

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
УРАЛЬСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ МЕХАНИКИ СПЛОШНЫХ СРЕД

На правах рукописи

БУШУЕВА Кристина Андреевна

УДК 532.1-3:537.84

ДЕФОРМАЦИЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЛОЯ ФЕРРОЖИДКОСТИ
НА ЖИДКОЙ ПОДЛОЖКЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук,
доцент К.Г. Костарев

Пермь – 2014

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
Глава 1. Обзор литературы	
Современное состояние исследований	13
1.1. Магнитные жидкости и их свойства	13
1.2. Деформация капель и пузырьков в феррожидкости под действием магнитного поля.....	17
1.3. Неустойчивость свободной поверхности магнитной жидкости	23
1.4. Выводы.....	28
Глава 2. Деформация устойчивого разрыва горизонтального слоя феррожидкости в продольном магнитном поле.....	30
2.1. Условия существования устойчивого разрыва слоя феррожидкости	30
2.1.1. Экспериментальная установка и методика эксперимента.....	30
2.1.2. Результаты	33
2.2. Устойчивый разрыв горизонтального слоя феррожидкости в продольном магнитном поле	38
2.2.1. Методика эксперимента	38
2.2.2. Результаты	40
2.3. Сравнительный анализ деформации газовых пузырьков и устойчивых разрывов под действием магнитного поля	49
2.3.1. Методика и результаты эксперимента.....	49
2.4. Выводы.....	55
Глава 3. Деформация горизонтального слоя феррожидкости под действием вертикального неоднородного магнитного поля	56
3.1. Введение.....	56
3.2. Методика эксперимента	56

3.3. Результаты	58
3.4. Выводы.....	67
Глава 4. Формирование капельных структур феррожидкости под действием вертикального однородного магнитного поля	68
4.1. Методика эксперимента	68
4.2. Результаты эксперимента.....	70
4.3. Неустойчивость горизонтального слоя феррожидкости с двумя деформируемыми межфазными границами в однородном вертикальном магнитном поле	86
4.4. Выводы.....	92
Заключение	93
Список литературы	95

ВВЕДЕНИЕ

Объект исследования и актуальность. Магнитные жидкости представляют собой устойчивые коллоидные растворы магнитных наночастиц в немагнитной жидкости-носителе. Благодаря своему составу магнитные жидкости обладают уникальным свойством изменять свою форму и перемещаться под действием магнитного поля. Такое поведение сразу же ввело магнитные жидкости в круг наиболее перспективных материалов второй половины XX века и предопределило их интенсивное изучение и широкое применение в различных областях науки и техники. В число наиболее популярных приложений магнитных жидкостей в области техники входят магнитожидкостные герметизаторы для изоляции опасных веществ от окружающей среды [1] и уплотнители для устройств, эксплуатируемых в условиях вакуума, а также в контакте с агрессивными газами и жидкостями [2]. Хорошо известны магнитожидкостные сепараторы для разделения цветных металлов по плотности [3], тонкой очистки топлив и масел [4, 5], локальной концентрации магнитных материалов в целях решения задач биомедицины, микрофлюидики и т.д. [6].

Практическое применение магнитной жидкости предполагает оценку характера ее взаимодействия с различными жидкими и газообразными средами. Наиболее простой и перспективной системой для изучения такого взаимодействия является горизонтальный слой магнитной жидкости с верхней и нижней свободно деформируемыми границами – поверхностями контакта с немагнитными жидкостями либо газом. Поведение подобной системы под действием магнитного поля изучено мало. Одной из видимых причин ограниченного числа экспериментальных данных явилось отсутствие прозрачной, химически нейтральной жидкости-подложки, несмешивающейся с магнитной жидкостью и имеющей по сравнению с ней бóльшую плотность.

Ситуация изменилась после появления в свободном доступе группы фторорганических жидкостей, включая перфтороктан. Это обстоятельство и позволило экспериментально исследовать поведение слоя магнитной жидкости с двумя межфазными границами в магнитном поле различной ориентации. Были обнаружены распад слоя и возникновение новых равновесных пространственных форм, способных стать основой элементов для автоматизированных систем управления и контроля.

К настоящему времени широко известны три устойчивые формы, которые может принимать система двух несмешивающихся жидкостей в гравитационном поле [7, 8]. Выбор конкретной конфигурации определяется объемом жидкостей и соотношением их плотностей – это капли, лежащие на свободной поверхности другой жидкости, либо под ее слоем на дне полости; двухслойная система жидкостей; два горизонтальных жидких слоя, один из которых имеет разрыв, примыкающий к стенке полости и, соответственно, частично повторяющий ее форму. Недавно описана еще одна устойчивая двухслойная конфигурация, в которой разрыв верхнего слоя не контактирует с границами полости, принимая в результате форму правильного круга [9, 10]. Разрыв имеет вид правильного круга, в пределах которого нижняя жидкость контактирует с газом. Отсутствие контакта границ подобного разрыва с твердой поверхностью делает его крайне чувствительным к воздействию со стороны магнитного поля и привлекательным объектом для экспериментального изучения, в частности, с целью создания «плоского» аналога газового пузырька в объеме непрозрачной магнитной жидкости. Экспериментальные методы изучения таких пузырьков, равно как и жидкостных включений, весьма ограничены, поэтому вопрос их развития является актуальным. При подтверждении гипотезы об аналогии поведения в магнитном поле пузырька воздуха и разрыва слоя магнитной жидкости значительно упрощается методика исследований, так как отпадает необходимость в сложной визуализации пузырька в непрозрачной среде для определения его положения и формы, также становится ненужным учет

архимедовой силы.

Целью диссертационной работы является экспериментальное изучение равновесных конфигураций, возникающих в результате совместного воздействия гравитационного и магнитного полей на горизонтальный слой феррожидкости на жидкой подложке и слой феррожидкости с устойчивым разрывом поверхности, а также сопоставление полученных результатов с известными теоретическими моделями с целью их верификации.

Научная новизна диссертационной работы заключается в том, что в ней впервые:

1. Экспериментально изучена динамика двух новых физических объектов – сплошного слоя феррожидкости конечной толщины со свободно деформируемыми границами и такого же слоя с устойчивым разрывом поверхности – под действием магнитного поля;

2. Определены условия существования устойчивого разрыва слоя магнитной жидкости на жидкой подложке, продемонстрирована возможность его создания и закрытия с помощью магнитного поля. Создана и апробирована экспериментальная установка для создания устойчивого разрыва, предложена и апробирована методика управления размерами и положением разрыва в пространстве;

3. Подтверждена перспективность использования устойчивого разрыва для моделирования формы газовых и жидких включений в феррожидкости. Предложена аппроксимация, удовлетворительно описывающая форму как пузырьков, так и разрывов в продольном магнитном поле;

4. Изучены упорядоченные системы капель феррожидкости, возникающие при распаде слоя конечной толщины под действием магнитного поля. Показано, что использование жидкой подложки вместо твердой позволяет уменьшить критические напряженности поля.

Достоверность полученных результатов обеспечивается тщательной разработкой экспериментальных методик, проведением контрольных опытов, а также согласием ряда полученных результатов с данными известных

теоретических и экспериментальных работ.

Практическое значение диссертационной работы в том, что ее результаты могут быть применены при разработке датчиков и элементов установок, использующих изменение формы поверхности феррожидкости под действием внешнего магнитного поля. **Научное значение** работы заключается в верификации теоретических моделей, описывающих деформацию свободной и межфазной поверхности магнитной жидкости в магнитных полях различной ориентации, а также в качестве основы для решения ряда фундаментальных проблем физики жидких намагничивающихся сред и проблем устойчивости жидких слоев и пленок в полях внешних сил.

Структура и объем работы, краткое содержание. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы (125 наименования). Работа содержит 57 рисунков и 1 таблицу. Общий объем диссертации 109 страниц.

В **первой** главе кратко описаны основные свойства магнитных жидкостей, актуальные задачи и современные методики изучения магнитных жидкостей в полях внешних сил. Выполнен обзор существующих экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованию деформации капель и пузырьков воздуха в объеме феррожидкости. Изложены современные представления о неустойчивости поверхности плоского слоя магнитной жидкости в ортогональном магнитном поле.

Во **второй** главе экспериментально изучены условия возникновения и существования устойчивого разрыва слоя феррожидкости на жидкой подложке. В качестве жидкостей-подложек использованы четыреххлористый углерод и перфтороктан, а в качестве жидкостей для создания слоя с разрывом – вода, керосин и феррожидкость на основе керосина. Исследовано влияние различных физико-химических свойств выбранных пар жидкостей на критические параметры разрыва. Показано, что условия возникновения и существования разрыва слоя феррожидкости аналогичны условиям для гомогенных жидкостей.

Экспериментально исследовано действие тангенциально направленного

магнитного поля на устойчивый разрыв горизонтального слоя феррожидкости. Обнаружено, что включение поля вызывает изменение формы разрыва с правильного круга на эллипс, вытянутый вдоль направления поля. Характер деформации разрыва зависит от отношения его начального диаметра к диаметру кюветы, толщины слоя и напряженности поля. Определена зависимость относительной площади разрыва от толщины слоя, напряженности поля и магнитной восприимчивости феррожидкости.

Показано, что сравнение результатов эксперимента и теоретической модели эволюции разрыва тонкого слоя феррожидкости на твердой подложке в продольном магнитном поле возможно только в области малых напряженностей поля.

Для оценки перспектив использования устойчивого разрыва в качестве «плоского» аналога газового пузырька в объеме магнитной жидкости выполнен сравнительный анализ деформации пузырьков и разрывов горизонтального слоя феррожидкости под действием магнитного поля. Предложена эмпирическая формула для описания деформации немагнитных включений в магнитную жидкость в зависимости от магнитного числа Бонда, пригодная как для пузырьков, так и разрывов в продольном магнитном поле.

В **третьей** главе экспериментально исследована деформация горизонтального слоя феррожидкости, расположенного на жидкой подложке, под действием вертикального осесимметричного (неоднородного) магнитного поля. Обнаружено, при включении подобного поля происходит перераспределение феррожидкости в кювете, приводящее к разрыву слоя при достижении критической напряженности поля. Определен вид зависимости критической напряженности от исходной толщины слоя феррожидкости. Продemonстрировано, что при напряженности магнитного поля ниже критической, последнее играет роль фактора, облегчающего разрыв слоя феррожидкости с помощью других воздействий. Рост напряженности поля выше порогового значения приводит к увеличению диаметра созданного разрыва, а снижение напряженности – к его уменьшению с последующим

закрытием либо к формированию устойчивого разрыва (при толщине слоя ниже критической).

Установлено, что увеличение начальной толщины слоя феррожидкости, равно как и напряженности поля, в конечном счете приводит к развитию неустойчивости границы возникающего разрыва с последующим формированием вдоль нее упорядоченной системы капель. Исследована зависимость количества возникающих капель от соотношения вязкого времени τ слоя феррожидкости и времени t^* формирования капельной структуры, определяемого интенсивностью изменения поля. В частности показано, что при значениях $t^* \geq \tau$ количество капель уменьшается, а их средний диаметр увеличивается.

На основе анализа результатов, описанных в главах 2 и 3, высказано предположение о возможности использования вертикального осесимметричного поля в паре с тангенциальным однородным полем для создания и последующего закрытия устойчивого разрыва слоя в рамках разработки датчиков магнитного поля и оптических элементов на основе феррожидкости.

Четвертая глава посвящена изучению формирования упорядоченных систем капель, возникающих в результате распада горизонтального слоя феррожидкости на жидкой подложке под действием однородного вертикального магнитного поля. Показано, что, как и в случае осесимметричного поля, количество и размер капель определяются отношением вязкого времени слоя феррожидкости к времени установления критической напряженности магнитного поля, при которой происходит разрыв слоя.

Исследованы зависимости критической напряженности магнитного поля от толщины слоя, а также от величины магнитной восприимчивости феррожидкости. Продемонстрировано влияние топологии исходного слоя феррожидкости на жидкой подложке (сплошной слой или слой с разрывом различного диаметра) на формирование системы капель в однородном

вертикальном магнитном поле.

Проанализировано распределение капель возникшей системы по пространственному периоду их взаимного расположения в зависимости от времени нарастания напряженности поля до критического значения.

Проведено сравнение полученных результатов с данными экспериментов других авторов по формированию капельных систем феррожидкости из сплошных слоев микронной толщины, расположенных на твердой поверхности. Показано, что замена твердой подложки на жидкую существенно снижает значение критической напряженности магнитного поля, несмотря на одновременное увеличение начальной толщины слоя на два порядка.

Данные выполненного эксперимента также хорошо подтверждают результаты теоретического описания неустойчивости слоя феррожидкости с двумя свободными границами.

В **заключении** диссертации сформулированы основные результаты проведенных экспериментов.

На защиту выносятся следующие основные результаты работы:

- определение условий возникновения и существования устойчивых разрывов горизонтального слоя феррожидкости на жидкой подложке;
- оценка влияния различных физико-химических свойств используемой пары жидкостей на критические параметры таких разрывов;
- изучение деформации устойчивого разрыва слоя феррожидкости на жидкой подложке под действием однородного магнитного поля, тангенциально направленного относительно поверхности слоя;
- сопоставление характера деформаций пузырьков воздуха в объеме магнитной жидкости и устойчивого разрыва слоя феррожидкости в тангенциальном магнитном поле;
- создание устойчивого разрыва горизонтального слоя феррожидкости, расположенного на жидкой подложке, с помощью вертикального осесимметричного магнитного поля;
- исследование эволюции горизонтального слоя феррожидкости и

упорядоченных капельных систем, возникающих в результате распада слоя под действием вертикального однородного магнитного поля;

- анализ зависимости размера и пространственного периода капель, образующих упорядоченную систему, от скорости нарастания напряженности магнитного поля;
- определение зависимости волнового числа капельных систем феррожидкости от напряженности магнитного поля; сопоставление экспериментальных и теоретических данных.

Апробация работы. Результаты работы были представлены на следующих научных конференциях: XVI, XVII, XVIII Зимние школы по механике сплошных сред (Пермь, 2009, 2011, 2013 гг.); Fourth International Topical Team Workshop on Two-Phase Systems For Ground And Space Applications (Novosibirsk, Russia, September 6–8, 2009); II и III Всероссийские научные конференции «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем» (Ставрополь, 14–17 сентября, 2009 г., Ставрополь, 15–18 сентября 2011 г.); Всероссийские конференции молодых ученых «Неравновесные переходы в сплошных средах» (Пермь, 4–5 декабря 2009 г., Пермь, 26–27 ноября 2010 г.); XXXVIII and XXXXI Summer School “Advanced Problems in Mechanics” (Repino, St. Petersburg, Russia, July 1–5, 2010 and July 1–6, 2013); 12th and 13th International Conferences on Magnetic Fluids (ICMF12) (Sendai, Japan, August 1–5, 2010 and New Delhi, India, January 7–11, 2013); Всероссийская научная школа молодых ученых «Механика неоднородных жидкостей в полях внешних сил» (Москва, 30 ноября – 02 декабря 2010 г.); Euromech Colloquium 526 “Patterns in Soft Magnetic Matter” (Dresden, March 21–23, 2011); IV и V Всероссийские конференции с участием зарубежных ученых «Задачи со свободными границам: теория и приложения» (Бийск, 5–10 июля 2011 г., 29 июня – 4 июля 2014 г.); Российская конференция по магнитной гидродинамике (Пермь, 18–22 июня 2012 г.); Волны и вихри в сложных средах: Всероссийская научная школа молодых ученых (Москва, 3–5 декабря 2012 г.); Fluxes and structures in fluids (St. Petersburg, Russia, June 25–28, 2013); International Soft

Matter Conference 2013 (Rome, Italy, September 15–19, 2013); Moscow International Symposium on Magnetism MISM-2014 (Москва, 29 июня – 3 июля 2014 г.); 16-я Международная Плесская конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям (Плес, 9–12 сентября 2014 г.).

Результаты исследований также были представлены и обсуждены на Пермском гидродинамическом семинаре им. Г.З. Гершуни и Е.М. Жуховицкого (Пермский государственный университет, рук. проф. Т.П. Любимова, 2012, 2014 гг.). Полностью диссертация обсуждалась на научном семинаре Института механики сплошных сред УрО РАН (рук. акад. РАН В.П. Матвеевко).

Значительная часть исследований выполнена в рамках программ ОЭММПУ РАН № 09-Т-1-1005 и № 12-Т-1-1008; грантов молодых ученых и аспирантов УрО РАН 11-1-НП-175; гранта НОЦ «Неравновесные переходы в сплошных средах» № 10-17н-02и; проектов РФФИ № 07-01-96053, 07-02-96017, 09-01-00674, 10-01-00337, 10-02-96022, 12-01-31085, 13-01-96041.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 36 работ [90–125], в том числе 5 статей в журналах из списка ВАК, 11 статей в сборниках научных трудов и материалов конференций, 20 тезисов конференций. В данных работах исследования и обработка результатов выполнены диссертантом, обсуждение и анализ результатов осуществлены совместно с научным руководителем и соавторами.

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю К.Г. Костареву за руководство работой, а также А.Ф. Пшеничникову, А.В. Лебедеву, Д.В. Князеву и И.А. Мизевой за полезные обсуждения и помощь в работе.

ГЛАВА 1

ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ

1.1. Магнитные жидкости и их свойства.

Магнитные жидкости, созданные в 60-х гг. XX века исследовательской группой Р. Розенцвейга, представляют собой устойчивые коллоидные системы магнитных наночастиц, находящихся в немагнитной жидкости-носителе [11]. Для создания магнитных частиц используют такие ферромагнитные материалы, как железо, никель, кобальт. Выбор материала жидкой основы (углеводородная, кремний- либо фторорганическая, водная) определяется областью применения будущих магнитных жидкостей.

Существует несколько общепризнанных способов создания магнитной жидкости [12]. Наиболее популярными из них являются метод механического диспергирования, в основе которого лежит размалывание ферритовых порошков в шаровых мельницах, и метод химической конденсации, основанный на воздействии раствором солей железа на перенасыщенный раствор основания [13]. Устойчивость коллоидных растворов обеспечивается малым (порядка нескольких десятков нанометров) размером частиц магнитного материала и добавлением поверхностно-активного вещества – стабилизатора, препятствующего слипанию (коагуляции) частиц. Броуновское движение наночастиц магнетита обеспечивает седиментационную устойчивость магнитной жидкости, а также вовлекает жидкость основы в общее движение в случае воздействия со стороны поля. Благодаря этому механизму коллоидная система оказывается очень чувствительной к магнитному полю и во многих отношениях ведет себя как гомогенная жидкость [11].

В отсутствие внешнего магнитного поля феррожидкость не проявляет магнитных свойств, поскольку каждая частица обладает собственным

магнитным моментом, ориентированным случайным образом. Во внешнем магнитном поле магнитные моменты частиц упорядочиваются, порождая макроскопическую намагниченность жидкости [14]. Величина намагниченности M феррожидкости в области слабых по величине магнитных полей растет пропорционально напряженности магнитного поля H , при этом в качестве коэффициента пропорциональности выступает ее начальная магнитная восприимчивость χ_0 : $M = \chi_0 H$. Основной вклад в намагниченность феррожидкости вносят крупные частицы магнетита как обладающие наибольшим магнитным моментом. Мелкие частицы в бóльшей степени подвержены тепловому броуновскому движению, соответственно для их пространственной переориентации требуются магнитные поля бóльшей напряженности. Магнитные моменты частиц в течение некоторого времени выстраиваются по направлению магнитного поля вплоть до наступления состояния термодинамического равновесия, которое характеризуется максимальным значением намагниченности – намагниченностью насыщения магнитной жидкости M_S [14].

Начальная магнитная восприимчивость и намагниченность насыщения, а также дисперсный состав коллоидных частиц могут быть определены, исходя из зависимости намагничивания феррожидкости от напряженности магнитного поля. Сопоставление формы этой кривой, полученной экспериментально для исследуемого образца, с кривой намагничивания, рассчитанной по какой-либо известной функции распределения частиц по размерам, лежит в основе магнитогранулометрического метода определения параметров магнитной жидкости [11]. В частности, в диссертационной работе измерения кривых намагничивания используемых феррожидкостей проводились по методике, основанной на измерении дифференциальной магнитной восприимчивости $\chi = \partial M / \partial H$ образца феррожидкости в зависимости от внешнего постоянного поля. Наиболее подробно эта методика изложена в [15].

В качестве альтернативного метода исследования физических параметров дисперсных наносистем активно используется метод акустогранулометрии, в

основе которого лежит анализ полевой зависимости амплитуды электродвижущей силы (ЭДС), индуцируемой в контуре за счет акустомагнитного эффекта [16]. Этот эффект заключается в индуцировании переменного электрического поля и ЭДС в проводящем контуре и вызывается распространением плоской звуковой волны в намагниченной жидкости [17].

В числе используемых методов исследования магнитных жидкостей надо упомянуть и малоугловое рассеяние нейтронов, которое позволяет получить информацию о структуре коллоидных частиц, их размере, о взаимодействии между частицами и образовании кластеров [18].

Одной из главных проблем создания и использования магнитных жидкостей остается их фазовое расслоение с течением времени. Образование агрегатов частиц и их седиментация, приводящая к фазовому расслоению магнитных жидкостей, может происходить при понижении температуры, при наложении внешнего магнитного поля [19, 20], а также из-за наличия избыточного электролита или полимерного коагулянта в ионных магнитных жидкостях [21].

Образование агрегированных структур в ферроколлоидах способно привести к сильному изменению их физико-химических свойств. В связи с этим в настоящее время большая часть прикладных исследований магнитных жидкостей сосредоточена в области фазовых превращений в магнитных коллоидах [22], изучения магнитных свойств и микроструктуры магнитных жидкостей [23], разработки теоретических моделей, адекватно описывающих их свойства с учетом межчастичных взаимодействий [24].

По-прежнему остается актуальным вопрос производства магнитных жидкостей, устойчивых при аномальных температурах [25], создания систем магнитных наночастиц на основе нестандартных сред и стабилизаторов [26].

Зависимость намагниченности от концентрации частиц, температуры и величины приложенного магнитного поля определяет специфику теплофизических явлений в магнитных жидкостях. Примером таких явлений может служить конвекция магнитных жидкостей, индуцируемая

неоднородностями намагниченности, возникающими вследствие термо- и магнитофореза, а также гравитационной седиментации магнитных частиц и их агрегатов [27]. Конвективная неустойчивость возникает и в том случае, когда неоднородность намагниченности ферроколлоида обусловлена градиентом концентрации магнитных частиц [28]. При этом зависимость магнитной восприимчивости жидкости от концентрации частиц может приводить к образованию концентрационных структур, чьи параметры определяются балансом магнитных сил и поверхностных взаимодействий [12].

В свою очередь действие поляризационных сил, возникающих в среде при наличии градиентов магнитного поля или поверхностей разрыва, приводит к движению жидкости. Изучением механики этого движения занимается раздел гидродинамики жидких магнетиков [29].

Наличие свободных границ и возможность их деформации под действием пондеромоторных сил позволяет наблюдать и исследовать целый ряд таких явлений, как неустойчивость свободной поверхности феррожидкости в ортогональном поле [29], образование лабиринтных структур [30], управление немагнитными включениями в плоских слоях магнитной жидкости [31], стабилизация неустойчивости поверхности тангенциальным полем [32]; левитация предметов, погруженных в магнитную жидкость [33].

Так как магнитное поле внутри жидкости, а значит и действующие на нее пондеромоторные силы, зависят от формы занимаемой ею области пространства, то особую роль в феррогидродинамике играют задачи о фигурах равновесия, определяемых балансом магнитных сил и поверхностного натяжения [12]. В частности, к числу подобных задач относится изучение динамики немагнитных включений в магнитную жидкость и капель магнитной жидкости в немагнитной среде, находящихся во внешнем магнитном поле.

1.2. Деформация капель и пузырьков в феррожидкости под действием магнитного поля.

Изучение поведения жидких двухфазных систем, в которых одна фаза обладает магнитными свойствами, было начато вскоре после создания первых феррожидкостей – с целью определения направлений их практического применения. Основное внимание было сосредоточено на движении отдельной капли феррожидкости и на изменении ее формы под действием магнитного поля.

Зависимость формы свободной капли от напряженности внешнего магнитного поля имеет существенное значение при изучении таких физических свойств микрокапель концентрированной фазы магнитных коллоидов, как магнитная проницаемость, поверхностное натяжение и вязкость [12]. Расширение круга технологических применений эмульсий на основе магнитных жидкостей является еще одной причиной пристального внимания к форме капель. Представляет интерес и исследование равновесных форм вращающихся объемов феррожидкости – в рамках моделирования эволюции планет в собственном гравитационном поле [34].

Одно из первых теоретических исследований деформации конечного объема намагничивающейся среды в магнитном поле было выполнено И.Е. Тараповым [35]. Показано, что в однородном поле взвешенная капля принимает форму эллипсоида, вытянутого вдоль поля. Полученные результаты позднее были подтверждены в ряде экспериментальных работ [36, 37, 38]. Изменение сферической формы капли на эллипсоидальную происходит в результате скачка давления на ее межфазной поверхности из-за локального искажения внешнего намагничивающего поля и, как следствие, неоднородности давления вблизи поверхности капли [39]. В ходе дальнейших теоретических расчетов формы капли в однородном магнитном поле [40] была определена зависимость эксцентриситета капли $e = \sqrt{1 - b^2 / a^2}$ от величины магнитного числа Бонда $B_m = \mu_0 d_0 M^2 / \sigma$, где a и b – полуоси эллипсоида,

μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, d_0 – начальный диаметр капли, M – величина намагниченности, σ – коэффициент поверхностного натяжения. Полученная зависимость с учетом коэффициента размагничивающего поля вытянутого эллипсоида вращения дает хорошее согласие с данными эксперимента [37] в области малых напряженностей поля, когда справедлив линейный закон намагничивания жидкости.

Отметим, что именно в этой области происходили наибольшие изменения формы капли вдоль направления поля [37]. С увеличением напряженности магнитного поля относительное удлинение капли достигало предельного значения, как и намагниченность используемой магнитной жидкости. В сильных магнитных полях, когда зависимость намагниченности жидкости от напряженности поля приобретала нелинейный вид, наблюдалось отклонение формы капли от эллипсоидальной в виде заострения концов эллипсоида [37].

Подобное поведение было характерно и для микрокапельных агрегатов (размером порядка нескольких микрометров) концентрированной фазы ферроколлоида в однородном магнитном поле [41, 42]. Появление этой задачи было обусловлено необходимостью получения информации о физических свойствах фаз, образующихся при расслоении магнитных жидкостей [43]. Предложенный теоретический подход, основанный на минимизации полной – поверхностной и магнитной – энергии капли, хорошо согласуется с данными экспериментов в области высоких напряженностей магнитного поля. Результаты применения этого подхода предсказывают необычно высокие значения магнитной проницаемости микрокапель ферроколлоида. Резкое удлинение капель происходит скачкообразно при некотором критическом значении напряженности магнитного поля за счет растягивающих магнитных напряжений, пропорциональных квадрату намагниченности, которая в свою очередь зависит от степени удлинения капли через размагничивающий фактор. При уменьшении напряженности поля также наблюдалось скачкообразное изменение формы капли, причем таким образом, что в некоторой ограниченной области значений напряженности существовали две равновесные конфигурации

капли, одна из которых реализуется при увеличении, а другая – при уменьшении напряженности магнитного поля [40].

Задача о деформации капли магнитной жидкости, находящейся в гидроневесомости, под действием магнитного поля была также решена аналитически в [44]. Предложенный метод вариации значения межфазного натяжения капли магнитной жидкости при больших напряженностях магнитного поля продемонстрировал хорошее соответствие расчетной формы деформированной капли с полученной в физическом эксперименте.

К неустойчивости формы капли магнитной жидкости может привести ее контакт с твердой поверхностью [45]. Так, в [46] показано, что капля магнитной жидкости на твердой подложке принимает форму тела вращения с осью симметрии, параллельной вертикально ориентированному однородному магнитному полю в диапазоне напряженностей вплоть до критического значения, при котором возникает топологическая неустойчивость капли. При этом на смачиваемой твердой подложке капля оказывается полуэллиптической, а на несмачиваемой подложке капля – свободная и невесомая – принимает форму эллипса. В последнем случае относительное удлинение капли хорошо описывается эмпирическим выражением $a / d_0 = \sqrt{B_m / 8 + 1 / (1 + B_m / 8)}$.

Аналогичную зависимость относительного удлинения от магнитного числа Бонда демонстрируют и результаты экспериментального и численного исследования деформации капли магнитной жидкости, расположенной на горизонтальной несмачиваемой подложке, под действием тангенциального магнитного поля [47].

Отметим, что в более ранней работе [48] было исследовано действие продольного магнитного поля на каплю магнитной жидкости, помещенной в горизонтальную ячейку Хеле-Шоу и окруженной немагнитной жидкостью той же плотности для создания условий гидроневесомости. Однако из-за различия в граничных условиях экспериментальная зависимость относительного удлинения капли от магнитного числа Бонда количественно отличалась от теоретической зависимости, полученной для капли, зажатой между стенками

ячейки. Обобщив экспериментальные данные по деформации магнитных и немагнитных капель и пузырьков воздуха в тангенциальном магнитном поле, было получено эмпирическое соотношение зависимости относительного удлинения от величины магнитного числа Бонда: $2a/d_0 = [1 + 0.15 B_m(h/d_0)^{0.6}]^{0.4}$. Также было показано, что процесс изменения формы капли в продольном магнитном поле протекает за некоторое характерное время, связанное со скоростью изменения поля и вязкостью магнитной и немагнитной сред. Быстрое включение поля приводило к появлению на свободной поверхности капли пиков, аналогичных тем, что возникают при деформации магнитной капли вертикально ориентированным магнитным полем.

В [49] анализ деформации капли, помещенной в ячейку Хеле-Шоу и подвергнутой действию тангенциального магнитного поля, позволил определить поверхностное натяжение на границе раздела магнитной и немагнитной сред. Обнаружено, что его величина не зависит от интенсивности магнитного поля в использованном диапазоне напряженности. Результаты численного расчета относительного удлинения капли в зависимости от напряженности поля и поверхностного натяжения хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными для плоских капель магнитной жидкости размером до нескольких миллиметров. Авторы статьи приходят к выводу, что для более подробного анализа поведения межфазной границы – с целью изучения структуры магнитных частиц вблизи нее – необходимы дальнейшие экспериментальные исследования с использованием рентгена или нейтронного рассеяния.

Во многих случаях, как например в [48], наряду с каплями магнитной жидкости в объеме немагнитной часто рассматривается и обратная задача – немагнитная капля, помещенная в магнитную жидкость. В этих задачах ввиду непрозрачности магнитных жидкостей процесс визуализации включений существенно усложняется. Так, в работах [36, 37] наблюдение за формой немагнитных капель размером порядка 5 мм, помещенных в магнитную

жидкость, осуществлялось с помощью рентгеновского излучения. Показано, что изменение формы таких капель в однородном продольном магнитном поле происходит подобно деформации взвешенных капель магнитной жидкости. Причиной такого поведения является перераспределение давления в феррожидкости за счет возникающей неоднородности магнитного поля вблизи немагнитной капли [12]. Показано, что увеличение внешнего магнитного поля приводит к более сильному удлинению капли магнитной жидкости по сравнению с немагнитной каплей при прочих равных условиях. Аналогичные результаты были получены позднее в [50].

Интерес к поведению немагнитных капель в магнитной жидкости обусловлен появлением двухфазных материалов и, в частности, дисперсных систем типа магниточувствительных эмульсий, перспективных для визуализации магнитной записи в феррографии, при заполнении многоступенчатых магнитожидкостных уплотнителей и т.д. [51]. Обнаружено, что для немагнитных микрокапель в однородном магнитном поле отсутствует пороговое развитие деформации [52]. Подобное поведение выгодно отличает их от микрокапельных агрегатов в магнитных жидкостях. Также не наблюдалось и гистерезиса формы, характерного для капель магнитной жидкости и состоящего в различной скорости изменения отношения полуосей капли при увеличении и при уменьшении магнитного поля. Отметим, что в данной работе размеры немагнитных капель в магнитожидкостной эмульсии варьировались в пределах нескольких десятков микрометров. Для визуализации и изучения поведения таких капель создавался слой магнитной жидкости, толщиной порядка 100 мкм, достаточно прозрачный для наблюдения с помощью оптического микроскопа.

Магнитная жидкость с включениями в виде пузырьков газа или капель немагнитной жидкости представляет большой интерес в качестве контролируемой магнитным полем рабочей среды при создании различных устройств для тепло- и массопереноса. С помощью магнитного поля можно управлять течением таких двухфазных систем, пространственным распределением пузырьков и капель, их динамикой. Экспериментальные

исследования подобного газожидкостного потока [31, 50] показали, что всплывающие в магнитной жидкости немагнитные включения во внешнем вертикально ориентированном однородном магнитном поле вытягиваются вдоль поля и ведут себя как магнитные диполи. Возникающее диполь-дипольное взаимодействие влияет на их общий поток в магнитной жидкости [50].

Как отмечено в [53], замена немагнитных капель на пузырьки газа открывает перспективу использования двухфазной системы на основе феррожидкости для генерации электродвижущей силы, а также в качестве преобразователя энергии [54].

Анализ значительной части экспериментальных работ позволяет сделать вывод, что для визуализации пузырьков воздуха в магнитной жидкости в основном применяется ультразвук [31] и рентгеновское излучение [55]. При использовании разбавленных магнитных жидкостей [56], а также в случае, когда диаметр немагнитных включений сопоставим с характерным размером полости, заполненной магнитной жидкостью [50, 52] выбирают оптические методы.

Наряду с экспериментом широко применяется численное моделирование. В частности, исследование всплывания пузырьков воздуха и порождаемого этим процессом осесимметричного течения в магнитной жидкости в условиях совместного действия вертикального магнитного поля и гравитации продемонстрировало, что в слабых полях пузырьки оказываются сплюснутыми, а в сильных – вытянутыми вдоль направления поля [57, 58].

Численное изучение и последующее сопоставление деформации капель магнитной жидкости, тонущих в немагнитной среде, и немагнитных пузырьков воздуха, всплывающих в магнитной жидкости, показало, что оба вида включений ведут себя в присутствии вертикального магнитного поля одинаково – вытягиваются вдоль направления поля [59]. При этом пузырьки оказываются более вытянутыми, чем капли при тех же условиях и, соответственно, разрываются чаще, чем капли в сильных магнитных полях.

Необходимость верификации результатов теоретического и численного

изучения поведения включений в магнитную жидкость и высокая сложность экспериментов на основе традиционных подходов порождают поиск альтернативных путей. Так, для моделирования объема магнитной жидкости, содержащей газовой пузырек, можно использовать систему двух горизонтальных слоев жидкостей, верхний из которых имеет устойчивый разрыв слоя в виде правильного круга [10]. Наличие у разрыва слоя только двух границ – межфазной и свободной – позволяет ему деформироваться и перемещаться вдоль нижнего слоя без трения под действием сколь угодно малых сил.

Наиболее близким аналогом такой системы является «сухая ямка», возникающая при локальном нанесении капли поверхностно-активного вещества (ПАВ) на свободную поверхность тонкого слоя жидкости на твердой смачиваемой подложке [60, 61]. Создаваемое перепадом поверхностного натяжения осесимметричное концентрационно-капиллярное течение приводит к деформации поверхности жидкости в виде устойчиво растущей – пока не растворится ПАВ – «ямки». Если объем внесенного ПАВ достаточно велик, то «ямка», увеличиваясь в размерах, достигает твердой подложки и «осушает» ее часть. Завершение растворения ПАВ приводит к закрытию «ямки».

Численный анализ поведения подобной «сухой ямки» в слое магнитной жидкости миллиметровой толщины во внешнем продольном магнитном поле, выполненный в работе Самонова [62], показал, что «ямка» вытягивается вдоль поля с ростом его напряженности аналогично пузырьку воздуха в объеме магнитной жидкости. Полученная зависимость деформации «ямки» справедлива только при относительно слабых магнитных полях.

1.3. Неустойчивость свободной поверхности магнитной жидкости.

Неустойчивость свободной поверхности во внешнем магнитном поле представляет собой одно из наиболее ярких проявлений специфических свойств магнитной жидкости. При достижении некоторого критического значения H_c составляющей магнитного поля, ортогональной к свободной поверхности,

последняя становится неустойчивой по отношению к малым возмущениям [63]. Неустойчивость проявляется в формировании упорядоченной структуры в виде системы конических пиков, получившей название «цветок Розенцвейга» в честь первооткрывателя этого явления [64].

Появление подобной системы объясняется тем, что при деформации поверхности собственное (размагничивающее) поле жидкости под возникающими пиками снижается, а вблизи впадин увеличивается. Как результат, суммарная напряженность поля, определяемая действием сторонних источников и жидкости, под пиками возрастает, а вблизи впадин уменьшается. Вследствие этого, магнитная жидкость перетекает в область пространства, где напряженность выше [12]. Высота и форма пиков определяются условием равенства трех давлений: магнитного (с одной стороны), гидростатического и капиллярного (с другой стороны).

К настоящему времени неустойчивость Розенцвейга достаточно широко изучена теоретически и экспериментально [11, 29, 65]. Типичной для случая однородного вертикального магнитного поля является система пиков, образующих гексагональную пространственную структуру, однако в экспериментах наблюдались и другие порядки [66, 67]. Так, теоретически [68, 69] и экспериментально [70] был исследован переход от гексагональных структур к «квадратным» при напряженности поля, существенно отличающейся от пороговой, необходимой для возникновения рельефа на поверхности. Такой переход происходит, когда один пик или целый ряд пиков смещается вдоль одной из сторон гексагональной ячейки, уменьшая или увеличивая число ее вершин и образуя так называемый «пента-гепта дефект». Показано, что при изменении магнитного поля квазистатическим образом происходит переход от одной пространственной структуры к другой и обратно, причем этот переход имеет гистерезисный характер. В случае скачкообразного возрастания напряженности магнитного поля, напротив, всегда возникает гексагональная структура. Сравнение выборок волновых чисел, полученных при реализации структур обоих видов, позволяет сделать вывод, что

«квадратная» пространственная структура системы пиков является метастабильным состоянием, которое может быть индуцировано сжатием гексагональной структуры.

Подобные структуры различного порядка возникают и на поверхности магнитных жидкостей, помещенных в пространство с неоднородным магнитным полем [71]. В литературе также широко описаны и другие виды неустойчивости плоской поверхности магнитной жидкости в вертикальных полях: гребенчатая [72], эллиптическая и змеевидная [73], лабиринтная [74, 75]. Их возникновение обусловлено уменьшением энергии дальнедействующего магнитного межчастичного взаимодействия, которое приводит к формированию энергетически более выгодной конфигурации магнитной жидкости в виде несимметричных фигур равновесия. Условием для возникновения и развития подобных конфигураций является существование границы раздела магнитной и немагнитной фаз в тонком плоском слое. К одному из видов таких конфигураций относится и эллиптическая деформация капли магнитной жидкости в плоском слое в окружении немагнитной жидкости, рассмотренная в разделе 1.2.

Топологическая неустойчивость магнитной жидкости может быть хорошо показана на примере деформации в вертикальном магнитном поле капли, смачивающей либо несмачивающей твердую подложку [76]. Первоначальное изменение формы капли происходит аналогично случаю, рассмотренному в [46], однако при некотором критическом значении напряженности магнитного поля в основании капли появляется перемычка, которая затем развивается до тех пор, пока капля не распадется на две части, находящиеся на некотором расстоянии друг от друга. Как показал эксперимент, время распада зависит от свойств жидкости, определяющими из которых являются вязкость и угол смачивания. Отмечается также, что существует предельный объем капли, ниже которого ее неустойчивость и последующий распад не наблюдаются.

Наряду с распадом капель значительное внимание также было уделено распаду тонких пленок магнитной жидкости (≤ 50 мкм), расположенных

твердой подложке [77], либо внутри некоторого объема несмешивающейся жидкости [78], а также на поверхности более плотной несмешивающейся жидкости [79]. Экспериментально показано, что в однородном вертикальном магнитном поле такие пленки распадаются на отдельные капли, образующие упорядоченные структуры, волновое число которых растет с увеличением напряженности поля.

Влияние вертикального магнитного поля на достаточно толстые (≥ 3 мм) слои магнитной жидкости, как правило, ограничивается их деформацией с образованием гексагонального рельефа либо системы параллельных ребер [80, 81]. Использование жидкой подложки для подобных слоев позволило бы им деформироваться одновременно с двух сторон вплоть до распада на капли.

Еще в работе [64] были описаны результаты экспериментов в вертикальном магнитном поле с феррожидкостью, расположенной поверх слоя более тяжелой либо под слоем более легкой немагнитной несмешивающейся жидкости (воды). Развитие неустойчивости наблюдалось в виде формирования системы пиков феррожидкости, пронзающих слой контактирующей немагнитной жидкости. Исследование было существенно осложнено из-за непрозрачности части жидкостей, используемых в эксперименте. Подобный эффект наблюдался и при нанесении тонкой пленки магнитной жидкости на органической основе на поверхность воды в открытом стакане и включении поля, перпендикулярного поверхности [29]. Процесс разрушения пленки был облегчен благодаря жидкой подложке и сопровождался интенсивным отталкиванием возникающих капель с разбрызгиванием их из стакана.

Задача о неустойчивости слоя магнитной жидкости конечной толщины, окруженного сверху и снизу жидкой средой и, соответственно, имеющего свободно деформируемые границы, была рассмотрена теоретически в [82]. Получено дисперсионное уравнение для волновых возмущений в линейном приближении, условия возникновения неустойчивости описаны в виде функции плотности и поверхностного натяжения контактирующей среды. В [83]

экспериментально показано, что в вертикальном магнитном поле быстрее всего развивается неустойчивость на межфазной границе в случае, когда слой магнитной жидкости располагается поверх немагнитной. Отметим, что в данной работе возникновение неустойчивости слоя не сопровождалось его разрушением на отдельные структуры. Как и в [64] наблюдение велось со стороны верхней, свободной поверхности слоя, поэтому изучение эволюции рельефа межфазной поверхности было значительно осложнено.

Стоит отметить экспериментальное исследование деформации тонкого слоя феррожидкости на твердой подложке в вертикальном однородном магнитном поле, выполненное в [76]. В этой работе амплитуда возмущений свободной поверхности достигала – при некотором критическом значении намагниченности – дна рабочей кюветы, соответственно, нарушалась топология изначально сплошного слоя. Подобный уровень деформации достигался за счет больших значений напряженности магнитного поля (из области нелинейного участка кривой намагничивания феррожидкости).

В [83] на основе линейной теории проведено исследование устойчивости горизонтальных слоев/пленок магнитной жидкости в ортогональном однородном магнитном поле в широком диапазоне параметров. Достигнуто хорошее согласие результатов расчета с данными нашего эксперимента по определению критических значений напряженности магнитного поля и их зависимости от толщины слоя магнитной жидкости. Показано, что наиболее сильная зависимость наблюдается для слоев толщиной менее 0.3 мм, для которых возможно нарушение сплошности. Слои толщиной более 0.3 мм испытывали неустойчивость свободной поверхности в виде системы пиков, причем толщина слоя слабо влияла на критическое значение напряженности поля. Зависимость волнового числа наиболее опасного возмущения от толщины слоя практически отсутствует. Отмечается, что пространственная периодичность возникающей неустойчивости определяется соотношением скорости нарастания напряженности поля и инкремента возмущений. С увеличением вязкости магнитной жидкости инкремент уменьшается, что

приводит к уменьшению длины волны возмущения.

Расширение диапазона толщин слоя магнитной жидкости, разрушаемого вертикальным однородным магнитным полем, предложено в работе Раннахера и Энгеля [84], в которой рассмотрен горизонтальный слой феррожидкости, зажатый между двумя немагнитными жидкостями, образуя так называемую «сэндвич-структуру». Линейный и слабо нелинейный анализ неустойчивости такой структуры показал, что энергия системы минимальна при некоторой амплитуде возмущений обеих межфазных поверхностей слоя феррожидкости. В частности, при соответствующих физико-химических параметрах используемых жидкостей на обеих межфазных поверхностях возможно возникновение неустойчивости Розенцвейга таким образом, чтобы деформация одной из них влияла на деформацию другой. В результате взаимодействия обеих искривленных поверхностей слой магнитной жидкости разрушается с образованием структуры в виде островов, не связанных друг с другом. Используя параметры реальных жидкостей, предложены оценки требуемой толщины слоя и напряженности магнитного поля для наблюдения описанного эффекта в эксперименте.

1.4. Выводы.

Выполненный обзор литературы подтвердил сохранение значительного интереса к ряду направлений исследований поведения магнитной жидкости, наиболее близких к тематике диссертационной работы. К ним относятся:

- развитие неустойчивости свободной и межфазной поверхностей магнитной жидкости с последующим формированием капельных структур;
- деформация капель и пузырьков в феррожидкости под действием магнитного поля, разработка методов ее измерения.

Обзор позволил выявить вопросы, оставшиеся открытыми. Так, требуют верификации результаты теоретического изучения влияния тангенциально направленного магнитного поля на разрыв тонкого горизонтального слоя магнитной жидкости. Отсутствуют экспериментальные данные о деформации

горизонтального слоя феррожидкости с двумя межфазными границами в ортогональном магнитном поле. Исследования пространственных структур связаны в основном с системами капель, возникающих при распаде слоев магнитной жидкости, толщиной не превышающих одного миллиметра. Совершенно неизученной остается специфика отклика горизонтального слоя феррожидкости с устойчивым разрывом на действие магнитного поля.

Поиск ответов на эти вопросы и стал основной темой диссертационной работы.

ГЛАВА 2

ДЕФОРМАЦИЯ УСТОЙЧИВОГО РАЗРЫВА ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЛОЯ ФЕРРОЖИДКОСТИ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Глава посвящена экспериментальному изучению эволюции разрыва горизонтального слоя феррожидкости, расположенного на жидкой подложке, под действием однородного тангенциально направленного магнитного поля.

В разделе 2.1 определены условия возникновения и существования устойчивого разрыва слоя феррожидкости, исследовано влияние различных физико-химических свойств используемой пары жидкостей на критические параметры разрыва.

В разделе 2.2 изложены результаты изучения деформации горизонтального слоя феррожидкости с разрывом под действием тангенциального магнитного поля, проведено сравнение с данными теоретического исследования поведения разрыва тонкого слоя феррожидкости на твердой подложке в продольном магнитном поле.

В разделе 2.3 выполнен сравнительный анализ деформации газовых пузырьков в объеме феррожидкости и устойчивых разрывов ее горизонтального слоя под действием магнитного поля.

2.1. Условия существования устойчивого разрыва слоя феррожидкости.

2.1.1. Экспериментальная установка и методика эксперимента.

Согласно работе [10] условием формирования устойчивого разрыва слоя жидкости на жидкой подложке является удовлетворение верхней жидкости следующим требованиям: а) она должна смачивать стенки кюветы; б) быть менее плотной, чем нижняя жидкость; в) иметь, по сравнению с ней, большее поверхностное натяжение. С учетом этих требований в качестве жидкости верхнего слоя использовалась магнитная жидкость, представлявшая собой

коллоидный раствор наночастиц магнетита в керосине, а для подложки был выбран перфтороктан C_8F_{18} . Для выяснения особенностей формирования устойчивых разрывов в слое феррожидкости также были выполнены опыты с авиакеросином марки ТС-1 и дистиллированной водой, для которой в качестве подложки наряду с перфтороктаном использовался четыреххлористый углерод CCl_4 . Физико-химические данные выбранных жидкостей приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Физико-химические параметры используемых жидкостей

Жидкость	Плотность ρ , г/см ³	Поверхностное натяжение σ , дин/см	Динамиче- ская вязкость η , сПз	Магнитная восприим- чивость, χ_0
Керосин ТС-1	0.82	26.0	1.8*	–
ФЖ № 1	1.37	28.0	15.0	5.2
ФЖ № 2	1.37	25.0	23.0	2.0
ФЖ № 3	1.37	23.5	6.0	7.0
Вода дистиллированная	1.00	71.2*	0.9*	–
C_8F_{18}	1.76	15.8	0.8	–
CCl_4	1.59	26.8*	0.8*	–

* По данным [85]

В эксперименте были использованы феррожидкости ФЖ № 1 и ФЖ № 2, имевшие равную плотность, но различную начальную магнитную восприимчивость χ_0 , поверхностное натяжение σ и динамическую вязкость η . Для измерения поверхностного натяжения керосина и феррожидкости был применен пузырьковый тензиометр ВРА-800 Р. Для измерения вязкости использовался ротационный вискозиметр Брукфильда DV-IV+Pro.

В качестве экспериментальных кювет выбран набор коротких вертикальных цилиндров с внутренним диаметром D от 19.8 до 92.6 мм,

изготовленных из боросиликатного стекла фирмы JENAerGLAS. В ходе опыта в кювете создавалась двухслойная система жидкостей, верхний слой которой затем разрывался с помощью кратковременной деформации его свободной поверхности узконаправленным потоком воздуха, выдуваемым через иглу медицинского шприца. Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 2.1. Исходная толщина разрываемого слоя 3 рассчитывалась по массе жидкости $h = m/(\rho S)$, где m – масса жидкости, ρ – ее плотность, $S = \pi D^2 / 4$ – площадь кюветы. Для измерения массы жидкости использовались электронные весы AnD EK 610i 4 с ценой деления 0.01 г. Толщина слоя феррожидкости, определенная подобным образом, варьировалась от 2 до 4 мм, а толщина жидкой подложки 2 – от 10 до 15 мм. Опыты выполнены при температуре жидкостей и окружающей среды $(23 \pm 1)^\circ\text{C}$.

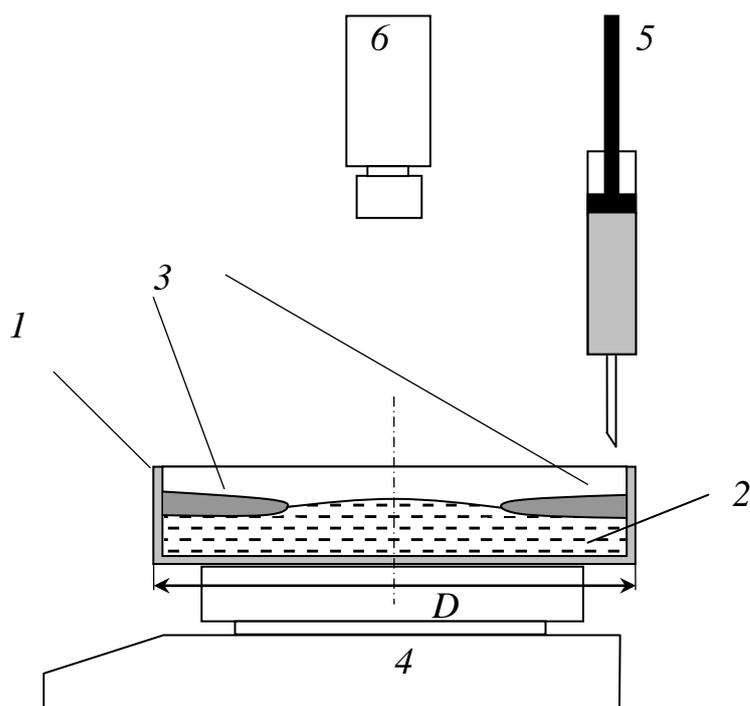


Рисунок 2.1 – Схема экспериментальной установки: 1 – кювета, 2 – слой перфтороктана, 3 – слой феррожидкости с разрывом, 4 – электронные весы, 5 – шприц, 6 – видеочамера

В эксперименте кювета устанавливалась на весы, после чего в ней создавалась система жидкостей, которая заполняла кювету примерно

наполовину по высоте. В этом случае при возникновении разрыва мениск верхнего слоя свободно перемещался вдоль стенки кюветы одновременно с подъемом уровня жидкости (соответственно, изменение формы поверхности слоя было связано только с образованием разрыва). После создания разрыва кювета закрывалась стеклом для уменьшения испарения жидкостей. Слой с разрывом фотографировался сверху аналоговой видеокамерой с частотой съемки 25 кадров/с. Для упрощения настройки видеокамеры и первичного анализа изображения под кюветой располагался лист миллиметровой бумаги (рисунок 2.2 *а*).

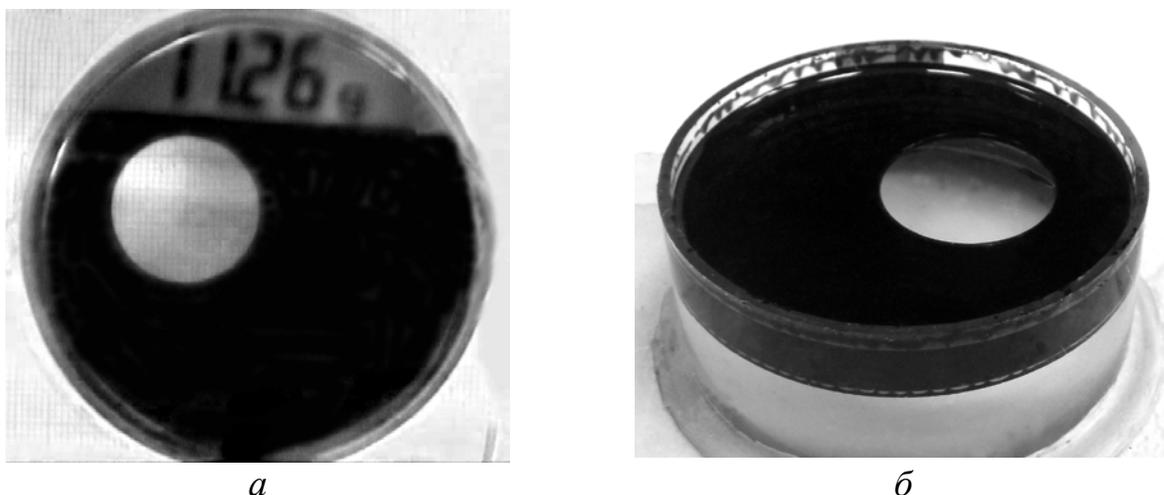


Рисунок 2.2 – Экспериментальная кювета с $D = 61.3$ мм: *а*) вид сверху; *б*) вид сбоку

2.1.2. Результаты.

Сложный состав феррожидкости способен существенно изменить характер смачивания ею стенок кюветы по сравнению с гомогенными жидкостями, что, в свою очередь, может отразиться на геометрических параметрах устойчивого разрыва. С целью выявления возможной специфики феррожидкости как жидкости верхнего слоя были получены зависимости диаметра d возникавшего разрыва от толщины исходного слоя h для керосина, феррожидкости № 2 и воды на подложке из C_8F_{18} (соответственно, кривые 1–3 на рисунке 2.3), а также для воды на CCl_4 (кривая 4).

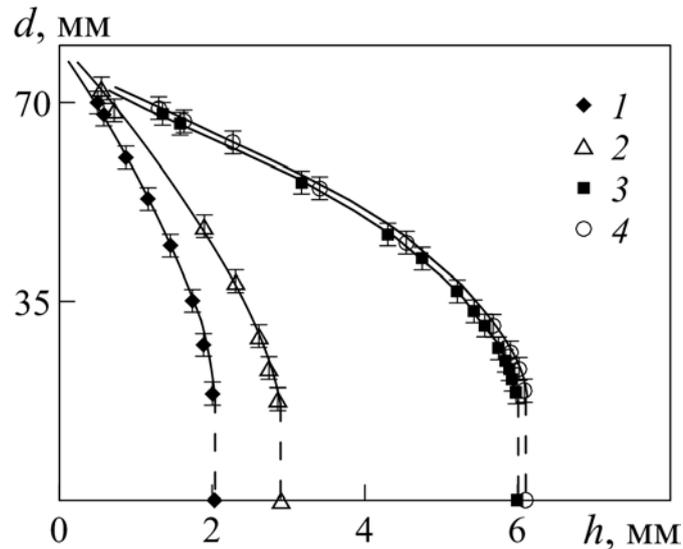


Рисунок 2.3 – Зависимость диаметра разрыва от начальной толщины верхнего слоя жидкости для различных пар жидкостей: керосин – C_8F_{18} (1), ФЖ № 2 – C_8F_{18} (2), H_2O – C_8F_{18} (3) и H_2O – CCl_4 (4); $D = 75$ мм

Все зависимости $d = f(h)$ получены путем доливания феррожидкости в слой с уже существующим разрывом. Такой подход позволяет снизить уровень возмущений слоя при изменении его толщины и избежать досрочного закрытия разрыва вблизи порога неустойчивости. Сравнение кривых показывает, что поведение разрыва слоя феррожидкости является типичным для двухслойных систем, у которых верхняя жидкость имеет бóльшее поверхностное натяжение, чем нижняя. Так, с ростом толщины слоя диаметр разрыва феррожидкости монотонно уменьшается вплоть до схлопывания последнего пороговым образом при $h = h_{\max}$ (и соответствующем $d = d_{\min}$).

Из сравнения кривых 1–3 хорошо видно, что максимальная толщина слоя h_{\max} возрастает по мере увеличения разности поверхностного натяжения $\Delta\sigma$ жидкостей, создающих двухслойную систему ($\Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1$, где σ_1 и σ_2 , соответственно, поверхностное натяжение подложки и верхнего слоя относительно воздуха). В то же время зависимости $d = f(h)$ для воды на перфтороктане и на четыреххлористом углероде (кривые 3 и 4) практически совпадают, что противоречит выводу о пропорциональности h_{\max} перепаду

поверхностного натяжения, сделанному в [10] ($\Delta\sigma$ для системы $\text{H}_2\text{O} - \text{C}_8\text{F}_{18}$ на четверть превышает $\Delta\sigma$ для $\text{H}_2\text{O} - \text{CCl}_4$). Причиной этого является распространение по поверхности воды тонкой пленки жидкости-подложки, поскольку последняя выступает в качестве поверхностно-активного вещества (ПАВ) по отношению к воде благодаря большой разнице поверхностных натяжений. Формирование пленки ведет к значительному снижению поверхностного натяжения воды в области разрыва.

Подобная пленка перфтороктана хорошо видна и на поверхности феррожидкости, однако она занимает существенно меньшую площадь, располагаясь непосредственно вблизи границы разрыва. Оценки, выполненные в [91], показывают, что перфтороктан заметно снижает поверхностное натяжение жидкости верхнего слоя только при $\Delta\sigma$ свыше 20 дин/см. Для системы «феррожидкость– C_8F_{18} » $\Delta\sigma \sim 10$ дин/см – соответственно, влиянием поверхностно-активных свойств перфтороктана на величину критических параметров разрыва слоя феррожидкости можно пренебречь.

Для выяснения специфики, связанной с выбором в качестве верхнего слоя жидкостей с малым поверхностным натяжением, можно сравнить зависимости диаметра стационарного разрыва от начальной толщины слоя феррожидкости (рисунок 2.5, *а*) и воды (рисунок 2.5, *б*) на C_8F_{18} , заполняющих кюветы различного диаметра. Как следует из сравнения, зависимости $h = f(D)$ для феррожидкости и воды практически подобны. Наиболее сильно снижение σ_2 сказывается только в области $h \rightarrow h_{\max}$. Этот вывод подтверждается при рассмотрении критических параметров (h_{\max} и d_{\min}) устойчивого разрыва слоя для ряда жидкостей на различных подложках в зависимости от диаметра кюветы (рисунок 2.6). Отсутствие зависимости h_{\max} от D для керосина и обеих феррожидкостей (кривые 1–3 на рисунке 2.6, *а*) связано с их малым поверхностным натяжением и, соответственно, с их малым капиллярным радиусом, что ограничивает влияние капиллярной деформации поверхности верхнего слоя относительно небольшой областью (по сравнению со всей площадью слоя) даже для кювет малого диаметра.

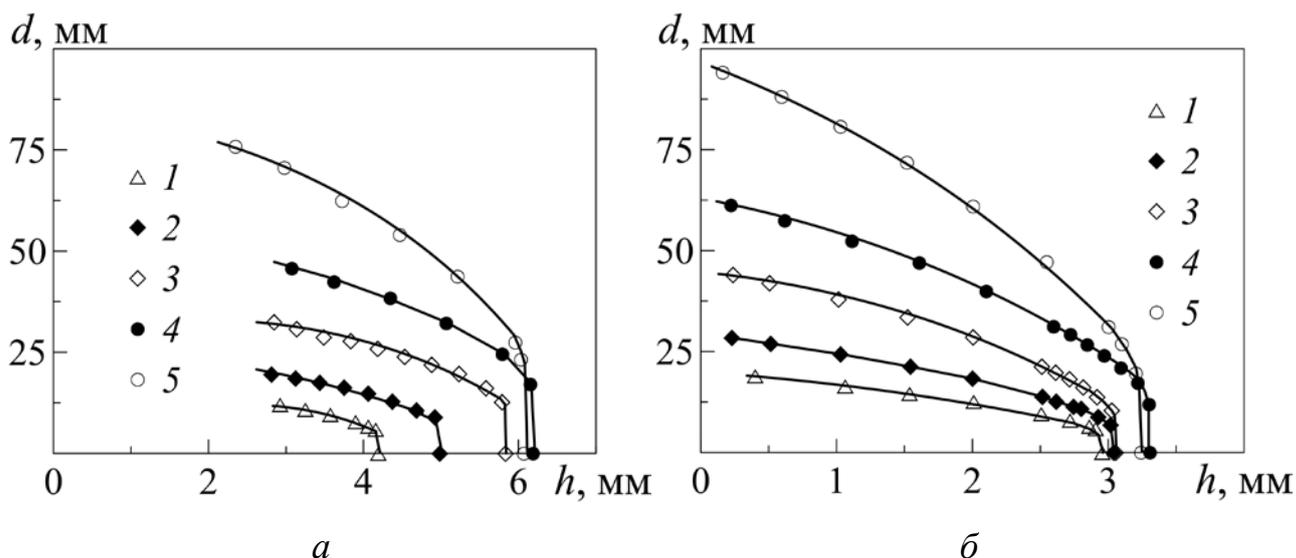


Рисунок 2.5 – Зависимость диаметра разрыва от начальной толщины верхнего слоя воды (а) и ФЖ № 1 (б) на C_8F_{18} . Диаметр кюветы D , мм: 19.8 (1); 28.5 (2); 42.8 (3); 59.4 (4); 92.6 (5)

Представляет интерес зависимость минимального диаметра разрыва слоя от диаметра кюветы (рисунок 2.6, б). Различие в величине d_{\min} для разных пар жидкостей составляет всего 1 мм для кюветы $D = 19.8$ мм, достигая 5 мм при $D = 92.6$ мм, т.е. изменяется пропорционально длине линии контакта жидкости с боковой поверхностью кюветы. Таким образом, можно сделать вывод, что различие в величине d_{\min} определяется краевым углом смачивания стекла, слабо различающимся для всех жидкостей, используемых для создания верхнего слоя.

Отметим, что в отличие от зависимостей $h_{\max} = f(D)$, кривая $d_{\min} = f(D)$ для керосина проходит выше аналогичных кривых для феррожидкостей. Наиболее вероятной причиной этого является высокая погрешность (~ 1 мм) в измерении d_{\min} для слоев керосина, обусловленная их малой толщиной и высокой прозрачностью (в отличие от феррожидкости), а также малым перепадом поверхностного натяжения с жидкостью подложки (последнее обстоятельство ведет к слабо выраженному переходу от слоя керосина к перфтороктану).

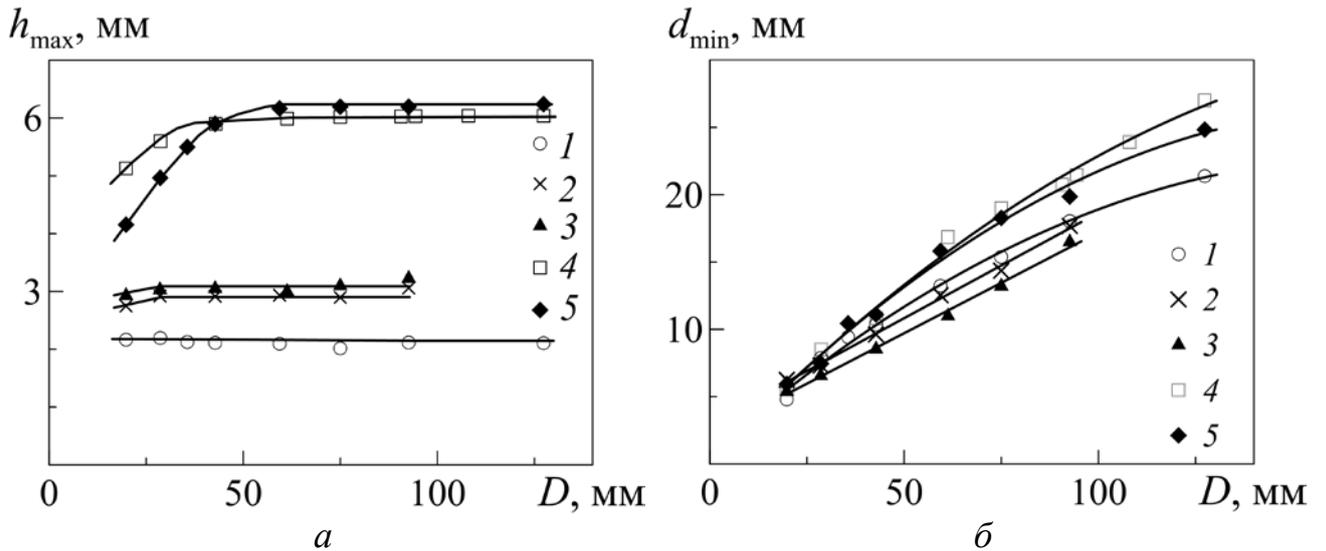


Рисунок 2.6 – Зависимости максимальной толщины слоя (a) и минимального диаметра разрыва слоя (b) от диаметра кюветы для керосина (1), ФЖ № 2 (2) и № 1 (3), воды (4) на C_8F_{18} , а также воды (5) на CCl_4

На рисунке 2.7 приведена зависимость относительной площади разрыва $S_R = s/S$ от толщины слоя для используемых феррожидкостей (s – площадь разрыва). Как показывают измерения, графики указанной зависимости, полученные для кювет различного диаметра для каждой феррожидкости в отдельности, совпадают, поэтому экспериментальная кривая приводится только для одной кюветы.

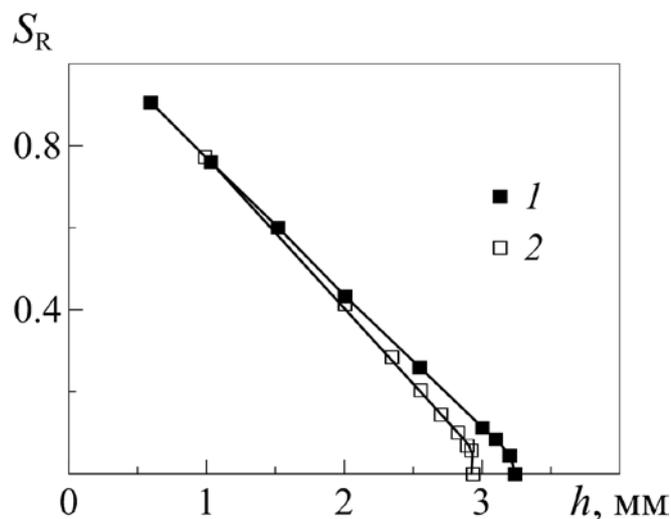


Рисунок 2.7 – Зависимость относительной площади разрыва S_R от толщины слоя феррожидкости в кювете $D = 59.4$ мм для ФЖ № 2 (1) и № 1 (2)

Из рисунка видно, что зависимость $S_R = f(h)$ имеет линейный вид во всем интервале h , для которых существует разрыв, кроме области вблизи h_{\max} , в которой отклонение от линейной зависимости увеличивается с уменьшением D , как и в случае гомогенных жидкостей [86]. Расхождение в этой области кривых, полученных для разных феррожидкостей, обусловлено различием в их поверхностном натяжении, что может быть использовано для оценки области влияния капиллярных эффектов на границе разрыва.

2.2. Устойчивый разрыв горизонтального слоя феррожидкости в продольном магнитном поле.

Включение магнитного поля, тангенциально направленного к свободной поверхности феррожидкости, должно приводить к возникновению объемной ponderomotorной силы. Ее появление обусловлено локальным изменением магнитного поля в феррожидкости в окрестности устойчивого разрыва, который играет в этом случае роль немагнитной полости. Под действием этой силы разрыв может деформироваться, превратившись, например, в эллипс, вытянутый вдоль поля [62].

2.2.1. Методика эксперимента.

В эксперименте использовались ФЖ № 1 и ФЖ № 2 (см. табл. 1). Кривые намагничивания этих жидкостей, а также ФЖ № 3 приведены на рис.2.8.

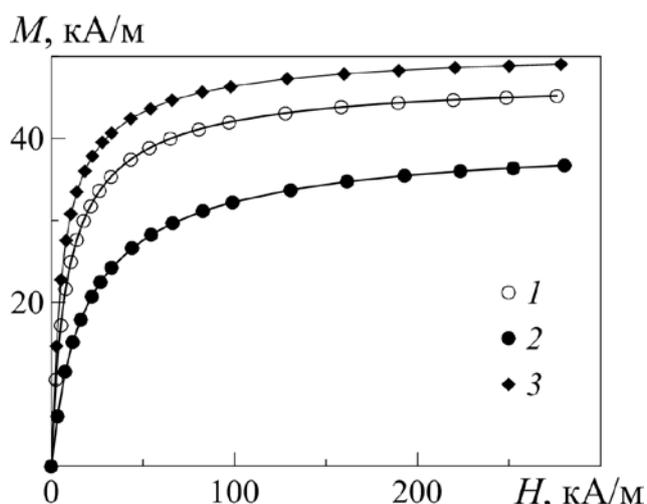


Рисунок 2.8 – Кривые намагничивания для ФЖ № 1 (1), ФЖ № 2 (2) и ФЖ № 3 (3)

Двухслойная система жидкостей заполняла кювету *1* (рисунок 2.9) в форме короткого вертикального цилиндра, изготовленного из стекла. Внутренний диаметр кюветы $D = 42 \div 89$ мм. В качестве жидкой подложки *2* выбран перфтороктан C_8F_{18} .

Кювета помещалась на горизонтальную площадку, которая располагалась между двумя катушками Гельмгольца *4* вдоль их оси симметрии. Характеристики катушек: диаметр колец 180 мм, расстояние между ними 75 мм, толщина провода 1 мм, число витков 321. Величина магнитного поля, создаваемого катушками, регулировалась с помощью стабилизирующего источника питания GPR – 7550 D. Относительное распределение продольной компоненты напряженности поля в плоскости, проходящей через центр кюветы нормально к оси симметрии катушек Гельмгольца, приведено на рисунке 2.10. Для кювет максимального радиуса относительная неоднородность поля не превышала 3 % вдоль него и 6 % в ортогональном направлении.

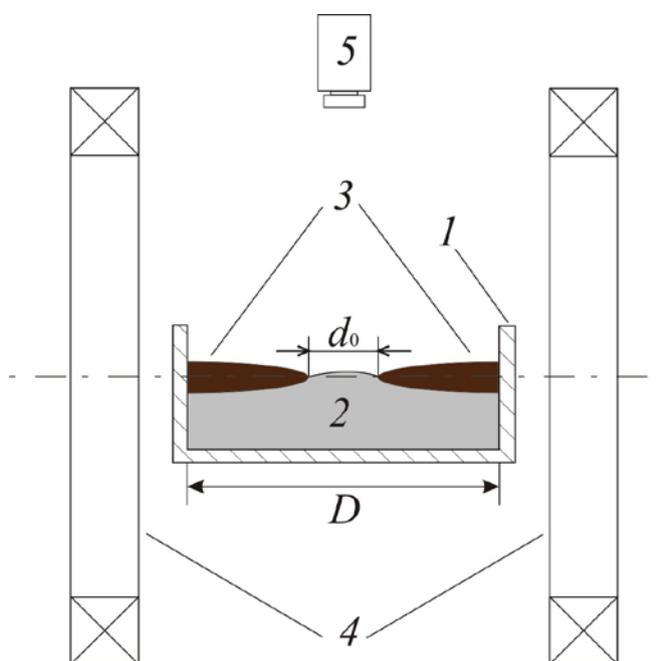


Рисунок 2.9 – Схема экспериментальной установки: *1* – экспериментальная кювета цилиндрической формы; *2* – перфтороктан; *3* – феррожидкость; *4* – катушки Гельмгольца; *5* – видеокамера

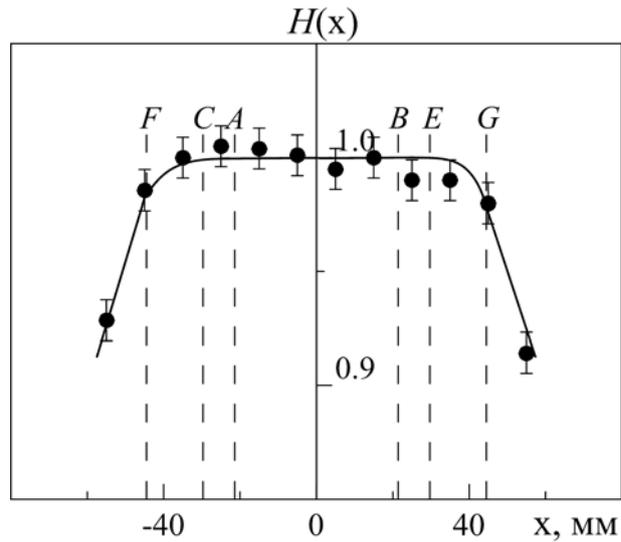


Рисунок 2.10 – Распределение относительной напряженности магнитного поля в плоскости, нормальной к оси симметрии катушек Гельмгольца. Границы используемых в эксперименте кювет обозначены на графике прямыми $AB = 42.8$ мм, $CE = 59.4$ мм, $FG = 89.0$ мм

Измерение массы жидкости и, соответственно, начальной толщины верхнего слоя проводилось путем взвешивания на электронных весах шприца с феррожидкостью до и после ее заливки в кювету.

В опытах исходная толщина слоя феррожидкости варьировалась от 1 мм до 5 мм. Толщина жидкой подложки составляла от 10 до 20 мм. Как и ранее (см. раздел 2.1), разрыв слоя феррожидкости создавался узконаправленной струей воздуха из шприца.

Изображение кюветы регистрировалось видеокамерой 5, установленной над системой катушек. В поле кадра дополнительно выводилась информация о силе тока, протекающего через обмотки катушки.

2.2.2. Результаты.

Включение тангенциального магнитного поля действительно вызвало изменение формы разрыва слоя с правильного круга на эллипс, вытянутый вдоль поля, с его одновременным смещением от центра к периферии кюветы (рисунок 2.11, *a* и *б*). Смещение происходило случайным образом либо вдоль

поля, либо в противоположном направлении (однако в обоих случаях – в направлении снижения его напряженности H). Отметим, что ранее подобная деформация свободных пузырьков и их движение в объеме феррожидкости под действием магнитного поля были описаны в [31, 55, 57, 58]. Дальнейшее увеличение напряженности поля привело к изменению формы разрыва с эллиптической на каплевидную вследствие его подхода к стенке полости (рисунок 2.11, *в*) и последующему схлопыванию (при достаточно малых начальных диаметрах разрыва). Если разрыв имел большой начальный размер (рисунок 2.11, *г*), то он, вытягиваясь, упирался в стенки кюветы (рисунок 2.11, *д*). Свободные границы становились при этом почти параллельными направлению поля и придавали разрыву форму трапеции (рисунок 2.11, *е*) [90].

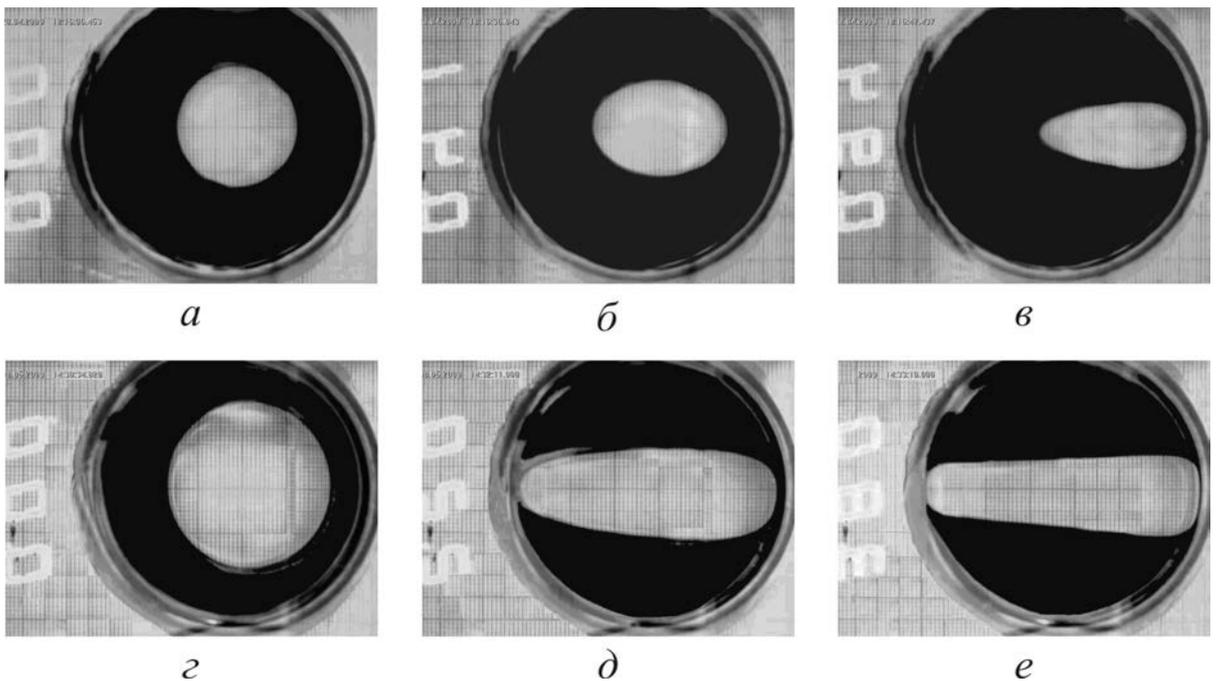


Рисунок 2.11 – Изменение формы разрыва слоя феррожидкости в тангенциальном магнитном поле. Напряженность поля H , кА/м: 0 (*а*), 0.9 (*б*), 2.0 (*в*), 0 (*г*), 5.0 (*д*), 8.0 (*е*); $D = 59.4$ мм. ФЖ № 1 (*а–в*), ФЖ № 2 (*г–е*)

На рисунке 2.12 представлены зависимости длины большой и малой осей разрыва, обозначенных как a и b и измеренных соответственно вдоль и поперек

направления магнитного поля, от его напряженности. Вертикальными штрихпунктирными линиями на рисунке разграничены области различных форм разрыва: участок $0 < H < H_I$ соответствует разрыву в виде эллипса; участок $H_I < H < H_{II}$ – плавному переходу разрыва от эллипса к "капле" или "трапеции"; участок $H_{II} < H < H_{III}$ – трапециевидной форме разрыва. Горизонтальными штриховыми линиями отмечены границы возможных размеров устойчивого разрыва в отсутствии поля – от минимально диаметра d_{\min} до внутреннего диаметра кюветы D .

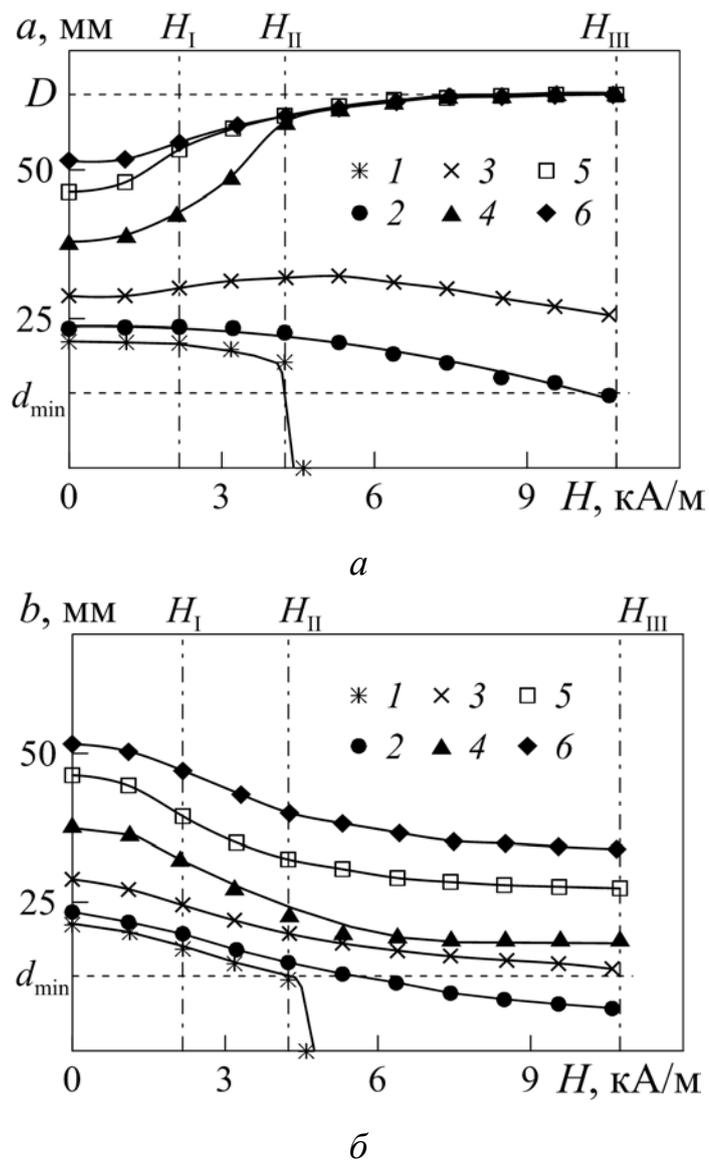


Рисунок 2.12 – Зависимости длины большой (a) и малой (b) осей разрыва слоя ФЖ № 2 от напряженности магнитного поля. Начальный диаметр разрыва слоя d_0 , мм: 21.2 (1), 23.3 (2), 28.8 (3), 38.0 (4), 46.3 (5), 51.3 (6); $D = 59.4$ мм

Измерения показали, что характер деформации разрыва слоя феррожидкости под действием магнитного поля определяется отношением начального диаметра d_0 разрыва к диаметру кюветы. Если $d_0/D < 0.5$, то деформация разрыва по мере роста напряженности поля сводилась сначала к поперечному сжатию (рисунок 2.12., б, кривые 1–3), а затем – при достижении разрывом каплевидной формы – к сокращению его продольного размера (рисунок 2.12, а, кривые 1–3). При приближении последнего к минимально возможному диаметру, происходило схлопывание разрыва. Отметим, что к этому моменту поперечный размер разрыва оказывался существенно меньше d_{\min} . Особенным являлось поведение разрывов с диаметром, изначально близким к минимальному. Такие разрывы смыкались значительно раньше – как только их поперечный размер приближался к d_{\min} , (рисунок 2.12, б, кривая 1).

При $d_0/D \geq 0.5$ характер деформации значительно изменялся. Хотя, как и ранее, поперечный размер разрыва с появлением поля монотонно убывал (рисунок 2.12, б, кривые 4–6), его продольный размер, напротив, начинал интенсивно увеличиваться: разрыв достигал стенки кюветы и, в конечном итоге, отеснял от нее даже пристеночный мениск (рисунок 2.12, а, кривые 4–6). Отметим, что с увеличением диаметра кюветы поведение зависимостей $a(H)$ и $b(H)$ становится более выраженным.

Для характеристики формы разрыва используем его эксцентриситет $e = \sqrt{a^2 - b^2} / a$ [96]. Результаты измерений показали, что эксцентриситет слабо зависит от начального диаметра разрыва, но достаточно сильно от напряженности приложенного поля вплоть до $H \sim 4$ кА/м (рисунок 2.13). Из рисунка 2.12 хорошо видно, что при этой напряженности завершается перестройка формы разрыва, эксцентриситет приближается к максимальному значению ($\sim 0.8 \div 0.9$) и его дальнейшее увеличение происходит очень медленно.

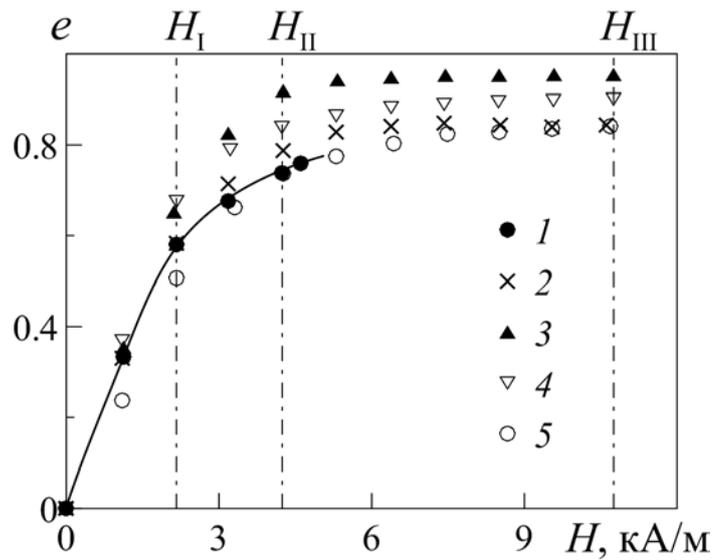


Рисунок 2.13 – Зависимость эксцентриситета разрыва слоя ФЖ № 2 от напряженности магнитного поля для кюветы диаметром $D = 59.4$ мм. Начальный диаметр разрыва слоя d_0 , мм: 21.2 (1), 28.8 (2), 38.0 (3), 46.3 (4), 51.3 (5)

Необходимо указать, что в отличие от зависимости $e(H)$ зависимость $e(h)$ нелинейна и имеет максимум при $d_0 = 0.6 D$ (рис. 2.14).

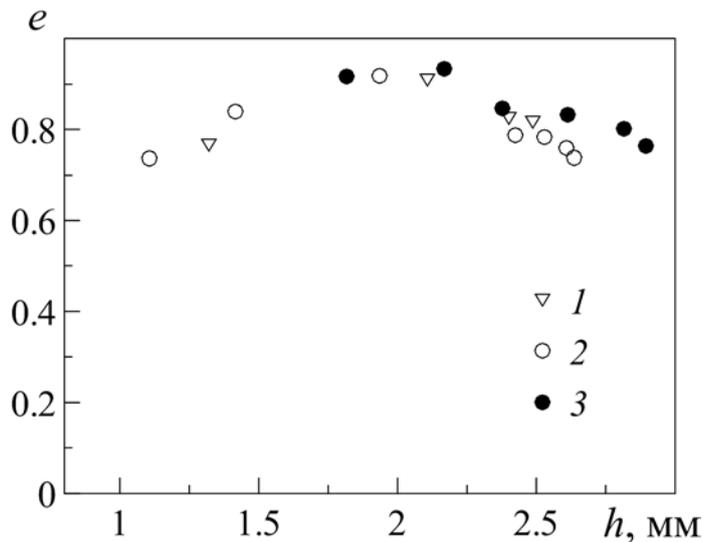


Рисунок 2.14 – Зависимость эксцентриситета разрыва от толщины слоя h ФЖ № 2 при $H = 4.2$ кА/м (H_b) для кювет различного диаметра D , мм: 42.8 (1), 59.4 (2), 92.6 (3)

Как следует из рисунка 2.7 относительная площадь устойчивого разрыва линейно зависит от толщины слоя феррожидкости за исключением области вблизи h_{\max} . При включении тангенциального магнитного поля эта зависимость сохраняет свой вид, несмотря на изменение формы разрыва (рисунок 2.15). Так как феррожидкость является суперпарамагнетиком, то ее объем выстраивается вдоль магнитного поля с уменьшением площади своего сечения в этом направлении [38, 48].

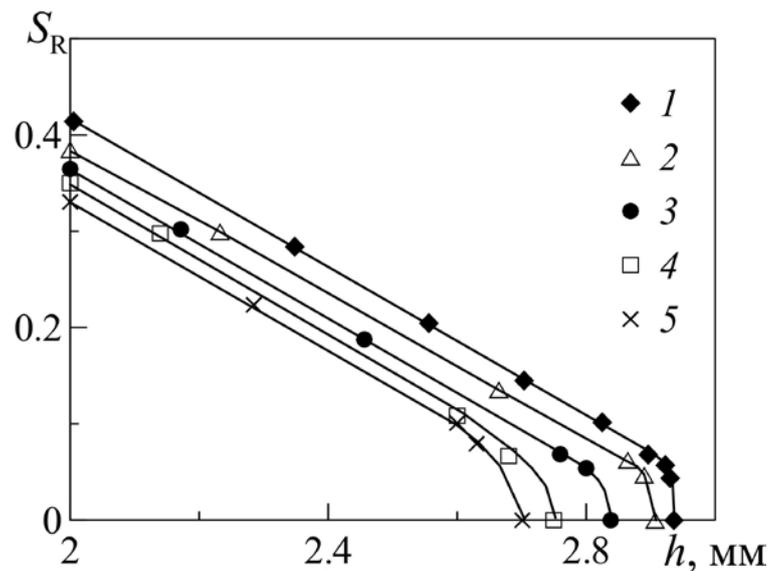


Рисунок 2.15 – Зависимость относительной площади разрыва от толщины слоя при напряженности поля H , кА/м: 0 (1), 3.2 (2), 6.4 (3), 8.5 (4), 10.6 (5) ФЖ № 2

Следствием такого перераспределения в нашем случае является снижение толщины слоя за счет заполнения разрыва феррожидкостью при увеличении напряженности магнитного поля, что ведет к уменьшению площади разрыва (рисунок 2.16). Кроме того, действие магнитного поля, вызывающего уменьшение толщины слоя феррожидкости, эквивалентно увеличению уровня гравитации, играющей роль дестабилизирующего фактора в устойчивости стационарного разрыва. Соответственно, с ростом напряженности поля разрыв должен смыкаться при меньших h_{\max} и больших d_{\min} (в данном случае за d_{\min} понимается диаметр круга, имеющего равную площадь с существующим

разрывом). Это предположение подтверждается поведением экспериментальных зависимостей указанных критических параметров от напряженности магнитного поля (рисунок 2.17, для нормировки параметров использованы их значения в отсутствие поля). Отметим, что перегиб кривой 1 соответствует моменту достижения разрывом стенки кюветы.

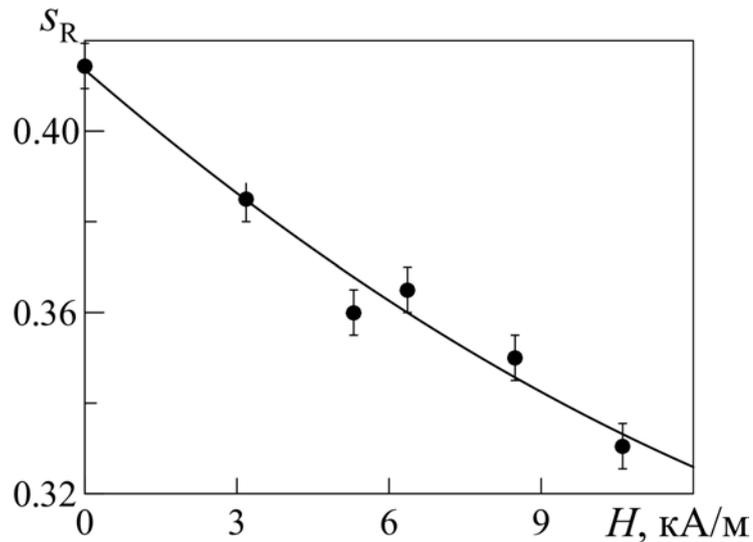


Рисунок 2.16 – Зависимость относительной площади разрыва S_R от напряженности магнитного поля при исходной толщине слоя $h = 2.0$ мм для кюветы $D = 59.4$ мм

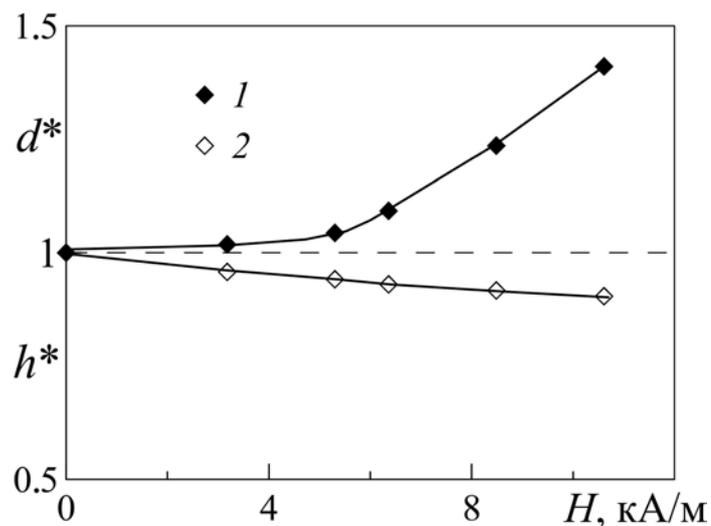


Рисунок 2.17 – Изменение относительной максимальной толщины слоя $h^* = h_{\text{max}}/h_{\text{max0}}$ (кривая 1) и относительного минимального диаметра разрыва $d^* = d_{\text{min}}/d_{\text{min0}}$ (кривая 2) с ростом H . $D = 59.4$ мм, $h_{\text{max0}} = 2.9$ мм; $d_{\text{min0}} = 12.4$ мм

В работе [62] для описания изменения формы разрыва тонкого бесконечного слоя феррожидкости на твердой подложке под действием тангенциально направленного магнитного поля предложено следующее уравнение:

$$\frac{d_0 \sqrt{c^4 + 4d_0^4}}{(c^2 + \sqrt{c^4 + 4d_0^4})^{5/4}} \cdot \left[1 - \frac{\chi}{2 + \chi} \left(\frac{2d_0^2}{2d_0^2 + c^2} \right) \right] = 1.68 \frac{\sqrt{\sigma}}{H_0 \sqrt{\mu_0 \chi}}; \quad (2.1)$$

здесь d_0 – диаметр разрыва в отсутствие поля, c – расстояние между фокусами разрыва в форме эллипса, $c = 0.5\sqrt{a^2 - b^2}$, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м, H – напряженность магнитного поля. Это уравнение написано в предположении постоянства площади разрыва и слабых магнитных полей ($H \leq 1$ кА/м), при которых магнитная восприимчивость не зависит от напряженности поля. Результаты численного решения для случая ФЖ № 2 приведены на рисунке 2.18 наряду с экспериментальными данными, полученными для деформации разрыва слоя на жидкой подложке. Их сопоставление становится возможным благодаря совпадению условий численного и физического эксперимента. В частности, за счет малых поверхностных натяжений феррожидкости и перфтороктана, а также большого перепада их плотностей, слой феррожидкости оказывается тонким, а жидкая подложка в разрыве – почти недеформированной. Несмотря на сходный характер условий, из рисунка 2.18 хорошо видно, что количественное сопоставление данных возможно, как и ожидалось, только в области малых ($H \sim 2$ кА/м) напряженностей поля, при которых разрыв сохраняет форму эллипса, а изменение его относительной площади невелико.

В завершение раздела отметим важную роль магнитной восприимчивости феррожидкости, величина которой существенно влияет на деформацию разрыва [91]. На рисунке 2.19 представлено изменение относительной площади разрыва слоя под влиянием тангенциально направленного магнитного поля для двух феррожидкостей с различной магнитной восприимчивостью.

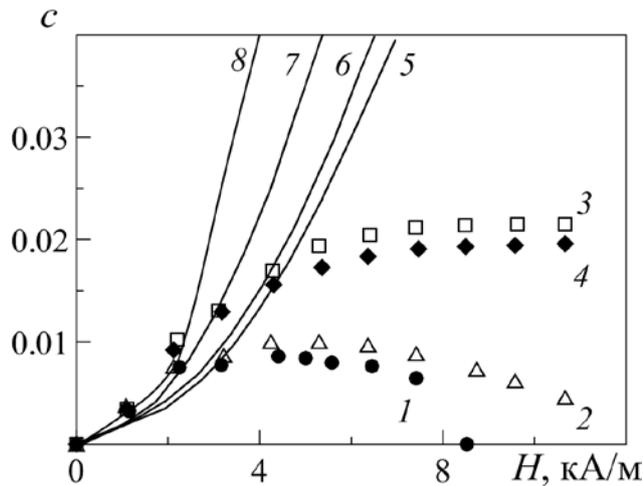


Рисунок 2.18 – Зависимость расстояния между фокусами деформированного разрыва от напряженности внешнего магнитного поля при $D = 42.8$ мм и начальных диаметрах разрыва d_0 , мм: 19.5 (1, 5), 21.0 (2, 6), 25.4 (3, 7), 33.9 (4, 8). 1–4 – эксперимент; 5–8 – соответствующий расчет

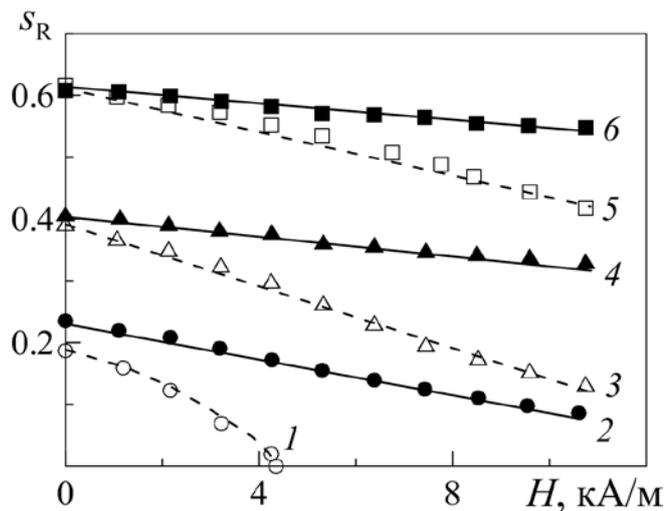


Рисунок 2.19 – Зависимость относительной площади разрыва слоя от напряженности магнитного поля. Диаметр кюветы $D = 59,4$ мм. Начальная толщина слоя h , мм: 2.31 (1), 2.42 (2), 1.89 (3), 1.93 (4), 1.07 (5), 1.41 (6). Сплошные линии соответствуют ФЖ № 2 ($\chi=2$), штриховые – ФЖ № 1 ($\chi=5.2$)

Видно, что при прочих равных условиях быстрее сокращается площадь разрыва слоя феррожидкости с большей восприимчивостью. Для нее с ростом напряженности поля интенсивнее изменяется и сама форма разрыва. Так, для ФЖ № 1 переход разрыва на трапецевидную форму завершается уже при $H^* \sim 2$ кА/м (для сравнения, для ФЖ № 2 $H^* \sim 4$ кА/м, рисунок 2.19).

2.3. Сравнительный анализ деформации газовых пузырьков и устойчивых разрывов под действием магнитного поля.

Как показал библиографический обзор, исследование деформации газовых и жидких включений в феррожидкости очень затруднено из-за ее непрозрачности и действия архимедовой силы [52–57]. В то же время, при изучении поведения устойчивого разрыва слоя феррожидкости в магнитном поле удастся избежать этих препятствий. Ниже для оценки перспектив использования устойчивого разрыва в качестве «плоского» аналога газового пузырька в объеме магнитной жидкости проведено сопоставление эволюции их формы в однородном тангенциальном поле. Определены границы применения подобной аналогии. Проведено сравнение полученных данных с результатами ряда более ранних исследований.

2.3.1. Методика и результаты эксперимента.

Для исследования деформации пузырьков воздуха в объеме феррожидкости была применена следующая экспериментальная кювета (рисунок 2.20).

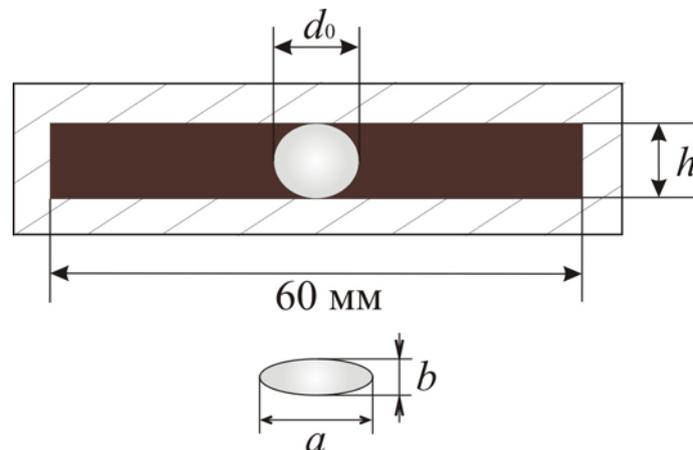


Рисунок 2.20 – Схема экспериментальной кюветы: 1 –стеклянная кювета; 2 – пузырек воздуха с начальным диаметром d_0 , 3 – слой феррожидкости толщиной $h = 1.2$ мм

В качестве кюветы использовался зазор l толщиной 1.2 мм между двумя горизонтально расположенными стеклянными плоскопараллельными

пластинками размером 60×60 мм. Зазор заполнялся феррожидкостью 3 и в его середину с помощью медицинского шприца вводился пузырек воздуха 2. В зависимости от своего размера пузырьки принимали форму правильной сферы либо сплюсненного по вертикали сфероида. Затем кювета устанавливалась на площадку между катушками Гельмгольца и освещалась снизу рассеянным пучком света для визуализации границ пузырька. Следует отметить, что при достаточно большой напряженности магнитного поля пузырьки воздуха сильно деформировались, в результате чего толщина прослоек феррожидкости между ними и стенками зазора увеличивалась, что делало наблюдение практически невозможным. Эксперимент выполнен при температуре окружающей среды $(23 \pm 1)^\circ\text{C}$.

В основной серии опытов была исследована деформация пузырьков воздуха с начальным горизонтальным диаметром от 2 до 15 мм. Включение магнитного поля вызывало изменение их формы со сферической на эллипсоидальную – вытянутую вдоль поля. Такую форму удобно описывать с помощью эксцентриситета $e = \sqrt{a^2 - b^2} / a$, где a и b – соответственно большая и малая оси деформированного пузырька. Изменение формы пузырька является результатом действия внешнего градиента давления, индуцированного в феррожидкости искажением магнитного поля из-за появления немагнитного включения [12].

На рисунке 2.21 приведено три серии кадров, описывающих деформацию пузырьков воздуха (1–2) и устойчивого разрыва (3) под действием продольного магнитного поля. Хорошо видно, что изменение формы газового включения как со сферы на эллипсоид, так и с правильного круга на эллипс происходит постепенно с увеличением напряженности приложенного магнитного поля. Отметим, что в обеих ситуациях характерные времена изменения поля превышали вязкое время слоя феррожидкости.

Условия корректности при сравнении сводятся к соблюдению ряда ограничений на начальный диаметр устойчивого разрыва и на интенсивность магнитного поля. Во-первых, необходимо рассматривать разрывы с диаметром,

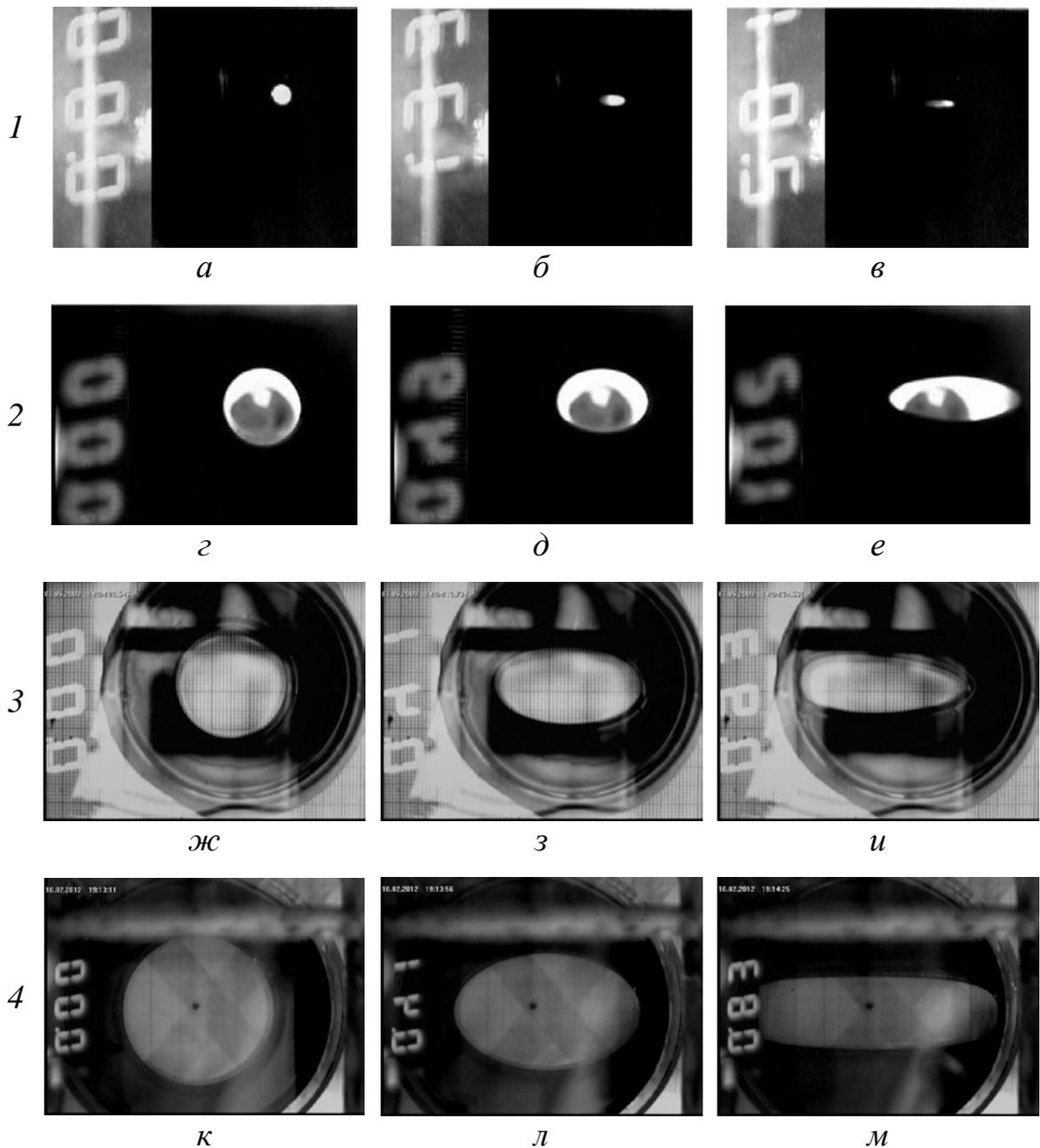


Рисунок 2.21 – Деформация пузырьков воздуха (серии 1 и 2) и устойчивого разрыва слоя (серия 3) различных начальных диаметров d_0 под действием однородного продольного магнитного поля.

1: $d_0 = 3.7$ мм, ФЖ № 2, H , кА/м: 0 (а); 2.8 (б); 4.2 (в);

2: $d_0 = 14.3$ мм, ФЖ № 3, H , кА/м: 0 (г); 1.0 (д); 2.2 (е);

3: $d_0 = 29.5$ мм, ФЖ № 2; H , кА/м: 0 (ж); 0.9 (з); 2.0 (и);

4: $d_0 = 52.0$ мм, ФЖ № 2; H , кА/м: 0 (к); 0.9 (л); 1.7 (м)

большим радиуса кюветы. Разрывы меньшего размера с увеличением напряженности поля не только деформируются, но и быстро уменьшаются в

площади вплоть до смыкания, что происходит пороговым образом (см. раздел 2.2). Во-вторых, как следует из рисунка 2.21, u , касание разрывом стенки кюветы приводит к нарушению его симметричности, что накладывает ограничения на рост напряженности поля. Таким образом, границы применения разрыва в качестве аналога пузырька в значительной степени определяются диаметром используемой кюветы.

Измерения показали, что изменение эксцентриситета пузырьков воздуха с ростом напряженности магнитного поля происходит аналогично случаю деформации разрывов слоя при использовании одной и той же феррожидкости в кюветах различного диаметра (рисунок 2.22). Причина наблюдаемого явления кроется в том, что слой с устойчивым разрывом при изменении d_0 в отсутствие поля сохраняет свою толщину, уподобляясь зазору между твердыми стенками, а при наличии поля h_{\max} изменяется очень незначительно (см. рисунок 2.6, a и рисунок 2.17 соответственно). При этом скорость деформации пузырьков, как и разрывов слоя [91], увеличивается с ростом их начального диаметра и начальной магнитной восприимчивости феррожидкости и (рисунок 2.23).

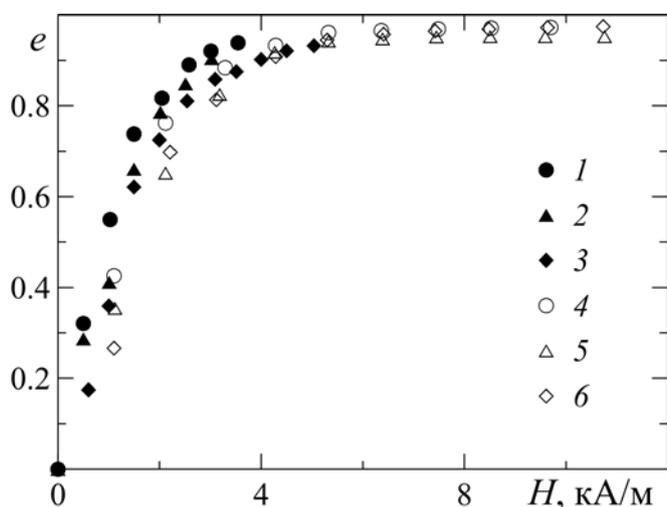


Рисунок 2.22 – Эксцентриситет пузырьков воздуха в ФЖ № 2 и устойчивых разрывов слоя той же жидкости в зависимости от напряженности магнитного поля. Начальный диаметр пузырька воздуха d_0 , мм: 13.0 (1); 9.3 (2); 6.4 (3). Начальный диаметр разрыва d_0 , мм: 52.8 (4); 38.0 (5); 25.4 (6). Соответствующий диаметр кювет D , мм: 89.0 (4); 59.4 (5); 42.8 (6)

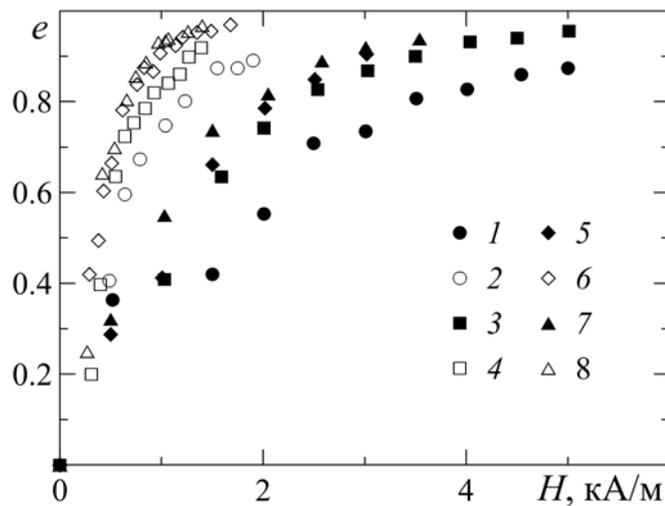


Рисунок 2.23 – Эксцентриситет пузырьков воздуха в феррожидкости с различной начальной магнитной восприимчивостью в зависимости от напряженности поля. Закрашенные символы – ФЖ № 2, контурные символы – ФЖ № 3. Начальный диаметр пузырька d_0 , мм: 3.4 (1); 3.3 (2); 7.8 (3); 8.0 (4); 9.3 (5); 9.6 (6); 13.0 (7); 12.4 (8)

В работах [12, 48, 52] для характеристики действия магнитного поля используют зависимость формы газового включения от величины магнитного числа Бонда $Bm = \mu_0 M^2 d_0 / \sigma$, которое представляет собой отношение скачка магнитного давления к давлению, создаваемому поверхностным натяжением. Так, в [48] для описания относительного удлинения капель магнитной жидкости в немагнитной среде предлагается использовать выражение

$$a / d_0 = \sqrt[3]{Bm / 8 + \sqrt{Bm^2 / 64 + 1}}, \quad (2.2),$$

которое впоследствии распространяется на случай немагнитных включений в магнитную жидкость. В частности, для относительного удлинения немагнитных капель и газовых пузырьков, расположенных в тонком горизонтальном слое феррожидкости, в [48] предложено обобщенное эмпирическое соотношение

$$a / d_0 = \left[1 + 0.15 B_m (h / d_0)^{0.6} \right]^{0.4}, \quad (2.3),$$

в котором коэффициент h/d_0 введен для учета исходной деформации включения по вертикали.

Соотношение (2.3) наиболее точно описывает результаты нашего эксперимента, если его преобразовать к виду

$$a / \bar{d}_0 = \left[1 + 0.15 B_m \left(h / \bar{d}_0 \right)^{1/\chi} \right]^{1/\mu}, \quad (2.4),$$

где \bar{d}_0 – средний начальный диаметр включений, $\mu = \chi + 1$ – магнитная проницаемость используемых феррожидкостей. На рисунке 2.24 представлена зависимость относительного удлинения пузырьков воздуха и разрывов слоя феррожидкости на жидкой подложке от модифицированного числа Бонда $Bm' = Bm \left(h / \bar{d}_0 \right)^{1/\chi}$ для феррожидкостей с различной магнитной восприимчивостью.

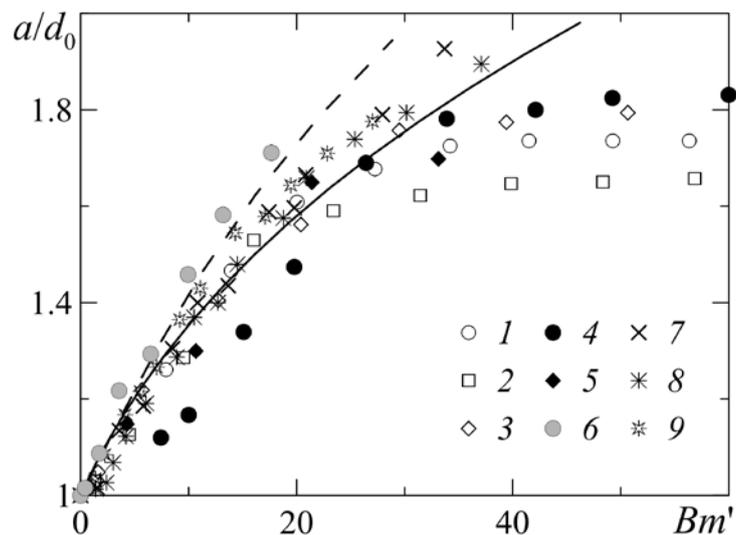


Рисунок 2.24 – Относительное удлинение пузырьков воздуха и разрывов слоя феррожидкости от магнитного числа Бонда Bm' . Начальный диаметр разрыва слоя ФЖ № 2 d_0 , мм: 25.4 (1); 38.0 (2); 52.8 (3); ФЖ № 3 – d_0 , мм: 45.0 (4); 51.5 (5). Начальный диаметр пузырька воздуха в слое ФЖ № 2 d_0 , мм: 7.8 (6); ФЖ № 3 d_0 , мм: 12.4 (7); 9.6 (8); 8.0 (9). Штриховая и сплошная кривые – соответственно соотношения (2.2) и (2.4)

Предложенная аппроксимация удовлетворительно описывает изменение формы как пузырьков, так и разрывов в продольном магнитном поле для феррожидкости с относительно высокой магнитной восприимчивостью, а также

деформацию разрывов феррожидкости с малой χ [94]. Заметное отклонение наблюдается лишь для разрывов в области полей с $Bm' > 35$, что обусловлено развитием их асимметричной деформации в результате касания стенки кюветы. В свою очередь, влияние магнитного поля на форму пузырька в феррожидкости с малой магнитной восприимчивостью хорошо описывается соотношением (2.2).

2.4. Выводы.

Таким образом, на основе выполненных опытов определены зависимости основных характеристик устойчивого разрыва горизонтального слоя феррожидкости. Показано, что в отсутствие магнитного поля феррожидкость на жидкой подложке ведет себя аналогично гомогенной жидкости в двухслойной системе.

Включение продольного магнитного поля вызывает удлинение разрыва слоя вдоль поля, причем характер изменения его формы зависит от соотношения диаметров разрыва и кюветы. Продемонстрирована зависимость площади разрыва от величины магнитной восприимчивости феррожидкости.

Выполненный эксперимент подтвердил гипотезу о возможности использования устойчивого разрыва горизонтального слоя феррожидкости в качестве аналога газового пузырька в ее объеме, несмотря на существенное различие в кривизне свободной поверхности этих объектов в вертикальном сечении (положительной для пузырька и отрицательной для разрыва). Выявленные ограничения на интенсивность магнитных полей, магнитную восприимчивость феррожидкости и начальный размер разрыва оставляют относительно большой диапазон параметров, в котором эта аналогия может быть с успехом применена. В первую очередь, это касается магнитных полей малой интенсивности, действие которых слабо отражается на форме пузырьков и поэтому оказывается в области погрешности эксперимента. Изучение влияния таких полей до сих пор является привлекательным с позиции верификации результатов многих теоретических исследований. Существенно упрощается методика эксперимента и повышается его наглядность.

ГЛАВА 3.

ДЕФОРМАЦИЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЛОЯ ФЕРРОЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЕРТИКАЛЬНОГО НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

3.1. Введение.

Как было показано в предыдущей главе, устойчивый разрыв горизонтального слоя феррожидкости может быть деформирован до полного схлопывания под действием однородного продольного поля. Локальное уменьшение напряженности вертикального магнитного поля, напротив, должно приводить к обратному процессу – возникновению разрыва слоя феррожидкости. Данный вывод логически следует из анализа самопроизвольного движения магнитной жидкости со свободной поверхностью в область поля с бóльшей напряженностью (в качестве примера приведем формирование «цветка Розенцвейга» над постоянным магнитом [29]).

Для подтверждения гипотезы рассмотрим случай горизонтального слоя феррожидкости на жидкой подложке в магнитном поле с локальным минимумом напряженности.

3.2. Методика эксперимента.

В эксперименте использовались стеклянные кюветы цилиндрической формы с внутренними диаметрами $D_1 = 92.6$ мм и $D_2 = 59.4$ мм соответственно. В ходе опыта кювета устанавливалась внутри горизонтально расположенной кольцевой катушки с медным проводом, по которому затем пропусклся электрический ток (рис. 3.1). Внутренний диаметр катушки соответствовал внешнему размеру кюветы D_1 (для соосной установки кюветы D_2 и катушки использован кольцевой вкладыш из пенопласта).

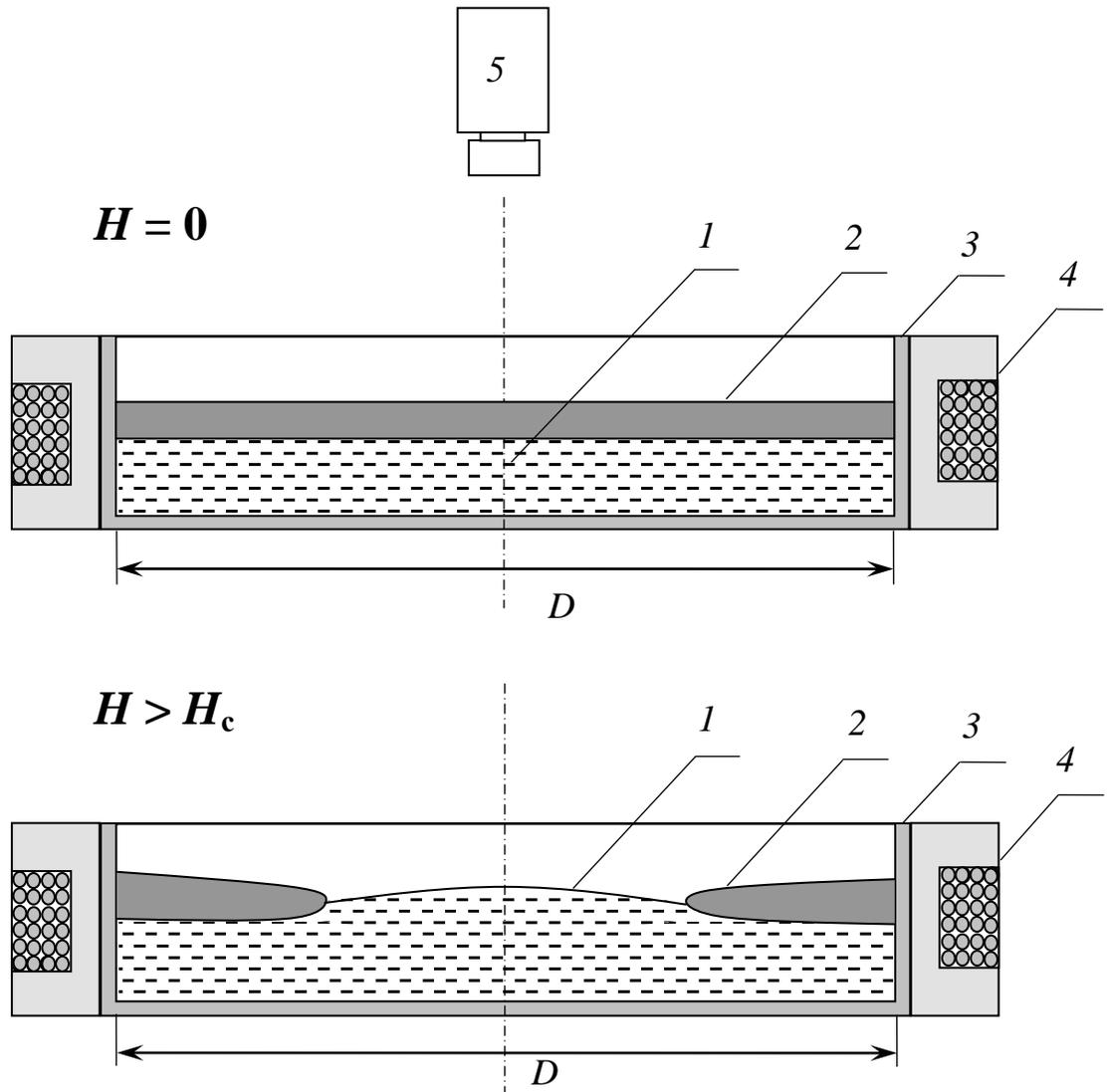


Рисунок 3.1 – Схема экспериментальной установки: 1 – перфтороктан; 2 – феррожидкость; 3 – кювета; 4 – катушка

Размеры сечения обмотки катушки составляли $8 \times 7 \text{ мм}^2$. Обмотка питалась от стабилизированного источника тока GPR – 7550 D. Относительное распределение вертикальной компоненты напряженности поля вдоль радиуса катушки на уровне свободной поверхности сплошного (недеформированного) слоя феррожидкости представлено на рис. 3.2. Напряженность поля H в центре катушки далее будет использована в качестве его основной характеристики.

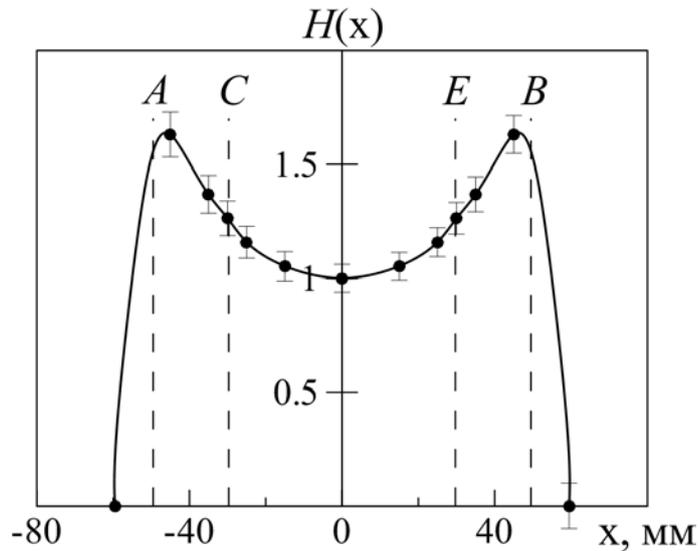


Рисунок 3.2 – Распределение относительной вертикальной компоненты поля вдоль радиуса катушки. Прямыми A и B , C и E отмечены границы кювет $D_1 = 92.6$ мм и $D_2 = 59.4$ мм

Формирование разрыва слоя регистрировалось аналоговой видеокамерой 5 (см. рис. 3.1), установленной над катушкой. В поле кадра дополнительно проецировались данные о силе тока, протекающего через обмотку катушки. Опыты выполнены при температуре окружающей среды (24 ± 1) °С.

3.3. Результаты.

Включение неоднородного осесимметричного магнитного поля кольцевого тока, перпендикулярного поверхности слоя, вызывает перераспределение феррожидкости в кювете. Толщина слоя уменьшается в центре кюветы (в области минимальной напряженности поля) и увеличивается около ее боковой стенки, где напряженность выше. При достижении критической напряженности поля H_c пороговым образом возникает разрыв слоя (рис. 3.3, штриховые вертикальные линии со стрелкой). Дальнейшее поведение разрыва определяется характером изменения напряженности поля: ее рост приводит к увеличению диаметра созданного разрыва, а снижение – к его уменьшению с последующим закрытием (рис. 3.3, кривые 1 и 2) [92].

В частности, слой с исходной толщиной $h = 2.7$ мм (кривая 2) разрывается при напряженности поля $H_c = 4.5$ кА/м, образуя разрыв диаметром ~ 80 мм, который, в свою очередь, закрывается при $H = 0.6$ кА/м. Таким образом, зависимость диаметра разрыва от напряженности поля демонстрирует ярко выраженный гистерезисный характер. Причиной формирования гистерезиса являются как смена топологии поверхности слоя после его разрыва, так и изменение конфигурации магнитного поля в этой области.

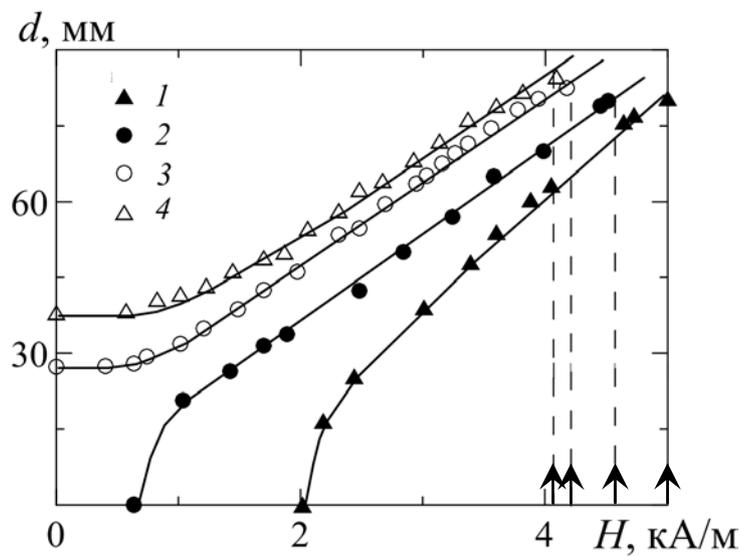


Рисунок 3.3 – Зависимость диаметра возникающего разрыва в кювете $D_1 = 92.6$ мм от величины напряженности приложенного магнитного поля. Толщина разрываемого слоя h , мм: 3.5 (1), 2.7 (2), 2.6 (3), 2.4 (4)

Возникший разрыв сохраняется после снятия поля (рис. 3.3, кривые 3 и 4), если исходная толщина слоя феррожидкости не превышает (85–90) % от максимальной толщины слоя h_{\max} с устойчивым разрывом поверхности в отсутствие магнитного поля [10].

Критическая напряженность поля H_c линейно зависит от толщины исходного слоя феррожидкости (рис. 3.4). Закрашенные символы на кривых 1 и 2 соответствуют слоям с $h = h_{\max}$. Отметим, что в кювете меньшего диаметра разрыв слоя той же толщины происходит при большей напряженности поля. Причиной этого служит уменьшение неоднородности магнитного поля вдоль

радиуса малой кюветы (относительный перепад напряженности между центром этой кюветы и ее периферией снижается до 30 % в то время как у кюветы большего диаметра он составляет приблизительно 65 %, см. рис. 3.2).

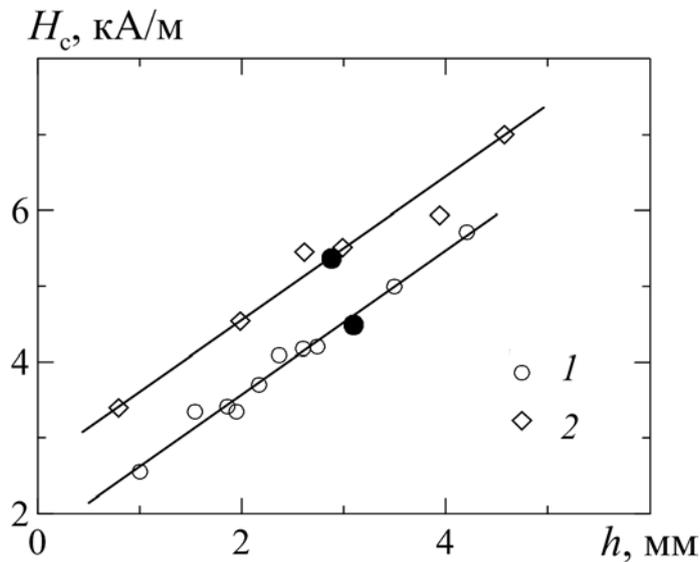


Рисунок 3.4 – Зависимость критической напряженности магнитного поля от исходной толщины слоя феррожидкости. Диаметр кюветы D , мм: 92.6 (1), 59.4 (2). Выделенные символы соответствуют слоям с $h = h_{\max}$

На рис. 3.5 представлена зависимость диаметра разрыва от толщины исходного слоя феррожидкости для различных значений напряженности поля. Так, кривые 1 и 2 описывают зависимости $d(h)$ для устойчивого разрыва в отсутствие поля и после его выключения. Кривая 1 получена путем деформации слоя феррожидкости до разрыва с помощью узконаправленной струи воздуха, а кривая 2 – при снижении напряженности поля до нуля (см. начало кривых 3 и 4 на рис. 3.3). Совпадение кривых 1 и 2 подтверждает постулат о том, что результат перехода системы из одного равновесного состояния в другое не зависит от типа воздействия, вызвавшего этот переход.

Если величина напряженности ниже критической, то вертикальное магнитное поле играет роль фактора, облегчающего разрыв слоя феррожидкости. В частности, кривая 3 на рис. 3.5 отражает зависимость диаметра устойчивого разрыва, созданного с помощью струи воздуха, от

толщины слоя при фиксированной напряженности поля. Как видно из сравнения с кривой 1, наличие поля позволяет разорвать заметно более толстый слой.

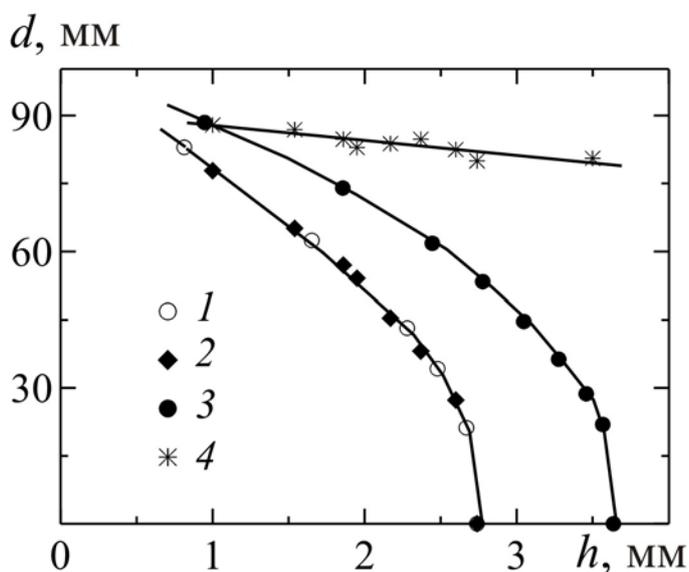


Рисунок 3.5 – Зависимость диаметра разрыва от толщины слоя при механическом разрыве (1), после выключения поля (2), в поле с $H = 2.5$ кА/м (3), в момент образования разрыва под действием поля (4). $D_1 = 92.6$ мм

Кривая 4 на рис. 3.5 описывает зависимость $d(h)$ в момент образования разрыва под действием магнитного поля. Примечательно, что увеличение толщины разрываемого слоя в три раза вызывает уменьшение диаметра возникающего разрыва всего на 10%. Отметим, что для разрыва слоя большей толщины требуется и существенно бóльшая напряженность магнитного поля (см. рис. 3.4). Вследствие этого нарастает градиент напряженности поля и, соответственно, величина магнитных пондеромоторных сил, позволяя им увлекать и удерживать бóльший объем феррожидкости в пристеночной области кюветы. Этим и объясняется слабая зависимость диаметра разрыва от толщины слоя магнитной жидкости.

Увеличение толщины слоя свыше $1.3h_{\max}$ (до 4–5 мм) приводит к развитию неустойчивости границы возникающего разрыва (рис. 3.6). Вероятной

причиной неустойчивости является неспособность магнитного поля далее удерживать возросший объем феррожидкости вблизи стенки кюветы.

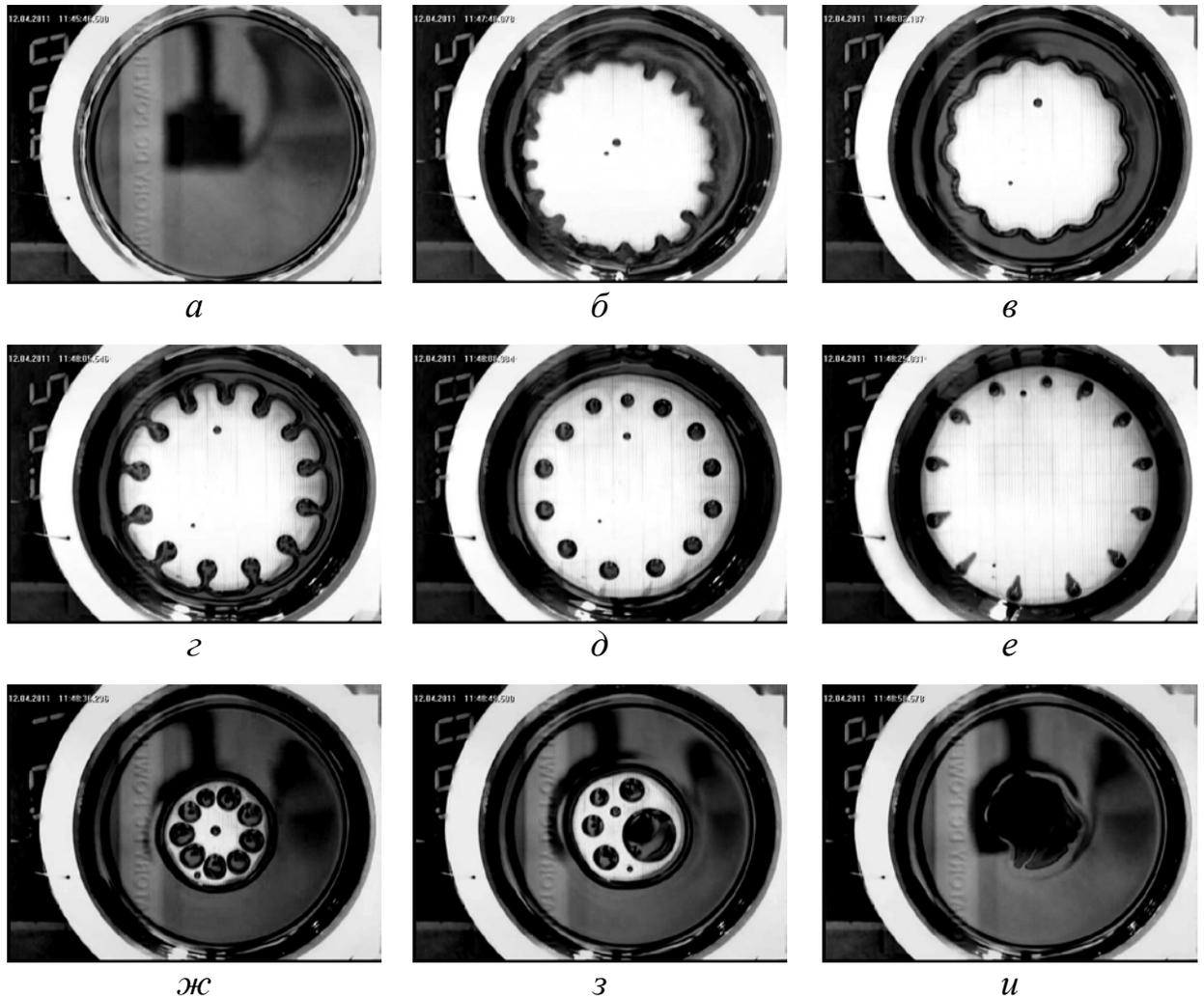


Рисунок 3.6 – Разрыв слоя феррожидкости толщиной $h = 5.2$ мм в кювете $D_1 = 92.6$ мм. Напряженность поля H , кА/м: 0 (*a*), 5.3 (*б–в*), 5.5 (*г*), 6.4 (*д*), 9.2 (*е*), 4.0 (*ж*), 3.8 (*з*), 3.5 (*и*). Время с начала опыта t , с: 0 (*a*), 118 (*б*), 132 (*в*), 135 (*г*), 138 (*д*), 155 (*е*), 166 (*ж*), 178 (*з*), 188 (*и*)

Неустойчивость возникает на стадии формирования разрыва и имеет вид периодического возмущения границы разрыва (рис. 3.6, *б*). В зависимости от толщины слоя это возмущение может либо затухнуть, что происходит при $h \sim 4.0\text{--}4.3$ мм для кюветы D_1 , либо развиться (при $h \geq 4.5$ мм). В последнем случае рост напряженности поля приводит к увеличению диаметра разрыва и

трансформации существующего возмущения границы в систему зубцов (рис. 3.6, *в-г*). Далее зубцы отделяются в виде капель, создавая упорядоченную структуру вдоль границы разрыва (рис. 3.6, *д*). С ростом напряженности капли превращаются в конусы, частично погруженные в жидкость подложки, которые стремятся достичь пристеночного мениска (рис. 3.6, *е*). Уменьшение напряженности поля ведет к сокращению площади разрыва и к сближению капель (рис. 3.6, *ж*) с их последующим частичным слиянием (рис. 3.6, *з*). Затем разрыв закрывается, все еще находясь под воздействием магнитного поля конечной напряженности (рис. 3.6, *и*).

Количество возникающих капель зависит от толщины исходного слоя: если при $h \sim 4.5$ мм число капель варьируется от 5 до 9, то при $h \sim 5.2$ мм оно возрастает до 13. Кроме того, количество капель сильно зависит от соотношения вязкого времени системы, вводимого нами в виде времени $\tau \equiv hD / 4\nu$ затухания возмущений в плоском слое феррожидкости высотой $h/2$ и радиусом $D/2$, и времени t^* нарастания напряженности магнитного поля до критического значения. В частности, для процесса возникновения системы капель, приведенного на рис. 3.6, $t^* \sim 140$ с при $\tau \sim 30$ с. Увеличение скорости изменения поля приводит к снижению t^* до значений, сопоставимых с τ (рис. 3.7). При этом число капель возрастает до 20, хотя разрыв слоя происходит практически при той же напряженности поля. В случае, когда на формирование капельной структуры затрачивается время, меньшее вязкого, наблюдается дальнейший рост числа капель (например, до 39 при $t^* \sim 13$ с, рис. 3.8). Отметим, что в этой ситуации слой феррожидкости разрывается при большем значении напряженности, $H = 6.2$ кА/м. Из сравнения рис. 3.6–3.8 хорошо видно, что по мере сокращения t^* средний диаметр возникающих капель уменьшается с одновременным увеличением их разброса по размеру.

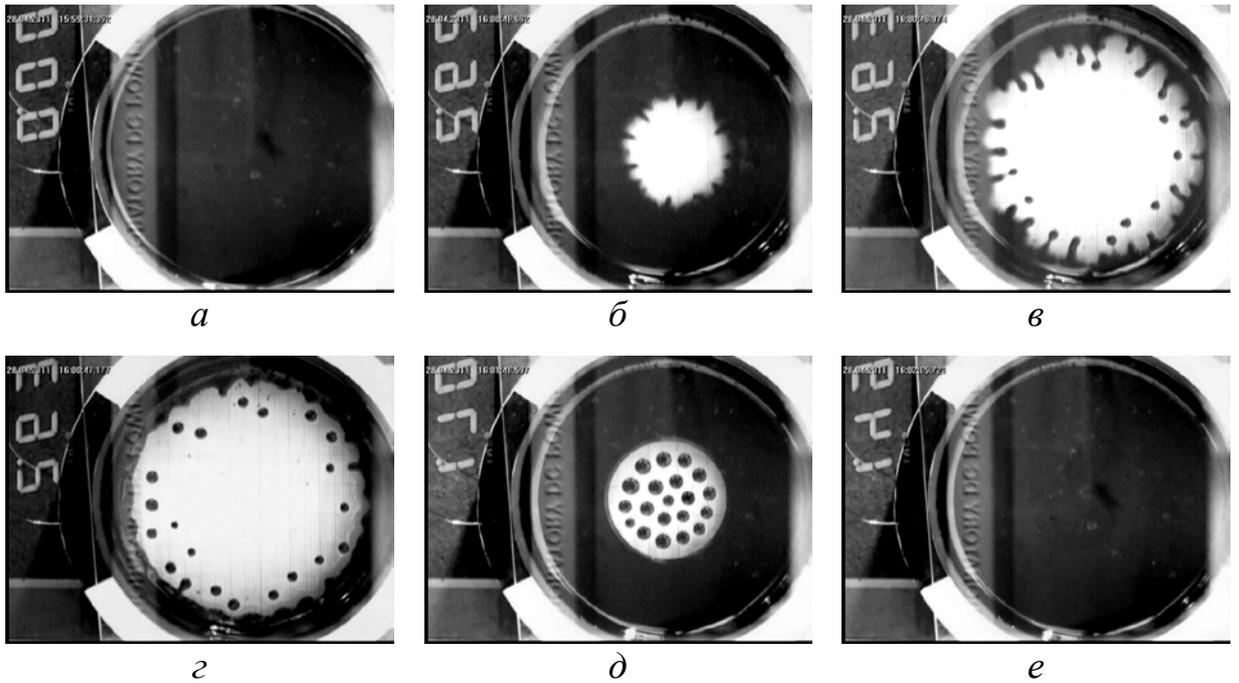


Рисунок 3.7 – Разрыв слоя феррожидкости толщиной $h = 5.0$ мм в кювете $D_1 = 92.6$ мм. Напряженность поля H , кА/м: 0 (*a*), 5.5 (*б–г*), 3.6 (*д*), 3.2 (*e*).
Время с начала опыта t , с: 0 (*a*), 75 (*б–в*), 76 (*г*), 137 (*д*), 154 (*e*)

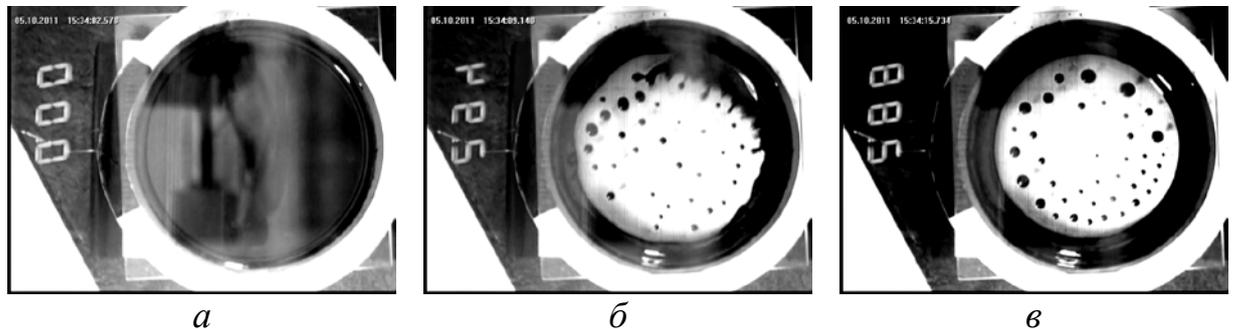


Рисунок 3.8 – Разрыв слоя феррожидкости толщиной $h = 5.2$ мм в кювете $D_1 = 92.6$ мм. Напряженность поля H , кА/м: 0 (*a*), 6.2 (*б–в*).
Время с начала опыта t , с: 0 (*a*), 8 (*б*), 13 (*в*)

Последнее обстоятельство позволяет предположить, что, как и в случае внешнего воздействия (рис. 3.5, кривая 3), магнитное поле только усиливает существующие на данный момент возмущения, в частности, гидродинамические. Однако при больших временах перехода, сопоставимых с вязкими, из всего спектра возмущений в системе остаются только

длинноволновые. В доказательство укажем, что при относительно медленном формировании капель пространственный период возмущения границы разрыва (расстояние между возникающими на границе разрыва зубцами) за несколько секунд увеличивается почти вдвое (ср. рис. 3.6, б и рис. 3.6, в).

Развитие неустойчивости слоя зависит и от характерного размера кюветы. Так, кювета диаметром 59.4 мм находится в магнитном поле с относительно малой степенью неоднородности, поэтому возникновение разрыва в толстых слоях сопровождается одновременным формированием системы капель, минуя переходные стадии, подобные приведенным на рис. 3.6, б–г, т.е. как в случае однородного вертикального поля (см. главу 4, [99]). Отметим, что в обеих ситуациях при равных значениях толщины разрываемого слоя число капель совпадает, хотя в неоднородном поле капли имеют разный диаметр (рис. 3.9).

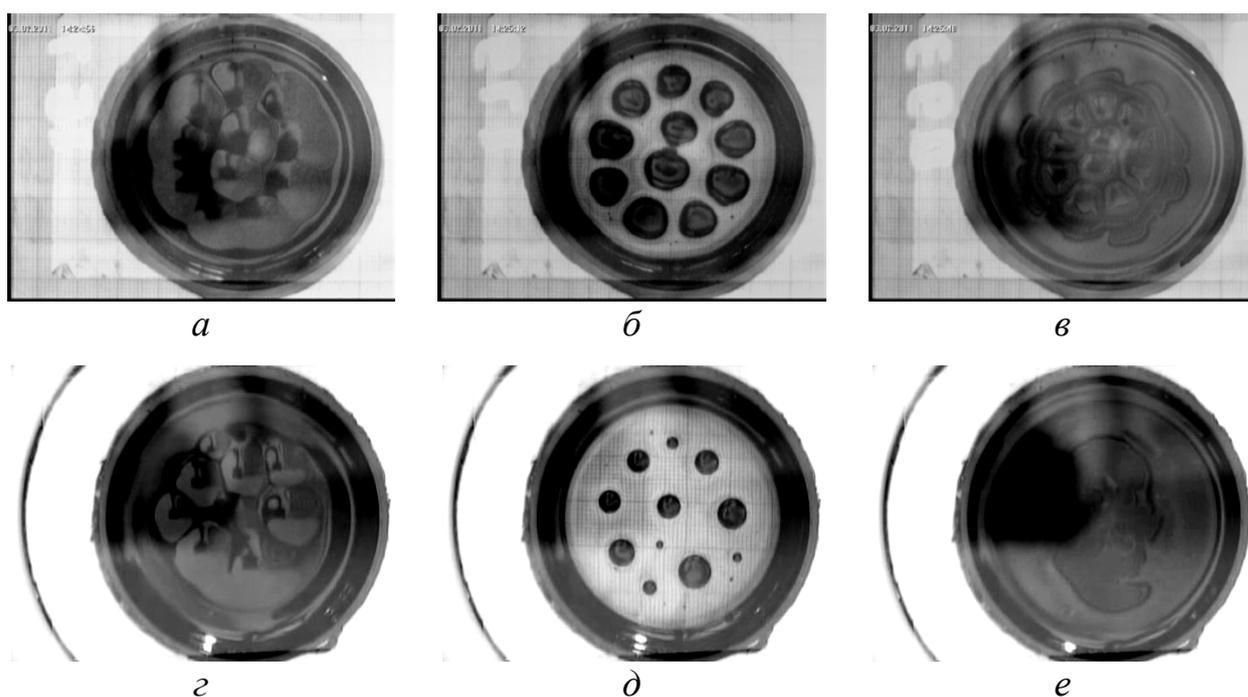


Рисунок 3.9 – Разрыв слоя феррожидкости толщиной $h = 4.6$ мм в кювете $D_2 = 59.4$ мм в однородном (а–в) и неоднородном (г–е) магнитных полях. Напряженность поля H , кА/м: 3.5 (а), 3.8 (б), 2.0 (в), 7.1 (г–д), 4.4 (е). Время с начала опыта t , с: 69 (а), 85 (б), 121 (в), 38 (г), 43 (д), 73 (е)

Наблюдается и обратное явление. В кювете $D_2 = 59.4$ мм разрыв слоев с малой (~ 1 мм) толщиной в однородном магнитном поле происходит без образования капельных структур (рис. 10, *г–е*). В этом случае, по-видимому, заметную роль играют пристеночные мениски. За счет небольшого диаметра кюветы область их влияния охватывает большую часть поверхности слоя, а толщина слоя и ее локальное изменение, создаваемое менисками, оказываются одного порядка. В результате свободная поверхность слоя принимает форму чаши, аналогичную возникающей перед его разрывом в неоднородном магнитном поле. В такой ситуации включение однородного поля приводит к появлению его горизонтальной компоненты, что и вызывает разрыв слоя без образования капель.

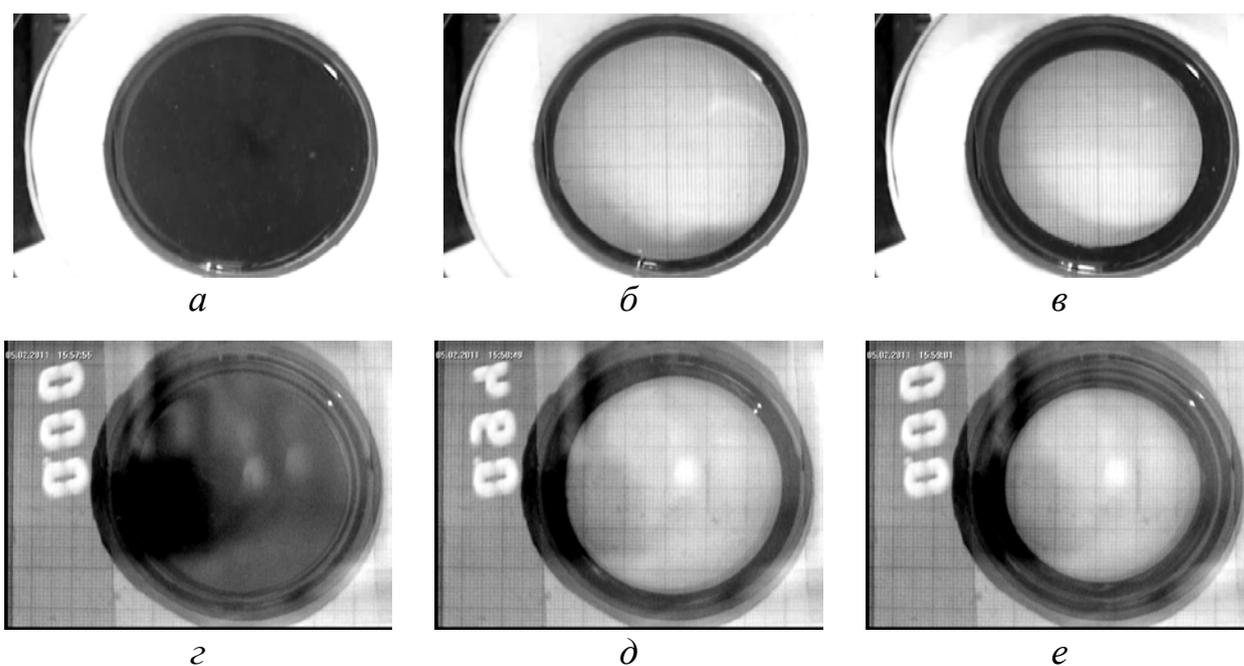


Рисунок 3.10 – Разрыв слоя феррожидкости толщиной $h = 1.2$ мм в кювете $D_2 = 59.4$ мм в неоднородном (*а–в*) и однородном (*г–е*) магнитных полях. Напряженность поля H , кА/м: 0 (*а*), 3.8 (*б*), 0 (*в*); 0 (*г*), 2.0 (*д*), 0 (*е*). Время с начала опыта t , с: 0 (*а*), 124 (*б*), 194 (*в*); 0 (*г*), 54 (*д*), 66 (*е*)

3.4. Выводы.

Выполненный эксперимент подтвердил гипотезу о возможности создания разрыва слоя феррожидкости с помощью неоднородного магнитного поля. Разрыв слоя происходит пороговым образом при достижении критической напряженности поля, определяемой исходной толщиной слоя и магнитной восприимчивостью феррожидкости [92]. При снижении интенсивности поля возникший разрыв – в зависимости от толщины слоя – либо монотонно убывает до полного закрытия, либо достигает конечной величины. Диаметр разрыва слабо зависит от начальной толщины слоя и линейно зависит от напряженности поля.

Успешное применение неоднородного магнитного поля для разрыва слоя феррожидкости, учитывая ее непрозрачность, открывает хорошие перспективы для разработки различных управляемых оптических элементов, включая перестраиваемые ячейки для лазеров на красителях [9], жидкие линзы с переменным фокусным расстоянием, регуляторы освещенности, «жидкие триггеры» и т.п. Указанные элементы могут быть использованы в ситуациях, в которых применение электрических и механических аналогов по тем или иным причинам нежелательно или невозможно. Линейная зависимость диаметра разрыва от напряженности магнитного поля (см. рис. 3.3) вкуче с линейным изменением эксцентриситета его формы (в области полей малой интенсивности, см. рис. 2.13) создает условия для разработки трехкоординатных датчиков магнитного поля. Наличие свободной поверхности большой площади с возможностью быстрого гашения колебаний в системе жидкостей за счет включения магнитного поля позволяет надеяться на создание оптических датчиков низкочастотных вибраций.

ГЛАВА 4.

ФОРМИРОВАНИЕ КАПЕЛЬНЫХ СТРУКТУР ФЕРРОЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЕРТИКАЛЬНОГО ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Четвертая глава посвящена экспериментальному исследованию систем капель, возникающих в результате распада горизонтального слоя феррожидкости на жидкой подложке под действием однородного вертикального магнитного поля.

В разделе 4.1 описана экспериментальная установка и методика проведения опытов.

В разделе 4.2 представлены результаты эксперимента. Изучен процесс распада сплошного слоя феррожидкости на упорядоченную систему капель, определена зависимость критической напряженности магнитного поля от толщины разрываемого слоя. Возникающие капельные структуры проанализированы по количеству капель и их размеру, а также по периоду их взаимного расположения.

В разделе 4.3 проведено сравнение полученных экспериментальных данных с результатами существующих теоретических исследований неустойчивости слоя феррожидкости.

4.1. Методика эксперимента.

В эксперименте были использованы ФЖ № 2 и ФЖ № 3. Толщина слоя феррожидкости h варьировалась от 1 до 4 мм. Толщина жидкой подложки в несколько раз превышала толщину слоя, изменяясь, соответственно, от 10 до 20 мм.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 4.1. В ходе опытов кювета в виде короткого вертикального цилиндра 2 диаметром

$D_1 = 59.4$ мм либо $D_2 = 89.0$ мм помещалась на горизонтальную площадку между вертикально ориентированными катушками Гельмгольца 1 . Ось кюветы совпадала с осью катушек. Напряженность H магнитного поля, создаваемого катушками, регулировалась с помощью стабилизированного источника питания GPR – 7550 D. Для регистрации рельефа слоя феррожидкости и возникающей затем упорядоченной системы капель использовалась аналоговая видеокамера 5 , установленная над катушками Гельмгольца. В поле кадра дополнительно проецировались данные о силе тока, протекающего через обмотку катушек.

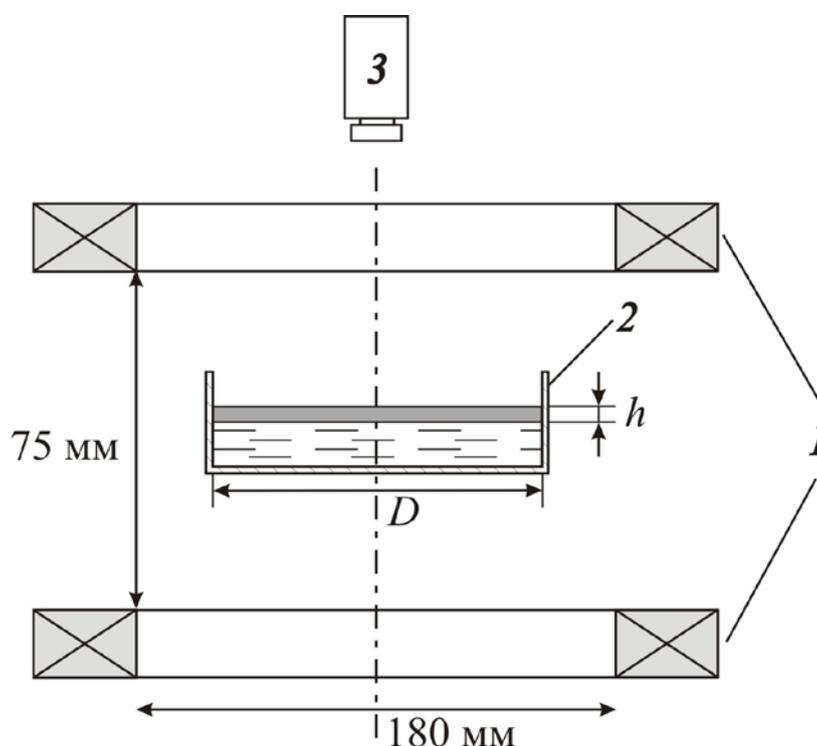


Рисунок 4.1 – Схема экспериментальной установки: 1 – катушки Гельмгольца; 2 – кювета с созданной в ней двухслойной системой жидкостей; 3 – видеокамера

На рис. 4.2 приведено относительное распределение вертикальной компоненты напряженности магнитного поля на уровне свободной поверхности сплошного (недеформированного) слоя феррожидкости. Видно, что для кюветы с диаметром D_1 относительная неоднородность поля вдоль радиуса не превышает 1 %, а для кюветы с диаметром D_2 – 3 %.

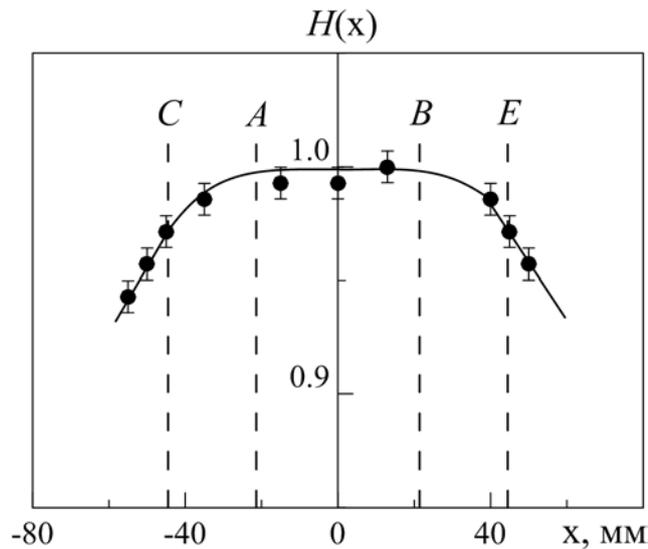


Рисунок 4.2 – Распределение относительной напряженности магнитного поля на уровне кюветы в плоскости, нормальной к оси симметрии катушек Гельмгольца. Штриховыми линиями A и B , C и E отмечены границы кювет с $D_1 = 59.4$ мм и $D_2 = 89.0$ мм

Опыты выполнены при температуре системы жидкостей и окружающей среды $(23 \pm 1)^\circ\text{C}$.

4.2. Результаты эксперимента.

Относительно небольшая толщина слоя и отсутствие специального демпфирования экспериментальной установки создают условия для возникновения возмущений свободной и межфазной поверхности феррожидкости в виде гравитационно-капиллярных волн. Однородное вертикальное магнитное поле усиливает эти возмущения и приводит к формированию на свободной поверхности слоя феррожидкости рельефа в виде пента- либо гексагональных ячеек (рис. 4.3, б), как и в случае твердой подложки [11]. Подобный рельеф, но только с другим пространственным периодом, возникает и на границе с перфтороктаном. При этом степень деформации нижней границы слоя оказывается существенно выше, т.к. перепад плотности и величина межфазного поверхностного натяжения на ней в три раза меньше, чем на свободной поверхности [84]. В результате, по сравнению со

случае твердой подложки, разрыв слоя должен происходить при значительно меньших значениях критической напряженности H_c магнитного поля, так как для этого достаточно, чтобы суммарная амплитуда возмущений обеих поверхностей слоя превысила его толщину.

Достижение критического значения напряженности приводит к распаду слоя феррожидкости на систему капель, упорядоченных относительно друг друга вследствие их взаимного отталкивания, как одинаковых диполей в магнитном поле. Как показал эксперимент, пространственный период λ возникающей капельной структуры (рис. 4.3, в), определяемый как расстояние между центрами соседних капель, составляет около полутора сантиметров. Такой период в пять раз превышает толщину слоя и близок к максимальной длине гравитационно-капиллярных волн для свободной поверхности феррожидкости, с которой совпадает длина волны неустойчивости Розенцвейга для бесконечно глубокого слоя феррожидкости ($\lambda k_m = 2\pi$, $k_m = \sqrt{\rho g / \sigma}$, [11, 29, 87]).

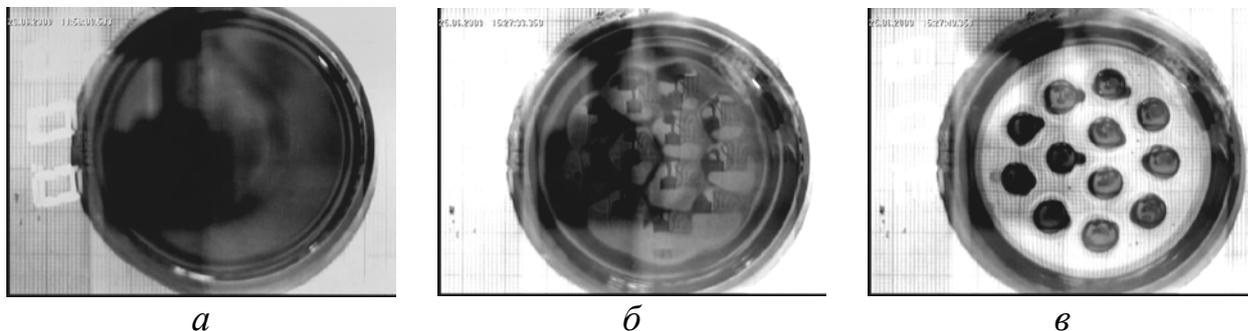


Рисунок 4.3 – Развитие деформации слоя ФЖ № 3 под действием однородного вертикального магнитного поля. Толщина слоя $h = 2.8$ мм. Напряженность поля H , кА/м: 0 (а), 6.4 (б), 6.5 (в). Диаметр кюветы $D_1 = 59.4$ мм

Образующие упорядоченную структуру капли имеют вид плавающих конусов, погруженных вершиной в жидкость подложки. При дальнейшем увеличении напряженности капли продолжают вытягиваться вдоль поля: конусы достигают дна кюветы, а затем растут вверх, образуя пики известного "цветка Розенцвейга" (рис. 4.4).

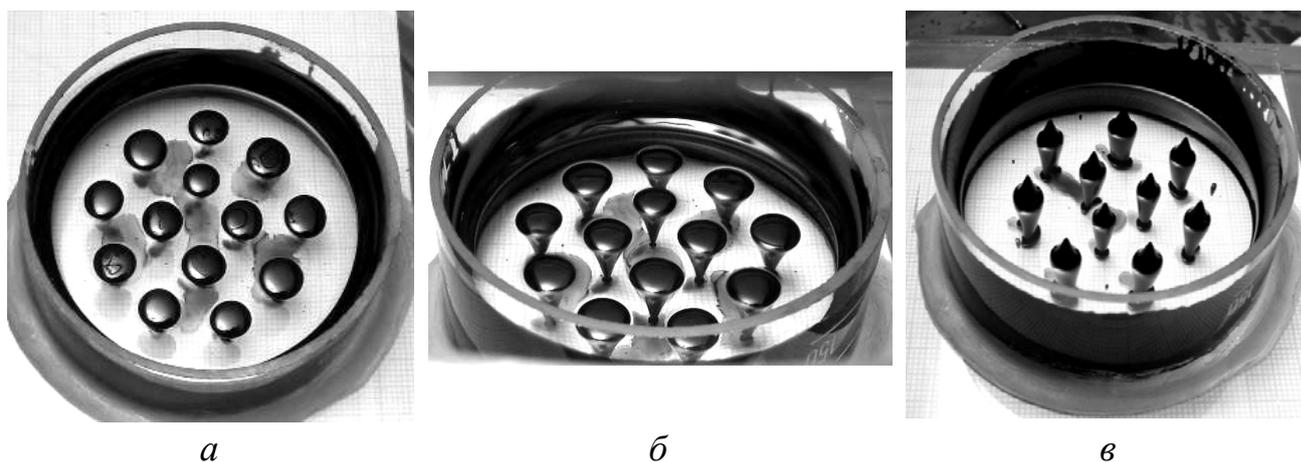


Рисунок 4.4 – Капельная структура, возникшая в результате разрушения слоя ФЖ № 3 под действием вертикального магнитного поля. Начальная толщина разрываемого слоя $h = 2.7$ мм, $H_c = 6.5$ кА/м (а, б), $H^* = 9.0$ кА/м (в); $D_1 = 59.4$ мм

Критическая напряженность поля H_c медленно возрастает с исходной толщиной слоя (рис. 4.5). При этом сильное влияние оказывает величина магнитной восприимчивости феррожидкости. В частности, трехкратное увеличение магнитной восприимчивости вызывает снижение критической

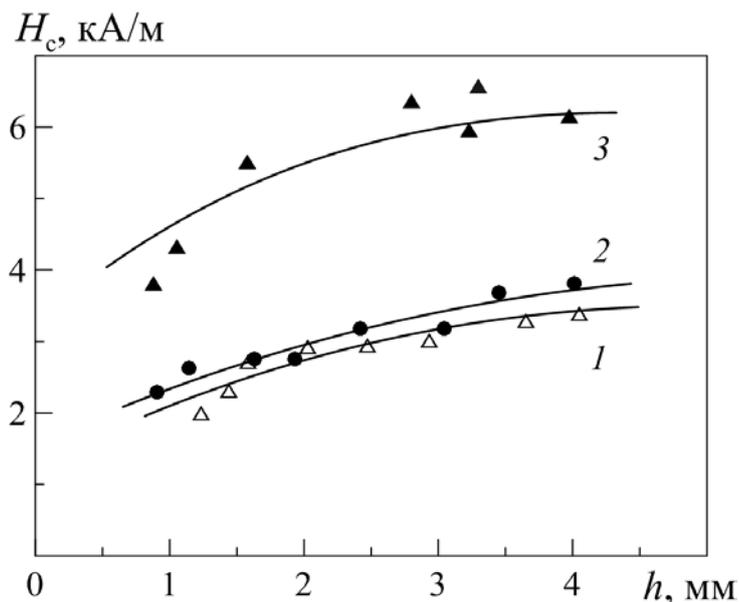


Рисунок 4.5 – Критическая напряженность магнитного поля в зависимости от толщины слоя феррожидкости с различной начальной магнитной восприимчивостью χ : 2.0 (3), 7.0 (1, 2). D , мм: 59.4 (1, 3), 89.0 (2)

напряженности поля примерно в два раза (кривые 1 и 3). В то же время значение H_c очень слабо зависит от диаметра кюветы, что следует из сравнения кривых 1 и 2. Последнее обстоятельство позволяет – при возможности – проводить сопоставление со случаем полубесконечного слоя.

Количество и величина возникающих капель (рис. 4.6) определяется спектром гравитационно-капиллярных волн, существующих на свободной и межфазной поверхностях слоя феррожидкости во время нарастания напряженности магнитного поля до критического значения [94].

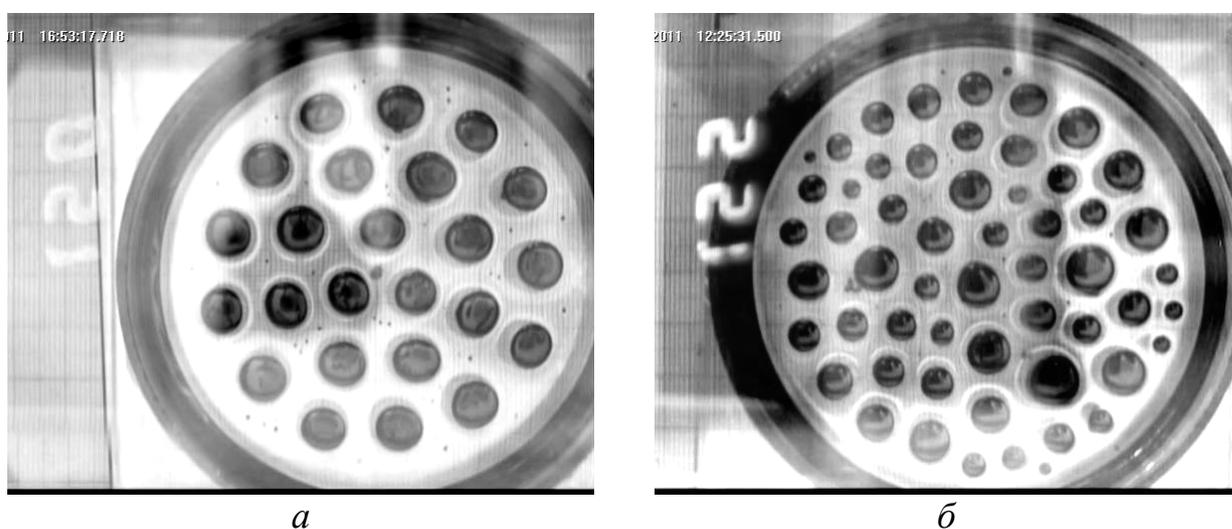


Рисунок 4.6 – Капельная структура, возникающая при разрыве слоя ФЖ № 3 толщиной $h = 2.4$ мм магнитным полем $H_c = 3.2$ кА/м. Диаметр кюветы $D_2 = 89.0$ мм. а) $t^* > \tau$ ($t^* = 93$ с, $\tau = 13$ с); б) $t^* < \tau$ ($t^* \leq 1$ с, $\tau = 13$ с)

Анализ распределения количества капель n по их диаметру d показывает, что в системе сохраняются только длинноволновые возмущения (рис. 4.7, а), если увеличение напряженности магнитного поля от нуля до H_c происходит за время t^* , много большее вязкого времени τ для слоя феррожидкости ($\tau \equiv hD / 4\nu$, см. главу 3). Отметим, что в качестве характерного размера капли принимался ее визуальный диаметр при наблюдении сверху.

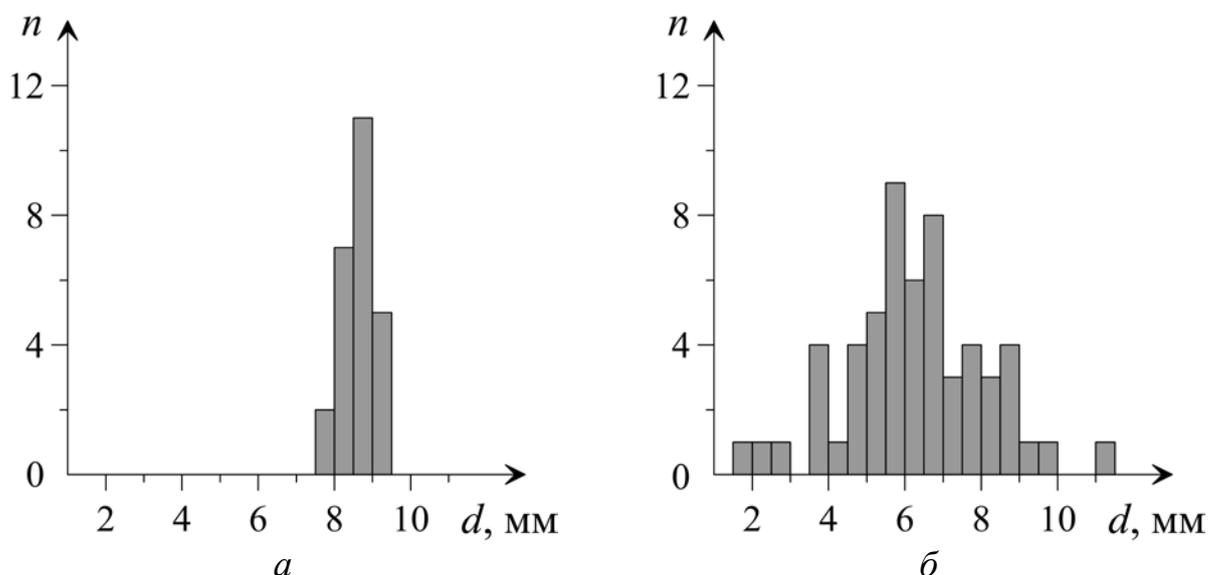


Рисунок 4.7 – Распределение капель по их диаметру при разрыве слоя $h = 2.4$ мм ФЖ № 3 магнитным полем с $H_c = 3.2$ кА/м. Диаметр кюветы $D_2 = 89.0$ мм. а) $t^* > \tau$ ($t^* = 93$ с, $\tau = 13$ с); б) $t^* < \tau$ ($t^* \leq 1$ с, $\tau = 13$ с)

В эксперименте по определению критического значения напряженности поля H_c сила тока увеличивалась постепенно – с целью затухания возмущений с максимальным спектром длин волн. Для реализации ситуаций, когда поле достигало критического значения мгновенно ($t^* \ll \tau$), на источнике питания перед его включением заранее выставлялось значение силы тока, соответствующее H_c при $t^* \gg \tau$.

При $t^* < \tau$, когда сила тока сразу достигает величины, необходимой для создания магнитного поля, разрушающего слой, характер распределения капель по размерам изменяется (рис. 4.7, б). По виду распределения можно сказать, что в данном случае поле успевает усилить более широкий спектр возмущений. При этом в обоих рассмотренных случаях преобладают капли среднего размера.

Проведем условное разделение капель на две категории: большие, средний диаметр которых попадает в область значений 7–9 мм, и малые (сателлиты) – 3–6 мм. На рис. 4.8 представлены усредненные диаметры больших и малых капель, образующихся при воздействии магнитных полей, нарастающих с различной скоростью, в зависимости от толщины разрываемого слоя.

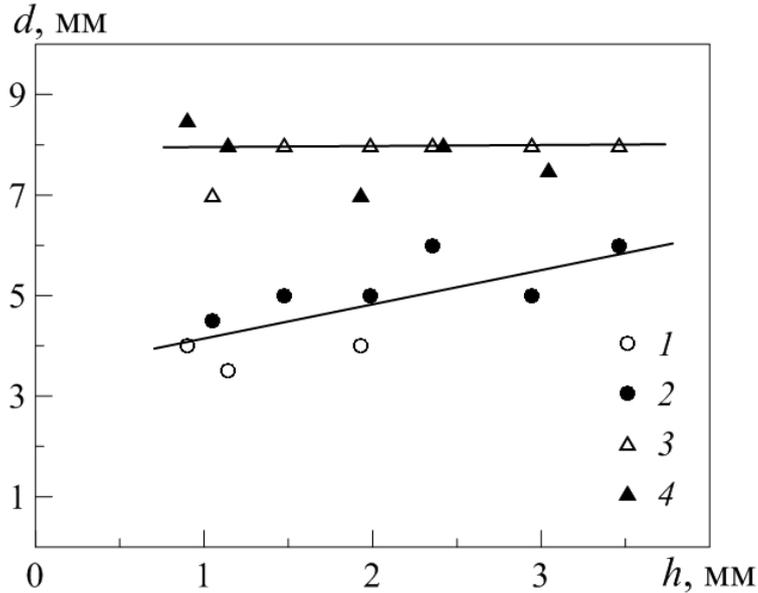


Рисунок 4.8 – Средний диаметр капель, полученных при разрыве слоя ФЖ № 3 за времена $t^* > \tau$ (1 – малые капли, 3 – большие капли); $t^* < \tau$ (2 – малые капли, 4 – большие капли) в зависимости от толщины разрываемого слоя. Диаметр кюветы $D_2 = 89.0$ мм

Из рисунка видно, что диаметр больших капель не зависит от толщины разрываемого слоя феррожидкости. Можно предположить, что основную роль в их формировании играют гравитационно-капиллярные возмущения на одной из поверхностей слоя, в частности, на межфазной (на ней возмущения достигают большей длины волны $\lambda \sim 10.5$ мм). Напротив, средний диаметр малых капель увеличивается с ростом толщины слоя. Их формирование, по-видимому, происходит в результате взаимодействия возмущений на обеих поверхностях слоя.

На рис. 4.9 приведена зависимость диаметра капли феррожидкости, возникающей в результате разрыва слоя, от величины приложенного магнитного поля. Зависимость имеет гистерезисный характер, поскольку разрыв слоя и его закрытие происходят при различных значениях напряженности поля. Изменение скорости уменьшения диаметра капли с ростом напряженности в области $H \sim 4$ кА/м связано с касанием дна кюветы вершиной конуса капли (этим же эффектом объясняется появление локального гистерезиса зависимости $d(H)$ в указанной области при снижении напряженности поля).

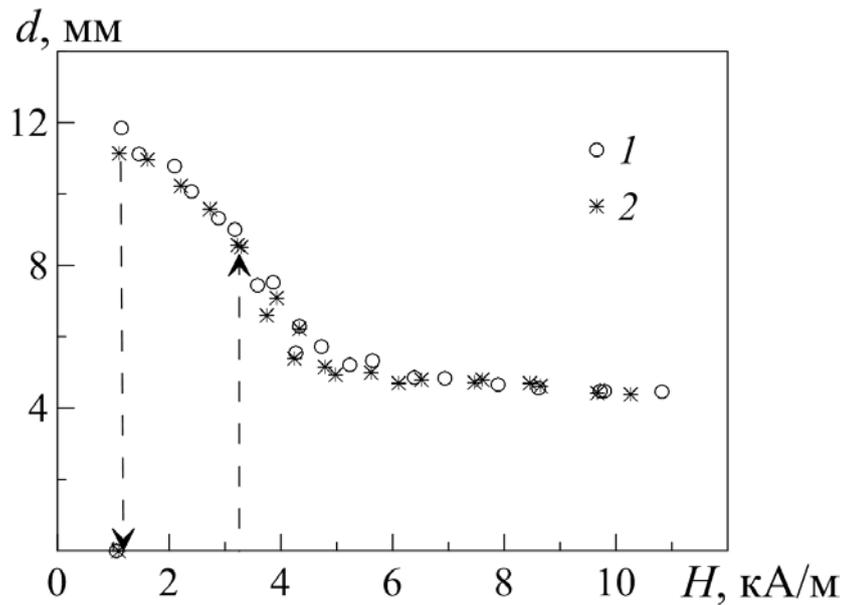


Рисунок 4.9 – Диаметр капли ФЖ № 3 в зависимости от напряженности магнитного поля (1 и 2 – совпадающие по диаметру капли, полученные в различных опытах): $t^* > \tau$ (1), $t^* < \tau$ (2). Толщина разрываемого слоя $h = 2.4$ мм. Диаметр кюветы $D_2 = 89.0$ мм

Как видно из рис. 4.4, в, увеличение напряженности поля свыше H_c приводит – при достижении порогового значения H_{cc} – к возникновению неустойчивости свободной поверхности капель феррожидкости в форме пиков. Величина пороговой напряженности растет с начальной толщиной слоя (рис. 4.10). Причиной этой зависимости является изменение структуры аддитивного магнитного поля при уменьшении расстояния между каплями в связи с увеличением их количества с ростом толщины слоя (т.к. средний размер возникающих крупных капель остается постоянным, см. рис. 4.8).

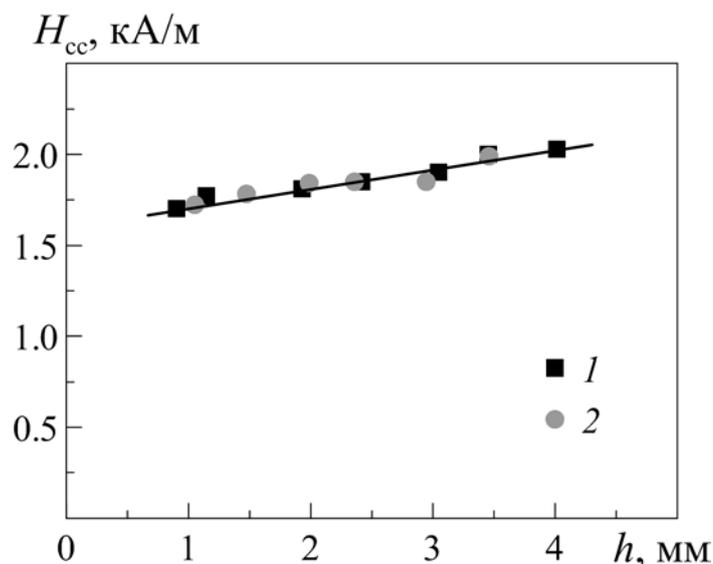


Рисунок 4.10 – Напряженность магнитного поля, соответствующая моменту возникновения пиков, в зависимости от толщины разрываемого слоя феррожидкости: $t^* > \tau$ (1), $t^* < \tau$ (2). Диаметр кюветы $D_2 = 89.0$ мм

В используемом диапазоне напряженностей ($H < 12$ кА/м) магнитного поля деформация слоев феррожидкости с $\chi < 2$ ограничивается лишь формированием гексагонального рельефа поверхности, подобно описанному в [80]. Однако если слой такой феррожидкости имеет стационарный разрыв поверхности [99], то воздействие поля может привести к формированию капельных структур. Аналогичная эволюция слоя с разрывом наблюдается и для феррожидкостей с достаточно большой χ . В обоих случаях характер деформации слоя зависит от начальных размеров разрыва и от диаметра кюветы.

Так, в случае относительно большого разрыва ($d_0 \geq D/2$) включение поля вызывает его увеличение в диаметре за счет вытеснения феррожидкости в область пристеночного мениска (рис. 4.10). Дальнейший рост напряженности поля приводит к возникновению неустойчивости границы мениска в виде растущего к центру кюветы "отростка" (рис. 4.10, а–в). Затем отросток отрывается, превращаясь в "подкову", которая, в свою очередь, распадается на отдельные капли (рис. 4.10, г–е). Снижение напряженности поля приводит к обратному слиянию капель вплоть до формирования слоя с разрывом (рис. 5, ж–и).

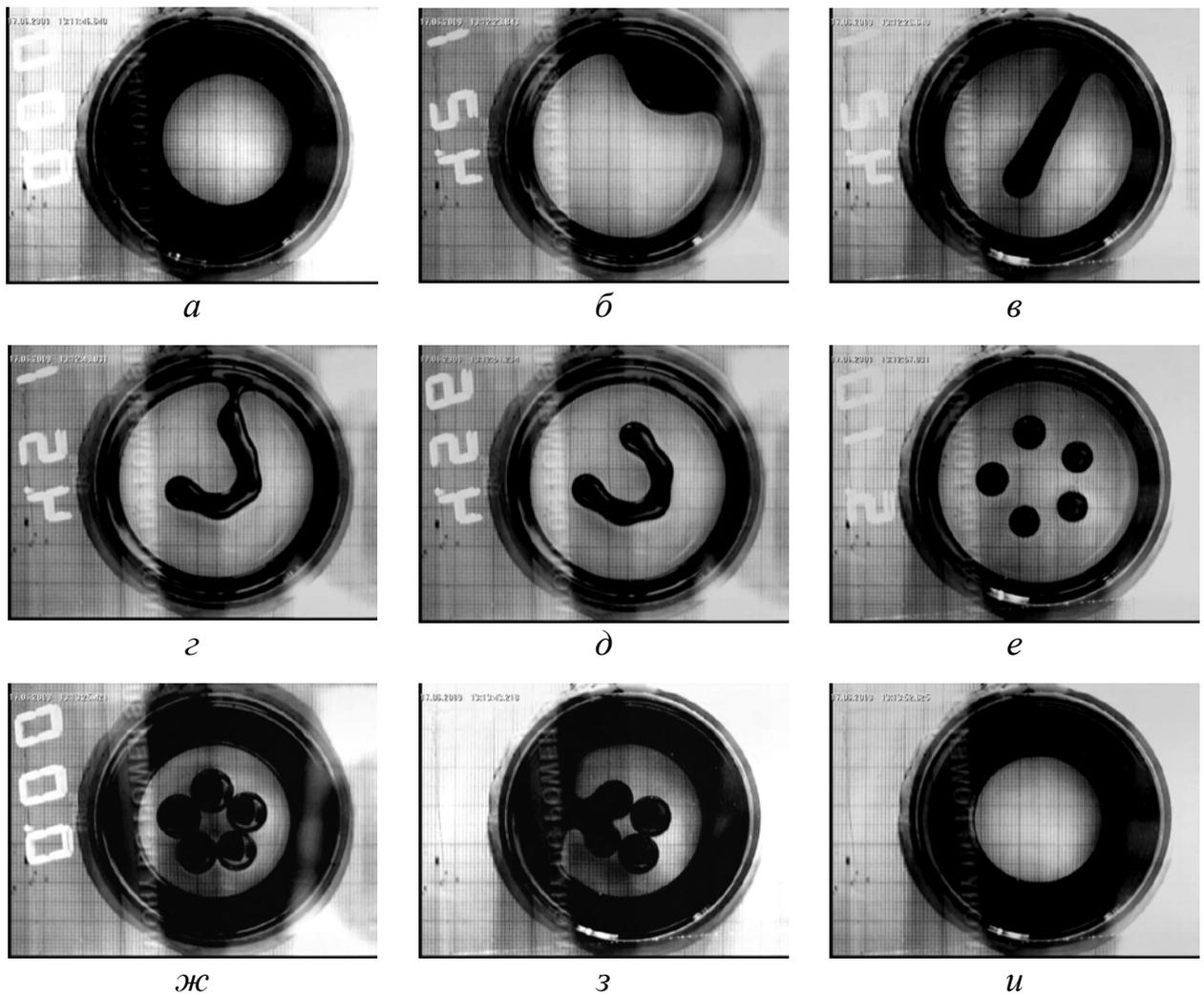


Рисунок 4.10 – Развитие неустойчивости слоя ФЖ № 2 толщиной $h = 2.2$ мм с диаметром разрыва $d_0 = 34.0$ мм в однородном магнитном поле. H , кА/м: 0 (а), 4.4 (б–в), 4.7 (г), 4.8 (д), 5.4 (е), 0 (ж–и). $D_1 = 59.4$ мм

Для слоев с устойчивым разрывом относительно малого диаметра ($d_0 < D/2$), особенно в случае d_0 , близкого к минимальному диаметру d_{\min} , переход к капельным структурам начинается с увеличения размера разрыва вдоль стенки кюветы до образования "многоугольника" (рис. 4.11, а–б). Количество его граней зависит от магнитной восприимчивости феррожидкости и размера кюветы (см. рис. 4.11, г). Дальнейшее увеличение напряженности поля приводит к разрыву "многоугольника" на отдельные капли-конусы (рис. 4.11, в). Конусы постепенно достигают дна кюветы. Далее при

определенном значении напряженности H_{cc} происходит деформация конусов с делением каждого на две части, вершины которых формируют пики (рис. 4.11, *г–е*, на последней фотографии видны следы феррожидкости на дне кюветы, возникшие при разделении конусов). Таким образом, в результате деления наблюдается уменьшение пространственного периода образовавшихся структур.

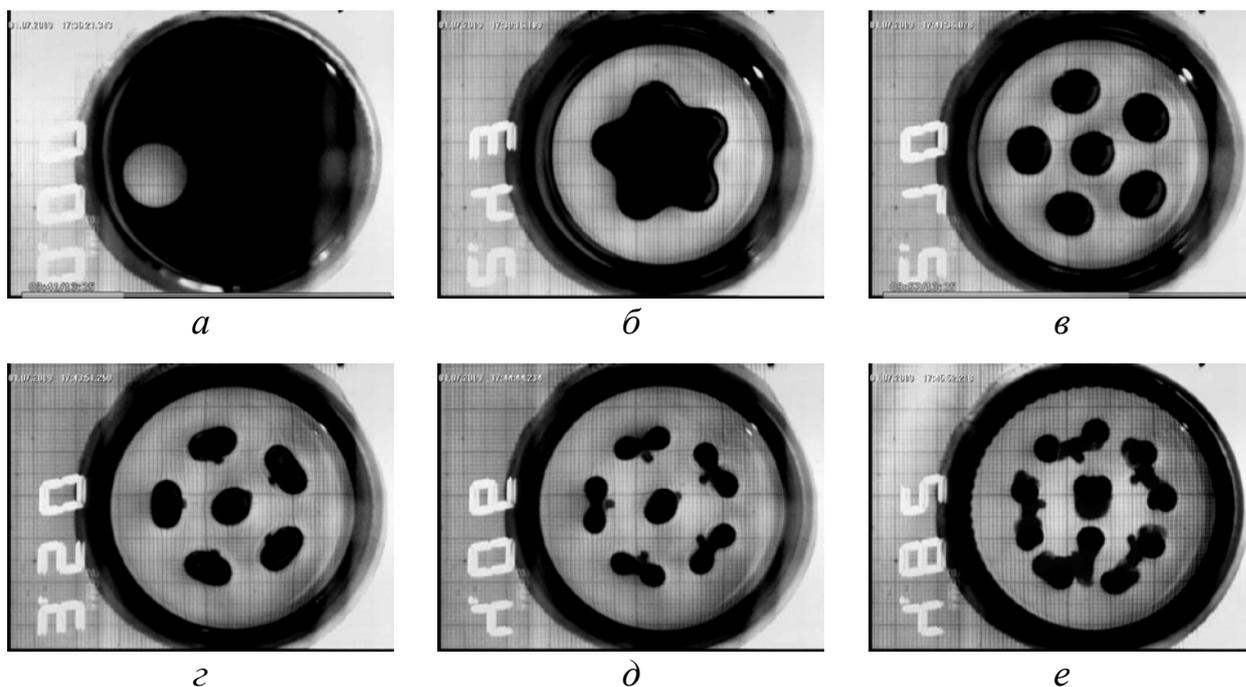


Рисунок 4.11 – Деформация слоя ФЖ № 3 толщиной $h = 2.7$ мм с устойчивым начальным разрывом $d_0 = 15.4$ мм под действием однородного магнитного поля. H , кА/м: 0 (*а*); 5.2 (*б*); 5.7 (*в*); 7.4 (*г*); 8.6 (*д*); 10.2 (*е*). $D_1 = 59.4$ мм

Сравнение со случаем сплошного слоя (см. рис. 4.3) показывает, что в случае слоя с начальным разрывом переход к капельным структурам происходит при заметно меньших напряженностях поля. Отметим, что при достигнутой максимальной напряженности магнитного поля наблюдается возникновение неустойчивости границы мениска феррожидкости вдоль боковой стенки кюветы в виде мелкой гребенки (рис. 4,11 *е*).

На рис. 4.12 представлена эволюция слоя феррожидкости с устойчивым разрывом малого диаметра в кювете $D_2 = 89.0$ мм.

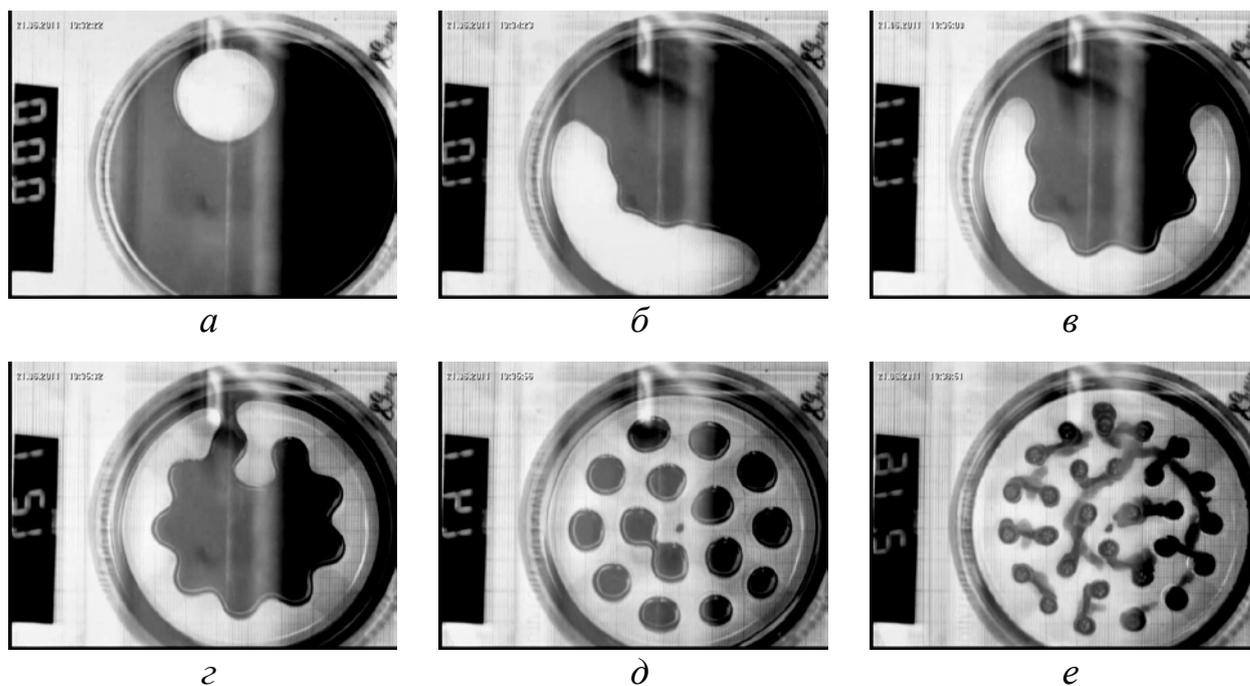


Рисунок 4.12 – Деформация слоя ФЖ № 3 толщиной $h = 2.8$ мм с устойчивым начальным разрывом $d = 34$ мм в кювете $D_2 = 89.0$ мм под действием магнитного поля H , кА/м: 0 (а), 2.1 (б), 2.4 (в), 2.6 (г), 3.0 (д), 4.6 (е). $D_2 = 89.0$ мм

Возникновение выше рассмотренных структур происходит за времена, сопоставимые или больше вязких времен для слоя феррожидкости ($t^* \geq \tau$). В случае $t^* < \tau$ слой с устойчивым разрывом большого диаметра трансформируется в слой с еще большим разрывом без возникновения капельных структур (рис. 4.13).

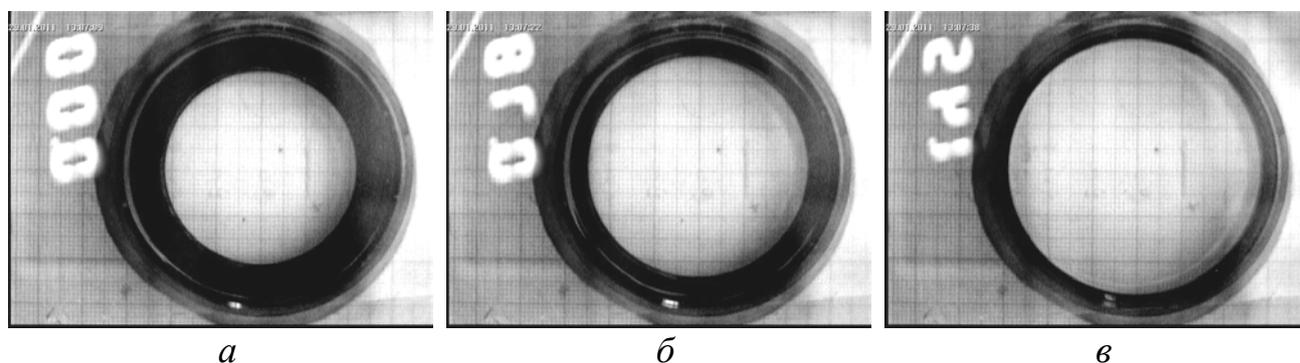


Рисунок 4.13 – Разрыв слоя феррожидкости начальной толщиной $h = 1.8$ мм в кювете $D_2 = 59.4$ мм в однородном магнитном поле. Напряженность поля H , кА/м: 0 (а); 1.6 (б); 3.0 (в)

Как следует из анализа вышеприведенных результатов, основное влияние на количество и размер капель оказывают гидродинамические возмущения, существующие в двухслойной системе на момент разрыва слоя феррожидкости. Спектр этих возмущений – помимо физико-химических свойств жидкостей системы – определяется ее геометрией, включая толщину слоев и их соотношение. Для снижения воздействия жидкой подложки, ее толщина всегда была в несколько раз больше, чем у верхнего слоя. Для более тщательной оценки влияния этого параметра на возникновение капельной системы были проведены опыты со слоем феррожидкости толщиной $h = 2.9$ мм, в которых – при прочих равных условиях – варьировалась толщина слоя перфтороктана (рис. 4.14).

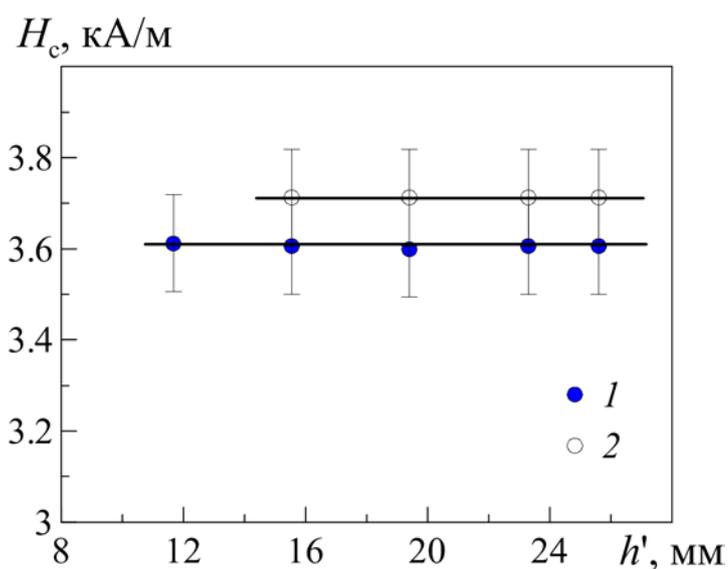


Рисунок 4.14 – Критическая напряженность магнитного поля H_c для слоя ФЖ № 3 толщиной $h = 2.9$ мм в зависимости от толщины жидкой подложки h' для различных скоростей нарастания поля: 1 – $t^* > \tau$; 2 – $t^* < \tau$

Анализ поведения кривых 1 и 2 на рис. 4.14, полученных соответственно при медленном и быстром разрыве слоя, показывает, что величина критической напряженности магнитного поля остается постоянной при вариации толщины подложки в пределах, используемых в экспериментах. Некоторое различие в значениях H_c , при разных скоростях разрыва слоя обусловлено методикой

данного эксперимента. Слой феррожидкости на подложке заданной толщины разрывался за времена, много большие вязких, и определялось значение H_c . Затем цепь питания катушек Гельмгольца размыкалась и разрыв схлопывался. Для уверенного разрыва слоя «быстрым» полем сила тока увеличивалась на минимальное значение, и цепь питания катушек замыкалась. Соответствующее увеличение H_c составляло порядка 0.1 кА/м.

Еще одним вопросом, связанным с конечностью размеров кюветы, является влияние кольцевого мениска, образуемого феррожидкостью на стенке кюветы при разрыве слоя. Искажение магнитного поля, обусловленное его существованием, приводит к радиальному сдвигу системы капель в направлении к оси кюветы (совпадающей с осью катушек Гельмгольца). В результате, расстояние между каплями должно измениться по сравнению со случаем разрыва бесконечного слоя, используемого в теоретических работах. Очевидно, что наибольший сдвиг наблюдается у капель, ближайших к мениску; наоборот, капли, расположенные в центре капельной системы, должны испытывать наименьший сдвиг, и соответственно, должны быть максимально упорядоченными и находиться на равном расстоянии.

Для подтверждения этого предположения проведена серия опытов по деформации слоя фиксированной толщины (а) медленно и (б) быстро нарастающим полем по 4 реализации для каждого случая. По совокупным данным этих опытов построены распределения капель по размерам (рис. 4.15). Вид полученных распределений свидетельствует в пользу тезиса о роли магнитного поля, усиливающей существующие в слое феррожидкости возмущения (см. рис. 4.7) – длинноволновые в случае медленно нарастающего поля и весь спектр возмущений при его быстром включении. Необходимо также указать на заметно бóльший объем феррожидкости, перешедший в пристеночную зону при разрыве слоя в случае медленно нарастающего поля.

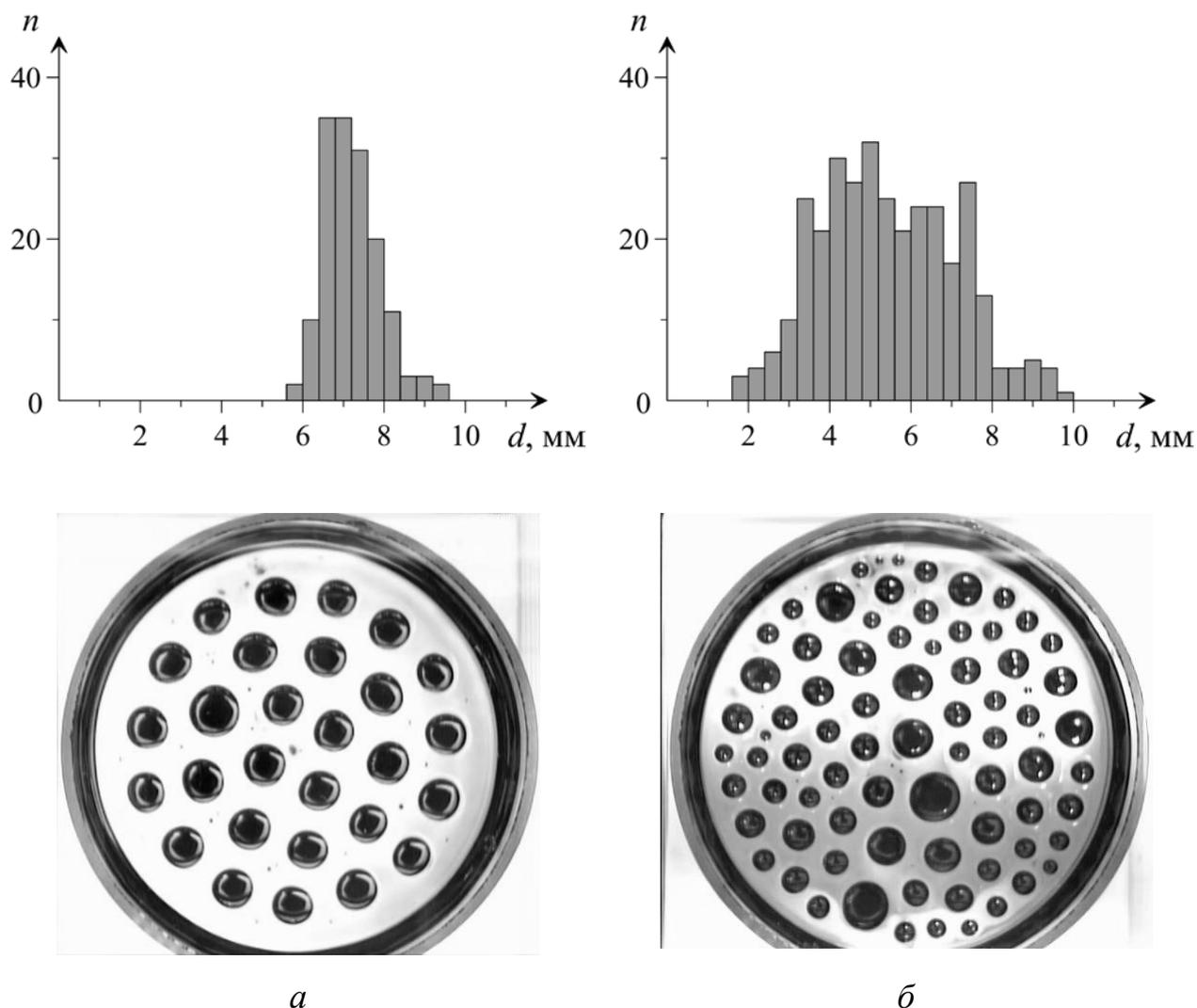


Рисунок 4.15 – Распределение капель по их диаметру при разрыве слоя $h = 2.9$ мм ФЖ № 3 магнитным полем с $H_c = 3.7$ кА/м. Диаметр кюветы $D_2 = 89.0$ мм. а) $t^* > \tau$; б) $t^* < \tau$

По данным эксперимента с использованием программного обеспечения Wolfram Mathematica построены распределения пространственного периода λ капельной структуры для случаев медленного и быстрого увеличения напряженности поля (рис. 4.16). Измерение расстояний производилось не только между каплей и ее ближайшими соседями, но между ней и всеми каплями в каждой пента- и/или гексагональной структуре. Количество одинаковых значений длин волн Δl нормировано по общему числу измеренных расстояний n между всеми каплями в образовавшейся системе капель.

Распределение пространственного периода приведено как для центральной части кюветы (красная сплошная линия), так и для всей капельной структуры (синяя пунктирная линия). Наличие ряда хорошо выраженных максимумов на обеих кривых на рис. 4.16, *а* свидетельствует о высокой степени упорядоченности системы капель, возникающей в результате разрыва слоя при медленном нарастании поля. В частности, это подтверждает существование шестого максимума на пунктирной кривой, который соответствует определенному расстоянию даже между крайними диаметрально расположенными каплями системы. Напротив, степень упорядоченности системы капель, возникающей при быстром нарастании поля (рис. 4.16, *б*), намного меньше – на обеих кривых хорошо различим только первый пик, соответствующий расстоянию между ближайшими каплями. Отметим, что второй и третий пики заметно выше первого, что говорит о наличии в системе большого количества капель разного, но достаточно близкого размера. Отсутствие даже размытых пиков старше седьмого на штриховой кривой показывает, что область упорядоченности существенно меньше размеров системы капель (количество капель вдоль диаметра системы в среднем достигает девяти).

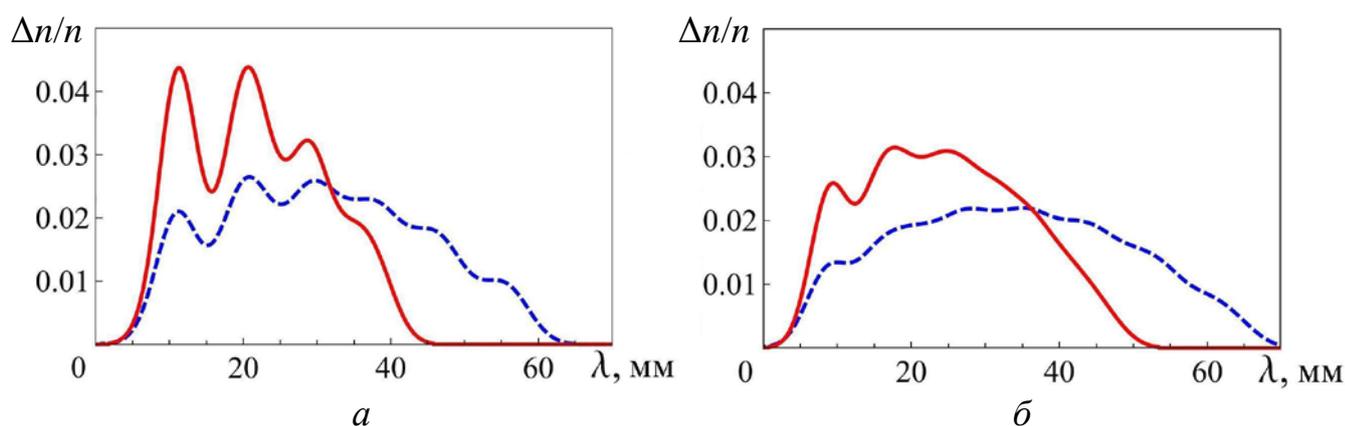


Рисунок 4.16 – Распределение пространственных периодов капельной системы, возникающей при разрыве слоя $h = 2.9$ мм ФЖ № 3 магнитным полем с $H_c = 3.7$ кА/м. Сплошная линия – для капель из центральной части кюветы, штриховая линия – для всех капель в кювете $D_2 = 89.0$ мм. *а*) $t^* > \tau$; *б*) $t^* < \tau$

По значению пространственного периода, соответствующему первому максимуму на рис. 4.16, а, в дальнейшем определялось волновое число основных возмущений поверхности, которое в разделе 4.3 данной главы сравнивалось с теоретически рассчитанным в [84].

В качестве сравнения с результатами экспериментальных исследований других авторов на рис. 4.17 приведена зависимость волновых чисел возникающих капельных систем от начальной толщины слоя феррожидкости на твердой 1 [77] и на жидкой 2–3 подложке. Хорошо видно различие в действии капиллярного (тонкий слой, [77]) и капиллярно-гравитационного (слой конечной толщины) механизмов возмущения поверхности феррожидкости.

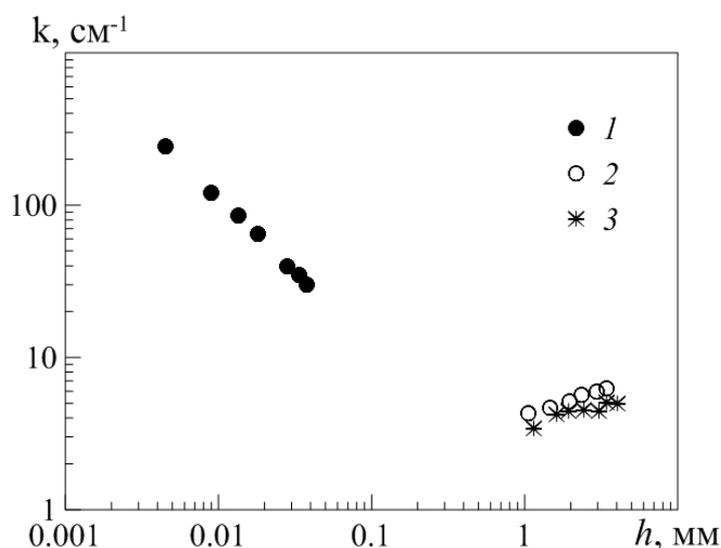


Рисунок 4.17 – Волновое число $k = 2\pi/\lambda$ в зависимости от толщины разрываемого слоя феррожидкости: 1 – тонкий слой на твердой подложке [77]; слой конечной толщины на жидкой подложке: 2 – $t^* < \tau$, 3 – $t^* > \tau$

Сравнение также показывает, что использование жидкой подложки позволяет разорвать такие слои феррожидкости, деформация которых на твердой подложке в том же диапазоне напряженностей поля ограничивается лишь периодическим возмущением поверхности (рис. 4.18).

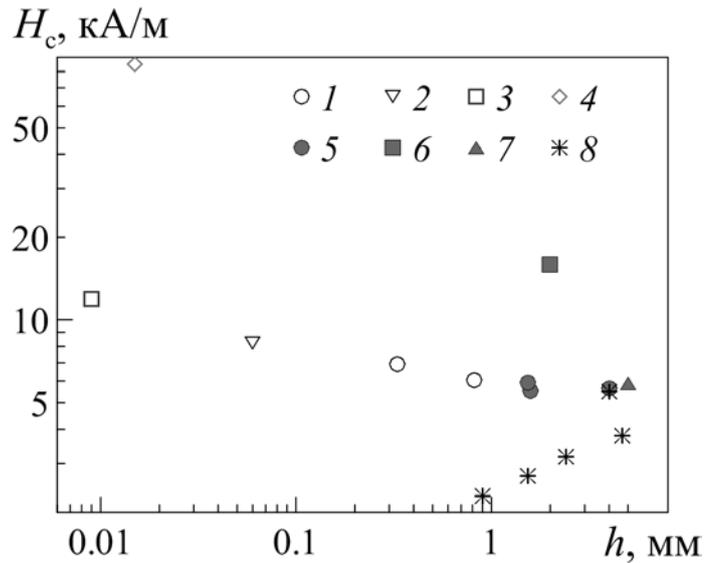


Рисунок 4.18 – Исследование устойчивости слоя феррожидкости:
 – на твердой подложке: разрыв слоя 1 [83], 2 [79], 3 [88], 4 [77];
 рельеф на поверхности 5 [83], 6 [81], 7 [89];
 – на жидкой подложке: разрыв слоя 8 [94]

Как следует из анализа зависимостей волнового числа и критической напряженности поля от толщины слоя, применение жидкой подложки существенно увеличивает отклик горизонтального слоя феррожидкости на действие вертикального магнитного поля.

4.3. Неустойчивость горизонтального слоя феррожидкости с двумя деформируемыми межфазными границами в однородном вертикальном магнитном поле.

Полученные в эксперименте (раздел 4.2) данные могут быть использованы для верификации результатов теоретической работы [84], в которой рассмотрена деформация горизонтального слоя феррожидкости (2) конечной толщины h , сверху (1) и снизу (3) ограниченного немагнитными жидкостями (рис. 4.19).

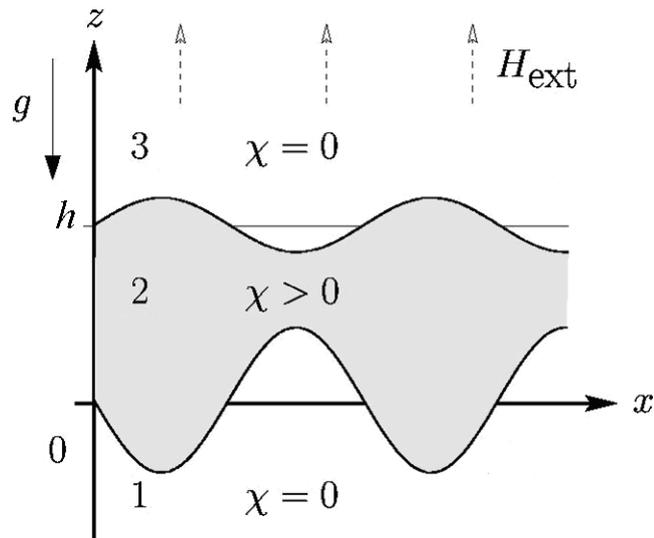


Рисунок 4.19 – Двумерная схема бесконечного горизонтального слоя феррожидкости 2 толщиной h , зажатого между двумя немагнитными жидкостями 1, 3 бесконечной толщины [84] в гравитационном g и магнитном полях H_{ext} .

Физико-химические параметры этих жидкостей обозначены соответственно их нумерации на рис. 4.19: плотности ρ_1, ρ_2, ρ_3 и коэффициенты поверхностного натяжения $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$. В отсутствие внешнего воздействия система жидкостей устойчиво стратифицирована, т.е. $\rho_1 > \rho_2 > \rho_3$. Включение однородного вертикально ориентированного магнитного поля вызывает развитие неустойчивости Розенцвейга на обеих межфазных поверхностях феррожидкости вплоть до распада ее слоя на отдельные участки (при амплитуде возмущений, сравнимой с толщиной слоя). Отметим, что величина слоя магнитной жидкости в рассматриваемой задаче на три порядка больше толщины жидких пленок в работах [77, 79].

В работе [84] для удобства все расстояния представлены в единицах, обратных критическому волновому числу $k_c = \sqrt{\frac{(\rho_2 - \rho_3)g}{\sigma_h}}$ неустойчивости

Розенцвейга бесконечно глубокого слоя феррожидкости, а магнитные поля – в единицах, соответствующих критической напряженности поля Розенцвейга

$H_c = \sqrt{\frac{(1 + \chi)(2 + \chi)2\sqrt{(\rho_2 - \rho_3)g\sigma_h}}{\chi^2 \mu_0}}$. Кроме того, плотности жидкостей,

контактирующих со слоем, пересчитаны на плотность феррожидкости,

соответственно, $\rho^{(1)} = \frac{\rho_1}{\rho_2}$ и $\rho^{(3)} = \frac{\rho_3}{\rho_2}$, а также введено безразмерное межфазное

натяжение $\sigma = \frac{\sigma_0}{\sigma_h}$, где $\sigma_0 = \sigma_2 - \sigma_1$, $\sigma_h = \sigma_3 - \sigma_2$. Магнитные свойства

феррожидкости отражает соотношение $\eta = \frac{\chi}{\chi + 2}$, где χ – начальная магнитная

восприимчивость феррожидкости.

Для нахождения формы, принимаемой межфазными поверхностями феррожидкости под действием постоянного вертикального магнитного поля, в [84] использовано условие минимума полной энергии, состоящей из гидростатической, межфазной (поверхностной) и магнитной частей. Представив деформацию межфазных поверхностей феррожидкости в виде гармонических функций, получено выражение для полной энергии слоя феррожидкости как функции двух переменных – напряженности магнитного поля H и волнового вектора возмущений поверхности k . Слой феррожидкости сохраняет сплошность до тех пор, пока определитель матрицы Гессе \mathcal{H} , полученной на основе выражения для полной энергии, остается положительным ($\det(\mathcal{H}) > 0$):

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \left(\frac{\rho^{(1)} - 1}{1 - \rho^{(3)}} - 2H^2 k \frac{\eta e^{-2hk} - 1}{\eta^2 e^{-2hk} - 1} + \sigma k^2 \right) & H^2 k (\eta - 1) \frac{e^{-hk}}{\eta^2 e^{-2hk} - 1} \\ H^2 k (\eta - 1) \frac{e^{-hk}}{\eta^2 e^{-2hk} - 1} & \frac{1}{2} \left(1 - 2H^2 k \frac{\eta e^{-2hk} - 1}{\eta^2 e^{-2hk} - 1} + k^2 \right) \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Поставляя в (1) физико-химические параметры феррожидкости № 3 и перфтороктана (жидкая подложка), нами была построена зависимость определителя матрицы Гессе $\det(\mathcal{H})$ от напряженности магнитного поля H и

волнового числа k (рис. 4.20). Расчеты выполнены для слоя феррожидкости толщиной $h = 2.9$ мм, т.е. для слоя критической (максимальной) толщины, в котором еще может существовать устойчивый разрыв в выбранной экспериментальной кювете $D = 89$ мм (см. раздел 2.1).

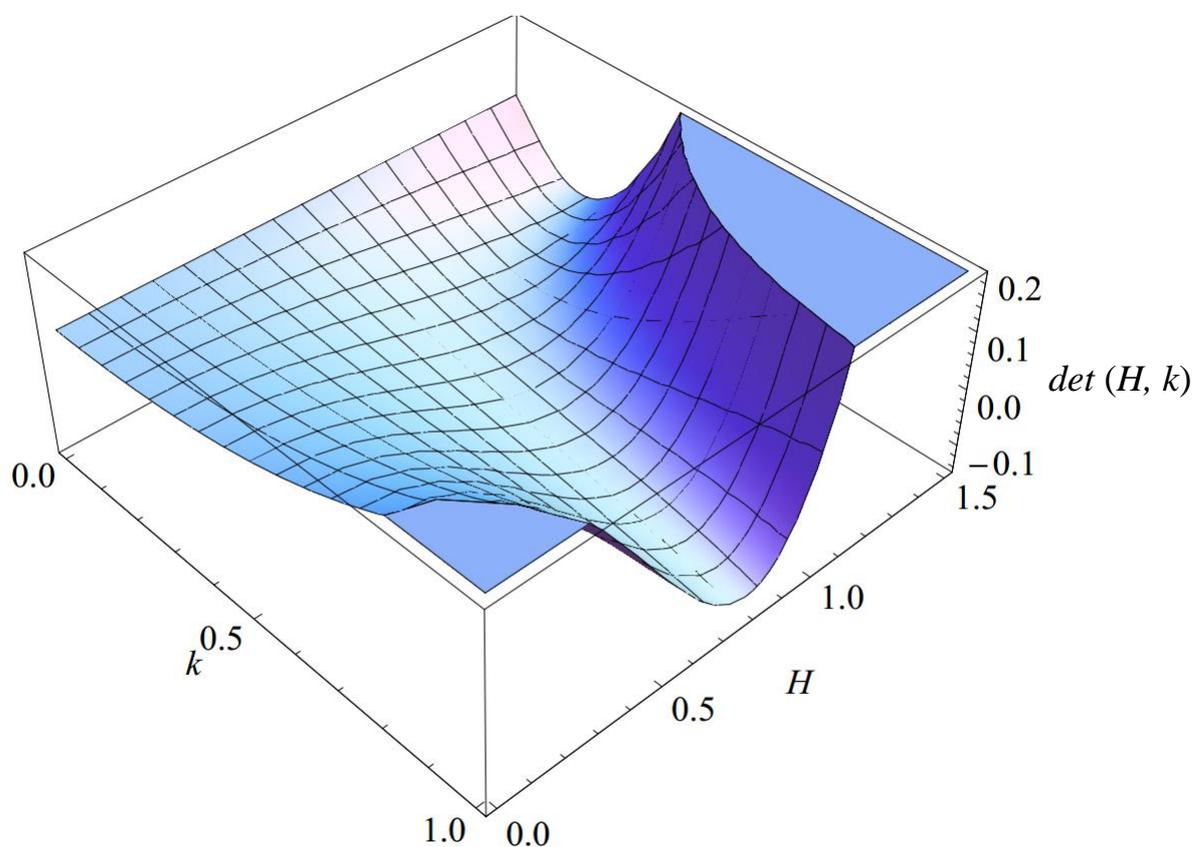


Рисунок 4.20 – Вид поверхности $\det(\mathcal{H})$, полученной из выражения (4.1), от напряженности магнитного поля H и волнового вектора возмущений k

Неустойчивость поверхности (и, как следствие, разрыв слоя) в выполненном эксперименте наблюдалась при значении безразмерной напряженности внешнего поля $H_c^* = (0.55 \pm 0.05)$ (среднее значение с графика $H_c(h')$) (см. рис. 4.14). Подставив $H = 0.55$ в (4.1), была построена теоретическая кривая зависимости определителя матрицы Гессе от волнового числа k (рис. 4.21). Минимум этой функции соответствует теоретическому значению критического волнового числа $k = 0.93$, которое с хорошей степенью точности совпадает с его экспериментальным значением, определенным из

пространственного периода системы капель, возникающей при разрыве слоя. Для более точного сравнения на рис. 4.22 представлены теоретическая зависимость $H(k)$ напряженности магнитного поля от волнового числа при $\det(\mathcal{H}) = 0$ (сплошная линия) и значения волновых чисел, определенных для серии опытов по разрыву ряда слоев с толщиной, близкой к $h = 2.9$ мм. Некоторое отклонение экспериментальных точек от теоретической кривой объясняется тем, что в опытах толщина разрываемого слоя варьировалась (от 2.9 до 3.1 мм), а также тем, что физико-химические параметры используемых жидкостей несколько изменялись от опыта к опыту (в частности, за счет испарения и очень медленной диффузии керосина в перфтороктан).

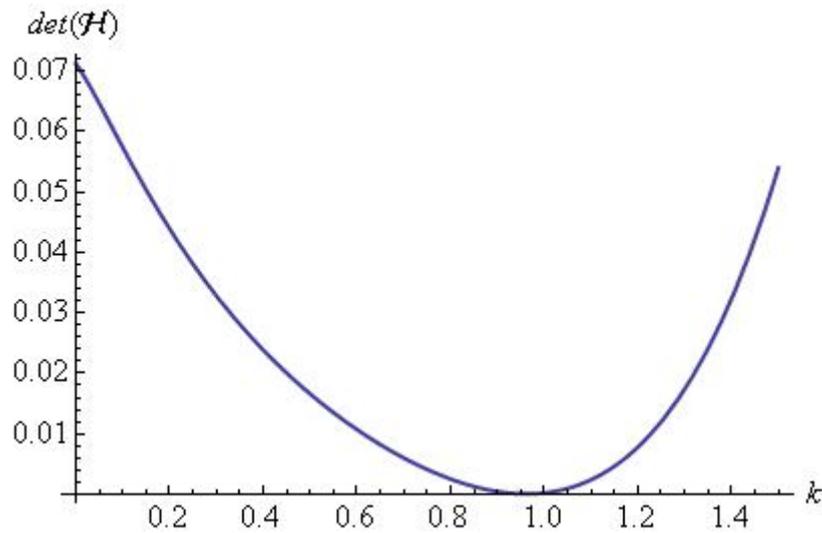


Рисунок 4.21 – Зависимость определителя Гессе $\det(\mathcal{H})$ от величины волнового числа k при напряженности магнитного поля $H_c = 0.55$

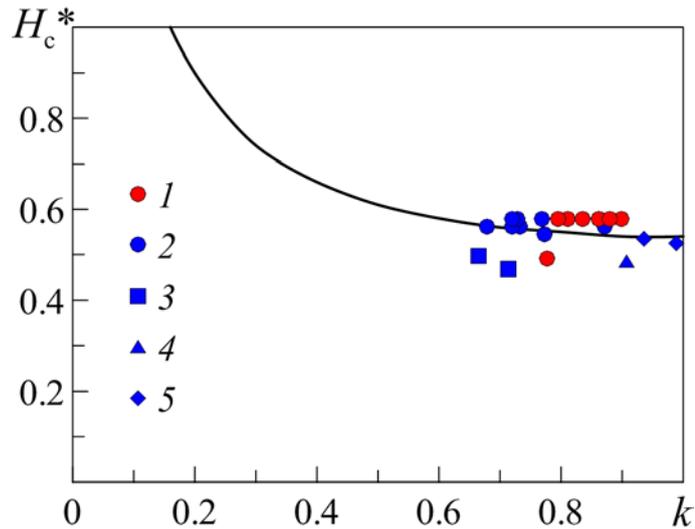


Рисунок 4.22 – Напряженность магнитного поля H_c^* в зависимости от волнового числа k в безразмерном виде для слоя феррожидкости толщиной $h = 2.9$ мм при $\det(\mathcal{H}) = 0$. Сплошная линия – теория, точки – эксперимент: ФЖ № 3 – $t^* > \tau$, $D = 89$ мм (1), – $t^* < \tau$, $D = 89$ мм (2); $t^* > \tau$, $D = 59$ мм (3); ФЖ № 1 – $t^* > \tau$, $D = 59$ мм (4); ФЖ № 2 – $t^* > \tau$, $D = 59$ мм (5)

Используя введенные выше безразмерные величины для напряженности поля H и толщины слоя h , можно представить экспериментальные данные в безразмерном виде (рис. 4.23). Величина отклонения $H_c(h)$ от среднего значения (штриховая линия) при одинаковой толщине слоя составляет порядка 10 % для разных феррожидкостей и разных кювет (см. рис. 4.5). Это отклонение объясняется большим временным интервалом между сериями опытов и связанной с ним небольшой вариацией температуры окружающей среды и степени смачивания стенок кюветы (за счет усовершенствования процесса очистки кювет).

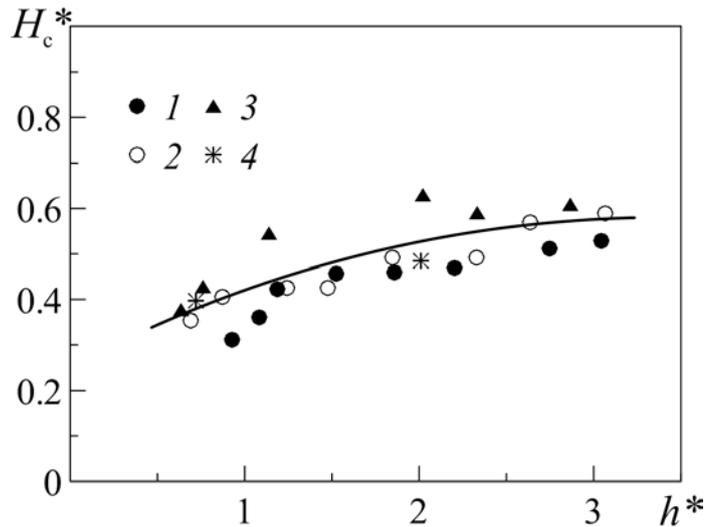


Рисунок 4.23 – Критическая напряженность магнитного поля H_c^* в зависимости от толщины слоя феррожидкости h^* в безразмерном виде. Начальная магнитная восприимчивость χ : 2.0 (3), 7.0 (1, 2), 5.2 (4). Диаметр кювет D , мм: 59.4 (1, 3, 4), 89.0 (2)

4.4. Выводы

Использование жидкой подложки позволяет разорвать такие слои феррожидкости, деформация которых на твердой подложке ограничивается лишь периодическим возмущением поверхности.

Однородное магнитное поле вызывает формирование упорядоченной системы капель, количество которых зависит от начальной толщины слоя, наличия устойчивого разрыва и его размеров, а также от скорости нарастания напряженности поля до критического значения. Величина критической напряженности, приводящей к разрушению сплошного слоя, увеличивается с ростом его толщины. Возрастание магнитной восприимчивости феррожидкости ведет к снижению величины критической напряженности поля.

Полученные экспериментальные данные для критических величин напряженности магнитного поля и пространственного периода неустойчивости поверхности феррожидкости находятся в хорошем согласии с теоретическим описанием распада слоя магнитной жидкости на капли, разработанным для «магнитожидкостных сэндвич-структур» [84].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения диссертационной работы экспериментально исследована эволюция расположенного на жидкой подложке горизонтального слоя феррожидкости – как сплошного, так с устойчивым разрывом поверхности – под действием магнитных полей различной пространственной ориентации.

Основные результаты и выводы:

1. Экспериментально исследована форма горизонтального плоского слоя феррожидкости, расположенного на жидкой подложке, в отсутствие магнитного поля. Обнаружен устойчивый разрыв слоя и определены условия его возникновения и существования.

2. Показано, что для создания подобного разрыва можно использовать осесимметричное вертикальное магнитное поле, а для закрытия – однородное тангенциально направленное. Возникновение разрыва происходит при достижении напряженностью поля некоторого критического значения, которое зависит от толщины слоя, диаметра кюветы и магнитной восприимчивости феррожидкости.

3. Экспериментально исследовано влияние тангенциального поля на форму разрыва плоского слоя феррожидкости. Показано, что включение поля приводит к изменению формы разрыва с правильного круга на эллипс, вытянутый вдоль поля. С увеличением интенсивности поля эксцентриситет разрыва быстро возрастает, а его площадь медленно сокращается. Расстояние между фокусами разрыва, как функция напряженности поля, описывается степенной зависимостью, близкой к соответствующей зависимости для пузырька воздуха в объеме феррожидкости.

4. Включение однородного вертикально направленного магнитного поля вызывает распад сплошного горизонтального слоя феррожидкости на упорядоченную систему капель. Показано, что количество капель, их

распределение по размеру и пространственному периоду определяется скоростью нарастания напряженности поля.

5. Зависимость критической напряженности магнитного поля от волнового числа возникающей системы капель подтверждает ранее полученные результаты теоретического исследования Раннахера и Энгеля, описавших развитие неустойчивости Розенцвейга в слое феррожидкости с двумя межфазными границами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сайкин, М.С. Герметизаторы на основе магнитной наножидкости для валов химических реакторов // «Вестник ИГЭУ». – 2010. – Вып. 4. – С. 44–47.
2. Сизов, А.П. Повышение герметичности магнито-жидкостного термоуправляемого уплотнения / А.П. Сизов, Р.А. Луковкин // Сб. науч. тр. 16-й Междунар. Плесской конф. по нанодисперсным магнитным жидкостям. – 2014. – С. 355–359.
3. Федоров, О.Л. Проектировочный расчет магнитного сепаратора / О.Л. Федоров, Т.В. Скроботова // Сб. науч. тр. 16-й Междунар. Плесской конф. по нанодисперсным магнитным жидкостям. – 2014. – С. 417–419.
4. Khushrushahi, S. Magnetic separation method for oil spill cleanup / S. Khushrushahi, M. Zahn, T.A. Hatton // Abs. book of “13th Int. conf. on magnetic fluid (ICMF-13)”. – 2013. – P. 3–5.
5. Khushrushahi, S. Analysis of Magnet configurations for improved separations of magnetic and non-magnetic materials / S. Khushrushahi, T.A. Hatton, M. Zahn // Abs. book of “13th Int. conf. on magnetic fluid (ICMF-13)”. – 2013. – P. 62–66.
6. Никифоров, В.Н. Медицинские применения магнитных наночастиц / В.Н. Никифоров // Наука и технологии в промышленности. – 2011. – № 1. – С. 90–99.
7. Бабский, В.Г. Гидромеханика космоса / В.Г. Бабский, Н.Д. Копачевский, А.Д. Мышкис, Л.А. Слобожанин, А.Д. Тюпцов. – М.: Наука, 1976. – 504 с.
8. Сивухин, Д.В. Общий курс физики. Т. 1. Механика / Д.В. Сивухин – М.: Физматлит, 2002. – 560 с.

9. Стойлов, Ю.Ю. Колебания жидкостей при испарении и парадоксы испаряторов / Ю.Ю. Стойлов // Успехи физ. наук. – 2000. – Т. 170. – № 1. – С. 41–56.
10. Братухин, Ю.К. Устойчивость стационарного разрыва жидкого слоя на поверхности несмешивающейся жидкости / Ю.К. Братухин, А.Л. Зуев, К.Г. Костарев, А.В. Шмыров // Изв. РАН. МЖГ. – 2009. – № 3. – С. 11–22.
11. Шлиомис, М.И. Магнитные жидкости / М.И. Шлиомис // Успехи физ. наук. – 1974. – Т. 112, Вып. 3. – С. 427–458.
12. Блум, Э.Я. Магнитные жидкости / Э.Я. Блум, М.М. Майоров, А.О. Цеберс. – Рига: Зинатне, 1989. – 386 с.
13. Библик, Е.Е. Реология дисперсных систем / Е.Е. Библик. – Л.: изд-во Ленинградского ун-та, 1981. – 172 с.
14. Фертман, Е.Е. Магнитные жидкости / Е.Е. Фертман. – Минск: Высшая школа, 1988. – 184 с.
15. Лебедев, А.В. Динамика магнитной жидкости в переменных полях : дисс. ... док. физ.-мат. наук : 01.02.05 / Лебедев Александр Владимирович. – Пермь, 2005. – 288 с.
16. Полунин, В.М. Акустические свойства магнитных жидкостей: монография / В.М. Полунин // Курск. Гос. Техн. – Ун-т. Курск, 2006. – 284 с.
17. Полунин, В.М. Акустические эффекты в магнитных жидкостях / В.М. Полунин // М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 208 с.
18. Балашою, М. Исследование кластеров в водных магнитных жидкостях методом малоуглового рассеяния нейтронов. Обзор / М. Балашою, М.В. Авдеев, В.Л. Аксёнов // Кристаллография. – 2007. – Т. 52, № 3. – С. 528–535.
19. Крутикова, Е.В. Термодинамические и структурные свойства ферроколлоидов : автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук : 02.00.04 / Крутикова Екатерина Владимировна. – Екатеринбург: УрГУ, 2010. – 20 с.

20. Ivanov, A.S. Magnetophoresis and diffusion of colloidal particles in a thin layer of magnetic fluids / A.S. Ivanov, A.F. Pshenichnikov // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2010. – Т. 322, № 17. – С. 2575–2580.
21. Лахтина, Е.В. О влиянии коагулянта и свободного стабилизатора на образование агрегатов в магнитных жидкостях / Е.В. Лахтина, А.Ф. Пшеничников // *Коллоид. журн.* – 2010. – Т. 72, № 2. – С. 231–237.
22. Иванов, А.О. Фазовое расслоение магнитных жидкостей : дисс. ... док. физ.-мат. наук : 01.04.14 / Иванов Алексей Олегович. – Екатеринбург, 1998. – 295 с.
23. Ivanov, A.O. Magnetic properties of polydisperse ferrofluids: a critical comparison between experiment, theory, and computer simulation / A.O. Ivanov, C. Holm, A.F. Pshenichnikov, A.V. Lebedev, A. Chremos, P.J. Camp, S.S. Kantorovich, E.N. Reznikov // *Phys. Rev. E – Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics.* – 2007. – Vol. 75, № 6. – P. 061405(1–12).
24. Pshenichnikov, A.F. Magnetophoresis of particles and aggregates in concentrated magnetic fluids / A.F. Pshenichnikov, A.S. Ivanov // *Phys. Rev. E.* – 2012. – Vol. 86. – P. 051401(1–11).
25. Lebedev, A.V. Extension of the working temperature range of magnetic fluid susceptibility measurements / A.V. Lebedev, S.N. Lysenko // *Solid State Phenomena.* – 2012. – Vol. 190. – P. 649–652.
26. Лебедев, А.В. Магнитная жидкость, стабилизированная линолевой кислотой / А.В. Лебедев // *Коллоид. журн.* – 2013. – Т. 75, № 4. – С. 431–435.
27. Божко, А.А. Тепловая конвекция магнитных жидкостей в гравитационном и магнитном полях : автореф. дисс. ... док. физ.-мат. наук : 01.02.05 / Божко Александра Александровна. – Пермь, 2011. – 32 с.
28. Блум, Э.Я. Конвекция и массоперенос при высокоградиентной магнитной сепарации коллоидных частиц / Э.Я. Блум, А.Я. Римша, А.Ю. Чухров // *Магнитная гидродинамика.* – 1987. – № 2. – С. 28–40.

29. Розенцвейг, Р. Феррогидродинамика / Р. Розенцвейг. – М.: Мир, 1989. 357 с.
30. Rosensweig, R.E. Labyrinthine instability in magnetic and dielectric fluids / R.E. Rosensweig, M. Zahn, R. Shumovich // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1983. – Vol. 39, № 1, 2. – P. 127–132.
31. Ishimoto, J. Bubble behavior in magnetic fluid under a nonuniform magnetic field / J. Ishimoto, M. Okubo, S. Kamiyama, M. Higashitani // *JSME. Int. J. Ser. B.* – 1995. – Vol. 38, № 3. – P. 382–387.
32. Zahn, M. Stability of magnetic fluid penetration through a porous medium with uniform magnetic field / M. Zahn, R.E. Rosensweig // *IEEE Trans. Magnetics.* – 1980. – Vol. 16, № 2. – P. 387–415.
33. Цеберс, А.О. Левитация постоянного цилиндрического магнита в ФЖ / А.О. Цеберс // Девятое Рижское совещание по магнитной гидродинамике. – Саласпилс, 1978. – Т. 1. – С. 129–130.
34. Литтлтон, Р.А. Устойчивость вращающихся масс жидкости / Р.А. Литтлтон // пер. с англ. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». – 2001. – 240 с.
35. Тарапов, И.Е. Некоторые вопросы гидростатики намагничивающихся и поляризующихся сред / И.Е. Тарапов // *Изв. АН СССР: МЖГ.* – 1974. – № 5. – С. 141–144.
36. Дроздова, В.И. Экспериментальное изучение гидростатики межфазной поверхности феррожидкости / В.И. Дроздова, Т.В. Скроботова, В.В. Чеканов // *Магнитная гидродинамика.* – 1979. – № 1. – С. 16–18.
37. Архипенко, В.И. Исследование формы капли намагничивающейся жидкости в однородном магнитном поле / В.И. Архипенко, Ю.Д. Барков, В.Г. Баштовой // *Магнитная гидродинамика.* – 1978. – № 3. – С. 131–134.
38. Баштовой, В.Г. К определению формы свободной капли магнитной жидкости в однородном магнитном поле / В.Г. Баштовой, С.Г. Погирницкая, А.Г. Рекс // *Магнитная гидродинамика.* – 1987. – № 3. – С. 23–26.

39. Баштовой, В.Г. О некоторых эффектах, связанных со скачком намагниченности на границе раздела магнитных жидкостей / В.Г. Баштовой, Е.М. Тайц // *Магнитная гидродинамика*. – 1985. – № 2. – С. 54–60.
40. Цеберс, А.О. Вириальный метод исследования статики и динамики каплей намагничивающейся жидкости / А.О. Цеберс // *Магнитная гидродинамика*. – 1985. – № 1. – С. 25–34.
41. Vacri, J.C. Instability of ferrofluid magnetic drops under magnetic field / J.C. Vacri, D. Salin // *J. Phys.* – 1982. – Vol. 43. – P. L-649–L-654.
42. Дроздова, В.И. Экспериментальное исследование структуры и магнитных свойств магнитных жидкостей : автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук / Дроздова Виктория Игоревна. – Ставрополь, 1983. – 18 с.
43. Vacri, J.C. Study of the deformation of ferrofluid droplets in a magnetic field / J.C. Vacri, D. Salin, R. Massart // *J. Phys.* – 1982. – Vol. 43. – P. L-179–L-184.
44. Afkhami, S. Deformation of a hydrophobic ferrofluid droplet suspended in a viscous medium under uniform magnetic fields / S. Afkhami, A.J. Tyler, Y. Renardy, M. Renardy, T.G.St. Pierre, R.C. Woodward, J.S. Riffle // *J. Fluid Mech.* – 2010. – Vol. 663. – P. 358–384.
45. Берковский, Б.М. О некоторых новых равновесных формах свободной поверхности ограниченных объемов магнитной жидкости / Б.М. Берковский, В.Г. Баштовой, А.Г. Рекс // *Магнитная гидродинамика*. – 1986. – № 4. – С. 11–16.
46. Баштовой, В.Г. Полуограниченная капля магнитной жидкости в однородном магнитном поле / В.Г. Баштовой, С.Г. Погирницкая, А.Г. Рекс // *Магнитная гидродинамика*. – 1990. – № 2. – С. 20–26.
47. Zhu, G.P. Nonlinear deformation of a ferrofluid droplet in a uniform magnetic field / G.P. Zhu, N.T. Nguyen, R.V. Ramanujan, X.Y. Huang // *Langmuir*. – 2011. – Vol. 27, № 24. – P. 14834–14841.

48. Bashtovoi, V. Dynamics of deformation of magnetic fluid at drops in a homogeneous longitudinal magnetic field / V. Bashtovoi, S. Pogiritskaya, A. Reks // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – Vol. 201, № 1–3. – P. 300–302.
49. Flament, C. Measurements of ferrofluid surface tension in confined geometry / C. Flament, S. Lacis, J.-C. Bacri, A. Cebers, S. Neveu, R. Perzynski // *Phys. Rev. E.* – 1996 – Vol. 53, № 5. – P. 4801–4806.
50. Bashtovoi, V. Instabilities of bubbles and droplets flows in magnetic fluids / V. Bashtovoi, M. Kovalev, A. Reks // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2005. – Vol. 289. – P. 350–352.
51. Закинян, А.Р. Особенности процессов намагничивания и поляризации магниточувствительных эмульсий: дисс. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.13 / Закинян Артур Робертович. – Ставрополь, 2010. – 158 с.
52. Диканский, Ю.И. Поведение немагнитной капли, взвешенной в магнитной жидкости во вращающемся магнитном поле / Ю.И. Диканский, А.Р. Закинян // *ЖТФ.* – 2010. – Т. 80, Вып. 8. – С. 8–12.
53. Баштовой, В.Г. Генерация электродвижущей силы при движении немагнитных тел в магнитной жидкости / В.Г. Баштовой, А.Г. Рекс, А.В. Баштовой // *Магнитная гидродинамика.* – 1993. – № 1. – С. 31–36.
54. Kuwahara, T. Flow regime classification in air–magnetic fluid two-phase flow / T. Kuwahara, F.De. Vuyst, H. Yamaguchi // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2008. – Vol. 20. – P. 204141(1–6).
55. Yecko, Ph. Deformation and magnetophoresis of bubbles in magnetic fluids (ferrofluids) / Ph. Yecko, W.-K. Lee, R. Scardovelli, A.D. Trubatch // 62nd Ann. Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics. N.Y.Am.Phys. Soc. – 2009. – Abs. HJ.003.
56. Kuwahara, T. Bubble velocity measurement using magnetic fluid and electromagnetic induction / T. Kuwahara, F. De Vuyst, H. Yamaguchi // *Phys. Fluids.* – 2009. – Vol. 21. – P. 097101(1–8).

57. Ueno, K. Study on single bubbles rising in magnetic fluid for small Weber number / K. Ueno, M. Higashitani, S. Kamiyama // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1995. – Vol. 149, № 1. – P. 104–107.
58. Ueno, K. Numerical simulation of deformed single bubbles rising in magnetic fluid / K. Ueno, T. Nishita, S. Kamiyama // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – Vol. 201, № 1. – P. 281–284.
59. Korlie, M.S. Modeling bubbles and droplets in magnetic fluids / M.S. Korlie, A. Mukherjee, B.G. Nita, J.G. Stevens, A.D. Trubatch, P. Yecko // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2008. – Vol. 20. – P. 204143(1–5).
60. Зуев, А.Л. Разрыв слоя жидкости концентрационно-капиллярным течением / А.Л. Зуев // *Коллоид. ж.* – 2007. – Т. 69, № 3. – С. 315.
61. Viviani, A. Deformation and rupture of a horizontal liquid layer by thermal and solutal Marangoni flows / A. Viviani, A.L. Zuev // *Int. J. Energy Conversion and Management.* – 2008. – Vol. 49, № 11. – P. 3232–3236.
62. Самонов, В.Е. Математическое моделирование движения тонкого слоя жидкости под действием поверхностных сил : дисс.... канд. физ.-мат. наук : 05.13.18 / Самонов В.Е. – Ставрополь, 2003. – 143 с.
63. Gailitis, A. Form of surface instability of a ferromagnetic fluid / A. Gailitis // *Magnetohydrodynamics.* – 1969. – Vol. 5, № 1. – P. 68–70.
64. Cowley, M.D. The interfacial stability of a ferromagnetic fluid / M.D. Cowley, R.E. Rosensweig // *J. Fluid Mech.* – 1967. – Vol. 30, part 4. – P. 671–688.
65. Баштовой, В.Г. Неустойчивость неподвижного тонкого слоя намагничивающейся жидкости / В.Г. Баштовой // *ПМТФ.* – 1978. – № 1. – С. 81–87.
66. Boudouvis, A.G. Normal field instability and patterns in pools of ferrofluid / A.G. Boudouvis, J.L. Puchalla, L.E. Scriven, R.E. Rosensweig // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1987. – Vol. 65, Is. 2–3. – P. 307–310.
67. Bacri, J.-C. First-order transition in the instability of a magnetic fluid interface / J.-C. Bacri, D. Salin // *J. Physique Lett.* – 1984. – Vol. 45. – P. L-559–L-564.

68. Gailitis, A. Formation of the hexagonal pattern on the surface of a ferromagnetic fluid in an applied magnetic field / A. Gailitis // *J. Fluid Mech.* 1977. – Vol. 82, Is. 3. – P. 401–413.
69. Friedrichs, R. Low symmetry patterns on magnetic fluids / R. Friedrichs // *Phys. Rev. E.* – 2002. – Vol. 66. – P. 066215 (1–7).
70. Abou, B. The normal field instability in ferrofluids: hexagon-square transition mechanism and wavenumber selection / B. Abou, J.-E. Wesfreid, S. Roux // *J. Fluid Mech.* – 2000. – Vol. 416. – P. 217–237.
71. Catherall, A.T. Surface instabilities on liquid oxygen in an inhomogeneous magnetic field / A.T. Catherall, K.A. Benedict, P.J. King, L. Eaves // *Phys. Rev. E.* – 2003. – Vol. 68. – P. 037302(3).
72. Цеберс, А.О. Гребенчатая неустойчивость в тонких слоях магнитной жидкости / А.О. Цеберс, М.М. Майоров // *Магнитная гидродинамика.* – 1980. – № 2. – С. 22–26.
73. Tsebers, A. Magnetostatic instabilities in plane layers of magnetizable liquids / A. Tsebers, M. Maiorov // *Magnetohydrodynamics.* – 1980. – Vol. 16. – №. 1. – P. 21–27.
74. Langer, S.A. Dynamics of labyrinthine pattern formation in magnetic fluids / S.A. Langer, R.E. Goldstein, D.P. Jackson // *Phys. Rev. A.* – 1993. – Vol. 46, № 8. – P. 4894–4904.
75. Chen, Ch.-Y. Hybrid ferrohydrodynamic instability: coexisting peak and labyrinthine patterns / Ch.-Y. Chen, W.-K. Tsai, J.A. Miranda // *Phys. Rev. E.* – 2008. – Vol. 77. – P. 056306(7).
76. Berkovsky, B. Instabilities of magnetic fluids leading to rupture of continuity / B. Berkovsky, V. Bashtovoi // *IEEE Transactions on Magnetics.* – 1980. – Vol. 16, Is. 2. – P. 288–297.
77. Диканский, Ю.И. Неустойчивость тонкого слоя магнитной жидкости в перпендикулярном магнитном поле / Ю.И. Диканский, А.Р. Закинян, Л.С. Мкртчян // *ЖТФ.* – 2010. – Т. 80, Вып. 9. – С. 38–43.

78. Chen, C.-Y. Ordered microdroplet formations of thin ferrofluid layer breakups / C.-Y. Chen, C.-S. Li // *Phys. Fluids*. – 2010. – Vol. 22, Is. 1. – P. 014105.
79. Bacri, J.-C. Instability of a ferrofluid film / J.-C. Bacri, R. Perzynski, D. Salin // *C. R. Acad. Sci. Paris*. – 1988. – Vol. 307, S. II. – P. 699–704.
80. Барков, Ю.Д. Экспериментальное исследование неустойчивости плоских слоев намагничивающейся жидкости / Ю.Д. Барков, В.Г. Баштовой // *Магнитная гидродинамика*. – 1977. – № 4. – С. 137–144.
81. Richter, R. Surface instabilities of ferrofluids / R. Richter, A. Lange // *Lect. Notes Phys.* – 2009. – № 763. – P. 157–247.
82. Баштовой, В.Г. Неустойчивость тонкого слоя намагничивающейся жидкости с двумя свободными границами / В.Г. Баштовой // *Магнитная гидродинамика*. – 1977. – № 3. – С. 23–28.
83. Баштовой, В.Г. Неустойчивость плоского слоя магнитной жидкости в закритической области магнитного поля / В.Г. Баштовой, М.С. Краков, А.Г. Рекс // *Магнитная гидродинамика*. – 1985. – № 1. – С. 19–24.
84. Rannacher, D. Double Rosensweig instability in a ferrofluid sandwich structure / D. Rannacher, A. Engel // *Phys. Rev. E*. – 2004. – Vol. 69. – P. 066306(1–8).
85. Справочник химика. Т. 1. / Б.П. Никольский. – Л.: Химия, 1966 г. – 1072 с.
86. Костарев, К.Г. Стационарные разрывы поверхности двухслойной системы несмешивающихся жидкостей / К.Г. Костарев, А.В. Шмыров // *Конвективные течения*. – Пермь: ПГПУ, 2005. – Вып. 2. – С. 73–86.
87. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика. Учебное пособие / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – В 10 т. – Т. VI. – *Гидродинамика*. – М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1986. – 736 с.
88. Yang, H.C. Behavior of the magnetic structures of the magnetic fluid film under tilted magnetic fields / H.C. Yang, I.J. Jang, H.E. Horng, J.M. Wu, Y.C. Chiou, C.Y. Hong // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – Vol. 201. – Is. 1–3. – P. 313–316.

89. Vorobiev, A. Surface structure of sterically stabilized ferrofluids in a normal magnetic field: Grazing-incidence x-ray study / A. Vorobiev, G. Gordeev, O. Konovalov, D. Orlova // *Phys. rev. E, Statistical, nonlinear, and soft matter physics.* – 2009. – Vol. 79, Is. 3. – P. 031403.
90. Bushueva, C.A. Deformation of a layer of ferrofluid, lying on a liquid substrate, subjected to the action of the magnetic field / C.A. Bushueva, K.G. Kostarev, A.V. Lebedev // *Physics Procedia, an e-journal of the Elsevier's.* – 2010. – Vol. 9. – P. 205–209.
91. Бушуева, К.А. Поведение слоя феррожидкости с устойчивым разрывом поверхности под действием тангенциально направленного магнитного поля / К.А. Бушуева, К.Г. Костарев // *Изв. РАН. МЖГ.* – 2011. – № 5. – С. 42–51. == Bushueva K.A., Kostarev K.G. Behavior of a ferrofluid layer with stable surface rupture subjected to a tangential magnetic field // *Fluid Dynamics Vol. 46, N. 5.* – P. 707–714.
92. Bushueva, C.A. Evolution of a ferrofluid floating layer under the influence of an in-homogeneous magnetic field / C.A. Bushueva, K.G. Kostarev, A.V. Lebedev // *Magnetohydrodynamics.* – 2011. – Vol. 47. – No. 2. – P. 207–212.
93. Bushueva, C.A. Deformation of gas bubbles and stable ruptures in a horizontal layer of ferrofluid under the action of the magnetic field / C.A. Bushueva, K.G. Kostarev // *Magnetohydrodynamics.* – 2013. – Vol. 49. – No. 1. – P. 3–10.
94. Bushueva, C.A. Drop structures formed by ferrofluid in the uniform magnetic field // *Magnetohydrodynamics.* – 2013. – Vol. 49. – No. 2. – P. 191–195.
95. Бушуева, К.А. Стационарный разрыв слоя феррожидкости на жидкой подложке / К.А. Бушуева, К.Г. Костарев, А.В. Шмыров // *Механика сплошных сред как основа современных технологий. Тр. XVI Зимней школы по механике сплошных сред. Пермь – Екатеринбург: УрО РАН, 2009. – 4 с.*
96. Бушуева, К.А. Влияние продольного магнитного поля на стационарный разрыв горизонтального слоя феррожидкости на жидкой подложке / К.А.

- Бушуева, К.Г. Костарев, А.В. Лебедев // Сб. науч. тр. II Всерос. науч. конф. «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем». – Ставрополь, 2009. – С. 218–223.
97. Бушуева, К.А. Устойчивый разрыв горизонтального слоя феррожидкости, расположенного на жидкой подложке / К.А. Бушуева, К.Г. Костарев // Конвективные течения... (вып.4). – Пермь: ПГПУ, 2009. – С. 187–204.
98. Бушуева, К.А. Поведение тонкого слоя феррожидкости с устойчивым разрывом поверхности в продольном магнитном поле // Материалы Всерос. конф. молодых ученых «Неравновесные переходы в сплошных средах», Пермь, 4–5 декабря 2009. – С. 56–59.
99. Bushueva, C.A. Dynamics of a ferrofluid layer with a stable rupture of the surface / C.A. Bushueva, K.G. Kostarev // Proceedings of the XXXVIII Summer School–Conf. “Advanced Problems in Mechanics (APM) 2010”, St. Petersburg (Repino), Russia, July 1–5, 2010. – P. 98–104.
100. Бушуева, К.А. Деформация устойчивого разрыва слоя феррожидкости на жидкой подложке под действием магнитных полей различной ориентации // Материалы Всерос. конф. молодых ученых «Неравновесные переходы в сплошных средах», Пермь, 26–27 ноября 2010. – С. 59–66.
101. Бушуева, К.А. Деформация слоя феррожидкости на жидкой подложке под действием магнитного поля / К.А. Бушуева, К.Г. Костарев, А.В. Лебедев // Тр. XVII Зимней школы по механике сплошных сред (Электронный ресурс) – Пермь-Екатеринбург, 2011. Электрон. опич. диск. (CD). – 10 с.
102. Бушуева, К.А. Капельные структуры, возникающие при распаде слоя феррожидкости под действием однородного вертикального магнитного поля // Сб. науч. тр. III Всерос. науч. конф. «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем», Ставрополь, 15–18 сентября, 2011, с. 18–23.

103. Бушуева, К.А. Капельные структуры, образуемые феррожидкостью в однородном магнитном поле / К.А. Бушуева, К.Г. Костарев, А.В. Лебедев // Конвективные течения...(вып. 5). – Пермь: ПГПУ, 2011. – С. 159–170.
104. Бушуева, К.А. Пространственные формы, принимаемые феррожидкостью под воздействием неоднородного магнитного поля / К.А. Бушуева, К.Г. Костарев, А.В. Лебедев // Конвективные течения...(вып. 5). – Пермь: ПГПУ, 2011. – С. 171–182.
105. Бушуева, К.А. Сравнительный анализ деформации газовых пузырьков и устойчивых разрывов горизонтального слоя феррожидкости под действием магнитного поля / К.А. Бушуева, К.Г. Костарев // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. – Пермь. – Вып. 3 (21). – 2012. – С. 24–29.
106. Бушуева, К.А. Стационарный разрыв слоя феррожидкости на жидкой подложке / К.А. Бушуева, К.Г. Костарев, А.В. Шмыров // Тезисы XVI Зимней школы по механике сплошных сред (механика сплошных сред как основа современных технологий). – Пермь, 24–27 февраля 2009. – С. 78.
107. Bushueva, S., Kostarev K., Shmyrov A. Stable ruptures of a layer of ferrofluid on a liquid substrate / S. Bushueva, K. Kostarev, A. Shmyrov // Fourth International Topical Team Workshop on TWO-PHASE SYSTEMS FOR GROUND AND SPACE APPLICATIONS. – Novosibirsk, Russia, September 6–8, 2009. – P. 97.
108. Бушуева, К.А. Поведение тонкого слоя феррожидкости с устойчивым разрывом поверхности в продольном магнитном поле / К.А. Бушуева // Неравновесные переходы в сплошных средах : тезисы докладов Всерос. конф. молодых ученых. – Пермь, 4–5 декабря 2009. – С. 29.
109. Bushueva, S.A. Dynamics of a ferrofluid layer with a stable rupture of the surface under the action of external magnetic field / S.A. Bushueva, K.G. Kostarev, A.V. Lebedev // Book of Abs. of XXXVIII Summer School

“Advanced Problems in Mechanics”. – St. Petersburg (Repino), Russia, 1–5 July, 2010. – P. 29.

110. Bushueva, C.A. Deformation of a layer of ferrofluid, lying on a liquid substrate, subjected to the action of the magnetic field / C.A. Bushueva, K.G. Kostarev, A.V. Lebedev // Book of Abs. of 12th Int. Conf. on Magnetic Fluids (ICMF12). – Sendai, Japan, 1-5 August, 2010. – P. 161–162.
111. Бушуева, К.А. Деформация устойчивого разрыва слоя феррожидкости на жидкой подложке под действием магнитных полей различной ориентации / К.А. Бушуева // Неравновесные переходы в сплошных средах : тезисы докладов Всерос. конф. молодых ученых. – Пермь, 26–27 ноября 2010. – С. 18.
112. Бушуева, К.А. Устойчивые разрывы верхнего слоя в двухслойной системе жидкостей / К.А. Бушуева, К.Г. Костарев, А.В. Шмыров // Всерос. науч. школа молодых ученых «Механика неоднородных жидкостей в полях внешних сил». – Москва, 2010. – С. 25–27.
113. Бушуева, К.А. Деформация слоя феррожидкости на жидкой подложке под действием магнитного поля / К.А. Бушуева, К.Г. Костарев, А.В. Лебедев // Тезисы XVII Зимней школы по механике сплошных сред. – Пермь, 28 февраля – 3 марта 2011. – С. 65.
114. Bushueva, C.A. Experimental study of the behavior of a thin horizontal ferrofluid layer on a liquid substrate under the action of magnetic fields / C.A. Bushueva, K.G. Kostarev // Book of Abs. of Euromech Colloquium 526 “Patterns in Soft Magnetic Matter”. – Dresden, 2011. – P. 10–11.
115. Бушуева, К.А. Эволюция слоя феррожидкости на жидкой подложке и его устойчивых разрывов под действием магнитного поля / К.А. Бушуева, К.Г. Костарев // Задачи со свободными границам: теория и приложения : тезисы докладов 4-й Всерос. конф. с участием зарубежных ученых. – Бийск, 5–10 июля 2011 г. – С. 21.
116. Бушуева, К.А. Деформация газовых включений в феррожидкости под действием однородного магнитного поля / К.А. Бушуева // Тезисы

докладов Рос. конф. по магнитной гидродинамике. – Пермь, 18–22 июня 2012 г. – С. 21.

117. Бушуева, К.А. Капельные структуры, возникающие при распаде слоя феррожидкости под действием однородного вертикального магнитного поля / К.А. Бушуева // Волны и вихри в сложных средах : Тезисы докладов Всерос. науч. школы молодых ученых. – М.: МАКС Пресс, 2012. – С. 35–38.
118. Bushueva, C.A. Drop structures formed by ferrofluid in the uniform magnetic field / C.A. Bushueva // Book of Abstracts of 13th International Conference on Magnetic Fluids (ICMF-13). – New Delhi, India, January 7-11, 2013. – P. 57–61.
119. Бушуева, К.А. Деформация слоя феррожидкости на жидкой подложке в вертикальном однородном магнитном поле / К.А. Бушуева, К.Г. Костарев // Тезисы докладов XVIII Зимней школы по механике сплошных сред. – Пермь, 18–22 февраля 2013. – С. 66.
120. Bushueva, C.A. Evolution of ferrofluid layer on a liquid substrate under the vertical magnetic field / C.A. Bushueva, K.G. Kostarev // Fluxes and structures in fluids : proceedings of international conference. – Saint-Petersburg, June 25–28, 2013. – М.: MAKS Press, 2013. – P. 55–58.
121. Bushueva, C.A. Dynamics of the ferrofluid layer on a liquid substrate in vertical magnetic fields / C.A. Bushueva // Advanced Problems in Mechanics: book of abstracts of International Summer School-Conference, 1–6 of July 2013. – Spb.: Politechnical University Publishing House, 2013. – P. 40.
122. Bushueva, C.A. The instability of ferrofluid layer on a liquid substrate in vertical magnetic field / C.A. Bushueva, K.G. Kostarev // Book of poster abs. of Int. Soft Matter Conf. 2013 (ISMC). – Rome, Italy, September 15–19 2013. – P. 627.
123. Bushueva, C.A. The instability of ferrofluid layer on a liquid substrate in vertical magnetic field / C.A. Bushueva, K.G. Kostarev // Book of Abs. of

Moscow Int. Symposium on Magnetism (MISM). – Moscow, 29 June – 3 July 2014. – P. 835.

124. Бушуева, К.А. Неустойчивость слоя феррожидкости на жидкой подложке в вертикальном магнитном поле / К.А. Бушуева, К.Г. Костарев // Задачи со свободными границам: теория и приложения : тезисы докладов V-й Всерос. конф. с участием зарубежных ученых. – Бийск, 29 июня – 4 июля 2014 г. – С. 24.
125. Бушуева, К.А. Минина А.В. Деформация капли феррожидкости на жидкой подложке под действием магнитного поля // Задачи со свободными границам: теория и приложения: тезисы докладов V-й Всерос. конф. с участием зарубежных ученых. – Бийск, 29 июня – 4 июля 2014 г. – С. 25.