_{i,j+1}^n + \eta_{i,j}^n \right), \\
\eta_{i+1/2,j-1/2}^n &= \frac{1}{4} \left(\eta_{i+1,j-1}^n + \eta_{i+1,j}^n + \eta_{i,j}^n + \eta_{i,j-1}^n \right), \\
\eta_{i-1/2,j+1/2}^n &= \frac{1}{4} \left(\eta_{i,j}^n + \eta_{i,j+1}^n + \eta_{i-1,j+1}^n + \eta_{i-1,j}^n \right).
\end{aligned} \quad (2.22)$$

Подставляя выражения для скорости в дискретную форму уравнения неразрывности

$$\Delta y \left(u_{i+1/2,j}^{n+1} - u_{i-1/2,j}^{n+1} \right) + \Delta x \left(v_{i,j+1/2}^{n+1} - v_{i,j-1/2}^{n+1} \right) = 0, \quad (2.23)$$

получим уравнение для давления:

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\Delta x^2} \left(\frac{p_{i+1,j} - p_{i,j}}{\rho_{i+1,j}^n + \rho_{i,j}^n} - \frac{p_{i,j} - p_{i-1,j}}{\rho_{i,j}^n + \rho_{i-1,j}^n} \right) + \frac{1}{\Delta y^2} \left(\frac{p_{i,j+1} - p_{i,j}}{\rho_{i,j+1}^n + \rho_{i,j}^n} - \frac{p_{i,j} - p_{i,j-1}}{\rho_{i,j}^n + \rho_{i,j-1}^n} \right) = \\
& = \frac{1}{2\Delta t} \left(\frac{u_{i+1/2,j}^* - u_{i-1/2,j}^*}{\Delta x} + \frac{v_{i,j+1/2}^* - v_{i,j-1/2}^*}{\Delta y} \right)
\end{aligned}
\tag{2.24}$$

Для решения уравнения давления (2.24) применим метод последовательной сверхрелаксации. Для этого выделим член $p_{i,j}$ из уравнения (2.24) и будем последовательными итерациями уточнять значение давления, подставляя в получившуюся формулу на текущем шаге итераций значение давления из предыдущего шага:

$$\begin{aligned}
p_{i,j}^{\alpha+1} = & \beta \left[\frac{1}{\Delta x^2} \left(\frac{1}{\rho_{i+1,j}^n + \rho_{i,j}^n} + \frac{1}{\rho_{i,j}^n + \rho_{i-1,j}^n} \right) + \frac{1}{\Delta y^2} \left(\frac{1}{\rho_{i,j+1}^n + \rho_{i,j}^n} + \frac{1}{\rho_{i,j}^n + \rho_{i,j-1}^n} \right) \right]^{-1} \times \\
& \times \left[\frac{1}{\Delta x^2} \left(\frac{p_{i+1,j}^\alpha}{\rho_{i+1,j}^n + \rho_{i,j}^n} + \frac{p_{i-1,j}^{\alpha+1}}{\rho_{i,j}^n + \rho_{i-1,j}^n} \right) + \frac{1}{\Delta y^2} \left(\frac{p_{i,j+1}^\alpha}{\rho_{i,j+1}^n + \rho_{i,j}^n} + \frac{p_{i,j-1}^{\alpha+1}}{\rho_{i,j}^n + \rho_{i,j-1}^n} \right) - \right. \\
& \left. - \frac{1}{2\Delta t} \left(\frac{u_{i+1/2,j}^* - u_{i-1/2,j}^*}{\Delta x} + \frac{v_{i,j+1/2}^* - v_{i,j-1/2}^*}{\Delta y} \right) \right] + (1-\beta) p_{i,j}^\alpha.
\end{aligned}
\tag{2.24}$$

Здесь β – релаксационный параметр, удовлетворяющий неравенству $1 < \beta < 2$, и позволяющий ускорить сходимость метода. Итерационный процесс прекращается, когда относительная разница давлений на текущем и предыдущем шагах становится меньше некоторого порогового значения.

В дополнение к основным ячейкам сетки будем использовать по одному дополнительному ряду ячеек, располагаемых за границей прямоугольной расчетной области (рис. 2.5.1), что облегчает задание граничных условий. Для случая твердых стенок, окружающих расчетную область, нормальная составляющая скорости равна нулю. Тангенциальная составляющая скорости на границе для рассматриваемой сетки не задана и может быть рассчитана линейной интерполяцией, если задать скорость стенки, а скорость во внутренней области известна. Так, для горизонтальной проекции скорости имеем

$$u_{i,1} = 2u_w - u_{i,2}, \tag{2.25}$$

где $u_{i,1}$ – горизонтальная скорость в фиктивной ячейке; u_w – горизонтальная скорость стенки; $u_{i,2}$ – горизонтальная скорость во внутренней ячейке вблизи стенки. Для давления на границе, вообще говоря, необходимы отдельные уравнения, но это можно обойти, если положить плотность в фиктивных ячейках равной весьма большой величине, а давление в

них полагать конечным, в этом случае слагаемые, содержащие давление в фиктивных ячейках, стремятся к нулю.

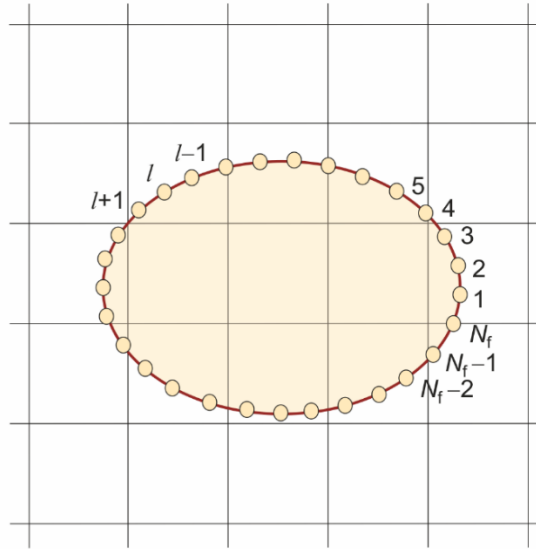


Рис. 2.2. Схематическое изображение границы между жидкими средами и маркеров границы.

Моделирование движения межфазной границы будем осуществлять по методу объема жидкости. Поля материальных параметров сред при этом будут реконструироваться по положению межфазной границы. Положение межфазной границы (фронта) будем задавать координатами маркерных точек (рис. 2.2):

$$\mathbf{r}_f(l) = (x(l), y(l)), \quad l = 1, \dots, N_f. \quad (2.26)$$

Для упрощения некоторых операций будем дополнительно использовать две фиктивные точки фронта $\mathbf{r}(N_f + 1) = \mathbf{r}(1)$; $\mathbf{r}(N_f + 2) = \mathbf{r}(2)$. При этом будем использовать динамическую реконструкцию фронта в процессе его движения, т.е. будем добавлять новые маркеры границы при превышении расстояния между соседними маркерами некоторой критической величины, а также удалять существующие маркеры при их критическом сближении.

Для выполнения перемещения границы раздела сред скорость маркеров границы будем находить при помощи билинейной интерполяции значений скорости в узлах расчетной сетки. Для некоторой величины, заданной на фиксированной сетке, значение которой необходимо получить в точке фронта, билинейная интерполяция сводится к выражению:

$$\begin{aligned} \varphi_f^l = & \varphi_{i,j} \left(\frac{x_{i+1} - x_f}{\Delta x} \right) \left(\frac{y_{j+1} - y_f}{\Delta y} \right) + \varphi_{i,j+1} \left(\frac{x_{i+1} - x_f}{\Delta x} \right) \left(\frac{y_f - y_j}{\Delta y} \right) + \\ & + \varphi_{i+1,j} \left(\frac{x_f - x_i}{\Delta x} \right) \left(\frac{y_{j+1} - y_f}{\Delta y} \right) + \varphi_{i+1,j+1} \left(\frac{x_f - x_i}{\Delta x} \right) \left(\frac{y_f - y_j}{\Delta y} \right) \end{aligned} \quad (2.5.27)$$

Или

$$\varphi_f^l = \sum_{ij} w_{i,j}^l \varphi_{i,j}, \quad (2.28)$$

где $w_{i,j}^l$ – весовые коэффициенты соответствующих точек фиксированной сетки, вносящих вклад в значение величины на границе (см. рис. 2.5.3). При использовании явной схемы интегрирования первого порядка новое положение точек границы вычисляется согласно:

$$\mathbf{r}_f^{n+1} = \mathbf{r}_f^n + \Delta t \mathbf{u}_f^n. \quad (2.29)$$

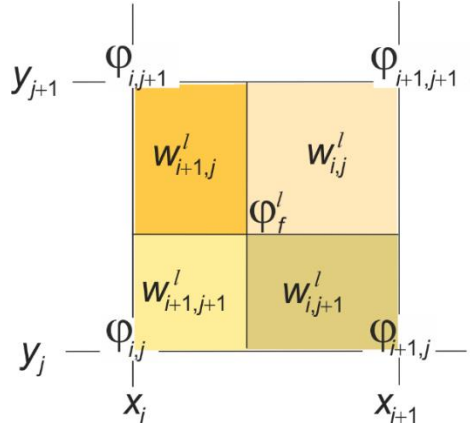


Рис. 2.5.3. Иллюстрация билинейной интерполяции и смысла весовых коэффициентов.

Для восстановления распределения плотности введем в рассмотрение градиент плотности, он не равен нулю на границе сред. Для вычисления значений градиента плотности в узлах фиксированной сетки по его величине на границе воспользуемся аналогичной билинейной интерполяцией. Для некоторой величины, заданной на границе, ее значение в узлах сетки равно

$$\phi_{i,j} = \sum_l \phi_f^l w_{i,j}^l \frac{\Delta S_l}{\Delta x \Delta y}, \quad (2.30)$$

где ΔS_l – элемент длины поверхности в двумерном случае. Определив таким образом градиент плотности, поле плотности получим согласно выражению:

$$\begin{aligned} \rho_{i,j} = & \frac{1}{4} \left[\rho_{i-1,j} + \rho_{i+1,j} + \rho_{i,j-1} + \rho_{i,j+1} + \right. \\ & \left. + \Delta x \left(\left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \right)_{i-1/2,j} - \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \right)_{i+1/2,j} \right) + \Delta y \left(\left(\frac{\partial \rho}{\partial y} \right)_{i,j-1/2} - \left(\frac{\partial \rho}{\partial y} \right)_{i,j+1/2} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.5.31)$$

Поскольку другие материальные параметры сред хранятся в тех же узлах расчетной сетки, что и плотность, их значения могут быть легко восстановлены по полю плотности.

Рассмотрим учет поверхностного натяжения. Поверхностное натяжение действует только на границе сред, и сила, приходящаяся на единицу площади (на единицу длины для двумерного случая), равна

$$\mathbf{f}_\sigma = \sigma \kappa \mathbf{n}, \quad (2.32)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения, κ – кривизна, $\mathbf{n}$ – нормаль. В двумерном случае

$$\kappa \mathbf{n} = \frac{\partial \mathbf{t}}{\partial S}, \quad (2.33)$$

где $\mathbf{t}$ – единичный вектор касательной к поверхности. Суммарная сила, действующая на элемент поверхности, равна

$$\delta \mathbf{f}_\sigma^l = \sigma \int_{\Delta S_l} \frac{\partial \mathbf{t}}{\partial S} dS = \sigma (\mathbf{t}_{l+1/2} - \mathbf{t}_{l-1/2}). \quad (2.34)$$

Находя таким образом величину силы поверхностного натяжения в каждой точке фронта, затем ее можно интерполировать в узлы расчетной сетки:

$$(\mathbf{f}_\sigma)_{i,j} = \sum_l \frac{\delta \mathbf{f}_\sigma^l w_{i,j}^l}{\Delta x \Delta y}. \quad (2.35)$$

Помимо данной силы поверхностного натяжения в уравнение Навье – Стокса также должна входить магнитная сила. Будем считать, что намагниченность в системе всегда имеет равновесное значение. Магнитную силу удобно сразу записать в форме объемной силы, благодаря чему она может быть непосредственно получена в узлах стационарной расчетной сетки. Объемная плотность магнитной силы определяется выражением

$$\mathbf{f}_m = \mu_0 (\mu - 1) (\mathbf{H} \cdot \nabla) \mathbf{H}, \quad (2.36)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, μ – магнитная проницаемость магнитной жидкости, $\mathbf{H}$ – напряженность магнитного поля. Дискретный аналог данного выражения имеет вид:

$$\begin{aligned} (f_{m_x})_{i,j} &= \mu_0 (\mu_{i,j} - 1) \left(\mathbf{H}_{i,j} \cdot \left[\frac{H_{x_{i+1,j}} - H_{x_{i-1,j}}}{\Delta x} \hat{\mathbf{i}}, \frac{H_{x_{i,j+1}} - H_{x_{i,j-1}}}{\Delta y} \hat{\mathbf{j}} \right] \right), \\ (f_{m_y})_{i,j} &= \mu_0 (\mu_{i,j} - 1) \left(\mathbf{H}_{i,j} \cdot \left[\frac{H_{y_{i+1,j}} - H_{y_{i-1,j}}}{\Delta x} \hat{\mathbf{i}}, \frac{H_{y_{i,j+1}} - H_{y_{i,j-1}}}{\Delta y} \hat{\mathbf{j}} \right] \right) \end{aligned} \quad (2.5.37)$$

Напряженность магнитного поля связана со скалярным магнитным потенциалом равенством:

$$\mathbf{H} = -\nabla \psi. \quad (2.38)$$

Или в разностной форме:

$$\begin{aligned} (H_x)_{i,j} &= \frac{1}{2\Delta x} (\psi_{i,j} - \psi_{i+1,j} + \psi_{i,j+1} - \psi_{i+1,j+1}), \\ (H_y)_{i,j} &= \frac{1}{2\Delta y} (\psi_{i,j} - \psi_{i,j+1} + \psi_{i+1,j} - \psi_{i+1,j+1}). \end{aligned} \quad (2.39)$$

Скалярный магнитный потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа:

$$\nabla (\mu \nabla \psi) = 0. \quad (2.40)$$

Разностный аналог уравнения (2.5.40) имеет вид [170]:

$$-a_0 \psi_{i,j} + a_1 \psi_{i+1,j} + a_2 \psi_{i,j+1} + a_3 \psi_{i-1,j} + a_4 \psi_{i,j-1} = 0, \quad (2.41)$$

где

$$a_0 = a_1 + a_2 + a_3 + a_4,$$

$$\begin{aligned}
a_1 &= \frac{1}{2\Delta x}(\mu_{i,j} + \mu_{i,j-1}), \\
a_2 &= \frac{1}{2\Delta y}(\mu_{i-1,j} + \mu_{i,j}), \\
a_3 &= \frac{1}{2\Delta x}(\mu_{i-1,j-1} + \mu_{i-1,j}), \\
a_4 &= \frac{1}{2\Delta y}(\mu_{i,j-1} + \mu_{i-1,j-1})
\end{aligned}$$

Расчетная конечноразностная сетка для уравнения (2.41) изображена на рис. 2.4.

Уравнение Лапласа для магнитного потенциала будем решать методом последовательной сверхрелаксации. Для этого выразим из уравнения (2.41) величину $\psi_{i,j}$ и будем последовательно уточнять ее во всех узлах расчетной сетки при помощи итерационного процесса:

$$\psi_{i,j}^{\alpha+1} = \psi_{i,j}^{\alpha} + \beta R_{i,j}^{\alpha}, \quad (2.42)$$

где β – релаксационный параметр; $\alpha, \alpha+1$ означают два последовательных шага итераций; величина $R_{i,j}$ определяется равенством:

$$R_{i,j} = \frac{1}{a_0} (a_1 \psi_{i+1,j} + a_2 \psi_{i,j+1} + a_3 \psi_{i-1,j} + a_4 \psi_{i,j-1}) - \psi_{i,j}. \quad (2.43)$$

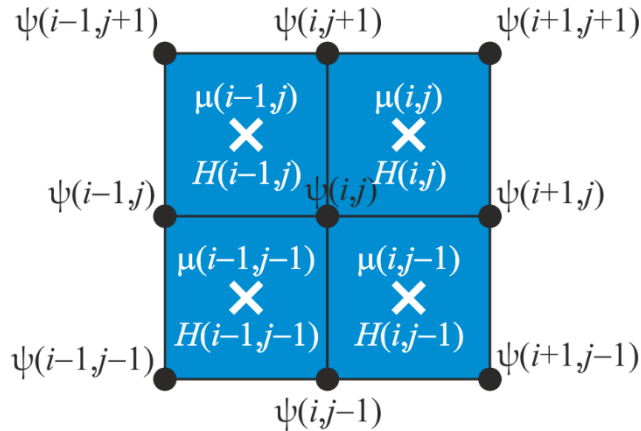


Рис. 2.4. Расчетная конечноразностная сетка для решения уравнения Лапласа для магнитного потенциала.

Для моделирования системы во внешнем однородном магнитном поле наложим на магнитный потенциал граничные условия Дирихле на одной паре противоположных границ расчетной области и граничные условия Неймана на другой паре границ. Граничные условия Дирихле задают определенное значение магнитного потенциала на одной паре границ, а граничные условия Неймана будут обеспечивать равенство нулю магнитного потока чрез другую пару границ:

$$\frac{\partial \psi(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{n}} = 0, \quad (2.44)$$

где $\mathbf{r}$ – координаты точек границы.

Для моделирования вращающегося поля наиболее простой способ заключается в том, чтобы дважды решить уравнение Лапласа для магнитного потенциала, направляя магнитное поле в одном случае вертикально, а в другом горизонтально, и находя

результатирующее поле. При этом величины полей изменяются со временем по гармоническому закону и имеют сдвиг фаз $\pi/2$ друг относительно друга, т.е. так, как это имело место в эксперименте.

Находя таким образом магнитный потенциал, можно вычислить магнитную силу в узлах расчетной сетки, и подставляя ее в уравнение Навье – Стокса, рассчитать движение многофазной жидкой системы с магнитной жидкостью в качестве одной из компонент. Используя описанную методику, было проведено численное исследование динамики капли магнитной жидкости на твердой горизонтальной поверхности во вращающемся в вертикальной плоскости магнитном поле. Был подтвержден обнаруженный экспериментально факт возникновения поступательного движения капли вдоль поверхности. При этом моделирование выполнялось для случаев с отношением плотностей капли и среды 2:1 и 3:1. В первом случае было получено поступательное движение в направлении качения вращающейся капли, тогда как во втором случае капля двигалась в противоположном направлении, что соответствует сделанным на основе экспериментов выводам.

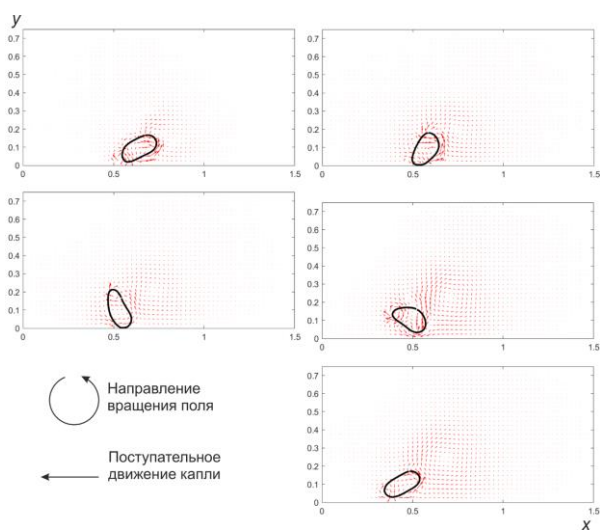


Рис. 2.5. Результаты моделирования динамики капли магнитной жидкости на твердой поверхности во вращающемся магнитном поле. Показана форма капли и поле скоростей жидкости в последовательные моменты времени для капли с отношением плотностей к внешней среде 2:1. Капля поступательно движется по направлению качения.

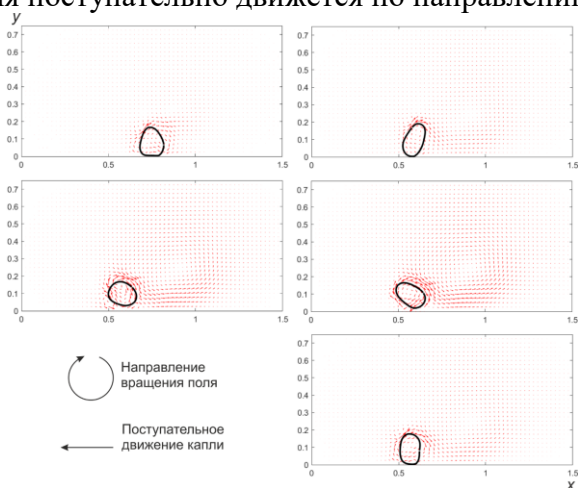


Рис. 2.6. Результаты моделирования динамики капли магнитной жидкости на твердой поверхности во вращающемся магнитном поле. Показана форма капли и поле скоростей жидкости в последовательные моменты времени для капли с отношением плотностей к внешней среде 3:1. Капля поступательно движется противоположно направлению качения.

В качестве примера на рис. 2.5 представлена рассчитанная форма капли и поле скоростей жидкости в последовательные моменты времени для капли с отношением

плотностей 2:1. Аналогичные результаты для капли с отношением плотностей 3:1 изображены на рис. 2.6.

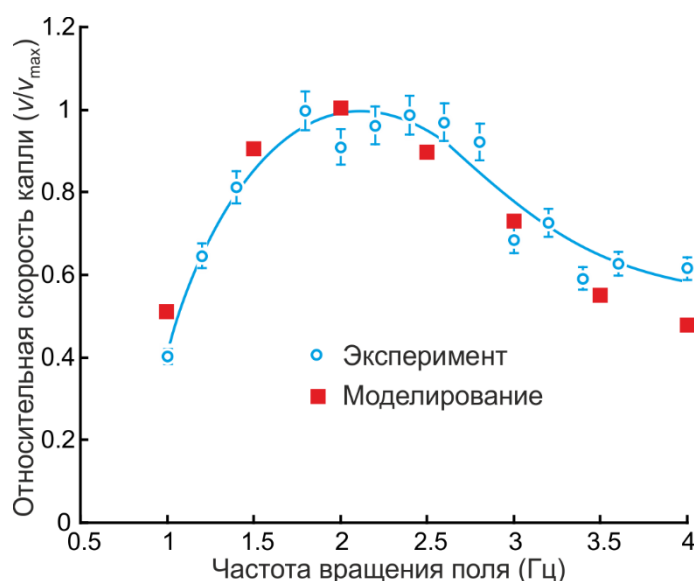


Рис. 2.7. Зависимость относительной скорости поступательного движения капли магнитной жидкости от частоты вращающегося магнитного поля. Показаны экспериментальные результаты и данные моделирования.

Была исследована скорость поступательного движения капли в последнем случае и обнаружено, что она имеет немонотонную зависимость от частоты вращающегося поля с максимумом, совпадающим по частоте с наблюдавшимся в эксперименте. Соответствующая зависимость представлена на рис. 2.7, где показано сопоставление экспериментальных и рассчитанных результатов

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.

Дифференцированные задания

Оценка **«удовлетворительно»** Синтезировать образец для исследований и собрать установку

Оценка **«хорошо»** Провести исследование динамики формы и движения капли магнитной жидкости на твердой поверхности в зависимости от параметров магнитного поля

Оценка **«отлично»** Произвести анализ и интерпретацию полученных результатов на основе имеющихся математических и физических моделей

Задание:

1. Синтезировать образец для исследований
2. Собрать измерительную установку
3. Исследовать динамику форму и движение капли магнитной жидкости на твердой поверхности в зависимости от параметров магнитного поля
4. Произвести анализ и интерпретацию полученных результатов на основе имеющихся математических и физических моделей

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«СЕВЕРО-КАВКАЗСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКАЯ ГИДРОДИНАМИКА

**Методические указания для обучающихся по организации и проведению
самостоятельной работы**

Направление подготовки 03.03.02 Физика
Направленность (профиль)
«Фундаментальная и прикладная физика»

**Ставрополь
2023**

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

ПЛАН-ГРАФИК ВЫПОЛНЕНИЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ

**МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ИЗУЧЕНИЮ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО
МАТЕРИАЛА, ПОДГОТОВКЕ К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ**

ВВЕДЕНИЕ

Самостоятельная работа – планируемая учебная, учебно-исследовательская, научно-исследовательская работа студентов, выполняемая во внеаудиторное (аудиторное) время по заданию и при методическом руководстве преподавателя, но без его непосредственного участия (при частичном непосредственном участии преподавателя, оставляющем ведущую роль за работой студента).

Самостоятельная работа студента является важным видом учебной и научной деятельности студента. Федеральным государственным образовательным стандартом предусматривается значительный объем времени из общей трудоемкости дисциплины на самостоятельную работу. В связи с этим, обучение включает в себя две, практически одинаковые по объему и взаимовлиянию части – процесса обучения и процесса самообучения. Поэтому самостоятельная работа должна стать эффективной и целенаправленной работой студента.

Концепцией модернизации российского образования определены основные задачи профессионального образования – подготовка квалифицированного работника соответствующего уровня и профиля, конкурентоспособного на рынке труда, компетентного, ответственного, свободно владеющего своей профессией и ориентированного в смежных областях деятельности, способного к эффективной работе по специальности на уровне мировых стандартов, готового к постоянному профессиональному росту, социальной и профессиональной мобильности.

Решение этих задач невозможно без повышения роли самостоятельной работы студентов над учебным материалом, усиления ответственности преподавателей за развитие навыков самостоятельной работы, за стимулирование профессионального роста студентов, воспитание творческой активности и инициативы.

Самостоятельная работа студента предполагает, прежде всего, его научно-исследовательскую и практическую деятельность, поскольку именно эти виды учебной работы в первую очередь готовят к самостоятельному выполнению профессиональных задач. Конечной целью самостоятельной работы является организация самостоятельной познавательной деятельности, формирование умения самостоятельно анализировать информацию, выделять главное и второстепенное.

Основными формами самостоятельной работы студентов по дисциплине «Методы физико-химической гидродинамики» являются:

- подготовка к лабораторной работе;
- самостоятельное изучение литературы;

Лабораторная работа – подразумевает изучение определенного физического процесса на практике, используя при этом методы, предварительно изученные на лекциях, выбор наиболее оптимального приема выполнения замеров и исследования, которые обеспечивает наиболее точный результат, определение фактического результата и его сравнение с теоретическими данными, описанными в учебнике согласно выбранной тематике, обнаружение причин полученного несоответствия и грамотное изложение их в отчете лабораторной работы, грамотное оформление выводов согласно требованиям методички.

В результате изучения дисциплины у обучающихся формируются следующие компетенции (в соответствии с образовательным стандартом):

ИД-1_{ПК-1} способен оценить актуальность решаемой задачи на основе анализа научной литературы и информационных материалов по тематике исследования.

ИД-2_{ПК-1} использует знания в области фундаментальной и прикладной физики для разработки методов нахождения решения поставленных профессиональных задач.

ИД-3_{ПК-1} способен адекватно применить математический инструментальный при формулировке моделирующих физический процесс уравнений.

ИД-4_{ПК-1} владеет методологией теоретического, математического и численного моделирования физических процессов, объектов и явлений с использованием как общепринятых методов теоретического и математического моделирования, стандартных пакетов автоматизированного проектирования, так и самостоятельно создаваемых оригинальных методов и программ.

ИД-1_{ПК-4} умеет проводить анализ состояния научно-технической проблемы и формулировать техническое задание;

ИД-2_{ПК-4} умеет применять методологический аппарат для решения задач физики Земли и космоса, формулировать требования к физическим характеристикам разрабатываемых вопросов, а также провести отбор профессионального лабораторного оборудования, необходимого для осуществления проектной деятельности;

ИД-3_{ПК-4} умеет выстроить стратегию достижения поставленных целей, цикла жизни проекта, возникающие риски.

ИД-1_{ПК-5} ориентируется в современных тенденциях развития цифровых технологий, выбирает технологии или программные средства для решения поставленных задач.

ИД-2_{ПК-5} умеет обрабатывать и анализировать полученные данные с помощью современных информационных технологий

ИД-3_{ПК-5} обладает готовностью к участию в подготовке проектной документации, в том числе с использованием средств автоматизированного проектирования и вычислительных программных комплексов, современного программного обеспечения, в том числе текстовых редакторов и графических программы;

ИД-4_{ПК-5} владеет современным программным обеспечением, в том числе текстовыми редакторами и графическими программами, средствами подготовки обзоров, отзывов,

ПЛАН-ГРАФИК ВЫПОЛНЕНИЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ

Вид деятельности студентов	Итоговый продукт самостоятельной работы	Средства и технологии оценки	Время сдачи
Подготовка к лабораторной работе «Процессы структурообразования в композиционных средах на основе магнитных коллоидов»	Отчет	Собеседование	Лабораторная работа № 1
Подготовка к лабораторной работе «Капиллярное движение магнитной жидкости в пористой среде в магнитном поле»	Отчет	Собеседование	Лабораторная работа № 2
Подготовка к лабораторной работе «Динамика деформируемой капли магнитной жидкости на твердой поверхности во вращающемся магнитном поле»	Отчет	Собеседование	Лабораторная работа № 3
Самостоятельное изучение литературы	Конспект	Собеседование	

МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ИЗУЧЕНИЮ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА, ПОДГОТОВКЕ К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ

При подготовке к лабораторным занятиям необходимо:

- повторить материал соответствующих лекций;
- внимательно изучить описание лабораторного занятия, изложенное в практикуме;
- ответить на вопросы по содержанию лабораторного занятия, задаваемые преподавателем на предварительном опросе перед выполнением заданий.

Все лабораторные занятия предполагают выполнение заданий, решение задач.

В результате выполнения заданий достигаются следующие результаты обучения:

- развитие мышления и творческих способностей студента,
- приобретение и закрепление навыков самостоятельной работы,
- приобретение и закрепление навыков оформления и составления письменных заданий.

Письменный отчет должен содержать следующие примерные компоненты.

Отчет по лабораторной работе № «Название работы» выполненной студентом _____ ФИО _____ курса, института _____ группа _____ «__» _____ 20__ г. Цель работы:.....	
Задание 1. Формулировка задания Таблицы Графики Вычисления Расчет погрешностей	
Задание 2. Формулировка задания Таблицы Графики Вычисления Расчет погрешностей	
Вывод:	

Вопросы для собеседования:

1. Диффузионная кинетика.
2. Общая теория конвективной диффузии в жидкостях.
3. Релаксация диффузионного процесса.
4. Конвективная диффузия в двойной жидкой системе в критической области.
5. Диффузионный поток при естественной конвекции.
6. Диффузионный поток.
7. Диффузионный поток к поверхности тела необтекаемой формы.
8. Движение частиц, взвешенных в турбулентном потоке.
9. Диффузия к частицам, взвешенным в турбулентном потоке.
10. Градиентная коагуляция.
11. Теория коагуляции коллоидов в турбулентном потоке жидкости.
12. Второй механизм коагуляции частиц аэрозоля в турбулентном потоке.
13. Осаждение аэрозолей и коллоидов.
14. Ток в электролитической ячейке.
15. Концентрационное перенапряжение.
16. Химическое перенапряжение.

17. Перенапряжение водорода.
18. Прохождение тока через размешиваемый электролит.
19. Ток в бинарном электролите.
20. Поверхностный слой.
21. Условие равновесия между двумя неподвижными жидкими фазами.
22. Капиллярное движение.
23. Скорость капиллярного поднятия.
24. Термокапиллярное движение.
25. Влияние поверхностноактивных веществ на движение жидкости.
26. Движение капель жидкости в жидких средах.
27. Диффузионный поток на движущуюся каплю.
28. Падение капель в жидких средах в присутствии поверхностно-активных веществ.
29. Движение капель больших размеров.
30. Движение и растворение газовых пузырьков в жидкости.
31. Движение весьма малых пузырьков.
32. Дробление капель.
33. Дробление капель в турбулентном потоке жидкости.
34. Вычисление скорости растворения газа из пузырьков.
35. Растворение газового пузырька, взвешенного в потоке жидкости.
36. Электрофоретическое движение у плоской поверхности.
37. Электрофорез твердых диэлектрических частиц.
38. Электрофорез идеально поляризующихся металлических частиц.
39. Расчет сил для случая диффузного двойного слоя.
40. Расчет сил для случая гельмгольцевского двойного слоя.
41. Движение жидких металлических капель в электрическом поле.
42. Движение неидеально поляризующихся капель в электрическом поле.
43. Волны на поверхности идеальной жидкости.
44. Волны на поверхности вязкой жидкости.
45. Волновое движение на поверхности маловязкой жидкости.
46. Влияние поверхностноактивных веществ на волновое движение жидкости.
47. Распад жидкой струи при малых скоростях движения.
48. Распад струи при больших скоростях.
49. Распад массы жидкости произвольной формы.
50. Капиллярные волны на поверхности капли.
51. Возбуждение волн на плоской поверхности жидкости.
52. Течение тонких пленок жидкости.
53. Толщина пленки, остающейся на поверхности тела, извлекаемого из неподвижной жидкости.
54. Волновое течение тонких слоев жидкости.
55. Турбулентное движение в пленке.
56. Растворение газа на границе раздела жидкость — газ в условиях пленочного течения.
57. Теплопередача в жидкостях
58. Простейшие задачи конвективной теплопередачи
59. Теплопередача в турбулентном потоке
60. Теория конвективной теплопередачи в жидких металлах
61. Общая интерполяционная формула для потока тепла в жидкости при любых значениях числа Прандтля
62. Полярографический метод
63. Режим движения жидкости в висящей ртутной капле
64. Диффузионный ток на капельный ртутный электрод при наличии добавки постороннего электролита. Случай обратимых реакций
65. Поправки к формуле для диффузионного тока на капельный электрод — учет кривизны поверхности и неравномерности вытекания жидкости
66. Диффузионный ток на капельный ртутный электрод при наличии добавки постороннего электролита. Случай необратимых процессов
67. Ток на капельный ртутный электрод в бинарном растворе электролита
68. Полярографические максимумы
69. Полярографические максимумы 2-го рода
70. Полярографические максимумы 1-го рода
71. Максимумы на положительной и отрицательной ветвях электрокапиллярной кривой
72. Подавление полярографических максимумов и некоторые практические приложения