

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«СЕВЕРО-КАВКАЗСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

на правах рукописи



Мкртчян Виктория Дмитриевна

**ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МАГНИТНЫМИ КОЛЛОИДАМИ**

1.3.8. Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
профессор Диканский Ю. И.

Ставрополь 2026

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....	12
1.1 Магнитные жидкости – нанодисперсные коллоиды ферро- и ферримагнетиков.....	12
1.2 Термоиндукционные явления в гомогенных жидкостях и в коллоидных системах.....	19
1.2.1 Процессы термоконвекции в жидких средах.....	19
1.2.2 Термооптические эффекты, индуцированные лазерным излучением.....	24
1.3 Структурные превращения в магнитных жидкостях и эмульсиях.....	31
ГЛАВА 2 ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЭФФЕКТЫ В МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДНЫХ СИСТЕМАХ ПРИ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ.....	39
2.1 Фототермокапиллярная деформация свободной поверхности магнитной жидкости в постоянных магнитных полях.....	40
2.1.1 Индуцированная лазерным излучением термокапиллярная деформация тонкого слоя магнитной жидкости в однородном стационарном магнитном поле.....	40
2.1.2 Зависимость фототермокапиллярного эффекта от толщины слоя и вязкости магнитной жидкости в стационарных однородном и неоднородном магнитных полях.....	53
2.2 Термоиндуцированные особенности распространения лазерного излучения через слой магнитной жидкости.....	68
ГЛАВА 3 ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЭФФЕКТЫ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ТОНКИХ СЛОЯХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ И ЭМУЛЬСИЙ В МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ.....	96

3.1 Формирование и трансформация структурных решеток в тонких слоях магнитных жидкостей в стационарных электрическом и магнитном полях при наличии теплового воздействия.....	97
3.1.1 Объекты исследования, детали эксперимента и полученные результаты.....	97
3.1.2 Анализ и обсуждение результатов.....	103
3.2 Особенности формирования структурных решеток в тонких слоях магнитных эмульсий в перпендикулярном постоянном магнитном поле при наличии теплового воздействия.....	106
3.2.1 Методика исследований.....	106
3.2.2 Результаты исследования и их обсуждение.....	107
3.3 Влияние теплового воздействия на процессы формирования структурных решеток в тонких слоях магнитной эмульсии в переменном электрическом поле при дополнительном наличии постоянного магнитного поля.....	115
3.3.1 Методика эксперимента и образцы для исследования.....	115
3.3.2 Экспериментальные результаты.....	118
3.3.3 Обсуждение результатов.....	127
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	136
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	139

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность проблемы. Магнитные ультрадисперсные коллоиды относятся к так называемым функциональным умным материалам, физическими свойствами которых можно управлять с помощью воздействия магнитными и электрическими полями. Благодаря их уникальным свойствам эффективно взаимодействовать с магнитными полями они вызывают интерес не только с точки зрения изучения их магнитомеханических, термомагнитных и магнитооптических свойств, но и возможностью их применения в машиностроении, приборостроении и медицине. В настоящее время синтез и изучение физико-химических свойств магнитных жидкостей продолжается как в нашей стране, так и за рубежом. В последнее время на основе магнитных жидкостей создаются композитные магнитные материалы – магнитные эмульсии и магнитные жидкости с мелкодисперсным немагнитным наполнителем. Большое количество работ в области магнитных жидкостей и их композитов посвящено исследованию их магнитных и структурных свойств, определяемых свойствами и взаимодействием составляющих их дисперсных частиц. Такие свойства зависят от ряда факторов, в том числе и от температуры. Исследованию зависимости свойств магнитных жидкостей от температуры посвящен ряд работ, вместе с тем некоторые аспекты влияния температуры остаются малоизученными. Это указывает на необходимость продолжения исследования зависимости свойств магнитных жидкостей и их композитов от температуры, а также эффектов, обусловленных ее изменением. На основании этого, можно сделать заключение, что предпринятые в настоящей работе исследования термоиндукционных эффектов, возникающих при взаимодействии лазерного излучения с магнитными жидкостями, а также структурных трансформаций в магнитных эмульсиях, обусловленных термическими воздействиями, в настоящее время являются актуальными.

Целью настоящей работы является изучение возможности управления термоиндуцированными эффектами взаимодействия лазерного излучения с магнитными жидкостями с помощью магнитных полей, а также исследование

влияния термических воздействий на структурные превращения в магнитных жидкостях и эмульсиях в электрическом и магнитном полях.

В соответствии с целью работы были поставлены следующие **задачи**:

- изучение термоиндуцированных лазерным излучением термокапиллярного эффекта, возникающего при воздействии лазерного пучка на поверхность магнитной жидкости, и эффекта тепловой линзы, наблюдающегося при прохождении луча лазера через слой магнитной жидкости, а также установление возможности управления ими с помощью магнитного поля;
- исследование особенностей возникновения и трансформации структурных решеток в тонких слоях магнитных жидкостей в постоянном электрическом поле, обусловленных тепловым воздействием (в том числе и лазерного излучения) и дополнительно приложенным магнитным полем;
- установление особенностей формирования структурных решеток в тонких слоях магнитной эмульсии в магнитном поле, обусловленных тепловым воздействием;
- изучение процессов формирования структуры в магнитных эмульсиях в переменном электрическом поле и влияния на них магнитного поля и теплового воздействия.

Методология и методы исследования. При выполнении работы были использованы экспериментальные и теоретические методы исследования. Так при исследовании термоиндуцированных эффектов использовалась видеосъемка с последующей цифровой обработкой видеоматериалов и снимков. Структурное состояние исследованных образцов и его изменение изучалось методами оптической микроскопии с применением компьютерного анализа полученных с ее помощью снимков. Физические параметры исследованных образцов определялись с помощью стандартных методов электрических, магнитных и реологических измерений. Теоретическое обоснование экспериментальных результатов осуществлялось с помощью аналитических методов и расчетов.

Научная новизна диссертации заключается в следующем.

Впервые показана возможность управления формированием термокапиллярного эффекта и эффекта тепловой линзы с помощью как однородного, так и неоднородного магнитных полей различной конфигурации. Обнаружены различия характера дефокусировки лазерного пучка, проходящего через слой магнитной жидкости в зависимости от интенсивности излучения (мощности лазера). Проведен анализ обнаруженных различий на основе рассмотрения механизмов дефокусировки луча, связанных как с осесимметричным распределением температуры вокруг лазерного луча, так и с возникновением термokonвекционных течений.

Исследованы особенности формирования и трансформации структурных решеток в тонких слоях магнитных жидкостей различного типа в постоянном электрическом поле, обусловленные изменением температуры и действием дополнительно приложенного магнитного поля. Впервые обнаружен индуцированный лазерным излучением эффект возникновения лабиринтной структуры в докритической области напряженностей постоянного электрического поля.

Впервые установлены особенности трансформации структурных решеток в тонких слоях магнитной эмульсии в магнитном поле, обусловленные тепловым воздействием – возрастание периода гексагональной решётки и убывание периода лабиринтной структуры при повышении температуры. Обнаружено влияние лазерного излучения на параметры таких структурных решеток, определены условия его проявления.

Изучены особенности формирования структуры в магнитных эмульсиях в переменном электрическом поле, обусловленные тепловым воздействием: показано, что ее характер существенно зависит не только от амплитуды и частоты поля, но также и от температуры. Обнаружена и исследована температурная зависимость пороговой частоты электрического поля, при которой возникает лабиринтная структура, а также частоты ее перехода в микрокапельную.

Обнаружено влияние дополнительно приложенного магнитного поля на величину пороговой частоты электрического поля, соответствующей

возникновению лабиринтной структуры в слое магнитной эмульсии при различных температурах. Проведен анализ его механизма.

Обоснованность и достоверность полученных результатов подтверждена корректностью использованных методик исследования, применением стандартных приборов и оборудования при проведении измерений, анализом погрешностей измерений, отсутствием противоречия полученных результатов известным данным других авторов, использованием распространенных модельных представлений в разрабатываемой области исследований.

Научная и практическая значимость. При выполнении диссертации получен ряд новых результатов, которые вносят определенный вклад в развитие фундаментальных проблем физики магнитных коллоидных систем. Установлена возможность регулирования термоиндуцированными эффектами, возникающими при взаимодействии лазерного излучения с магнитными жидкостями, с помощью воздействия магнитного поля. Установлены и интерпретированы особенности структурных превращений в магнитных жидкостях и магнитных эмульсиях в электрическом и магнитном полях, обусловленные тепловым воздействием. Показана возможность изменения структурного состояния таких сред, находящихся в электрическом и магнитном поле при воздействии лазерного излучения. Полученные результаты могут способствовать дальнейшему развитию практического приложения магнитных жидкостей и их композитов.

На защиту выносятся:

1. Результаты исследования термокапиллярного эффекта, возникающего при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью магнитной жидкости, и установленные закономерности обнаруженного влияния на этот эффект воздействия магнитных полей различной конфигурации.

2. Установленные закономерности влияния магнитных полей различной конфигурации на эффект тепловой линзы, реализованный при пропускании лазерного луча через слой магнитной жидкости, и предложенные механизмы такого влияния.

3. Обнаруженную особенность дефокусировки лазерного пучка повышенной интенсивности в магнитной жидкости (частичный срез первоначально круглого светового пятна на экране в месте падения луча) и предложенный, реализованный и обоснованный способ ее устранения с помощью воздействия неоднородного магнитного поля.

4. Результаты исследования влияния теплового воздействия на время формирования и параметры структурных решеток в тонких слоях однородных магнитных жидкостей различного типа в постоянном электрическом поле, а также обнаруженный эффект индуцирования лазерным излучением лабиринтной структуры в магнитной жидкости в докритической области напряженностей постоянного электрического поля и его обоснование.

5. Установленные закономерности изменения параметров структурных решеток в тонких слоях магнитной эмульсии в магнитном поле, обусловленные тепловым воздействием (возрастание периода гексагональной решётки и убывание периода лабиринтной структуры при повышении температуры) и их интерпретация.

6. Обнаруженное влияние воздействия лазерных источников света достаточной мощности на формирование структурных решеток в тонких слоях магнитной эмульсии в перпендикулярном к ним магнитном поле и результаты его исследования.

7. Результаты исследования и анализ формирования структуры в магнитных эмульсиях в переменном электрическом поле при дополнительном тепловом воздействии, позволившие уточнить динамику формы микрокапель эмульсии в этих условиях и установить характер температурной зависимости пороговых значений частот электрического поля, соответствующих формированию лабиринтной структурной решетки и ее последующему переходу в слабо упорядоченную гексагональную систему микрокапель.

Структура и объем работы. Диссертационная работа состоит из введения, трех глав основного содержания, заключения и списка цитируемой литературы.

Объем диссертации составляет 163 страницы машинописного текста, содержит 73 рисунка и 230 ссылок на литературные источники.

Во введении обоснована актуальность разрабатываемой темы, сформулированы цель и задачи работы, представлены научная новизна исследования и основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава носит обзорный характер. В ней представлен обзор экспериментальных и теоретических работ, посвященных свойствам магнитных жидкостей и созданных на их основе композитов. Кроме того, большое внимание уделено термоиндуцированным эффектам в гомогенных жидкостях и их композитах. В частности, процессам термоконвекции в жидких средах и термооптическим эффектам, индуцированным лазерным излучением. Также подробно рассмотрены процессы структурообразования при воздействии электрического и магнитного полей на магнитные жидкости, содержащие хорошо развитую систему микрокапельных агрегатов, и магнитные эмульсии с низким межфазным натяжением на границе «микрокапля–среда». Глава закончена анализом проведенного литературного обзора и постановкой задач диссертационного исследования.

Вторая глава посвящена исследованию термоиндуцированных эффектов, возникающих при взаимодействии лазерного излучения с магнитными жидкостями, выявившего возможность их регулирования с помощью воздействия магнитного поля. Были проведены исследования термокапиллярного эффекта, возникающего при отражении луча лазера от поверхности слоя магнитной жидкости. Установлены закономерности влияния магнитного поля, направленного перпендикулярно слою магнитной жидкости, на размеры картины термокапиллярного отклика, обнаружены особенности ее изменения при использовании кювет разного диаметра, связанные с различным характером изменения толщины слоя в месте падения луча в кюветах малого и большого диаметра. Исследовано влияние на термокапиллярный эффект однородного магнитного поля, направленного вдоль поверхности слоя. Показано, что действие неоднородного магнитного поля, перпендикулярного слою, может приводить к

полной компенсации термокапиллярной деформации. В этой же главе исследован эффект тепловой линзы при использовании магнитной жидкости в качестве среды, через которую распространялось лазерное излучение различной интенсивности. Обнаружено и обсуждено влияние магнитных полей различной конфигурации на степень дефокусировки светового пучка.

Обнаруженный частичный срез первоначально круглого светового пятна на экране в месте падения прошедшего через слой магнитной жидкости луча лазера достаточной мощности объяснен развитием термоконвекционных потоков, что подтверждено экспериментально. Показана возможность возврата круглой формы пятна путем воздействия неоднородным магнитным полем.

В третьей главе исследованы особенности возникновения и трансформации структурных решеток в тонких слоях магнитных жидкостей различного типа в постоянном электрическом поле, обусловленные изменением температуры и дополнительным воздействием магнитного поля.

Установлен характер зависимостей порогового (критического) значения напряженности постоянного электрического поля, соответствующего возникновению структурной сетки в таких средах, от температуры и воздействия магнитного поля, обнаружен индуцированный лазерным излучением эффект возникновения лабиринтной структуры в докритической области напряженностей постоянного электрического поля. Исследованы особенности формирования структурных решеток в тонких слоях магнитной эмульсии в магнитном поле, обусловленные тепловым воздействием. На основе результатов проведенных исследований показана возможность влияния воздействия лазерного излучения на параметры сформированных в магнитном поле гексагональной и лабиринтной структурных решеток.

Изучены особенности формирования структуры в магнитных эмульсиях в переменном электрическом поле при наличии, как постоянного магнитного поля, так и теплового воздействия, проведен анализ полученных экспериментальных результатов на основе известных теоретических представлений. Установлена и исследована зависимость пороговой частоты возникновения лабиринтной

структуры от напряженности дополнительно приложенного магнитного поля, перпендикулярного слою эмульсии, проведен ее анализ на основе модельных представлений.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на следующих научных конференциях и форумах: Международный молодежный научный форум «ЛОМОНОСОВ-2021», VII Международная ставропольская конференция по магнитным коллоидам, VIII Международная ставропольская конференция по магнитным коллоидам, Пятая Российская конференция по магнитогидродинамике (RMHD 2024), XXI всероссийская с международным участием Плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям, двадцать девятая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ-29), тридцатая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ-30), Международный симпозиум «Актуальные проблемы функциональных материалов» - 2025», V Российский научный семинар «Математическое и компьютерное моделирование свойств мягких магнитных материалов: от теории к экспериментам и приложениям». Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания (проект № 075-03-2026-304).

Публикации. По тематике диссертации опубликовано 14 работ, в их числе 5 статей в рецензируемых журналах, входящих в международные базы данных Web of Science, Scopus и перечень ВАК.

Личный вклад соискателя. Автором лично проведены экспериментальные исследования, обработка результатов измерений и представленные в диссертационной работе расчеты. Основные выводы и положения диссертационной работы сформулированы лично автором.

ГЛАВА 1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 Магнитные жидкости – нанодисперсные коллоиды ферро- и ферримагнетиков

Магнитные жидкости, представляющие собой ультрадисперсные коллоиды ферро- и ферримагнетиков обладают уникальным для жидких сред сочетанием текучести и способности намагничиваться во внешнем магнитном поле. Благодаря этому они привлекают внимание исследователей не только с точки зрения интереса к их физическим свойствам, но и в связи с возможностью применения в промышленности и приборостроении. Несмотря на то, что они были синтезированы и стали изучаться еще в 60-х годах прошлого столетия [1–3], до настоящего времени их исследованию посвящается достаточно большое количество работ [4–8].

В качестве магнитного материала при синтезе магнитных коллоидных наносистем используется высокодисперсное железо, ферромагнитные окислы Fe_2O_3 , Fe_3O_4 , ферриты никеля, кобальта. Дисперсные частицы, средний размер которых составляет 10 нм, находятся в интенсивном броуновском движении. В столь малых частицах при сохранении в них самопроизвольной намагниченности возрастает вероятность тепловых флуктуаций магнитного момента [9]. В результате этого возможна хаотическая переориентация момента частицы относительно ее кристаллографических направлений с характерным временем неелевской релаксации $\tau_N = \tau_0 \exp \gamma$, где $\gamma = E_a / kT$ - эффективная энергия магнитной анизотропии, $\tau_0 = 10^{-9} \text{ с}$ [10]. Такие частицы, вследствие их специфики, получили название «суперпарамагнитные» [11]. В жидкой среде возможна также вращательная диффузия самих частиц. В этом случае может проявиться броуновский механизм релаксации магнитного момента, при этом, преобладание броуновского или неелевского механизма релаксации зависит от соотношения

времен релаксации τ_N и вращательной диффузии $\tau_D = \frac{3V\eta}{kT}$ (η – вязкость дисперсионной среды).

Агрегативная устойчивость коллоидных систем с магнитными частицами обеспечивается адсорбционными слоями, препятствующими сближению частиц на такие расстояния, при которых энергия притяжения будет больше, чем разупорядочивающая энергия теплового движения. Во избежание укрупнения частиц за счет их слипания, в коллоид вводится определенное количество стабилизатора – поверхностно-активного вещества (ПАВ). В качестве ПАВ обычно используют вещества, состоящие из полярных органических молекул, которые и создают на поверхности дисперсных частиц адсорбционно-сольватные слои.

Наиболее распространенной магнитной жидкостью является магнитная жидкость типа магнетит в керосине с олеиновой кислотой в качестве стабилизатора. Впервые методика получения стабилизированного коллоидного раствора магнетита была предложена Элмором [12]. В последнее время такие жидкости получают методом конденсации при осаждении магнетита щелочью из водного раствора солей двух- и трехвалентного железа [13]. В результате получают магнитную жидкость, вязкость которой при намагниченности насыщения 50–60 кА/м может быть сравнима с вязкостью воды.

Магнитные свойства магнитных жидкостей определяются объемной концентрацией твердой фазы, которая зависит, как от диаметра частиц и минимально возможного расстояния между ними, так и от распределения частиц по размерам, и обычно не превышает 25%. Намагниченность насыщения концентрированных магнитных жидкостей может достигать 100 кА/м в магнитных полях напряженностью 100 кА/м при сохранении текучести магнитной жидкости.

На начальном этапе исследования магнитных жидкостей было сформировано представление о них как однородной жидкой намагничивающейся среде с термодинамически равновесной намагниченностью, определяемой законом аналогичным, выведенному Ланжевеном для намагниченности ансамбля молекул парамагнитного газа [14]:

$$M = \varphi_M M_s L(\xi) = M_\infty L(\xi), \quad (1.1)$$

где φ_M – объемная концентрация магнитного материала (твердой фазы); M_s – намагниченность насыщения исходного диспергированного вещества; M_∞ – намагниченность насыщения коллоида в магнитном поле ($H \rightarrow \infty$); $L(\xi) = \text{cth } \xi - \frac{1}{\xi}$ – функция Ланжевена; $\xi = \mu_0 m H / (kT)$ – ланжевеновский аргумент.

В слабых полях ($H \ll kT/(\mu_0 m)$), разлагая выражение (1.1) в ряд Тейлора и ограничившись первым членом $L(\xi) = \frac{\xi}{3}$, можно получить выражение для начальной магнитной восприимчивости $\chi = M/H$ магнитной жидкости, которое имеет вид:

$$\chi = \frac{\mu_0 n m^2}{3kT} \quad (\xi \ll 1), \quad (1.2)$$

В достаточно сильных полях ($H \gg kT/(\mu_0 m)$) функция Ланжевена может быть представлена как $L(\xi) = 1 - \frac{1}{\xi}$ и уравнение (1.1) принимает вид:

$$M = M_\infty - \frac{nkT}{\mu_0 H} \quad (\xi \gg 1). \quad (1.3)$$

В первых экспериментальных работах было получено хорошее согласие кривых намагничивания с функцией Ланжевена [14, 15]. Некоторое отклонение хорошо устраняется учетом распределения частиц по размерам. В дальнейшем изучение магнитных свойств высококонцентрированных (с объемной долей магнитной фазы более 5%) магнитных жидкостей показало необходимость более строгого учета распределения частиц по размерам и межчастичных взаимодействий [16–20]. Так в [16] проведено экспериментальное исследование эффективных магнитных полей в магнитной жидкости, а в [17] изучено влияние взаимодействия между частицами на магнитостатические свойства магнитных жидкостей. В теоретических работах [18, 19] рассмотрена зависимость времени

релаксации моментов коллоидных частиц от их концентрации, а в [20] исследуется концентрационная зависимость напряженности модифицированного эффективного поля.

В ряде работ [21–25] магнитная жидкость рассматривается как однородная жидкость с внутренними моментами вращения (предполагается жесткая связь магнитного момента частицы с ее твердой матрицей). Учет вращательных степеней свободы, как показано М.И. Шлиомисом [25] для магнито жестких частиц и А.О. Цеберсом [26] для частиц с неелевским механизмом релаксации, позволяет объяснить увеличение вязкости магнитных жидкостей во внешнем магнитном поле (магнитовязкий эффект). Другой причиной увеличения вязкости МЖ в магнитном поле может быть взаимодействие частиц, приводящее к образованию цепочечных [27–30] или квазисферических агрегатов [31, 32]. Авторы указывают на существенный вклад диполь-дипольного взаимодействия во внутреннее трение в МЖ. В [33] обнаружено увеличение вязкости от 2,5 до 5 раз в сильных магнитных полях напряженностью до 1 МА/м, что связывается с усилением с ростом концентрации магнитного коллоида межчастичных взаимодействий, приводящих к микроstructuring МЖ. В [34] экспериментально и теоретически исследовано пространственное распределение коллоидных частиц в магнитной жидкости, формирующееся под действием магнитофореза и градиентной диффузии в сильных магнитных полях, делается вывод, что хорошее согласие между теорией и экспериментом наблюдается, если допустить, что агрегаты состоят в среднем из 40–50 наночастиц.

Вязкость магнитной жидкости так же, как вязкость немагнитных наножидкостей, уменьшается с повышением температуры и определяется прежде всего свойствами основы [31, 32, 35, 36]. В [36] указывается на существенную зависимость вязкости от характеристик агрегатов, присутствующих в магнитной жидкости. В частности, с ростом температуры средний размер агрегатов уменьшается, за счет их разрушения из-за интенсивного теплового движения молекул жидкости-носителя и отдельных твёрдых частиц, что приводит к уменьшению вязкости. К такому же выводу приводят результаты конвективного

эксперимента [37]. Разрушение агрегатов в МЖ при увеличении температуры приводит также к ослаблению магнитовязкого эффекта [38].

Поверхностное натяжение магнитных жидкостей на различных основах принимает значения 18–32 мН/м [1] и в пределах разброса опытных данных, полученных различными методами при комнатной температуре, может считаться равным поверхностному натяжению жидкости-основы [13, 39]. В [13, 40] показано, что при отсутствии магнитного поля поверхностное натяжение МЖ зависит от взаимодействия магнитных частиц и молекул жидкой фазы, а во внешнем поле поверхностное натяжение определяется взаимодействием магнитных частиц, а также изменением их концентрации в приповерхностном слое. В [41] экспериментально были получены первые оценки влияния магнитного поля на поверхностное натяжение магнитной жидкости, а в [42] с помощью авторского модифицированного метода капиллярных волн экспериментально изучались зависимости поверхностного натяжения магнитной жидкости и ее немагнитной основы от температуры, концентрации жидкости-стабилизатора и напряженности внешнего нормального к поверхности магнитного поля. Установлено, что с увеличением концентрации олеиновой кислоты в декане поверхностное натяжение раствора линейно увеличивается, а с ростом напряженности внешнего перпендикулярного магнитного поля поверхностное натяжение магнитной жидкости на основе декана монотонно уменьшается на 5–6%. Полученный в эксперименте результат согласуется с предсказаниями теоретических исследований [43, 44], объясняющих изменение поверхностного натяжения МЖ в магнитном поле перераспределением концентрации магнитных частиц в приповерхностном слое, где существует градиент напряженности поля [40], в результате которого молекулы жидкости-основы оттесняются от межфазной поверхности. В [45] экспериментально установлено, что поверхностное натяжение магнитной жидкости МК 8-40 уменьшается в магнитном поле, направленном перпендикулярно поверхности, и увеличивается под действием поля, направленного вдоль поверхности, причем увеличение достигает 10% при напряженности порядка 10 кА/м.

Теплопроводность магнитной жидкости с объемной концентрацией твердой фазы до 15–18% хорошо описывается формулой Максвелла для теплопроводности коллоида, состоящего из одиночных частиц, и прямо пропорциональна объемной доле магнетита [46, 47]. Теплопроводность магнитных жидкостей на различных основах изменяется в пределах 0,13–0,59 Вт/м·К [1]. Температурная зависимость теплопроводности магнитной жидкости определяется соответствующей зависимостью жидкой основы и магнетита, а также его концентрацией, и оказывается несколько выше, чем у основы (при комнатной температуре приблизительно на 30% для магнитной жидкости с объемной долей магнетита около 10%) [13, 47]. Теплопроводность магнитных жидкостей невысокой концентрации практически не зависит от поля. Отмечено линейное возрастание теплопроводности некоторых высококонцентрированных технологических МЖ (с объемной долей магнетита около 20%) на 10–15% во внешнем магнитном поле, параллельном тепловому потоку. Магнитное поле, перпендикулярное тепловому потоку не влияет на теплопроводность [47].

Удельная теплоемкость магнитных жидкостей практически не зависит от температуры и определяется по правилу смешения значениями удельных теплоемкостей и массовых концентраций коллоидных частиц, стабилизатора и жидкости-основы [13, 48]. Удельная теплоемкость магнитных жидкостей на различных основах изменяется в пределах 1715–4184 кДж/м³·К [1].

Одной из важных электрических характеристик магнитной жидкости является диэлектрическая проницаемость. Характер поляризации магнитных жидкостей определяется их составом: частицы, покрытые слоем стабилизатора, оболочки которых могут деформироваться во внешнем поле; в среде растворены различные ионы.

Авторы в [49, 50] полагают, что наличие собственного электрического момента приводит к дипольному механизму поляризации магнитных жидкостей. Вместе с тем, ими же установлено, что с увеличением напряженности магнитного поля диэлектрическая проницаемость увеличивается, что можно объяснить

процессами поляризации за счет перемещения ионов внутри стабилизирующей оболочки, в случае электростерической стабилизации дисперсии [51, 52].

Диэлектрическая проницаемость ранее исследовалась также в работах [53, 54]. В [53] показано, что она существенно меняется при изменении концентрации, а в [54], что при наложении переменного электрического поля различной частоты общим физическим механизмом является накопление объемного заряда на границе раздела фаз в магнитной жидкости.

Ещё одной важной характеристикой магнитной жидкости является её электрическая проводимость, которая обусловлена, как присутствием в ней ионов, адсорбированных на частицах в процессе их получения и растворенных в жидкой основе, так и различием на несколько порядков проводящих свойств жидкости и частиц. Жидкими основами в магнитных жидкостях, как правило, являются органические среды, занимающие промежуточное положение между ионными диэлектриками и жидкими ионными проводниками (водными растворами электролитов). Широко используемый в качестве твёрдой фазы магнетит имеет в монолите относительно высокую удельную электрическую проводимость, которая, однако, на несколько порядков ниже, чем у металлов: $\lambda \approx 2 \cdot 10^4 \text{ См/м}$. Так как в качественно приготовленной магнитной жидкости все твёрдые частицы окружены слоем ПАВ, то объёмная проводимость магнитной жидкости должна, по видимому, определяться концентрацией ионов и их подвижностью в жидкой фазе.

Удельная электрическая проводимость магнетитовых магнитных жидкостей на углеводородной основе, измеренная на переменном токе $f = 60 \text{ Гц}$, имеет тот же порядок, что и проводимость, измеренная на постоянном токе $\lambda = 10^{-6} \text{ См/м}$ [1].

В опытах Г.Э. Кронкалса, В.М. Кожевникова и ряда других исследователей, обзор работ которых приведен в [13], было показано, что удельная проводимость магнитных жидкостей зависит от объёмной концентрации магнетита немонотонным образом. В области $0 < \varphi \leq 0,09$ проводимость росла с увеличением концентрации магнитных частиц, а в области высоких концентраций ($\varphi > 0,16$) – падала. Это позволяет предположить, что в МЖ, полученных методом химической конденсации, электропроводность во многом обусловлена примесными ионами.

Влияние магнитного поля на электропроводность магнитной жидкости неоднозначно: для ряда жидкостей эта зависимость не наблюдается, для других существует в более или менее явном виде [55, 56]. Так, в [56] указывается на рост проводимости при увеличении напряженности H магнитного поля до 200 кА/м, что объяснено увеличением концентрации носителей заряда за счет перехода в дисперсионную среду из стабилизирующей оболочки под действием магнитного поля. Дальнейшее увеличение H до 600 кА/м практически не влияло на проводимость. На аналогичное влияние магнитного поля на электрическую проводимость магнитных жидкостей указывается в работе [47]. Следует, однако отметить, что общепринятое заключение о значимом влиянии магнитного поля на электропроводность устойчивых магнитных жидкостей на углеводородных основах отсутствует.

1.2 Термоиндукционные явления в гомогенных жидкостях и в коллоидных системах

1.2.1 Процессы термоконвекции в жидких средах

Хорошо известно, что неоднородное распределение температуры в объеме жидкости или на границах раздела «жидкость-жидкость», «жидкость-газ» обуславливает тепломассоперенос и может приводить к целому ряду гидродинамических эффектов, одним из которых является конвекция.

В зависимости от механизма выделяют термогравитационную, термокапиллярную и термомагнитную конвекцию.

Термогравитационная конвекция возникает вследствие теплового расширения жидкости, находящейся в гравитационном поле, что приводит к уменьшению плотности нагретого слоя жидкости и его подъему под действием Архимедовой силы, одновременно с этим более плотный холодный слой устремляется вниз под действием силы тяжести, в результате возникают конвективные вихри, стремящиеся привести жидкость к тепловому равновесию.

Термокапиллярная конвекция возникает в результате изменения поверхностного (межфазного) натяжения, что приводит к движению жидкости из области с меньшим в область с большим значением поверхностного (межфазного) натяжения.

Термомагнитная конвекция возникает в магнитных жидкостях во внешнем магнитном поле благодаря зависимости намагниченности от температуры: холодные слои коллоида, имеющие большую намагниченность, втягиваются в область с большей напряжённостью магнитного поля, вытесняя более нагретые слои.

Существует также соллютокапиллярная (концентрационно-капиллярная) конвекция, обусловленная разностью поверхностного натяжения, которая возникает из-за различной концентрации поверхностно-активных веществ (ПАВ) или растворенных компонентов на поверхности.

Систематическое исследование конвективных движений в горизонтальном слое жидкости начинается с работ Бенара в 1900 году [57, 58], который наблюдал сотообразные шестиугольные ячеистые структуры в неглубоких (толщиной около 1 мм) слоях расплавленного спермацета, нагреваемого снизу. Он определил, что поверхность вогнута над восходящими теплыми потоками в центрах ячеек и выпукла вдоль границ ячеек, где более холодная жидкость опускается с поверхности. В объяснении обнаруженного им явления Бенар анализировал роль вязкости жидкости и поверхностного натяжения.

Первое теоретическое исследование задачи возникновения конвекции в горизонтальном слое жидкости в попытке объяснить возникновение ячеек Бенара было выполнено Рэлеем в 1916 году для двух свободных границ [59]. Анализ Рэля позднее был расширен Джеффрисом и Лоу для двух жестких и смешанных границ. Было установлено, что переход от режима теплопроводности (диффузии) к режиму конвекции в горизонтальном слое жидкости, подогреваемом снизу, происходит при некотором критическом значении безразмерного комплекса, названного впоследствии числом Рэля. Это число определяется как отношение подъемных сил к силам вязкостного трения. Гидродинамическая теория Рэля объясняет

возникновение конвективного движения под влиянием архимедовых подъемных сил.

Рельеф поверхности толстых слоев жидкости, нагреваемых снизу, был описан Шпангенбергом и Роландом в 1961 г. [60] и Давидхази в 1969 г. [61], которые наблюдали отклонения в направлении, предсказанном Джеффрисом в [62] – т.е. в направлении, противоположном тому, что наблюдал Бенар.

В 1956 г. Блок, анализируя собственные наблюдения над неустойчивостью тонких слоев жидкости со свободной поверхностью, а также известные опыты Бенара, пришел к заключению, что в этих случаях существенную роль играет термокапиллярный механизм, связанный с температурной зависимостью поверхностного натяжения [63].

В 1958 г. Пирсон [64] теоретически проанализировал влияние зависимости поверхностного натяжения от температуры на формирование ячеек Бенара и пришел к выводу, что термокапиллярный механизм, связанный с температурным градиентом поверхностного натяжения, наряду с термогравитационным механизмом, связанным с плавучестью, может служить причиной неустойчивости равновесия подогреваемой снизу жидкости.

В [65] показано, что выражение для расчета величины термокапиллярной деформации тонкого слоя жидкости в зависимости от ее вязкости и толщины слоя, полученное в [66] из баланса кинетической энергии термокапиллярного движения и потенциальной энергии деформированного слоя, подтверждается результатами экспериментов по исследованию деформации тонких пленок сарана, вызванной испарительной конвекцией [67], однако зависимость от толщины не согласуется с экспериментальными данными.

Анализируя результаты Нилда, Г.З. Гершуни и Е.М. Жуховицкий заключают, что природа неустойчивости подогреваемого слоя жидкости со свободной границей зависит от толщины слоя [68]. В тонком слое ($h \ll h_{cr}$) кризис вызывается термокапиллярным механизмом. В толстом слое ($h \gg h_{cr}$) определяющую роль в возникновении конвекции играет архимедова подъемная сила. В промежуточной

области конкурируют, оба механизма неустойчивости. В свою очередь, критическая толщина определяется как:

$$h_{cr} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g \beta}} \quad (1.7)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости, ρ – плотность жидкости. Для многих жидкостей при нормальных условиях h_{cr} порядка нескольких миллиметров (~8 мм для воды и ~3мм для силиконовых масел и этанола). Стоит отметить, что данная толщина получена авторами в предположении, что разница температур в слое жидкости в поперечном и продольном направлении одинакова, однако в условиях, когда толщина слоя намного меньше линейного размера локального нагревателя критическая толщина h_{cr} принимает существенно большие значения.

В [69] продемонстрированы оба типа деформации поверхности и зафиксирован постепенный переход от вогнутой поверхности к выпуклой по мере увеличения толщины слоя, а в [70, 71] подробно исследована взаимосвязь между двумя типами конвекции для плоского горизонтального слоя и прямоугольной полости соответственно.

В [72] экспериментально и теоретически показано, что термокапиллярная конвекция вызывает существенное искривление свободной поверхности жидкости, если средняя толщина слоя не превышает 1-2 мм. Установлено, что в случае круглой кюветы диаметром 90 мм, при наличии в ее дне источника тепла, на поверхности жидкости возникает осесимметричное углубление, а при наличии стока тепла образуется холм. В обоих случаях перепад уровней жидкости растет с увеличением разности температур и уменьшением толщины слоя.

Традиционно в задачах, описывающих конвекцию Марангони, поверхностное натяжение рассматривается как линейная функция температуры. Однако во множестве экспериментальных работ показано, что в некоторых ситуациях поверхностное натяжение является нелинейной функцией температуры [73, 74].

Термоконвективные процессы исследуются также в магнитных коллоидных наносистемах, ввиду возможности управления ими с помощью воздействия внешнего магнитного поля. Установлено, что магнитное поле влияет на критические параметры инициирования тепловой конвекции в магнитных наножидкостях. Магнитное поле приводит также к изменению картин конвективного потока в них. Классические результаты по термомагнитной конвекции в магнитных жидкостях обобщены в [3, 75]. Современные исследования в этой области в основном сосредоточены на различных геометриях систем, составах магнитных жидкостей и конфигурациях приложенного магнитного поля [76–78]. В частности, установлено, что ключевую роль в механизме термомагнитной конвекции играет градиент магнитного поля, который может быть связан как непосредственно с неоднородностью приложенного внешнего магнитного поля, так и с превращением однородного магнитного поля в неоднородное из-за неоднородности намагниченности неравномерно нагретой магнитной жидкости.

Так, в [76] исследуется влияние однородного магнитного поля на структуру и устойчивость стационарной ламинарной конвекции в горизонтальном цилиндре с магнитной наножидкостью, анализируется взаимодействие гравитационной и термомагнитной сил, демонстрируется возможность конвекции в невесомости за счет намагничивания феррожидкости. В [77] сообщается об увеличении теплопередачи в результате действия магнитного поля, а в [78], напротив, исследуется ее подавление.

Интересным также представляется сосредоточенный нагрев свободной поверхности жидкости (тонким пучком частиц или сфокусированным пучком света, лучом лазера, в катодном пятне дуги и т. д.), благодаря которому могут возникать большие возмущения температуры. Это приводит к возникновению больших касательных напряжений, обусловленных градиентом коэффициента поверхностного натяжения, вследствие чего развивается термокапиллярное движение.

В [79–81] в приближении пограничного слоя решается задача о развитии термокапиллярной конвекции, вызванной концентрированным нагревом свободной поверхности тонкого слоя жидкости. Установлено, что в жидкости образуется термокапиллярная вихревая ячейка определенной длины, внутри которой возмущение в основном локализовано. Однако предложенное решение описывает этот процесс только в части ячейки на определенном расстоянии от точки нагрева. В [82] эта же задача моделируется численно с использованием уравнений Навье-Стокса и уравнения теплопереноса, что позволяет исследовать структуру конвекции по всему объему жидкости.

1.2.2 Термооптические эффекты, индуцированные лазерным излучением

В 1956 году Федосов опубликовал статью о термокапиллярном движении [83], где предвидел возможность использования света для инициирования термокапиллярного эффекта.

Впервые деформация ограниченных объемов жидкости за счет изменения поверхностного натяжения под действием света наблюдалась в работе [84] при воздействии излучения от ртутной лампы на капли йода, где данное явление получило название фотокапиллярного эффекта. Объяснение явлению было дано в [85].

В случае точечного нагрева сверху слоя, расположенного на твердой горизонтальной подложке, на поверхности жидкости формируется градиент поверхностного натяжения. Касательные напряжения, направленные радиально от точки нагрева, образуют поток жидкости, направленный в области с меньшей температурой. Отток жидкости из области нагрева приводит к деформации свободной поверхности слоя. Отрицательное давление Лапласа под искривленной поверхностью жидкости вызывает возвратный поток вдоль подложки к области нагрева. В результате оба потока замыкаются, образуя в жидкости тороидальный термокапиллярный вихрь. Такой локальный нагрев можно осуществить, воздействуя на поверхность слоя жидкости лазерным излучением [86–89]. При

этом термокапиллярные течения деформируют свободную поверхность в виде углубления. Поместив экран в поперечное сечение пучка лазера, отраженного углублением, можно наблюдать интерференционную картину, называемую ТК откликом.

Если жидкость хорошо поглощает излучение [90–92], то нагрев происходит в объеме жидкости по закону Бугера–Ламберта–Бера. В случае высокого коэффициента поглощения, тепло выделяется в тонком приповерхностном слое [88, 94–98], что практически сразу приводит к возникновению термокапиллярного течения с последующей деформацией свободной поверхности. В случае же прозрачной жидкости, лазерное излучение поглощается только подложкой и на границе «жидкий слой–подложка» появляется плоский источник тепла. При этом для развития на свободной поверхности жидкости температурного возмущения, способного запустить термокапиллярную конвекцию, которую можно зарегистрировать, требуется некоторое время, называемое «временем задержки» термокапиллярной конвекции [99–101]. К целому ряду особенностей приводят термокапиллярные эффекты, индуцированные лазерным излучением в двухслойной жидкой системе с верхней свободной поверхностью и деформируемой внутренней границей [102].

В [103] получено следующее выражение для вычисления значения критической толщины преобладания термогравитационных или термокапиллярных сил:

$$h_{Ma} = 1,306 \sqrt{\frac{\beta_{\sigma}}{\rho g \beta_{\rho}}} \quad (1.8)$$

где β_{σ} – температурный коэффициент поверхностного натяжения, g – ускорение свободного падения, β_{ρ} – коэффициент теплового расширения, ρ – плотность жидкости.

Отмечено, что при толщине слоя менее 5 мм доминирует поверхностное натяжение, а при толщине более 10 мм преобладает плавучесть.

С первых же работ интерес исследователей привлекают эволюция профиля свободной поверхности жидкости в результате возникающих под действием лазерного излучения термокапиллярных течений, и соответственно форма и размеры ТК отклика, а также величина термокапиллярного углубления и параметры ее определяющие.

Теоретическое исследование формы поверхности и распределения скоростей во времени представлено в работах [104, 105], на основе которых в [94–98] получены аналитические выражения для величины термокапиллярной деформации, уточненные впоследствии в [106, 107], откуда следует, что с ростом толщины слоя жидкости величина термокапиллярного углубления уменьшается.

В [88] получены численные оценки величины термокапиллярной деформации, удовлетворительно согласующиеся с результатами эксперимента. Показано, что с увеличением мощности лазерного пучка глубина термокапиллярного углубления тонкого слоя жидкости увеличивается, в результате чего происходит его разрыв.

В [108] продемонстрировано влияние диаметра лазерного пучка на ТК отклик. Выявлено, что скорость развития глубины ТК прогиба и расходимости пучка отклика, а также их стационарные значения растут пропорционально интенсивности индуцирующей конвекцию пучка и показателю поглощения жидкости, и снижаются пропорционально вязкости жидкости и толщине ее слоя. Обнаружено, что повышение теплопроводности подложки приводит к росту радиуса окружности перегиба углубления. Исследовано влияние толщины слоя на стационарную глубину и радиус окружности перегиба ТК углубления в случае жидкостей разной оптической плотности. Экспериментально исследованы процессы развития и релаксации ТК углубления и отклика.

В [109] исследовано влияние мощности индуцирующего лазерного пучка, вязкости жидкости и толщины ее слоя на температуру подложки.

В [110] в зависимости от толщины слоя, изменяющейся в пределах 530–1050 мкм, экспериментально и численно исследована форма термокапиллярной деформации свободной поверхности, возникающей в тонких жидких слоях

силиконового масла, расположенных на эбонитовой подложке и нагреваемых лазерным лучом с гауссовым распределением интенсивности луча. Разработана осесимметричная численная модель термокапиллярной конвекции с использованием коммерческого программного пакета COMSOL Multiphysics®. Рассчитаны профиль поверхности и температурное поле на подложке для двух граничных условий радиационного теплообмена в системе, соответствующих максимальным и минимальным радиационным тепловым потерям. Изучены зависимости диаметра термокапиллярного отклика и глубины термокапиллярного углубления от времени.

Рассматриваемое явление, также известное как термооптическое зеркало, наблюдается не только в гомогенных жидкостях, но и в жидких двухфазных средах, где оно имеет свою специфику [111]. Геометрия термокапиллярного отклика несет информацию о параметрах жидкости и подложки, а также о мощности нагревательного элемента, что позволяет использовать эффект в практических целях [100, 109, 112–120].

Следует заметить, что создание эффективных термооптических сред в настоящее время представляет значительный интерес в контексте фундаментальных исследований и прикладных разработок. В этой связи привлекает внимание применение наноматериалов в исследованиях такого рода, в которых наночастицы или кластеры играют значительную роль в термооптическом поведении объема или поверхности материала [121, 122].

Эффект термооптического зеркала также ранее был обнаружен в магнитных жидкостях [123], однако влияние дополнительно приложенного магнитного поля на его закономерности практически не рассматривалось.

Вместе с тем, очевидно, что регулирование этого эффекта возможно с помощью дополнительных внешних воздействий, влияющих на рельеф поверхности жидкости. Как было отмечено выше, воздействие магнитного поля может изменять кривизну исходной горизонтальной свободной поверхности магнитного коллоида и даже приводить к возникновению ее неустойчивости [1, 48]. Кроме того, оно позволяет регулировать термоконвективные потоки в таких

средах [1, 3, 124]. Несмотря на это, исследование возможности регулирования термооптического эффекта до настоящего времени фактически не проводилось.

В последнее время был проведен также ряд исследований термооптических явлений, возникающих при прохождении лазерного излучения через слой магнитной жидкости. Эти исследования касались изучения эффектов лазерно-индуцированной тепловой линзы, самофокусировки излучения [125, 126], а также пространственной модуляции концентрации коллоидных частиц [127]. В достаточно большом количестве работ [125, 128–133] изучался эффект тепловой линзы, возникающий при прохождении лазерного луча через среду. В результате теплового действия лазерного пучка происходит ее неоднородный нагрев с осесимметричным изменением температуры, что приводит к аналогичному распределению показателя преломления среды, вследствие зависимости его величины от температуры. Так как для большинства материалов показатель преломления уменьшается с ростом температуры, то его величина будет больше по краям лазерного луча, чем в его центре. Это приводит к рассеянию пучка, аналогично наблюдающемуся при использовании рассеивающей линзы. Эффект тепловой линзы используется в термооптической спектрометрии, в оптической диагностике материалов [134–136].

Несмотря на достаточно хорошую изученность эффекта тепловой линзы, как в гомогенных жидкостях [135], так и в двухкомпонентных нанокolloидных средах [137, 138], отмечается недостаток его исследований в намагничивающихся жидкостях.

Можно отметить лишь [125, 139, 140], где изучается термофорез в 6%-ой феррожидкости, состоящей из 9 нм магнетитовых частиц, взвешенных в керосине. В [125, 139] через образец магнитной жидкости, помещенный в ячейку размерами $1\text{ см} \times 1\text{ см} \times 50\text{ мкм}$, пропускается сфокусированный пучок лазерного излучения диаметром 10 мкм . В [125] обнаружена приблизительно квадратичная зависимость угла дифракции от напряженности приложенного магнитного поля. В [139] отмечается, что термически обусловленное изменение концентрации должно приводить к пространственному распределению показателя преломления. Однако

для согласия теоретической модели явления, основанной на тепловой диффузии магнитных наночастиц, с экспериментальными данными дифракционного рассеяния лазерного луча, необходима константа тепловой диффузии, в 5 раз превышающая экспериментальное значение, в результате чего делается вывод о необходимости учета теплового расширения жидкости. В [140] установлено уменьшение интенсивности лазерного луча, проходящего через слой магнитной жидкости толщиной 100 мкм, под действием перпендикулярного слою и сонаправленного с лучом однородного магнитного поля напряженностью до 18 Э. Объясняется это действием на магнитную жидкость объемной магнитной силы (силы Кельвина), обусловленной градиентом концентрации коллоидных частиц и температуры.

Вместе с тем в [141] указано, что механизм эффекта тепловой линзы в тонких слоях жидкости имеет существенные отличия, которые рядом исследователей эффекта тепловой линзы не принимаются во внимание.

В работах [142, 143] исследования проводились в более сильных магнитных полях. Так, в [142] изучалась дифракция лазерного излучения, проходящего через образец магнитной жидкости, представляющей собой дисперсию относительно крупных частиц магнетита (40 нм) в гексане в отсутствие и при воздействии однородного магнитного поля (с индукцией до 2 кГс), направленного перпендикулярно лазерному лучу. Высота образца составляла 1 см, а его толщина 1 мм. Было изучено возникновение и изменение дифракционных картин (формы, размеров и количества колец), полученных при прохождении лазерного луча через 3 точки, отстоящие друг от друга на расстоянии 4 мм по высоте образца. Поскольку в предшествующих работах авторов с магнитной жидкостью на основе керосина, содержащей в качестве дисперсной среды частицы размером менее 10 нм, подобных эффектов не наблюдалось, делается вывод об обусловленности их распределением крупных частиц по высоте в гравитационном поле и действием магнитного поля, приводящего к образованию цепочечных агрегатов. В [143] показано, что с ростом среднего размера наночастиц магнетита, диспергированных в керосине, от 8,26 до 17,90 нм увеличивается число дифракционных колец, что

связывается с увеличением показателя преломления. Также отмечено увеличение интенсивности лазерного излучения, прошедшего через слой магнитной жидкости толщиной 200 мкм, при воздействии вертикально направленного, перпендикулярно лазерному лучу, однородного магнитного поля с индукцией до 3 кГс. Это объясняется большим по величине магнитным моментом крупных частиц и, как следствие, их способностью к агломерации в магнитном поле с образованием цепочечных агрегатов. Обнаружено, что размер дифракционного кольца уменьшается с увеличением объемной концентрации частиц, а при $\varphi=0,3\%$ для образца с наименьшим средним размером частиц дифракционная картина вовсе не наблюдается. Следует заметить, что предложенное в [142, 143] объяснение влияния магнитного поля на наблюдаемые эффекты вызывает сомнения, поскольку дифракционная картина, возникающая на цепочечных агрегатах, вытянутых вдоль направления поля, перпендикулярного лучу лазера, должна представлять собой не дифракционные кольца, а световую полосу, перпендикулярную направлению поля.

Можно отметить также [126], где изучалась зависимость между углом расходимости лазерного луча и мощностью падающего излучения, а также [128, 144], в которых исследованы зависимости размеров дифракционных картин, возникающих при двухлучевом лазерном воздействии на магнитную жидкость, от напряженности внешнего магнитного поля и концентрации магнитной жидкости. Следует, однако, отметить, что двухлучевой метод изучения термоиндукционных эффектов больше подходит для исследования фотокапиллярного отклика, возникающего при отражении лазерного луча от поверхности жидкости. В этом случае, дополнительное использование менее мощного лазера и с большей толщиной луча позволяет в большей мере охватить образовавшуюся лунку и получить более информационную дифракционную картину.

Таким образом, несмотря на появление статей, посвященных исследованию тепловой линзы в магнитных коллоидах, остается достаточно много неясного в объяснении экспериментальных результатов, полученных в имеющихся на сегодняшний день исследованиях. Это указывает на слабую изученность термоиндукционных явлений в магнитных коллоидах. Вместе с тем, уникальная

возможность намагничивающихся сред эффективно взаимодействовать с магнитными полями различной конфигурации, позволяет регулировать различные происходящие в них процессы, в том числе термоконвекцию [145] и термодиффузию [146, 147]. Это открывает возможности регулирования термоиндукционными эффектами в таких средах с помощью воздействия магнитных полей. Однако, до настоящего времени этому вопросу уделялось недостаточное внимание. Так, практически не исследовалась возможность влияния на степень дефокусировки луча лазера, проходящего через плоские слои магнитных жидкостей, как однородных, так и неоднородных магнитных полей при использовании лазеров различной мощности. Не рассматривались также механизмы такого возможного влияния и их связь с процессами расширения нагретых фрагментов жидкости, термомагнитной конвекцией и термодиффузией частиц в коллоидных средах.

1.3 Структурные превращения в магнитных жидкостях и эмульсиях

Устойчивость магнитных жидкостей обусловлена балансом между притягивающими и отталкивающими взаимодействиями дисперсных частиц. При смещении этого баланса в сторону притягивающих взаимодействий не исключена возможность объединения частиц в агрегаты. Исследованию этих процессов посвящено большое количество работ, обзор которых приведен в [13, 148, 149], а также диссертациях (например, [150–152]). Впервые о фазовом расслоении в магнитной жидкости было упомянуто в [153].

В магнитных жидкостях образуются агрегаты двух типов – микрокапельные, состоящие из более концентрированной фазы магнитной жидкости, имеющие упругую оболочку и способные обратимо деформироваться при воздействии поля, и квазитвердые, как правило бесформенные, хлопьевидные, иногда напоминающие кристаллические образования, способные лишь объединяться в более крупные образования анизотропной формы.

Фазовое расслоение магнитной жидкости возможно при добавлении коагулятора [154]. Например, добавление минерального масла в магнетитовую магнитную жидкость, стабилизированную олеиновой кислотой, приводит к образованию микрокапель размером около 5 мкм, проявляющих сильные магнитные свойства в окружающей менее концентрированной магнитной среде, при этом объемное содержание микрокапель в жидкости может достигать 30%.

В [155] сообщалось также об обнаружении хорошо развитой системы намагниченных агрегатов, возникшей в магнитной жидкости на основе керосина при длительном ее хранении, а в [156] приведена методика и определены условия их получения. Образование таких агрегатов (с отличным от нуля магнитным моментом) наблюдается в магнитных жидкостях с относительно большим размером частиц, что свидетельствует о наличии жесткой связи магнитного момента дисперсной частицы с ее матрицей. В [157] приводятся некоторые результаты исследования намагниченных агрегатов, а также исходных магнитных жидкостей, в которых они возникают, а в [158] исследованы особенности процессов их намагничивания и поведения в постоянном, переменном и вращающемся магнитных полях.

Исследованию особенностей взаимодействия микрокапель магнитных жидкостей с магнитным и электрическим полями посвящено достаточно большое количество работ (см., например, [159–166]), в которых рассматривались особенности, как деформации, так и развития неустойчивости их формы. Как правило, такие исследования проводятся при использовании тонких слоев магнитных коллоидов, содержащих микрокапельные агрегаты. При этом если первоначально эксперименты проводились в магнитных полях [159–161, 164], то в дальнейшем изучение особенностей деформации микрокапель проводилось и в электрических полях, а также при совместном воздействии электрического и магнитного полей [162, 163, 165, 166]. Следует отметить, что на процессы деформации микрокапель и развитие неустойчивости их формы может существенно влиять изменение температуры, чему уделялось малое внимание.

Действие внешних магнитных и электрических полей может также приводить к образованию различных структур в системе микрокапель тонкого слоя магнитной жидкости.

Так, воздействие магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости слоя магнитной жидкости, содержащей микрокапельные агрегаты, приводит к формированию в нем периодических концентрационных структур – лабиринтной [161], цепочечной [167], гексагональной [168]. Параметры возникающих структурных решеток определяются величиной магнитной проницаемости микрокапельных агрегатов и омывающей их среды, напряженностью поля и межфазным натяжением на границе «капля–среда». Кроме того, существенную роль играет также изначальный размер микрокапель, в зависимости от величины которого могут формироваться как гексагональная, так и лабиринтная структурные решетки [169]. Теоретическое рассмотрение образования периодических концентрационных структур проводилось в работах [168, 170, 171], однако количественное подтверждение установленных закономерностей экспериментально представляет затруднения из-за сложности определения параметров микрокапельных агрегатов.

Формирование структурных образований в первоначально однородных магнитных жидкостях на углеводородной основе может быть инициировано также постоянным электрическим полем [172–175]. Так, в [174] сообщается об образовании микрокапельной структуры при воздействии на тонкий горизонтальный слой магнитной жидкости постоянного электрического поля, которая впоследствии при повышении напряженности поля, преобразуется в лабиринтную структуру. В вертикально расположенном слое образуется сначала полосовая структура, которая затем при повышении напряженности электрического поля превращается в лабиринтную. В названных работах приведено обоснование наблюдаемых явлений на основе модельных представлений. Следует отметить, что, несмотря на достаточно большой объем полученных в этих работах результатов, лишь в [173, 174] предпринимались

исследования влияния термических воздействий на величину порогового значения напряженности электрического поля, соответствующего фазовому расслоению жидкости – появлению более концентрированных микрокапельных агрегатов. Кроме того, рассматривалось изменение дифракционной картины, полученной пропусканием лазерного луча через слой магнитной жидкости с сформировавшейся структурой, обусловленное изменением температуры.

Вместе с тем влияние термических воздействий (в том числе и лазерного излучения) на формирование и параметры структурных решеток в постоянном электрическом поле остаются недостаточно изученными.

В [165, 172] было установлено, что в переменных электрических полях микрокапельные агрегаты могут как сплющиваться, так и удлиняться вдоль направления поля, тогда как капли, находящиеся в магнитном поле, всегда удлиняются вдоль его направления. Такое отличие поведения микрокапель в электрическом поле связано с развитием в электрическом поле движения жидких фаз вдоль границ микрокапель, обусловленного накоплением свободного заряда на межфазных границах. Ранее такой механизм деформации капель гомогенной жидкости в постоянном электрическом поле был рассмотрен в работе [176]. Согласно ее результатам, характер деформации капель (сплющивание или удлинение вдоль поля) определяется соотношением проводимостей и диэлектрических проницаемостей вещества капли и окружающей ее среды. При объяснении особенностей деформации капель в переменном поле на основе этого механизма необходим также учет релаксационных эффектов, что было предпринято в [172].

В [162, 165] исследовано влияние переменного электрического и постоянного магнитного полей на характер структуры магнитных жидкостей с хорошо развитой системой микрокапельных агрегатов. В таких средах возможно формирование структурных решеток лабиринтного или гексагонального типа в зависимости от частоты поля. Очевидно, что тип наблюдаемых структурных решеток во многом связан с соотношением времен релаксации различных процессов, характерных для таких систем, помещенных в переменное электрическое поле: максвелловского

времени релаксации заряда, времени релаксации анизотропии формы капель, времени их поворота в поле и времени развития электрогидродинамических течений. Однако механизмы формирования таких структурных решеток остаются еще недостаточно ясными, а их исследование затруднено из-за отсутствия параметров микрокапельных агрегатов, образующихся в результате расслоения однородной магнитной жидкости.

Следует заметить, что использование в качестве объектов такого исследования системы микрокапельных агрегатов приводит к затруднениям при анализе результатов из-за сложности определения электрических и магнитных параметров агрегатов, которые к тому же могут отличаться для различных образцов используемых магнитных жидкостей с микрокапельной структурой.

Вместе с тем, аналогом магнитных жидкостей с микрокапельными агрегатами могут служить магнитные эмульсии, полученные диспергированием однородной магнитной жидкости в масляной среде [177]. В отличие от магнитных эмульсий на водной основе их можно отнести к слабо проводящим средам, их микрокапли отличаются от микрокапель эмульсий на основе воды малым межфазным натяжением на границе «микрокапля–среда», что делает возможным их деформацию (как и исследовавшихся ранее микрокапельных агрегатов магнитных жидкостей) даже в небольших магнитном и электрическом полях. В таких эмульсиях возможны структурные превращения, аналогичные наблюдавшимся ранее в магнитных жидкостях с микрокапельными агрегатами. При этом физические параметры эмульсий определяются параметрами диспергируемой магнитной жидкости и дисперсионной среды, измерение которых не представляет большой сложности.

В [178–180] исследуются деформация и неустойчивость микрокапель магнитной эмульсии во внешних магнитных полях, а в [181] анизотропия, индуцированная одновременно действующими электрическим и магнитным полями. Отметим, что до настоящего времени описанные выше исследования проводились при комнатной температуре. Вместе с тем, подобные процессы формирования структурных решеток в магнитных эмульсиях под действием

электрических полей могут существенно зависеть от температуры. Однако исследования особенностей влияния на них термического воздействия практически не проводились.

Проведенный анализ литературы, касающийся свойств магнитных жидкостей и композитов, созданных на их основе, позволяет сделать вывод о достаточной изученности свойств таких систем и развитии перспектив их применения на практике. Так к настоящему времени изучены вопросы намагничивания таких систем, позволяющие обеспечивать их эффективное взаимодействие с магнитным полем, приводящее к возникновению целого ряда фундаментальных проблем физического, физико-химического и гидродинамического характера. Следует, однако, заметить, что, несмотря на усиленный интерес исследователей к этим проблемам, остается еще достаточное количество неизученных особенностей протекающих процессов в таких средах. Так, остаются мало изученными известные термоиндуцированные эффекты, инициированные в магнитных жидкостях. В частности, к таким эффектам можно отнести термокапиллярный эффект, наблюдающийся при воздействии лазерного луча на поверхность жидкой среды и так называемый эффект тепловой линзы, приводящий к дефокусировке лазерного пучка при прохождении через вещество. Исследованию этих эффектов в молекулярных жидкостях к настоящему времени посвящено достаточно большое количество работ, однако изучение этих процессов в магнитных жидкостях до настоящего времени не получило распространения. Так, исследований термокапиллярного эффекта практически не проводилось, а эффекту тепловой линзы уделено явно недостаточное внимание. Между тем, оригинальная способность магнитных жидкостей эффективно взаимодействовать с магнитным полем открывает возможности для регулирования этих эффектов путем дополнительного воздействия магнитными полями различной конфигурации.

Как также следует из сделанного обзора одними из продуктивных работ в области магнитных жидкостей и их композитов являются работы, посвященные исследованию их взаимодействия не только с магнитными, но и электрическими полями. В ряде работ ранее рассматривались процессы возникновения

структурных образований при воздействии не только магнитных, но и электрических полей. Однако такие исследования проводились, как правило, при комнатной температуре, вместе с тем, зависимость таких процессов от температуры и изменение характера структурных образований при ее изменении изучены слабо. Одним из композитов, созданных на основе магнитных жидкостей, являются эмульсии. Они представляют собой систему микрокапель магнитной жидкости, взвешенных в немагнитной жидкой среде. Взаимодействие магнитных эмульсий с магнитными и электрическими полями приводит к структурной организации составляющих их микрокапель – формированию структурных решеток гексагонального и лабиринтного типа. Исследованию процессов образования таких решеток также ранее было посвящено множество работ, в которых исследовалась их зависимость от интенсивности воздействующих полей, магнитных и диэлектрических свойств составляющих их микрокапель. Однако представляется также интересным исследовать особенности таких процессов, обусловленные изменением температуры. Следует заметить, что исследования термического воздействия на эффекты и процессы, происходящие в магнитных коллоидных системах, могут иметь кроме чисто научного и практическое значение.

Все вышеизложенное послужило основанием сформулировать цель настоящей работы, для достижения которой необходимо решить следующие задачи:

- изучение термоиндуцированных лазерным излучением термокапиллярного эффекта, возникающего при воздействии лазерного пучка на поверхность магнитной жидкости и эффекта тепловой линзы, наблюдающегося при прохождении луча лазера через слой магнитной жидкости, а также установление возможности управления ими с помощью магнитного поля;

- исследование особенностей возникновения и трансформации структурных решеток в тонких слоях магнитных жидкостей в постоянном электрическом поле, обусловленных тепловым воздействием (в том числе и лазерного излучения) и дополнительно приложенным магнитным полем;

– установление особенностей формирования структурных решеток в тонких слоях магнитной эмульсии в магнитном поле, обусловленных тепловым воздействием;

– изучение процессов формирования структуры в магнитных эмульсиях в переменном электрическом поле и влияния на них магнитного поля и теплового воздействия.

ГЛАВА 2 ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЭФФЕКТЫ В МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДНЫХ СИСТЕМАХ ПРИ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Как уже отмечалось в Главе 1, при поглощении лазерного излучения слоем жидкости происходит локальное повышение температуры на свободной поверхности слоя, вызывающее уменьшение поверхностного натяжения в зоне падения луча. На свободной поверхности возникает центробежное поле касательных сил, которое приводит к образованию конвективного вихря внутри жидкости, ее уносу из нагреваемой области и образованию термокапиллярного углубления. При отражении лазерного излучения от стенок углубления формируется стационарный термокапиллярный отклик в виде концентрической интерференционной картины.

В случае реализации термокапиллярного отклика поверхностью жидкости, способной намагничиваться (магнитной жидкости), появляется возможность влияния на фотоиндуцированную термокапиллярную деформацию свободной поверхности слоя магнитным полем, что, несомненно, представляет, не только чисто научный, но и прикладной интерес.

Ранее обращалось внимание на поглощение энергии лазерного луча, происходящее также при непосредственном его распространении через среду. В результате этого происходит ее неоднородный нагрев с осесимметричным изменением температуры. Это в свою очередь приводит к аналогичному распределению показателя преломления среды, вследствие зависимости его величины от температуры.

Кроме того, зависимость магнитных параметров магнитных жидкостей от температуры приводит к неоднородности объемных магнитных сил, действующих в образце магнитного коллоида с неоднородным распределением температуры. Все это может быть использовано для управления эффектом тепловой линзы с помощью дополнительного воздействия магнитного поля. Выше изложенное указывает на несомненный интерес исследования термоиндуцированных эффектов

в магнитных коллоидах при их взаимодействии с лазерным излучением. Это и послужило основанием для проведения подобных исследований, результаты которых изложены в настоящей главе.

2.1 Фототермокапиллярная деформация свободной поверхности магнитной жидкости в постоянных магнитных полях

2.1.1 Индуцированная лазерным излучением термокапиллярная деформация тонкого слоя магнитной жидкости в однородном стационарном магнитном поле

Схема применявшейся установки изображена на рис. 2.1 [182, 183]. На твердую горизонтальную стеклянную подложку наносился слой магнитной жидкости 1 толщиной $h = 130$ мкм. Магнитная жидкость представляла собой дисперсию наночастиц магнетита средним размером 10 нм в полидиэтилсилоксановой жидкости ПЭС-3, стабилизированную олеиновой кислотой. Плотность магнитной жидкости составляла $\rho = 1380$ кг/м³, концентрация магнитной фазы – 7.7%, начальная магнитная восприимчивость $\chi = 1$, удельная теплопроводность $\lambda = 0,134$ Вт/(м·К), динамическая вязкость $\eta = 20$ мПа·с. Локальный нагрев производился пучком гелий-неонового лазера LASOS 2 мощностью $P_0 = 15$ мВт и диаметром луча $d = 0,5$ мм, который направлялся под углом 45° на поверхность слоя магнитной жидкости. Отраженный луч попадал на экран 4, на котором формировалась картина термокапиллярного отклика, фиксируемая при помощи видеокамеры. Экран располагался перпендикулярно отраженному лучу на расстоянии 2 м от точки падения луча на поверхность жидкости. При этом слой магнитной жидкости помещался в стационарное однородное магнитное поле, создаваемое катушками Гельмгольца 3. В опытах магнитное поле могло быть ориентировано как перпендикулярно слою жидкости, так и параллельно ему. В последнем случае поле было направлено как в плоскости распространения падающего и отраженного лазерного луча, так и в

перпендикулярной ей. Изменение температуры в области падения луча фиксировалось с помощью тепловизора FLUKE Ti100. Иллюстрацией распределения температуры вокруг точки падения луча может быть полученная с его помощью термограмма (рис. 2.2).

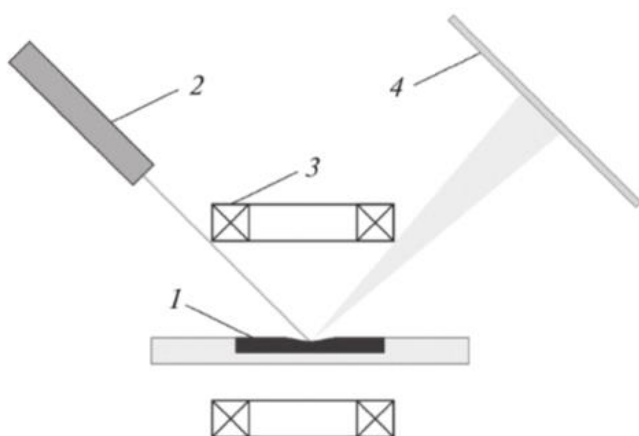


Рис 2.1. Схема экспериментальной установки для проведения исследований в однородном магнитном поле: 1 – слой магнитной жидкости на подложке, 2 – гелий-неоновый лазер, 3 – катушки Гельмгольца, 4 – экран.

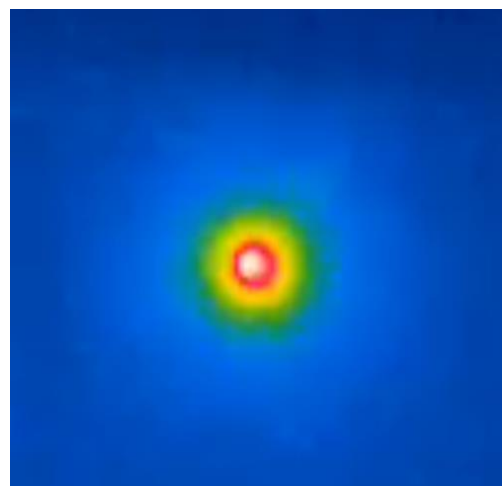


Рис. 2.2 Термограмма распределения температуры в области падения лазерного луча.

Путем измерений с использованием тепловизора было установлено, что температура поверхности слоя жидкости в точке падения лазерного луча возрастает примерно на 3 градуса по сравнению с окружающими участками поверхности жидкости.

При непосредственных наблюдениях формирующегося под воздействием лазерного луча термокапиллярного отклика было обнаружено, что его картина представляет собой серию концентрических колец эллиптической формы (рис. 2.3).

Отметим, что данная картина аналогична по своему внешнему виду ранее наблюдавшейся в предшествующих исследованиях фотоиндуцированной термокапиллярной деформации поверхности слоя немагнитных жидкостей, таких как, например, тяжелая нефть, октан, бутанол-1, бензиловый спирт, вазелиновое масло [86, 112].

Для уточнения физического механизма наблюдаемых эффектов были проведены наблюдения за конвективными течениями, возникающими в результате локального лазерного нагрева поверхности слоя магнитной жидкости. Для этого в жидкость были добавлены микрочастицы алюминиевой пудры, наблюдение за характером движения которых осуществлялось с помощью оптического микроскопа. Оказалось, что частицы алюминия приходят в движение в окрестности падения луча лазера, поднимаясь из нижних областей слоя к поверхности и далее расходясь радиально от места падения лазерного луча. Это демонстрирует картину течений, характерную для термокапиллярной конвекции. В качестве примера на рис. 2.4 изображены траектории частиц алюминиевой пудры, полученные на основе фотографий, сделанных при помощи оптического микроскопа, и их обработки в программном обеспечении Fiji.

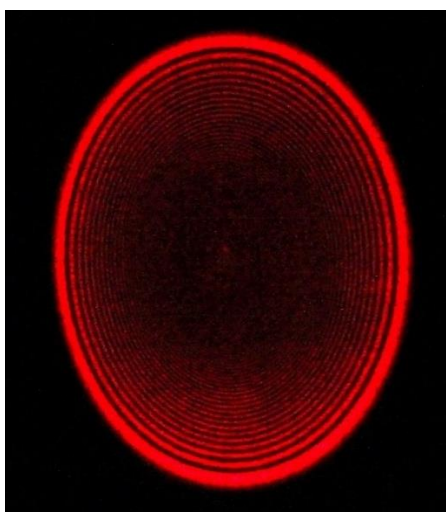


Рис. 2.3. Характерная картина термокапиллярного отклика при отражении луча лазера от поверхности слоя магнитной жидкости.

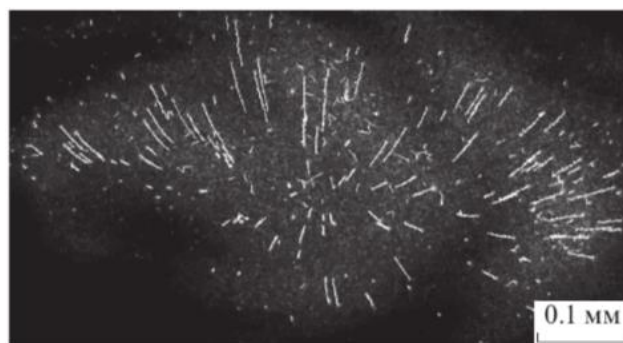


Рис. 2.4. Траектории алюминиевых микрочастиц в области падения луча лазера на поверхность слоя магнитной жидкости, демонстрирующие картину формирующегося течения жидкости.

Установлено, что воздействие магнитного поля приводит к изменению размеров и формы картины термокапиллярного отклика. Так, на рис. 2.5 показан график зависимости величин большой a и малой b полуосей внешнего светлого кольца картины стационарного термокапиллярного отклика от напряженности внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно слою магнитной

жидкости. Видно, что с ростом напряженности поля величины полуосей растут. Геометрическая форма картины при таком направлении поля остается неизменной.

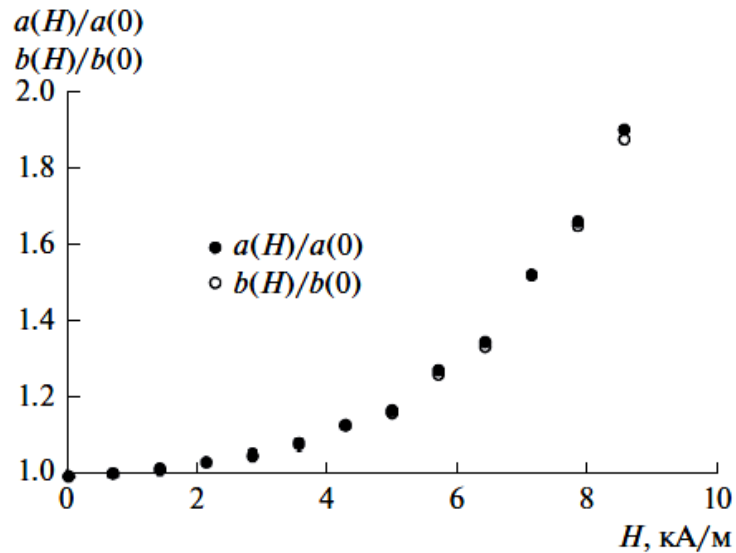


Рис. 2.5. Зависимость относительных величин большой (а) и малой (b) полуосей внешнего светлого кольца стационарной картины термокапиллярного отклика от напряженности внешнего магнитного поля. Поле направлено перпендикулярно слою магнитной жидкости.

При действии поля, направленного параллельно слою магнитной жидкости, происходит уменьшение величин полуосей картины термокапиллярного отклика (рис. 2.6 (а, б)). В этом случае, кроме того, происходит и изменение геометрической формы колец. Так, магнитное поле, направленное вдоль плоскости распространения падающего и отраженного лучей лазера, приводит к тому, что форма эллиптических колец становится более вытянутой. Если же поле перпендикулярно плоскости распространения падающего и отраженного лучей лазера, имеет место уменьшение степени вытянутости эллипсоидальных колец, что приводит при достижении некоторой величины напряженности к тому, что картина приобретает форму круговых колец, а при дальнейшем росте напряженности поля происходит смена направления вытянутости колец – отношение b/a становится больше 1 (рис. 2.7).

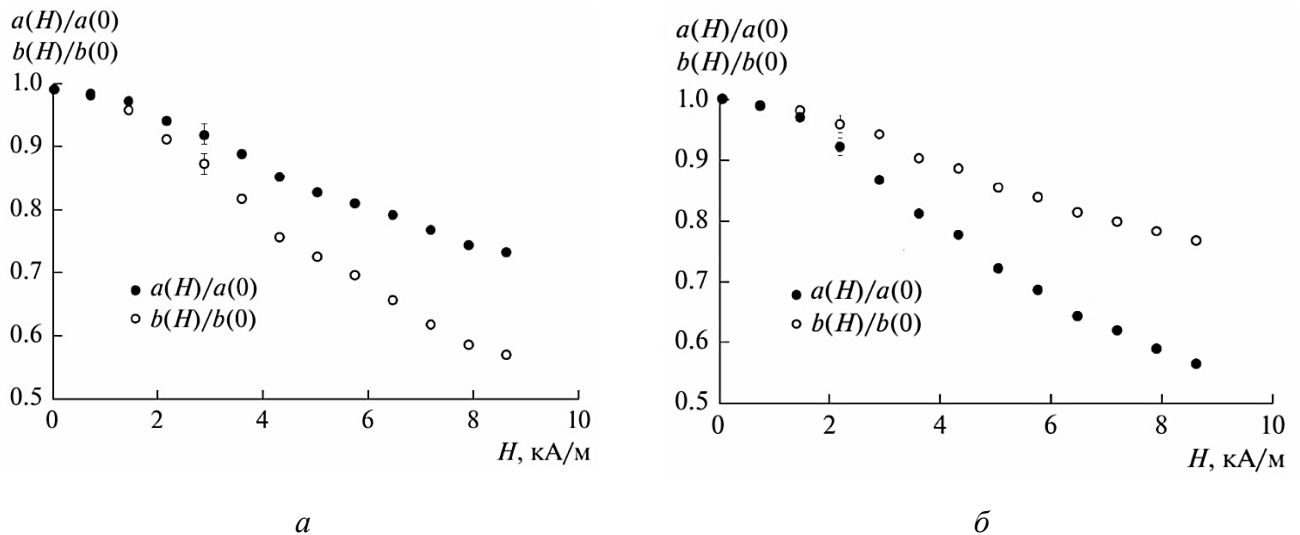


Рис 2.6. Зависимость относительных величин большой (a) и малой (b) полуосей внешнего светлого кольца стационарной картины термокапиллярного отклика от напряженности внешнего магнитного поля, параллельного слою магнитной жидкости и лежащего а) в плоскости распространения падающего и отраженного лучей лазера, б) в плоскости, перпендикулярной плоскости распространения падающего и отраженного лучей лазера.

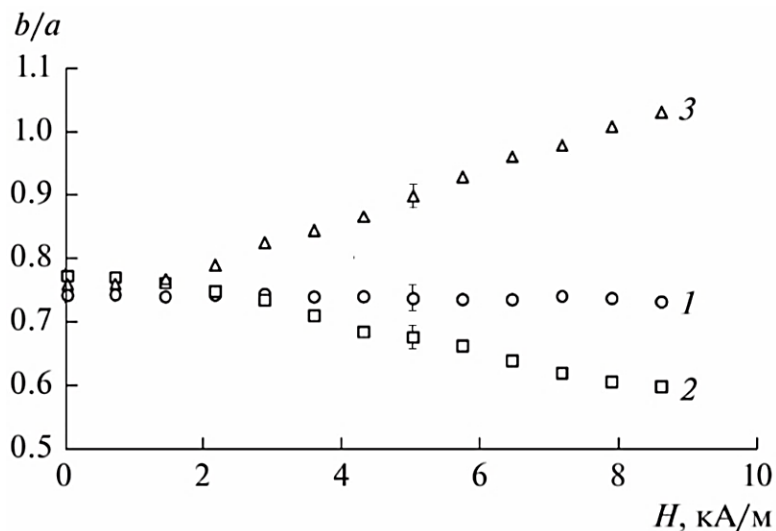


Рис 2.7. Зависимость отношения полуосей внешнего светлого кольца стационарной картины термокапиллярного отклика от напряженности внешнего магнитного поля: 1 – поле направлено перпендикулярно слою магнитной жидкости, 2 – поле параллельно слою и направлено вдоль плоскости распространения падающего и отраженного лучей лазера, 3 – поле параллельно слою и направлено в плоскости, перпендикулярной плоскости распространения падающего и отраженного лучей лазера.

Далее была рассмотрена динамика эволюции картины термокапиллярного отклика. В качестве иллюстрации на рис. 2.8 изображены зависимости величины большой полуоси внешнего светлого кольца картины от времени, полученные при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля, а также при

разных его ориентациях. Начальному моменту времени на графиках соответствует момент включения лазера.

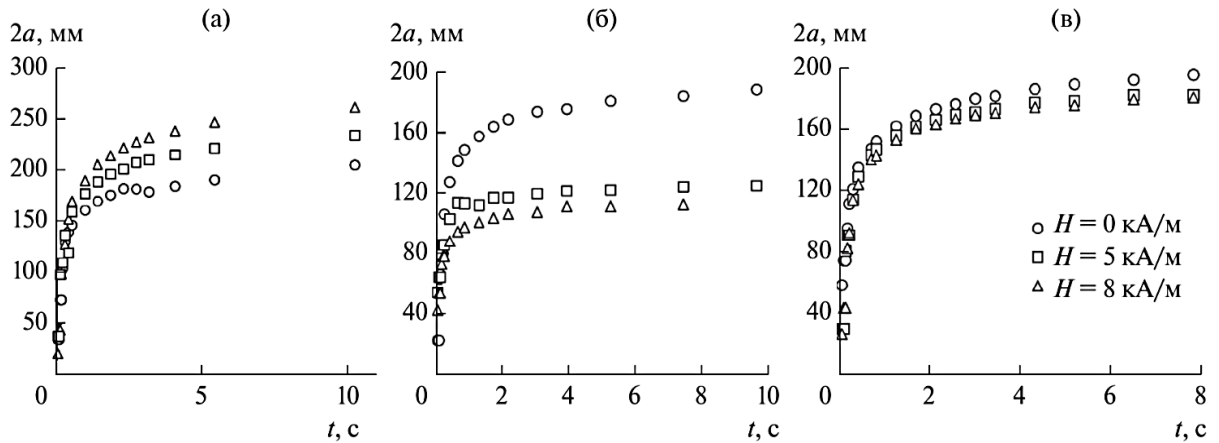


Рис 2.8. Зависимость от времени величины большой полуоси внешнего светлого кольца картины термокапиллярного отклика при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля. Поле направлено перпендикулярно слою магнитной жидкости (а), поле параллельно слою и направлено вдоль плоскости распространения падающего и отраженного лучей лазера (б), поле параллельно слою и направлено в плоскости, перпендикулярной плоскости распространения падающего и отраженного лучей лазера (в).

Полученные данные позволяют определить время установления стационарной картины термокапиллярного отклика в зависимости от действия магнитного поля. Так, на рис. 2.9 представлены зависимости времени развития картины термокапиллярного отклика от напряженности внешнего магнитного поля. Как видно из рисунка, действие перпендикулярного слою жидкости магнитного поля приводит к возрастанию времени развития деформации поверхности. Действие же касательного к поверхности жидкости поля, напротив, уменьшает время формирования устойчивого профиля поверхности. В последнем случае ориентация магнитного поля относительно плоскости распространения лазерного луча существенной роли не играет.

Представляет интерес также релаксация поверхности жидкости после прекращения действия лазерного излучения [108]. Для изучения закономерностей эволюции поверхности жидкости после снятия возмущающего воздействия лазерного излучения применялся дополнительный He-Ne лазер LASOS более низкой мощности (1 мВт). Его луч направлялся в ту же точку поверхности жидкости, что и луч основного лазера. При этом излучение дополнительного лазера

не вызывало возмущений поверхности жидкости, и его луч распространялся в плоскости отличной от плоскости распространения падающего и отраженного лучей основного лазера.

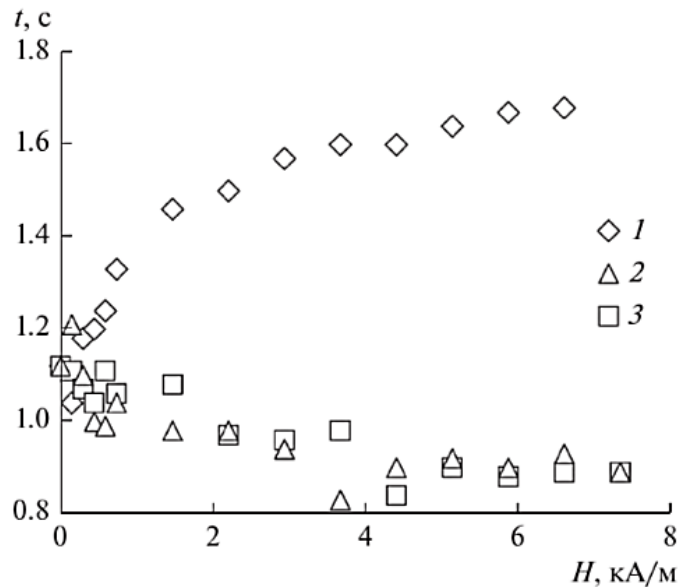


Рис. 2.9. Графики зависимости времени установления стационарной картины термокапиллярного отклика от напряженности внешнего магнитного поля: 1 – поле направлено перпендикулярно слою магнитной жидкости, 2 – поле параллельно слою и направлено вдоль плоскости распространения падающего и отраженного лучей лазера, 3 – поле параллельно слою и направлено в плоскости, перпендикулярной плоскости распространения падающего и отраженного лучей лазера.

При одновременном воздействии обоих лазерных пучков, луч дополнительного лазера, отражаясь от поверхности магнитной жидкости, также демонстрировал интерференционную картину в виде светлых и темных колец на экране. По эволюции этой картины после отключения основного лазера можно судить о процессе релаксации поверхности жидкости. Так, путем измерения времени стягивания в точку интерференционной картины, образованной дополнительным лазером, было определено время релаксации термокапиллярной деформации поверхности слоя магнитной жидкости в зависимости от действия внешнего магнитного поля. Соответствующие экспериментальные зависимости времени релаксации от напряженности магнитного поля представлены на рис. 2.10.

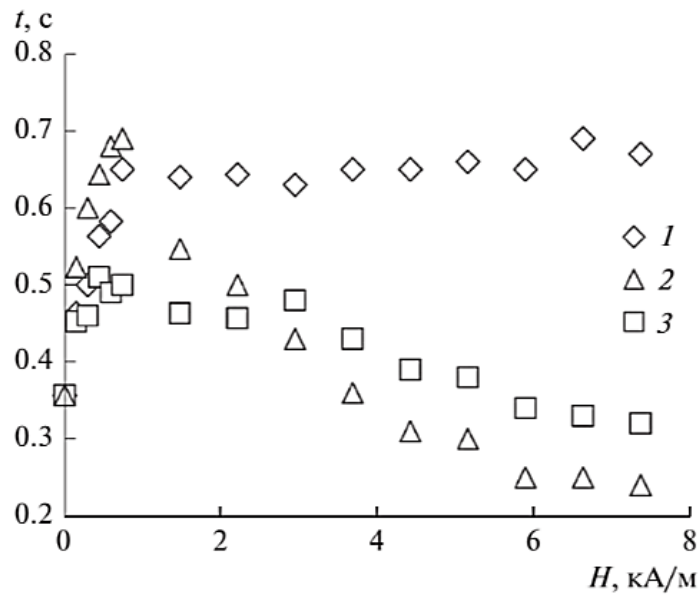


Рис 2.10. Графики зависимости времени релаксации термокапиллярной деформации поверхности жидкости от напряженности внешнего магнитного поля: 1 – поле направлено перпендикулярно слою магнитной жидкости, 2 – поле параллельно слою и направлено вдоль плоскости распространения падающего и отраженного лучей лазера, 3 – поле параллельно слою и направлено в плоскости, перпендикулярной плоскости распространения падающего и отраженного лучей лазера.

Как следует из рис. 2.10, действие перпендикулярного слою магнитного поля приводит к возрастанию времени релаксации деформации поверхности. Действие же касательного к поверхности жидкости поля при малых величинах напряженности также приводит к росту времени релаксации, однако при дальнейшем увеличении напряженности поля наблюдается уменьшение времени релаксации. При этом эффект изменения времени релаксации под действием магнитного поля сильнее выражен в случае, когда поле параллельно плоскости распространения луча лазера.

Аналитические выражения для определения величины деформации свободной поверхности жидкости в месте локального изменения температуры в результате теплового действия лазерного излучения, полученные в [106, 107], хорошо согласуются с экспериментальными данными, однако наилучшее согласие с экспериментом наблюдается для расчетных значений, полученных путем численного интегрирования уравнений Навье-Стокса [88, 110].

Тепловое воздействие в магнитной жидкости приводит к термомагнитной конвекции, возникающей как в однородном, так и неоднородном магнитном поле, вследствие изменения намагниченности с температурой, которое вызывает также перераспределение напряженности поля в жидкости. Следует отметить, что термокапиллярная деформация свободной поверхности магнитной жидкости приводит к дополнительному перераспределению напряженности и изменению степени неоднородности поля.

Задача об устойчивости слоя магнитной жидкости при неоднородном нагреве в однородном магнитном поле ранее была теоретически рассмотрена в [48], где в приближении Буссинеска и при условии слабой неоднородности поля была получена система уравнений, в которых учтены возмущения намагниченности жидкости и напряженности магнитного поля, вызванные возмущениями температуры. В частности, было отмечено, что в качестве определяющих поведение системы безразмерных параметров можно рассмотреть следующие величины, характеризующие относительный вклад различных сил:

$$Ma = \frac{\beta_{\sigma} \gamma l^2}{\eta \kappa} \quad - \text{число Марангони, определяемое как соотношение сил}$$

поверхностного натяжения и вязкого трения и описывающее термокапиллярный механизм конвекции, обусловленный градиентом коэффициента поверхностного натяжения на свободной поверхности жидкости;

$$Gr = \frac{\beta_{\rho} g \lambda^4}{\nu^2} \quad - \text{число Грасгофа, описывающее термогравитационную}$$

конвекцию – представляет собой соотношение между выталкивающей Архимедовой силой (разностью гравитационных сил, обусловленной разностью плотностей, возникшей из-за перепада температур) и силами вязкого трения.

$$Gr_m = \frac{\mu_0 K G \lambda^4}{\rho \nu^2} \quad - \text{магнитное число Грасгофа, описывающее термомагнитную}$$

конвекцию в неоднородном магнитном поле с характерным градиентом поля $G = |\nabla H|$.

$$D = \frac{\mu_0 K^2 \gamma^2 l^4}{\rho v^2 (1 + \chi_r)} - \text{критерий с характерным градиентом поля } \frac{K\gamma}{\mu_r}, \text{ который в}$$

явном виде описывает вклад возмущений напряженности магнитного поля (обусловленных движением неизотермической жидкости) в магнитостатическую силу и является аналогом магнитного числа Грасгофа.

Условие $Gr_m \gg D$ совпадает с условием применимости безындукционного приближения $G \gg \frac{K\gamma}{\mu_r}$, что означает возможность пренебрежения возмущениями поля, связанными с движением жидкости. При отсутствии же равновесного градиента поля $G = 0$, применимо индукционное приближение, описывающее влияние однородных магнитных полей на термоконвективные процессы в магнитных жидкостях.

$$Si = \frac{\mu_0 M_n^2}{\sqrt{\rho g \sigma}} - \text{критерий поверхностной неустойчивости, характеризующий}$$

устойчивость поверхности слоя МЖ относительно ее возмущений в перпендикулярном магнитном поле – представляет собой соотношение магнитостатической, гравитационной и капиллярной сил.

В вышеперечисленных безразмерных параметрах: $\beta_\sigma = -\partial\sigma/\partial T$ – температурный коэффициент поверхностного натяжения, σ – коэффициент поверхностного натяжения, T – температура, $\gamma = |\nabla T|$ – градиент температуры, l – характерный размер системы, η – коэффициент динамической вязкости, κ – коэффициент температуропроводности, $\beta_\rho = -1/\rho(\partial\rho/\partial T)$ – коэффициент теплового расширения, ρ – плотность, g – ускорение свободного падения, ν – кинематическая вязкость, μ_0 – магнитная постоянная, $K = (\partial M / \partial T)_{S,H}$ – пиромантический коэффициент (температурный коэффициент в термомагнитной конвекции, играющий роль β_ρ в гравитационной), M – намагниченность, $\chi_r = (\partial M / \partial H)_{\rho,T}$ – дифференциальная магнитная восприимчивость, H –

напряженность магнитного поля, $\mu_r = \chi_r + 1$ – дифференциальная магнитная проницаемость, M_n – нормальная составляющая намагниченности.

Не все из перечисленных физических величин известны точно применительно к условиям описанных выше экспериментов, однако, подставляя приближенные значения, характерные для подобных систем, в частности [1, 13, 48]:

$$\beta_\sigma = 10^{-4} \frac{H}{\text{м} \cdot \text{К}},$$

$$\gamma = |\nabla T| \approx \frac{\Delta T}{L} = \frac{3}{2,5 \cdot 10^{-4}} = 1,2 \cdot 10^4 \frac{\text{К}}{\text{м}},$$

$$l = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ м},$$

$$\kappa = \frac{\lambda}{C} = \frac{0,134}{1,715 \cdot 10^6} \approx 7,8 \cdot 10^{-8} \frac{\text{м}^2}{\text{с}} \quad (C = c \cdot \rho - \text{теплоемкость единицы объема}$$

МЖ, c – удельная теплоемкость МЖ),

$$\beta_\rho = 10^{-3} \text{ К}^{-1},$$

$$g = 9,81 \frac{\text{м}}{\text{с}^2},$$

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} = \frac{20 \cdot 10^{-3}}{1380} \approx 1,45 \cdot 10^{-5} \frac{\text{м}^2}{\text{с}},$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}},$$

$$K = 20 \frac{\text{А}}{\text{м} \cdot \text{К}},$$

$$\chi_r = 1,$$

$$M_n = (1 - 5) \cdot 10^3 \frac{\text{А}}{\text{м}},$$

$$\sigma = 22 \cdot 10^{-3} \frac{\text{А}}{\text{м}},$$

получаем:

$$Ma \approx 13, Gr \approx 1,6 \cdot 10^{-4}, D \approx 3,6 \cdot 10^{-5}, Si \approx 0,13 - 13 \quad (\text{при } H = 1 - 10 \text{ кА/м}).$$

В приведенных расчетах за характерный линейный размер области перепада температур на поверхности жидкости принят радиус пучка лазера $L = \frac{d}{2}$, а за характерную глубину принята толщина исследуемого слоя МЖ $l = h$.

Таким образом, величины безразмерных параметров оказываются в следующем соотношении $Ma > Si \gg Gr > D$. Отсюда можно заключить, что основным механизмом тепломассопереноса в исследованном слое МЖ в условиях проведенных экспериментов является термокапиллярная конвекция. При этом эффекты гравитационной и термомагнитной конвекции, характеризующиеся соответственно числом Грасгофа (Gr) и параметром D , оказываются пренебрежимо малыми.

Как отмечалось выше, безындукционное приближение применимо, когда градиенты внешнего поля велики $G \gg \frac{K\gamma}{\mu_r}$, а термомагнитная конвекция при этом

описывается магнитным числом Грасгофа (Gr_m). В проведенных экспериментах однородное магнитное поле становится неоднородным вследствие искривления силовых линий на термокапиллярном углублении с одной стороны и неизотермичности жидкости, обуславливающей неоднородность намагниченности, с другой. В магнитном поле с умеренной неоднородностью [48]

$$G \approx 10^6 \frac{A}{\text{м}^2} > \frac{K\gamma}{\mu_r} = 1,2 \cdot 10^5 \frac{A}{\text{м}^2} \text{ получаем } Gr_m = 3 \cdot 10^{-3}, \text{ т. е. } Gr_m \ll Si < Ma.$$

Приложение магнитного поля в интервале напряженностей, имеющих место при проведении исследований, в отсутствие лазерного нагрева не приводило к развитию магнитостатической неустойчивости свободной поверхности слоя магнитной жидкости. Вместе с тем, при достаточно больших значениях напряженности поля могло наблюдаться плавное изменение кривизны поверхности магнитной жидкости.

Можно заключить, что эффекты, наблюдающиеся в описанных выше экспериментах при воздействии магнитного поля, связаны с дополнительным действием деформирующих магнитостатических сил, то есть в рассматриваемой

ситуации имеет место совместное проявление двух механизмов деформации поверхности слоя магнитной жидкости.

Действительно, образуемая в результате термокапиллярной деформации лунка на поверхности магнитной жидкости приводит к локальному искажению магнитного поля. Если внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно поверхности жидкости, то локальная неоднородность поля оказывается таковой, что стимулирует развитие возникшей лунки, и она становится глубже [1, 48]. С ростом напряженности однородного перпендикулярного магнитного поля увеличивается магнитный скачок давления на поверхности МЖ (соответственно растет параметр Si), что способствует росту величины деформации поверхности.

Это приводит к соответствующему увеличению разности хода интерферирующих лучей и проявляется в увеличении размеров ТК отклика (рис. 2.7а). Также результатом увеличения глубины возникающей лунки в однородном перпендикулярном магнитном поле является рост времени развития и релаксации деформации поверхности (рис. 2.8, 2.9).

Тогда как ортогональное магнитное поле является причиной искривления поверхности магнитной жидкости, тангенциальное оказывает стабилизирующее влияние на возмущения, распространяющиеся вдоль своего направления.

Действительно, параметр $S_t = \frac{\mu_0 M_\tau^2}{\sqrt{\rho g \sigma}}$ (где M_τ – тангенциальная

составляющая намагниченности МЖ), аналогичный Si и характеризующий устойчивость поверхности слоя МЖ относительно её возмущений в продольном магнитном поле, растет с увеличением его напряженности и приводит к росту критического значения Si , то есть к повышению устойчивости [1, 48].

Таким образом, однородное магнитное поле, ориентированное параллельно поверхности магнитной жидкости, сглаживает возникающие на ней возмущения и уменьшает глубину лунки, что проявляется в уменьшении размеров картины термокапиллярного отклика и времени развития и релаксации деформации (рис. 2.5, 2.7б и 2.7в, 2.8, 2.9). Причем, ввиду симметрии в развитии деформации

поверхности жидкости за счет термокапиллярной конвекции, ориентация магнитного поля относительно плоскостираспространения падающего и отраженного лучей не должна иметь значения, что и наблюдалось в проведенных экспериментах (рис. 2.8 и 2.9). При этом магнитное поле также дополнительно деформирует лунку, приводя к ее горизонтальному растяжению вдоль своего направления, что проявляется в изменении формы колец термокапиллярного отклика (рис. 2.6). Это может быть связано с локальным перераспределением напряженности магнитного поля на поверхности термокапиллярного углубления, из-за чего поле может иметь нормальную к стенкам лунки составляющую, стимулирующую ее горизонтальную деформацию.

Следует, однако, заметить, что наблюдающийся на рис. 2.9 первоначальный рост времени релаксации ТК отклика от тонкого слоя МЖ в параллельном поле при малых величинах напряженности не вполне укладывается в представленную качественную картину явления, его объяснение требует более детального теоретического анализа рассматриваемых процессов и является предметом дальнейших исследований.

2.1.2 Зависимость фототермокапиллярного эффекта от толщины слоя и вязкости магнитной жидкости в стационарных однородном и неоднородном магнитных полях

Для изучения зависимости фототермокапиллярного эффекта от толщины слоя и вязкости магнитной жидкости в стационарных однородном и неоднородном магнитных полях использовались 2 образца, представляющих собой дисперсию наночастиц магнетита средним размером 10 нм на основе керосина (образец №1, вязкостью 3,2 мПа·с) и вакуумного масла (образец №2, вязкостью 6,3 мПа·с) [184, 185]. Толщина слоя магнитной жидкости варьировалась в пределах 1,3–5,8 мм. Локальный нагрев производился лучом гелий-неонового лазера мощностью 500 мВт. Диаметр луча лазера составлял 0,3 мм, он направлялся на поверхность слоя магнитной жидкости под углом 45°. Слой магнитной жидкости располагался на дне

круглой кюветы с краями цилиндрической формы. При этом использовались кюветы различного диаметра. Падающий луч достигал поверхности в центре кругового слоя коллоида, а после отражения попадал на экран, на котором формировалась картина термокапиллярного отклика в виде концентрических интерференционных колец, фиксируемая при помощи видеокамеры (рис. 2.1). Стационарное однородное магнитное поле, направленное перпендикулярно поверхности слоя образца, создавалось катушками Гельмгольца. Кроме того, было использовано и неоднородное магнитное поле, существенно изменяющее рельеф поверхности. Оно создавалось катушкой с конусообразным ферромагнитным сердечником, расположенным перпендикулярно слою образца, под подложкой (рис. 2.11).

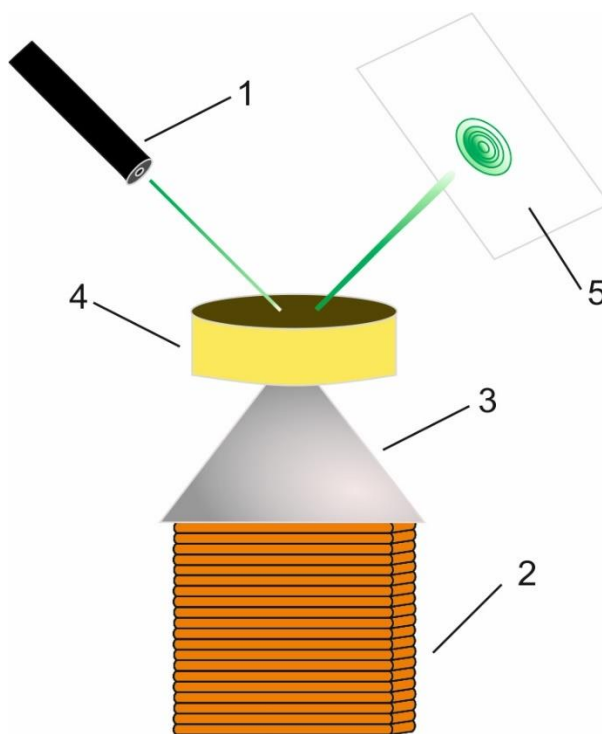


Рис 2.11. Схема экспериментальной установки для проведения исследований в неоднородном магнитном поле: 1 – гелий-неоновый лазер, 2 – катушка индуктивности, 3 – конусообразный ферромагнитный сердечник, 4 – кювета с образцом МЖ, 5 – экран.

Первоначально была исследована зависимость относительной величины большой полуоси колец интерференционной картины от величины напряжённости внешнего однородного магнитного поля при различной толщине слоя. При этом первоначально использовались кюветы, диаметр которых не превышал 90 мм.

Оказалось, что в случае использования кювет таких диаметров увеличение напряженности однородного магнитного поля приводит к увеличению размера пятна ТК отклика. Для иллюстрации этого на рисунке 2.12 представлены фотографии пятна отклика, полученные при использовании кюветы диаметром 80 мм.



Рис. 2.12. Изменение картины термокапиллярного отклика при дополнительном воздействии однородного магнитного поля: а) $H=2,5$ кА/м, б) $H=5$ кА/м.

На рис. 2.13 представлены графики зависимостей относительной величины большой полуоси картины отклика от напряженности приложенного магнитного поля, полученные при использовании кювет диаметром 32,7 мм (а, б) и 68,2 мм (в, г) для двух образцов коллоида при различных толщинах слоя. Как можно видеть из рисунка, эти зависимости имеют возрастающий характер, при этом с увеличением толщины слоя коллоида влияние магнитного поля на развитие термокапиллярной деформации ослабевает.

В дальнейшем были использованы кюветы, диаметр которых превышал 90 мм. Оказалось, что в этом случае размер картины ТК отклика, напротив, уменьшается при увеличении величины напряженности магнитного поля. При этом эта тенденция сохраняется для всего интервала исследованных толщин слоев магнитной жидкости. Иллюстрацией этого являются представленные на рис. 2.14 зависимости относительной величины большой полуоси пятна термокапиллярного отклика от напряжённости поля.

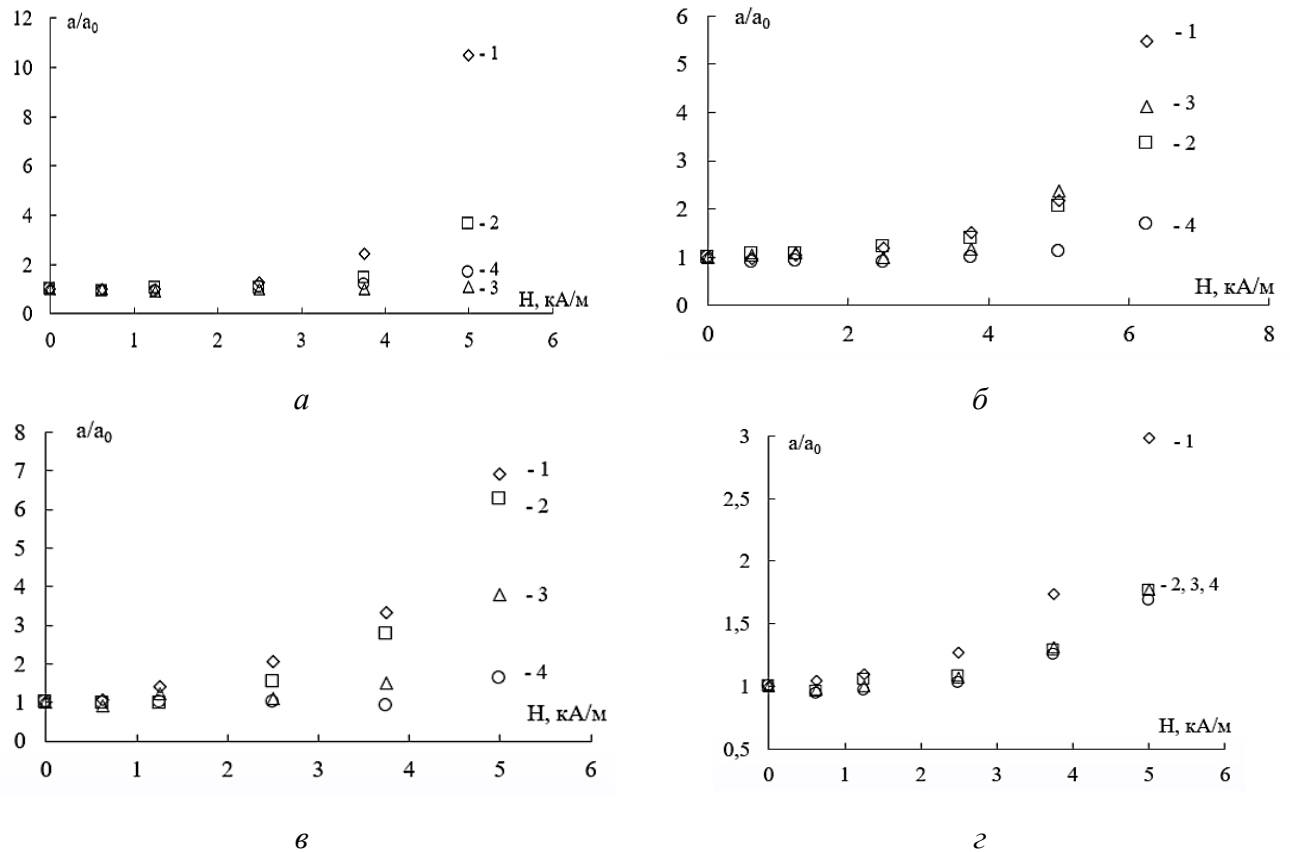


Рис 2.13. Зависимость относительной величины большой полуоси внешнего светлого кольца стационарной картины термокапиллярного отклика от напряженности внешнего однородного магнитного поля при различных толщинах слоев: 1 – $h = 3,3$ мм, 2 – $h = 4$ мм, 3 – $h = 5$ мм, 4 – $h = 5,8$ мм; а) МЖ на основе керосина (образец №1), диаметр кюветы $D = 32,7$ мм; б) МЖ на основе вакуумного масла (образец №2), диаметр кюветы $D = 32,7$ мм; в) МЖ на основе керосина (образец №1), диаметр кюветы $D = 68,2$ мм; г) МЖ на основе вакуумного масла (образец №2), диаметр кюветы $D = 68,2$ мм.

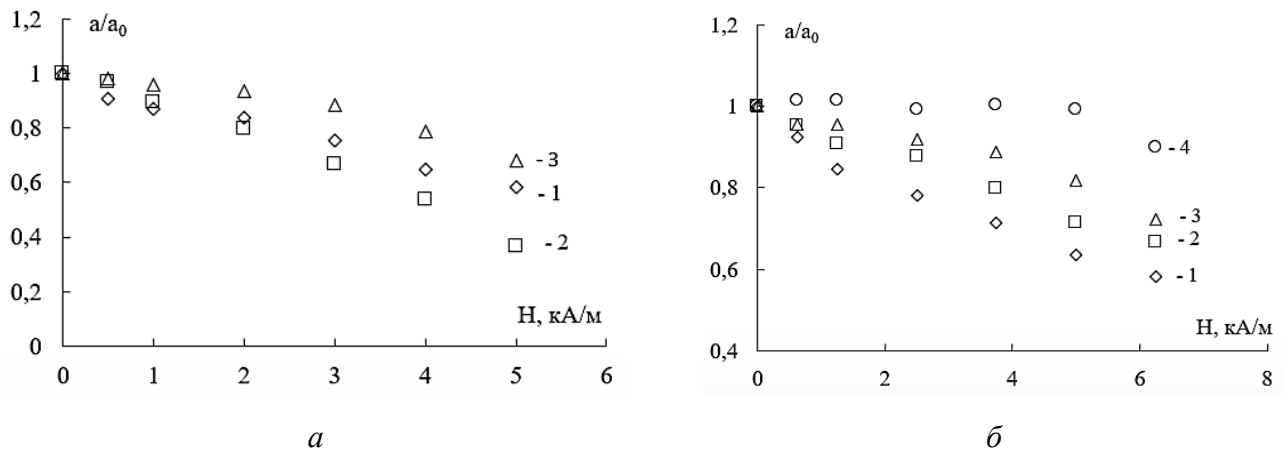


Рис. 2.14. Зависимость относительной величины большой полуоси внешнего светлого кольца стационарной картины термокапиллярного отклика от напряженности внешнего однородного магнитного поля при различных толщинах слоёв МЖ в кювете с диаметром $D=90$ мм: 1 – $h = 3,3$ мм, 2 – $h = 4$ мм, 3 – $h = 5$ мм, 4 – $h = 5,8$ мм; а) МЖ на основе керосина (образец №1); б) МЖ на основе вакуумного масла (образец №2).

Для выяснения причин этого, предварительно были проведены наблюдения за профилем поверхности МЖ в кювете, подверженной действию магнитного поля

при отсутствии лазерного луча. Оказалось, что характер изменения профиля поверхности жидкости под воздействием магнитного поля зависит от диаметра кюветы: так при малых диаметрах поверхность становится вогнутой, что уменьшает толщину слоя МЖ в центре кюветы. Напротив, при больших диаметрах кюветы поверхность становится выпуклой, что увеличивает толщину слоя МЖ. При этом, при некотором промежуточном значении диаметра (около 80 мм) профиль поверхности МЖ не претерпевает существенных изменений во внешнем магнитном поле. Для объяснения такого изменения кривизны поверхности слоя магнитного коллоида в кюветах разного диаметра проведен качественный анализ механизмов деформации таких слоев.

Как известно, скачок давления на границе раздела двух намагничивающихся жидкостей при воздействии ортогонального однородного поля определяется выражением [1, 48, 148]:

$$p_2 - p_1 = \frac{1}{2}(M_{n1} - M_{n2})B_n + 2\sigma\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right), \quad (2.1)$$

где M_n , B_n – нормальные составляющие к поверхности раздела компоненты намагниченности и магнитной индукции соответственно, σ – коэффициент поверхностного натяжения, R_1 и R_2 – главные радиусы кривизны поверхности.

В случае, когда поверхность магнитной жидкости граничит с воздухом, а ее магнитная восприимчивость не зависит от поля, использование (2.1) совместно с интегралом уравнения равновесия и соответствующих граничных условий позволяет получить выражение для определения формы поверхности [1, 48, 148]:

$$\rho g z = \frac{\mu_0(\mu - 1)}{2}(\mu H_n^2 + H_\tau^2) + 2\sigma\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) + C, \quad (2.2)$$

где C – const, μ_0 – магнитная постоянная, ρ – плотность МЖ, μ – магнитная проницаемость МЖ, H_n и H_τ – нормальная и тангенциальная составляющие напряжённости магнитного поля соответственно.

В общем случае задача определения формы поверхности является достаточно сложной из-за необходимости знания распределения поля, которое само зависит от формы поверхности.

С другой стороны, определить на качественном уровне вид изменения формы поверхности возможно из энергетических соображений. Действительно, рассматривая слой образца как ограниченный объем можно заключить, что равновесная форма деформированного слоя определится из условия минимума полной энергии, включающей магнитную, поверхностную и энергию поля тяготения:

$$W = W_m + W_\sigma + W_g \quad (2.3)$$

Магнитную энергию плоского слоя коллоида круглой формы выразим в виде:

$$W_m = -\frac{\mu_0 \mu H^2 V}{2[1 + N(\mu - 1)]}, \quad (2.4)$$

где V – объем слоя, N – его размагничивающий фактор.

Энергия поля тяготения, определяется высотой центра масс слоя относительно подложки $W_g = \rho g S h^2 / 2$ (ρ – плотность жидкости, h – толщина слоя).

Поверхностную энергию определим как произведение коэффициента поверхностного натяжения на площадь свободной поверхности слоя, т.е. $W_\sigma = \sigma S$. Следует отметить, что ограничение слоя стенками кюветы приводит к дополнительному искривлению поверхности вблизи стенок. Это связано с различием сил притяжения между частицами жидкости (когезия) и контейнером (адгезия). При этом, если жидкость смачивает материал стенок кюветы, то она поднимается по стенкам кюветы (что характерно для исследуемых образцов). В противном случае уровень жидкости вблизи стенок кюветы понижается. Отметим, что роль искривления поверхности вблизи стенок кюветы снижается в случае больших диаметров кюветы, что позволяет при анализе поверхности слоя

магнитной жидкости при воздействии магнитного поля в кюветах большого диаметра её не учитывать.

Первоначально рассмотрим изменение формы поверхности слоя магнитного коллоида в кювете достаточно большого диаметра, чтобы пренебречь краевыми эффектами у стенок кюветы. Очевидно, уменьшение магнитной энергии (к чему стремится система) возможно за счет уменьшения размагничивающего фактора N . Это может произойти вследствие трансформации плоского слоя под воздействием поля в выпуклый (в шаровой сегмент). Отметим, что проведенные наблюдения подтвердили такой сценарий трансформации слоя в случае небольших полей. Возникновение выпуклости слоя магнитного коллоида приводит к увеличению, как поверхностной энергии, так и энергии поля тяготения. Очевидно, устойчивое положение формы слоя определится балансом этих энергий. При этом, дальнейшее увеличение поля приводит при некоторой критической напряженности поля к возникновению поверхностной неустойчивости – появлению отдельных пиков, образующих обычно гексагональную структуру [1, 48]. Отметим, что описанные в настоящей работе исследования проведены в докритической области напряженностей поля.

При уменьшении диаметра кюветы краевые эффекты у стенок кюветы начинают оказывать существенное влияние на характер всей поверхности слоя. Она становится вогнутой по всей кювете с радиусом кривизны стремящимся к радиусу кюветы. При воздействии магнитного поля, направленного по вертикали, минимум магнитной энергии такого слоя может достигаться при меньших затратах за счет дальнейшего подъема жидкости вдоль стенок кюветы, приводящего к уменьшению размагничивающего фактора. В результате этого вогнутость мениска увеличивается, а толщина слоя в центре кюветы уменьшается.

Таким образом, можно сделать вывод, что воздействие перпендикулярного однородного магнитного поля на слой магнитного коллоида, расположенного в кювете, приводит к увеличению толщины слоя в центре кюветы достаточно большого диаметра, и к уменьшению толщины слоя в центре кюветы малого диаметра. Это и послужило основанием связать обнаруженные различия

зависимостей размера картины термокапиллярного отклика от величины напряженности внешнего магнитного поля при использовании кювет различного диаметра. То есть, увеличение размера картины отклика в кювете малого диаметра происходит вследствие уменьшения толщины слоя и напротив, уменьшение размера картины отклика при использовании кюветы достаточно большого диаметра обусловлено увеличением толщины слоя в месте падения луча. Для проверки этого предположения были проведены исследования зависимости радиуса картины термокапиллярного отклика от толщины плоского слоя образца в отсутствие поля. В этом случае использовалась кювета диаметром 80 мм, толщина слоя в которой регулировалась за счет изменения объема жидкости.

Действительно, оказалось, что при уменьшении толщины плоского слоя радиус интерференционного кольца увеличивается, как и в круглых кюветах малого диаметра при увеличении поля. При малых толщинах, соответствующих достижению лазерным лучом дна кюветы, слой МЖ размывается и происходит резкое увеличение радиуса интерференционных колец.

Таким образом, убывающий характер зависимости радиуса интерференционного кольца от толщины слоя (рис. 2.15) может указывать на правомерность сделанного предположения о причинах различного влияния магнитного поля на термокапиллярный отклик слоя МЖ в кюветах разного диаметра.

Вместе с тем, возникающие при воздействии магнитного поля пондеромоторные силы могут привести к непосредственному уменьшению размеров лунки, образующейся на поверхности магнитной жидкости под воздействием лазерного излучения, независимо от толщины слоя. Для экспериментального исследования такого эффекта очевидно более предпочтительным является использование неоднородного магнитного поля.

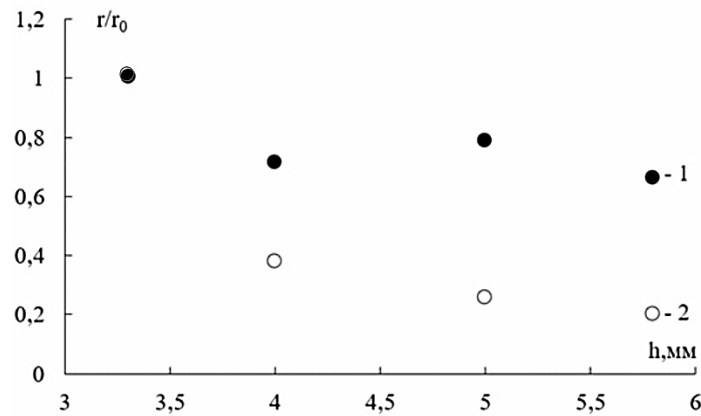


Рис. 2.15. Зависимость относительного радиуса интерференционного кольца от толщины слоя в отсутствие внешнего магнитного поля: 1 – МЖ на основе керосина, 2 – МЖ на основе вакуумного масла.

Для реализации воздействия такого поля под тонкой стеклянной подложкой, ограничивающей нижнюю грань слоя, располагался конусообразный сердечник электромагнита, описанного выше (рис. 2.11). Вначале определялось местоположение бугорка небольшого диаметра, возникающего на поверхности слоя в результате воздействия поля электромагнита. Затем поле выключалось, а луч лазера направлялся под углом, близким к нормали к поверхности, в точку, соответствующую вершине бугорка, образуемого при наличии поля. Для наблюдения картины термокапиллярного отклика использовался дополнительный лазер более низкой мощности, луч которого не вызывал деформации поверхности в отсутствие воздействия луча основного лазера. Его луч направлялся в точку падения луча основного лазера, индуцирующего в слое жидкости ТК-углубление. При этом, вследствие большей величины диаметра луча дополнительного лазера по сравнению с диаметром луча основного лазера, его пучок полностью перекрывает образовавшуюся на поверхности жидкости лунку. В результате этого отраженный луч дополнительного лазера формирует на экране более информативное световое пятно термокапиллярного отклика. При плавном увеличении напряжённости градиентного магнитного поля, яркая центральная часть пятна начинала стягиваться в точку, а пятно одновременно с этим размывалось (рис 2.16). Можно предположить, что в этом случае воздействие

неоднородного магнитного поля приводит к компенсации термокапиллярной деформации поверхности за счет возникающих объемных сил.

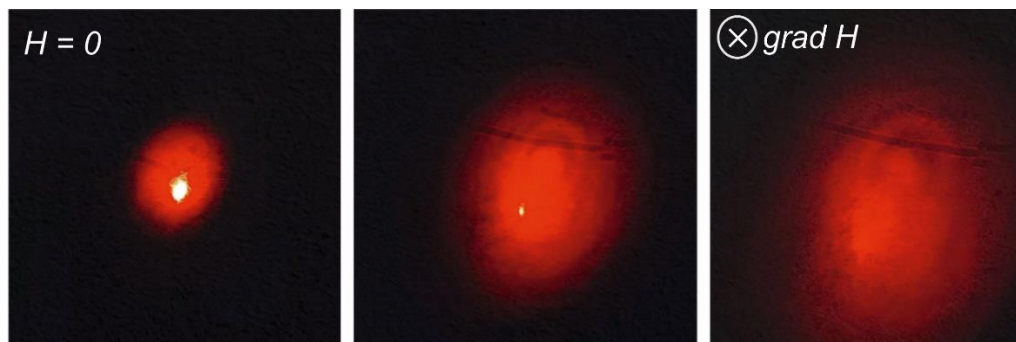


Рис. 2.16. Компенсация термокапиллярного отклика в неоднородном магнитном поле.

Кроме размера интерференционного пятна, другим немаловажным параметром изучаемого ТК-эффекта является время установления стационарного ТК-отклика, характеризующее быстроту возникновения углубления на поверхности.

Как следует из работ [100, 101, 117], в которых исследовалось время задержки эффекта, величина времени формирования картины ТК-отклика должна также зависеть от толщины слоя жидкости, мощности пучка, теплофизических свойств жидкости и подложки, и состояния её свободной поверхности. Следует ожидать, что воздействие магнитного поля может изменять время развития фототермокапиллярного эффекта в магнитных жидкостях. Проведенные исследования подтвердили возможность такого влияния как со стороны однородного, так и неоднородного магнитных полей. В качестве иллюстрации этого на рис. 2.17 приведены кривые зависимостей времени формирования стационарной картины ТК отклика от напряженности однородного и неоднородного магнитных полей, направленных перпендикулярно поверхности слоя образца №2. В случае неоднородного поля напряженность измерялась вблизи конца конусообразного полюса электромагнита.

Аналогичные исследования были проведены также при воздействии магнитного поля, направленного вдоль слоя жидкости. В этом случае использовалась прямоугольная кювета длиной 110 мм, которая помещалась в область однородного поля куба Максвелла.

На рис. 2.18 представлены полученные зависимости времени формирования ТК отклика от напряженности однородного магнитного поля, направленного вдоль поверхности слоя образца №2 при различной толщине слоя.

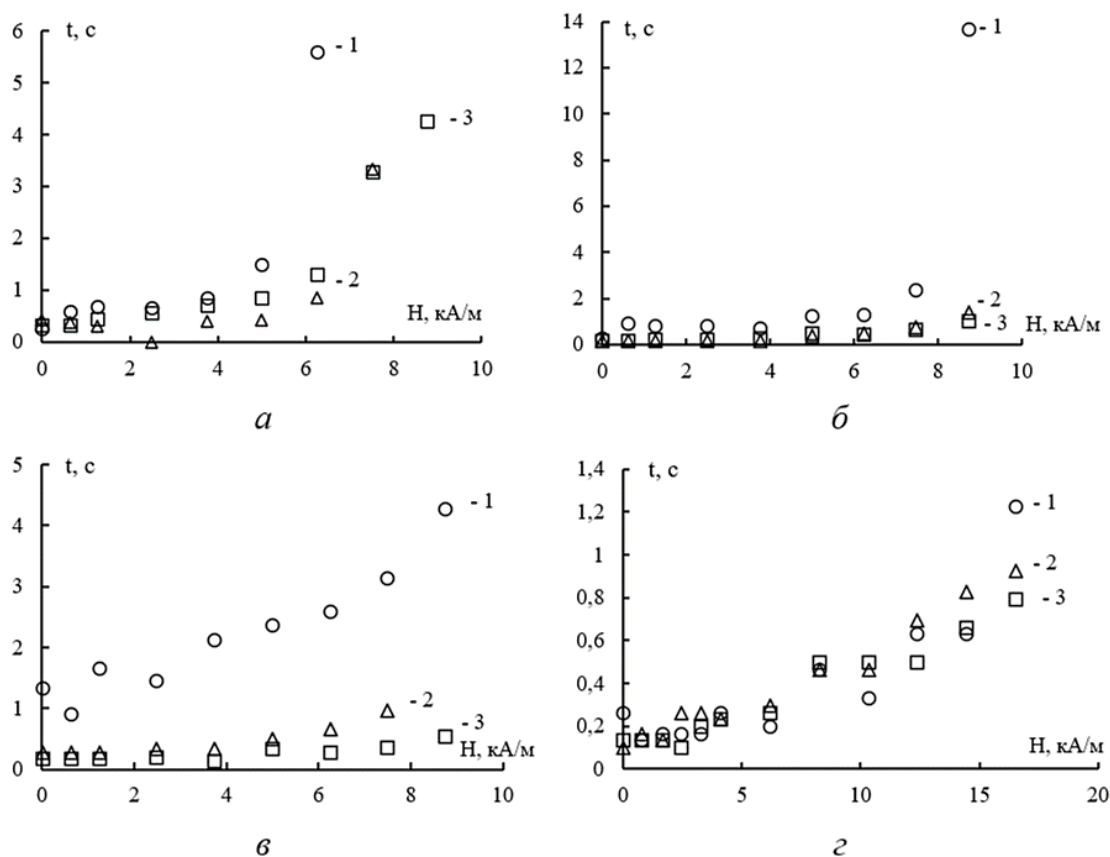


Рис 2.17. Зависимости времени формирования стационарной картины ТК отклика при различной толщине слоя образца №2 (1 – 1,2 мм; 2 – 1,4 мм; 3 – 1,7 мм) от напряженности вертикального (перпендикулярного слою) однородного магнитного поля: а) диаметр кюветы 28 мм, б) диаметр кюветы 47 мм, в) диаметр кюветы 80 мм; и неоднородного магнитного поля: г) диаметр кюветы 47 мм.

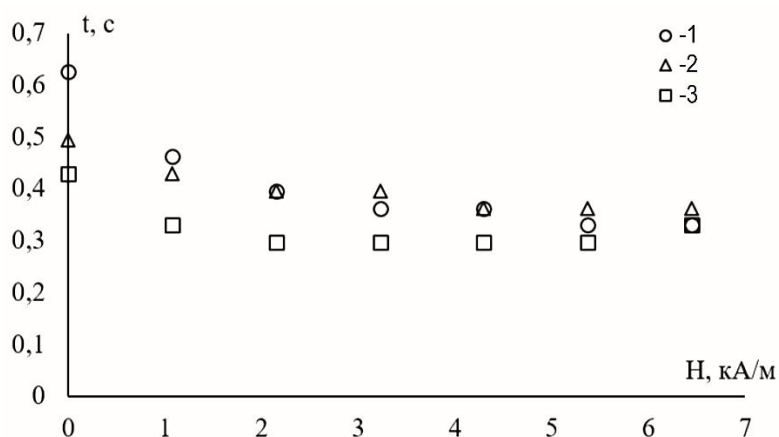


Рис 2.18. Зависимости времени формирования ТК-отклика при различной толщине слоя образца №2 (1 – 1,2 мм; 2 – 1,4 мм; 3 – 1,7 мм) от напряженности горизонтального (направленного вдоль слоя) однородного магнитного поля.

Анализ обнаруженных особенностей развития ТК-отклика в магнитных жидкостях может быть проведен исходя из данных о деформации слоя при воздействии магнитного поля, рассмотренной выше с точки зрения минимума полной энергии слоя, а также при использовании известных представлений о развитии термоконвективных эффектов, обсужденных в п. 2.1 настоящей главы.

Как уже отмечалось в Главе 1, в [106, 107, 110] теоретически установлено, что с ростом толщины слоя жидкости глубина термокапиллярной лунки уменьшается и, как следствие, уменьшается размер ТК-отклика, что действительно подтверждается для исследованных слоев магнитной жидкости на основе керосина и вакуумного масла (рис. 2.15).

Зависимость размера ТК отклика от напряжённости внешнего однородного магнитного поля можно объяснить изменением под действием поля толщины слоя в месте падения луча лазера.

Как было показано выше, с изменением диаметра кюветы, в которой располагается слой магнитной жидкости, возникает возможность проявления двух режимов деформации слоя в перпендикулярном магнитном поле, которые и определяют толщину слоя в точке падения луча лазера.

Так, образование под действием магнитного поля впадины в кюветах малого диаметра, приводит к уменьшению толщины слоя в месте падения луча лазера и соответственному увеличению глубины лунки, т. е. размера ТК отклика (рис. 2.13), а образование выпуклости на поверхности жидкости в кюветах большого диаметра приводит к утолщению слоя в месте падения луча лазера, и соответственно к уменьшению глубины лунки, т. е. размера ТК отклика (рис. 2.14).

Параметры, определяющие развитие термоконвективной неустойчивости в слое магнитной жидкости, рассмотренные выше в п. 2.1 настоящей главы, зависят от толщины l слоя жидкости. Магнитное поле, деформируя слой магнитной жидкости, приводит к изменению его толщины в месте падения луча лазера, то есть в точке нагрева, и, как следствие, регулирует интенсивность всех видов термоконвекции: термокапиллярной, термогравитационной и термомагнитной.

Глубина лунки, возникающей в результате термокапиллярной деформации поверхности магнитной жидкости, как следует из убывающей зависимости размера ТК отклика от толщины слоя (рис. 2.15), уменьшается с ростом толщины слоя МЖ, что согласуется также с экспериментальными результатами, полученными для ряда прозрачных жидкостей, как в случае лазерного нагрева свободной поверхности жидкости [112], так и в случае нагрева жидкости снизу с помощью квазиточечного источника тепла в подложке [186]. Это можно объяснить тем, что с увеличением толщины слоя интенсивность термокапиллярных течений в месте падения лазерного луча ослабевает, в связи с оттоком тепла в слой большего объёма. Расчёты, произведенные аналогично тому, как это делалось выше для тонкого слоя, показывают, что с ростом толщины слоя магнитной жидкости отношение $\frac{Ma}{Gr}$ убывает, достигая значения ≈ 6 для образца №1 (на основе керосина) и ≈ 16 для образца №2 (на основе вакуумного масла) при толщине 6 мм, то есть гравитационная конвекция ослабляет термокапиллярную. Это приводит к уменьшению глубины лунки, то есть к уменьшению разности хода интерферирующих лучей, отражённых от её поверхности, и, как следствие, к уменьшению размера термокапиллярного отклика (рис. 2.15).

Воздействие магнитного поля регулирует не только толщину слоя магнитной жидкости, но и оказывает влияние на термомагнитную конвекцию.

С ростом толщины слоя МЖ, термомагнитная конвекция наряду с гравитационной, существенно ослабляет термокапиллярную, что и должно приводить к уменьшению глубины лунки. Действительно в случае однородного поля отношение $\frac{Ma}{D}$ убывает, достигая значения ≈ 7 для образца №1 (на основе керосина) и ≈ 17 для образца №2 (на основе вакуумного масла) при толщине слоя 6 мм. В случае же неоднородного поля с неизменным умеренным градиентом его напряженности $G \approx 10^6 \frac{A}{м^2} > \frac{K\gamma}{\mu_r} = 2 \cdot 10^5 \frac{A}{м^2}$ (в безындукционном приближении), при использовании суммарного числа Грасгофа $Gr^+ = Gr + Gr_m$, получаем, что

$\frac{Ma}{Gr^+}$ убывает, достигая значения ≈ 2 для образца №1 (на основе керосина) и ≈ 5 для образца №2 (на основе вакуумного масла) при толщине слоя 6 мм.

Следует отметить, что с изменением глубины лунки и ее формы во внешнем магнитном поле изменяется степень неоднородности поля, что должно приводить к еще более сильному влиянию термомагнитной конвекции на термокапиллярную деформацию поверхности слоя магнитной жидкости.

Напротив, с уменьшением толщины слоя до 1 мм, отношения $\frac{Ma}{Gr}$, $\frac{Ma}{D}$, $\frac{Ma}{Gr^+}$ принимают значения соответственно 218, 264, 71 для образца №1 и 563, 620, 172 для образца №2, что указывает на рост глубины лунки преимущественно за счет интенсивной термокапиллярной конвекции.

Следует отметить, что критерий поверхностной неустойчивости Si изменяется от 0,3 до 3,2 для образца №1 и до 7 для образца №2 в полях с напряженностью 1–10 кА/м, то есть, оказывается пренебрежимо мал в сравнении с параметрами, характеризующими термоконвективные процессы. Это значит, что воздействие перпендикулярного магнитного поля играет роль не столько в деформации самой лунки, как в случае с тонким слоем, сколько в изменении толщины слоя в точке падения луча лазера, что, в свою очередь, приводит к изменению интенсивности термокапиллярной конвекции, определяющей глубину лунки.

С увеличением вязкости жидкости скорость термокапиллярных течений уменьшается [186], в результате чего уменьшается и глубина лунки. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению разности хода интерферирующих лучей, отражённых от её поверхности, и, как следствие, к уменьшению размера картины термокапиллярного отклика [112].

Отметим, что вязкость оказывает влияние на все параметры, характеризующие термоконвективные процессы, приводящие к особенностям развития и динамике ТК отклика, независимо от толщины слоя магнитной жидкости, которая может меняться под воздействием магнитного поля. Так с

ростом напряженности однородного перпендикулярного магнитного поля в кюветах малого диаметра толщина слоя МЖ уменьшается, что приводит к увеличению размера ТК отклика, однако для более вязкого образца при прочих одинаковых условиях этот размер оказывается меньше (рис. 2.13). Это связано с тем, что в тонком слое глубина лунки определяется преимущественно термокапиллярной конвекцией и, поскольку для более вязкого образца №2 значение Ma меньше, то и глубина лунки оказывается меньше. В кюветах же большого диаметра размер ТК отклика уменьшается с ростом напряженности магнитного поля. Как было указано выше, это связано с увеличением толщины слоя в точке падения луча лазера, однако для более вязкого образца размер ТК отклика оказывается больше (рис. 2.14). Это связано с тем, что в этом случае формирование лунки обусловлено не только термокапиллярной конвекцией, но также гравитационной и термомагнитной, что указывает на необходимость учета отношений характерных параметров этих процессов $\frac{Ma}{Gr}$, $\frac{Ma}{D}$, $\frac{Ma}{Gr^+}$. Как показали расчеты они резко убывают и становятся невелики для обоих образцов, но, поскольку для более вязкого образца №2 они больше, то в результате более интенсивной (менее ослабленной) термокапиллярной конвекции, глубина лунки для этого образца оказывается больше.

Так как характер изменения толщины слоя, при воздействии перпендикулярного магнитного поля, как уже указывалось выше, зависит от диаметра кюветы, то и время формирования ТК-отклика должно иметь подобную зависимость.

Так в кюветах малого диаметра, как указывалось выше, увеличение напряженности воздействующего перпендикулярного магнитного поля, приводящего к уменьшению толщины слоя и соответственно росту глубины лунки, сопровождается увеличением времени развития термокапиллярного отклика (рис. 2.17).

Как уже отмечалось в п. 2.1 настоящей главы, однородное магнитное поле, направленное вдоль поверхности слоя магнитной жидкости, стабилизирует

возникающие на ней возмущения и уменьшает глубину лунки, что приводит к уменьшению времени развития термокапиллярной деформации. При этом, чем больше толщина слоя, тем меньше глубина лунки и соответственно меньше время развития ТК отклика (рис. 2.18).

Действие же неоднородного магнитного поля, перпендикулярного слою, существенно уменьшает глубину лунки за счет возникающих пондеромоторных сил. Величина объемной магнитной силы при этом определяется выражением $\mu_0 \vec{M} \nabla \vec{H}$. В соответствии с этим происходит и уменьшение времени ее образования. При этом при достаточной величине такого поля становится возможной компенсация термокапиллярной деформации, вызванной воздействием лазерного луча достаточной мощности (рис. 2.16).

2.2 Термоиндуцированные особенности распространения лазерного излучения через слой магнитной жидкости

Методика эксперимента и образцы для исследования

В качестве объекта исследования использовалась магнитная жидкость на основе керосина, агрегативная устойчивость которой обеспечивалась за счет стабилизации олеиновой кислотой. Такие магнитные жидкости получают методом конденсации при осаждении магнетита щелочью из водного раствора солей двух- и трехвалентного железа при использовании чистых реактивов. Подробное описание используемых методик приведено в работе [142]. Исследуемый образец был синтезирован в проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики Ивановского государственного энергетического университета, г. Иваново. С целью повышения чистоты коллоида его дополнительно промывали дистиллированной водой с последующим ее удалением с помощью сильного неоднородного магнитного поля и выпаривания в сушильном шкафу при температуре 50 °С. Концентрацию твердой фазы регулировали путем добавления в полученный образец жидкой несущей среды – керосина. Вследствие

полидисперсности размер диаметра частиц образца лежал в пределах от 2 до 25 нм, его среднее значение – около 10 нм. Объемная концентрация магнетитовых коллоидных частиц в образце составляла $\theta = 0,2\%$. Выбор образца обусловлен хорошей агрегативной устойчивостью магнитных жидкостей такого типа. Доказательством хорошей стабильности используемого образца может служить факт отсутствия видимого анизотропного рассеяния лазерного луча при воздействии достаточно сильных как однородных, так и неоднородных, магнитных полей различного направления. В качестве основного источника лазерного излучения использовался твердотельный неодимовый лазер со схемой DPSS (Diode-Pumped Solid-State) типа Nd:YVO₄, поставщик Dongguan Blueuniverse Laser Co., Ltd., Китай. Длина волны видимого света, излучаемого лазером – 532 нм. Согласно проведенным измерениям с помощью измерителя мощности лазерного излучения типа VLP-2000 тепловая мощность испускаемого лазером исходного излучения составляла 78 мВт. Для уменьшения интенсивности излучения использовались нейтральные сдвоенные светофильтры типа НС-6 и НС-7, способные уменьшать интенсивность излучения в широком диапазоне длин волн (350 – 3000 нм). Тепловая мощность при наличии фильтров уменьшалась до 15 мВт, а после прохождения через фильтры и кювету с образцом составляла 2,5 мВт. В качестве дополнительного источника излучения в некоторых случаях использовался He-Ne лазер типа LASOS, мощность которого составляла 15 мВт, длина волны $\lambda = 633$ нм. Схема применявшейся для исследований установки приведена на рис. 2.19 [187]. Луч лазера 1 ослаблялся фильтром 2 и фокусировался с помощью собирающей линзы с фокусным расстоянием 10 см в кювете 3 толщиной 4 мм с магнитным коллоидом. Далее (после дефокусировки) он попадал на экран 4, где наблюдалось круглое световое пятно, характеризующее степень рассеяния луча. Для возможности воздействия магнитным полем, кювета помещалась между полюсными наконечниками 5 электромагнита 6. При этом, однородное магнитное поле получали при использовании плоских полюсных наконечников, а для создания неоднородного поля кроме плоских полюсных

наконечников использовались наконечники конусообразной или клиновидной формы. Поле направлялось как перпендикулярно лучу лазера, так и вдоль его направления и измерялось в центральной области расположения кюветы. Для осуществления последнего варианта ориентации поля в полюсных наконечниках были сделаны отверстия, через которые проходил луч лазера. Переориентация направления поля осуществлялась за счет изменения положения намагничивающей системы и кюветы с образцом при зафиксированном положении лазера. Исследования проводились как при горизонтальном, так и при вертикальном направлениях луча лазера. Последнее достигалось путем изменения положения всей установки.

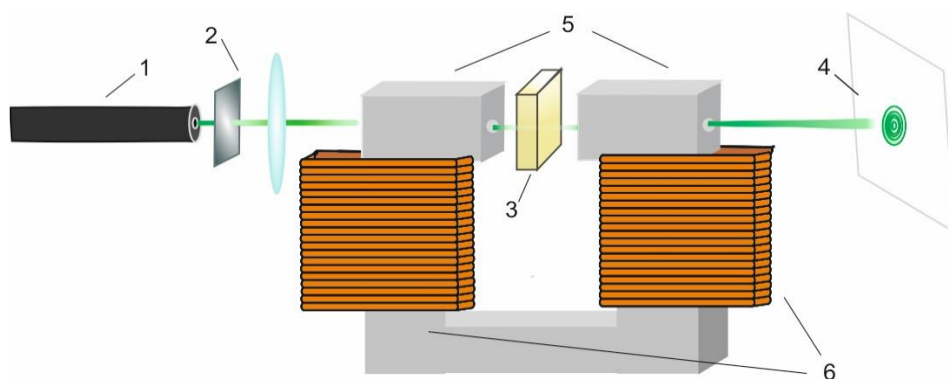


Рис 2.19. Схема экспериментальной установки: 1 – лазер, 2 – нейтральный светофильтр, 3 – кювета с образцом, 4 – экран, 5 – полюсные наконечники, 6 – электромагнит.

Полученные результаты

Первоначально были проведены исследования дефокусировки лазерного пучка при его прохождении через слой магнитного коллоида без воздействия и при воздействии однородного магнитного поля, направленного вдоль луча лазера. При этом, однородное поле создавалось электромагнитом с плоскими полюсными наконечниками. Кроме того, дополнительно проводились контрольные эксперименты при использовании намагничивающей катушки без сердечника с большим количеством витков провода, позволяющей создать в ее центре однородное поле напряженностью до 300 кА/м, где и располагалась кювета с образцом.

Как и следовало ожидать, при включении лазера на экране появлялось светлое круглое пятно, диаметр которого увеличивался в течение некоторого времени (рис. 2.20).

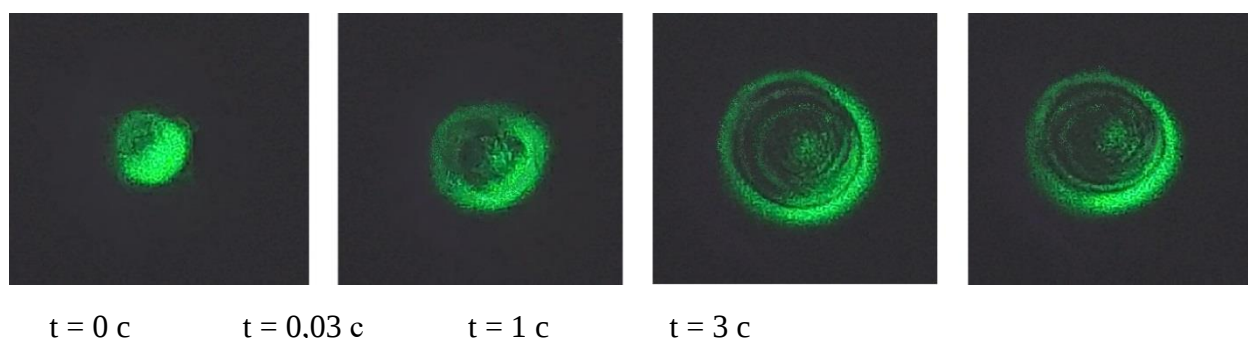


Рис. 2.20. Эволюция размера пятна со временем в отсутствие внешнего магнитного поля.

Анализ эволюции размера пятна, представленной на рисунке, позволяет установить, что наибольшего размера пятно достигает в течение времени около секунды, затем диаметр кольца несколько уменьшается и в дальнейшем картина стабилизируется. Характер изменения размера пятна с течением времени при отсутствии магнитного поля проиллюстрирован кривыми 1 рисунка 2.21.

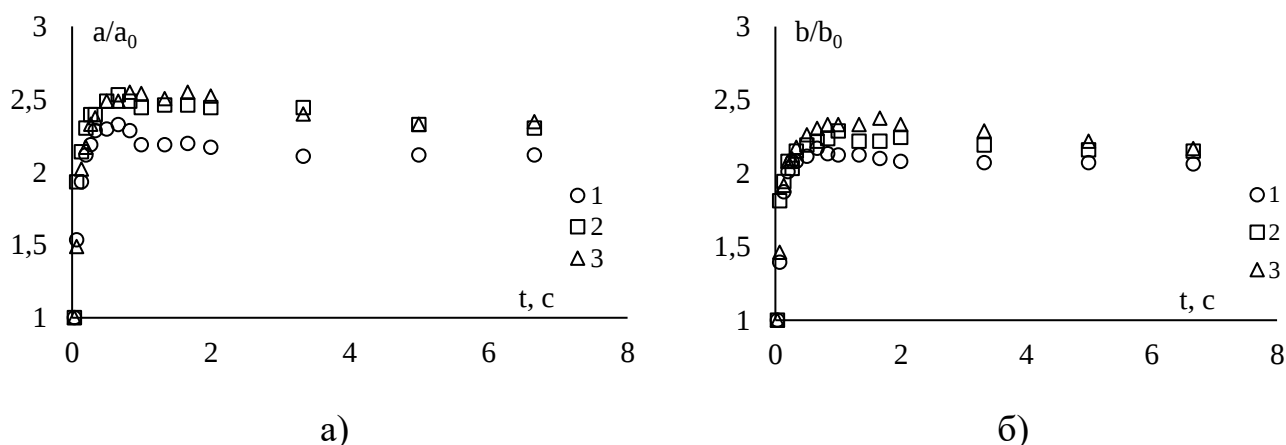


Рис. 2.21. Зависимость относительной величины размера пятна от времени при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля H : 1 – 0 кА/м, 2 – 182 кА/м, 3 – 238 кА/м; а) вертикальный размер, б) горизонтальный размер.

Воздействие однородного магнитного поля направленного вдоль направления луча лазера с максимальным значением напряженности 280 кА/м не привело к значительным изменениям размера пятна. Напротив, изменение размера пятна от воздействия поля стало наблюдаться при замене плоских полюсов электромагнита на конусообразные. При их использовании создавалось

неоднородное магнитное поле, симметрично уменьшающееся вдоль радиального направления к лучу лазера. На рис. 2.22 показана конфигурация поля, создаваемая между конусообразными полюсными наконечниками и график изменения его напряженности в направлении, перпендикулярном лучу [188].

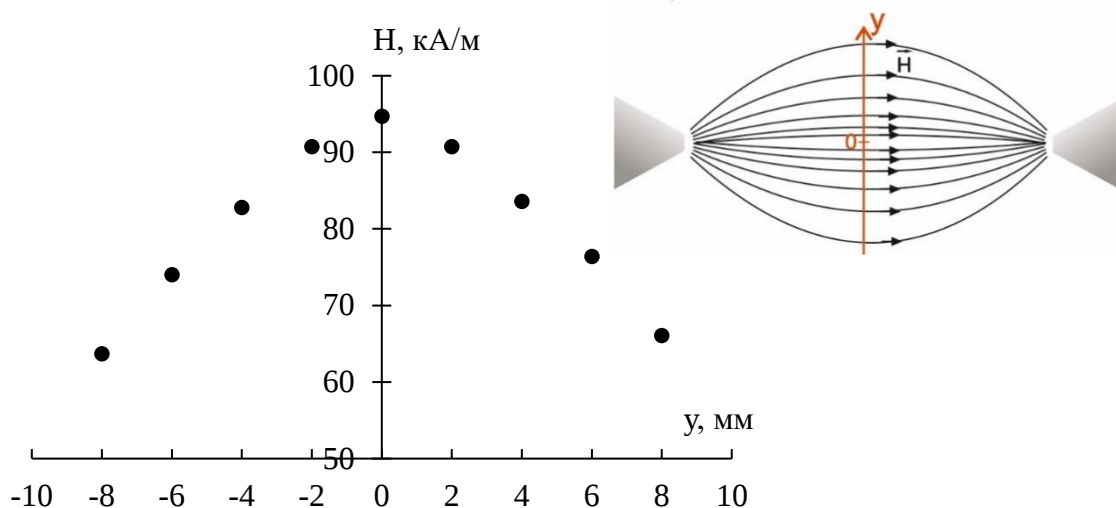


Рис. 2.22. График зависимости величины напряженности магнитного поля вдоль вертикального направления в центре между конусными полюсами и соответствующее изображение силовых линий.

Оказалось, что воздействие магнитного поля такой конфигурации приводит к некоторому увеличению степени дефокусировки лазерного луча (в среднем до 10%). Иллюстрацией этого могут быть кривые 2 и 3, приведенные на рисунке 2.21. На основе обработки семейства кривых зависимости размера пятна от времени при различных значениях напряженности поля были построены зависимости размера пятна от напряженности магнитного поля в центре кюветы. При этом расчеты проведены как для момента времени, соответствующего максимуму зависимостей размера пятна от времени, так и при их стабилизации после прохождения достаточного для этого времени (кривые 1 и 2 рисунка 2.23 соответственно).

В дальнейшем конфигурация магнитного поля была изменена, путем замены одного из конусообразных полюсных наконечников на наконечник плоской формы (рис. 2.24).

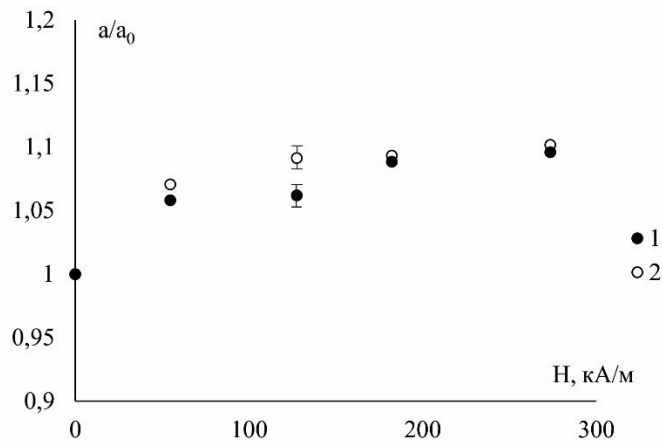


Рис. 2.23. Зависимость относительного размера пятна от напряженности внешнего магнитного поля: 1 – размер пятна, соответствующий максимуму зависимости размера пятна от времени, 2 – размер пятна после стабилизации картины.

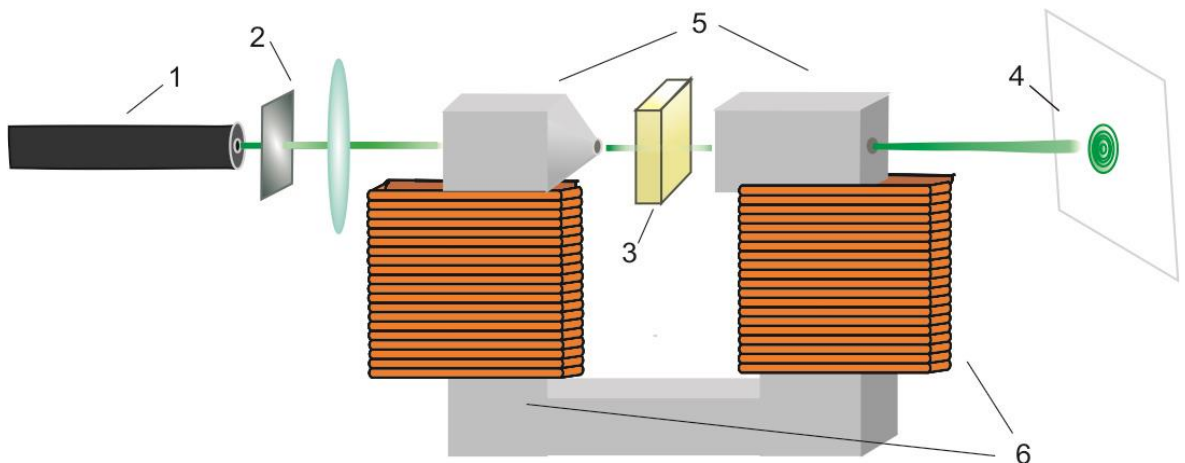


Рис. 2.24. Схема расположения полюсов электромагнита различной формы для создания неоднородного поля: 1 – лазер, 2 – нейтральный светофильтр, 3 – кювета с образцом, 4 – экран, 5 – полюсные наконечники, 6 – электромагнит.

В этом случае магнитное поле и градиент его напряженности были направлены вдоль светового пучка. Первоначально конусообразный наконечник располагался со стороны распространения луча, а плоский – после прохождения луча через кювету. Затем плоский и конусообразный наконечник были поменяны местами, т.е. плоский располагался со стороны распространения лазерного луча, а конусообразный после прохождения луча через кювету. Зависимость относительной величины размера пятна от времени в первом случае оказалась схожей с зависимостью, полученной при использовании 2-х конусных наконечников, т.е. воздействие магнитного поля приводило к некоторому увеличению размера картины. Когда плоский и конусный наконечник были

поменяны местами, т.е. плоский располагался со стороны распространения лазерного луча, а конусообразный после его прохождения через кювету, то воздействие магнитного поля приводило к уменьшению картины. В качестве примера на рис. 2.25 приведены графики зависимости вертикального размера пятна от времени без воздействия магнитного поля (кривая 1) и при различных значениях его напряженности в центре кюветы (кривые 2 и 3).

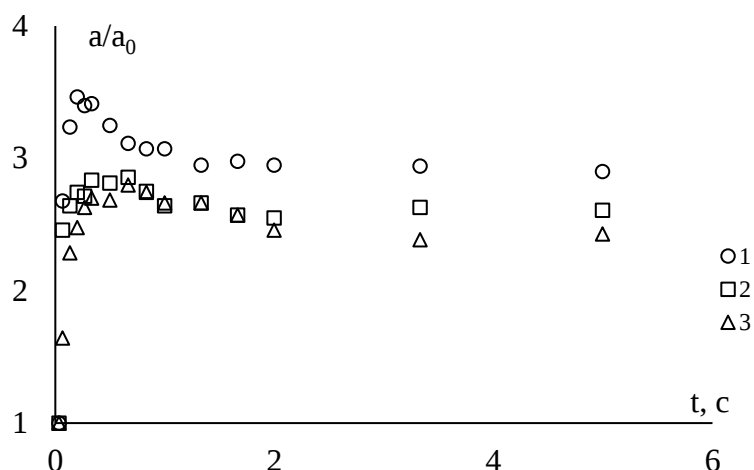


Рис. 2.25. Зависимость относительной величины вертикального размера пятна от времени в случае расположения конусообразного полюсного наконечника после кюветы при различных значениях напряженности магнитного поля H : 1 – 0 кА/м, 2 – 50 кА/м, 3 – 247 кА/м.

Анализ зависимостей размера пятна от времени при различных значениях напряженности воздействующего поля позволил получить зависимости размера наблюдаемого светового пятна от напряженности неоднородного магнитного поля указанных выше конфигураций. На рис. 2.26 представлены такие зависимости, полученные при указанных расположениях полюсов.

В дальнейшем было исследовано влияние на процесс дефокусировки неоднородного магнитного поля, направленного перпендикулярно световому пучку. В этом случае использовались плоский и клиновидный полюсные наконечники, при этом луч лазера направлялся вдоль ребра клина полюсного наконечника (рис. 2.27).

Оказалось, что воздействие такого поля приводит к утолщению кольцевой границы пятна со стороны клиновидного полюсного наконечника и уменьшению размера пятна в целом (рис. 2.28).

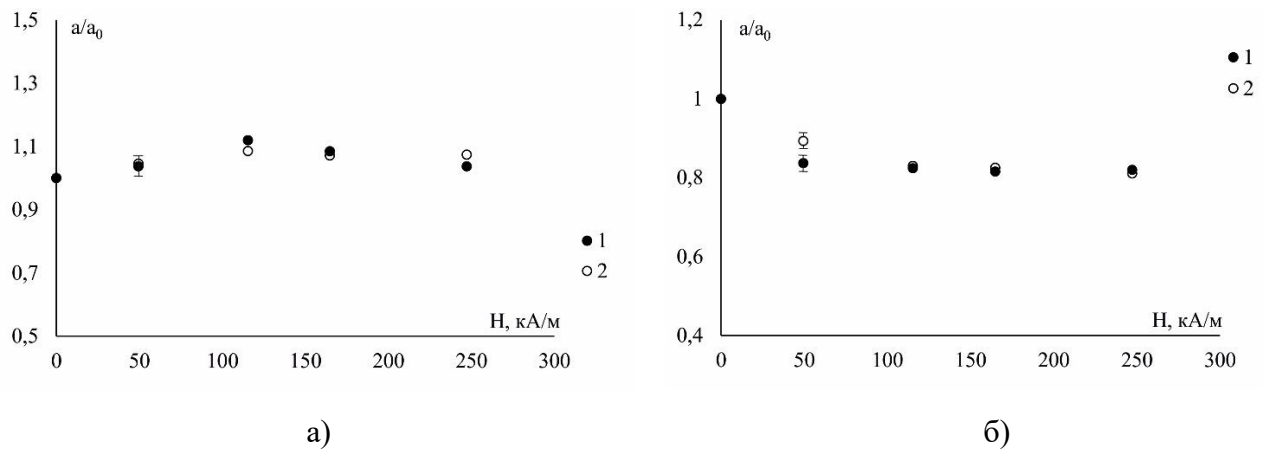


Рис. 2.26. Зависимость относительного размера пятна от величины внешнего магнитного поля: 1 – размер пятна, соответствующий максимуму зависимости размера пятна от времени, 2 – размер пятна после стабилизации картины; а) конусообразный полюс располагается перед кюветой, б) конусообразный полюс располагается после кюветы.

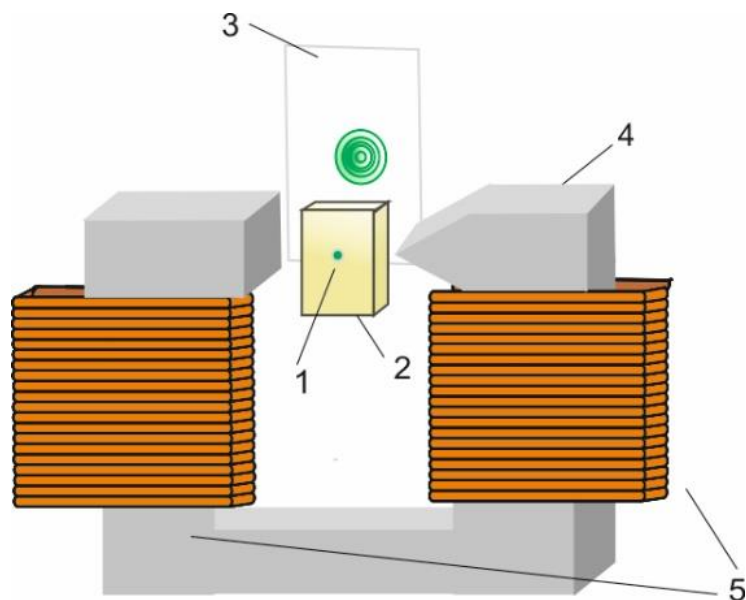
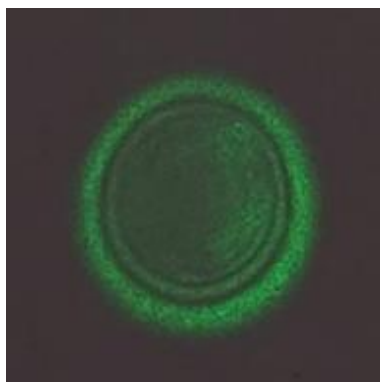
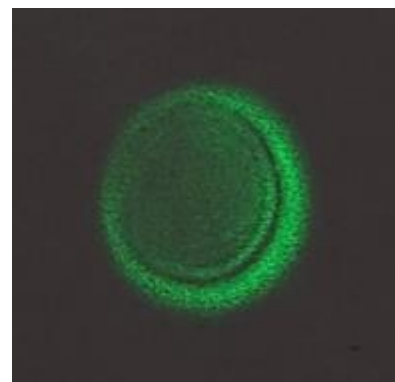


Рис. 2.27. Схема экспериментальной установки для создания поля, перпендикулярного лазерному лучу: 1 – луч лазера, 2 – кювета с образцом, 3 – экран, 4 – полюсные наконечники, 5 – электромагнит.



а)



б)

Рис 2.28. Изменение формы пятна во внешнем неоднородном магнитном поле (клиновидный полюс расположен справа): а) $H=0$ кА/м, б) $H=88$ кА/м.

Отметим, что, при замене клиновидного полюсного наконечника на плоский (в этом случае поле становилось близким к однородному) подобных эффектов при использовании установки, представленной на рис. 2.27 не наблюдалось.

На рис. 2.29 представлены зависимости относительного горизонтального размера пятна от времени, полученные при использовании клиновидного полюсного наконечника, при различных значениях напряженности магнитного поля.

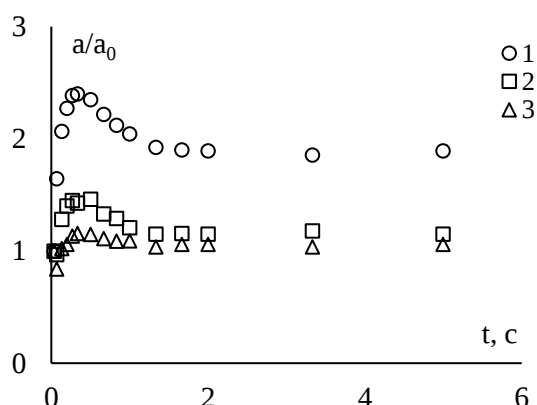


Рис. 2.29. Изменение горизонтального размера пятна со временем, наблюдающееся при использовании клиновидного полюсного наконечника при различных значениях напряженности магнитного поля H : 1 – 0 кА/м, 2 – 26 кА/м, 3 – 88 кА/м.

Можно предположить, что воздействие неоднородного поля приводит к выталкиванию более теплых слоев магнитной жидкости из области распространения луча. Очевидно, что на перемещение более нагретых слоев магнитной жидкости могут также влиять силы тяжести. В связи с этим представилось интересным изменить направление лазерного луча по отношению к силе тяжести, т.е. направить его не горизонтально, как практиковалось в предыдущих исследованиях, а вдоль вертикали. Это достигалось путем изменения положения всей установки – ее поворота в вертикальной плоскости вокруг оси, перпендикулярной лучу лазера на 90° (рис. 2.30 а, б).

Эволюция светового пятна со временем для такого направления лазерного луча при отсутствии магнитного поля представлена на рис. 2.31.

Для анализа эволюции размера пятна была исследована зависимость относительной величины размера пятна от времени в отсутствие внешнего

магнитного поля, а также как в однородном, так и неоднородном поле различной величины. При этом неоднородные поля создавались, как и ранее, при использовании плоского, конусообразного и клиновидного полюсных наконечников.

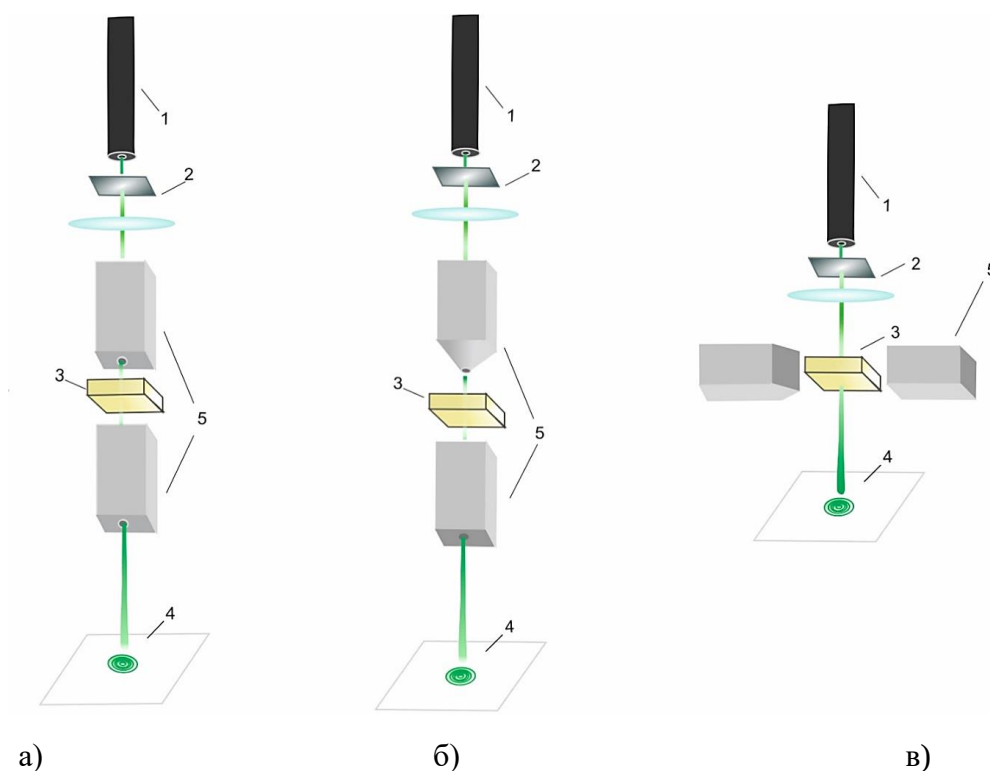
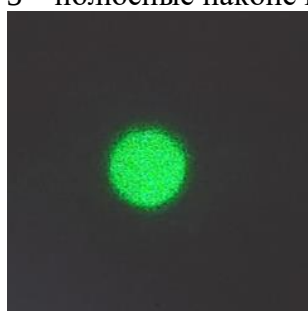
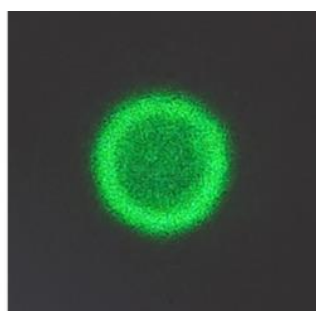


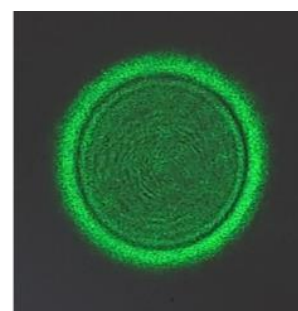
Рис. 2.30. Положение установки в случае реализации сонаправленности луча лазера с силой тяжести: а) однородное поле, б) неоднородное поле, сонаправленное с лучом, в) неоднородное поле перпендикулярное лучу; 1 – лазер, 2 – нейтральный светофильтр, 3 – кювета с образцом, 4 – экран, 5 – полюсные наконечники.



$t = 0 \text{ с}$



$t = 0,1 \text{ с}$



$t = 1 \text{ с}$

Рис. 2.31. Эволюция размера пятна со временем в отсутствие внешнего магнитного поля.

Оказалось, что, при вертикальном расположении луча, максимум зависимости размера пятна от времени, как в случае горизонтально направленного луча лазера, является весьма слабо выраженным (рис. 2.32, кривые 1). При этом,

как и при горизонтальном направлении луча, однородное поле не вносит изменений в картину отклика.

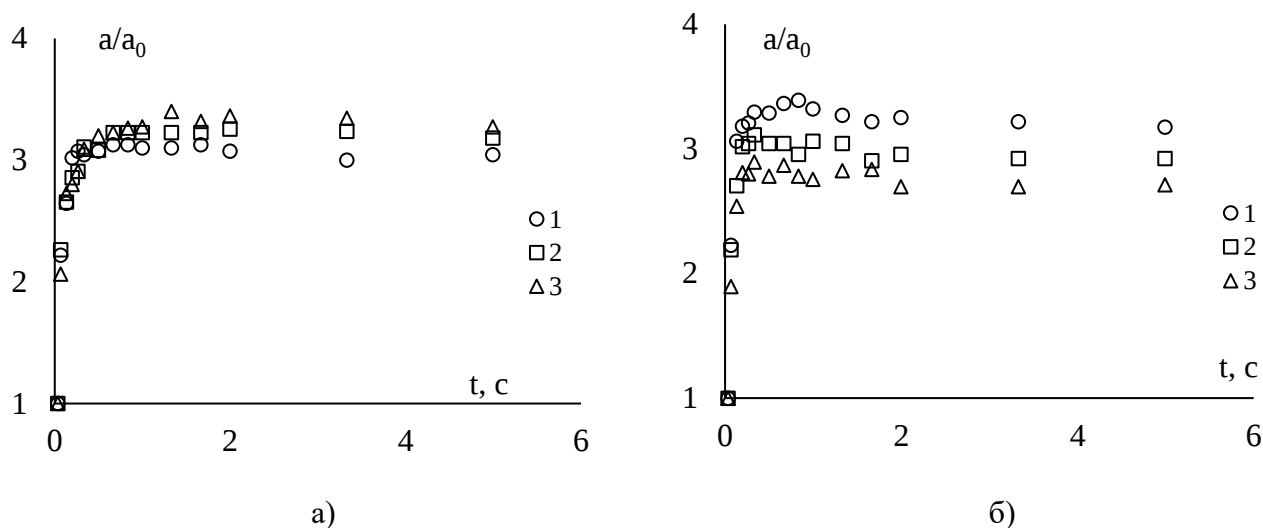


Рис. 2.32. Изменение размера пятна со временем, наблюдающееся при использовании плоского и конусообразного полюсных наконечников при вертикальном направлении луча лазера при различных значениях напряженности поля H : 1 – 0 кА/м, 2 – 115 кА/м, 3 – 247 кА/м; а) конусообразный полюс располагался сверху над кюветой, б) конусообразный полюс располагался под кюветой.

Исследования, проведенные при сочетании плоского и конусообразного наконечников, показали, что воздействие неоднородного магнитного поля может приводить (как и при горизонтальном направлении лазерного пучка) как к увеличению, так и уменьшению дефокусировки лазерного луча. Так, при расположении конусообразного наконечника выше горизонтально расположенной кюветы с магнитной жидкостью размер светового пятна на экране при воздействии поля увеличивался. Напротив, при расположении конусообразного наконечника ниже кюветы размер пятна уменьшался. Обработка семейства кривых таких зависимостей, полученных при различных значениях напряженности поля позволила получить зависимости размера пятна непосредственно от напряженности магнитного поля при различных конфигурациях расположения конусообразного и плоского полюсов (рис. 2.33).

Как уже было указано выше, неоднородное поле реализовывалось также и при сочетании и плоского, и клиновидного полюсных наконечников. В этом случае вертикально направленный луч лазера распространялся вдоль ребра клина полюса,

а магнитное поле было направлено перпендикулярно лучу вдоль плоскости кюветы (рис. 2.30 в).

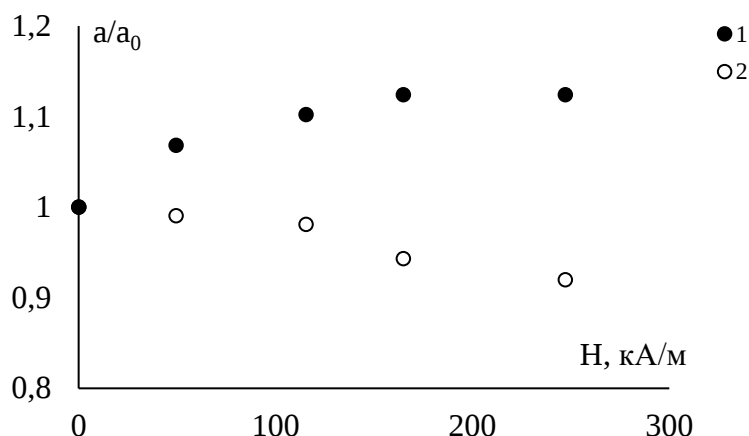


Рис. 2.33. Зависимость относительного размера пятна от величины напряженности внешнего неоднородного магнитного поля в центре кюветы: 1 – конусообразный полюс располагался над верхним окном кюветы, 2 – конусообразный полюс располагался под нижним окном кюветы.

Как оказалось, воздействие магнитного поля такой конфигурации так же, как и при горизонтальном расположении луча, направленного вдоль ребра полюса приводит к небольшому уменьшению размера пятна и утолщению его границы со стороны расположения клиновидного полюса и размыванию со стороны плоского (рис. 2.34). Экспериментально полученные графики зависимости размера картины от времени при различных значениях напряженности магнитного поля представлены на рис. 2.35.

В дальнейшем исследования проводились при использовании этого же лазера, но без использования фильтров, уменьшавших в предыдущих исследованиях интенсивность его излучения. В этом случае был выявлен ряд новых особенностей прохождения лазерного луча через ту же кювету, которая использовалась в предыдущих исследованиях [189].

Так, в случае горизонтального направления луча (перпендикулярного плоскости кюветы) на экране в момент включения лазера наблюдалось световое пятно с круговой симметрией, с хорошо различимыми дифракционными кольцами. Сразу после появления пятно начинает изменять форму и примерно через 0,3 секунды трансформируется в круг, срезанный сверху (рис. 2.36).

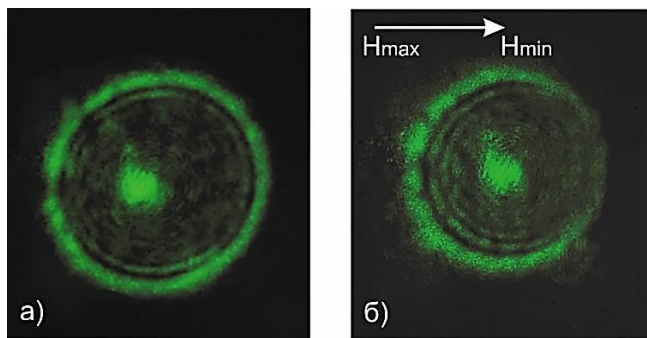


Рис. 2.34. Изменение картины пятна во внешнем неоднородном магнитном поле при вертикальном направлении луча лазера (клиновидный полюс расположен слева): а) $H=0$, б) $H=88$ кА/м.

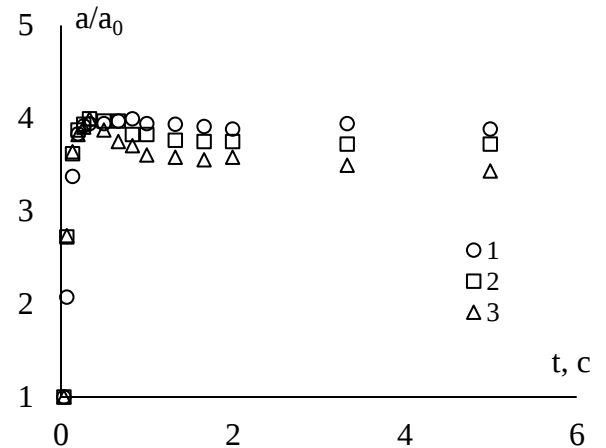


Рис. 2.35. Зависимость относительной величины размера пятна от времени при различных величинах внешнего магнитного поля: 1 – 0 кА/м, 2 – 26 кА/м, 3 – 88 кА/м.

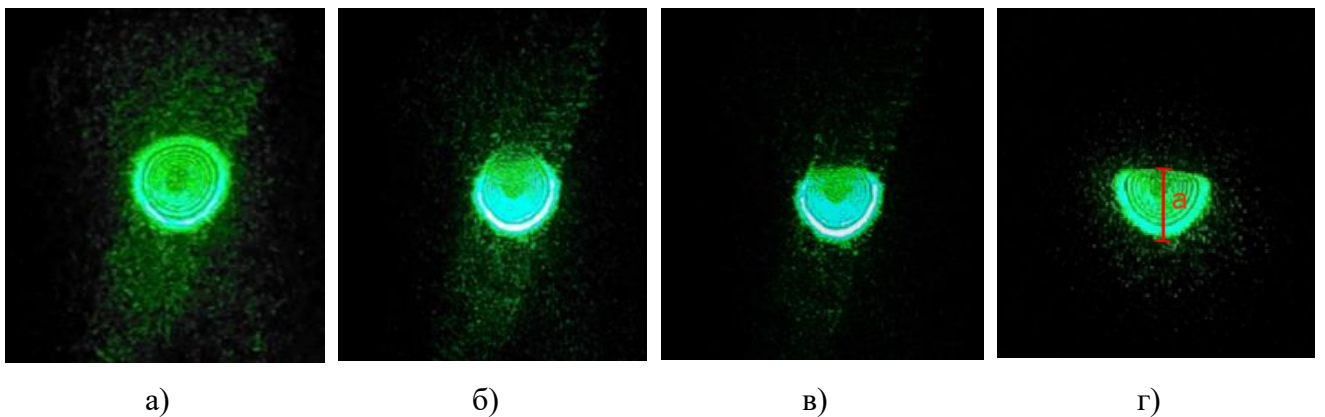


Рис. 2.36. Картина, полученная при прохождении луча мощностью 78 мВт сквозь слой магнитной жидкости: а) в момент включения лазера, $t = 0$ с; б) $t = 0,1$ с; в) $t = 0,23$ с; г) $t = 0,4$ с.

Для анализа эволюции степени среза пятна была построена зависимость относительной величины вертикального размера пятна (параметр a на рис. 2.36г) от времени в отсутствии внешнего поля (рис. 2.37).

С целью выяснения влияния магнитного поля на размер пятна были проведены исследования с дополнительным воздействием магнитного поля при различном его направлении относительно луча лазера. Оказалось, что воздействие магнитного поля, приложенного вдоль луча в горизонтальном направлении, приводит к незначительному увеличению размера пятна после стабилизации картины (как однородного, так и неоднородного).

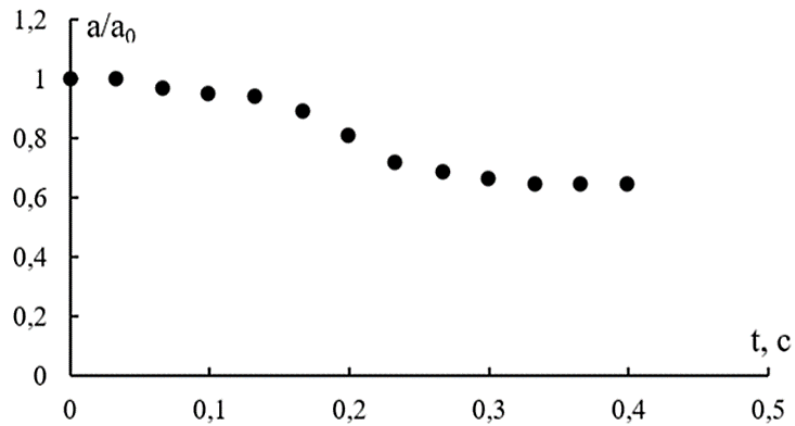


Рис. 2.37 Зависимость относительной величины вертикального размера картины термоотклика от времени.

Совсем другая ситуация развивается при воздействии неоднородного вертикально направленного магнитного поля (перпендикулярного лучу лазера) [190]. Такое поле создавалось с помощью установки, представленной на рисунке 2.38.

Оказалось, что при расположении конусного наконечника сверху, увеличение напряженности поля приводит к восстановлению верхней части картины, т.е. восстановлению круговой симметрии пятна. При этом размер пятна увеличивается (рис. 2.39).

На рис. 2.40 представлена зависимость вертикального размера пятна от напряженности магнитного поля, полученная при таком расположении конусообразного полюсного наконечника (кривая 1). В случае расположения конусообразного наконечника снизу кюветы восстановление пятна не наблюдается, при этом его вертикальный размер несколько уменьшается (рис. 2.40, кривая 2).

Было предположено, что наблюдающийся срез светлого пятна обусловлен термоконвективными потоками жидкости, возникающими вследствие локального нагрева жидкости в области прохождения лазерного луча.

Для подтверждения этого, была исследована картина светового пятна на экране в случае горизонтального расположения плоскости кюветы и перпендикулярном к ней вертикальном луче лазера.

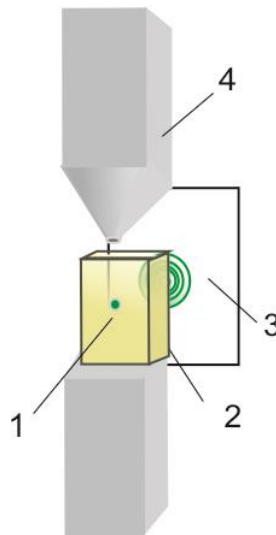


Рис. 2.38. Схема установки для создания вертикального неоднородного поля, перпендикулярного лазерному лучу: 1 – лазер, 2 – кювета с образцом, 3 – экран, 4 – полюсные наконечники.



Рис. 2.39. Восстановление круговой симметрии светового пятна отклика с помощью воздействия вертикального неоднородного магнитного поля.

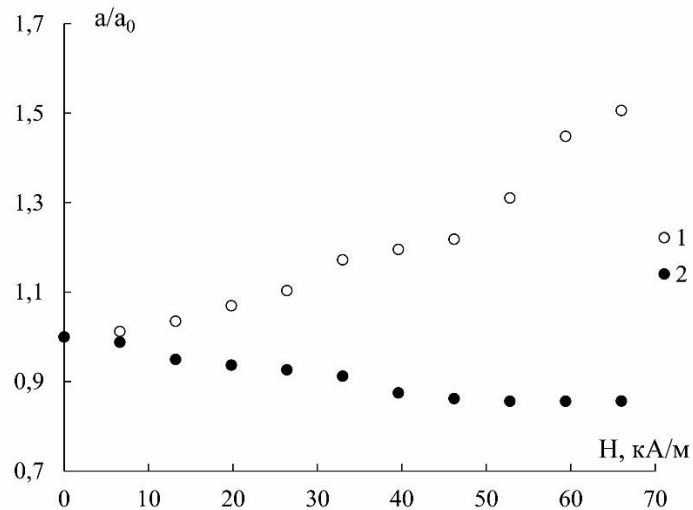


Рис. 2.40. Зависимость величины относительного вертикального размера дифракционного кольца от напряженности магнитного поля: 1 – конусный наконечник расположен сверху ячейки, 2 – конусный наконечник расположен снизу ячейки.

Развитие термоконвективных потоков при таком расположении кюветы и направлении лазерного луча должно быть симметричным относительно луча и не приводить к искажению круговой симметрии светового пятна на экране. Действительно, в этом случае картина представляла собой круглое пятно без каких-

либо искажений. При этом воздействие магнитного поля (как однородного, так и неоднородного), направленного вдоль луча приводило к увеличению пятна (рис. 2.41). Напомним, что при использовании фильтра, уменьшающего интенсивность лазерного излучения, как следует из выше приведенных результатов, воздействие однородного магнитного поля к значительному изменению картины не приводило. Такой же результат дают подобные исследования при использовании лазера значительно меньшей мощности (15 мВт).

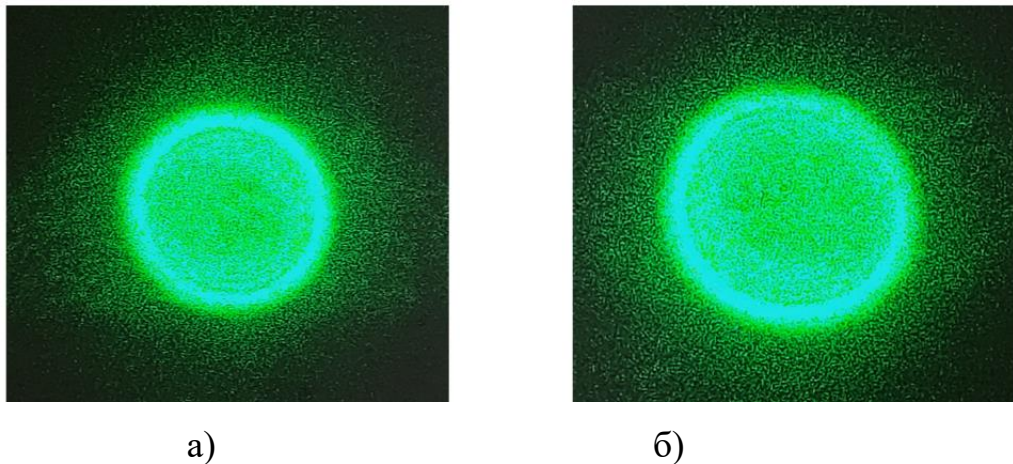


Рис. 2.41. Картина термоотклика при горизонтальном расположении плоской кюветы с образцом: а) $H=0$ кА/м, б) $H=200$ кА/м.

На рисунке 2.42 приведены графики зависимости относительной величины радиуса пятна от напряженности магнитного поля, полученные в неоднородном (кривая 1) и однородном (кривая 2) магнитных полях при использовании лазера мощностью 78 мВт. Кривая 3 получена при использовании лазера мощностью 15 мВт. Как видно из рисунка, в неоднородном поле значительное увеличение картины при использовании лазера мощностью 78 мВт происходит в меньших полях, чем в однородном. Кроме того, характеры зависимостей размера пятна от напряженности в однородном и неоднородном поле отличаются. Из этого же рисунка следует, что при использовании в подобных исследованиях лазера мощностью 15 мВт значительного изменения картины, как в однородном, так и неоднородном полях не происходит.

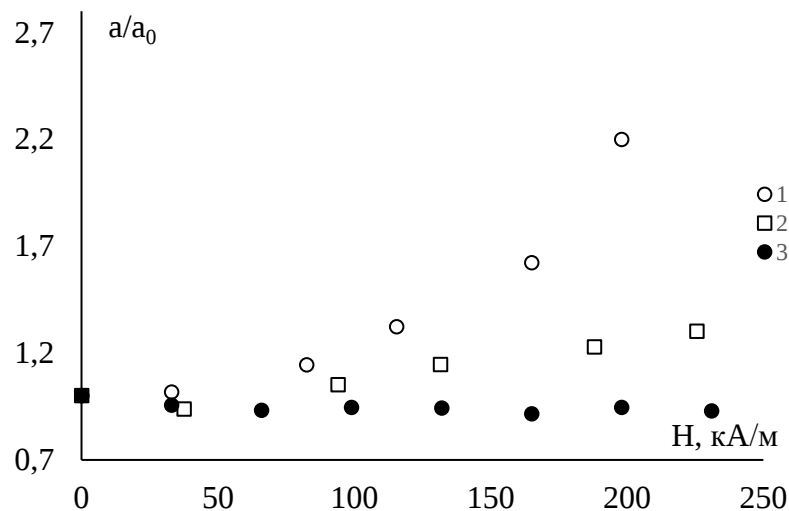


Рис. 2.42. Зависимости относительной величины размера пятна от напряженности магнитного поля, полученные в неоднородном (кривая 1) и однородном (кривая 2) магнитных полях при использовании лазера мощностью 78 мВт. Кривая 3 получена в однородном поле при использовании лазера мощностью 15 мВт.

Для создания неоднородного магнитного поля, градиент напряженности которого направлен перпендикулярно лазерному лучу был использован постоянный магнит цилиндрической формы, собранный из неодимовых кольцевых магнитов [191]. Особенность такой намагничивающей системы заключается в том, что поле в ее центре минимально. Линии магнитного поля, создаваемого этой системой и изменение его напряженности вдоль ее радиуса представлены на рисунке 2.43а. Схема установки, применявшейся при использовании этого магнита, приведена на рис. 2.43б.

Луч лазера 1 ослаблялся фильтром 2 и фокусировался с помощью собирающей линзы 3 с фокусным расстоянием 10 см в цилиндрической кювете 5 толщиной 5 мм с магнитным коллоидом. Далее (после дефокусировки) он попадал на экран 6, где наблюдалось круглое световое пятно, характеризующее степень рассеяния луча. Цилиндрический магнит 4 находился на одной оси с кюветой и мог перемещаться так, что кювета оказывалась внутри его центральной части. Исследования проводились, как при горизонтальном, так и вертикальном направлениях луча лазера. Последнее достигалось путем поворота всей установки на 90° .

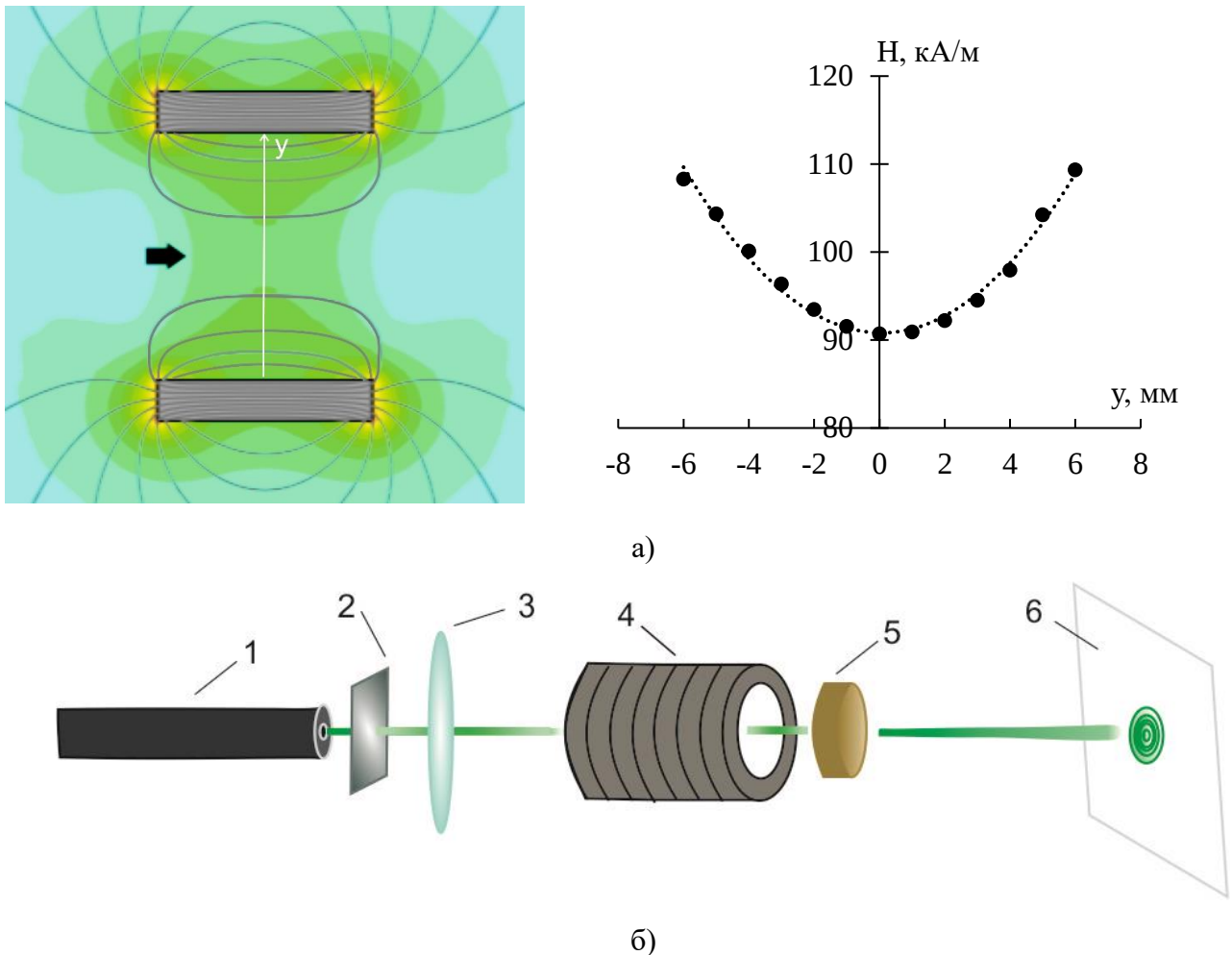


Рис. 2.43. а) Магнитное поле, создаваемое кольцевыми магнитами; б) Схема экспериментальной установки: 1 – лазер, 2 – нейтральный светофильтр, 3 – линза, 4 – кольцевые магниты, 5 – кювета с образцом, 6 – экран.

Как было показано выше, действие неоднородного магнитного поля, создаваемого электромагнитом с конусными полюсными наконечниками, представленном на рис. 2.22, приводит к некоторому увеличению дефокусировки лазерного луча. Неоднородное магнитное поле, созданное описанным постоянным магнитом цилиндрической формы, отличается от этого поля направлением его градиента – оно симметрично увеличивается вдоль направления перпендикулярного лучу лазера при удалении от него (рис. 2.43а). Это дает основание предположить, что воздействие поля такой конфигурации должно приводить к обратной ситуации, т.е. уменьшению степени дефокусировки лазерного пучка.

Действительно, оказалось, что при вертикальном направлении лазерного луча (оптической оси установки) воздействие такого поля приводит к уменьшению диаметра картины термоотклика (рис. 2.44).

Далее было изучено влияние магнитного поля данной конфигурации при горизонтальном расположении установки с удалением светофильтра. Как уже было показано выше в этом случае при отсутствии внешних воздействий происходит срез верхней части светового пятна, наблюдающегося на экране (рис. 2.45а).

При последующем расположении намагничивающей системы кольцевых магнитов таким образом, что кювета с жидкостью оказывалась в ее центре, наблюдалось не только уменьшение степени дефокусировки (уменьшение диаметра светлого пятна на экране), но восстановление его круговой симметрии (рис. 2.45б).

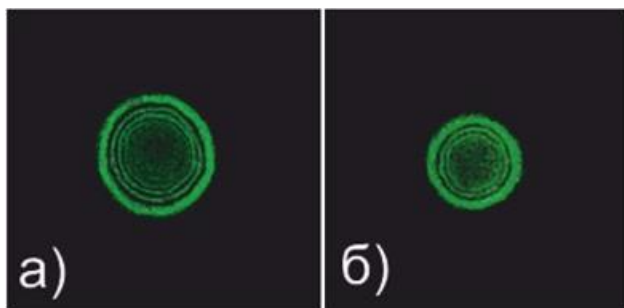


Рис. 2.44. Изменение размера картины термоотклика во внешнем вертикальном магнитном поле системы кольцевых магнитов: а) без поля, б) при нахождении кюветы в центре намагничивающей системы.

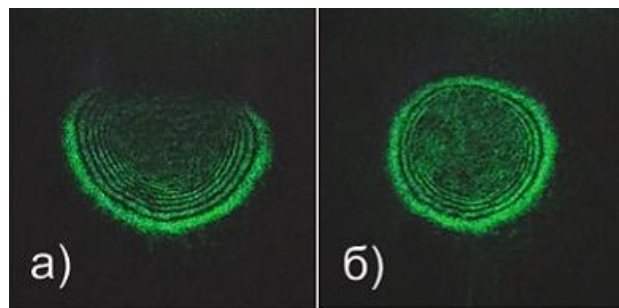


Рис. 2.45. Изменение размера картины термоотклика во внешнем горизонтальном магнитном поле системы кольцевых магнитов: а) без поля, б) при нахождении кюветы в центре намагничивающей системы.

Обсуждение результатов

Очевидно, что обнаруженные особенности распространения лазерного излучения через магнитную жидкость связаны с его тепловым воздействием. Как уже было указано выше, вследствие поглощения средой света происходит ее локальный нагрев (в области распространения луча). Изменение температуры среды ведет к изменению ее показателя преломления. Для используемого в настоящих исследованиях магнитного коллоида, как и большинства сред, с ростом температуры происходит уменьшение показателя преломления n , т.е. $\frac{\partial n}{\partial T} < 0$. В

связи с этим температура жидкости по краям пучка меньше, чем в его сечении на некоторую величину ΔT . Следствием этого является изменение показателя преломления, согласно:

$$\Delta n = \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T. \quad (2.5)$$

Таким образом, образуется осесимметричное распределение показателя преломления в направлении перпендикулярном лучу. Этим и создается эффект рассеивающей линзы. Теоретические расчеты такой линзы проводились в ряде работ [136, 146, 174, 192]. Так в [130] для фокусного расстояния такой линзы получено выражение:

$$F = - \left[L \frac{\partial n}{\partial T} \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial^2 r} \right)_{r=0} \right]^{-1}, \quad (2.6)$$

где L – расстояние, которое проходит луч в среде (длина кюветы с образцом). Следует отметить, что время установления распределения температуры в среде, а, следовательно, и показателя преломления в этом случае невелико.

Вместе с тем, в случае двухкомпонентной среды, которым является и используемый в экспериментальных исследованиях магнитный коллоид, подобное осесимметричное изменение показателя преломления может иметь другие причины. В частности, оно может возникнуть также за счет перераспределения концентрации дисперсной фазы вследствие возникновения концентрационных потоков, обусловленных явлением термодиффузии частиц дисперсной фазы (эффекта Соре) [147, 192]. Теоретический анализ вклада эффекта Соре в эффект тепловой линзы дан в статье [137]. В ней были использованы балансные уравнения, описывающие происходящие вследствие светового воздействия процессы в бинарной смеси, приведенные ранее в [193]:

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \chi \nabla^2 T + \alpha I_0, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C + D_T \operatorname{div}[C(1-C) \nabla T],$$

где T – температура среды; $C(r,t)$ – массовая концентрация наночастиц; χ – коэффициент теплопроводности среды; c_p , ρ – удельная теплоемкость и плотность жидкости соответственно; I_0 – интенсивность падающего излучения светового пучка; D и D_T – коэффициенты диффузии и термодиффузии соответственно.

Проведенные расчеты позволили получить выражение для оценки отношения вкладов в термолинзовый отклик обычного осесимметричного распределения температуры среды и изменения концентрации дисперсных частиц, обусловленного термодиффузией:

$$\gamma = f_0 S_T \delta \left[\frac{\partial n}{\partial T} \right]^{-1}, \quad (2.8)$$

где f_0 – начальное значение объемной концентрации; S_T – коэффициент Соре; $\delta = n_1 - n_2$; n_1, n_2 – показатели преломления жидкости и дисперсной среды соответственно.

Как показали расчеты, вклад термодиффузии в термолинзовый отклик может быть существенным только для достаточно больших частиц (радиусом около 100 нм) и при значительных объемных концентрациях [137]. Средний радиус частиц в используемом в настоящей работе коллоиде составляет 5 нм, а его объемная концентрация невелика (0,2%). В связи с этим связь исследованного в настоящей работе термолинзового эффекта с термодиффузией вызывает сомнение. Отметим также, что время тепловой релаксации в магнитных коллоидах значительно меньше времени установления поля концентрации коллоидных частиц [149].

Очевидно, что при выяснении особенностей влияния магнитного поля на термолинзовый отклик в первую очередь должны быть учтены температурные изменения в среде и связанные с ними термоконвекционные процессы. При этом важным фактором является учет магнитостатической силы $\mu_0 \left(\vec{M} \nabla \right) \vec{H}$. В этом случае уравнение движения магнитного коллоида имеет вид [124]:

$$\rho \frac{d \vec{v}}{dt} = -\nabla p + \eta \Delta \vec{v} + \rho \vec{g} + \mu_0 (\vec{M} \nabla) \vec{H}, \quad (2.9)$$

из которого, после применения операции *rot*, следует условие термомангнитной устойчивости ($v=0$) в случае пространственной однородности концентрации частиц коллоида:

$$\vec{g} \frac{\partial \rho}{\partial T} = -\mu_0 \frac{\partial M}{\partial T} \nabla H. \quad (2.10)$$

Таким образом, при отсутствии магнитного поля, в магнитном коллоиде так же, как и в немагнитной жидкой среде, абсолютная устойчивость может быть реализована только в случае $\nabla T = 0$. Так как, при использовании лазеров малой мощности, развитие термоконвективных потоков является незначительным, то их роль в формировании термоиндуцированного отклика не является существенной. Подтверждением этого может быть круглая форма светового пятна, образующегося на экране в месте падения дефокусированного горизонтально направленного лазерного пучка. Влияние магнитного поля в этом случае может быть только вследствие действия магнитостатических сил. Как известно магнитные свойства магнитных жидкостей существенно зависят от температуры [124, 149]. Это приводит к различию плотности сил, действующих на слои жидкости с различной температурой и, как следствие, к их пространственному перераспределению. Очевидно, именно с этим связана дополнительная дефокусировка при воздействии неоднородного магнитного поля, полученного при использовании конусообразных полюсных наконечников, градиент напряженности которого радиально направлен к оси лазерного пучка (рис. 2.22). В этом случае на более нагретый слой жидкости в месте нахождения луча лазера будут действовать силы, соответствующие правой части выражения (2.10), радиально направленные от оси лазерного пучка. Это приводит к оттоку теплой жидкости от оси луча, изменению распределения температуры в его окрестности и, как следствие, увеличению степени дефокусировки лазерного пучка, наблюдающемуся в эксперименте. Очевидно, что использование системы постоянных кольцевых магнитов, создающей магнитное

поле с радиально направленным от оси системы (оси лазерного пучка) градиентом напряженности (рис. 2.43а) создает противоположную ситуацию. Этим и объясняется наблюдающееся в этом случае уменьшение степени дефокусировки лазерного пучка.

Различием магнитостатических сил, действующих на слои жидкости с разной температурой, могут быть объяснены и изменения степени дефокусировки лазерного пучка при воздействии неоднородного поля, созданного сочетанием плоского и конусообразного полюсных наконечников. В этом случае градиент поля направлен вдоль лазерного луча, вследствие чего теплые слои с меньшей намагниченностью должны перемещаться в область меньшего поля, т.е. к плоскому полюсному наконечнику. При этом диаметр слоя цилиндрической формы теплой жидкости у плоского полюса увеличивался, а у конусообразного уменьшался. Это и приводило к изменению дефокусировки лазерного луча при изменении расположения полюсов разной формы (в одном случае полюсный наконечник располагался на входе луча в кювету с жидкостью, в другом – на выходе из нее). Нельзя также исключать и возможность наличия изменения температуры жидкости вдоль оси луча за счет уменьшения его интенсивности вследствие поглощения по мере распространения. Это также может приводить к особенностям влияния неоднородного магнитного поля на степень дефокусировки лазерного пучка.

Влияние магнитостатических сил проявляется также в неоднородном поле, созданным сочетанием плоского и клиновидного полюсных наконечников. Так как в этом случае лазерный пучок распространяется вдоль ребра клиновидного полюса, то действие магнитных сил приводит к смещению нагретой магнитной жидкости из пространства распространения луча в направлении от клиновидного полюса. Этим и вызваны изменения в симметрии картины термоиндуцированного отклика, наблюдающейся на экране в виде светового пятна.

Как было указано выше, увеличение интенсивности излучения может приводить к развитию термоконвективных течений, которые оказывают влияние на процессы дефокусировки луча. Можно предположить, что использование лазера мощностью 78 мВт приводит не только к осесимметричному распределению

температуры за счет теплопроводности, но к возникновению в магнитном коллоиде направленных вверх конвективных потоков, которые нивелируют неоднородное распределение температуры в области над осью лазерного пучка. Это является причиной нарушения дефокусировки пучка в этой области и среза верхней части первоначально круглого светового пятна на экране (рис. 2.36, 2.45а). В пользу этого предположения могут быть отнесены результаты исследования распространения лазерного излучения в условиях самонаведенной конвекции [194]. Для окончательного подтверждения связи среза первоначально круглого светового пятна, наблюдающегося на экране с действием конвективных потоков, были проведены дополнительные эксперименты. В этом случае была использована вертикально расположенная плоская кювета, заполненная используемой магнитной жидкостью, в которой была предусмотрена возможность создания струйного нисходящего потока этой же жидкости. Для этого в нижней горизонтальной стенке кюветы (ее дне) располагался штуцер с отверстием малого диаметра (1 мм), через который осуществлялся сброс жидкости. В результате этого в нижней части кюветы создавался направленный вниз поток, скорость которого могла дополнительно регулироваться с помощью шприца, соединенного со штуцером.

Первоначально наблюдения осуществлялись при отсутствии потока. Луч лазера мощностью 78 мВт пропусклся через кювету с жидкостью над отверстием в дне кюветы и попадал на экран, в результате чего на экране наблюдалось световое пятно. В этом случае, как уже сообщалось выше, оно имело форму срезанного сверху круга (рис. 2.46а). Создание потока достаточной скорости приводило к восстановлению верхней части пятна и появлению среза в его нижней части (рис. 2.46б).

Это можно объяснить тем, что вблизи верхней части светового пятна термоконвективный поток подавляется искусственно созданным потоком, действие которого в то же время ниже лазерного пучка приводит к срезу нижней части пятна. Это является подтверждением заключения о связи обнаруженных особенностей распространения в исследуемой жидкости луча лазера мощностью 78

мВт с термоконвекцией. В его пользу также дополнительно может свидетельствовать отсутствие нарушения симметрии светового пятна в месте падения луча лазера на экран в случае его вертикального направления.

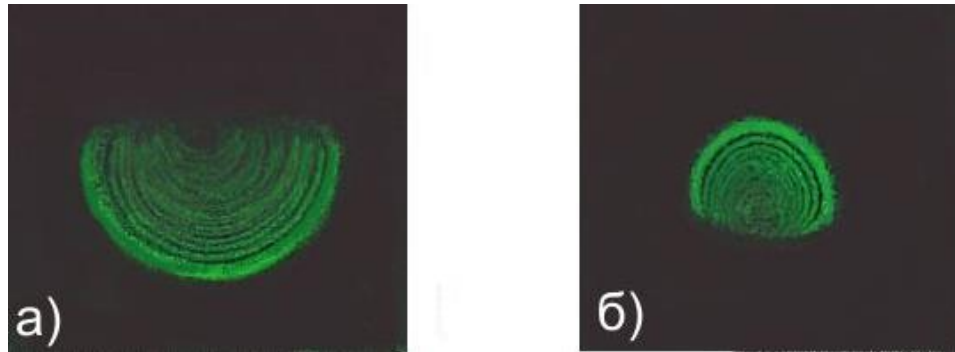


Рис 2.46. Восстановление картины с помощью создания нисходящего потока: а) первоначальный вид, б) при создании направленного вниз по вертикали потока.

Как уже было указано выше в магнитном поле условия возникновения конвекции усложняются. Конвективная устойчивость в этом случае определяется выражением (2.10). Очевидно, воздействие неоднородного магнитного поля может препятствовать возникновению конвективных потоков, обусловленных нагревом среды лазерным излучением. Этим и объясняется восстановление формы светового пятна при воздействии неоднородного магнитного поля (рис. 2.39).

При вертикальном расположении лазерного луча изменение температуры жидкости, заполняющей плоскую горизонтально расположенную кювету, симметрично относительно луча в перпендикулярном к нему направлении. Развитие термоконвективных потоков в этом случае усложняется, так как градиент температуры в пространстве вокруг луча направлен перпендикулярно силе тяжести. Но даже в случае возможности их возникновения, например, как уже указывалось выше, обусловленной уменьшением его интенсивности по мере распространения, они должны быть направлены вдоль луча. При этом осесимметричное распределение показателя преломления в направлении, перпендикулярном лучу в основном обеспечивается за счет изменения температуры и теплового расширения жидкости. В связи с этим картина термоотклика сохраняет округлую форму без нарушения симметрии (рис. 2.31).

Увеличение размера светового пятна в однородном магнитном поле, сонаправленном с лучом лазера, может быть связано с изменением теплообмена вследствие воздействия поля [195], в результате температура жидкости в области прохождения луча увеличивается, что приводит к увеличению объема теплой жидкости. Это приводит к изменению распределения величины показателя преломления и, как следствие, степени дефокусировки луча. В случае воздействия неоднородным полем перераспределение значений температуры может быть также обусловлено перераспределением расположения слоев жидкости разной температуры вследствие разной величины объемных магнитных сил, действующих на холодные и теплые слои жидкости. Можно также допустить, что на изменение степени дефокусировки луча при наложении магнитных полей связано также с возможным неоднородным распределением температуры вдоль луча вследствие уменьшения его интенсивности за счет поглощения.

Таким образом, в п. 2 настоящей главы исследованы особенности эффекта тепловой линзы в магнитных коллоидных наножидкостях. Установлено, что воздействие неоднородных магнитных полей различной конфигурации может, как увеличить, так и уменьшить степень его дефокусировки. Выяснено, что увеличение интенсивности лазерного излучения может привести к нарушению круговой симметрии сечения лазерного пучка и, соответственно, искажению симметрии светового пятна, образующегося при падении луча на экран за счет возникновения термоконвекционных потоков. Показана возможность нейтрализации таких искажений с помощью дополнительного воздействия неоднородным магнитным полем. На основе модельных представлений проведено обсуждение механизмов влияния магнитных полей на степень дефокусировки лазерного пучка и нейтрализации обнаруженного нарушения его симметрии.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ 2-ОЙ ГЛАВЫ

1. Изучены особенности возникновения и формирования фототермокапиллярного отклика от поверхности магнитной жидкости обусловленные воздействием постоянного магнитного поля при различной его

ориентации относительно поверхности слоя. Установлено, что в тонком слое магнитного коллоида (толщиной 130 мкм) действие перпендикулярного к слою поля приводит к увеличению глубины лунки, возникшей в месте падения луча лазера в результате интенсивной термокапиллярной конвекции, и, как следствие, к росту размера и времени установления и релаксации стационарной картины термокапиллярного отклика, при этом влияние гравитационной и термомагнитной конвекции оказывается несущественным.

2. Обнаружено, что воздействие однородного магнитного поля, перпендикулярного к поверхности слоя магнитной жидкости, помещенного в кюветы цилиндрической формы разного диаметра, приводит к отличию характера его докритической деформации - в кюветах малого диаметра (меньше 80 мм) наблюдается вогнутость поверхности, при больших диаметрах – выпуклость. Сделан вывод, что отличие зависимостей параметров наблюдающегося при этом ТК-отклика от напряженности магнитного поля в основном связано с различным характером изменения толщины слоя в точке падения луча (в центре кюветы).

3. Однородное магнитное поле, ориентированное параллельно поверхности магнитной жидкости, сглаживает возникающие на ней возмущения и уменьшает глубину лунки, что проявляется в уменьшении размеров картины термокапиллярного отклика и времени его формирования. При этом магнитное поле также дополнительно деформирует лунку, приводя к ее горизонтальному растяжению вдоль своего направления, что проявляется в изменении формы колец термокапиллярного отклика.

4. Сделан вывод, о возможности различных механизмов воздействия магнитного поля на ТК-отклик – как за счет пондеромоторных сил, оказывающих влияние как непосредственно на форму слоя магнитной жидкости, так и на глубину образующейся лунки. Кроме того, одной из причин может быть проявление термомагнитной конвекции.

5. Экспериментально установлено, что действие перпендикулярного слою неоднородного магнитного поля существенно уменьшает время образования

лунки, нивелирует влияние толщины слоя и может приводить к полной компенсации термокапиллярной деформации.

6. Исследован эффект тепловой линзы при использовании магнитной жидкости в качестве среды, через которую распространялось лазерное излучение различной интенсивности. Обнаружено и обсуждено влияние магнитных полей на дефокусировку светового пучка. Установлено, что воздействие неоднородных магнитных полей различной конфигурации может, как увеличить, так и уменьшить степень его дефокусировки.

7. Исследованы и обсуждены особенности распространения лазерного излучения через слой магнитной жидкости, обусловленные величиной мощности используемых лазеров. Обнаруженный частичный срез первоначально круглого светового пятна на экране в месте падения прошедшего через слой жидкости луча лазера достаточной мощности связан с развитием термоконвекционных потоков, что подтверждено экспериментально. Показана возможность возврата круглой формы пятна путем воздействия неоднородным магнитным полем за счет возникающей термомагнитной конвекции.

ГЛАВА 3 ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЭФФЕКТЫ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ТОНКИХ СЛОЯХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ И ЭМУЛЬСИЙ В МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

Формирование структуры в магнитных коллоидных системах на углеводородных основах, а также приготовленных на их основе магнитных эмульсиях, под воздействием электрических и магнитных полей, как уже указывалось выше (в Главе 1), ранее исследовалось в большом количестве работ [159–175]. Отметим, что такие исследования, как правило, проводились при комнатной температуре и лишь в работах [173, 174] исследовалось влияние температуры на величину порогового напряжения, соответствовавшего возникновению в однородной магнитной жидкости на основе керосина более концентрированной фазы в виде микрокапельных агрегатов. Однако, варьирование температуры может оказать влияние и на формирование структурных решеток в таких системах. Ранее для изучения возникающей структуры, кроме визуальных микроскопических наблюдений, применялись оптические методы, в том числе и при использовании лазерных источников света. Вместе с тем, воздействие лазерного излучения может приводить к локальным изменениям температуры в точке падения луча на исследованные образцы. Поэтому при достаточной мощности лазера использование его при оптических измерениях может привести к структурным изменениям в результате непосредственного воздействия на образец. В связи с этим представилось необходимым исследовать влияние на структурные превращения в магнитных коллоидных системах и эмульсиях на их основе, как заданного изменения температуры, так и лазерного излучения, обладающего, кроме всего прочего, и тепловым воздействием.

3.1 Формирование и трансформация структурных решеток в тонких слоях магнитных жидкостей в стационарных электрическом и магнитном полях при наличии теплового воздействия

3.1.1 Объекты исследования, детали эксперимента и полученные результаты

Для исследования особенностей влияния на структурные превращения термического воздействия было использовано несколько образцов магнитных коллоидов различных типов. В качестве основного объекта исследования (образец №1) был использован образец магнитного коллоида с магнетитовыми однодоменными частицами, дисперсионной средой которого являлся керосин [196, 197]. Стабилизация коллоида осуществлялась за счет адсорбированных на поверхности частиц длинноцепочечных молекул олеиновой кислоты. Объемная концентрация дисперсной фазы в образце составляла 12,3%. Электрическая проводимость образца $\gamma = 1,2 \cdot 10^{-6}$ См/м и могла изменяться путем добавления в него кристаллического йода или тетрабутиламмония бромиды. Диэлектрическая проницаемость составляла $\varepsilon = 2,7$, динамическая вязкость $\eta = 12$ мПа·с. Как показано в [198], коллоидные частицы в таких коллоидах не имеют заряда, а воздействие постоянного электрического поля на тонкие слои таких жидкостей приводит к формированию в них лабиринтных структурных решеток. Возможность образования структурных решеток в магнитных жидкостях другого типа показана при использовании магнитных жидкостей на основе вакуумного масла (образец №2, объемная концентрация магнитной фазы $\theta = 9,3\%$) и додекана (образец №3, $\theta = 9,8\%$). Так же, как и в первом образце, их дисперсной фазой являлся магнетит, стабильность осуществлялась, как и образца №1 за счет стерического взаимодействия оболочек частиц, образованных адсорбированными на поверхности частиц молекулами олеиновой кислоты.

Размер твердого ядра частиц определялся с помощью просвечивающего электронного микроскопа FEI Tecnai G2 F20 S-Twin при увеличении $\times 97000$.

Средний диаметр частиц всех исследованных образцов составлял величину около 10 нм.

Исследование структурных превращений в тонких слоях образцов осуществлялось с помощью установки, схема которой приведена на рис. 3.1 [199]. Ее основной частью являлся оптический микроскоп 3, на предметном столике 1 которого размещалась ячейка с образцом.

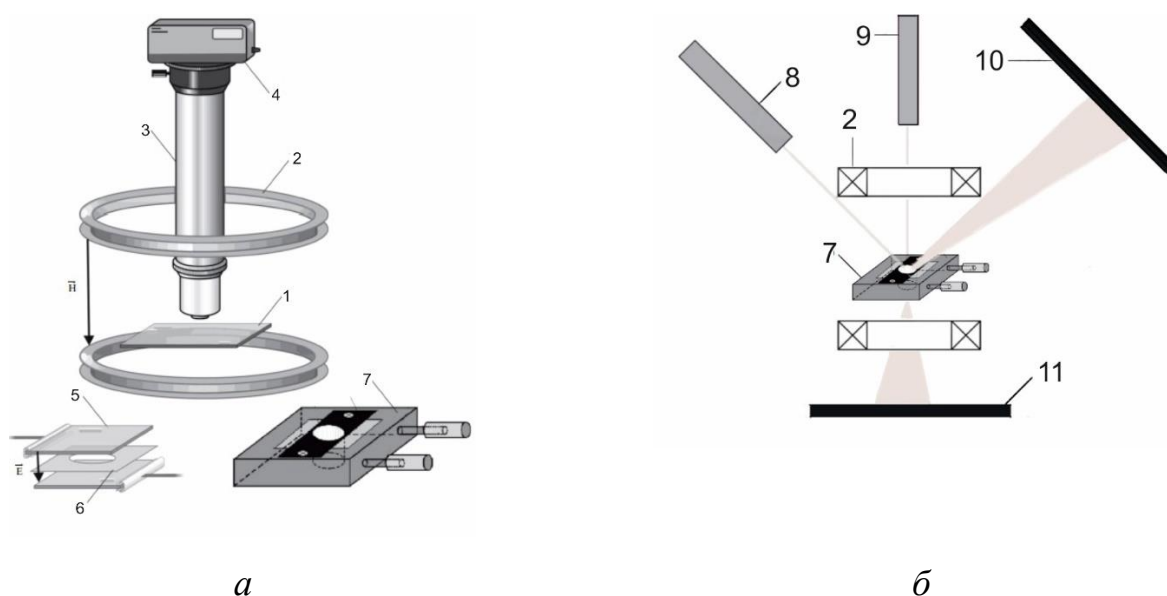


Рис. 3.1. Схема экспериментальной установки (а – исследования с помощью оптического микроскопа; б – исследования дифракции лазерного излучения): 1 – предметный стол; 2 – катушки Гельмгольца; 3 – оптический микроскоп; 4 – видеокамера; 5 – прозрачное токопроводящее покрытие; 6 – фторопластовая пленка; 7 – термостатирующая система; 8, 9 – лазеры; 10, 11 – экраны.

Ячейка состояла из двух прозрачных прямоугольных стеклянных пластинок 5 с токопроводящим покрытием, между которыми в качестве прокладки помещалась полимерная пленка 6 с круглым отверстием посередине, которое заполнялось магнитной жидкостью. Толщина слоя образца регулировалась в пределах от 6 до 36 мкм за счет использования прокладок разной толщины. Ячейка помещалась на предметный столик оптического микроскопа типа Биолам, не содержащего намагничивающихся деталей. Микроскоп был снабжен видеокамерой 4, сопряженной с компьютером. Однородное электрическое поле, перпендикулярное плоскости слоя образца создавалось путем подачи напряжения

на пластины от источника постоянного напряжения типа GW Instek GPR-73060D. Для осуществления дополнительного воздействия магнитным полем, ячейка была снабжена намагничивающей системой (катушками Гельмгольца) 2. Для возможности температурных исследований кювету с исследуемой жидкостью прижимали с помощью механического зажима к термостатирующей системе 7, которая представляла собой массивный медный параллелепипед, через пазы в толще которого прокачивался тосол с заданной температурой с помощью термостата типа TERMEX M12M-X232B. Температура контролировалась с помощью медь-константановой термопары, расположенной под прижатой к термостатирующей системе стенкой кюветы с образцом. Дополнительное исследование формирования структурных образований осуществлялось путем наблюдения рассеяния луча лазера. Для этого было использовано два лазера, отличающиеся мощностью излучения (LASOS и Laser 301). Длина волны первого лазера составляла 633 нм, мощность 15 мВт, второго – 532 нм и 500 мВт соответственно.

Как показали наблюдения, воздействие постоянного электрического поля приводит при некотором пороговом значении напряженности поля к появлению во всех образцах структурных решеток. В качестве примера на рис. 3.2 приведены структуры, сформировавшиеся под воздействием постоянного электрического поля в тонком слое исследованных образцов.

Величина порогового значения напряженности E_{Π} , соответствующая появлению структуры, имеет различные значения для исследованных образцов. Так, наибольшее значение оно имеет для образца № 3 – 800 кВ/м, для образца №2 – 450 кВ/м и №1 – 150 кВ/м, соответственно. Как видно из рисунка, наиболее выраженной является структурная решетка, сформировавшаяся в слое образца №1. В связи с этим он был выбран в качестве основного объекта исследования особенностей формирования структурных решеток в тонких слоях магнитных жидкостей.

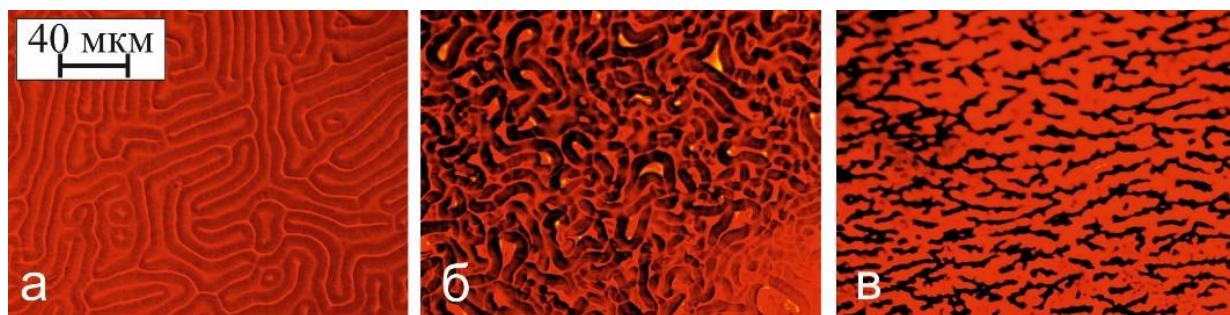


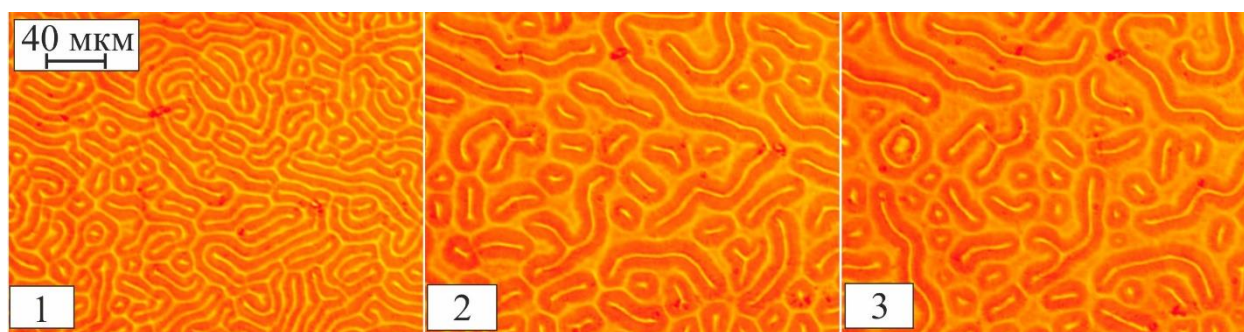
Рис. 3.2. Структура, сформировавшаяся под воздействием постоянного электрического поля в тонком слое различных образцов: а – образец №1 (толщина слоя 20 мкм, напряженность поля 200 кВ/м), б – образец №2 (толщина слоя 20 мкм, напряженность поля 495 кВ/м), в – образец №3 (толщина слоя 20 мкм, напряженность поля 1 МВ/м).

Величина E_{II} зависит от температуры, толщины слоя, проводимости образца, а также от дополнительного воздействия магнитного поля различной ориентации. Так, при повышении электропроводности образца, величина порогового значения напряженности электрического поля уменьшается, к аналогичному результату приводит также повышение температуры [198]. При этом, зависимость пороговой напряженности электрического поля от напряженности магнитного поля имеет более сложный характер [196], чем показанный в предыдущих работах [200, 201].

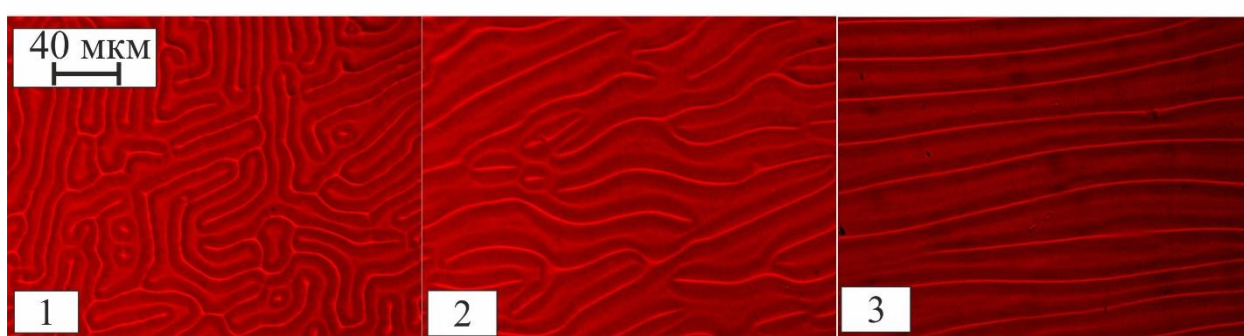
Как оказалось, изменение температуры приводит не только к изменению порогового значения напряженности электрического поля, соответствующего формированию лабиринтной структуры, но и оказывает также существенное влияние на характер образующейся в электрическом поле структурной решетки. В качестве примера на рис. 3.3а представлены фотографии лабиринтной структуры, полученной при различных температурах (толщина слоя 18 мкм, напряженность электрического поля $E = 195$ кВ/м). Как видно из рисунка, понижение температуры приводит к укорачиванию рукавов лабиринтов вплоть до стягивания некоторых из них в капельные образования.

Дополнительно приложенное магнитное поле приводит к изменению характера структурной решетки. В качестве примера на рис. 3.3б показана трансформация структурной решетки лабиринтного типа, полученная в образце №1 при воздействии электрического поля, в полосовую структуру при

дополнительном воздействии однородного магнитного поля, направленного вдоль слоя образца.



а



б

Рис. 3.3. Изменение лабиринтной структуры при понижении температуры образца (а) (1 – $T = 298$ К, 2 – $T = 293$ К, 3 – $T = 288$ К) и при дополнительном приложении постоянного магнитного поля, направленного вдоль плоскости слоя (б) (1 – $H = 0$ А/м, 2 – $H = 550$ А/м, 3 – $H = 1,3$ кА/м).

Было обнаружено, что время формирования исследуемой структуры также зависит от температуры и напряженности дополнительно приложенного магнитного поля. При этом оказалось, что характер зависимости времени формирования структуры от напряженности магнитного поля зависит от его направления. Так, воздействие магнитного поля, направленного вдоль слоя (перпендикулярно электрическому полю) приводит к увеличению времени формирования структуры (рис. 3.4а), тогда как в случае его направления перпендикулярного слою, время уменьшается (за исключением малого начального интервала значений напряженности), что проиллюстрировано рисунком 3.4б.

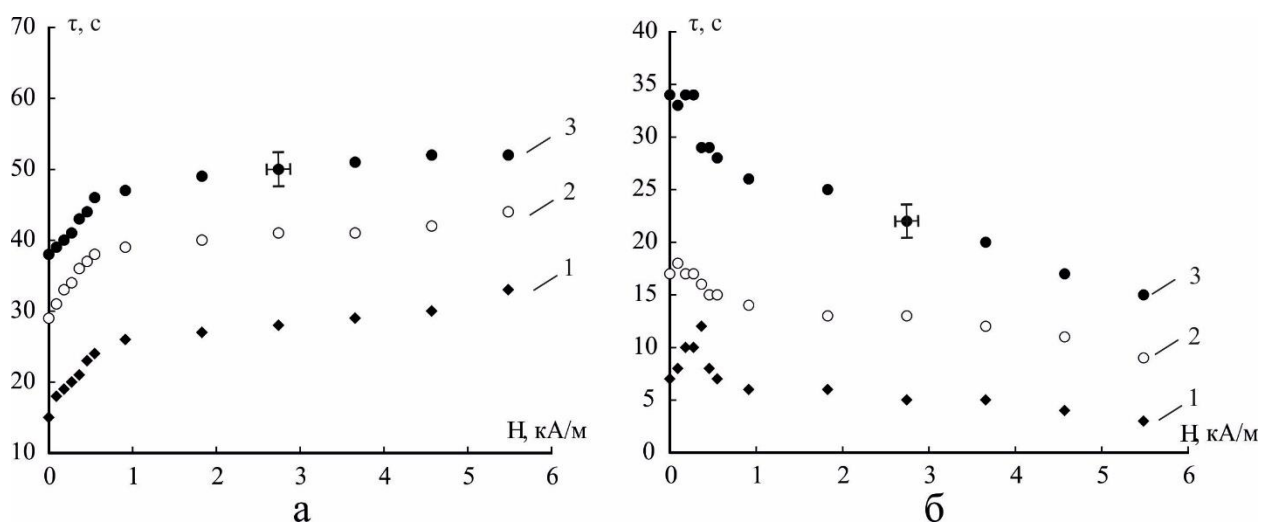


Рис. 3.4. Зависимость времени формирования структуры от напряженности магнитного поля, направленного перпендикулярно вектору напряженности электрического поля (а) и параллельно ему (б) при различной толщине слоя образца (1 – 6 мкм, 2 – 24 мкм, 3 – 36 мкм).

Исследование структуры, образующейся при воздействии электрического поля на тонкие слои магнитных коллоидов, возможно при наблюдении рассеяния лазерного луча, направленного перпендикулярно слою. Как показано в [202], при пропускании лазерного луча через слой, содержащий лабиринтную структуру, происходит дифракционное рассеяние света. При этом дифракционная картина, полученная на экране, расположенном на пути луча после его прохождения через слой образца, представляет собой одно или несколько дифракционных колец. При подобных исследованиях полученной лабиринтной решетки было обнаружено, что при использовании лазера малой мощности (LASOS) в докритической области напряженностей электрического поля (110 кВ/м), когда формирования структуры еще нет, дифракция света не наблюдается (рис. 3.5б). Напротив, при прохождении луча более мощного лазера Laser 301 через образец в тех же условиях, на экране наблюдается дифракционная картина в виде одного или двух колец (рис. 3.5а). В случае одновременного пропускания лучей обоих лазеров через одну и ту же область слоя, происходит дифракция обоих лучей (рис. 3.5в и рис. 3.5г).

Так как при отсутствии лазерного луча структура в слое отсутствовала (напряжение на ячейке в этом случае меньше критического), то, очевидно, лазерное излучение достаточной интенсивности приводит к снижению критического значения напряжения, соответствующего началу структурирования.

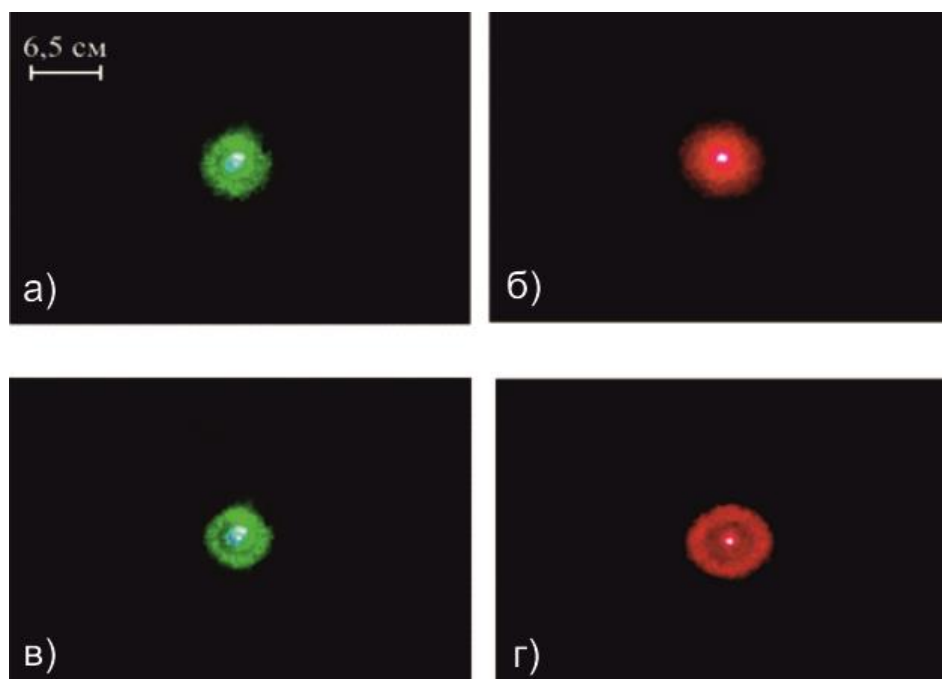


Рис. 3.5. Картины дифракционного рассеяния лазерных лучей разной мощности, полученные на экране после прохождения ими через тонкий слой магнитного коллоида (образец №1), подверженный действию электрического поля, напряженность которого не превышает пороговое значение: а – лазера с большей мощностью; б – при использовании маломощного лазера; в, г – то же, при одновременном пропускании лучей обоих лазеров через одну и ту же область слоя.

3.1.2 Анализ и обсуждение результатов

Анализ полученных результатов позволяет заключить, что воздействие электрического поля приводит к формированию в исследованных первоначально однородных магнитных коллоидах локальных областей более концентрированной фазы в виде лабиринтных структурных решеток.

Следует отметить, что наличие магнитных моментов у частиц магнитных коллоидов приводит к искажению потенциальной кривой их взаимодействия (углублению второй потенциальной ямы). В результате этого возможно образование агрегатов с более плотной упаковкой частиц при расстоянии между частицами, соответствующем второй потенциальной яме.

Подтверждением этого может служить неоднократно наблюдавшееся в магнитных коллоидах образование микрокапельных агрегатов, состоящих из более концентрированной фазы [203-206], при этом оно может быть обратимым [207]. Вместе с тем, сольватные слои из адсорбированных на поверхности частиц

длинноцепочечных молекул олеиновой кислоты, могут перекрывать не только первую, но и вторую потенциальную яму. Это приводит к достаточно хорошей устойчивости таких коллоидов к агрегированию. Можно предположить, что воздействие электрического поля приводит к дополнительному усилению взаимодействия частиц за счет появления у них наведенных электрических моментов. На необходимость такого учета указывалось в [208, 209]. Однако проведенный расчет энергии взаимодействия наведенных электрических моментов [156] дал значение почти на порядок меньшее энергии магнитодипольного взаимодействия частиц. Вследствие этого учет взаимодействия электрических моментов частиц практически не повлиял на глубину второй потенциальной ямы, соответствующей обратимому агрегированию. Таким образом, причиной появления структуры в магнитных коллоидах при воздействии электрического поля не может быть усиление взаимодействия коллоидных частиц за счет индуцирования в них электрических моментов. Ранее формирование структурных образований в коллоидных системах при развитии электрогидродинамических течений рассматривалось в ряде работ [210–213]. При этом в большинстве из них исследования проводились в коллоидах, частицы которых не имели магнитных моментов. Кроме того, в качестве объектов исследования в основном были использованы коллоиды на водной основе, в которых частицы микронных размеров имели заряд. Образование структуры связывалось с электрокинетическими и гидродинамическими взаимодействиями. В настоящей работе при наблюдении образования структурных решеток в качестве основного образца использовался магнитный коллоид на основе керосина. Стабилизация магнитных жидкостей на углеводородных основах осуществляется за счет отталкивающего действия оболочек из молекул олеиновой кислоты, адсорбированной на поверхности частиц. При этом, согласно [13] изначально они не имеют заряда. Однако, впоследствии было показано, что они могут его приобретать при воздействии электрического поля [214]. Вместе с тем такие магнитные коллоиды остаются слабо проводящими средами. Как известно, в слабо проводящих неоднородных жидких средах в межэлектродном пространстве

характерно развитие электрогидродинамических вихревых течений [215], что также наблюдается в исследованных коллоидах. Именно с ними и можно связать возникновение структурных решеток в тонких слоях таких систем при воздействии постоянного электрического поля. В этом случае сближение частиц происходит за счет вытеснения их из потоков и повышения концентрации в областях с меньшей скоростью среды. Возникновение электроконвекционных течений происходит при достижении некоторой пороговой величины напряженности электрического поля, а их развитие и последующее формирование структуры за некоторое время. Очевидно, этим объясняется наличие порогового значения напряженности поля, соответствующего формированию структуры, а также времени ее формирования. Характер геометрии течений определяется в том числе и межэлектродным расстоянием, с чем, по-видимому, и связаны особенности характера архитектуры образующихся структур и конечное время ее формирования. Зависимость порогового значения напряженности поля от воздействия магнитного поля можно связать с его влиянием на процессы образования областей с повышенной концентрацией частиц, из которых впоследствии формируются структурные решетки. Очевидно, существенную роль в развитии электрогидродинамических процессов и формировании структурных решеток играет температура. Ее непосредственное влияние в первую очередь связано с тем, что с ее повышением, согласно [198], увеличивается электропроводность коллоида. Как уже указывалось выше, при увеличении электропроводности пороговое значение напряженности электрического поля, соответствующее возникновению лабиринтной структуры, уменьшается. С этим и связано экспериментально обнаруженное уменьшение порогового значения напряженности поля при повышении температуры.

Очевидно, этим и объясняется обнаруженное инициирование лазерным излучением возникновения дифракционной картины при пропускании луча лазера достаточной мощности через тонкий слой первоначально однородной магнитной жидкости (рис. 3.5). Этот эффект обусловлен тепловым воздействием лазерного луча, приводящим к повышению температуры в месте его падения. Вследствие этого, проводимость среды в этой области слоя увеличивается [216], и, как

следствие, приводит к смещению критического значения напряженности поля, соответствующего возникновению структурной решетки. При этом, в областях, удаленных от места падения лазерного луча, формирования структуры не происходит, что подтверждается отсутствием дифракции луча дополнительного лазера малой мощности.

3.2 Особенности формирования структурных решеток в тонких слоях магнитных эмульсий в перпендикулярном постоянном магнитном поле при наличии теплового воздействия

3.2.1 Методика исследований

Особенности формирования структурных решеток в тонких слоях магнитных эмульсий в однородном перпендикулярном магнитном поле изучались с помощью экспериментальной установки, приведенной на рис. 3.1 в п. 3.1.1 настоящей главы и используемой для исследования структурных превращений в тонких слоях магнитных жидкостей. Однако, кроме маломощного лазера (LASOS, 15 мВт, 633 нм), в некоторых случаях дополнительно использовался также лазер более высокой мощности (Laser 301, 500 мВт, 532 нм).

Исследования были проведены для двух образцов эмульсий [202, 217]. Образец №1 был получен путем эмульгирования магнитной жидкости на основе керосина с магнетитовыми частицами в масле типа АМГ-10. Аналогичным образом был получен образец №2, однако для его получения была использована не однородная магнитная жидкость (как для образца №1), а содержащая хорошо развитую систему намагниченных агрегатов, исследование особенностей намагничивания которой ранее проводилось в [156, 218]. Толщина слоя магнитных эмульсий составляла 50–70 мкм.

3.2.2 Результаты исследования и их обсуждение

Выяснено, что воздействие магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости тонкого слоя исследованных образцов, приводит к формированию гексагональной структурной решетки, аналогичной полученной ранее для магнитной жидкости с микрокапельными агрегатами [161, 167]. В качестве примера на рис. 3.6 приведена гексагональная решетка, наблюдавшаяся в образце №1. Оказалось, что период полученной решетки существенно зависит не только от напряженности воздействующего магнитного поля, но и температуры. На рис. 3.7а приведена температурная зависимость периода решетки, полученная при использовании образца №1.



Рис. 3.6. Гексагональная структурная решетка при температуре 308 К, наблюдавшаяся при использовании образца №1.

Как можно видеть из рисунка, после первоначального увеличения, рост периода решетки замедляется в интервале температур 293–308 К, после чего период вновь монотонно возрастает. Зависимость периода аналогичной решетки, полученной при использовании образца №2, приведена на рис. 3.7б. Для этой решетки также наблюдается увеличение роста ее периода после достижения температуры 303 К.

При пропускании лазерного луча через слой эмульсии, с сформировавшейся под действием магнитного поля гексагональной решеткой, на экране наблюдалась дифракционная картина в виде одного или нескольких колец, не претерпевающая изменений со временем (рис. 3.8, образец №2).

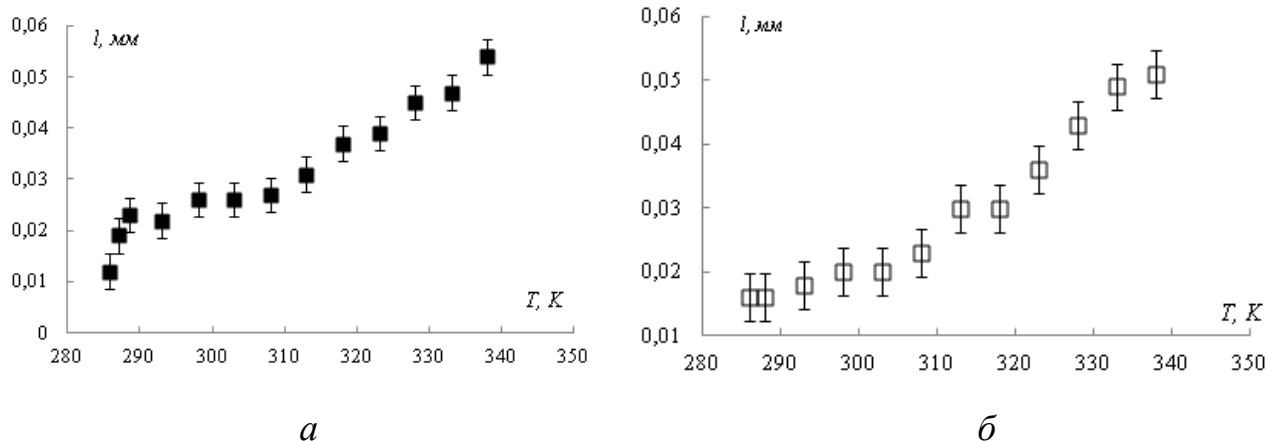


Рис. 3.7. Температурная зависимость периода гексагональной структурной решетки, сформированной магнитным полем в тонком слое образцов №1 (а) и №2 (б).

На рис. 3.9 приведены температурные зависимости относительного радиуса первого дифракционного кольца, полученные на дифракционных решетках, сформировавшихся в образцах №1 и №2. Очевидно, результаты исследований дифракционного рассеяния света на упорядоченных структурах могут быть использованы для оценки их размерных параметров. Для этого, необходимо определить связь углового диаметра дифракционного кольца и периода гексагональной решетки.

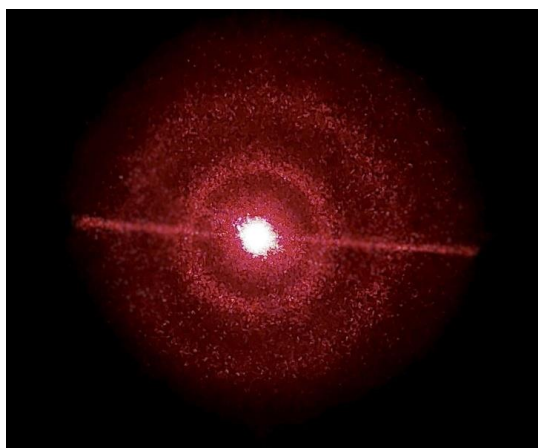


Рис. 3.8. Дифракционная картина, образующаяся при пропускании лазерного луча через слой эмульсии в перпендикулярном слое магнитном поле (образец №2).

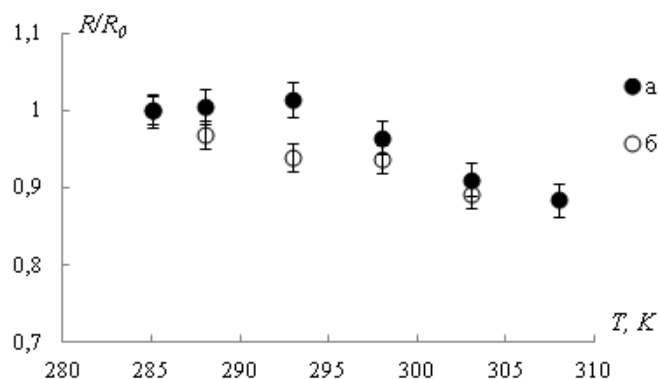


Рис. 3.9. Температурные зависимости относительного радиуса первого дифракционного кольца, полученные на гексагональных структурных решетках в образцах №1 (а) и №2 (б).

Явление дифракции света на гексагональной структуре ранее было рассмотрено в [168]. Интенсивность дифрагированного света определяется

значениями функций интерференции на сфере Эвальда [219], из построения которых вытекает условие для углового диаметра дифракционного круга $\theta = 7\lambda/2l$ (λ – длина волны света, l – расстояние между двумя соседними вытянутыми каплями). Таким образом, размерный параметр (период) решетки может быть оценен при использовании экспериментально определенного значения углового диаметра дифракционного кольца, который в свою очередь, определяется значением его радиуса. В соответствии с этим соотношением наблюдается удовлетворительная корреляция температурных зависимостей периода дифракционной решетки и радиуса дифракционного кольца.

Следует отметить, что при использовании лазерных источников света для исследования структуры жидких объектов необходимо учитывать возможность локального изменения температуры в результате воздействия лазерного излучения.

Действительно, при использовании более мощного лазера Laser 301 (532 нм, 500 мВт) было замечено изменение радиуса дифракционного кольца в течение некоторого времени после включения лазера (рис. 3.10). Очевидно, это связано как с изменением межфазного натяжения, так и намагниченности среды микрокапель в результате нагрева образца в области падения лазерного луча.

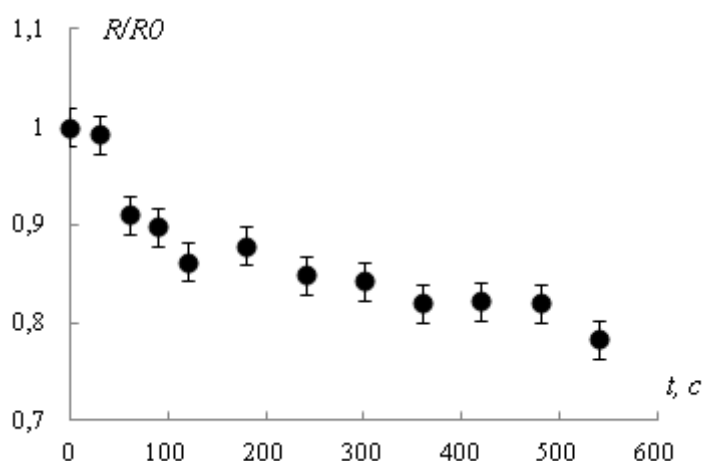


Рис. 3.10. Зависимость радиуса дифракционного кольца от времени после включения лазера (гексагональная структурная решетка сформирована магнитным полем в слое эмульсии, ограниченном с обеих сторон стеклянными поверхностями).

Оказалось, что повышение объемного содержания микрокапель в эмульсии может привести к изменению характера структуры, формирующейся в ее тонких слоях при воздействии перпендикулярно направленного магнитного поля. Так, в

этом случае может наблюдаться не гексагональная, а лабиринтная структурная решетка. Было обнаружено, что ее период зависит не только от напряженности поля, но и от температуры. В качестве примера на рис. 3.11 представлены фотографии такой структуры, полученные при различной температуре.

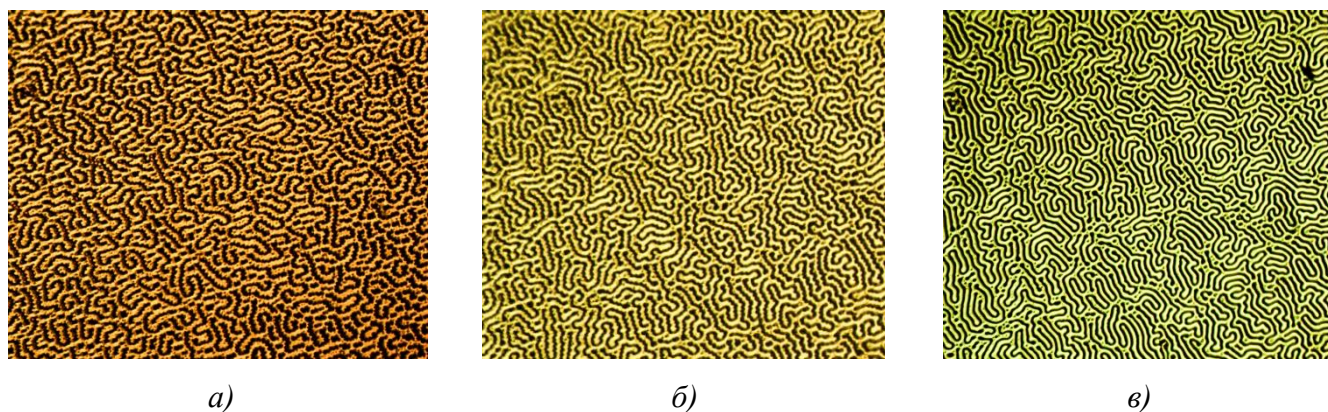


Рис. 3.11. Образование лабиринтной структуры в слое образца № 1 при различных температурах: а) $T = 288\text{ K}$, б) $T = 303\text{ K}$, в) $T = 323\text{ K}$.

При пропускании через такую структуру луча лазера небольшой мощности наблюдается дифракционная картина в виде колец (рис. 3.12), по характеру аналогичная полученной на гексагональной решетке. На рис. 3.13 представлены графики зависимости радиуса первого дифракционного кольца от температуры, характеризующие изменение периода структуры. В работе [199] наблюдалась подобная дифракционная картина, полученная на решетках лабиринтного типа, формирующихся в тонком слое эмульсии в переменном электрическом поле низкой частоты. Анализ рассеяния света подобными структурами был проведен методом численного расчета дифракционной картины, на основе микроскопических изображений наблюдаемых структур. Результаты проведенных расчетов подтвердили характер визуально наблюдаемой дифракционной картины.

Отметим, что при использовании лазера типа Laser 301, некоторое время наблюдалось, так же, как и в случае с гексагональной решеткой, изменение радиуса дифракционного кольца от времени после включения лазера, однако, при наличии решетки лабиринтного типа происходило не уменьшение, а его увеличение.

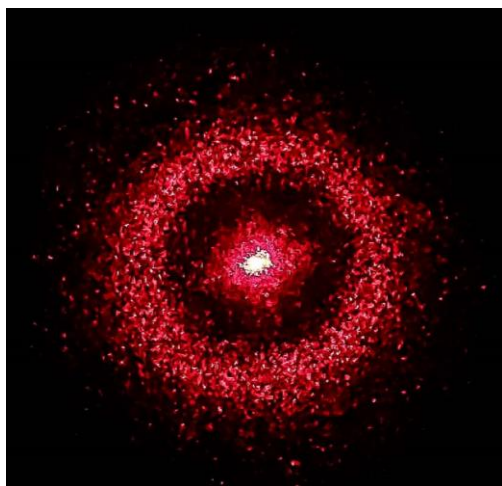


Рис. 3.12. Дифракционная картина, образующаяся при пропускании лазерного луча небольшой мощности через слой эмульсии в перпендикулярном слою магнитном поле.

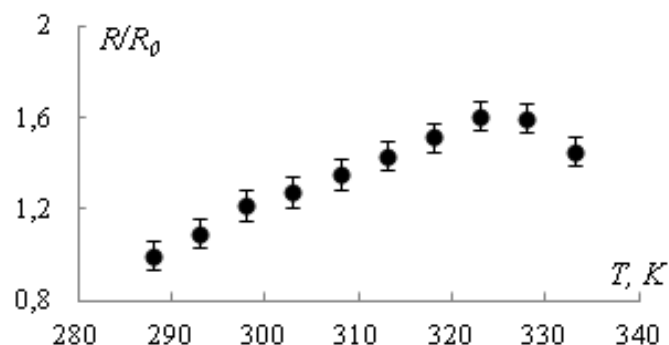


Рис. 3.13. Зависимость радиуса дифракционного кольца от температуры для лабиринтной структурной решетки.

Следует указать на различный характер температурных зависимостей параметров гексагональной и лабиринтной решеток, что хорошо видно из сравнения температурных зависимостей радиусов дифракционных колец, полученных при пропускании через эти структуры луча лазера малой мощности (рис. 3.9 и 3.13). Для выяснения причин этого различия необходимо рассмотреть условия устойчивости обеих структурных решеток. Анализ условий образования гексагональной структуры ранее был рассмотрен А.О. Цеберсом [170]. Им было получено выражение для характерного масштаба решетки в виде:

$$l = \pi \sqrt{2\pi\sigma h} / \sqrt{\mu_0} (M_2 - M_1), \quad (3.1)$$

где h – толщина слоя, σ – межфазное натяжение на границе полоса–среда, $(M_2 - M_1)$ – разность намагниченностей полос и окружающей их среды.

Последнее выражение может быть представлено в виде:

$$l = \pi h / \sqrt{B_m}, \quad (3.2)$$

где $B_m = \mu_0 M^2 / 2\pi\sigma$ – магнитное число Бонда (здесь учтено, что элементы из магнитной жидкости омываются немагнитной средой).

Как следует из (3.1), характер температурной зависимости масштаба гексагональной структуры определяется температурными зависимостями намагниченности M и межфазного натяжения σ .

С учетом этого была рассчитана температурная зависимость параметра структурной решетки l , при этом зависимости $M(T)$ и $\sigma(T)$ были определены экспериментально.

Определение температурной зависимости величины межфазного натяжения было проведено на основе анализа результатов измерения деформации микрокапли магнитной эмульсии в однородного стационарном магнитном поле при различных значениях температуры. При этом было использовано достаточно слабое магнитное поле, в котором форму капли можно считать эллипсоидальной. Расчет численных значений межфазного натяжения осуществлялся при использовании аналитической зависимости, приведенной в [149]:

$$H^2 = \frac{2\sigma}{\mu_0 R} \left(\frac{1}{\mu - 1} + N \right)^2 \times \frac{(3 - 2e^2)/e^2 - (3 - 4e^2)\arcsin e / \left(e^3(1 - e^2)^{1/2} \right)}{(1 - e^2)^{2/3} \left[(3 - e^2) \ln((1 + e)/(1 - e)) / e^5 - 6/e^4 \right]}, \quad (3.3)$$

где N – деполяризующий фактор деформированной капли,

$$N = \frac{1 - e^2}{2e^3} \left(\ln \frac{1 + e}{1 - e} - 2e \right), \quad e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}},$$

μ – магнитная проницаемость магнитной жидкости, R – радиус капли.

Расчет температурной зависимости намагниченности проводился при использовании предварительно полученной экспериментальной зависимости магнитной восприимчивости χ от температуры.

Измерение χ осуществлялось мостовым методом, согласно методике, подробно описанной в [220]. Значение намагниченности магнитной жидкости при фиксированных температурах определялось по формуле $M = \chi H$, что является правомерным вследствие проведения экспериментальных исследований структурных изменений в достаточно слабых полях, где сохраняется линейность зависимости $M(H)$.

На рис. 3.14 приведены полученные температурные зависимости σ и M . Рассчитанная при их использовании температурная зависимость периода гексагональной решетки представлена на рис. 3.15 (кривая 2). Для сравнения на этом же рисунке приведена аналогичная зависимость, полученная экспериментально (кривая 1), соответствующая представленной выше на рис. 3.9. Как можно видеть из рис. 3.15, рассчитанная зависимость не согласуется с полученной экспериментально.

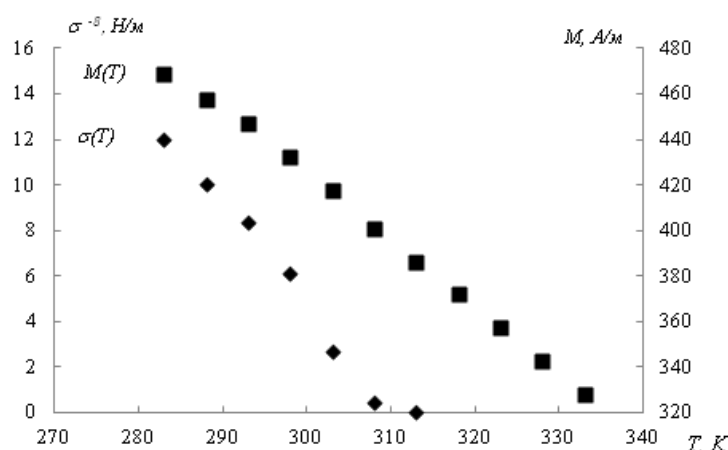


Рис. 3.14. Температурные зависимости поверхностного натяжения σ и намагниченности M магнитной жидкости.

Так, согласно рассчитанной зависимости, параметр гексагональной решетки должен уменьшаться при увеличении температуры, тогда как экспериментально полученная зависимость указывает на его увеличение в этой ситуации. Можно сделать предположение, что это связано с тепловым расширением составляющих эмульсии жидкостей, которое не учитывалось при расчетах. Кроме того, причиной этого может быть также проявление капиллярных эффектов, характерных для используемой измерительной ячейки. Вместе с тем, очевидно, что этот вопрос требует дальнейшего исследования.

Формирование устойчивой лабиринтной структуры ранее рассматривалось в ряд работе [1, 149, 221, 222]. В [222] для выяснения условий устойчивости такой структуры был проведен расчет полной энергии полосы, шириной d сформировавшейся в слое магнитной жидкости толщиной h и взаимодействующей с другими такими же полосами.

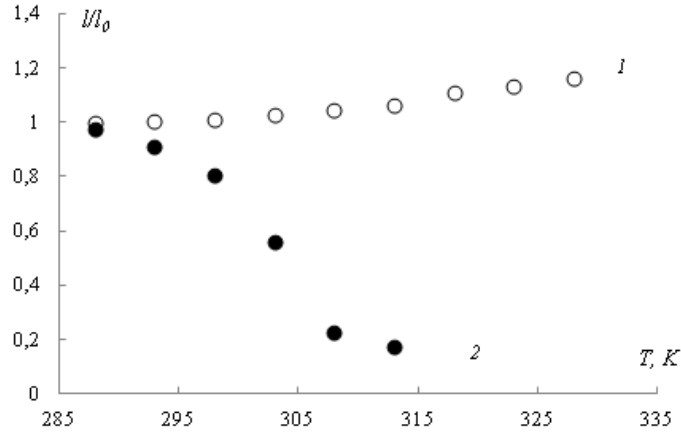


Рис. 3.15. Температурная зависимость периода гексагональной решетки: 1 - экспериментальная кривая, 2 - теоретическая кривая.

Минимизация этой энергии по безразмерному параметру $\chi = d/h$ позволила определить равновесное магнитное число Бонда N_B^0 как функцию равновесной безразмерной ширины полосы $\chi_0 = d_0/h$:

$$N_B^0(\chi_0) = \frac{2 \left(\frac{1 + \chi D(\chi_0)}{\chi} \right)}{1 - \frac{\chi \chi_0}{1 + \chi D(\chi_0)} \left(\frac{dD}{dx} \right)_{\chi=\chi_0}}, \quad (3.4)$$

где $D = D_0 + \frac{3.289\Phi_0^2}{2\pi\chi}$ – размагничивающий фактор системы полос, χ – магнитная восприимчивость магнитной жидкости, $\chi = d/h$ – безразмерная ширина полосы, $\Phi_0 = d/l$ – доля площади лабиринтной структуры, заполненная магнитной жидкостью (полагается равной отношению ширины полосы d к расстоянию между полосами l).

Формула (3.4) содержит неявную зависимость параметра решетки от температуры, определение которой, однако, в аналитическом виде затруднительно.

В [149] при анализе механизма и условий образования подобных лабиринтных структур было указано на аналогию подобных структур доменной структуре Киттеля в тонких слоях ферромагнетика [223]. При этом, показано, что при равном содержании магнитной и немагнитной фаз справедливо выражение:

$$\frac{2l}{h} = 1.56 \left(\frac{\sigma}{M^2 h} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.5)$$

где $2l$ – ширина магнитной полосы.

Проведенные расчеты температурной зависимости параметра лабиринтной решетки по формуле (3.5) при использовании экспериментально определенных температурных зависимостей намагниченности и межфазного натяжения показали ее удовлетворительное согласие с аналогичной экспериментально полученной зависимостью (рис. 3.16).

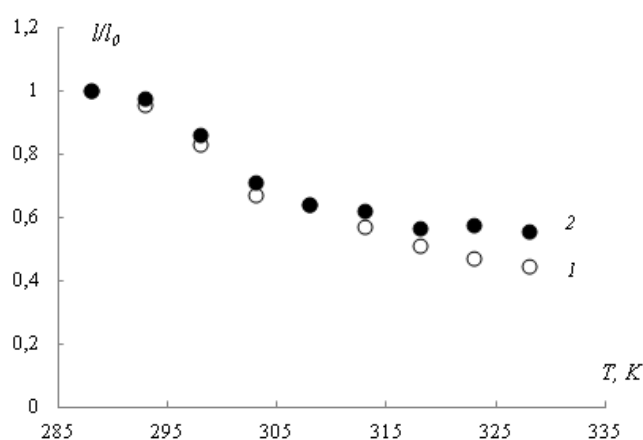


Рис. 3.16. Зависимость периода лабиринтной структурной решетки от температуры, определенная расчётным путем (кривая 1) и полученная экспериментально (кривая 2).

Таким образом, наблюдается корреляция расчетной и экспериментально полученной температурных зависимостей периода лабиринтной структурной решетки. В тоже время, как уже указывалось выше, такого согласия аналогичных зависимостей для размерного параметра гексагональной решетки не наблюдается.

3.3 Влияние теплового воздействия на процессы формирования структурных решеток в тонких слоях магнитной эмульсии в переменном электрическом поле при дополнительном наличии постоянного магнитного поля

3.3.1 Методика эксперимента и образцы для исследования

В качестве объектов исследования использовались два образца магнитной эмульсии, представляющие собой взвесь микрокапель магнитной жидкости в

масляной среде [199]. Образец №1 был получен путем добавления в масло АМГ-10 однородной магнитной жидкости с магнетитовыми частицами, дисперсионной средой в которой являлось масло ЛЗ-МГ-2, при этом соотношение объемов АМГ-10 и исходного образца магнитной жидкости составляло 9:1. Смесь перемешивалась с помощью электромеханической мешалки, в результате чего получалась магнитная эмульсия, содержащая микрокапли магнитной жидкости диаметром 10–16 мкм. Аналогичным образом приготавливался образец №2, отличием являлось использование в качестве диспергируемой среды магнитной жидкости на основе керосина с магнетитовыми частицами.

Предварительно были определены основные электрические параметры компонентов исследованных образцов – диэлектрическая проницаемость ε и удельная электропроводность γ . Измерения диэлектрической проницаемости ε и электрической проводимости γ проводились мостовым методом. Для измерений применялся цифровой мост переменного тока GW Instek LCR-7811OG с частотой измерительного сигнала 1 кГц и измерительная ячейка конденсаторного типа [199].

Кроме электрических параметров, определялись также величина межфазного натяжения на границе «микрокапля–среда» и вязкость компонентов эмульсий. Для определения величины межфазного натяжения были проведены измерения зависимости деформации капли магнитной жидкости в масле АМГ от величины напряженности однородного стационарного магнитного поля. Полученные экспериментальные данные затем аппроксимировались аналитической зависимостью (3.3) [209], где величина межфазного натяжения σ выступает в качестве параметра аппроксимации.

В таблице 3.1 представлены физические параметры магнитных жидкостей, использованных для приготовления образцов, а также дисперсионных сред эмульсий.

Толщина слоя образцов составляла 50–70 мкм.

Структурные превращения в системе микрокапель эмульсий в переменном электрическом и постоянном магнитном полях при изменении температуры, а также дифракционное рассеяние света на получаемых структурах изучались с

помощью экспериментальной установки, приведенной на рис. 3.1 в п. 3.1.1 настоящей главы.

Для создания между пластинами ячейки с образцом переменного электрического поля на них подавалось напряжение от генератора, эффективное значение напряженности поля оценивалось по значению напряжения и расстоянию между проводящими поверхностями стекол $d \left(E_{эф} = \frac{U}{d} \right)$.

Таблица 3.1 Физические параметры магнитных эмульсий

Дисперсная фаза образца № 1	
Плотность, кг/м ³	1326
Проводимость, См/м	3.3×10^{-6}
Диэлектрическая проницаемость	5.2
Динамическая вязкость, мПа·с	10.9
Межфазное натяжение на границе капля/среда, Н/м	3.05×10^{-7}
Дисперсная фаза образца № 2	
Плотность, кг/м ³	1293
Проводимость, См/м	1.7×10^{-6}
Диэлектрическая проницаемость	4.6
Динамическая вязкость, мПа·с	3.9
Межфазное натяжение на границе капля/среда, Н/м	2.1×10^{-7}
Дисперсионная среда образцов (масло АМГ-10)	
Плотность, кг/м ³	776
Проводимость, См/м	10^{-14}
Диэлектрическая проницаемость	2.2
Динамическая вязкость, мПа·с	14.5

3.3.2 Экспериментальные результаты

Первоначально был исследован образец №1 магнитной эмульсии, в котором (как и в образце №2) микрокапли сохраняли сферическую форму в отсутствие внешних воздействий (рис. 3.17а).

Установлено, что воздействие переменного электрического поля приводит к структурным изменениям эмульсии, характер которых существенно зависит от амплитуды и частоты поля, а также температуры. Так, при постоянной температуре воздействие низкочастотного поля (20–30 Гц) при малых значениях напряжения на ячейке (до 40 В) приводит к деформации капель (сплющиванию вдоль направления поля), исследование особенностей которой проводилось ранее в работах [163, 165, 172].

При повышении амплитуды напряженности поля происходит развитие электрогидродинамических течений и разрушение микрокапельной структуры (рис. 3.17б). Специально проведенные наблюдения за процессом разрушения капель в подобных условиях показали, что при увеличении напряженности поля устойчивое положение капель нарушается: первоначально они переходят в колебательное движение и одновременно начинают испускать струйки, состоящие из более мелких капелек. В дальнейшем наблюдается развитие электрогидродинамических течений и окончательное разрушение исходных капель. Из-за малого размера образовавшихся капелек и их непрерывного перемешивания электрогидродинамическими течениями они становятся малоразличимыми. Однако последующее повышение частоты поля приводит к уменьшению интенсивности течений и, при некотором пороговом значении частоты (около 1.5 кГц), формированию лабиринтной структурной сетки (рис. 3.17в). При продолжении увеличения частоты происходило утоньшение ее фрагментов с последующими разрывами и, при некотором значении частоты (около 2 кГц), трансформация в систему микрокапель, равномерно распределенных в плоскости слоя эмульсии (рис. 3.17г).

Аналогичные результаты были получены также для образца №2 магнитной эмульсии. В качестве примера на рис. 3.18 приведены фотографии лабиринтной и микрокапельной структур, полученных при использовании этого образца.

Следует отметить, что формирование структурных решеток для обоих образцов магнитной эмульсии наблюдается в одном и том же частотном диапазоне электрического поля, однако пороговые значения их возникновения несколько различаются. Так, пороговые значения для лабиринтной и микрокапельной структур в случае образца № 1 составляют 1.5 и 2 кГц соответственно, а для образца №2 – 0.4 и 0.9 кГц. Кроме того, различаются и размерные параметры решеток, образующихся в разных образцах.

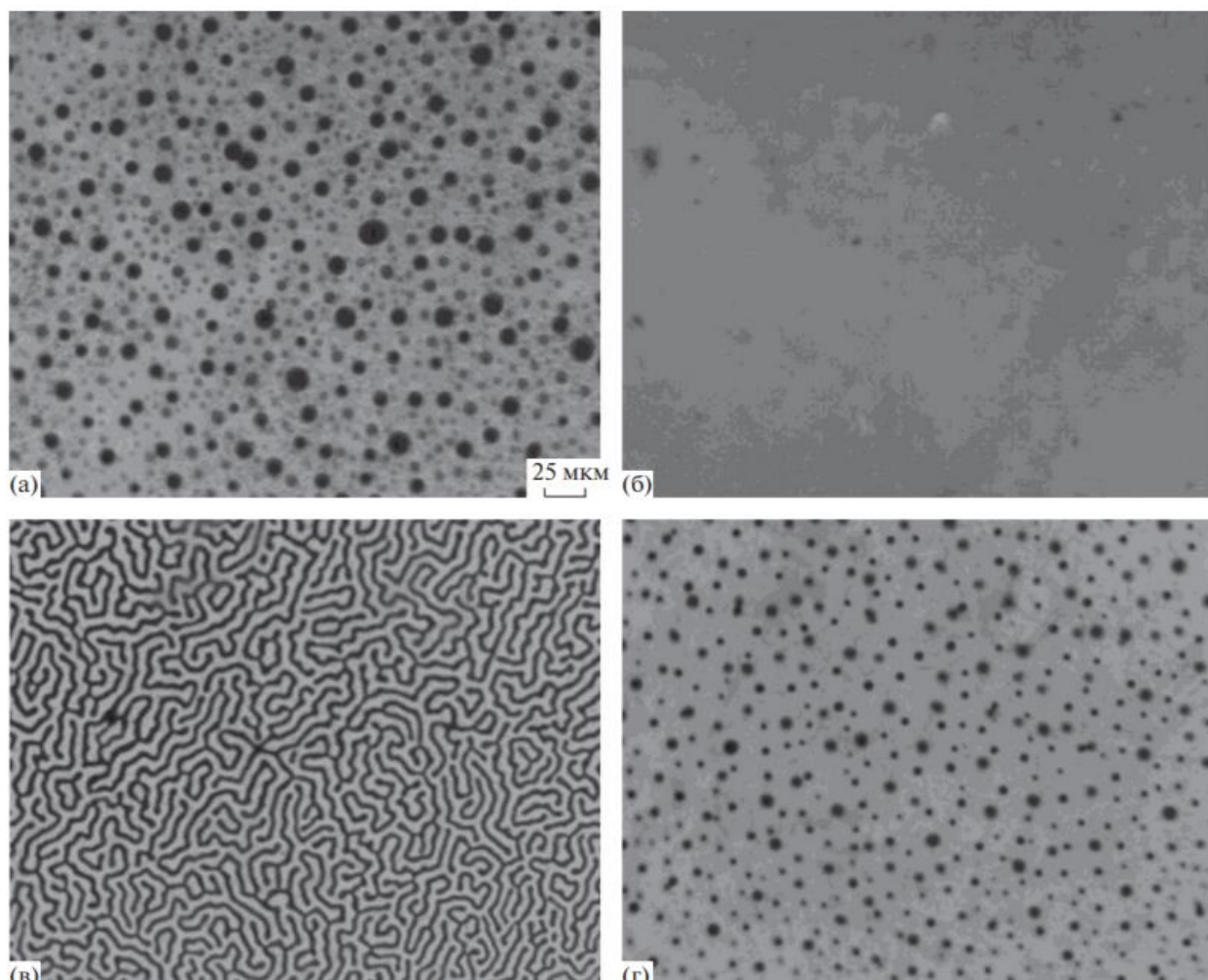


Рис. 3.17. Последовательная трансформация структуры образца № 1 в переменном электрическом поле: а – первоначальный вид эмульсии в отсутствие внешних воздействий; б – $E = 300$ кВ/м, $f = 500$ Гц; в – $E = 300$ кВ/м, $f = 1.5$ кГц; г – $E = 300$ кВ/м, $f = 2$ кГц.

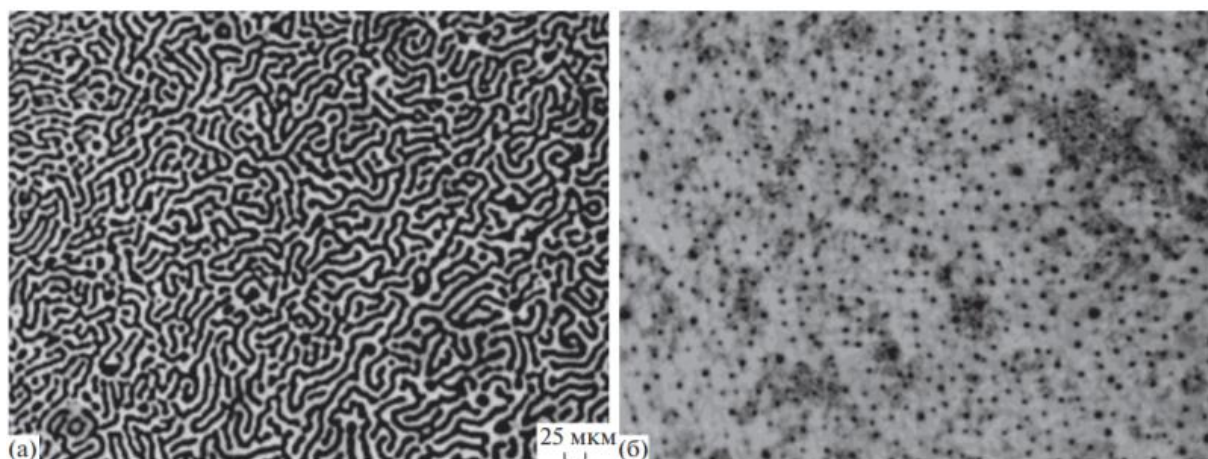


Рис. 3.18. Структурные решетки, полученные при использовании образца №2: а – $E = 300$ кВ/м, $f = 400$ Гц; б – $E = 300$ кВ/м, $f = 900$ Гц.

Выяснено, что пороговые частоты образования как лабиринтной, так и микрокапельной структурных решеток в переменном электрическом поле существенно зависят от температуры.

Так, при повышении температуры образца пороговая частота образования лабиринтной структуры увеличивается, как и частота, при которой эта структура трансформируется в систему отдельных микрокапель. На рис. 3.19 приведены температурные зависимости частоты, соответствующей возникновению лабиринтной структуры (кривая 1) и ее переходу в систему микрокапель (кривая 2).

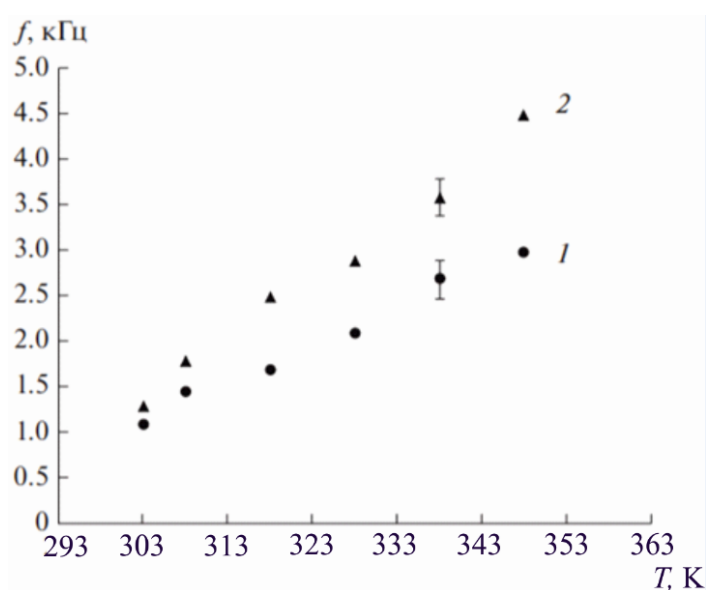


Рис. 3.19. Температурные зависимости пороговой частоты возникновения лабиринтной структуры, а также ее трансформации в систему отдельных капель в образце №1 (кривые 1 и 2 соответственно).

Таким образом, оказывается возможным регулировать структурное состояние исследованной магнитной эмульсии, находящейся в переменном электрическом поле фиксированной частоты, путем варьирования температуры. Так, нагревание образца со сформировавшейся под воздействием электрического поля относительно высокой частоты структурой в виде системы отдельных капель, приводит при достижении некоторого критического значения температуры к ее переходу в лабиринтную, и полному разрушению при дальнейшем повышении температуры (рис. 3.20, образец №1). Последующее охлаждение позволяет воспроизвести процесс в обратном направлении – при некотором значении температуры возникает лабиринтная структура, преобразующаяся в систему капель при понижении температуры до первоначального значения.

Аналогичным образом при изменении температуры происходит трансформация структуры, образующейся во втором образце. В подтверждение этого на рис. 3.21 продемонстрирован переход структурной решетки, образовавшейся в образце №2 при воздействии переменного поля частотой 2 кГц, в лабиринтную при повышении температуры от 30 (а) до 40°C (б).

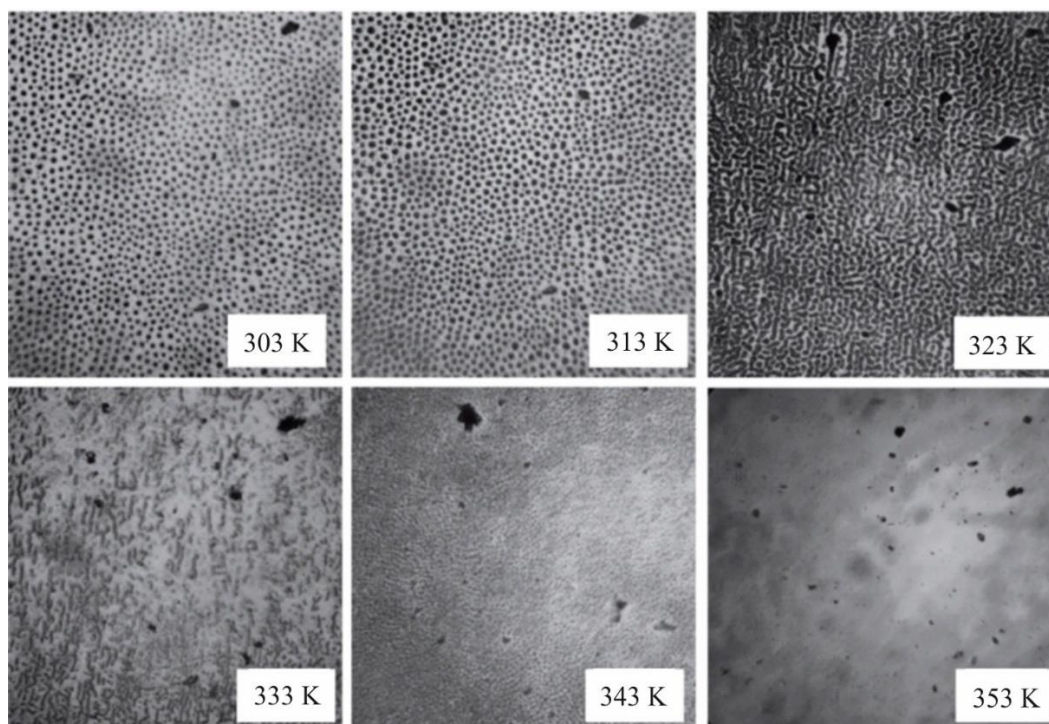


Рис. 3.20. Трансформация структуры в тонком слое магнитной эмульсии (образец №1) при повышении температуры; $f = 2$ кГц, $U = 46$ В.

Далее была исследована температурная зависимость пороговой частоты возникновения лабиринтной структуры в электрическом поле при дополнительном воздействии постоянного магнитного поля, сонаправленного с электрическим.

Установлено, что в этом случае наблюдается уменьшение критической (пороговой) частоты возникновения лабиринтной структуры во всем изученном температурном диапазоне (рис. 3.22).

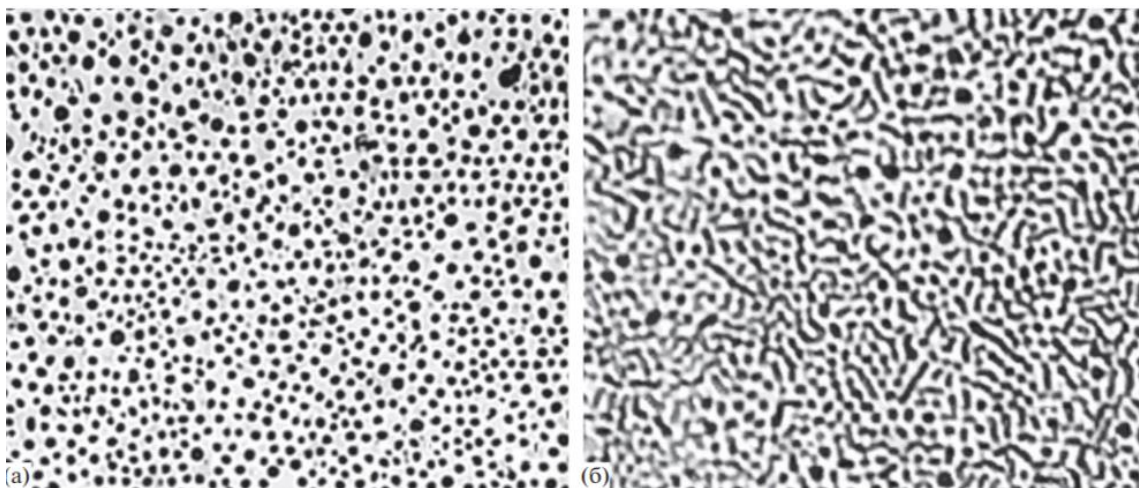


Рис. 3.21. Переход микрокапельной структурной решетки, образовавшейся в переменном электрическом поле частотой 2 кГц (а), в лабиринтную (б) при повышении температуры от 303 до 313 К (образец №2).

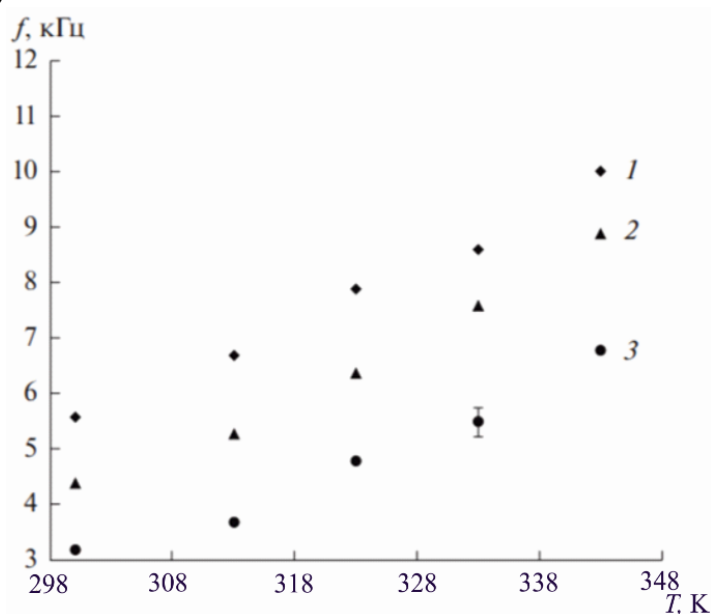


Рис. 3.22. Температурная зависимость пороговой частоты возникновения лабиринтной структуры в магнитной эмульсии (образец № 1, объемная концентрация дисперсной фазы – 20%) в переменном электрическом поле при дополнительном воздействии постоянного магнитного поля, сонаправленного с электрическим (перпендикулярного плоскости слоя образца): 1 – $H = 0$ кА/м, 2 – 2.8 кА/м, 3 – 4.8 кА/м.

На рис. 3.23 продемонстрировано изменение структуры образца №1 при повышении частоты электрического поля в отсутствие (а) и при дополнительном воздействии магнитного поля напряженностью 4.8 кА/м (б). Аналогичный характер трансформации структуры в таких условиях наблюдается и для образца №2.

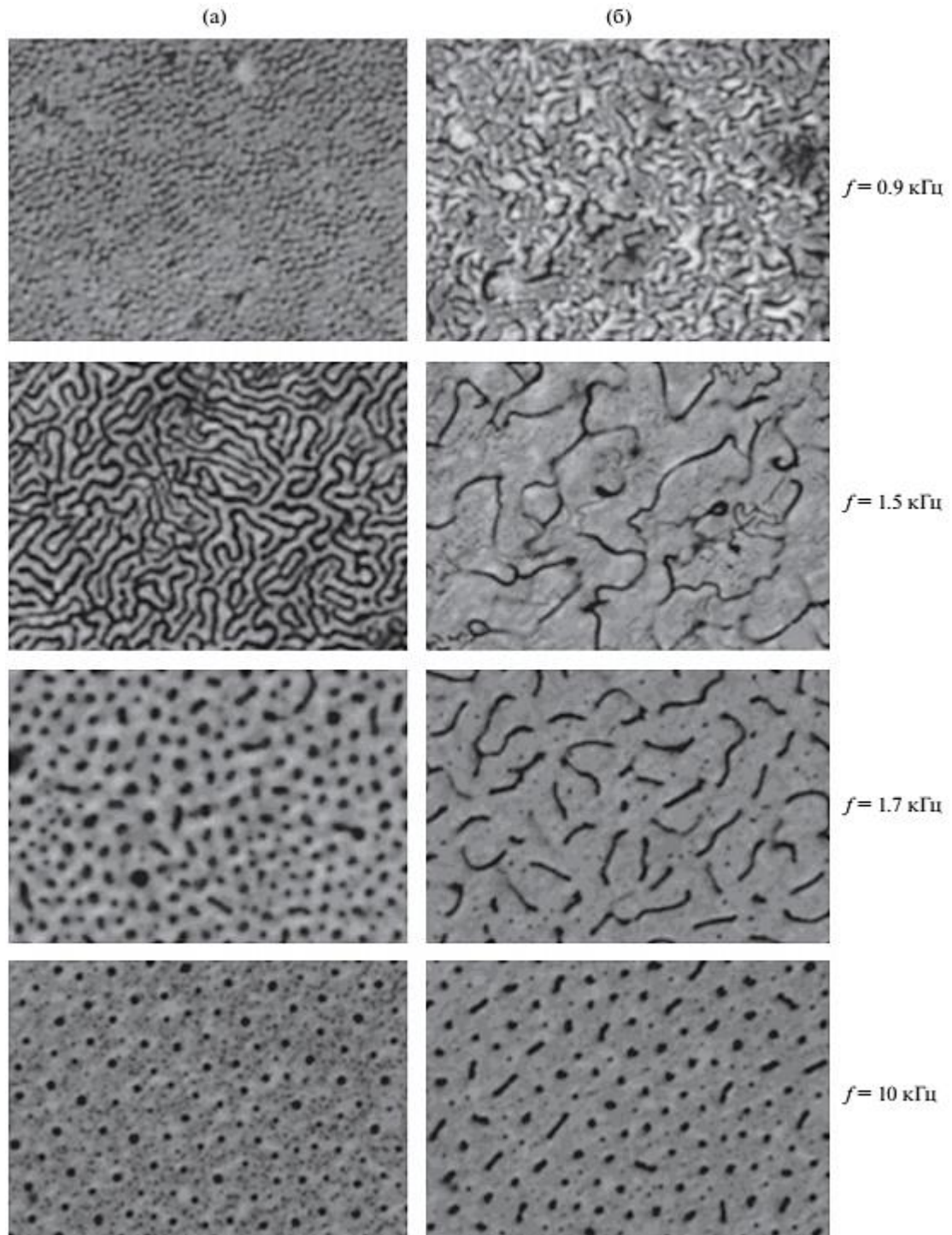


Рис. 3.23. Трансформация структуры эмульсии (образец №1) при увеличении частоты электрического поля в отсутствие (а) и при дополнительном воздействии магнитного поля $H = 4.8$ кА/м (б).

Следует отметить, что в тех случаях, когда лабиринтная структура в переменном электрическом поле возникает при дополнительном воздействии постоянного магнитного поля, она всегда подвижна (происходит перетекание жидкости от узла к узлу). При этом все протекающие процессы обратимы: при уменьшении напряженности магнитного поля до нуля структура возвращается к исходному состоянию. Заметим также, что включение только магнитного поля, перпендикулярного слою образца и такой же напряженности, не приводит к образованию лабиринтов в отсутствие переменного электрического поля.

Определение размерных параметров структурных решеток проводилось как с помощью наблюдений в оптический микроскоп, так и исследования дифракционного рассеяния света. С этой целью через слой эмульсии пропусклся лазерный луч перпендикулярно плоскости слоя. При этом, чтобы исключить влияние на формирование структуры лазерного излучения (о возможности которого указывалось выше в пп. 3.1 и 3.2) был использован лазер малой мощности LASOS. Оказалось, что лабиринтная структура дает дифракционную картину в виде концентрических колец (рис. 3.24а, образец №1). При этом расчеты периода структурной решетки лабиринтного типа при использовании условия максимума $d \sin \phi = k\lambda$ дали значение $d = 8.5$ мкм, близкое к измеренному с помощью оптического микроскопа, снабженного объект-микрометром, и равному 10 мкм. В случае структуры в виде системы микрокапель, полученной при более высокой частоте поля, дифракционная картина также представляет собой дифракционное кольцо, диаметр и характер которого, однако, отличаются от таковых для колец, полученных при дифракции света на лабиринтной структуре (рис. 3.24б).

Аналогичные дифракционные картины наблюдаются также при использовании образца №2.

В качестве сравнения на рис. 3.25а и 3.25б представлены дифракционные картины, полученные на лабиринтных решетках образцов №1 и №2 соответственно. Очевидно, их некоторые различия связаны с особенностями и размерными параметрами образующихся в них структурных решеток.

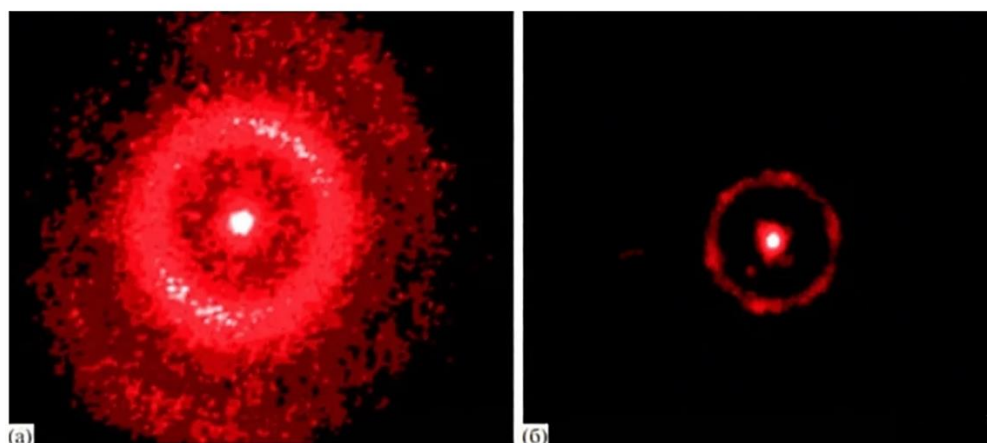


Рис. 3.24. Дифракция света на лабиринтной (а) и микрокапельной (б) структурных решетках образца №1.

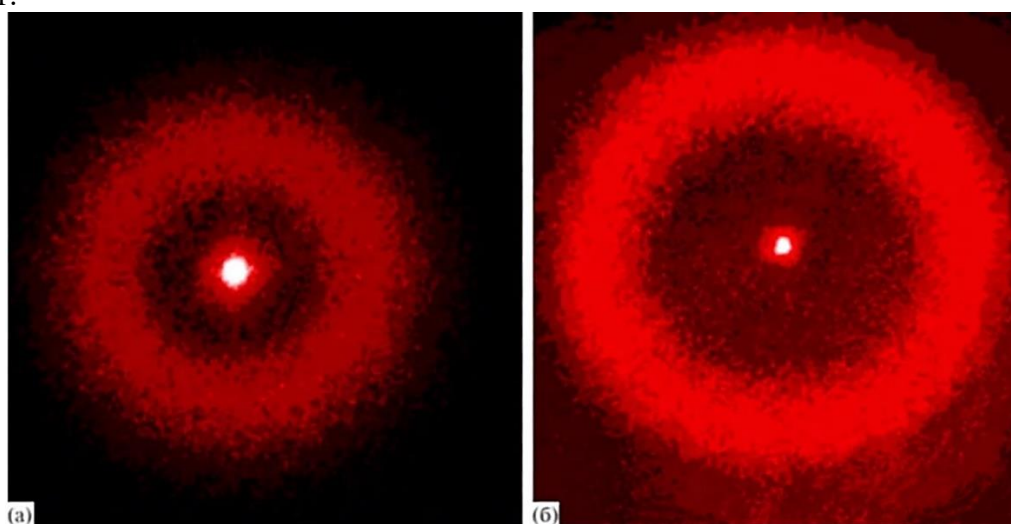


Рис. 3.25. Сравнение дифракционных картин, полученных на лабиринтных решетках образцов №1 (а) и №2 (б).

Используя в п. 3.2 настоящей главы подход к описанию дифракции света на гексагональной структуре микрокапель, образованной в тонком слое магнитной эмульсии в магнитном поле, можно применить и для изучения дифракции на системе подобных агрегатов, полученных в электрическом поле. Расчет расстояния между соседними каплями l , проведенный так же, как и для структурной решетки лабиринтного типа, по формуле $d \sin \phi = k \lambda$ при использовании экспериментальных результатов исследования дифракции на структурных решетках, полученных в настоящей работе, дает значение 9.3 мкм, удовлетворительно согласующееся с определенным с помощью оптической микроскопии (10.9 мкм).

Для дополнительного анализа процесса рассеяния света исследуемыми структурами был выполнен численный расчет дифракционной картины на основе полученных микроскопических изображений структур. Для реализации расчета фотография структуры агрегатов преобразовывалась в монохромный формат. Случайным образом размещались вторичные точечные источники сферических волн в координатах изображения, соответствующих белым пикселям. Всего в расчете использовалось 10^5 вторичных источников. Далее находилось суммарное распределение интенсивности от этих источников в интересующей области пространства:

$$I(r) = \int_0^1 \left(\sum_{i=1}^N \frac{A}{|r - R_i|} \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} |r - R_i| - 2\pi\zeta \right) \right)^2 d\zeta, \quad (3.6)$$

где $\zeta = \frac{t}{T}$, T – период волны, r – координаты точек пространства, в которых вычисляется интенсивность, R_i – координаты вторичных источников. В расчете также принималось во внимание, что интенсивность падающего луча лазера распределена по его сечению по закону Гаусса.

На рис. 3.26 представлены результаты расчетов при помощи описанного алгоритма, которые подтверждают наблюдаемую визуально дифракционную картину.

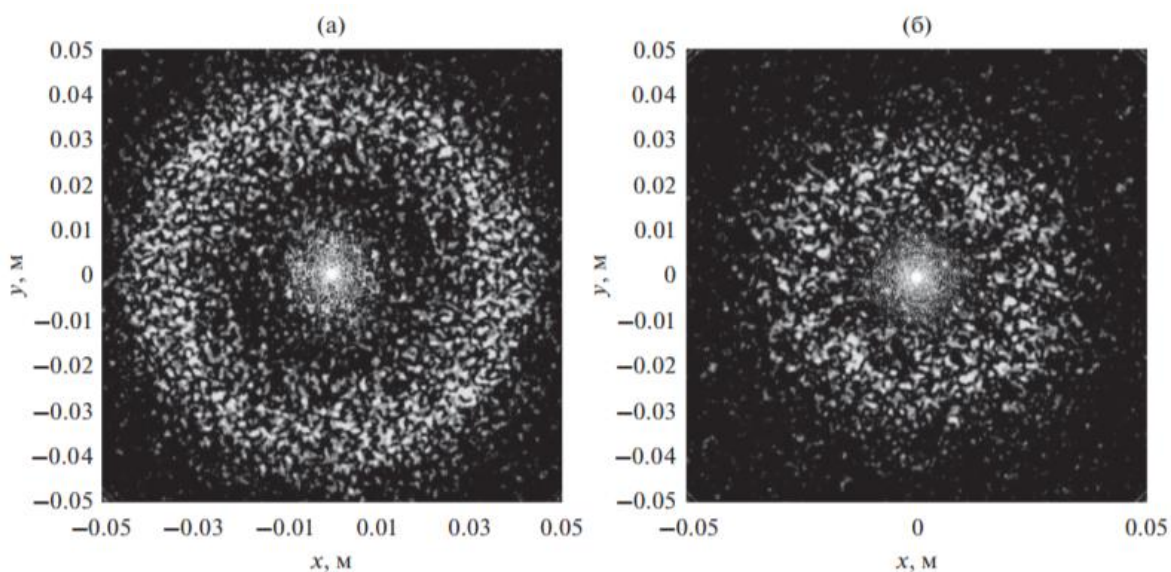


Рис. 3.26. Результаты расчета дифракционной картины на лабиринтной (а) и микрокапельной (б) структурах.

3.3.3 Обсуждение результатов

Как уже указывалось выше, воздействие низкочастотного электрического поля с небольшой напряженностью приводит к деформации микрокапель исследованных эмульсий (сплющиванию вдоль линий напряженности поля). Возможность такого рода деформации диэлектрических капель гомогенной жидкости, помещенных в несмешивающуюся с ними электропроводную среду, при воздействии постоянного электрического поля ранее была показана в [181]. Она связывается с процессами накопления свободного заряда на межфазных поверхностях, характеризующихся максвелловским временем релаксации заряда:

$$\tau_m = \frac{\varepsilon_0(2\varepsilon_e + \varepsilon_i)}{2\gamma_e + \gamma_i}, \quad (3.7)$$

где ε_i и ε_e – диэлектрические проницаемости, а γ_i и γ_e – электрические проводимости капли и окружающей её дисперсионной среды соответственно.

Вследствие этого на поверхности капли возникает трансверсальное электрическое напряжение, которое генерирует течение внутри и вне капли. В работах [224, 225] теоретически показано, что в таких ситуациях возможны отрицательная эффективная вязкость и колебательная электрогидродинамическая неустойчивость. При этом существенное значение имеет жидкое состояние гетерогенных включений (микрокапель). В противном случае, вследствие стремления тела анизотропной формы ориентироваться в электрическом поле в направлении, соответствующем минимальному значению коэффициента деполяризации, устойчивое состояние тела в виде сплюснутого вдоль поля эллипсоида было бы невозможным. Для капли жидкости оно реализуется в достаточно слабых полях благодаря явлению релаксации анизотропии формы капли и зависит от соотношения ее времени и времени собственного поворота деформированной капли в электрическом поле. Время релаксации анизотропии формы капли зависит от коэффициентов вязкости вещества капли и омывающей среды (η_i , η_e), радиуса невозмущенной капли r_0 и коэффициента межфазного натяжения σ [226]:

$$\tau_a = \frac{r_0(16\eta_e + 19\eta_i)(3\eta_e + 2\eta_i)}{40\sigma(\eta_i + \eta_e)}. \quad (3.8)$$

Если характерное время поворота капли в электрическом поле $\tau_m = \delta / (\varepsilon_0 r_0^3 E^2)$ (δ – коэффициент вращательного трения эллипсоидальной капли) больше времени релаксации ее формы, то может сохраняться устойчивое положение капли, сплюснутой вдоль направления поля.

Однако повышение напряженности электрического поля может привести к колебательной неустойчивости положения деформированных капель, теоретическое рассмотрение которой для твердых эллипсоидальных частиц ранее проводилось Цеберсом [224]. В частности, им показано, что колебательная неустойчивость таких объектов наступает при условии

$$E^2 > E_c^2 = \delta / \tau_{\perp} (\kappa_{\perp}^{\infty} - \kappa_{\parallel}^0), \quad (3.9)$$

где κ^0 и κ^{∞} – статическая и высокочастотная поляризуемости.

Возможность проявления колебательной неустойчивости для жидких микрокапель ранее показана в работе [227]. Вместе с тем, в этом случае она может иметь другие причины и более сложный характер, чем ее аналог для жестких эллипсоидов.

Для выяснения возможности использования рассмотренных выше подходов при объяснении полученных в настоящей работе результатов были проведены расчеты времени релаксации формы капель τ_a и максвелловского времени релаксации свободных зарядов τ_m , которые дали для первого и второго образцов значения $\tau_a = 1.02$ с, $\tau_m = 2.6 \times 10^{-5}$ с и $\tau_a = 0.81$ с, $\tau_m = 4.7 \times 10^{-5}$ с соответственно.

Кроме того, был проведен расчет зависимости времени поворота исследованных микрокапель от напряженности электрического поля. В этом случае использовалась приведенная выше формула $\tau_m = \delta / (\varepsilon_0 r_0^3 E^2)$, при этом коэффициент вращательного трения эллипсоидальной капли определялся с учетом ее жидкого состояния с помощью выражения [228]:

$$\delta = \eta_e V \frac{(n_{\parallel} - n_{\perp}) \frac{N}{2} \left(\frac{a}{b} - \frac{b}{a} \right) - n' (a^2 + b^2) \left[1 + \frac{N}{2} \left(\frac{a}{b} + \frac{b}{a} \right) \right]}{(a^2 n_{\perp} + b^2 n_{\parallel}) n'},$$

$$N = \frac{4abn'}{\left(\frac{a}{b} - \frac{b}{a} \right)^2 \left(1 - \frac{\eta_i}{\eta_e} \right) (a^2 n_{\perp} + b^2 n_{\parallel}) n' - \left(\frac{a}{b} - \frac{b}{a} \right) \left(\frac{a}{b} n_{\perp} - \frac{b}{a} n_{\parallel} \right) - 2abn' \left(\frac{a}{b} + \frac{b}{a} \right)}, \quad (3.10)$$

$$n' = \frac{n_{\parallel} - n_{\perp}}{a^2 - b^2}$$

где V – объем капли, $n_{\perp}$ и $n_{\parallel}$ – деполяризующие факторы вдоль соответствующих осей:

$$n_{\perp} = \frac{1+e^2}{e^3} (e - \arctg e),$$

$$n_{\parallel} = (1 - n_{\perp})/2, \quad e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}.$$

На рис. 3.27 приведен график зависимости времени поворота деформированной капли среднего размера от напряженности электрического поля. Здесь же прямой линией, параллельной оси абсцисс, показано значение времени релаксации анизотропии формы такой капли.

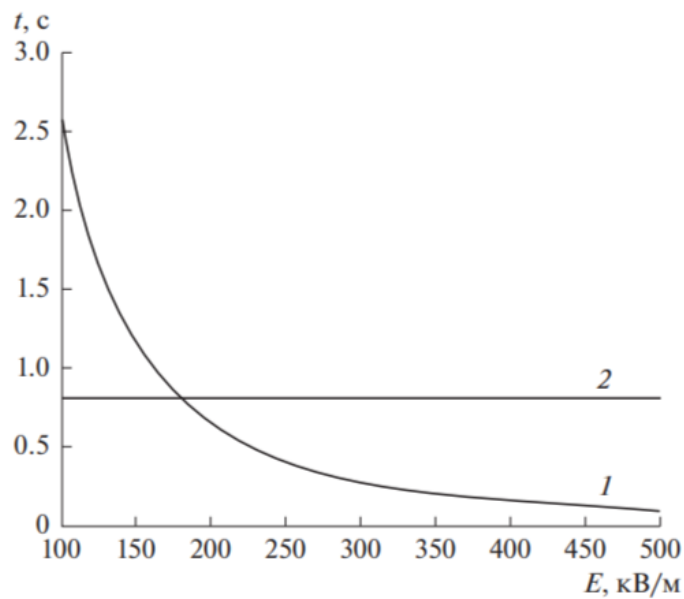


Рис. 3.27. Зависимость времени поворота эллипсоидальной капли от напряженности электрического поля (1) и время релаксации анизотропии формы этой же капли (2).

Как следует из рисунка, при достаточно малых напряженностях поля (до ≈ 180 кВ/м) время поворота капель, действительно, может быть больше времени релаксации их формы. При повышении напряженности поля время поворота капель становится меньше времени релаксации формы, оставаясь, однако, больше, чем максвелловское время релаксации заряда во всем исследованном интервале значений напряженности поля. Отметим, что согласно результатам проведенных экспериментальных исследований, подача на ячейку напряжения выше 30 В приводит к развитию электрогидродинамических течений в межэлектродном пространстве и полному разрушению микрокапель эмульсии.

Следует отметить, что в работах [172, 181, 224] рассматривалось возникновение электрогидродинамических течений вокруг капель без учета их местоположения относительно электродов. Однако при проведении экспериментов используются тонкие слои эмульсий, так как в противном случае наблюдения за микрокаплями затруднены. Очевидно, в этом случае нельзя пренебрегать влиянием на структурные превращения процессов, связанных с формированием вблизи электродов объемного заряда. Действительно, в слабо проводящих неоднородных жидких средах в межэлектродном пространстве характерно развитие электрогидродинамических вихревых течений [229], что также наблюдается в исследованных средах. Одной из характеристик подобных электроконвекционных явлений является время гидродинамической релаксации жидкости в слое. Его оценка возможна при использовании выражения [230]:

$$\tau_r = \frac{2\rho d^2}{\eta}, \quad (3.11)$$

где ρ и η – плотность и вязкость жидкой среды соответственно, d – толщина слоя. Проведенные расчеты для исследованных эмульсий дали значение $\tau_r = 2.9 \times 10^{-4}$ с.

Очевидно, рассмотренные механизмы деформации капель, а также развитие электрогидродинамических течений в межэлектродном пространстве возможны в случае низкочастотного электрического поля, когда время релаксации свободного заряда существенно меньше периода воздействующего поля. Увеличение частоты

поля должно приводить к подавлению электрогидродинамических течений в объеме слоя эмульсии, при этом условием существенного подавления течений может быть соизмеримость произведения частоты поля на время гидродинамической релаксации $\omega\tau_r$ с единицей. Расчеты, проведенные при использовании этого условия, дали для частоты прекращения межэлектродных течений значение, удовлетворительно согласующееся с данными экспериментальных наблюдений. После видимого прекращения межэлектродных течений, последующее повышение частоты приводит к восстановлению микрокапель до первоначальных размеров за счет коалесценции мельчайших капелек, образовавшихся ранее в результате разрушения исходных микрокапель при низких частотах. Очевидно, эти микрокапли первоначально принимают дискообразную форму, так как максвелловское время релаксации свободных зарядов оказывается намного меньшим периода поля, и вокруг, и внутри капель сохраняется течение жидкости. Последующее образование из таких восстановивших свои размеры капель лабиринтной структуры связано с невозможностью поворота эллипсоидальной капли под действием поля в положение, соответствующее минимальному значению деполяризующего фактора вследствие превышения временем поворота капли периода поля. В этом случае снижение деполяризующего фактора возможно при формировании из сплюснутых капель лабиринтной структуры, что следует из известных результатов исследования формирования лабиринтной структуры из тонких пленок магнитных жидкостей при воздействии магнитного поля [1].

При более высоких частотах, когда на форму структурных образований, вследствие уменьшения интенсивности движения зарядов, начинают существенно влиять поляризационные эффекты, лабиринтная структурная сетка трансформируется в систему микрокапель, равномерно распределенных в плоскости слоя. При этом микрокапли, согласно [161], могут при достаточно высоких частотах принимать вытянутую вдоль направления поля форму. Вследствие поляризации в электрическом поле капли приобретают дипольные моменты, их взаимодействие в первом приближении можно считать дипольным.

Поскольку движение капель ограничено в плоском слое, а поле направлено перпендикулярно слою, взаимодействие капель носит характер отталкивания. Как показано в [149], устойчивая конфигурация системы диполей в этом случае может реализоваться в виде гексагональной решетки. Степень упорядоченности при этом зависит от параметра межчастичного взаимодействия и возрастает с ростом напряженности внешнего поля, индуцирующего наведенные моменты капель. Очевидно, с недостаточно большой поляризацией и связано отсутствие высокой степени упорядоченности в наблюдаемой системе микрокапель, сформированной в высокочастотном электрическом поле.

Следует отметить, что подтверждением связи типа структурных решеток с процессами релаксации заряда является тот факт, что для эмульсии с бóльшим максвелловским временем релаксации пороговые значения частоты образования как лабиринтной, так и микрокапельной структуры оказываются ниже, чем для эмульсии с меньшим значением этого времени. Очевидно, характер структуры определяется значением параметра $\omega\tau_m$. Проведенные расчеты показали, что значения этого параметра при частоте возникновения лабиринтной структуры в обоих образцах различаются незначительно и практически совпадают при частоте формирования микрокапельной структурной решетки. Отметим, что значение $\omega\tau_m$ при этом остается меньшим единицы (0.2), что может указывать на неполное подавление течений вокруг и внутри капли.

Пороговые значения частоты поля, соответствующие изменению типа структурных решеток, должны зависеть от температуры вследствие зависимости от нее максвелловского времени релаксации заряда. Действительно, изменение температуры приводит к изменению диэлектрической проницаемости и проводимости вещества капель и окружающей их среды. Изменение диэлектрической проницаемости при повышении температуры характерно для полярных диэлектриков, для которых $\varepsilon \sim 1/T$. При этом изменение удельной электропроводности является более существенным. Ее увеличение при повышении температуры связано с понижением вязкости раствора и увеличением степени диссоциации молекул жидкости либо примесей. В естественных условиях

проводимость слабо проводящих жидкостей обусловлена термоионизацией молекул примесей. Связь между проводимостью среды и ее температурой может быть представлена формулой Френкеля [216]:

$$\gamma \approx \frac{1}{T} \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right). \quad (3.12)$$

Учитывая, что множитель $1/T$ изменяется при варьировании температуры гораздо медленней, чем $\exp(-T_0/T)$, можно сделать вывод, что зависимость электропроводности от температуры во всех случаях является более выраженной, чем температурная зависимость диэлектрической проницаемости. Кроме того, повышение температуры приводит к уменьшению диэлектрической проницаемости, тогда как проводимость при этом растет. Все это приводит к изменению максвелловского времени релаксации заряда и, как следствие, к обнаруженному изменению критических значений частоты, соответствующих формированию структурных решеток обоих типов при повышении температуры.

Влияние дополнительно приложенного перпендикулярно плоскости слоя магнитного поля на критические значения частоты, соответствующие формированию структурных решеток в электрическом поле (проиллюстрированное для лабиринтной решетки на рис. 3.22), очевидно, связано с объединением мельчайших капельных фрагментов, образовавшихся ранее в результате разрушения исходных микрокапель в низкочастотном поле. В этом случае его воздействие приводит к эффекту противоположному возникающему при повышении температуры. В пользу этого утверждения могут свидетельствовать результаты работы [207], где рассмотрены структурные превращения в магнитной жидкости при варьировании концентрации дисперсной фазы, напряженности магнитного поля и температуры. Вместе с тем, не исключено влияние магнитного поля и непосредственно на движение свободных зарядов, создающего электрогидродинамические течения в таких средах. Вероятно, с этим связана подвижность лабиринтной структуры (перетекание жидкости от узла к узлу), наблюдающаяся при дополнительном воздействии магнитного поля. Особенности влияния перпендикулярно направленного плоскости слоя магнитного поля на

форму микрокапельных агрегатов при достаточно высокой частоте электрического поля (рис. 3.23б, $f = 1.7$ и 10 кГц) также могут указывать на неполное подавление электрогидродинамических течений вокруг капель в исследованном частотном диапазоне переменного электрического поля.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ 3-ЕЙ ГЛАВЫ

1. Исследованы особенности возникновения и трансформации структурных решеток в тонких слоях магнитных жидкостей различного типа в постоянном электрическом поле, обусловленные изменением температуры и дополнительным воздействием магнитного поля:

– исследовано влияния теплового воздействия на время формирования и параметры структурных решеток в тонких слоях однородных магнитных жидкостей различного типа в постоянном электрическом поле и дополнительно приложенного магнитного поля.

– обнаружен индуцированный лазерным излучением эффект возникновения лабиринтной структуры в докритической области напряженностей электрического поля, проведено его обоснование;

2. Исследованы особенности формирования гексагональных и лабиринтных структурных решеток в тонких слоях магнитной эмульсии в магнитном поле, обусловленные тепловым воздействием;

3. Установлена возможность влияния теплового воздействия лазерных источников света на параметры структурных решеток, формирующихся в магнитном поле в тонких слоях магнитной эмульсии;

4. Изучены особенности формирования структуры в магнитных эмульсиях в переменном электрическом поле при дополнительном наличии как постоянного магнитного поля, так и теплового воздействия:

– установлено, что воздействие переменного электрического поля приводит к структурным изменениям в тонком слое эмульсии, характер которых существенно зависит как от амплитуды и частоты поля, так и температуры. Так, в зависимости от частоты поля и величины его напряженности возможно

формирование из неупорядоченной системы микрокапель эмульсии лабиринтной структурной решетки с последующей ее трансформацией в слабо упорядоченную гексагональную систему равномерно распределенных микрокапель.

– установлена возможность регулирования характера структурного состояния исследованной магнитной эмульсии, находящейся в переменном электрическом поле фиксированной частоты, путем варьирования температуры. Показано, что тепловое воздействие на сформировавшуюся в электрическом поле относительно высокой частоты систему равномерно распределенных в слое микрокапель приводит, при достижении некоторого критического значения температуры, к ее переходу в лабиринтную структуру, а при дальнейшем повышении температуры и к ее полному разрушению;

– обнаружена и исследована температурная зависимость пороговой частоты электрического поля, соответствующей возникновению лабиринтной и микрокапельной структуры, проведен ее анализ на основе сопоставления периода воздействующего переменного поля с максвелловским временем релаксации свободного заряда, зависящим от температуры;

– обнаружено влияние дополнительно приложенного магнитного поля на величину пороговой частоты электрического поля, соответствующей возникновению лабиринтной структуры в слое магнитной эмульсии при различных температурах. Проведен анализ механизма такого влияния при учете связи времени релаксации свободного заряда с коалесценцией микрокапельных фрагментов, образовавшихся ранее в результате разрушения исходных микрокапель в низкочастотном поле.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении сформулируем основные результаты и выводы диссертационной работы.

1. Изучены особенности возникновения и формирования термокапиллярного отклика при отражении луча лазера от поверхности магнитной жидкости, обусловленные воздействием постоянного магнитного поля. Установлено, что в зависимости от толщины слоя магнитной жидкости действие перпендикулярного к поверхности слоя однородного магнитного поля может приводить как росту, так и уменьшению размера стационарной картины термоотклика и времени его формирования. Полученные результаты связаны с изменением интенсивности конвекционных процессов.

2. Обнаружено, что характер деформации поверхности магнитной жидкости, вызванный воздействием перпендикулярного к ней однородного магнитного поля, зависит от диаметра цилиндрической кюветы, в которой она находится: в кюветах малого диаметра (< 80 мм) наблюдается вогнутость поверхности, при больших диаметрах – выпуклость. С этим связано обнаруженное отличие зависимостей параметров наблюдающегося при этом ТК-отклика от напряженности магнитного поля.

3. Установлено, что однородное магнитное поле, ориентированное параллельно поверхности магнитной жидкости, сглаживает возникающие на ней возмущения, что проявляется в уменьшении размеров картины термокапиллярного отклика, времени его формирования и изменении формы интерференционных колец.

4. Показано, что действие перпендикулярного слою магнитной жидкости неоднородного магнитного поля существенно уменьшает глубину термокапиллярного углубления и время формирования термокапиллярного отклика, нивелирует влияние толщины слоя и может приводить к полной компенсации термокапиллярной деформации.

5. Исследован эффект тепловой линзы при использовании магнитной жидкости в качестве среды, через которую распространялось лазерное излучение различной интенсивности. Обнаружено и обсуждено влияние магнитных полей различной конфигурации на степень дефокусировки светового пучка.

6. Обнаруженный частичный срез первоначально круглого светового пятна на экране в месте падения прошедшего через слой жидкости луча лазера достаточной мощности объяснен развитием термоконвекционных потоков, что подтверждено экспериментально. Показана возможность возврата круглой формы пятна путем воздействия неоднородным магнитным полем за счет термомагнитной конвекции.

7. Исследованы особенности возникновения и трансформации структурных решеток в тонких слоях магнитных жидкостей различного типа в постоянном электрическом поле, обусловленные изменением температуры и дополнительным воздействием магнитного поля:

- исследовано влияния теплового воздействия на время формирования и параметры структурных решеток в тонких слоях однородных магнитных жидкостей различного типа в постоянном электрическом поле и дополнительно приложенном магнитном поле;

- обнаружен индуцированный лазерным излучением эффект формирования лабиринтной структуры в докритической области напряженностей электрического поля, проведено его обоснование.

8. Исследованы особенности формирования структурных решеток в тонких слоях магнитной эмульсии в магнитном поле, обусловленные тепловым воздействием:

- установлены особенности трансформации структурных решеток в тонких слоях эмульсии, обусловленные тепловым воздействием – возрастание периода гексагональной решётки и убывание периода лабиринтной структуры при повышении температуры. Проведено обсуждение полученных результатов на основе существующих теоретических представлений;

– установлено влияние теплового воздействия лазерных источников света на формирование структурных решеток в тонких слоях эмульсии – изменение периода структурных решеток в ограниченном с обеих сторон слое.

9. Изучены особенности формирования структуры в магнитных эмульсиях в переменном электрическом поле при наличии, как постоянного магнитного поля, так и теплового воздействия:

– на основе проведенных расчетов уточнены механизмы динамики формы микрокапель и структурных превращений в тонком слое магнитной эмульсии при воздействии электрического поля;

– обнаружена и исследована температурная зависимость пороговой частоты электрического поля, соответствующей образованию лабиринтной и микрокапельной структур, проведен ее анализ на основе сопоставления периода воздействующего переменного поля с максвелловским временем релаксации свободного заряда, зависящим от температуры;

– обнаружено влияние дополнительно приложенного магнитного поля на величину пороговой частоты электрического поля, соответствующей возникновению лабиринтной структуры в слое магнитной эмульсии при различных температурах. Проведен анализ его механизма.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Розенцвейг, Р. Феррогидродинамика / Р. Розенцвейг; перевод с англ. В. В. Кирюшина; под ред. В. В. Гогосова. – Москва: Мир, 1989. – 357 с.
2. Такетоми, С. Магнитные жидкости / С. Такетоми, С. Тикадзуми; [перевод с японского М. К. Овечкина, А. Д. Мицкевича]; под редакцией В. Е. Фертмана. – Москва: Мир, 1993. – 272 с.
3. Blums, E. Magnetic Fluids / E. Blums, A. O. Cebers, M. M. Maiorov. – Berlin: Walter de Gruyter, 1997. – 416 p.
4. Torres, D. I. Recent progress in ferrofluids research: novel applications of magnetically controllable and tunable fluids / I. Torres-Díaz, C. Rinaldi // *Soft Matter*. – 2014. – Vol. 10. – No. 43. – pp. 8584-8602.
5. Zhang, X. Flexible ferrofluids: design and applications / X. Zhang [et al.] // *Advanced Materials*. – 2019. – Vol. 31, No. 51. – P. 1903497.
6. Shasha, C. Nonequilibrium dynamics of magnetic nanoparticles with applications in biomedicine / C. Shasha, K. M. Krishnan // *Advanced Materials*. – 2021. – Vol. 33, No. 23. – P. 1904131.
7. Joseph, A. Ferrofluids: synthetic strategies, stabilization, physicochemical features, characterization, and applications / A. Joseph, S. Mathew // *ChemPlusChem*. – 2014. – Vol. 79. – P. 1382–1420.
8. Philip, J. Magnetic nanofluids (ferrofluids): recent advances, applications, challenges, and future directions / J. Philip // *Advances in Colloid and Interface Science*. – 2023. – Vol. 311. – P. 102810.
9. Вонсовский, С. В. Магнетизм / С. В. Вонсовский. – Москва: Наука, 1971. – 1032 с.
10. Néel, L. Influence des fluctuations thermiques sur l'aimantation de grains ferromagnétiques très fins / L. Néel // *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences*. – 1949. – Vol. 228, No. 8. – P. 664–666.
11. Bean, C. P. Hysteresis loops of mixtures of ferromagnetic micropowders / C. P. Bean // *Journal of Applied Physics*. – 1955. – Vol. 26, No. 11. – P. 1381–1383.

12. Elmore, W. C. Ferromagnetic colloid for studying magnetic structures / W. C. Elmore // *The Physical Review*. – 1938. – Vol. 54, No. 4. – P. 309.
13. Фертман, Е. Е. Магнитные жидкости / Е. Е. Фертман. – Минск: Высшая школа, 1988. – 184 с.
14. Shliomis, M. I. Experimental investigations of magnetic fluids / M. I. Shliomis, Yu. L. Raikher // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 1980. – Vol. MAG-16, No. 2. – P. 237–250.
15. Elmore, W. C. The magnetization of ferromagnetic colloids / W. C. Elmore // *The Physical Review*. – 1938. – Vol. 54. – P. 1092–1094.
16. Dikanskii, Y. I. Experimental investigation of effective magnetic fields in a magnetic fluid / Y. I. Dikanskii // *Magnetohydrodynamics*. – 1982. – Vol. 18, No. 3. – P. 237–240.
17. Pshenichnikov, A. F. Effect of interaction between particles on the magnetostatic properties of magnetic liquids / A. F. Pshenichnikov, A. V. Lebedev, K. I. Morozov // *Magnetohydrodynamics*. – 1987. – Vol. 23, No. 1. – P. 31–36.
18. Ivanov, A. O. Revealing the signature of dipolar interactions in dynamic spectra of polydisperse magnetic nanoparticles / A. O. Ivanov, V. S. Zverev, S. S. Kantorovich // *Soft Matter*. – Royal Society of Chemistry, 2016. – Vol. 12, No. 15. – P. 3507–3513.
19. Ivanov, A. O. Concentration-dependent zero-field magnetic dynamic response of polydisperse ferrofluids / A. O. Ivanov, S. S. Kantorovich, V. S. Zverev, A. V. Lebedev, A. F. Pshenichnikov, P. J. Camp. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2018. – Vol. 459. – P. 252–255.
20. Ivanov, A. O. Magnetic properties of dense ferrofluids: an influence of interparticle correlations / A. O. Ivanov, O. B. Kuznetsova // *Physical Review E*. – 2001. – Vol. 64, No. 4. – P. 041405.
21. Shliomis, M.I. Hydrodynamics of a Liquid with Intrinsic Rotation / M.I. Shliomis // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 1967. – Vol. 24, No. 1. – pp. 173–177.

22. Hall, W. F. Viscosity of magnetic suspensions / W. F. Hall, S. N. Busenberd // The Journal of Chemical Physics. – 1969. – Vol. 51, No. 1. – P. 137–144.
23. Levi, A. C. Magnetoviscosity of colloidal suspensions / A. C. Levi, R. E. Hobson, F. R. Mocourt // Canadian Journal of Colloidal Physics. – 1973. – Vol. 51, No. 2. – P. 180–194.
24. Цеберс А. О. Собственные вращения частиц в гидродинамике намагничивающихся и поляризующихся сред: дис. канд. физ.-мат. наук / А. О. Цеберс; Ин-т физики АН Латв. ССР. – Рига, 1976. – 145 с.
25. Шлиомис, М. И. Эффективная вязкость магнитных суспензий / М. И. Шлиомис // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1971. – Т. 61, вып. 6. – С. 2411–2418.
26. Цеберс, А. О. Вязкость мелкодисперсной суспензии частиц кубической кристаллической симметрии в магнитном поле / А. О. Цеберс // Магнитная гидродинамика. – 1973. – № 3. – С. 33–40.
27. Бибик, Е. Е. Некоторые эффекты взаимодействия частиц при течении феррожидкостей в магнитном поле / Е. Е. Бибик // Магнитная гидродинамика. – 1973. – № 3. – С. 25–32.
28. Майоров, М. М. Измерение вязкости феррожидкости в магнитном поле / М. М. Майоров // Магнитная гидродинамика. – 1980. – № 4. – С. 11–18.
29. Вислович, А. П. Реологические характеристики феррожидкостей на ньютоновской основе / А. П. Вислович, С. А. Демчук, В. И. Кордонский, В. Е. Фертман // Гидродинамика и теплофизика магнитных жидкостей: тезисы докладов Всесоюзного симпозиума (Юрмала, 30 сентября – 2 октября 1980 г.). – Саласпилс: Ин-т физики АН ЛатвССР, 1980. – С. 97–104.
30. Диканский, Ю. И. Реологические свойства концентрированной магнитной жидкости / Ю. И. Диканский, М. М. Майоров // Магнитная гидродинамика. – 1982. – № 4. – С. 117–118.
31. Пшеничников, А. Ф. Реология и намагниченность концентрированных магнетитовых коллоидов / А. Ф. Пшеничников, В. Г. Гилев // Коллоидный журнал. – 1997. – Т. 59, вып. 3. – С. 372–379.

32. Лебедев, А. В. Вязкость концентрированных коллоидных растворов магнетита / А. В. Лебедев // Коллоидный журнал. – 2009. – Т. 71, вып. 1. – С. 78–83.
33. Ряполов, П. А. Магнитожидкостные системы при магнитных и акустических воздействиях: автореферат дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.07 / П. А. Ряполов ; Юго-Западный гос. ун-т. – Курск, 2021. – 39 с.
34. Иванов, А. О. О влиянии агрегатов на магнитофорез и диффузию частиц в магнитной жидкости / А. О. Иванов, А. Ф. Пшеничников // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. – 2010. – № 1 (38). – С. 11–16.
35. Рудяк, В. Я. Современное состояние исследований вязкости наножидкостей / В. Я. Рудяк // Вестник НГУ. Серия: Физика. – 2015. – Т. 10, вып. 1. – С. 5–22.
36. Колчанов, Н. В. Вязкость магнитных жидкостей при различных концентрациях коллоидных частиц и температурах / Н. В. Колчанов, Е. В. Колесниченко // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. – 2017. – № 4 (38). – С. 37–44.
37. Kolchanov, N. V. Thermal convection in a layer of magnetic colloid based on a single-component fluid / N. V. Kolchanov, I. M. Arefyev // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2017. – Vol. 111. – P. 1112–1120.
38. Ahmad, N. A. Magnetoviscous effect and thermomagnetic convection of magnetic fluid: A review / Noor Afifah Ahmad, Syahrullail Samion, NAC Sidik // Renewable and Sustainable Energy Reviews. – 2016. – Vol. 55. – P. 1030–1040.
39. Каган, Я. И. Определение поверхностного натяжения магнитных жидкостей / Я. И. Каган // Магнитная гидродинамика. – 1985. – № 4. – С. 135–136.
40. Bashtovoi, V. G. Some effects associated with the discontinuity of magnetization at the interface between magnetic liquids / V. G. Bashtovoi, E. M. Taits // Magnetohydrodynamics. – 1985. – Vol. 21, No. 2. – P. 148–153.
41. Хохрякова, К. А. Экспериментальное исследование поверхностного натяжения ферроколлоида в магнитном поле / К. А. Хохрякова, А. И. Шмырова, И.

А. Мизёва, А. В. Шмыров // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. – 2020. – Вып. 3. – С. 56–64.

42. Хохрякова, К. А. Экспериментальное исследование поверхностного натяжения магнитной жидкости и её основы в магнитном поле / К. А. Хохрякова, И. А. Мизёва, А. В. Шмыров [и др.] // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. – 2023. – Вып. 1. – С. 47–56.

43. Бувеч, Ю. А. Теория агрегирования в коллоидах. Поверхностное натяжение двух фаз коллоида / Ю. А. Бувеч, А. Ю. Зубарев, А. О. Иванов // Коллоидный журнал. – 1992. – Т. 54, № 2. – С. 54–59.

44. Shilov, V. P. Interfacial tension of magnetic fluids in the mean spherical approximation / V. P. Shilov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2006. – Vol. 302. – P. 495–502.

45. Khokhryakova, C. Does magnetic field influence the surface tension of ferrofluid? / C. Khokhryakova, A. Shmyrov, I. Mizeva // Langmuir. – 2024. – Vol. 40, Issue 8. – P. 4285–4293.

46. Жук, И. П. Измерение коэффициента теплопроводности магнитных жидкостей / И. П. Жук, А. С. Ларин, В. Е. Фертман // Материалы VI Всесоюзной конференции по теплофизическим свойствам веществ. – Минск: ИТМО АН БССР, 1978. – С. 111–112.

47. Кронкалс, Г. Е. Температурная зависимость физических свойств магнитных жидкостей / Г. Е. Кронкалс, М. М. Майоров, В. Е. Фертман. – Текст: непосредственный // Магнитная гидродинамика. – 1984. – Т. 20, № 2. – С. 38–42.

48. Берковский, Б. М. Магнитные жидкости / Б. М. Берковский, В. Ф. Медведев, М. С. Краков. – Москва: Химия, 1989. – 238 с.

49. Дюповкин Н. И. Разработка методов повышения эксплуатационных характеристик магнитоуправляемых материалов для герметизации подвижных сопряжений машин: автореф. дис. ... канд. техн. наук / Н. И. Дюповкин. – Иваново, 1987. – 15 с.

50. Магнитные жидкости в машиностроении: сб. науч. тр. / под ред. Д. В. Орлова, В. В. Подгоркова. – Москва: Машиностроение, 1993. – 272 с.

51. Духин, С. С. Диэлектрические свойства и двойной слой в дисперсных системах и полиэлектролитах / С. С. Духин, В. Н. Шилов. – Киев: Наукова думка, 1972. – 206 с.
52. Тареев, Б. М. Физика диэлектрических материалов / Б. М. Тареев. – Москва: Наука, 1982. – 320 с.
53. Зубко, Д. В. Влияние состава и температуры магнитных жидкостей на электрические свойства / Д. В. Зубко, А. И. Лесникович, В. И. Зубко // 12-я Международная Плесская конференция по магнитным жидкостям. – Плёт, Россия, 2006. – 444 с.
54. Зубко, В. И. Влияние частоты электрического тока на электрические свойства магнитных жидкостей различных составов / В. И. Зубко, А. И. Лесникович, Д. В. Зубко, Г. Н. Сицко // 14-я Международная Плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям. – Плёт, Россия, 2010. – 420 с.
55. Дюповкин, Н. И. Влияние электрического и магнитного полей на структуру магнитных жидкостей / Н. И. Дюповкин, Д. В. Орлов // Структурные свойства и гидродинамика магнитных коллоидов. – Свердловск, 1986. – С. 29–34.
56. Дюповкин, Н. И. Электропроводность магнитных жидкостей / Н. И. Дюповкин // Коллоидный журнал. – 1995. – Т. 57, № 5. – С. 666–669.
57. Benard, H. Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide / H. Benard // Revue Générale des Sciences Pures et Appliquées. – 1900. – Vol. 11. – P. 1261–1271, 1309–1328.
58. Benard, H. Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide transportant de la chaleur par convection en régime permanent / H. Bénard // Annales de Chimie et de Physique. – 1901. – Vol. 23. – P. 62–114.
59. Rayleigh, J. L. Lord. On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side / J. L. Lord Rayleigh // Philosophical Magazine. – 1916. – Vol. 32. – P. 529.
60. Spangenberg, W. B. Convective circulation in water induced by evaporative cooling / W. B. Spangenberg, W. R. Roland // Physics of Fluids. – 1961. – Vol. 4. – P.

743–750.

61. Davidhazy, A. Photographic detection of surface waves / A. Davidhazy // Photographic Science and Engineering. – 1969. – Vol. 13. – P. 156–162.

62. Jeffreys, H. Relaxation methods applied to determine the motion, in two dimensions, of a viscous fluid past a fixed cylinder / H. Jeffreys // Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics. – 1951. – Vol. 4. – P. 283–296.

63. Block, M. J. Surface tension as the cause of Bénard cells and surface deformation in a liquid film / M. J. Block // Nature. – 1956. – Vol. 178. – P. 650–651.

64. Pearson, J. R. A. On convection cells induced by surface tension / J. R. A. Pearson // Journal of Fluid Mechanics. – 1958. – Vol. 4, No. 5. – P. 489–500.

65. Anand, J. N. Surface deformation of thin coatings caused by evaporative convection. III. Theoretical and experimental observations / J. N. Anand, H. J. Karam // Journal of Colloid and Interface Science. – 1969. – Vol. 31, No. 2. – P. 210–218.

66. Anand, J. N. Surface deformation of thin coatings caused by evaporative convection. II. Thermocapillary flow // Journal of Colloid and Interface Science. 1969. Vol. 31, No. 2. P. 203–209. теория

67. Anand, J. N. Surface deformation of thin coatings caused by evaporative convection. I. Macroscopic Surface Replication // Journal of Colloid and Interface Science. 1969. Vol. 31, No. 2. P. 197–202. эксперимент

68. Гершуни, Г. З. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости / Г. З. Гершуни, Е. М. Жуховицкий. – М.: Наука, 1972. – 392 с.

69. Kayser, W. V. Surface relief accompanying natural convection in liquid pools heated from below / W. V. Kayser, J. C. Berg // Journal of Fluid Mechanics. – 1973. – Vol. 57, pt. 4. – P. 739–752.

70. Кирдяшкин, А. Г. Термокапиллярная и термогравитационная конвекция в горизонтальном слое жидкости // Гидромеханика и транспортные процессы в условиях невесомости. – Свердловск: Изд-во УНЦ АН СССР, 1983. – С. 126.

71. Бердников, В. С. Термокапиллярная и термогравитационная конвекция в прямоугольной полости / В. С. Бердников, А. Г. Забродин, В. А. Марков //

Гидромеханика и транспортные процессы в условиях невесомости. – Свердловск: Изд-во УНЦ АН СССР, 1983. – С. 136.

72. Пшеничников, А. Ф. Деформация свободной поверхности жидкости термокапиллярным движением / А. Ф. Пшеничников, Г. А. Токменина // Известия Академии наук СССР. Механика жидкости и газа. – 1983. – № 3. – С. 150–153.

73. Mikishev, A. B. Influence of nonlinear thermocapillary effect on Marangoni patterns in thin film / A. B. Mikishev, A. A. Nepomnyashchy // Physical Review Fluids. – 2020. – Vol. 5. – Art. 054001.

74. Бирих, Р. В. Термокапиллярная конвекция в плоском слое жидкости с концентрационными источниками тепла / Р. В. Бирих, Е. С. Мазунина // Известия РАН. Механика жидкости и газа. – 2009. – № 1. – С. 3–12.

75. Berkovsky, B. M. Magnetic Fluids: Engineering Applications / B. M. Berkovsky, V. F. Medvedev, M. S. Krakov. – Oxford: Oxford University Press, 1993.

76. Krakov, M. S. Natural convection in a horizontal cylindrical enclosure filled with a magnetic nanofluid: Influence of the uniform outer magnetic field / M. S. Krakov, I. V. Nikiforov // International Journal of Thermal Sciences. – 2018. – Vol. 133. – P. 41–54.

77. Krakov, M. S. Influence of the shape of the inner boundary on thermomagnetic convection in the annulus between horizontal cylinders: Heat transfer enhancement / M. S. Krakov, I. V. Nikiforov // International Journal of Thermal Sciences. – 2020. – Vol. 153. – P. 106374.

78. Zakinyan, A. Magnetic field inhibition of convective heat transfer in magnetic nanofluid / A. Zakinyan, S. Kunikin, A. Chernyshov, V. Aitov // Magnetochemistry. – 2021. – Vol. 7, No. 1. – P. 21.

79. Саночкин, Ю. В. Термокапиллярная конвекция в тонком слое жидкости, локально нагретом сверху / Ю. В. Саночкин // Журнал прикладной механики и технической физики. – 1983. – № 6. – С. 134.

80. Саночкин, Ю. В. Установившееся термокапиллярное движение в горизонтальном слое жидкого металла, локально нагретом сверху / Ю. В. Саночкин // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. – 1984. – № 6. – С. 146.

81. Выборнов С. И. Термокапиллярная ячейка в слое тяжёлой жидкости, подогреваемой сверху / С. И. Выборнов, Ю. В. Саночкин // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. – 1985. – № 1. – С. 176–180.
82. Саночкин, Ю. В. Термокапиллярная конвекция в горизонтальном слое жидкости при точечном нагреве свободной поверхности вблизи вертикальной стенки и явление фиксации катодного пятна / Ю. В. Саночкин // Теплофизика высоких температур. – 1988. – Т. 26, № 3. – С. 519–526.
83. Федосов А. И. Термокапиллярное движение / А. И. Федосов // Журн. физ. химии. – 1956. – Т. 30, № 2. – С. 366–370.
84. Безуглый Б. А. О фотоконденсации йода / Б. А. Безуглый, Е. А. Галашин, Г. Я. Дудкин // Письма в ЖЭТФ. – 1975. – Т. 22, № 2. – С. 76–79.
85. Безуглый Б. А. Капля, рождённая Солнцем / Б. А. Безуглый, В. В. Низовцев // Химия и жизнь. – 1977. – № 7. – С. 33–36.
86. Da Costa G. Thermocapillary Liquids as Transient Photographic Receivers / G. Da Costa, J. Calatrony // Applied Optics. – 1978. – Vol. 17, No. 15. – P. 2381.
87. Da Costa G. Interaction between light beams in thermocapillary liquid media / G. Da Costa, F. Bentolila, E. Ruiz // Physics Letters. – 1983. – Vol. 95A, No. 6. – P. 313.
88. Безуглый Б. А. Термокапиллярная деформация тонкого слоя жидкости, вызванная пучком лазера / Б. А. Безуглый, Н. А. Иванова, А. Ю. Зуева // Прикладная механика и техническая физика. – 2001. – Т. 42, № 3. – С. 130.
89. Karlov S. P. Experimental and numerical study of the Marangoni convection due to localized laser heating / S. P. Karlov, D. A. Kazenin, B. I. Myznikova, I. I. Wertgeim // Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics. – 2005. – Vol. 30, No. 3. – P. 283–304.
90. Визнюк С. Ф. О термокапиллярном самодействии лазерного излучения в тонких слоях поглощающей жидкости / С. Ф. Визнюк, А. Т. Суходольский // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15, № 4. – С. 767–770.
91. Альварес-Суарес, В. А. Теоретическое и экспериментальное исследование конвекции в слое жидкости при локальном нагреве / В. А.

Альварес-Суарес, Ю. С. Рязанцев, В. М. Шевцова // Прикладная механика и техническая физика. – 1990. – № 2. – С. 53–57.

92. Индейкина, А. Е. Нестационарная термокапиллярная конвекция в слое неравномерно нагретой жидкости / А. Е. Индейкина, Ю. С. Рязанцев, В. М. Шевцова // Механика жидкости и газа. – 1991. – № 3. – С. 17–25.

93. Якушин, В. И. Термокапиллярная неустойчивость жидкости, поглощающей внешнее излучение / В. И. Якушин // Конвективные течения: сб. науч. тр. – 2007. – Вып. 3. – С. 20–28.

94. Da Costa, G. Transient deformation of liquid surfaces by laser-induced thermocapillarity / G. Da Costa, J. Calatrony // Applied Optics. – 1979. – Vol. 18, No. 2. – P. 233–235.

95. Da Costa, G. Real-time recording of light patterns in heavy hydrocarbons: a theoretical analysis / G. Da Costa // Applied Optics. – 1980. – Vol. 19, No. 20. – P. 3523–3528.

96. Da Costa, G. Competition between capillary and gravity forces in a viscous liquid film heated by a Gaussian laser beam / G. Da Costa // Journal de Physique. – 1982. – Vol. 43, No. 10. – P. 1503–1508.

97. Helmers, H. Holographic study of laser-induced liquid surface deformations / H. Helmers, W. Witte // Optics Communications. – 1984. – Vol. 49, No. 1. – P. 21–23.

98. Da Costa, G. Interactions entre faisceaux lumineux dans un milieu liquide thermocapillaire / G. Da Costa, F. Bentolila, E. Ruiz, H. Galan // Journal d'Optique. – 1983. – Vol. 14, No. 4. – P. 179–188.

99. Bezuglyi, B. A. New approach to diagnostics of organic impurities in water / B. A. Bezuglyi, S. I. Chemodanov, O. A. Tarasov // Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. – 2004. – Vol. 239. – P. 11–17.

100. Чемоданов, С. И. Эволюция фототермокапиллярного эффекта и разработка методов лазерной диагностики жидкостей на его основе: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук: 02.00.04 / С. И. Чемоданов. – Тюмень, 2006. – 21 с.

101. Зуева, А. Ю. Математическое моделирование фотоиндуцированной термокапиллярной конвекции в слое прозрачной жидкости на поглощающей

подложке: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 05.13.18 / А. Ю. Зуева. – Тюмень, 2007. – 121 с.

102. Bekezhanova, V. B. Thermocapillary deformations of a two-layer system of liquids under laser beam heating / V. B. Bekezhanova, V. M. Fliagin, O. N. Goncharova, N. A. Ivanova, D. S. Klyuev // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2020. – Vol. 132. – Art. 103429.

103. Tan, K. K. On convection driven by surface tension caused by transient heat conduction / K. K. Tan, R. B. Thorpe // *Chemical Engineering Science*. – 1999. – Vol. 54, No. 6. – P. 775–783.

104. Levich, V. G. *Physicochemical Hydrodynamics* / V. G. Levich. – Englewood Cliffs: Prentice Hall, N. J., 1962. – P. 384–390.

105. Ландау, Л. Д. *Механика жидкостей* / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц // *Теоретическая физика: в 10 т.* – М.: Наука, 1971. – Т. 6. – С. 296–297.

106. Визнюк, С. Ф. О ТК самовоздействии лазерного излучения в тонких слоях поглощающей жидкости / С. Ф. Визнюк, А. Т. Суходольский // *КЭ*. – 1988. – Т. 15, № 4. – С. 767–770.

107. Индейкина, А. Е. Нестационарная термокапиллярная конвекция в слое неравномерно нагретой жидкости / А. Е. Индейкина, Ю. С. Рязанцев, В. М. Шевцова // *МЖГ*. – 1991. – № 3. – С. 17–25.

108. Федорец, А. А. Фотоиндуцированный термокапиллярный эффект и его применение для измерения свойств жидкостей: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук: 02.00.04 / А. А. Федорец; Тюменский государственный университет. – Тюмень, 2002. – 20 с.

109. Флягин, В. М. Гидродинамические характеристики термокапиллярного вихря в тонком слое жидкости на твёрдой подложке: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.02.05 / В. М. Флягин; Тюменский государственный университет. – Тюмень, 2006. – 28 с.

110. Klyuev, D. S. Thermocapillary deformation induced by laser heating of thin liquid layers: Physical and numerical experiments / D. S. Klyuev, V. M. Fliagin, S. V.

Semenov, N. A. Ivanova // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2021. – Vol. 172. – Art. 121020.

111. Акопян, М. Р. Термокапиллярный механизм конвекции в наножидкостях, обусловленный поглощением пространственно-периодического лазерного излучения / М. Р. Акопян, Р. С. Акопян // Известия Национальной академии наук Армении. Физика. – 2017. – Т. 52, № 1. – С. 16–25.

112. Безуглый, Б. А. Лазерный метод измерения толщины тонкого слоя жидкости на твёрдой поверхности с помощью термокапиллярного отклика / Б. А. Безуглый, А. А. Федорец // Письма в Журнал технической физики. – 2001. – Т. 27, вып. 9. – С. 20.

113. Sakai, K. Measurement of liquid surface properties by laser-induced surface deformation spectroscopy / K. Sakai, D. Mizuno, K. Takagi // Physical Review E. – 2001. – Vol. 63. – Art. 046302.

114. Безуглый, Б. А. Фотоиндуцированные капиллярные эффекты: новые области применения / Б. А. Безуглый, А. А. Федорец, О. А. Тарасов, Н. А. Иванова // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2004. – № 6. – С. 80–85.

115. Безуглый, Б. А. Экспресс-метод идентификации и контроля качества жидкостей: патент РФ № 2247968 / Б. А. Безуглый, А. А. Федорец. – 2005.

116. Тарасов, О. А. Термокапиллярные эффекты в тонких жидких слоях при оптическом нагреве / О. А. Тарасов // Оптика и спектроскопия. – 2005. – Т. 99, № 6. – С. 1004–1011.

117. Безуглый, Б. А. Эффект задержки термокапиллярного отклика слоя прозрачной жидкости при лазерном нагреве поглощающей подложки / Б. А. Безуглый, С. И. Чемоданов // Журнал технической физики. – 2005. – Т. 75, вып. 9. – С. 136–138.

118. Безуглый, Б. А. Фотоиндуцированная капиллярная конвекция: применение в теплофизике / Б. А. Безуглый, С. И. Чемоданов, А. Ю. Зыков // Сб. науч. тр. Тюменского государственного университета. – С. 51–54.

119. Федорец, А. А. Эффекты тепломассопереноса при локальном нагреве межфазной поверхности жидкость-газ: автореф. дис. ... д-ра техн. наук: 01.04.14 / А. А. Федорец; Тюменский государственный университет. – Тюмень, 2011. – 46 с.
120. Востриков, В. В. Компьютерная технология лазерной диагностики профиля поверхности жидкости / В. В. Востриков, В. М. Флягин // Вестник Тюменского государственного университета. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. – 2016. – Т. 2, № 4. – С. 112–121.
121. Liberman V. Highly efficient all-optical beam modulation utilizing thermo-optic effects / V. Liberman, P. D. Robinson, G. P. Geurtsen, S. M. Tysk, M. W. Geis // Optics Express. – 2018. – Vol. 26, No. 8. – P. 9502–9514.
122. Pustovalov V. K. Selection of thermo-optical parameter of nanoparticles for achievement of their maximal thermal energy under optical irradiation / V. K. Pustovalov, L. G. Astafyeva, W. Fritzsche // Nano Energy. – 2013. – Vol. 2, No. 6. – P. 1137–1141.
123. Zauls V. Thermo-optical mirror on a free ferrofluid surface / V. Zauls, G. Liberts, J. Shakars, A. Cebers // Proceedings of SPIE. – 1997. – Vol. 2967. – P. 260–265.
124. Блум, Э. Я. Тепло- и массообмен в магнитном поле / Э. Я. Блум, Ю. А. Михайлов, Р. Я. Озолс. – Рига: Зинатне, 1980. – 354 с.
125. Du T. Thermocapillary convection induced by a laser beam in a thin liquid layer / T. Du, S. Yuan, W. Luo // Applied Physics Letters. – 1994. – Vol. 65, No. 15. – P. 1844–1846.
126. Pu S. Laser self-induced thermo-optical effects in a magnetic fluid / S. Pu, X. Chen, W. Liao, L. Chen, Y. Chen, Y. Xia // Journal of Applied Physics. – 2004. – Vol. 96, No. 10. – P. 5930–5932.
127. Bacri J.-C. Forced Rayleigh Experiment in a Magnetic Fluid / J.-C. Bacri, A. Cebers, A. Bourdon, G. Demouchy, B. M. Heegaard, R. Perzynski // Physical Review Letters. – 1995. – Vol. 74, No. 25. – P. 5032–5035.
128. Алексеев, А. А. Эффект тепловой линзы при двухлучевом лазерном воздействии на магнитную жидкость / А. А. Алексеев, И. В. Плешаков, Ю. И. Кузьмин // Письма в Журнал технической физики. – 2025. – Т. 51, вып. 10. – С. 27–29.

129. Domínguez-Juárez, J. L. Unveiling the properties of liquids via photothermal-induced diffraction patterns / J. L. Domínguez-Juárez [et al.] // *Communications Physics*. – 2023. – Vol. 6, № 154.

130. Мураткина, Е. А. Использование метода «тепловая линза» для определения показателя поглощения слабопоглощающей жидкости / Е. А. Мураткина // *Материалы XIII Международной студенческой научной конференции «Студенческий научный форум»*. – URL: <https://scienceforum.ru/2021/article/2018025337?ysclid=mmkdyvmlxw768404675>

131. Akers, B. F. Numerical simulation of thermal blooming with laser-induced convection / B. F. Akers, J. A. Reeger // *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. – 2018. – Vol. 33, № 1. – P. 96–106.

132. Reich, S. Continuous wave high-power laser propagation in water is affected by strong thermal lensing and thermal blooming already at short distances / S. Reich, S. Schäffer, M. Lueck, M. Wickert, J. Osterholz // *Scientific Reports*. – 2021. – Vol. 11. – P. 22619.

133. Mahdiah, M. H. Two-dimensional simulation of thermal blooming effects in ring pattern laser beams / M. H. Mahdiah, B. Lotfi // *Optical Engineering*. – 2005. – Vol. 44, № 9. – P. 096001.

134. Там, Э. Э. Сверхчувствительная лазерная спектроскопия / Э. Э. Там, Р. Р. Бердж, Х. Л. Фанг [и др.]; под ред. Д. Клайджера; пер. с англ. А. А. Макарова, Н. П. Фурзикова; под ред. В. С. Летохова. – Москва: Мир, 1986. – 520 с.

135. Гришко, В. И. Лазерная аналитическая термооптическая спектрометрия / В. И. Гришко, В. П. Гришко, И. Г. Юделевич. – Новосибирск: ИНХ СО РАН, 1992. – 322 с.

136. Иванов, В. И. Термолинзовая спектроскопия двухкомпонентных жидкофазных сред / В. И. Иванов, Г. Д. Иванова, В. К. Хе // *Вестник Тихоокеанского государственного университета*. – 2011. – № 4. – С. 39–44.

137. Иванов, В. И. Оптическая диагностика полимерных наночастиц / В. И. Иванов, Г. Д. Иванова, В. К. Хе // *Фундаментальные исследования*. – 2015. – № 11. – С. 85–88.

138. Иванов, В. И. Динамика светоиндуцированной тепловой линзы в жидкофазной двухкомпонентной среде / В. И. Иванов, А. А. Кузин, А. И. Ливашвили, В. К. Хе // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Серия: Физико-математические науки. – 2011. – Т. 4, № 134. – С. 44–46.

139. Du, T. Nonlinear optical effects in ferrofluids induced by temperature and concentration cross coupling / T. Du, W. Luo // Applied Physics Letters. – 1998. – Vol. 72. – P. 272.

140. Du, T. Intensity dependent transmission dynamics in magnetic fluids / T. Du, W. Luo // Journal of Applied Physics. – 1999. – Vol. 85. – P. 5953.

141. Иванов, В. И. Тепловое самовоздействие излучения в тонкослойной жидкофазной среде / В. И. Иванов, Г. Д. Иванова, В. К. Хе // Современные проблемы науки и образования. – 2014. – № 6.

142. Radha, S. Diffraction patterns in ferrofluids: Effect of magnetic field and gravity / S. Radha, Shalini Mohan, Chintamani Pai // Physica B. – 2014. – Vol. 448. – P. 341–345.

143. Sharma, P. A novel experimental approach for direct observation of magnetic field induced structuration in ferrofluid / P. Sharma, V. V. Alekhya, S. Pathak, K. Jain, P. Tomar, G. A. Basheed, K. K. Maurya, R. P. Pant // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2021. – Vol. 534. – Art. 168024.

144. Алексеев, А. А. Двухлучевой метод исследования неоднородности, индуцированной лазерным излучением в магнитной жидкости / А. А. Алексеев, И. В. Плешаков, Ю. И. Кузьмин, Я. А. Фофанов // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Сер.: Физико-математические науки. – 2025. – Т. 18, № 3. – С. 60–67.

145. Косков, М. А. Термомагнитная конвекция феррожидкости в вертикальном гидродинамическом контуре: интенсификация теплообмена в магнитном поле / М. А. Косков, А. Ф. Пшеничников // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2022. – Т. 162, вып. 6 (12). – С. 926–940.

146. Доронин, И. С. Термодиффузия наночастиц в жидкости / И. С. Доронин, Г. Д. Иванова, А. А. Кузин, К. Н. Окишев // *Фундаментальные исследования*. – 2014. – № 6. – С. 238–242.

147. Иванов В. И. Влияние термодиффузии на термолинзовый отклик жидкофазной дисперсной среды / В. И. Иванов, Г. Д. Иванова, В. К. Хе // *Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов: межвуз. сб. науч. тр.* – Тверь: Твер. гос. ун-т, 2013. – Вып. 5. – С. 112–115.

148. Гогосов, В. В. Гидродинамика намагничивающихся жидкостей / В. В. Гогосов, В. А. Налетова, Г. А. Шапошникова // *Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа*. – 1981. – Т. 16. – С. 76–208.

149. Блум, Э. Я. Магнитные жидкости / Э. Я. Блум, М. М. Майоров, А. О. Цеберс; АН ЛатвССР, Ин-т физики. – Рига: Зинатне, 1989. – 386 с.

150. Скибин, Ю. Н. Исследование свойств малых ферромагнитных частиц и их взаимодействия в магнитных жидкостях оптическими методами: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.11 / Ю. Н. Скибин. – Ставрополь: Ставропольский государственный педагогический институт, 1982. – 138 с.

151. Дроздова, В. И. Экспериментальные исследования структуры и магнитных свойств магнитных жидкостей: дис. ... канд. физ.-мат. наук / В. И. Дроздова. – Ставрополь, 1983. – 139 с.

152. Диканский, Ю. И. Экспериментальное исследование взаимодействия частиц и структурных превращений в магнитных жидкостях: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Ю. И. Диканский. – Ставрополь, 1984. – 125 с.

153. Бибик Е. Е. Поведение золь и суспензий в магнитном поле / Е. Е. Бибик, И. Ф. Ефремов, И. С. Лавров // *Исследования в области поверхностных сил: сб. докл. на второй конф. по поверхностным силам*. – М.: Наука, 1964. – С. 265–272.

154. Диканский, Ю. И. Эффекты взаимодействия частиц и структурно-кинетические процессы в магнитных коллоидах: дис. ... д-ра физ.-мат. наук / Ю. И. Диканский. – Ставрополь, 1999. – 305 с.

155. Диканский Ю. И. Магнитное упорядочение в магнитной жидкости с квазитвёрдыми агрегатами / Ю. И. Диканский, К. А. Балабанов, О. В. Борисенко, В. В. Киселёв // Магнитная гидродинамика. – 1997. – Т. 33, № 2. – С. 243–245.

156. Диканский Ю. И. О возможности структурного и магнитного упорядочения в магнитных коллоидах / Ю. И. Диканский, Ж. Г. Вегера, Р. Г. Закинян, О. А. Нечаева, Д. В. Гладких // Коллоидный журнал. – 2005. – Т. 67, № 2. – С. 161–166.

157. Диканский Ю. И. О возможности магнитного упорядочения в коллоидных системах однодоменных частиц / Ю. И. Диканский, Д. В. Гладких, С. А. Куникин, А. А. Золотухин // Журнал технической физики. – 2012. – Т. 82, вып. 5. – С. 135–139.

158. Gladkikh D. V. Structural transformations in a thin layer of magnetic colloid with magnetized aggregates exposed to an elliptically polarized rotating magnetic field / D. V. Gladkikh, Yu. I. Dikansky, A. A. Kolesnikova // Magnetohydrodynamics. – 2016. – Vol. 52, No. 3. – P. 319–332.

159. Bacri, J.-C. Study of the Deformation of Ferrofluid Droplets in a Magnetic Field / J.-C. Bacri, D. Salin, R. Massart // J. Phys. (Paris) Lett. – 1982. – Vol. 43. – P. 179–184.

160. Bacri, J.-C. Instability of Ferrofluid Magnetic Drops under Magnetic Field / J.-C. Bacri, D. Salin // J. Phys. (Paris) Lett. – 1982. – Vol. 43. – P. 649–654.

161. Диканский Ю. И. Концентрационные доменные структуры в тонких слоях магнитной жидкости и дифракция света / Ю. И. Диканский, А. О. Цеберс // Магнитная гидродинамика. – 1990. – № 2. – С. 47.

162. Диканский, Ю. И. Структурные превращения в магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях / Ю. И. Диканский, О. А. Нечаева // Коллоидный журнал. – 2003. – Т. 65, № 3. – С. 338–342.

163. Tyatyushkin, A. N. On the interfacial deformation of a magnetic liquid drop under the simultaneous action of electric and magnetic fields / A. N. Tyatyushkin, M. G. Velarde // Journal of Colloid and Interface Science. – 2001. – Vol. 235. – P. 46–58.

164. Timonen J. V. I. Switchable static and dynamic self-assembly of magnetic droplets on superhydrophobic surfaces / J. V. I. Timonen, M. Latikka, L. Leibler, R. H. A. Ras, O. Ikka-la // *Science*. – 2013. – Vol. 341. – P. 253.
165. Dikansky, Y. I. Electro-hydrodynamical instability of microdrop shapes in a magnetic fluid / Y. I. Dikansky, O. A. Nechaeva // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2005. – Vol. 289. – P. 90–92.
166. Kvasov D. Magnetic fluid droplet in a harmonic electric field / D. Kvasov, V. Naletova, E. Beketova, Yu. Dikanskii // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2017. – Vol. 431. – P. 161.
167. Диканский Ю. И. О дифракции света в агрегированной магнитной жидкости / Ю. И. Диканский, Н. И. Катранова, Г. И. Темирчев // *Материалы 18-й Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений*. – Калинин, 1988. – С. 856–857.
168. Bacri J. C. Optical scattering of ferrofluid agglomerates / J. C. Bacri, D. Salin // *Journal de Physique (Lettres)*. – 1982. – Vol. 43. – P. 771–777.
169. Диканский Ю. И. Дифракция света на структурных образованиях в магнитной жидкости / Ю. И. Диканский, Е. Н. Бондаренко, В. И. Рубачева // *Материалы 13-го Рижского совещания по магнитной гидродинамике*. – Рига, 1990. – Т. 3. – С. 15–16.
170. Цеберс А. О. К вопросу об образовании коллоидными ферромагнетиками периодических структур в плоских слоях / А. О. Цеберс // *Магнитная гидродинамика*. – 1986. – № 4. – С. 132–135.
171. Цеберс А. О. Пространственные структуры ферроколлоидов в плоских слоях / А. О. Цеберс // *Магнитная гидродинамика*. – 1988. – № 2. – С. 57–62.
172. Диканский Ю. И. Свойства магнитных эмульсий в электрическом и магнитном полях / Ю. И. Диканский, А. О. Цеберс, В. П. Шацкий // *Магнитная гидродинамика*. – 1990. – № 1. – С. 32–38.
173. Диканский Ю. И. О фазовом переходе в магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях / Ю. И. Диканский, О. А. Нечаева // *Вестник Ставропольского государственного университета*. – 2001. – № 28. – С. 17–20.

174. Нечаева О. А. Формирование лабиринтной структуры в тонких плёнках магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях / О. А. Нечаева // Вестник Ставропольского государственного университета. – 2001. – № 28. – С. 180–182.

175. Вегера, Ж. Г. Эффекты структурной организации коллоидных частиц и микрочастиц дисперсного немагнитного наполнителя в магнитной жидкости при её взаимодействии с электрическим и магнитным полями: дис. ... канд. физ.-мат. наук: специальность 01.04.13 «Электрофизика, электрофизические установки» / Ж. Г. Вегера; Ставропольский государственный университет. – Ставрополь, 2004. – 165 с.

176. Торза С. Реология суспензий / С. Торза, Р. Кокс, С. Мейсон; под ред. В. В. Гогосова, В. Н. Николаевского. – М.: Мир, 1975. – 285 с.

177. Dikanskii Yu. I. On the permeability of a magnetodielectric emulsion / Yu. I. Dikanskii, A. R. Zakinyan, N. Yu. Konstantinova // Technical Physics. – 2008. – Vol. 53, No. 1. – P. 19–23.

178. Zakinyan A. Drops deformation and magnetic permeability of a ferrofluid emulsion / A. Zakinyan, Y. Dikansky // Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. – 2011. – Vol. 380. – P. 314.

179. Bashtovoi V. Topological instability of a semi-bounded magnetic fluid drop under influence of magnetic and ultrasound fields / V. Bashtovoi, A. Reks, A. Baev, A.-J. T. M. Mansoor // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2017. – Vol. 431. – P. 42.

180. Закинян, А. Р. Особенности процессов намагничивания и поляризации магниточувствительных эмульсий: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.13 / А. Р. Закинян; Ставропольский государственный университет. – Ставрополь, 2010. – 158 с.

181. Dikansky Y. I. Thermocapillary deformation of the magnetic fluid surface under the action of laser radiation / Y. I. Dikansky, A. R. Zakinyan, A. N. Tyatyushkin // Physical Review E. – 2011. – Vol. 84. – Art. 031402.

182. Диканский Ю. И. Фотоиндуцированная термокапиллярная деформация поверхности магнитной жидкости, регулируемая магнитным полем / Ю. И.

Диканский, А. Р. Закинян, В. Д. Мкртчян, Г. Х. Усманов // Коллоидный журнал. – 2020. – Т. 82, № 5. – С. 553–559.

183. Мкртчян В. Д. О термоиндуцированных эффектах в магнитных коллоидах / В. Д. Мкртчян // Материалы Международного молодёжного научного форума «ЛОМОНОСОВ-2021» / отв. ред. И. А. Алешковский, А. В. Андриянов, Е. А. Антипов, Е. И. Зимакова. – М.: МАКС Пресс, 2021. – 1 электрон. опт. диск (DVD-ROM); 12 см.

184. Mkrtchyan V. D. Influence of the magnetic field on photoinduced thermocapillary deformation of the surface of a magnetic fluid layer / V. D. Mkrtchyan, Yu. I. Dikanskii // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2025. – Vol. 89, No. 7. – P. 1093–1098.

185. Dikansky Yu. The Influence of a Magnetic Field on the Photo-Induced Thermocapillary Deformation of the Surface of a Magnetic Liquid / Yu. Dikansky, V. Mkrtchyan // Book of Abstracts of the V Russian Conference on Magnetohydrodynamics (June 24–27, 2024). – Perm, Russia, 2024. – 131 p.

186. Безуглый, Б. А. Термокапиллярная конвекция в слое жидкости с квазиточечным источником тепла в подложке / Б. А. Безуглый, В. М. Флягин // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. – 2007. – № 6. – С. 124–134.

187. Мкртчян В. Д. Воздействие магнитного поля на термодиффузию в магнитных жидкостях / В. Д. Мкртчян, Ю. И. Диканский // Двадцать девятая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых учёных (ВНКСФ-29, Москва – Пушкино – Черноголовка – Дубна): материалы конференции, тезисы докладов: в 1 т. Т. 1. – Новосибирск: издательство АСФ России, 2025. – 244 с.

188. Мкртчян В. Д. Эффект термолинзы в магнитной жидкости / В. Д. Мкртчян, Ю. И. Диканский // Тридцатая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых учёных (ВНКСФ-30, Волгоград): сборник тезисов / отв. за выпуск А. Арапов. – Новочеркасск; Екатеринбург; Волгоград: издательство Волгоградского государственного университета, 2026. – 244 с.

189. Мкртчян В. Д. Влияние магнитного поля на термолинзовый эффект в наномангнитных коллоидах / В. Д. Мкртчян, Ю. И. Диканский // XXI Всероссийская с международным участием Плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям: материалы конференции. – Плесс, 2024. – 229 с.

190. Мкртчян В. Д. Влияние магнитного поля на термолинзовый эффект в магнитных коллоидах / В. Д. Мкртчян, Ю. И. Диканский // Международный симпозиум «Актуальные проблемы функциональных материалов – 2025»: сборник тезисов (16–20 июня 2025 г., Ставрополь). – Ставрополь, 2025. – 142 с.

191. Мкртчян В. Д. Термоиндуцированные особенности распространения лазерного излучения через слой магнитной жидкости / В. Д. Мкртчян, Ю. И. Диканский // V Российский научный семинар «Математическое и компьютерное моделирование свойств мягких магнитных материалов: от теории к экспериментам и приложениям» (24–28 мая 2026 г., Екатеринбург): сборник тезисов докладов. – Екатеринбург, 2026. – 35 с.

192. Cabrera H. A thermal lens model including the Soret effect / H. Cabrera, E. Sira, K. Rahn, M. Garcia-Sucre // Applied Physics Letters. – 2009. – Vol. 94, Iss. 5. – Art. 051103. – P. 051103-1–051103-3.

193. Иванов, В.И. Самовоздействие гауссова пучка излучения в слое жидкофазной микрогетерогенной среды / В.И. Иванов, А.И. Ливашвили // Оптика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 22. – № 8. – С. 751–752.

194. Цвык Р. Ш. Нестационарные процессы при распространении лазерных пучков в самонаведённых конвективных потоках // Оптика атмосферы и океана. – 1998. – Т. 11, № 11. – С. 1175–1186.

195. Марценюк М. А. Теплопроводность суспензии эллипсоидальных ферромагнитных частиц в магнитном поле // Восьмое Рижское совещание по магнитной гидродинамике: труды. – Рига: Зинатне, 1975. – Т. 1: Общие и теоретические вопросы. – С. 108–109.

196. Beketova E. S. Features of the formation of a labyrinthine structure in thin layers of magnetic fluids in a constant electric field / E. S. Beketova, V. D. Mkrtchyan,

Yu. I. Dikanskii // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2024. – Vol. 88, No. 10. – P. 1593–1599.

197. Бекетова Е. С. Особенности формирования лабиринтной структуры в тонких слоях магнитных жидкостей в постоянном электрическом поле / Е. С. Бекетова, В. Д. Мкртчян // Материалы VIII Международной Ставропольской конференции по магнитным коллоидам (10–14 сентября 2023 г.): сборник научных трудов / под ред. С. А. Куникина. – Ставрополь: Изд-во СКФУ, 2023. – С. 14–18. – 192 с.

198. Dikansky, Y. I. The Influence of Magnetic Fields on Electrophoretic Processes in Magnetic Colloids with Different Stabilization Mechanisms / Y. I. Dikansky, A. S. Drozdov, I. V. Eskova [et al.] // Magnetochemistry. – 2023. – Vol. 9, Iss. 9. – Art. No. 207.

199. Бекетова Е. С. Структурные превращения в магнитных эмульсиях при их взаимодействии с переменным электрическим полем / Е. С. Бекетова, О. А. Нечаева, В. Д. Мкртчян, А. Р. Закинян, Ю. И. Диканский // Коллоидный журнал. – 2021. – Т. 83, № 2. – С. 157–170.

200. Диканский, Ю. И. Электроконвективные явления в слое магнитной жидкости / Ю. И. Диканский, А. Р. Закинян, М. И. Коробов // Коллоидный журнал. – 2015. – Т. 77, № 1. – С. 19–26.

201. Ahme, A. M. Effect of Magnetic Field on Electroconvection in a Thin Layer of Magnetic Nanofluid / A. M. Ahme, A. R. Zakinyan, S. A. Waleed // Chemical Physics Letters. – 2023. – Vol. 817. – Art. No. 140413.

202. Mkrtchyan V. D. Specific Features of the Formation of Structural Lattices in Thin Layers of Magnetic Emulsions / V. D. Mkrtchyan, Yu. I. Dikanskii // Colloid Journal. – 2022. – Vol. 84, No. 6. – P. 715–722.

203. Чеканов, В. В. Возникновение агрегатов как фазовый переход в магнитных коллоидах / В. В. Чеканов // Физические свойства магнитных жидкостей. – Свердловск: УНЦ АН СССР, 1983. – С. 42–49.

204. Пшеничников, А. Ф. Расслоение магнитных жидкостей: условия образования и магнитные свойства капельных агрегатов / А. Ф. Пшеничников, Ю.

И. Шурубур // Известия Академии наук СССР. Серия физическая. – 1987. – Т. 51, № 6. – С. 1081–1087.

205. Диканский Ю. И. Магнитная восприимчивость магнитной жидкости с микрокапельной структурой / Ю. И. Диканский, Н. Г. Полихрониди, К. А. Балабанов // Магнитная гидродинамика. – 1988. – № 2. – С. 87–91.

206. Бувеч Ю. А. Кинетика образования сферических агрегатов в магнитных жидкостях / Ю. А. Бувеч, А. О. Иванов // Магнитная гидродинамика. – 1990. – № 2. – С. 33–40.

207. Балабанов К. А. Экспериментальное исследование структурных превращений в магнитных жидкостях / К. А. Балабанов, Ю. И. Диканский, Н. Г. Полихрониди // Магнитная гидродинамика. – 1989. – № 1. – С. 117–119.

208. Духин С. С. Электроповерхностные явления и электрофильтрование / С. С. Духин, Экстрела Льюис, Жолковский. – Киев: Наукова думка, 1985. – 285 с.

209. Зубарев, А. Ю. К теории электроконвекции в магнитных жидкостях / А. Ю. Зубарев, Л. Ю. Исакова // Коллоидный журнал. – 2003. – Т. 65, № 2. – С. 159–165.

210. Trau, M. Pattern Formation in Nonaqueous Colloidal Dispersions via Electrohydrodynamic Flow / M. Trau, S. Sankaran, D. A. Saville [et al.] // Langmuir. – 1995. – Vol. 11, Iss. 12. – P. 4665–4672.

211. Sato, S. Electric-Field-Induced Pattern Formation in a Monolayer of Colloidal Particles / S. Sato, M. Sano // Langmuir. – 2007. – Vol. 23. – P. 10984–10991.

212. Han, Y. Dynamic interactions of colloidal spheres mediated by a solvent flow / Y. Han, D. G. Grier // Journal of Chemical Physics. – 2006. – Vol. 125. – P. 144707.

213. Han, Y. Hydrodynamic interactions in colloidal suspensions under confinement / Y. Han, D. G. Grier // Journal of Chemical Physics. – 2012. – Vol. 137. – P. 14504.

214. Жакин, А. И. Исследование электропроводности магнитных жидкостей / А. И. Жакин, А. Е. Кузько, А. П. Кузьменко [и др.] // Электронная обработка материалов. – 2022. – Т. 58, № 1. – С. 41–57.

215. Стишков Ю. К. Электрофизические процессы в жидкостях при воздействии сильных электрических полей / Ю. К. Стишков. – М.: Юстицинформ, 2019. – 262 с.
216. Остроумов Г. А. Взаимодействие электрических и гидродинамических полей: физические основы электрогидродинамики / Г. А. Остроумов. – М.: Наука, 1979. – 320 с.
217. Мкртчян В. Д. Особенности формирования структурных решёток в тонких слоях магнитных эмульсий / В. Д. Мкртчян // Материалы VII Международной Ставропольской конференции по магнитным коллоидам (5–9 сентября 2021 г.): сборник научных трудов / под ред. С. А. Куникина. – Ставрополь: Изд-во СКФУ, 2021. – С. 85–90. – 236 с.
218. Dikansky Y. I. Magnetic and structural properties of magnetic colloids with a well-developed system of magnetized aggregates / Y. I. Dikansky, D. V. Gladkikh, A. A. Zakinyan, A. G. Ispiryan, A. R. Zakinyan // Journal of Molecular Liquids. – 2020. – Vol. 319. – P. 114171.
219. Гинье А. Рентгенография кристаллов: теория и практика / А. Гинье; пер. с франц. Е. Н. Беловой [и др.]; под ред. акад. Н. В. Белова. – М.: Физматгиз, 1961. – 604 с.
220. Dikansky Y. I. Temperature dependences of the magnetic susceptibility of water-based magnetic fluids / Y. I. Dikansky, A. G. Ispiryan, S. A. Kunikin, M. Zakharzhevskii, A. S. Drozdov // Journal of Nanofluids. – 2020. – Vol. 9, No. 2. – P. 90–97.
221. Цеберс А. О. Структура границы раздела пузырька в магнитной жидкости в поле / А. О. Цеберс, М. М. Майоров // Магнитная гидродинамика. – 1980. – № 3. – С. 15.
222. Elias F. Macroorganized patterns in ferrofluid layer: experimental studies / F. Elias, C. Flament, J. C. Bacri, S. Neveu // J. Phys. I France. – 1997. – Vol. 7. – P. 711–728.

223. Привороцкий И. А. Термодинамическая теория ферромагнитных доменов / И. А. Привороцкий // Успехи физических наук. – 1972. – Т. 108, вып. 1. – С. 43–80.
224. Цеберс, А. О. О параметрической неустойчивости и стабилизации струи намагничивающейся жидкости / А. О. Цеберс // Магнитная гидродинамика. – 1980. – № 2. – С. 81–88.
225. Цеберс А. О. Внутренние вращения в гидродинамике слабопроводящих диэлектрических суспензий / А. О. Цеберс // Механика жидкости и газа. – 1980. – № 2. – С. 86–93.
226. Rallison, J. M. The Motion of Small Particles in a Viscous Fluid / J. M. Rallison // Annual Review of Fluid Mechanics. – 1984. – Vol. 16. – P. 45–79.
227. Нечаева, О. А. Структурная организация магнитных коллоидов в электрическом и магнитном полях: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.13 / О. А. Нечаева. – Ставрополь: Ставропольский государственный университет, 2003. – 140 с.
228. Morozov, K. I. Rotation of a Droplet in a Viscous Fluid / K. I. Morozov // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1997. – Vol. 84. – P. 728–735.
229. Болога М. К. Электроконвекция и теплообмен / М. К. Болога, Ф. П. Гросу, И. А. Кожухарь. – Кишинёв: Штиинца, 1977. – 320.
230. Tóth-Katona, T. Flexoelectricity and competition of time scales in electroconvection / T. Tóth-Katona, N. Éber, Á. Buka, A. Krekhov // Physical Review E. – 2008. – Vol. 78. – Art. 036306.