

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



На правах рукописи

Туркин Сергей Дмитриевич

**Особенности взаимодействия сверхвысокочастотного излучения с
магнитными коллоидными наносистемами**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор
Диканский Юрий Иванович

Ставрополь – 2021

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	4
Глава 1. Обзор литературы.....	14
1.1. Природа магнитных коллоидов.....	14
1.2. Магнитодиэлектрические эмульсии, синтезированные на основе магнитных коллоидов.....	23
1.3. Магнитные коллоиды с немагнитным наполнителем.....	29
1.4. Взаимодействие сверхвысокочастотного излучения с магнитными коллоидами.....	32
1.5. Основные выводы главы.....	39
Глава 2. Объекты и методы экспериментальных исследований.....	42
2.1. Объекты экспериментальных исследований	43
2.2. Метод исследования коэффициента прохождения	46
2.3. Метод исследования коэффициента отражения на базе СВЧ-интерферометра.....	47
2.4. Метод исследования коэффициента поглощения.....	51
2.5. Метод исследования вращения плоскости поляризации плоско поляризованной волны.....	53
Глава 3. Распространение электромагнитных волн через магнитные коллоиды и их композиты.....	55
3.1. Прохождение электромагнитных волн через магнитные коллоиды.....	55
3.2. Поглощение электромагнитных волн магнитными коллоидами и их композитами	66
3.3. Особенности фазовых изменений электромагнитных волн при распространении через магнитные коллоиды и их композиты.....	74

3.4. Основные результаты и выводы главы.....	79
Глава 4. Отражение электромагнитных волн в СВЧ-системах с магнитными коллоидами и их композитами	81
4.1. Отражение электромагнитных волн в СВЧ-системах с магнитными коллоидами	81
4.2. Отражение электромагнитных волн в СВЧ-системах с композитами на основе магнитных коллоидов.....	85
4.3. Основные результаты и выводы главы.....	92
Глава 5. Гиротропные свойства магнитных коллоидов и их композитов.....	94
5.1. Эффект Фарадея в магнитных коллоидах.....	95
5.2. Эффект Фарадея в композитах на основе магнитных коллоидов.....	97
5.3. Основные результаты и выводы главы.....	106
Заключение.....	108
Список литературы.....	112

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность и разработанность темы исследования. Изучение фундаментальных процессов, определяющих макроскопические свойства дисперсных сред, оказывает прямое воздействие на интенсивность внедрения таких материалов в технические устройства. В частности, широкую популярность в данном контексте приобрели магнитные коллоидные наносистемы (магнитные жидкости), являющиеся сложными многокомпонентными дисперсными средами, выраженно взаимодействующие с электромагнитными полями. Одним из интересных направлений исследования магнитных жидкостей является изучение их взаимодействия с электромагнитным излучением и возможности его регулирования с помощью внешних магнитных полей. Очевидно, эффективность такого взаимодействия во многом определяются свойствами малых частиц, их диполь-дипольным взаимодействием и связанным с ним структурным состоянием системы. В контексте изучения подобных проблем особую роль занимает радиоспектроскопия сантиметрового излучения, так как данные материалы являются прозрачными в области сверхвысоких частот

Теоретическое рассмотрение взаимодействия СВЧ-излучения с магнитными коллоидами проводилось в ряде работ в рамках модели магнитного коллоида в виде ансамбля однодоменных невзаимодействующих частиц. Вместе с тем, взаимодействие частиц и изменение вследствие этого структурного состояния системы может оказывать существенное влияние на такие процессы. В связи с этим актуальным является исследование влияния взаимодействия частиц на процессы распространения электромагнитных волн в таких средах, а также оценка границ применимости модели, не учитывающей их взаимодействие, в рамках которой возможен удовлетворительный расчет параметров СВЧ-устройств.

На основе магнитных коллоидов создаются новые перспективные композиционные намагничивающиеся материалы, в частности, магнитодиэлектрические эмульсии с малым межфазным натяжением на границе капля – среда и магнитные жидкости с мелкодисперсным наполнителем (диэлектрических и проводящих немагнитных частиц микронного размера). Воздействие даже относительно слабого магнитного поля на такие среды приводит к значительным изменениям их микрогеометрии. В эмульсиях это происходит за счет деформации капель дисперсной фазы, в магнитных жидкостях с мелкодисперсным наполнителем – объединения немагнитных частиц в цепочечные агрегаты, так как они эквивалентны частицам с магнитным моментом, направленным противоположно намагниченности окружающей среды. Можно предположить, что образование такой структуры должно оказывать существенное влияние на процессы взаимодействия таких композитов с электромагнитными волнами не только оптического, но и СВЧ-диапазона.

Вместе с тем, особенности взаимодействия СВЧ-излучения с ними, в частности, обусловленные воздействием постоянного магнитного поля, до настоящего времени остаются неизученными.

Таким образом, исследование особенностей процессов микроволновых явлений в магнитных жидкостях и их композитах является достаточно актуальным и позволит не только получить ценную информацию о природе физических свойств магнитных коллоидных наносистем, но и определить перспективы практического применения новых материалов, созданных на их основе.

Цель и задачи работы.

Целью настоящей работы является изучение особенностей взаимодействия магнитных коллоидных наносистем и их композитов с электромагнитным излучением сверхвысокой частоты, обусловленных как свойствами составляющих такие среды однодоменных магнитных частиц, так и их структурой и ее изменением под воздействием внешних полей.

Для достижения указанной цели были поставлены и решены следующие задачи:

- Исследовать зависимость коэффициента прохождения СВЧ – излучения от внешнего магнитного поля при различных объемных концентрациях дисперсной фазы однородных магнитных коллоидов.
- Изучить особенности поглощения СВЧ-излучения в магнитных эмульсиях. Установить характер зависимостей коэффициента поглощения СВЧ-излучения в таких средах от объемной концентрации магнитных капель и воздействия внешнего постоянного магнитного поля, приводящего к их деформации.
- Исследовать эффект Фарадея, наблюдающийся при распространении СВЧ-волны в однородной магнитной жидкости с различной концентрацией дисперсной фазы и магнитодиэлектрической эмульсии. Определить и обосновать отличия этого эффекта в однородных коллоидах и магнитодиэлектрических эмульсиях, созданных на их основе.
- Выяснить зависимость условий возникновения ферромагнитного резонанса от концентрации дисперсной фазы в однородной магнитной жидкости. Изучить особенности отражения СВЧ-волны от однородных магнитных коллоидов и их композитов (магнитной эмульсии и магнитной жидкости с мелкодисперсным проводящим наполнителем), обусловленные воздействием дополнительно приложенного постоянного магнитного поля.

Методология и методы исследования.

В рамках диссертационной работы применялись как экспериментальные, так и теоретические методы исследования. В частности, при экспериментальном исследовании особенностей взаимодействия магнитных коллоидов и их композитов с СВЧ-излучением были использованы:

метод исследования СВЧ свойств материалов путем измерения S-параметров матрицы рассеяния волноводной линии передачи с полным или частичным заполнением поперечного сечения образцом.

метод исследования коэффициента отражения на базе СВЧ-интерферометра.

При теоретических исследованиях использовались аналитические методы, такие как метод теории возмущений и метод комплексных амплитуд, и численные расчеты на базе пакетов программ Matlab и Maple.

Научная новизна диссертации состоит в следующем.

Впервые экспериментально исследована зависимость коэффициента прохождения СВЧ-излучения через однородные коллоиды от концентрации дисперсной фазы. Установлено, что изменение поглощения электромагнитной энергии в однородных магнитных коллоидах в условиях резонанса при повышении концентрации значительно выше теоретически предсказанного, что связано с усилением магнитодипольного взаимодействия коллоидных частиц.

Впервые исследовано взаимодействие СВЧ-излучения с магнитодиэлектрическими эмульсиями. Установлена зависимость коэффициента поглощения от объемной концентрации магнитных капель в эмульсии. Экспериментально установлено и теоретически обосновано, влияние изменения микрогеометрии эмульсии под воздействием внешнего магнитного поля на волновые процессы в волноводной линии передачи. Установлено, что фазовые изменения для прямых и обратных волн, распространяющихся в магнитной эмульсии, имеют отличительные особенности не характерные для твердых магнитодиэлектрических материалов.

Впервые экспериментально определен характер зависимости угла поворота плоскости поляризации плоскополяризованной СВЧ-волны, распространяющейся в однородном коллоиде от концентрации дисперсной фазы. Обнаруженное ее отклонение от линейности, следующей из проведенных теоретических расчетов, объяснено влиянием межчастичных взаимодействий, не учитываемых теорией.

Впервые исследован эффект Фарадея, наблюдающийся при распространении электромагнитной волны в магнитодиэлектрических эмульсиях. Обнаружены существенные отличия зависимостей угла поворота плоскости

поляризации волны от напряженности приложенного магнитного, наблюдающегося при распространении волны в эмульсиях и однородных коллоидах. Проведен теоретический анализ полученных зависимостей и изменения коэффициента затухания электромагнитных волн в рамках модели ансамбля магнитных капель, испытывающих деформацию при воздействии внешнего магнитного поля.

Впервые исследована и определена зависимость условия возникновения ферромагнитного резонанса от концентрации дисперсной фазы в однородной магнитной жидкости. Обнаружено, что в области слабых полей, где ферромагнитный резонанс не наблюдается, существенные изменения коэффициента отражения композитов магнитной жидкости могут происходить за счет возникающей анизотропии их структуры.

Обнаружено существенное различие характера зависимости коэффициента отражения от напряженности магнитного поля магнитной жидкости с проводящим наполнителем и однородного коллоида.

Научная и практическая значимость.

В диссертационном исследовании получены новые данные о взаимодействии электромагнитного излучения с магнитными коллоидами и их композитами, которые внесли определенный вклад в развитие фундаментальных проблем физики магнитных коллоидных наносистем. Установленные закономерности прохождения, поглощения и фазовых изменений электромагнитных волн СВЧ-диапазона при их распространении в магнитных жидкостях и их композитах – магнитодиэлектрических эмульсиях и магнитных жидкостей с мелкодисперсным проводящим наполнителем могут быть использованы при расчете регулируемых внешним магнитным полем элементов СВЧ-систем, разработанных на основе таких сред.

Автор защищает:

- Результаты экспериментального исследования зависимости коэффициента прохождения СВЧ-излучения через однородные коллоиды от концентрации

- дисперсной фазы, выявившие их согласие с теоретически предсказанными в рамках модели невзаимодействующих изотропных частиц только при малых объемных концентрациях дисперсной фазы ($< 3\%$).
- Установленную зависимость коэффициента поглощения от объемной концентрации магнитных капель в эмульсии, а также его зависимость от напряженности дополнительно приложенного магнитного поля, связанную с изменением микрогеометрии эмульсии и ее влиянием на волновые процессы в волноводной линии передачи.
 - Теоретический анализ распространения электромагнитной волны H_{10} в прямоугольном волноводе, содержащем каплю магнитной жидкости, позволивший объяснить результаты экспериментальных исследований коэффициента поглощения СВЧ-излучения магнитодиэлектрическими эмульсиями в приложенном магнитном поле.
 - Экспериментально определенную зависимость угла поворота плоскости поляризации плоскополяризованной СВЧ-волны, распространяющейся в однородном коллоиде от концентрации дисперсной фазы при фиксированном значении напряженности магнитного поля и анализ обнаруженного ее отклонения от линейности, следующей из теоретических расчетов, проведенных в рамках модели невзаимодействующих изотропных частиц,
 - Результаты экспериментального исследования эффекта Фарадея, наблюдающегося при распространении электромагнитной волны в магнитодиэлектрических эмульсиях и их теоретический анализ.
 - Экспериментально установленную и теоретически обоснованную зависимость условия возникновения ферромагнитного резонанса от концентрации дисперсной фазы однородной магнитной жидкости.
 - Результаты исследования коэффициента отражения композитов магнитной жидкости, согласно которым его изменение в полях, гораздо меньших соответствующих возникновению ферромагнитного резонанса, может

происходить за счет пространственного упорядочения структуры таких сред. Экспериментально обнаруженное существенное различие характера зависимости коэффициента отражения от напряженности магнитного поля магнитной жидкости с проводящим наполнителем и аналогичной зависимости коэффициента отражения однородного коллоида

Структура и объем работы.

Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав основного содержания, заключения и списка цитируемой литературы.

Первая глава носит обзорный характер. В ней представлен обзор экспериментальных и теоретических работ, посвященных свойствам магнитных жидкостей и созданных на их основе композитов. Особое внимание уделено взаимодействию таких сред с магнитным и электрическим полями, проведен подробный анализ работ, посвященных взаимодействию магнитных жидкостей с электромагнитным излучением СВЧ-диапазона. Глава закончена анализом проведенного литературного обзора и постановкой задач диссертационного исследования.

Во второй главе описаны объекты исследования, методы и экспериментальные установки. Объектом исследования являлись однородные магнитные коллоиды с магнетитовыми частицами в качестве дисперсной среды и керосином в качестве дисперсионной среды. Исследовались также композиты, созданные на основе магнитных коллоидов – магнитные эмульсии и магнитные жидкости с мелкодисперсным наполнителем из проводящих частиц микронного размера. Экспериментальные исследования СВЧ свойств материалов проводились в диапазоне частот (8 – 12 ГГц) в волноводных линиях передачи, частично или полностью заполненных в поперечном сечении образцом. Геометрические размеры линий таковы, что в системе существовал только низший тип колебаний электромагнитных волн.

В третьей главе проведены экспериментальные и теоретические исследования взаимодействия СВЧ-излучения с однородными магнитными

коллоидами и магнитодиэлектрическими эмульсиями, созданными на их основе, при воздействии внешнего магнитного поля. Исследования проводились при частичном заполнении прямоугольного волновода ячейкой с образцом в виде тонкой пластинки. Обнаружены особенности зависимостей коэффициента прохождения СВЧ – излучения от внешнего магнитного поля при различных объемных концентрациях твердой фазы в магнитном коллоиде. Установлено, что деформация магнитных капель эмульсии вод воздействием внешнего магнитного поля существенным образом влияет на степень поглощения электромагнитной энергии. Определено значение объемной концентрации магнитных капель, при котором наблюдается максимальный отклик системы. Обнаружены особенности явления невзаимного фазового сдвига, не имеющие аналога в твердотельных магнитных материалах. Для интерпретации полученных результатов использована модель ансамбля невзаимодействующих частиц. Определены концентрационные границы ее применимости.

В четвертой главе проведено экспериментальное исследование отражения электромагнитной (ЭМ) волны СВЧ-диапазона на частоте 10.65 ГГц от слоя магнитной жидкости (магнитного коллоида) и композитов, синтезированных на ее основе. Установлено, что при повышении концентрации твердой фазы в однородном магнитном коллоиде изменяются условия возникновения ферромагнитного резонанса. Выявлены особенности процесса отражения ЭМ волны от слоя магнитной эмульсии при воздействии магнитных полей, значение напряженности которых гораздо меньше напряженности, соответствующей условию возникновения ферромагнитного резонанса. Проведены теоретические расчеты модуля коэффициента отражения от пятислойной системы, содержащей магнитную эмульсию, с последующим сравнением их результатов с экспериментальными данными. В этом же диапазоне напряженностей полей исследовано отражение ЭМ волны от слоя композита магнитной жидкости и немагнитных частиц из бронзы микронного размера.

В пятой главе проведены экспериментальные и теоретические исследования эффекта Фарадея, наблюдающегося при распространении СВЧ-излучения в магнитных коллоидах и их композитах, во внешнем магнитном поле. Экспериментально определен характер зависимости угла поворота плоскости поляризации плоскополяризованной СВЧ-волны, распространяющейся в однородном коллоиде от концентрации дисперсной фазы. Обнаруженное ее отклонение от линейности, следующей из проведенных теоретических расчетов, объяснено влиянием межчастичных взаимодействий, не учитываемых теорией. Обнаружены существенные отличия зависимостей угла поворота плоскости поляризации волны от напряженности приложенного магнитного, наблюдающегося при распространении волны в эмульсиях и однородных коллоидах. Проведен теоретический анализ полученных зависимостей и изменения коэффициента затухания электромагнитных волн в рамках взаимодействия электромагнитных волн с магнитной микрокаплей, испытывающей деформацию при воздействии внешнего магнитного поля.

Диссертация изложена на 128 страницах машинописного текста, содержит 41 рисунок и 144 ссылки на литературные источники.

Достоверность и апробация результатов.

Достоверность полученных результатов подтверждена корректностью использованных методик исследования, применением стандартных приборов и оборудования при проведении измерений, анализом погрешностей измерений, не противоречием экспериментальных данных разработанным теоретическим моделям.

Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на следующих научных конференциях и форумах: VI Всероссийской научной конференции «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем» (Ставрополь, 2017); Международный молодежный научный форум «ЛОМОНОСОВ» (Москва, 2017, 2020, 2021); VIII Всероссийская научная школа-семинар (Саратов, 2021 г); VII Международная Ставропольская

конференция по магнитным коллоидам (Ставрополь, 2021); Ежегодные научно-практические конференции СКФУ «Университетская наука – региону» (Ставрополь, 2016, 2018.), а также на семинарах научной школы «Физика магнитных наносистем» Северо-Кавказского федерального университета.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №19-32-90228) и Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания (проект № 0795-2020-0007).

По тематике диссертации опубликовано 18 научных работ, в их числе 5 статей в рецензируемых изданиях, индексируемых Web of Science, Scopus, а также входящих в перечень ВАК, получено 6 свидетельств на программы для ЭВМ.

Личный вклад соискателя.

Автором лично выполнены все экспериментальные исследования, обработка результатов измерений и имеющиеся в диссертационной работе расчеты. В соавторстве реализованы вычислительные алгоритмы представленных моделей. Лично проведено компьютерное моделирование и сравнение с результатами экспериментальных исследований. Основные выводы и положения диссертационной работы сформулированы лично автором.

ГЛАВА 1.

ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Природа магнитных коллоидов

Магнитные коллоидные наносистемы (феррожидкости, магнитные жидкости) представляют собой коллоидные дисперсные системы, состоящие из ферромагнитных или ферримагнитных частиц нанометровых размеров, стабилизированные в полярных (вода) и неполярных (керосин) средах с помощью поверхностно - активных веществ (ПАВ) или полимеров. Огромное влияние на физические свойства магнитных жидкостей (МЖ) оказывает выбор дисперсного магнетика, в качестве которого могут быть использованы: высокодисперсное железо, кобальт, никель, ферриты-гранаты (MFe_5O_{12}), ферриты-шпинели ($MO \cdot Fe_2O_3$). Благодаря малым размерам дисперсных частиц (примерно 100 Å), система находится в интенсивном тепловом движении, обеспечивающим седиментационную устойчивость твердой фазы коллоида. Однако этого недостаточно для длительной устойчивости, так как между дисперсными частицами действуют силы диполь-дипольного взаимодействия, вследствие которых происходит коагуляция и затем седиментация. В целях предотвращения подобных эффектов производится стабилизация дисперсной системы [1]. В случае магнитных жидкостей это осуществляется двумя способами: ионная и стерическая стабилизация.

Ионная стабилизация связана с наличием электролитического слоя между дисперсной фазой и средой. Как правило, такая стабилизация осуществляется в коллоидах с водной дисперсионной средой. Стерическая стабилизация

заключается в заполнении поверхности частицы сольватным слоем, состоящим из длинноцепных молекул с функциональными образованиями типа $ООН$, H_2OH , CH_2 , H_2C (рис. 1.1.1). Выбор конкретного стабилизатора производится таким образом, что его функциональные группы образуют с веществом магнитной частицы мономолекулярную оболочку, а полярные группы имеют определенную ориентацию. При сближении дисперсных частиц между молекулами-стабилизаторами начинают действовать силы электростатического отталкивания, оказывающие амортизирующее действие, тем самым препятствуя коагуляции. Толщина сольватного слоя определяется длиной молекулы ПАВ и может меняться в пределах 2 нм до 1 мкм, но в большинстве случаев в пределах 2 – 3 нм. Как правило, в качестве «классического» стабилизатора для магнитных жидкостей используется олеиновая кислота.

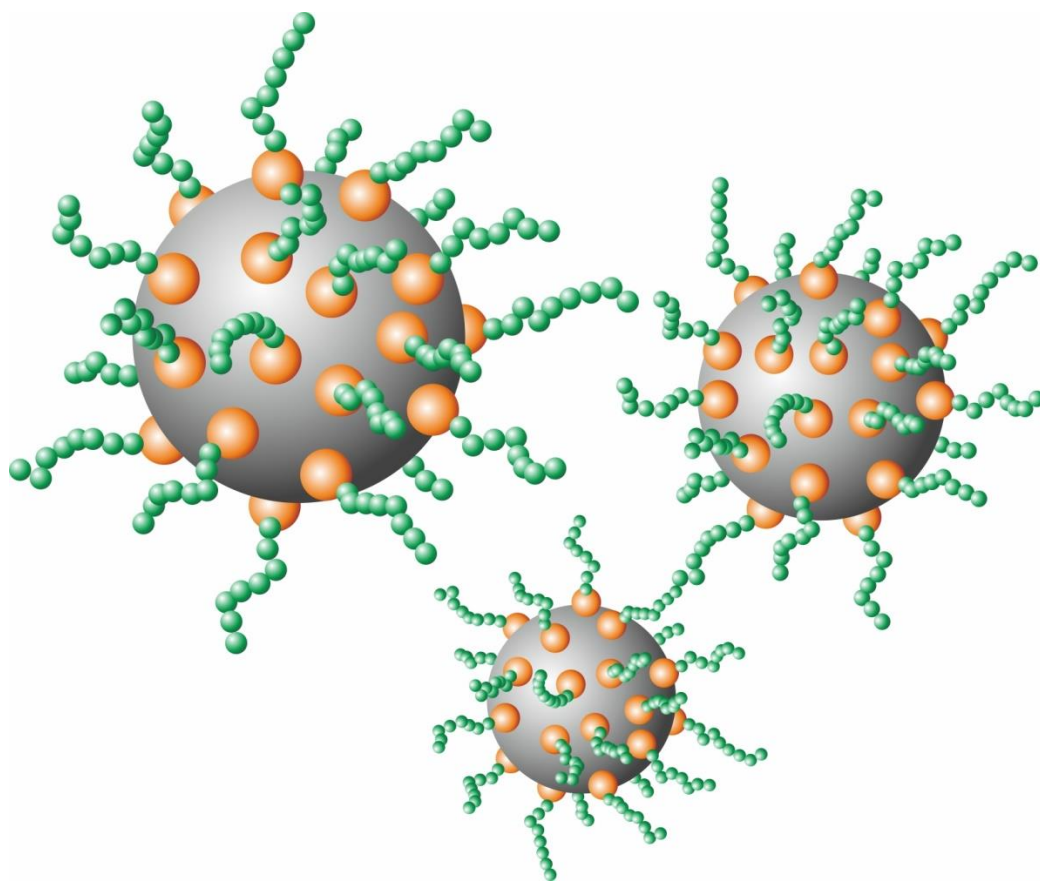


Рисунок 1.1.1 – Стабилизированные частицы магнитной жидкости.

Стерическая стабилизация является наиболее распространенной для магнитных коллоидов на углеводородных основах. Магнитные свойства магнитных коллоидных наносистем характеризуются объемным содержанием дисперсной фазы, которое не превышает 25 процентов. Намагниченность насыщения таких концентрированных систем может достигать 100 кА/м в магнитных полях напряженностью 10^5 А/м при сохранении текучести. Магнитная восприимчивость магнитных жидкостей на несколько порядков превышает магнитную восприимчивость однородных парамагнитных жидкостей и достигает значений более 10^2 . Ее величина зависит от геометрических размеров частиц и объемной концентрации дисперсной фазы. Однако при увеличении размеров частиц появляется возможность коагуляции частиц вследствие их большого магнитного момента или превышения размера однодоменности (для магнетита 500 - 600 Å). Поэтому в устойчивых магнитных жидкостях размер частиц практически не превышает 150 Å.

Методика синтеза магнитных коллоидных систем на основе магнетита впервые была предложена в работах [2, 3]. Однако вследствие коагуляции дисперсных наночастиц данные магнитные жидкости были малоустойчивы. Только в 60-х годах прошлого столетия Розенцвейгу удалось получить стабильные магнитные коллоиды. В настоящее время магнитные жидкости преимущественно изготавливаются методом химического осаждения (конденсации) из водных растворов солей двух- и трехвалентного железа в присутствии щелочи. Подробное описание подобных методик приводится в работе [4]. В результате использования таких методик получают магнитные жидкости при намагниченности насыщения 50 – 60 кА/м с вязкостью, приближенно равной вязкости воды. Полидисперсность магнетитовых частиц, определяется колоколообразной функцией распределения частиц по размерам с шириной распределения порядка среднего размера частиц (около 100 Å).

Так как магнитные коллоидные наносистемы имеют выраженные магнитные свойства, то основным способом физического воздействия на данные

среды является магнитное поле. В связи с этим магнитные жидкости охватывают широкую область практических применений. К примеру, при воздействии неоднородного магнитного поля такие среды испытывают действие пондеромоторных сил, степень которых значительно превышает силу тяготения, что обеспечивает возможность создания магнитожидкостных сепараторов, акселерометров и т.д. Вследствие возможности локализации МЖ полем были разработаны магнитожидкостные уплотнения, демпферы, муфты, управляемые смазочные материалы, магниточувствительные жидкости для дефектоскопии и т.п. На практике применяются самые разнообразные магнитные жидкости, среди которых следует особо выделить МЖ на основе минеральных масел и кремнийорганических сред.

На начальном этапе было принято считать магнитные жидкости, как однородно намагничивающая жидкая среда с термодинамически равновесной поляризацией, вследствие малости концентрации в ней дисперсной фазы. Это дает возможность использовать понятия, применяемые для однородного дипольного газа, в котором элементарным носителем магнитного момента является дисперсная частица, и закон Ланжевена для описания намагничивания такой системы [5]. Исходя из этого, выражение для намагниченности M в магнитном поле H_0 принимает вид:

$$M = M_S \varphi L(\sigma) = M_\infty L(\sigma) \quad (1.1.1)$$

$$\sigma = \frac{M_S V}{kT} H_0 \quad (1.1.2)$$

$$L(\sigma) = \coth(\sigma) - \frac{1}{\sigma} \quad (1.1.3)$$

где M_S – намагниченность насыщения исходного диспергированного вещества, φ – объемная концентрация дисперсной фазы, M_∞ – намагниченность насыщения магнитной жидкости, H_0 – напряженность магнитного поля, V – объем ферромагнитной частицы, T – температура.

В слабых полях функцию Ланжевена можно представить в виде ряда с первым членом разложения

$$L(\sigma) = \frac{\sigma}{3} \quad (1.1.4)$$

В сильных полях функция Ланжевена записывается иначе:

$$L(\sigma) = 1 - \frac{1}{\sigma} \quad (1.1.5)$$

Как уже было указано выше, первоначально предполагалось, что коллоидная система ведет себя в магнитном поле как сплошная однородная суперпарамагнитная среда, намагниченность которой определяется ориентацией элементарных магнитных моментов дисперсных частиц. Однако с получением магнитных жидкостей с более высокой концентрацией твердой фазы выяснилось, что модель однородной сплошной среды, подчиняющаяся классической теории парамагнетизма, недостаточно точно описывает поведение кривой намагничивания. Наличие магнито-дипольного взаимодействия оказывает значительное влияние на кривую намагничивания, вследствие которого она проходит выше кривой, описываемой теорией Ланжевена. Наиболее сильное отклонение наблюдается в слабых и промежуточных полях ($\sigma \leq 1$), а по мере приближения к насыщению влияние магнито-дипольного взаимодействия ослабевает. Отличие кривых намагничивания МЖ от предсказаний одночастичной модели наиболее заметно для МЖ с широким распределением феррочастиц по размерам и большим значением среднего диаметра частиц или высоким содержанием крупнодисперсной фракции [6]. В работах [7, 8] учет взаимодействия частиц осуществлен в рамках теории эффективного поля, которая предполагает, что на частицы МЖ воздействует внешнее H_o и локальное $H_l = \lambda M$. Как видно, это модель является аналогичной модели Вейсса, и дает хорошие результаты для разбавленных и умеренно концентрированных ($\varphi \leq 6\%$) магнитных жидкостей, а также в области сильных полей. Для концентрированных МЖ в слабых полях, согласно этой модели, возможен фазовый переход в

магнитоупорядоченное состояние, чего в экспериментах не наблюдается [9]. Так же следует отметить, что модель предполагает выполнение закона Кюри-Вейсса. Его экспериментальной проверке было посвящено большое количество работ (например [10 – 12]), результаты которых приводят к выводу о неправомерности рассмотрения температуры T_c как температуры, соответствующей фазовому переходу 2-го рода, типа «ферромагнетик – парамагнетик». В свою очередь в [10] указано, что модель эффективного поля хорошо описывает намагничивание МЖ при стремлении к насыщению в полях с напряженностью $H > 760 \text{ Э}$.

Позднее методами статистической механики был получен ряд более сложных соотношений для магнитной восприимчивости магнитных жидкостей, учитывающих взаимодействие частиц. Наибольшее развитие получила среднесферическая модель (ССМ) [13, 14], примененная к магнитным жидкостям Морозовым [15, 16]. Она основана на решении уравнения Орнштейна – Цернике при специальном выборе прямой корреляционной функции системы.

Наличие в магнитных жидкостях нецентрального диполь-дипольного взаимодействия магнитных моментов частиц существенно затрудняет построение теоретических моделей. Статистические модели [14, 17], в которых предпринимались попытки строгого учета межчастичных взаимодействий, сталкивались с большими трудностями при рассмотрении влияния магнитного поля на термодинамические свойства феррожидкостей и, как правило, ограничивались областью слабых и сильных полей. В работе [17] предполагается более медленный рост намагниченности реальной магнитной жидкости по сравнению с ланжевеновской в слабых полях, что противоречит поведению начальной магнитной восприимчивости [18, 19].

В работах [20, 21] предложена термодинамическая модель магнитной жидкости. В [20] была рассмотрена модель, основанная на учете диполь-дипольного взаимодействия магнитных частиц в постоянном магнитном поле произвольной величины. Вычислен вклад диполь-дипольного взаимодействия в свободную энергию системы дипольных твердых сфер и получены выражения для

намагниченности и начальной магнитной восприимчивости. А также было показано, что намагниченность системы взаимодействующих магнитных моментов растет быстрее намагниченности идеального парамагнитного газа в слабых и промежуточных полях, при этом максимальное расхождение приходится на область промежуточных полей. В [21] для полидисперсной дипольной жидкости были получены выражения для свободной энергии, намагниченности системы в магнитном поле произвольной величины и начальной восприимчивости для дискретного и непрерывного распределения частиц по размерам. В результате изучения влияния полидисперсности и межчастичного взаимодействия на поведение начальной магнитной восприимчивости сделан вывод, что полидисперсность в системе с диполь-дипольным взаимодействием имеет большее значение по сравнению с идеальным парамагнитным газом. При развитии исследований влияния межчастичного взаимодействия на процессы намагничивания магнитных жидкостей были продолжены попытки использования понятия эффективного поля. В этом плане известность получила теория модифицированного поля, развитие которой проведено в работе [22].

В работах Цеберса А.О. [23, 24] представлен теоретический обзор различных моделей, применяемых для описания и анализа свойств магнитных жидкостей. Рассмотрены основные допущения, используемые для обоснования статистических моделей МЖ и связанные с формулировкой уравнений движения частиц и их магнитных моментов под воздействием тепловых флуктуаций.

Наряду с проведением теоретических работ, посвященных изучению магнитных свойств однородных магнитных жидкостей, в это время также проводилось множество экспериментальных работ как российских [25 – 28], так и зарубежных ученых [29, 30]

Помимо магнитных свойств магнитных жидкостей значительное внимание уделено также изучению их электрофизических параметров. Диэлектрическая проницаемость магнитных жидкостей, как сложных гетерогенных систем, определяется несколькими факторами. В частности, она зависит от состава и

процентного соотношения основы, дисперсной фазы и поверхностно-активного вещества [31]. Так, диэлектрическая проницаемость порошка из коллоидных частиц магнетита составляет примерно 15 [32]. Диэлектрическая проницаемость магнетитовых магнитных жидкостей на основе керосина, стабилизированных олеиновой кислотой, при увеличении объемной концентрации магнетита от 5 до 19.5 % монотонно возрастает от 3 до 9. При этом диэлектрическая проницаемость магнитной жидкости оказывается выше соответствующих значений проницаемости керосина и олеиновой кислоты, составляющих 2.1 и 2.5 соответственно [32]. Увеличение диэлектрической проницаемости магнитных жидкостей так же возможно при воздействии внешнего магнитного поля, направленного параллельно электрическому измерительному полю. Такое увеличение наиболее выражено для магнитных жидкостей, отличающихся недостаточной устойчивостью, однако даже в этом случае оно составляет не более нескольких процентов в полях напряженностью порядка 100 Э.

Электропроводность магнитной жидкости может быть обусловлена несколькими механизмами: объемной и поверхностной проводимостью примесных ионов, миграцией мицелл и др. Жидкими основами в магнитных коллоидах, как правило, являются органические среды, занимающие промежуточное положение между диэлектриками и жидкими ионными проводниками (водными растворами электролитов). Широко используемый в качестве твердой фазы магнетит имеет в монолите относительно высокую удельную электрическую проводимость, которая, однако, на несколько порядков ниже, чем у металлов: $\approx 2 \cdot 10^4$ См/м. Так как в качественно приготовленной магнитной жидкости все твердые частицы окружены слоем молекул стабилизатора, то объемная проводимость магнитной жидкости может по большей части определяться концентрацией ионов и их подвижностью в жидкой фазе.

Результаты работы [32] показывают, что воздействие внешнего магнитного поля на электропроводность магнитной жидкости существенным образом зависит

от степени ее однородности. Для высокодисперсных жидкостей, приготовленных на качественном уровне, электропроводность практически не зависит от магнитного поля, в то время как для жидкостей с нарушенной коллоидной стабильностью, содержащей относительно крупные магнитные частицы, воздействие магнитного поля прослеживается в более явном виде. Однако и в этом случае изменение проводимости составляет не более нескольких процентов при действии относительно интенсивных внешних полей (~ 100 Э.).

Установлено [32], что удельная проводимость магнитных жидкостей зависит от объемной концентрации магнетита немонотонным образом. В области $0 < \varphi \leq 0.09$ проводимость растет с увеличением концентрации магнитных частиц, а в области высоких концентраций ($\varphi > 0.16$) – падает. Известно, что зависимость электрической проводимости растворов электролитов от концентрации раствора также имеет максимум, и снижение проводимости в области высоких концентраций объясняется падением подвижности ионов под влиянием тормозящего действия со стороны ионной атмосферы. Это обстоятельство позволяет предположить, что в магнитных жидкостях, полученных методом химической конденсации, электропроводность во многом обусловлена примесными ионами. Удельная электрическая проводимость магнетитовых магнитных жидкостей на углеводородной основе имеет порядок 10^{-6} См/м. Следует отметить, что электрическое сопротивление магнитных жидкостей снижается приблизительно на три порядка по сравнению с основой. Однако оно остается на несколько порядков выше, чем у традиционных магнитных материалов, и поэтому при воздействии внешних магнитных полей потери в них на индукционные токи обычно малы [32].

Следует отметить, что, несмотря на достаточно большой объем проведенных исследований таких сред, картина происходящих в них явлений и процессов в настоящее время является неполной. В связи с этим представилось перспективным продолжить исследование такого рода магнитных коллоидов, что и было предпринято в настоящей работе.

1.2. Магнитодиэлектрические эмульсии, синтезированные на основе магнитных коллоидов

На основе магнитных коллоидов могут быть созданы новые перспективные композиционные намагничивающиеся материалы. К таким материалам относятся, в частности, магнитные эмульсии, представляющие собой жидкую композиционную среду, одна из фаз которой является магнитным нанокolloидом. Создание магнитных эмульсий было предпринято [33, 34] в связи с возможностью их успешного применения в качестве магниточувствительной среды. Их синтез обычно осуществляется путем диспергирования магнитных жидкостей на неводных основах в водном растворе ионогенных ПАВ, содержащих гидрофильные группы и радикал. Диспергирование магнитной жидкости производят механически или при воздействии ультразвука. Размер капель в этом случае колеблется от 0,1 до 100 мкм. Объемную концентрацию капель в магниточувствительных эмульсиях можно регулировать относительно широких пределах, в зависимости от решаемых с ее помощью практических задач. Диспергирование магнитной жидкости производится, как правило, при комнатной температуре или небольшом подогреве (до 30 – 45 °С). Эмульсии стабилизируются в присутствии эмульгирующих агентов, например, мыла, белков, солей желчных кислот. Магнитные эмульсии на водной основе состоят из микрокапель магнитной жидкости с достаточно большим межфазным натяжением на границе микрокапля – среда. Вследствие этого воздействие магнитного поля приводит к объединению микрокапель в цепочки при сохранении их сферической формы. Особенности структурообразования в таких эмульсиях и его влияние на их макроскопические свойства изучались в достаточно большом количестве работ [35-41].

Однако, наряду с описанными эмульсиями, возможно получение магнитных эмульсий с малым межфазовым натяжением, капли дисперсной фазы которых способны претерпевать значительное изменение формы во внешних полях [42]. Их уникальной особенностью является одновременное наличие выраженных диэлектрических и магнитных свойств, так как их дисперсионной средой являются диэлектрические жидкости. Такие магнитодиэлектрические эмульсии являются привлекательным объектом исследования и могут рассматриваться в качестве перспективного функционального материала.

Магнитные эмульсии с деформируемыми микрокаплями могут быть получены путем фазового расслоения магнитной жидкости при добавлении коагулятора [42]. Коагуляция приводит к тому, что в образце образуются макрокапли с более высокой концентрацией твердой фазы, магнитная проницаемость которых значительно выше относительно менее концентрированной среды окружающей капли. В работе [42] были проведены исследования магнитной восприимчивости такой эмульсии в зависимости от напряженности постоянного внешнего магнитного поля. Показано, что воздействие поля приводит к деформации микрокапель, вследствие чего полевая зависимость магнитной проницаемости имеет не монотонный характер. В работе [43] исследовалась подобная эмульсия, подверженная одновременному действию электрического и магнитного полей. Было обнаружено, что наличие внешнего электрического поля, деформирующего магнитные капли, приводит также и к анизотропии магнитных свойств эмульсии. В этом случае магнитная восприимчивость такой среды зависит от величины, направления и частоты приложенного электрического поля. Реологическое поведение магнитной жидкости с микрокаплями концентрированной фазы исследовалось в работах [44, 45]; был продемонстрирован неньютоновский характер течения среды в магнитном поле, обусловленный деформацией микрокапель в магнитном поле и сдвиговом потоке. Заметим, что в рассматриваемой в работах [44, 45] среде микрокапли концентрированной фазы образовывались путем конденсации

магнитных наночастиц под действием приложенного магнитного поля в первоначально однородной магнитной жидкости. Следует отметить, что исследование и описание свойств подобных эмульсий сталкивается с существенными трудностями, обусловленными невозможностью точного независимого определения параметров фаз такой среды. В частности, весьма сложно точно измерить величины диэлектрической и магнитной проницаемости, удельной электрической проводимости и теплопроводности, а также вязкости дисперсной фазы и дисперсионной среды эмульсии. Невозможно также варьировать и осуществлять контроль состава среды и концентрации микрокапель. Указанных сложностей можно избежать в случае целенаправленного синтеза эмульсии с малым межфазным натяжением путем смешивания жидких сред, близких по химическому составу, однако все же не растворяющихся друг в друге. Такие эмульсии были получены на основе углеводородных магнитных жидкостей и авиационного гидравлического масла [46]. При воздействии внешнего магнитного поля происходит изменение микрогеометрии эмульсии, обусловленное вытягиванием капель дисперсной фазы вдоль вектора напряженности внешнего магнитного поля (рис. 1.2.1). В работе [47] было показано, что деформация магнитных капель под воздействием внешнего постоянного магнитного поля, существенным образом влияет на магнитную проницаемость эмульсии в квазистационарной области переменного измерительного поля. Характерные изменения микрогеометрии эмульсии приводят к наличию максимума магнитной восприимчивости от напряженности внешнего магнитного поля, направленного параллельно измерительному полю. Теоретическое исследование магнитной проницаемости эмульсий с деформируемыми в постоянном магнитном поле каплями дисперсной фазы представлено в работах [48, 49]. Взаимодействие магнитных эмульсий с вращающимися внешними полями проведено в работах [46]. Было показано, что в ряде аспектов поведение магнитодиэлектрических эмульсий во вращающемся поле аналогично поведению данной среды в постоянном поле.

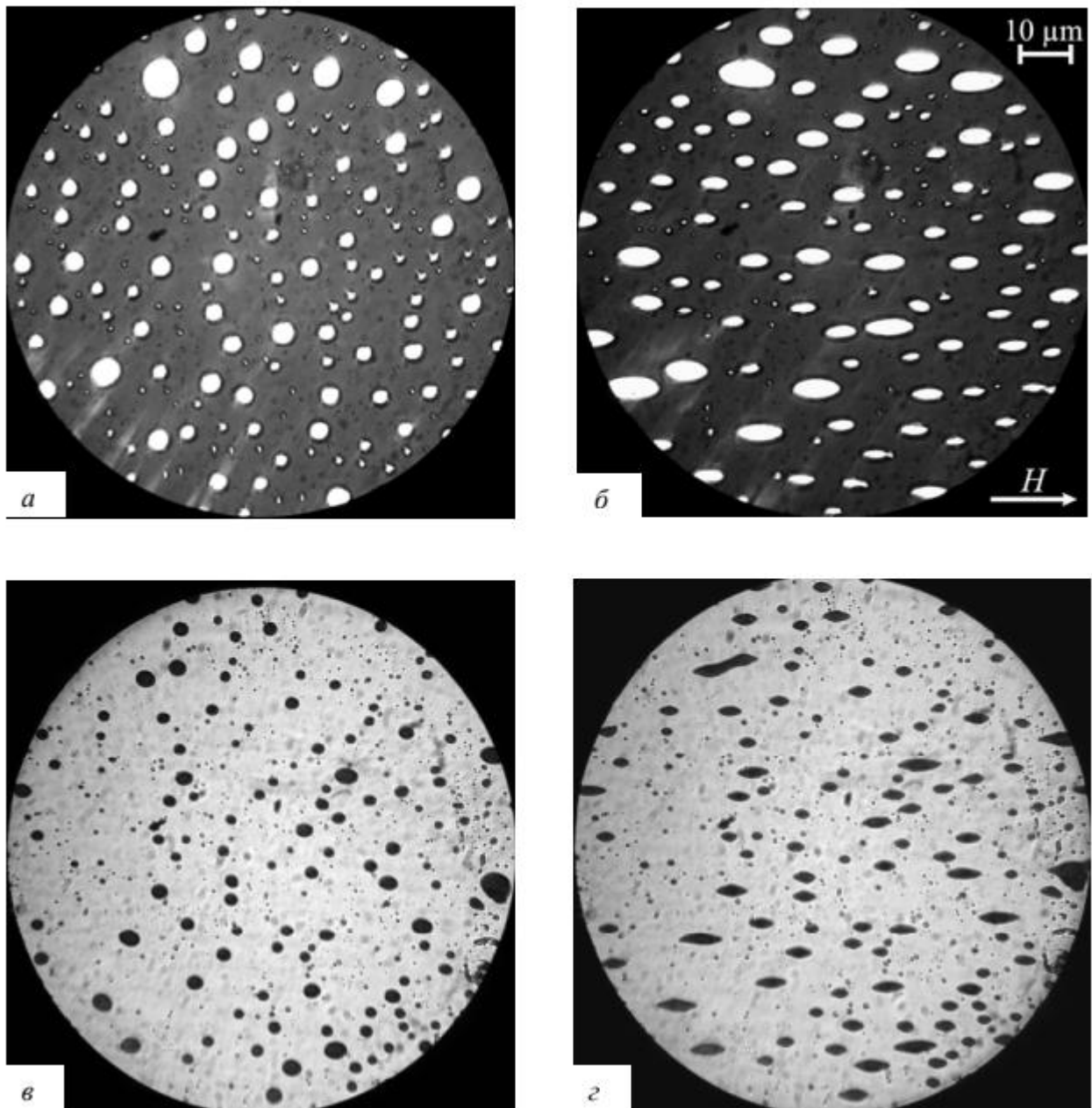


Рисунок 1.2.1 – Магнитодиэлектрическая эмульсия: а, б – эмульсия масла в магнитной жидкости; в, г – эмульсия магнитной жидкости в масле; а, в – в отсутствие внешнего магнитного поля; б, г – под воздействием однородного постоянного магнитного поля напряженностью $H = 20$ Э. Из работы [44].

Однако, анализ и объяснение особенностей макроскопических свойств таких сред возможен только на основе результатов исследования поведения отдельных капель во внешних силовых полях [50, 51]. Как показывают результаты работ [52, 53], воздействие вращающегося внешнего магнитного поля

на отдельные капли с малым межфазным натяжением приводит к ряду особенностей их деформации. Так, в работе [54] показано, что во вращающемся магнитном поле, капли, в результате их деформации, принимают формы вытянутых и сплюснутых эллипсоидов вращения, а также трехосных эллипсоидов. Кроме того, при определенных условиях наблюдалось формирование S-образных конфигураций капель, образующихся в результате периодического изгибания концов вытянутой капли во вращающемся поле. При более высоких частотах вращения поля имеет место трансформация геометрии капель, при которой они приобретают форму «морской звезды» с различным количеством лучей. При совместном воздействии взаимно перпендикулярных вращающегося и стационарного магнитных полей наблюдается развитие неустойчивости границы микрокапель с образованием гребнеобразных, спиральных и кольцевых структур [55]. В работе [46] проведены исследования зависимости магнитной проницаемости эмульсии от концентрации дисперсной фазы. Обнаружено, что при последовательном увеличении объемной доли дисперсной фазы происходит явление обращения фаз эмульсии. Это в свою очередь существенно отражается на макроскопических параметрах среды. Как показывают исследования, явление обращения эмульсии происходит в диапазоне концентраций от 40 до 60 об.%. Это обусловлено тем, что в указанном диапазоне концентраций наблюдаются локальные обращения эмульсии в малых объемах, не охватывающих объем всего исследуемого образца. При этом, если первоначально эмульсия представляет собой дисперсию микрокапель магнитной жидкости в немагнитном масле, то после обращения она переходит в дисперсию капель масла в магнитной жидкости.

Взаимодействие поляризованного оптического излучения с магнитодиэлектрическими эмульсиями с малым межфазным натяжением было проведено в работе [56]. Деформация магнитных капель эмульсии во внешних магнитных и электрических полях приводит к изменению оптической плотности, причем имеет место анизотропия знака эффекта в зависимости от частоты поля.

Так же было показано, что при одновременном воздействии электрического и магнитного полей в исследуемой системе возможна компенсация изменения оптической плотности. Проявление магнитооптического эффекта также зависит и от ориентации внешних полей относительно направления оптического излучения [57]. Как показывают исследования, для качественной интерпретации магнитооптического эффекта может быть использовано приближение аномальной дифракции света на деформированных микрокаплях эмульсии.

Помимо общего научного интереса, а также кроме рассмотрения в качестве модельных сред для изучения разнообразного рода явлений и процессов, магнитные эмульсии уже сейчас нашли практическое применение в целом ряде прикладных областей. Одно из первых применений эмульсий углеводородной магнитной жидкости в воде относится к решению задач дефектоскопии металлических конструкций из ферромагнитных материалов [58]. Также предложен ряд применений магнитных эмульсий в качестве сенсорной среды для определения различных химических соединений [59]. Активно развиваются направления применения магнитных эмульсий в медицине [60]. В частности, предложены подходы к применению магнитных эмульсий в целях адресной доставки лекарственных препаратов с осуществлением контроля за их движением и локализацией посредством магнитного поля [61]. Имеются разработки с использованием эмульсий магнитных жидкостей в качестве контрастных агентов для магнитно-резонансной томографии [62]. Магнитные эмульсии в последнее время находят применения также в микрофлюидных технологиях для целей контроля и манипулирования малыми объемами магнитных и немагнитных жидких сред при помощи магнитного поля [63, 64].

Выше описанные свойства магнитодиэлектрических эмульсий были исследованы в области квазистационарных переменных полей, а также в области оптических частот. Однако поведение данных сред в диапазоне других частот изучены не были. В частности, не исследовались сверхвысокочастотные свойства магнитодиэлектрических эмульсий.

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

1.3. Магнитные коллоиды с немагнитным наполнителем

Значительный интерес представляют комплексные магнитные дисперсные среды, являющиеся композитами, созданные на основе однородных магнитных коллоидов путем добавления в них немагнитных микрочастиц различных материалов. Синтез первых подобных композиционных сред был осуществлен введением в магнитную жидкость сферических немагнитных микрочастиц диоксида кремния (а также подобных им полистирольных, пластиковых или стеклянных сферических частиц) [65]. Были проведены многочисленные исследования процессов структурообразования в такой среде при воздействии постоянных и переменных магнитных полей. Так как размер немагнитных частиц значительно больше размера однодоменных частиц магнитной жидкости, то

последнюю можно рассматривать как сплошную магнитную среду. При воздействии внешнего магнитного поля немагнитные частицы, помещенные в магнитную среду, приобретают противоположно направленные внешнему полю магнитные моменты (магнитные дырки), взаимодействия которых приводят к процессам структурообразования в композиционной среде. Исследовались квазидвумерные структуры, образуемые немагнитными микрочастицами в плоском слое магнитной жидкости. В частности, было показано, что при действии однородного магнитного поля, направленного вдоль плоскости слоя, частицы объединяются в цепочечные структуры [66, 67]. Под действием магнитного поля, перпендикулярного плоскости слоя, имеет место формирование гексагональной периодической структуры из микрочастиц.

В ряде работ [68-70] было исследовано взаимодействие слоя магнитного коллоида, содержащего немагнитные частицы, с вращающимся в плоскости слоя магнитным полем и одновременном воздействии постоянного магнитного поля. При этом постоянное магнитное поле направлено перпендикулярно слою. Было показано, что поведение немагнитных частиц в такой системе имеет некоторые особенности. В этом случае проявление тенденций к отталкиванию частиц и выстраиванию их в гексагональную структуру с одной стороны, и к объединению во вращающиеся агрегаты с другой, могут приводить к формированию гексагональной решетки, состоящей из вращающихся пар частиц. При увеличении частоты вращения переменного поля имеет место переход системы от регулярного поведения к хаотическому. Так, при достижении некоторого критического значения частоты поля упорядоченная система гидродинамических потоков в слое жидкости разрушается и развивается полностью хаотическое состояние, что позволяет рассматривать данную систему в качестве модельной среды для изучения процессов самоорганизации.

Эффект отталкивания немагнитных микрочастиц друг от друга в плоском слое магнитной жидкости под действием перпендикулярного слою магнитного поля позволил предложить подходы к усовершенствованию методики анализа

размеров и формы микрочастиц по данным оптической микроскопии [71]. Идея подхода заключается в разделении при помощи магнитного поля скоплений частиц на отдельные частицы и устранении их перекрывания, что позволяет лучше наблюдать и анализировать изучаемый образец. Также на основе результатов исследования динамики движения пары взаимодействующих немагнитных частиц во вращающемся магнитном поле был предложен метод определения вязкости магнитной жидкости [72]. Преимущество метода состоит в малом объеме жидкости, необходимом для проведения измерений.

Значительное внимание уделено исследованию взаимодействия композитов на основе магнитных коллоидных наносистем с оптическим излучением. Было исследовано дифракционное светорассеяние, происходящее в слое образца композиционной жидкости, содержащей сферические, а также анизотропные магнитные и немагнитные микрочастицы, при воздействии магнитного поля, направленного как параллельно слою, так и перпендикулярно ему [73–75]. Гораздо менее подробно изучались закономерности явлений переноса в подобных средах. Так, для суспензии микрочастиц графита в углеводородной магнитной жидкости были измерены величины теплопроводности и электропроводности при воздействии магнитного поля [76]. Было показано, что в случае ориентации внешнего однородного стационарного магнитного поля вдоль направления теплового потока (или электрического поля) величина теплопроводности (электрической проводимости) среды может возрастать примерно на 10 – 15 % по сравнению с первоначальным значением. Наблюдаемый рост исследуемых параметров обусловлен тем, что при воздействии постоянного внешнего магнитного поля в композите происходит образование цепочечных структур из графитовых частиц, имеющих между собой электрический контакт. По сравнению с однородными магнитными коллоидами такие цепочечные образования обладают существенно большей величиной электрической проводимости и теплопроводности.

В работе [77] были проведены исследования воздействия постоянного внешнего магнитного поля на теплопроводность магнитной жидкости, содержащей суспензию углеродных нановолокон. Для такой среды была продемонстрирована возможность изменения величины теплопроводности на 60 % под действием внешнего магнитного поля напряженностью до 760 Э.

В целом, однако, следует отметить недостаточный характер исследованности целого ряда физических свойств и параметров композиционных магнитных жидкостей. Это относится, в частности, к их сверхвысокочастотным свойствам, в отношении которых не были рассмотрены явления поглощения электромагнитного излучения, способные проявляться в многокомпонентной среде с проводящими частицами и регулироваться магнитным полем.

1.4. Взаимодействие сверхвысокочастотного излучения с магнитными коллоидами

Одним из интересных направлений исследования магнитных жидкостей является изучение их взаимодействия с электромагнитным излучением и возможности его регулирования с помощью внешних магнитных полей. Перспектива такого исследования обусловлена в первую очередь необходимостью изучения фундаментальных процессов, лежащих в основе поведения ансамбля нанодисперсных ферромагнитных частиц, сложным образом взаимодействующих друг с другом. Однако с практической точки зрения в технике СВЧ широкий интерес представляют диэлектрические материалы, обладающие при этом выраженными магнитными свойствами, например ферриты [78–80]. Возникающая вследствие намагничивания анизотропия материалов приводит к различным

явлениям, таким как двойное лучепреломление, эффект Фарадея и др. Как показывают результаты работ [81–86], подобный круг явлений при исследовании магнитных коллоидов имеет место не только в оптическом диапазоне, но и в области СВЧ. Это открывает некоторые перспективы исследования взаимодействия СВЧ-излучения и магнитных коллоидных наносистем, вследствие того, что они имеют ряд преимуществ относительно твердотельных и порошкообразных материалов, так как обладают еще и текучестью помимо выраженных магнитных свойств. Результаты экспериментальных работ [87–90] показывают, что взаимодействие СВЧ излучения с ансамблем ферромагнитных частиц носит резонансный характер. Причем значение резонансной частоты уменьшается с уменьшением размера ферромагнитных частиц. С фундаментальной точки зрения представляется интересным связать параметры ферромагнитного резонанса с размерами ферромагнитных частиц. Начало современной теории ферромагнитного резонанса было положено в классической работе Ландау и Лифшица [91], в которой было рассмотрено движение магнитного момента однородно намагниченного домена во внутреннем поле анизотропии и внешнем радиочастотном поле. Однако, в диапазоне размеров частиц, где энергия магнитной анизотропии KV соизмерима с тепловой энергией kT , приобретает важность флуктуационный механизм переориентации вектора магнитного момента (впервые на это указал Неель [92]). Таким образом, поведение магнитного момента ферромагнитной частицы обусловлено двумя механизмами релаксации. Механизм, связанный с вращением частицы, характеризуется броуновским временем вращательной диффузии гидродинамического происхождения [93]:

$$\tau_B = \frac{3\eta V}{kT} \quad (1.4.1)$$

где V – объем частицы, η – вязкость несущей жидкости, T – температура.

Механизм, связанный с ориентацией магнитного момента внутри частицы, описывается характерным временем релаксации, впервые введенным Неелем [94]:

$$\tau_N = \frac{1}{f_0} \exp(KV / kT) \quad (1.4.2)$$

где $f_0 \approx 10^9$ – некоторая константа, K – константа анизотропии материала. Следовательно, наличие двух времен релаксации определяет различное поведение динамической магнитной восприимчивости магнитной жидкости в низкочастотном и высокочастотном диапазонах [95–102]. В работе [103] рассмотрена динамическая магнитная восприимчивость магнитных жидкостей в различных диапазонах. Решение уравнения Фокера-Планка для кинетической намагниченности ансамбля ферромагнитных частиц в низкочастотном диапазоне дает обычное выражение для комплексной динамической магнитной восприимчивости:

$$\chi = \frac{\chi_0}{1 + i\omega\tau_B} \quad (1.4.3)$$

где χ_0 – статическая магнитная восприимчивость, ω – циклическая частота переменного магнитного поля. Данная формула демонстрирует классическую зависимость низкочастотной магнитной восприимчивости, полученную Дебаем [104], и согласуется с экспериментальными данными, полученными в работах [87–89] при исследовании суспензий никеля, кобальта и магнетита.

При анализе высокочастотной восприимчивости авторы работы [103] показали, что для высокочастотного переменного магнитного поля магнитный момент определяется осью анизотропии и движется внутри ферромагнитного кристалла. Соответственно, динамическая магнитная восприимчивость определяется в результате решения уравнения Ландау-Лифшица:

$$\chi = \gamma M_S \frac{\omega_0(1 + \xi^2) + i\xi\omega}{\omega_0^2(1 + \xi^2) - \omega^2 + 2i\xi\omega\omega_0} \quad (1.4.4)$$

где γ – гиромагнитное отношение, ξ – параметр затухания, являющийся функцией величины

$$\xi \left(\frac{M_S V H}{kT} \right) \quad (1.4.5)$$

$M_s = 486 \text{ Гс}$ – намагниченность насыщения твердого магнетика (магнетита). Последняя формула наглядно демонстрирует резонансный характер динамической магнитной восприимчивости.

В работе [105] было выведено уравнение Фокера-Планка для вероятности ориентации магнитного момента частицы и проанализированы его спектральные свойства. Модель представляла собой ансамбль сферических изотропных невзаимодействующих мелкодисперсных частиц. В такой системе движение магнитного момента однодоменной частицы под влиянием тепловых флуктуаций аналогично броуновскому вращению частиц в жидкости с характерным временем релаксации. В работе [106] на основании выше оговорённого уравнения Фокера-Планка было получено выражение для динамики переменной намагниченности, имеющее вид линеаризованного уравнения Блоха с двумя временами релаксации:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{m}}{dt} = & -\gamma[\mathbf{m} \times \mathbf{H}_0] - \frac{1}{H_0^2 \tau_{\parallel}} \mathbf{H}_0 (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_0) - \frac{1}{H_0^2 \tau_{\perp}} [\mathbf{H}_0 \times [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_0]] + \\ & + \frac{\varphi M_s L(\sigma)}{H_0} \left\{ \gamma[\mathbf{h} \times \mathbf{H}_0] + \frac{1}{H_0^2 \tau} \mathbf{H}_0 (\mathbf{h} \cdot \mathbf{H}_0) + \frac{1}{H_0^2 \tau_{\perp}} [\mathbf{H}_0 \times [\mathbf{h} \times \mathbf{H}_0]] \right\}, \end{aligned} \quad (1.4.6)$$

\mathbf{m} – комплексный вектор переменной намагниченности; \mathbf{h} – комплексный вектор напряженности магнитного поля электромагнитной волны; \mathbf{H}_0 – вектор напряженности внешнего магнитного поля; τ_{\parallel} и τ_{\perp} – времена релаксации компонент намагниченности для параллельного и перпендикулярного постоянного поля:

$$\tau_{\parallel} = \frac{d \ln L(\sigma)}{d \ln \sigma} \tau \quad (1.4.7)$$

$$\tau_{\perp} = \frac{2L(\sigma)}{\sigma - L(\sigma)} \tau \quad (1.4.8)$$

где

$$\tau = \frac{M_s V}{2\xi \gamma k T} \quad (1.4.9)$$

характерное время ориентационной диффузии магнитного момента частицы.

Уравнение (1.4.6) решено относительно переменной \mathbf{m} и, соответственно, решение может быть представлено в матричном виде:

$$\mathbf{m} = \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{h} \quad (1.4.10)$$

где

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} \quad \boldsymbol{\chi} = \begin{pmatrix} \chi & \delta & 0 \\ -\delta & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \mathbf{h} = \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \\ h_z \end{pmatrix}. \quad (1.4.11)$$

с комплексно – сопряженными недиагональными элементами:

$$\chi = \frac{\varphi M_s L(\sigma)}{H_0} \frac{\omega_H^2 (1 + \eta^2) + i\eta \omega \omega_H}{\omega_H^2 (1 + \eta^2) - \omega^2 + 2i\eta \omega \omega_H} \quad (1.4.12)$$

$$\delta = i \frac{\varphi \omega M_s L(\sigma) \gamma}{\omega_H^2 (1 + \eta^2) - \omega^2 + 2i\eta \omega \omega_H}, \quad (1.4.13)$$

$$\eta = \xi \left(\frac{1}{L(\sigma)} - \frac{1}{\sigma} \right) \quad (1.4.14)$$

где $\omega_H = \gamma H_0$ – приведенная частота

Анализ уравнений (1.4.12) и (1.4.14), проведенный в работе [107], показал, что уравнение (1.4.6), полученное в рамках теории Райхера-Шлиомиса, более полно описывает особенности ферромагнитного резонанса в магнитных жидкостях относительно выражения (1.4.4), полученного в рамках теории Ландау-Лифшица. Позднее, более сложный вид уравнения Райхера – Шлиомиса был упрощен в работе [108].

Анализ выше указанных теорий динамической магнитной восприимчивости имеет некоторые сложности при сопоставлении теоретических расчетов с экспериментальными данными. Это обусловлено сложностью измерения магнитной восприимчивости магнитных жидкостей на сверхвысоких частотах в волноводных линиях передачи, так как образец представляет собой жидкое вещество, и при этом имеет выраженные диэлектрические и магнитные свойства. Поэтому на практике широкое распространение получили приближенные методы

измерения магнитной восприимчивости магнитных жидкостей, к примеру, метод малого образца в коаксиальной линии передачи [109].

В работах [110-112] показано, что результаты экспериментального исследования ферромагнитного резонанса в магнитных жидкостях могут быть использованы для определения ряда их свойств, проявляющихся в области сверхвысоких частот электромагнитного излучения. Это приобретает значимость в связи с идеей использования магнитных жидкостей для создания новых элементов СВЧ цепи [113].

В ряде работ [114-116] при интерпретации результатов экспериментального исследования отражения СВЧ-излучения от поверхности магнитной жидкости используется теория динамического намагничивания однодоменной изотропной частицы во внешнем магнитном поле. Утверждается, что данная простая модель позволяет удовлетворительным образом описать температурную и частотную зависимости коэффициента отражения СВЧ - излучения от опорного плеча двойного волноводного тройника со слоем магнитных коллоидов в качестве нагрузки. Это может представлять практический интерес в радиотехнике, т.к. при создании новых невзаимных СВЧ-устройств на основе магнитных жидкостей расчет их параметров возможен в рамках простой модели. В работе [110] показано, что аппроксимация экспериментальных зависимостей выходных параметров СВЧ устройств выражениями, полученными в рамках модели ансамбля невзаимодействующих изотропных частиц, дает возможность определения физических параметров магнитных жидкостей. В частности, большое внимание уделено решению обратной задачи по определению размера ферромагнитных частиц из анализа частотной зависимости коэффициента отражения.

Результаты исследований достаточно большого количества работ (например, [7, 117-118]) показывают, что взаимодействие частиц может существенным образом влиять на магнитные параметры коллоида. В связи с этим, расчеты физических параметров магнитных жидкостей по результатам

исследований в сверхвысоком частотном диапазоне в рамках модели невзаимодействующих частиц могут быть не достаточно точными. Возможность влияния межчастичного взаимодействия на резонансную кривую поглощения радиоизлучения ранее указывалась в работе [119] при теоретическом исследовании ансамбля ферромагнитных частиц, закрепленных в твердой немагнитной среде. Однако для системы частиц магнитного коллоида оно остается не в полной степени изученным.

Следует отметить, что наличие ферромагнитного резонанса в области СВЧ в магнитных коллоидах при воздействии внешнего магнитного поля открывает значительные перспективы применения данных сред в медицине, в частности, в исследованиях гипертермии. Как показывают результаты работы [120], при осаждении раковых опухолей ферромагнитными частицами, наблюдается более высокий уровень нагрева органических тканей при использовании сверхвысоких частот, относительно ранее используемых порядка 300 кГц.

При воздействии внешнего магнитного поля на магнитные коллоиды может иметь место агломерация, которая в свою очередь сильно меняет гидродинамические свойства исходного жидкого образца [121–122]. При этом агломерация может происходить в виде цепочек и колец, а также в виде много цепочечных цилиндров из ферромагнитных частиц. В работе [123] показано, что агломерация существенным образом влияет на спектр отражения электромагнитного излучения от магнитной жидкости. При этом, в рамках модели магнитной жидкости как ансамбля невзаимодействующих изотропных частиц разработана математическая модель взаимодействия СВЧ-излучения с формирующимися в магнитном поле агломератами ферромагнитных наночастиц, входящими в состав магнитной жидкости, заполняющей поперечное сечение волновода. Агломераты в диапазоне сверхвысоких частот могут быть описаны методом теории возмущений, так как их геометрические размеры значительно меньше длины волны используемого излучения.

Резюмируя вышесказанное, можно отметить, что картина взаимодействия СВЧ – излучения с магнитными коллоидными системами далека от завершения. Это обусловлено в первую очередь необходимостью исследования влияния межчастичного взаимодействия на процессы распространения электромагнитных волн в магнитных коллоидах. Также с практической точки зрения возникает потребность в оценке границ применимости простой модели, не учитывающей взаимодействие частиц, в рамках которых возможен удовлетворительный расчет параметров СВЧ-устройств.

1.5. Основные выводы главы

Проведенный анализ теоретических и экспериментальных работ показал, что тематике магнитных коллоидов и их композитов посвящено достаточно большое количество работ. Неоднократно затрагивались вопросы, касающиеся процессов структурообразования, динамики частиц дисперсной фазы под действием внешнего магнитного поля и их взаимодействия. Большое внимание уделено теории дисперсии динамической магнитной восприимчивости, имеющей уникальные особенности поведения в области сверхвысоких частот. Несмотря на давнюю историю подобных исследований, имеется ряд неизученных и не до конца разработанных аспектов.

К числу нерешенных и малоисследованных проблем в рассматриваемой предметной области относятся, например, влияние межчастичных взаимодействий в высококонцентрированных магнитных коллоидах на их сверхвысокочастотные свойства. В частности, в достаточной степени не изучены вопросы влияния межчастичных взаимодействий на условия возникновения

поперечного ферромагнитного резонанса в однородных магнитных коллоидах. Так же не исследован характер влияния таких взаимодействий на отражательную и пропускную способность магнитных коллоидов с различной концентрацией дисперсной фазы при взаимодействии с СВЧ-излучением. Мало изучен эффект Фарадея, наблюдающийся в магнитных коллоидах при воздействии внешнего магнитного поля. Фактически не изучались сверхвысокочастотные свойства магнитодиэлектрических эмульсий. Так, интерес в этом плане представляет исследование влияния микроструктурной динамики композита на волновые процессы в области 8 – 12 ГГц, в частности на коэффициент отражения СВЧ-излучения от таких сред. Совершенно не исследован характер невзаимных гиротропных свойств магнитодиэлектрических эмульсий в волноводных линиях передачи. К числу нерешенных вопросов также относится влияние изменения микрогеометрии композитов на основе магнитных коллоидов на эффект Фарадея, во внешних магнитных полях, значения которых недостаточны для возникновения продольного ферромагнитного резонанса в системе. В области сантиметровых волн не исследованы также диссипативные свойства таких композитов.

Решение всех обозначенных проблем не только позволит расширить существующую систему взглядов на свойства и поведение магнитных коллоидов и их композитов в области сверхвысоких частот, но и позволит предложить новые технологические приложения магнитных коллоидов и гетерогенных сред на их основе.

В соответствии с вышеизложенным были сформулированы следующие задачи настоящей диссертационной работы:

1. Исследовать зависимость коэффициента прохождения СВЧ – излучения от внешнего магнитного поля при различных объемных концентрациях дисперсной фазы однородных магнитных коллоидов.

2. Изучить особенности поглощения СВЧ-излучения в магнитных эмульсиях. Установить характер зависимостей коэффициента поглощения СВЧ-

излучения в таких средах от объемной концентрации магнитных капель и воздействия внешнего постоянного магнитного поля, приводящего к их деформации.

4. Исследовать эффект Фарадея, наблюдающийся при распространении СВЧ-волны в однородной магнитной жидкости с различной концентрацией дисперсной фазы и магнитодиэлектрической эмульсии. Определить и обосновать отличия этого эффекта в однородных коллоидах и магнитодиэлектрических эмульсиях, созданных на их основе.

5. Выяснить зависимость условий возникновения ферромагнитного резонанса от концентрации дисперсной фазы в однородной магнитной жидкости. Изучить особенности отражения СВЧ-волны от однородных магнитных коллоидов и их композитов (магнитной эмульсии и магнитной жидкости с мелкодисперсным проводящим наполнителем), обусловленные воздействием дополнительно приложенного постоянного магнитного поля.

ГЛАВА 2.

ОБЪЕКТЫ И МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Как было указано выше, взаимодействие гиротропных материалов с электромагнитным излучением приводит к широкому кругу наблюдаемых явлений. Помимо эффекта Фарадея, двойного лучепреломления и т.д., в области СВЧ большой интерес также представляют невзаимные фазовые явления и невзаимное поглощение, приводящие к нарушению принципа взаимности. Это обусловлено не только гиротропными свойствами магнитных сред, но и спецификой волноводных СВЧ линий передачи. Соответственно подобный круг явлений не имеет места в безграничной среде. На основании этого, в настоящей работе исследования проводились на низших типах волн H_{10} прямоугольного волновода и H_{11} круглого волновода с целью выявить особенности фазовых изменений прямых и обратных волн, а также особенности вращения плоскости поляризации плоско поляризованных волн. Характерной чертой исследований S-параметров матрицы рассеяния и матрицы поглощения в настоящей работе является использование метода частичного заполнения образцом поперечного сечения прямоугольного волновода. Это позволяет выделить отдельный вид колебаний векторов магнитного и электрического поля электромагнитной волны и тем самым исследовать характер магнитных и диэлектрических потерь.

2.1. Объекты экспериментальных исследований

В ходе проведенных экспериментальных и теоретических исследований был выявлен ряд особенностей взаимодействия СВЧ излучения с магнитными коллоидными наносистемами и их композитами. Для проведения исследований были использованы 5 образцов, описание которых приведено ниже.

Образец №1 представлял собой магнитный коллоид на основе керосина с магнетитовыми однодоменными частицами, стабилизированными олеиновой кислотой. Средний диаметр частиц составлял 9 нм, исходная объемная концентрация дисперсной фазы – 17.6 %, статическая магнитная восприимчивость $\chi_{st}/4\pi = 6.5$, намагниченность намагничивания 73 Гс. Сбор магнитометрических данных производился посредством разработанных программ в среде программирования LabView [124, 125]. Образец, как можно судить по наблюдениям в оптический микроскоп, представлял собой однородную среду без видимых включений и агрегатов из коллоидных частиц. На основе образца №1 был получен концентрационный ряд путем разбавления исходного образца дисперсной средой до более низких объемных концентраций твердой фазы.

Образец №2 был получен диспергированием образца №1 с исходной объемной концентрацией дисперсной фазы (14.74 %) в несмешивающемся с ним масле АМГ–10 и представлял собой эмульсию с объемной долей магнитных капель от 2% и 100%. Средний диаметр капель составлял 2 мкм, коэффициент поверхностного натяжения границы капли со средой 0.002 дин/см (рисунок 2.1.1). Воздействие даже относительно слабого магнитного поля приводит к значительным изменениям микрогеометрии таких сред вследствие деформации капель дисперсной фазы эмульсии (рисунок 2.1.2).

Образец №3 представлял собой композит на основе образца №1 (с концентрацией дисперсной фазы 12%) и немагнитных частиц из бронзы

микронного размера (рисунок 2.1.3),. Исследования проводились при концентрации частиц наполнителя 9% и 17%, для сравнения получали также соответствующие зависимости для исходного образца магнитной жидкости не содержащего каких-либо включений.

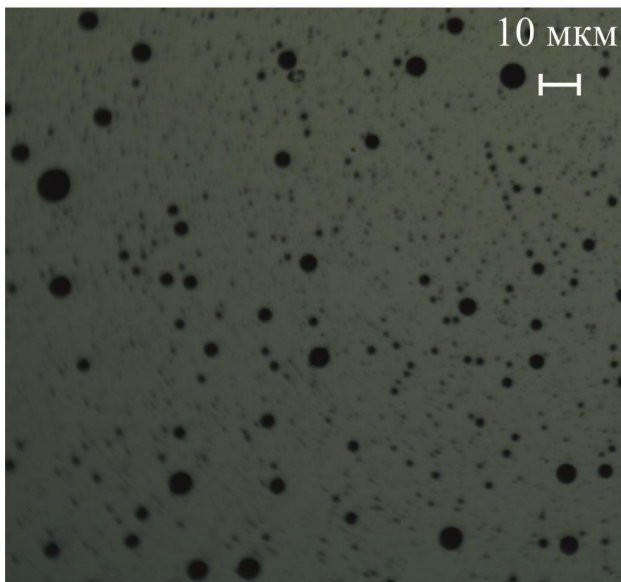


Рисунок 2.1.1 – Образец №2 при
отсутствии внешнего магнитного поля.

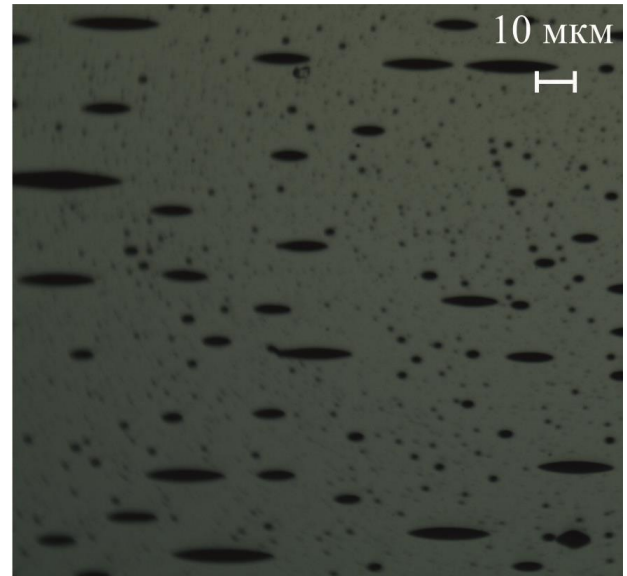


Рисунок 2.1.2 – Образец № 2 при
воздействии внешнего магнитного
поля $H_0 = 30$ Э.

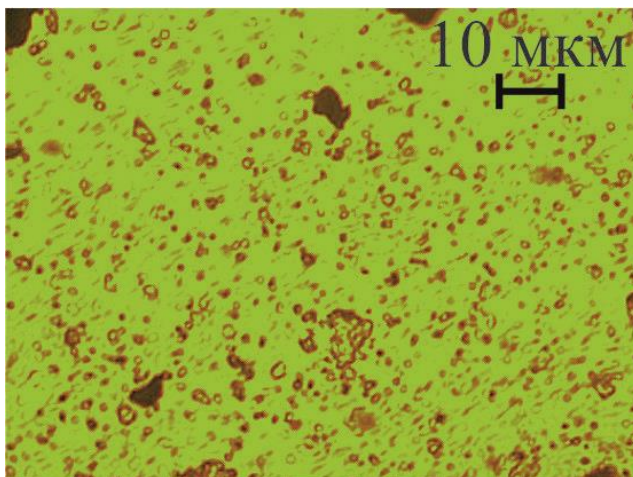


Рисунок 2.1.3 – Образец №3 при
отсутствии внешнего магнитного поля.

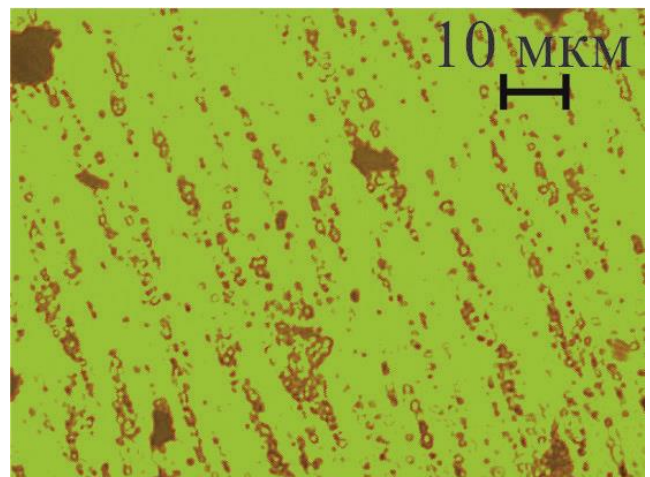


Рисунок 2.1.4 – Образец № 3 при
воздействии внешнего магнитного
поля $H_0 = 50$ Э.

Для дополнительной характеристики образца №3 отметим, что введение немагнитных частиц (“магнитных дырок”) в магнитную жидкость эквивалентно образованию в ней частиц, имеющих намагниченность, направленную противоположно намагниченности окружающей среды. Вследствие этого воздействие даже относительно слабого магнитного поля на такую среду приводит к объединению немагнитных частиц наполнителя в цепочечные структуры, что и наблюдается для данного образца (рисунок 2.1.4). Образование структуры в таких средах подтверждается методами компьютерного моделирования [126, 127].

Образец №4 – магнитный коллоид, содержащий хорошо развитую систему микрокапельных агрегатов. Он был получен из образца №1 путем добавления ПАВ. Объемная концентрация дисперсной фазы образца №4 составляет 6.5% и 2.5%. Воздействие магнитного поля приводит к деформации и объединению агрегатов в полосовые структуры и созданию упорядоченной структурной решетки (рисунок 2.1.5), которая разрушается при выключении поля.

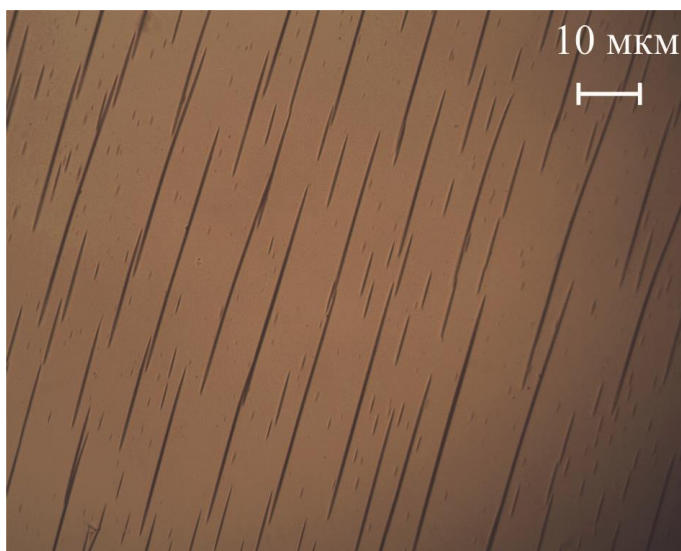


Рисунок 2.1.5 – Структура образца №4 при воздействии внешнего магнитного поля 120 Э.

Образец №5 также представлял собой магнитную эмульсию, которая в отличие от образца №2 была получена эмульгированием магнитной жидкости на

полиэтилсиласановой основе (с объемной концентрацией дисперсной фазы 6 %) в масле АМГ-10. Объемное содержание магнетита в последней эмульсии составляло 2.3%. Воздействие магнитного поля на образец №5 приводит к аналогичным изменениям микрогеометрии как и в случае образца № 2 – деформации микрокапель вдоль направления поля, которые приобретают первоначальную сферическую форму при его выключении.

2.2. Метод исследования коэффициента прохождения

Экспериментальные исследования прохождения СВЧ-излучения через магнитные коллоидные наносистемы при воздействии внешнего постоянного магнитного поля были проведены на установке, схема которой изображена на рисунке 2.2.1. Исследования проводились при частоте электромагнитных волн 10.74 ГГц, генерируемых диодом Ганна 1.

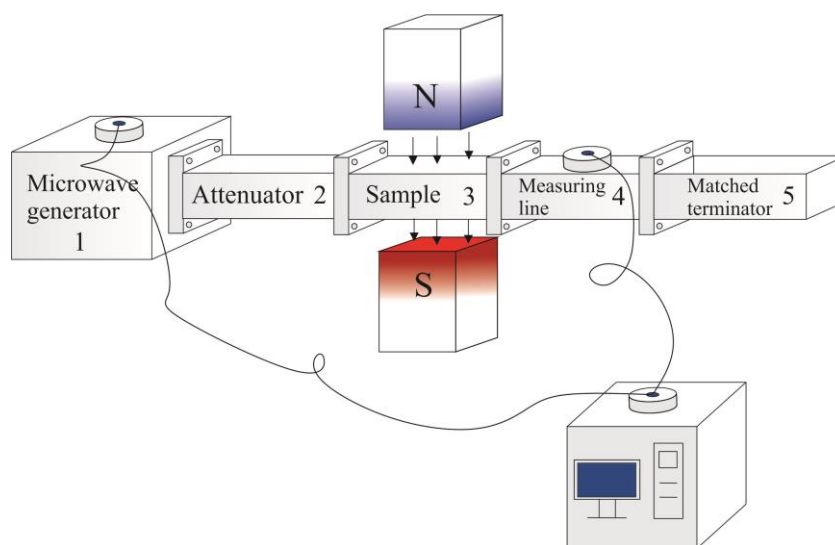


Рисунок 2.2.1 – Схема экспериментальной установки для исследования коэффициента прохождения.

Плоскопараллельное излучение в виде основной моды H_{10} направлялось от генератора через аттенюатор 2 к отрезку волноводной линии 3, содержащей ячейку с исследуемым образцом. Ячейка представляла собой тонкую полую пластинку с параметрами $t_1 \times L \times b = 0.6\text{мм} \times 20\text{мм} \times 10\text{мм}$ из прозрачного для СВЧ-излучения диэлектрика. После волноводной секции с ячейкой следовал отрезок измерительной линии с квадратичным детектором 4 и согласованная нагрузка 5, позволяющая обеспечить в системе режим бегущих волн. Размеры поперечного сечения волновода $a \times b = 23\text{мм} \times 10\text{мм}$. Внешнее однородное магнитное поле создавалось электромагнитом 6. Так как в измерительной линии использовался квадратичный детектор напряжения, то расчет коэффициента прохождения проводился с помощью выражения:

$$|T| = \sqrt{\frac{U}{U_0}} \quad (2.2.1)$$

где U_0 – регистрируемое напряжение при отсутствии образца. Сбор информации осуществлялся посредством разработанной программы в среде программирования LabView [128].

2.3. Метод исследования коэффициента отражения на базе СВЧ-интерферометра

Экспериментальные исследования отражения СВЧ-излучения от системы, содержащей магнитные коллоиды и их композиты, были проведены при использовании установки, аналогичной описанной в [110, 114–116]. Ее схема приведена на рисунке 2.3.1. Плоско-поляризованное излучение (мода H_{10}), генерируемое диодом Ганна 1 с частотой 10.65 GHz, направлялось по

прямоугольному волноводу (H -плечо) в двойной СВЧ тройник, пройдя через аттенюатор 2 и PIN-диод 3. Затем энергия излучения разделялась в опорных плечах Π_1 и Π_2 . Левое плечо Π_1 содержало ячейку с образцом 4 и неподвижный короткозамыкающий поршень 5. В правом плече (Π_2) был расположен подвижный короткозамыкающий поршень 6, регулируемый микрометрическим винтом.

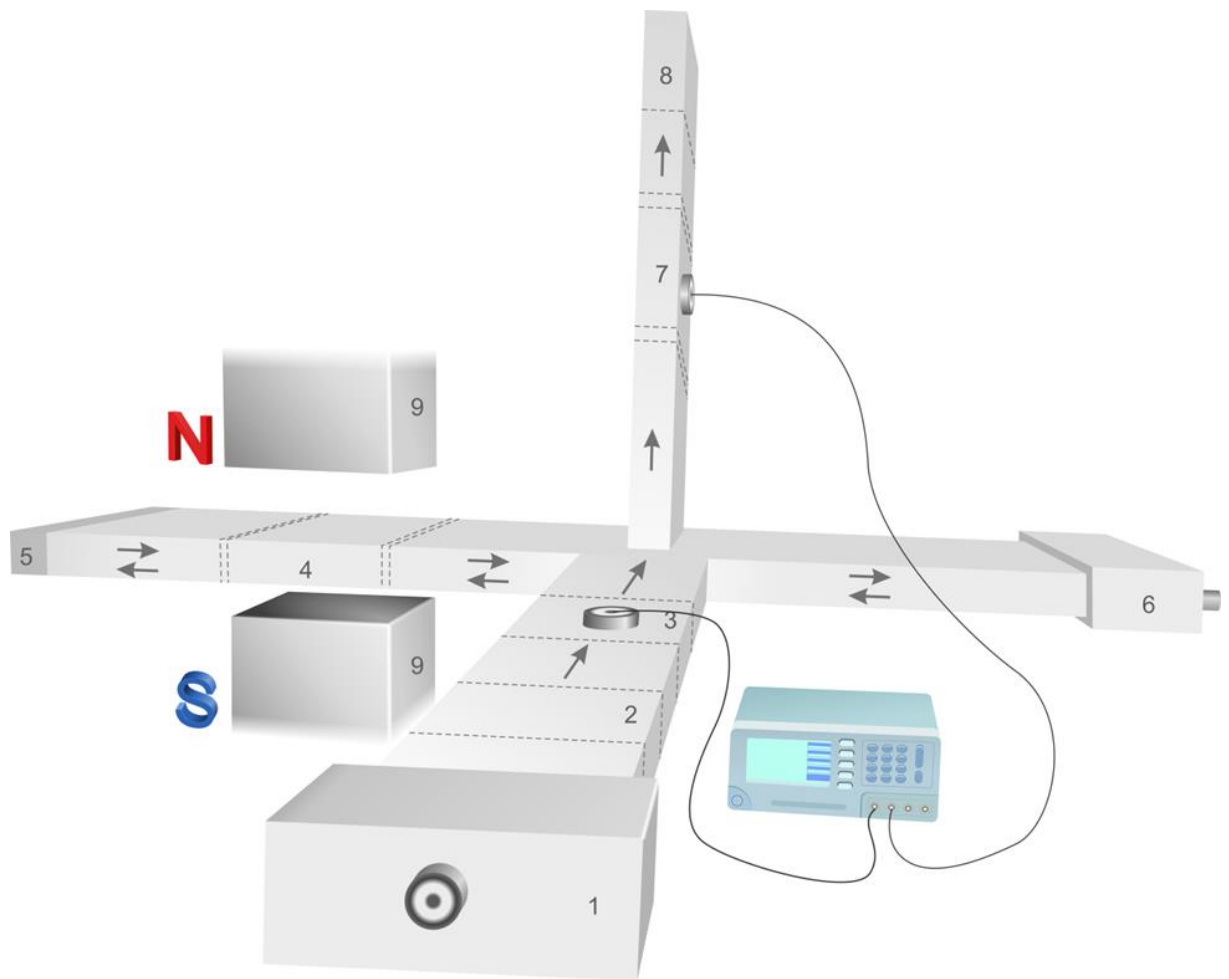


Рисунок 2.3.1 – Схема экспериментальной установки для исследования коэффициента отражения.

Отраженные волны от обоих плеч интерферировали в центре двойного тройника, при этом перераспределенная энергия направлялась в вертикальное E -плечо. Мощность результирующей волны регистрировалась измерительной линией 7, представляющей собой отрезок прямоугольного волновода. Последняя

была соединена с линией, на торцевой части которой была установлена согласующая нагрузка в виде поглощающей пластины δ , дающей возможность исключить паразитные отраженные сигналы. Внешнее постоянное однородное магнитное поле H_0 , направленное перпендикулярно вектору распространения волны, создавалось электромагнитом 9.

На рисунке 2.3.2 изображена подробная схема ячейки с образцом. Номером I обозначены пустые области. Исследуемый жидкий образец, ограниченный с обеих сторон прозрачным для СВЧ излучения диэлектриком II, содержится в области III. Область IV занимает короткозамыкающий неподвижный поршень. Мощность отраженного излучения характеризуется модулем коэффициента отражения \tilde{R} , в общем случае представляющего собой комплексную величину [129,130].

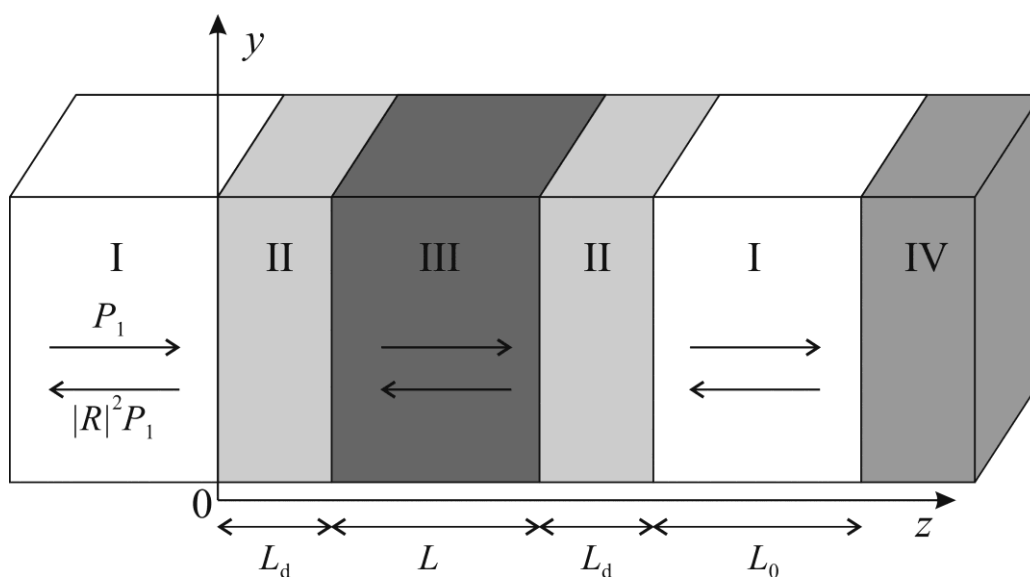


Рисунок 2.3.2 – Подробная схема ячейки с исследуемым образцом: I – пустые области; II – прозрачный для СВЧ излучения диэлектрик, препятствующий растеканию жидкого образца; III – область, заполненная исследуемым образцом; IV – неподвижный короткозамыкающий поршень.

В отсутствие образца зависимость результирующей мощности излучения, поступающей в вертикальное E -плечо, от разности хода ΔX в опорных плечах определяется выражением [129]:

$$P = P_0 \sin^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda_g} (\Delta X + 0.06) \right) \quad (2.3.1)$$

где P_0 – мощность сигнала, поступающего в двойной тройник от генератора, λ_g – длина волны в волноводе:

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2}} \quad (2.3.2)$$

ΔX – разность хода, возникающая за счет различной длины опорных плеч, отсчитываемая от нуля системы координат и регулируемая подвижным короткозамыкающим поршнем; $a = 2.3$ см – размер широкой стенки волновода; 0.06 – постоянная добавочная разность хода, обусловленная конструкцией подвижного поршня.

При наличии образца мощность P поступающего в E -плечо излучения описывается уравнением [129]:

$$P = \frac{P_0}{4} \left(1 + |\tilde{R}|^2 + 2|\tilde{R}| \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda_g} (\Delta X + 0.06) + \pi \right) \right) \quad (2.3.3)$$

где π – начальный сдвиг фаз, указывающий на то, что при условии минимума интерференции отраженных волн в опорных плечах вся энергия поступает в вертикальное E -плечо. В этом случае измерительная линия регистрирует максимальное значение мощности сигнала, являющегося результатом интерференции волн в опорных плечах.

Последнее уравнение дает возможность рассчитать модуль коэффициента отражения по экспериментально полученным данным. Действительно, функция $P(\Delta X)$ имеет максимальное значение P_{\max} , определяемое из эксперимента, при

$$\cos \left(\pi + \frac{4\pi}{\lambda_g} (\Delta X + 0.06) \right) = 1 \quad (2.3.4)$$

При этом выражение (2.3.3) принимает вид стандартного квадратного уравнения

$$|\tilde{R}|^2 + 2|\tilde{R}| + 1 - \frac{4P_{\max}}{P_0} = 0 \quad (2.3.5)$$

использование которого и позволяет определить модуль коэффициента отражения.

2.4. Метод исследования коэффициента поглощения

При исследовании диссипативных потерь в активных элементах СВЧ цепи широкое применение находит матрица потерь \mathbf{Q} , связанная с матрицей рассеяния \mathbf{S} следующим соотношением [131]:

$$\mathbf{Q} = \mathbf{I} - \mathbf{S}^{T*} \mathbf{S} \quad (2.4.1)$$

где \mathbf{S}^{T*} – эрмитово-сопряженная матрица, \mathbf{I} – единичная матрица. Таким образом, экспериментальное исследование сводится к измерению S-параметров матрицы рассеяния. На рисунке 2.4.1 изображена схема измерительной системы, представляющая собой прямоугольный волновод (23×10 мм), частично заполненный полый тонкой пластинкой 2 из оргстекла с исследуемым образцом внутри. Длина, ширина и высота пластинки соответственно равны $70 \text{ мм} \times 4 \text{ мм} \times 10 \text{ мм}$, толщина стенки 1 мм. Вся система находилась в однородном магнитном поле напряженностью \mathbf{H}_0 , создаваемое системой катушек Рубена. Намагничивающая система расположена так, что вектор \mathbf{H}_0 перпендикулярен широкой стенки волновода, и соответственно, направлению распространения электромагнитных волн. Исследования проводились на основной моде H_{10} прямоугольного волновода при частоте электромагнитного излучения 8.2 ГГц.

Возбуждение электромагнитных волн через коаксиально-волноводные переходники I и измерение S параметров осуществлялось при помощи векторного анализатора цепей (ВАЦ) «Микран Р4226/5».

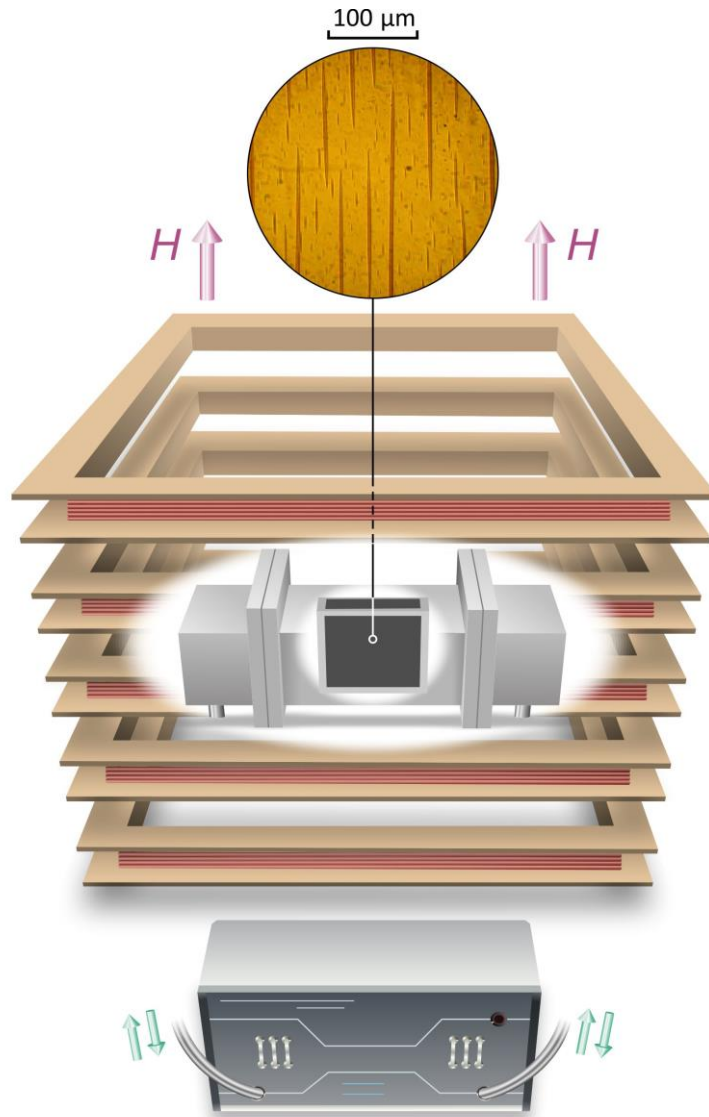


Рисунок 2.4.1 – Схема экспериментальной установки для исследования коэффициента поглощения.

Так как ВАЦ при измерении возбуждает цепь только со стороны одной пары полюсов, то на основании уравнения (2.4.1) потери в системе для прямой волны однозначно определяются величиной Q_{11} :

$$Q_{11} = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 \quad (2.4.2)$$

И, соответственно, для обратной волны:

$$Q_{22} = 1 - |S_{22}|^2 - |S_{12}|^2 \quad (2.4.3)$$

С физической точки зрения Q_{11} и Q_{22} представляют собой коэффициенты поглощения. Сбор информации осуществлялся посредством разработанной программы в среде программирования LabView [132]

2.5. Метод исследования вращения плоскости поляризации плоско поляризованной волны

Для экспериментального исследования вращения плоскости поляризации была использована экспериментальная установка, схема которой приведена на рисунке 2.5.1.

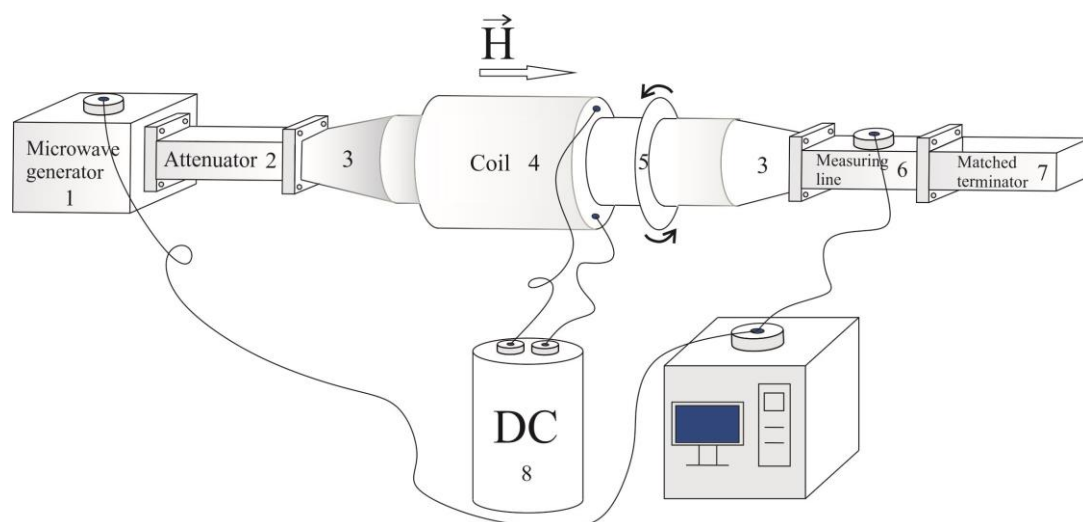


Рисунок 2.5.1 – Схема экспериментальной установки для исследования вращения плоскости поляризации

Исследования проводились на частоте электромагнитных волн 10.74 ГГц, генерируемых диодом Ганна 1. Плоскопараллельное излучение в виде основной моды H_{10} направлялось от генератора через аттенюатор 2 к отрезку волноводной линии 3, представляющий собой плавный волноводный переходник от прямоугольного сечения к круглому. Трансформируемое излучение в основную моду H_{11} направлялось к отрезку волновода 4, содержащему ячейку эллипсоидальной формы с исследуемым образцом (длина ячейки составляла 6 см, диаметр ее цилиндрической части – 2,3 см). Затем электромагнитное излучение трансформировалось обратно в основную моду H_{10} и регистрировалось измерительной линией 6. Для установления в системе режима бегущих волн использована согласованная нагрузка 7. Круглый волновод имел вращающееся сочленение 5, позволяющее измерять угол поворота плоскости поляризации.

ГЛАВА 3.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЧЕРЕЗ МАГНИТНЫЕ КОЛЛОИДЫ

3.1. Прохождение электромагнитных волн через магнитные коллоиды

Магнитная жидкость является материалом с высокими магнитными потерями в диапазоне сверхвысоких частот (10 - 11 ГГц) в связи с имеющим место ферромагнитным резонансом во внешних магнитных полях напряженностью порядка ~ 3.5 кЭ. Теоретическое выражение для полевой зависимости коэффициента прохождения $T(H_0)$ электромагнитных волн через такую среду достаточно просто получить в приближении теории возмущений, если образец представляет собой тонкую, сильно поглощающую пластинку, расположенную в прямоугольном волноводе. При выводе выражения для T необходимо определение мнимой компоненты магнитной восприимчивости магнитной жидкости. Данную задачу будем решать, рассматривая магнитную жидкость как ансамбль невзаимодействующих изотропных частиц [106]. Согласно этой теории высокочастотная магнитная восприимчивость представляет собой тензорную величину, компоненты которой описываются выражениями (1.4.12) и (1.4.13). Также отметим, что в работе при дальнейших аналитических рассуждениях будет использован метод комплексных амплитуд [130].

Соответственно, тензор магнитной проницаемости определяется следующими выражениями:

$$\boldsymbol{\mu} = \mathbf{I} + 4\pi\boldsymbol{\chi} \quad (3.1.1)$$

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.1.2)$$

$$\boldsymbol{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & \mu_a & 0 \\ -\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (3.1.2)$$

$$\Delta\boldsymbol{\mu} = \begin{pmatrix} \Delta\mu & \Delta\mu_a & 0 \\ -\Delta\mu_a & \Delta\mu & 0 \\ 0 & 0 & \Delta\mu_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (3.1.3)$$

где

$$\mu = 1 + 4\pi\chi \quad (3.1.4)$$

$$\mu_a = 4\pi\delta \quad (3.1.5)$$

$$\mu_{\parallel} = 1 \quad (3.1.6)$$

$$\Delta\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu} - \mathbf{I} \quad (3.1.7)$$

Далее рассмотрим систему, представляющую собой прямоугольный волновод с тонкой прямоугольной ячейкой в виде полый пластинки, заполненной магнитной жидкостью (рисунок 3.1.2.). Пусть внешнее магнитное поле направлено вдоль вертикальной оси OZ, т.е. перпендикулярно широким стенкам волновода, а направление распространения электромагнитной волны совпадает с положительным направлением оси OY. Электромагнитные волны, использовавшегося СВЧ-излучения, относятся к волнам низшего типа H₁₀, для которых справедливы следующие уравнения в установленной системе координат:

$$E_{z0} = \beta \sqrt{\frac{2}{ab}} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \exp\left(i\left(\frac{\pi}{2} + \Gamma_0 y\right)\right) \quad (3.1.8)$$

$$h_{x0} = \Gamma_0 \sqrt{\frac{2}{ab}} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \exp\left(i\left(\Gamma_0 y - \frac{\pi}{2}\right)\right) \quad (3.1.9)$$

$$h_{y0} = \frac{\pi}{a} \sqrt{\frac{2}{ab}} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \exp(i\Gamma_0 y) \quad (3.1.10)$$

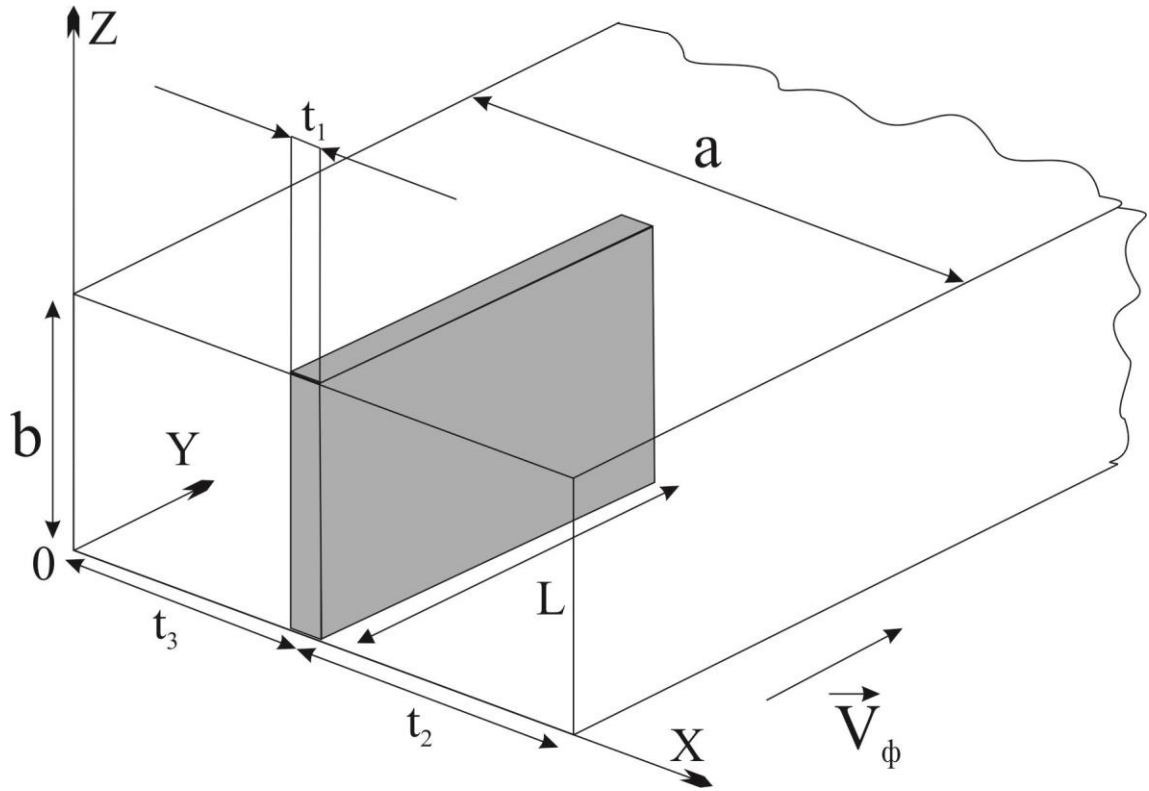


Рисунок 3.1.3 – Подробная схема расположения образца в волноводе.

где

$$\beta = \frac{\omega}{c} \quad (3.1.11)$$

$$\Gamma_0 = \sqrt{\beta^2 - \frac{\pi^2}{a^2}} \quad (3.1.12)$$

– постоянная распространения волны H_{10} при воздушном заполнении волновода. При распространении электромагнитной волны в веществе данная величина является комплексной $\Gamma = \Gamma' - i\Gamma''$. Соответственно, характеристическое сопротивление прямоугольного волновода заполненного воздухом для H_{10} будет иметь вид:

$$Z = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}} \quad (3.1.13)$$

где

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (3.1.14)$$

– волновое сопротивление свободного пространства, в случае воздуха равное 1; λ_0 – длина волны в свободном пространстве.

При помещении в волновод тонкой прямоугольной кюветы с магнитной жидкостью постоянная распространения волны Γ_0 изменится. Приближенно это изменение можно достаточно просто учесть при помощи теории возмущений, для этого необходимо определить вектора \mathbf{E} и \mathbf{h} электромагнитной волны внутри образца. Воспользуемся уравнением для изменения постоянной распространения, полученным в [79] из теории возмущений:

$$\Gamma - \Gamma_0 = \frac{\omega Z_0}{2cN_0} \int_{S_1} (\mathbf{h}_0^* \Delta \mu \mathbf{h} + \mathbf{E}_0^* \Delta \varepsilon \mathbf{E}) dS \quad (3.1.15)$$

$$N_0 = \int_{S_0} |\mathbf{E}_{z0}|^2 dS \quad (3.1.16)$$

$$S_0 = ab \quad (3.1.17)$$

$$S_1 = bt_1 \quad (3.1.18)$$

где S_1 и S_0 – площадь поперечного сечения пластины и пустого волновода соответственно, \mathbf{h}_0 – вектор напряженности магнитного поля электромагнитной волны невозмущенного волновода; \mathbf{h}_0^* – комплексно сопряженный вектор напряженности магнитного поля электромагнитной волны невозмущенного волновода; \mathbf{E}_0^* – комплексно сопряженный вектор напряженности электрического поля электромагнитной волны невозмущенного волновода. Подставив уравнение (3.1.8) в уравнение (3.1.16), получим:

$$N_0 = \beta^2 \quad (3.1.19)$$

Так как поперечное сечение пластинки с образцом гораздо меньше длины волны в волноводе, то для определения векторов переменного поля внутри образца можно воспользоваться статическим приближением. Будем вести рассуждения только о векторе \mathbf{h} , так как для вектора электрического поля всё

аналогично. Геометрические параметры ячейки с образцом таковы, что для значений размагничивающего фактора вдоль координатных осей можно считать справедливыми соотношения:

$$N_x \approx 4\pi \quad (3.1.20)$$

$$N_y = N_z \approx 0 \quad (3.1.21)$$

Следовательно, выражение для напряженности магнитного поля внутри жидкости можно записать в виде:

$$\begin{cases} h_x = h_{x0} - N_x m_x \\ h_y = h_{y0} - N_y m_x \end{cases} \quad (3.1.21)$$

Компоненты переменной намагниченности, вносимой электромагнитным полем на основании тензора (1.4.11) представляют собой систему уравнений:

$$\begin{cases} m_x = \chi h_x + \delta h_y \\ m_y = -\delta h_x + \chi h_y \end{cases} \quad (3.1.22)$$

С учетом значений для размагничивающего фактора из двух последних систем можно получить уравнения для компонент вектора напряженности магнитного поля внутри образца:

$$\begin{cases} h_x = \frac{h_{x0}}{\mu} - \frac{4\pi\delta}{\mu} h_{y0} \\ h_y = h_{y0} \end{cases} \quad (3.1.23)$$

Для того чтобы получить искомое выражение для постоянной распространения возмущённого волновода необходимо подставить (3.1.8-3.1.10), (3.1.13) и (3.1.19) в выражение (3.1.15). Подынтегральное выражение $\mathbf{h}_0^* \Delta \mu \mathbf{h}$ является сокращенной записью развернутой формы:

$$\mathbf{h}_0^* \Delta \mu \mathbf{h} = \Delta \mu (\mathbf{h}_{0\perp}^* \cdot \mathbf{h}_{\perp}) + \delta \mathbf{z}_0 [\mathbf{h}_{0\perp}^* \times \mathbf{h}_{\perp}] + \Delta \mu_{\parallel} \mathbf{h}_{z0}^* \mathbf{h}_z \quad (3.1.24)$$

где $\mathbf{h}_{\perp 0} = h_{y0} \mathbf{x} + h_{x0} \mathbf{y}$, \mathbf{x} и \mathbf{y} – единичные векторы в направлении соответствующих осей.

Выражение для $\mathbf{E}_0^* \Delta \epsilon \mathbf{E}$ представляется в аналогичной форме, однако в дальнейшем раскрывать его не будем по следующей причине. Диэлектрическая

проницаемость однородных магнитных коллоидов в области слабых электрических полей не претерпевает существенных изменений при воздействии внешнего магнитного поля. Поэтому можно считать, что относительное изменение коэффициента прохождения электромагнитной волны через образец связано исключительно с магнитными потерями энергии. Таким образом, элемент постоянной распространения ЭМ волны Γ_E , связанный с вектором напряженности электрического поля оставим в свернутой форме.

Как известно [80], при частичном заполнении прямоугольного волновода гиротропной средой, например ферритами, имеют место невзаимные явления, так как магнитная восприимчивость таких сред является тензорной величиной с комплексными компонентами. Единственная координата для основной моды H_{10} , при которой постоянные распространения прямой и обратной волн равны, является $t_3 = \frac{a}{2}$. Поэтому в целях упрощения расчетов ограничимся ситуацией, в которой пластина расположена только строго по центру широкой стенки волновода. С учетом вышеизложенного, из выражения (3.1.15), опуская математические преобразования при решении интеграла по площади S_1 , получим окончательное выражение для $\Gamma - \Gamma_0$ [133]

$$\Gamma - \Gamma_0 = \Gamma_M + \Gamma_E \quad (3.1.25)$$

$$\Gamma_M = \frac{4\pi\chi}{4\pi\chi + 1} \cdot \frac{ct\Gamma_0^2}{\omega a} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}}. \quad (3.1.26)$$

После того, как волна прошла через образец длиной L , амплитуда вектора \mathbf{h} уменьшиться в соответствии с экспоненциальным законом:

$$\mathbf{h} = |T| \mathbf{h}_0 = \mathbf{h}_0 e^{-i\Gamma L} = \mathbf{h}_0 e^{-\Gamma'' L} e^{-i\Gamma' L} \quad (3.1.27)$$

Вследствие этого, коэффициент прохождения T определится выражением:

$$|T| = e^{-\Gamma'' L} \quad (3.1.28)$$

Из сравнения выражений для коэффициентов прохождения при отсутствии поля T_0 и при его наличии нетрудно получить [133]:

$$\left| \frac{T}{T_0} \right| = e^{-\Gamma''_M L} \cdot e^{\Gamma''_{M0} L} \quad (3.1.29)$$

Γ''_{M0} и T_0 – мнимая часть постоянной распространения и коэффициент прохождения при отсутствии внешнего магнитного поля соответственно.

Одним из факторов, оказывающих преимущественное влияние на постоянную распространения Γ электромагнитных волн в магнитных коллоидах, является наличие магнитных потерь. Для их учета в уравнение движения вектора переменной намагниченности введен добавочный диссипативный член, вклад которого задается значением параметра затухания ξ [106]. Выведенная нами при описании теоретической модели формула (3.1.26) показывает связь постоянной распространения Γ электромагнитных волн в прямоугольном волноводе с комплексной магнитной восприимчивостью магнитных жидкостей, а, следовательно, и с параметром ξ в условиях сформулированной задачи. Обычно значение ξ варьируется в пределах 0.01 – 0.1. В данной работе при проведении теоретических расчетов значение параметра затухания принималось $\xi = 0.1$ в соответствии с результатами работ [105,110, 114–116]. Экспериментальные исследования коэффициента прохождения в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля получены при помощи установки, подробно описанной в *разделе 2.2*. На рисунке 3.1.2 приведены теоретически рассчитанные и экспериментально полученные зависимости относительной величины коэффициента прохождения СВЧ-излучения от напряженности внешнего магнитного поля при различных объемных концентрациях твердой фазы в образце №1 (экспериментальные зависимости обозначены в виде точек). Теоретические зависимости получены при использовании формулы (3.1.29) и обозначены на рисунке гладкими кривыми [134]. Как видно из рисунка, поглощение имеет резонансный характер и достаточно хорошо описывается теорией ансамбля невзаимодействующих частиц только при очень малых

концентрациях. При увеличении концентрации уровень поглощенной энергии значительно превышает предсказанный теоретически и, соответственно, экспериментально наблюдаемое значение коэффициента прохождения оказывается гораздо меньшим теоретически рассчитанного.

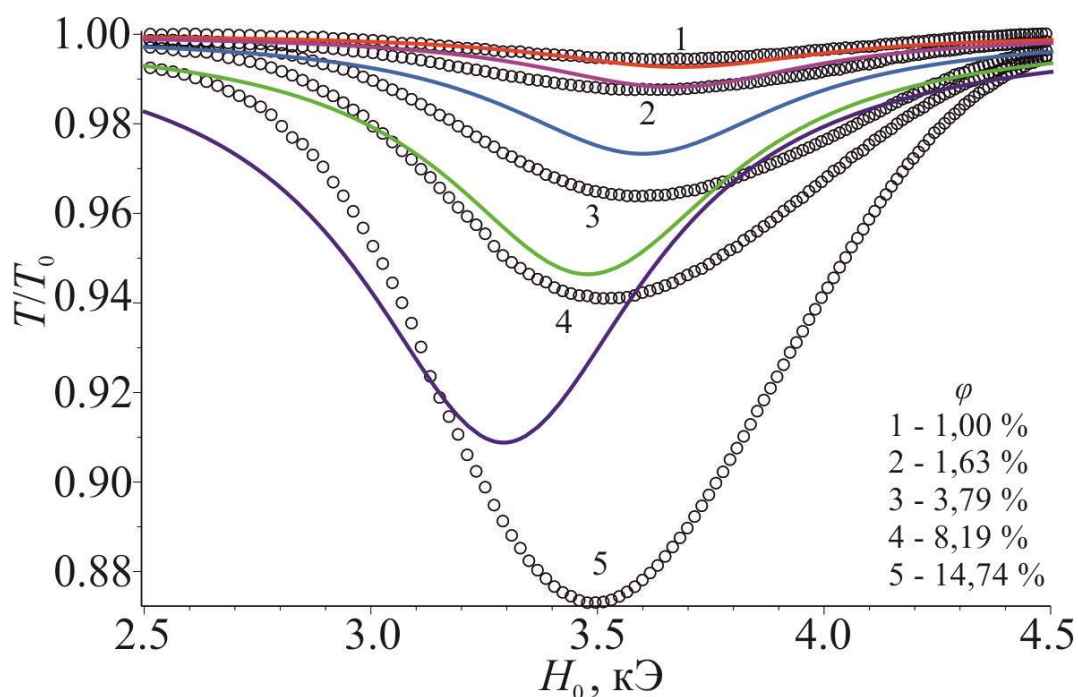


Рисунок 3.1.2 – Зависимость относительной величины коэффициента прохождения от напряженности внешнего поля при различных объемных концентрациях твердой фазы в образце №1. T_0 – значение коэффициента прохождения при $H_0 = 0$. Экспериментальные зависимости обозначены в виде точек, рассчитанные теоретически – гладкие кривые.

На рисунке 3.1.3 данная расхожимость экспериментальных данных и теоретических расчетов представлена более подробно [135]. Как видно из рисунка, расхождение становится более явным по мере увеличения концентрации дисперсной фазы. Это обстоятельство можно связать с наличием межчастичного взаимодействия, степень выраженности которого зависит от объемной концентрации частиц магнетита в образце и не учитывается в теоретических представлениях используемой модели. При больших значениях внешнего

магнитного поля частицы коллоида объединяются в цепочечные агрегаты, и соответственно каждая частица находится в дополнительном поле соседних частиц. Это добавочное поле в свою очередь влияет на резонансную кривую поглощения.

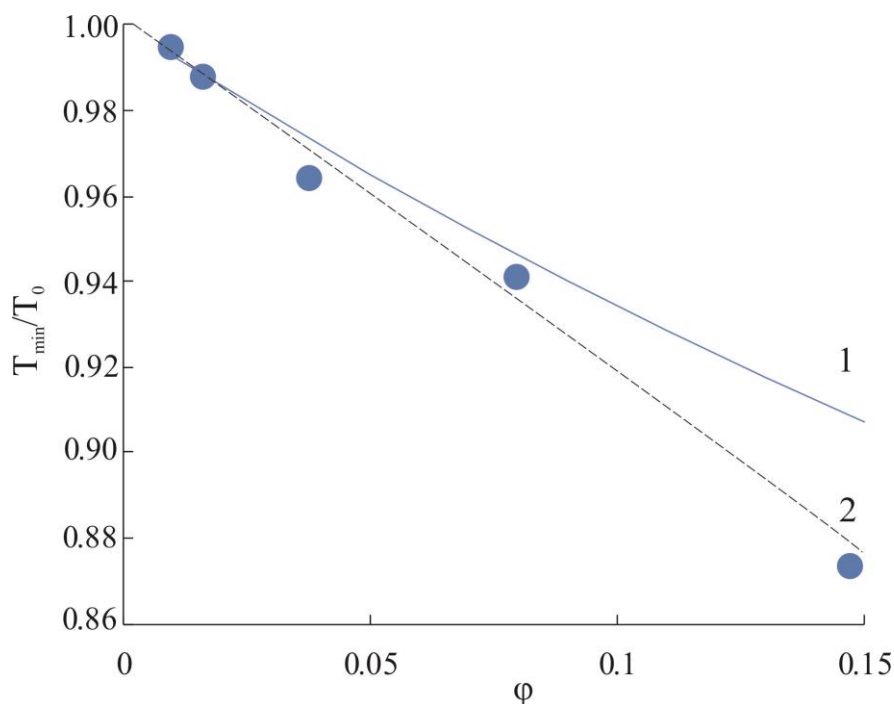


Рисунок 3.1.3 – Зависимость минимального значения коэффициента прохождения от объемной концентрации твердой фазы в образце. №1 – теоретические расчеты, 2 – экспериментальные данные. T_0 – значение коэффициента прохождения при $H_0 = 0$.

На рисунке 3.1.4 представлен график зависимости напряженности внешнего магнитного поля, при которой наблюдается минимум зависимости коэффициента прохождения от концентрации (1 – теоретические расчеты, 2 – экспериментальные данные). Как видно из рисунка, согласование теоретических расчетов и экспериментальных данных наблюдается только при малых концентрациях $< 3\%$. Экспериментальная кривая охватывает значительно меньший диапазон значений внешнего поля, при котором наблюдается минимум

коэффициента прохождения в отличие от теоретически предсказанного и представляет собой нелинейную зависимость.

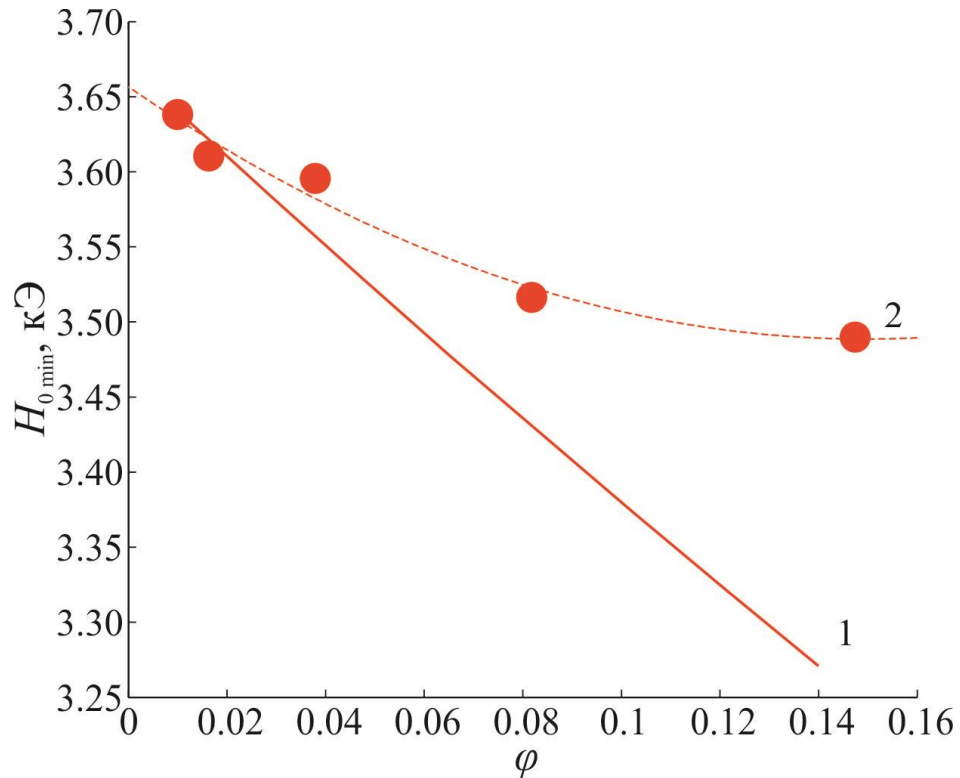


Рисунок 3.1.4 – Зависимость напряженности внешнего магнитного поля, соответствующей минимуму коэффициента прохождения, от концентрации дисперсной фазы в образце №1 (1 – теоретические расчеты, точки – экспериментальные данные).

В работах [110, 115] выражения, полученные в рамках теории ансамбля невзаимодействующих изотропных частиц, используются для определения физических параметров магнитной жидкости. Авторы, аппроксимируют экспериментальные данные температурной зависимости спектра отражения СВЧ – излучения от слоя магнитной жидкости, принимая значение параметра затухания $\xi = 0.1$. В соответствии с этим, нами были проведены расчеты зависимости коэффициента прохождения от параметра затухания [133]. На рисунке 3.1.5 представлен график зависимости коэффициента прохождения, рассчитанной по формуле (3.1.29), от параметра затухания для образца с

объемной концентрацией 14% при напряженности внешнего магнитного поля $H_0 = 3.3$ Э (пик резонансной кривой).

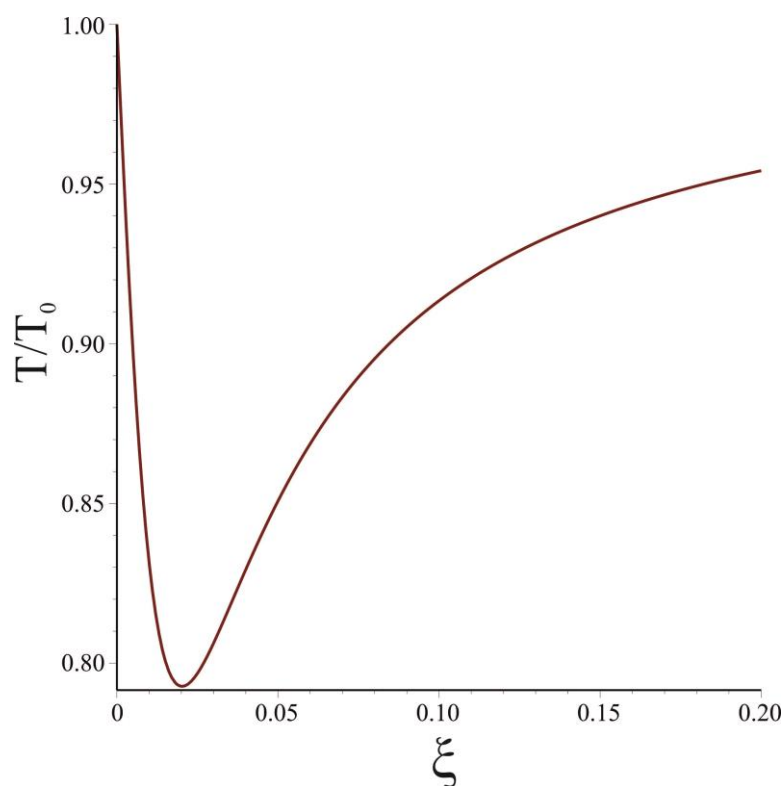


Рисунок 3.1.5 – Теоретическая зависимость относительной величины коэффициента прохождения от параметра затухания ξ при объемной концентрации твердой фазы в образце №1 $\varphi = 14\%$ и внешнем магнитном поле $H_0 = 3.3$ Э. T_0 – значение коэффициента прохождения при $H_0 = 0$.

Как видно из рисунка, поглощение зависит от ξ и, следовательно, достоверность определения параметров образца на основе выше указанной аппроксимации экспериментальных данных существенно зависит от точности определения ξ . К примеру, для магнитной жидкости с объемной концентрацией частиц магнетита 1% качественное согласование теоретических расчетов и экспериментальных данных наблюдается при значениях параметра затухания $\xi \approx 0.1$, а для магнитной жидкости с концентрацией 14% – при $\xi \approx 0.075$.

3.2. Поглощение электромагнитных волн магнитными коллоидами и их композитами

Были проведены экспериментальные исследования коэффициента поглощения от напряжённости внешнего магнитного поля для магнитодиэлектрических эмульсий (образец №2) при помощи установки, подробно описанной в *разделе 2.3*. Установлено, что вытягивание магнитных капель эмульсии под воздействием внешнего магнитного поля существенным образом влияет на характер поглощения электромагнитного излучения [136]. Как видно из рисунка 3.2.1, полевая зависимость относительного изменения коэффициента поглощения при различных концентрациях дисперсной фазы эмульсии θ имеет значительные отличия от аналогичной зависимости для однородного магнитного коллоида [137] (концентрация 100%).

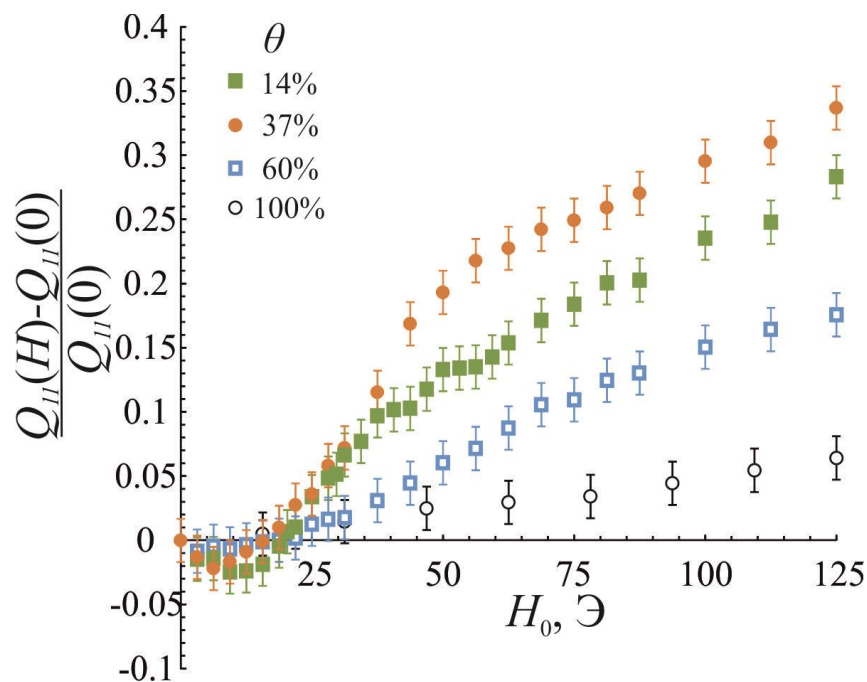


Рисунок 3.2.1 — Зависимости относительного изменения коэффициента поглощения от напряженности внешнего магнитного поля при различных концентрациях дисперсной фазы в образце №2.

Ячейка с образцом при этом расположена строго по центру широкой стенки волновода. Интенсивная деформация магнитных капель в области полей 20 – 50 Э приводит к резкому увеличению поглощаемой энергии. При дальнейшем повышении магнитного поля изменение деформации формы вытянутой капли практически не происходит и процесс поглощения ведет себя аналогичным образом как для исходной магнитной жидкости.

В работе [47] было показано, что в квазистационарной области частот переменных полей эмульсии различным образом проявляют свои магнитные свойства в зависимости от концентрации магнитной жидкости в образце. Это связано с тем, что увеличение дисперсной фазы приводит к явлению обращения эмульсии. Обратная эмульсия реагирует в меньшей степени на внешнее магнитное поле. Проведенные нами экспериментальные исследования показывают, что в области сверхвысоких частот наблюдается максимальный отклик системы при концентрациях дисперсной фазы в окрестности значения 30%. На рисунке 3.1.2. представлены графики зависимости относительного изменения коэффициента поглощения от концентрации дисперсной фазы в образце №2 при различных значениях внешнего магнитного поля. Как видно из рисунка, экспериментальные зависимости претерпевают максимум в области значений объемной концентрации магнитных капель эмульсии порядка 30%.

Соответственно, можно сделать вывод, что деформация магнитных капель в немагнитном масле АМГ-10 оказывает более существенное влияние на поглощение электромагнитных волн, чем деформация немагнитных капель в магнитной жидкости. Так как магнитные эмульсии представляют собой материалы с выраженными диэлектрическими и магнитными свойствами, то представляется интересным исследование влияния изменения микрогеометрии на характер проявления диэлектрических и магнитных потерь в образце.

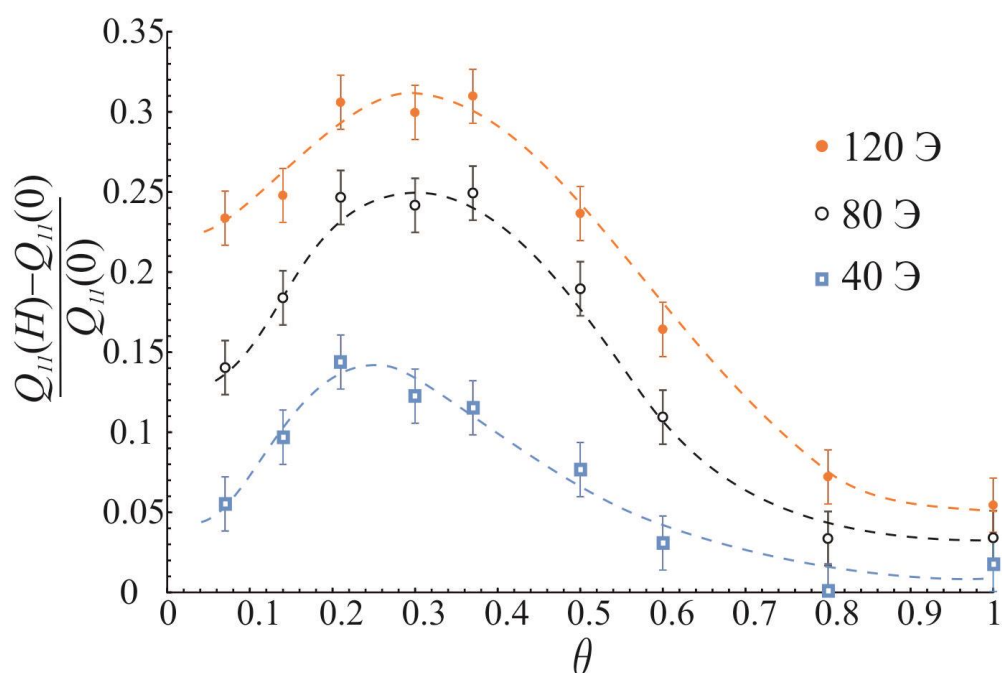


Рисунок 3.1.2 – Графики зависимости относительного изменения коэффициента поглощения от концентрации дисперсной фазы в образце №2 при различных значениях внешнего магнитного поля.

На рисунке 3.1.3 представлены зависимости коэффициента поглощения при исследовании эмульсии с концентрацией магнитных капель 37% от напряженности внешнего магнитного поля при различных положениях ячейки вдоль широкой стенки волновода (1 – образец расположен строго по центру широкой стенки волновода, 2 – вплотную к боковой стенке). Как видно из рисунка при расположении образца строго по центру наблюдается более выраженный изгиб кривой и уровень поглощенной энергии в линии передачи значительно выше [136]. Данное обстоятельство позволяет сделать вывод о том, что изменение микрогеометрии эмульсии приводит к увеличению преимущественно диэлектрических потерь в образце. Как известно, вектор электрического поля основной моды H_{10} имеет максимум в центре широкой стенки волновода и нулевое значение на ее краю. Соответственно, смещение

образца в область с меньшим значением модуля вектора электрического поля электромагнитной волны приводит к более низкому поглощению.

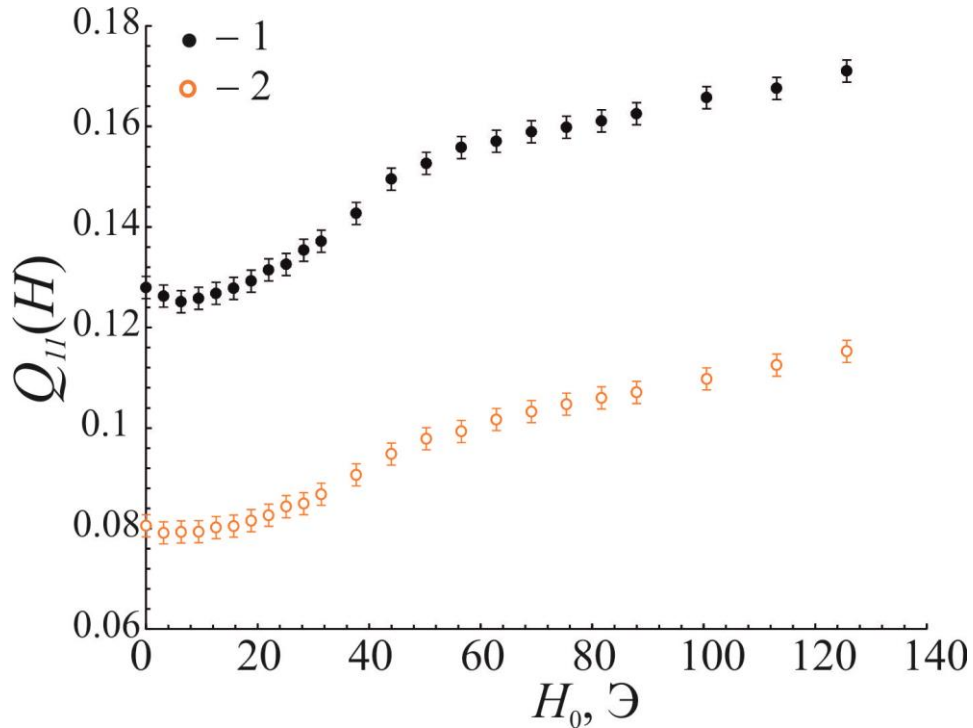


Рисунок. 3.1.3 – Зависимость коэффициента поглощения от напряженности внешнего магнитного поля. 1 – образец №2 расположен строго по центру широкой стенки волновода, 2 – вплотную к боковой стенке.

Для теоретического анализа наблюдаемых зависимостей рассмотрим систему, представляющую собой прямоугольный волновод, содержащий каплю магнитной жидкости на расстоянии $a/4$ от стенки волновода (рисунок 3.1.4). Такое расположение обусловлено тем, что при исследовании гиротропных сред в данной координате наблюдается максимальный невзаимный сдвиг фаз прямой и обратной волны [80]. Радиус капли в невозмущенном состоянии $R = 4 \cdot 10^{-4}$ см. Диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = 2.4 - i \cdot 0.02$. Пусть внешнее магнитное поле направлено вдоль вертикальной оси OZ , т.е. перпендикулярно широким стенкам волновода, а направление распространения электромагнитной волны совпадает с положительным направлением оси OY .

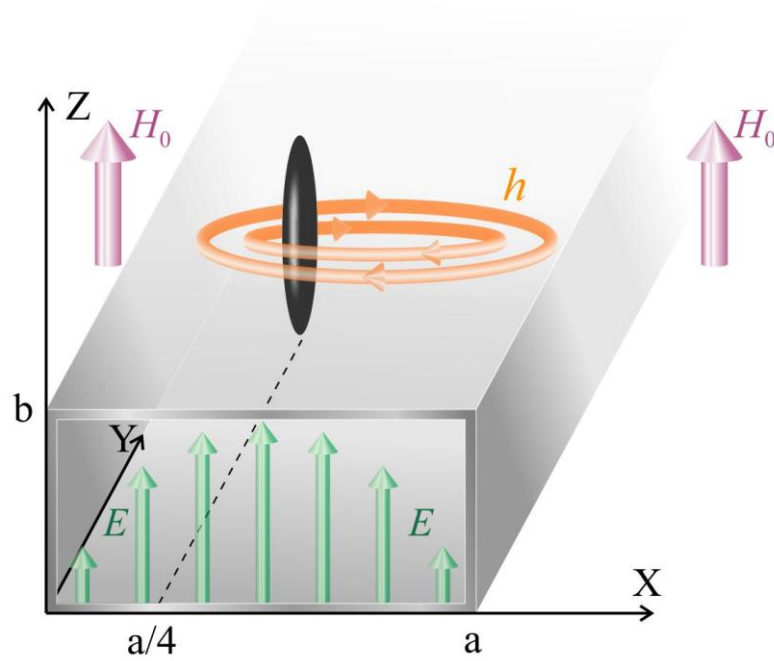


Рисунок 3.1.4 – Схематичное расположение деформируемой капли магнитной жидкости в волноводе.

Электромагнитные волны описываются введенными ранее уравнениями (3.1.8-3.1.10). Для расчета коэффициента поглощения и постоянной распространения в рассматриваемой системе также используем приближенные методы исследования «слабозаполненных» волноводов (теория возмущений).

В этом случае коэффициент поглощения определяется выражением [79]:

$$Q = -\frac{\omega}{4\pi W_0} \text{Im} \int_{V_1} (\mathbf{h}^* \boldsymbol{\mu} \mathbf{h} - \mathbf{E} \boldsymbol{\varepsilon}^* \mathbf{E}^*) dV \quad (3.2.1)$$

где

$$\mathbf{h}^* \boldsymbol{\mu} \mathbf{h} = \begin{pmatrix} h_X^* & h_Y^* & h_Z^* \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mu & \mu_a & 0 \\ -\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{||} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} h_X \\ h_Y \\ h_Z \end{pmatrix} \quad (3.2.2)$$

$$\mathbf{E}^* \boldsymbol{\varepsilon}^* \mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_X^* & E_Y^* & E_Z^* \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_X \\ E_Y \\ E_Z \end{pmatrix} \quad (3.2.3)$$

W_0 – поток энергии в невозмущенном волноводе:

$$W_0 = \frac{c}{8\pi} \int_{S_0} \operatorname{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{h}^*) dS \quad (3.2.4)$$

$S_0 = ab$ – площадь поперечного сечения волновода; V_1 – объем капли; \mathbf{h}^* – комплексно-сопряженный вектор напряженности магнитного поля электромагнитной волны внутри капли; \mathbf{E}^* – комплексно-сопряженный вектор напряженности электрического поля электромагнитной волны внутри капли.

Соответственно задача об определении коэффициента поглощения сводится к определению векторов \mathbf{E} и \mathbf{h} электромагнитной волны внутри капли. Так как поперечное сечение капли гораздо меньше длины волны в волноводе, то для определения векторов переменного поля внутри капли можно воспользоваться статическим приближением. Воздействие внешнего магнитного поля приводит к деформации магнитной капли и ее трансформации в результате этого в эллипсоид вращения. Это приводит к изменению размагничивающих факторов вдоль каждой из осей. В общем случае, в установленной системе координат можно записать:

$$N_X = N_Y = N \quad (3.2.5)$$

$$N_Z + 2N = 4\pi \quad (3.2.6)$$

Следовательно, выражения для напряженностей электрического магнитного полей внутри капли имеют вид:

$$\begin{cases} h_X = h_{X0} - Nm_X \\ h_Y = h_{Y0} - Nm_Y \\ E_Z = E_{Z0} - N_Z P \end{cases} \quad (3.2.7)$$

$$P = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} E_Z \quad (3.2.8)$$

где \mathbf{h}_0 и \mathbf{E}_0 – вектор напряженности магнитного и электрического полей электромагнитной волны невозмущенного волновода.

Таким образом, на основании уравнений (3.1.22), (3.2.7) и (3.2.8) электромагнитное поле внутри капли определяется системой выражений:

$$\begin{cases} h_X = \frac{h_{X0}(1+N\chi) - h_{Y0}N\delta}{N^2\delta^2 + (1+N\chi)^2} \\ h_Y = \frac{h_{X0}N\delta + h_{Y0}(1+N\chi)}{N^2\delta^2 + (1+N\chi)^2} \\ E_Z = \frac{E_{Z0}}{1+N_Z \frac{\varepsilon-1}{4\pi}} \end{cases} \quad (3.2.9)$$

Из последней системы видно, что электромагнитное поле внутри капли сложным образом зависит от размагничивающего фактора, который в свою очередь зависит от внешнего магнитного поля. Зависимость размагничивающего фактора N от напряженности внешнего магнитного поля H_0 определяется выражением, связывающим эксцентриситет капли e и напряженность поля [138]:

$$\frac{H_0^2 R}{\sigma} = \left[\frac{4\pi}{\mu-1} + N \right]^2 \frac{1}{2\pi} \frac{\left[\frac{(3-2e^2)}{e^2} - \frac{(3-4e^2)\arcsin(e)}{e^3\sqrt{1-e^2}} \right]}{(1-e)^{2/3} \left[(3-e^2) \frac{\ln\left(\frac{1+e}{1-e}\right)}{e^5} - \frac{6}{e^4} \right]} \quad (3.2.10)$$

где

$$N = \frac{4\pi(1-e^2)}{2e^3} \left(\ln\left(\frac{1+e}{1-e}\right) - 2e \right) \quad (3.2.11)$$

Таким образом, решение уравнения (3.2.10) численными методами позволяет определить значения эксцентриситета эллипсоидальной капли в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля. Следовательно, на основании уравнений (3.2.5), (3.2.6) и (3.2.11) могут быть определены также и компоненты размагничивающего фактора в установленной системе координат. Это в свою очередь, в совокупности с уравнениями (1.4.12) и (1.4.13) дает возможность рассчитать электромагнитное поле внутри капли (3.2.9) и, соответственно, коэффициент поглощения (3.2.1). Следует отметить, что процедура определения электромагнитного поля обратной волны отличается

только знаком постоянной распространения в уравнениях (3.1.8), (3.1.9) и (3.1.10). На рисунке 3.1.5 представлены зависимости коэффициента поглощения, рассчитанного для одной капли, в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля для прямой и обратной волны. Как видно из рисунка, наблюдается хорошее качественное согласие с экспериментальными данными. Резкое увеличение поглощения при воздействии внешнего магнитного поля до 40 Э обусловлено деформацией магнитной капли вдоль вектора \mathbf{H}_0 . В этом случае преимущественную роль играют диэлектрические потери, связанные с уменьшением деполяризующего фактора вдоль оси OZ.

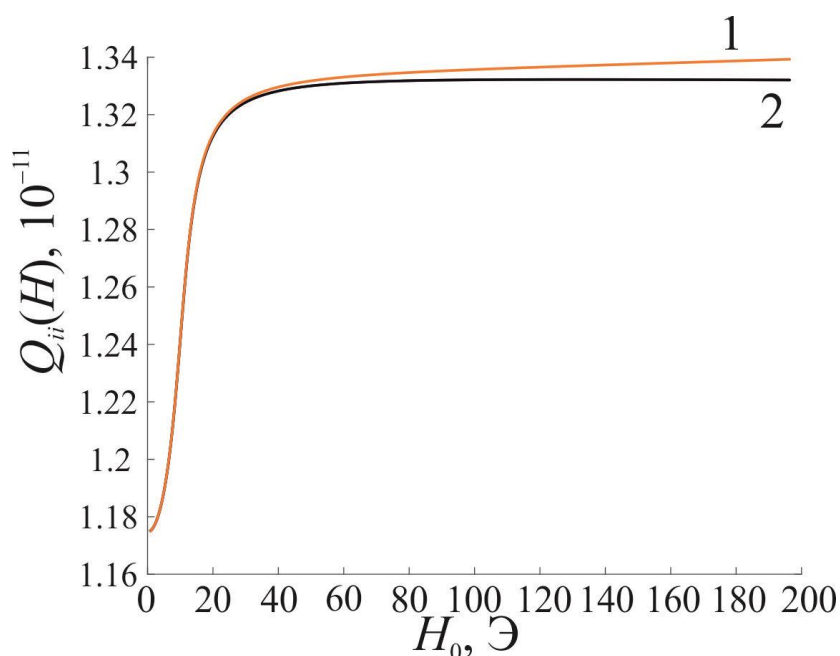


Рисунок 3.1.5 – Теоретические зависимости коэффициента поглощения от напряженности внешнего магнитного поля при расчете одной капли в прямоугольном волноводе (кривая 1 – прямая волна, кривая 2 – обратная).

При дальнейшем возрастании магнитного поля изменение деформации формы вытянутой капли практически не происходит, и определяющими становятся магнитные потери. Так же как и в случае с твердотельными магнитными материалами наблюдается невзаимное поглощение электромагнитной энергии для прямой и обратной волны. Так как известны

геометрические параметры ячейки, средний размер магнитных капель эмульсии и их объемная концентрация, то несложно оценить число капель в образце. Оно составляет порядка 10^{11} . Тем не менее, для того, чтобы провести количественное сравнение теоретических расчетов на рисунке 3.1.5 с экспериментальной зависимостью коэффициента поглощения от напряженности внешнего магнитного поля (к примеру, на рисунке 3.1.3) недостаточно умножения теоретической зависимости на число капель. Это обусловлено тем, что при пространственном расположении магнитных капель эмульсии в волноводе необходимо учитывать изменение геометрии электромагнитного поля вдоль линейных размеров ячейки, содержащей исследуемый образец. Однако данное обстоятельство оказывает влияние только на количественное значение коэффициента поглощения электромагнитной энергии.

На основании этого можно сделать вывод, что изменение микрогеометрии эмульсии, как совокупности магнитных капель, под воздействием внешнего приводит к резкому увеличению диэлектрических потерь в образце. Магнитные потери проявляют себя в более сильных полях. Соответственно, создавая материалы с подобным поведением магнитной структуры, но с высоким параметром ε'' можно получить контролируемую внешним магнитным полем линию передачи СВЧ.

3.3. Особенности фазовых изменений электромагнитных волн при распространении через магнитные коллоиды и их композиты

Были проведены экспериментальные исследования зависимости фазы коэффициента прохождения от напряжённости внешнего магнитного поля для

магнитодиэлектрических эмульсий (образец №2) при помощи установки, подробно описанной в *разделе 2.3*. Обнаружено, что деформация магнитных капель эмульсии различным образом влияет на изменение фазы прямой и обратной волны [136]. На рисунке 3.1.1.а представлены зависимости фазы от напряженности внешнего магнитного поля при исследовании эмульсии с концентрацией магнитных капель 37% (кривая 1 –прямая волна, кривая 2 – обратная). Образец №2 расположен вплотную к боковой стенке волновода. Как видно из рисунка, прямая волна испытывает обратное смещение фазы, и зависимость претерпевает максимум. Для сравнения на рисунке 3.3.1.б. приведена аналогичная экспериментальная зависимость, полученная при исследовании исходного образца №1.

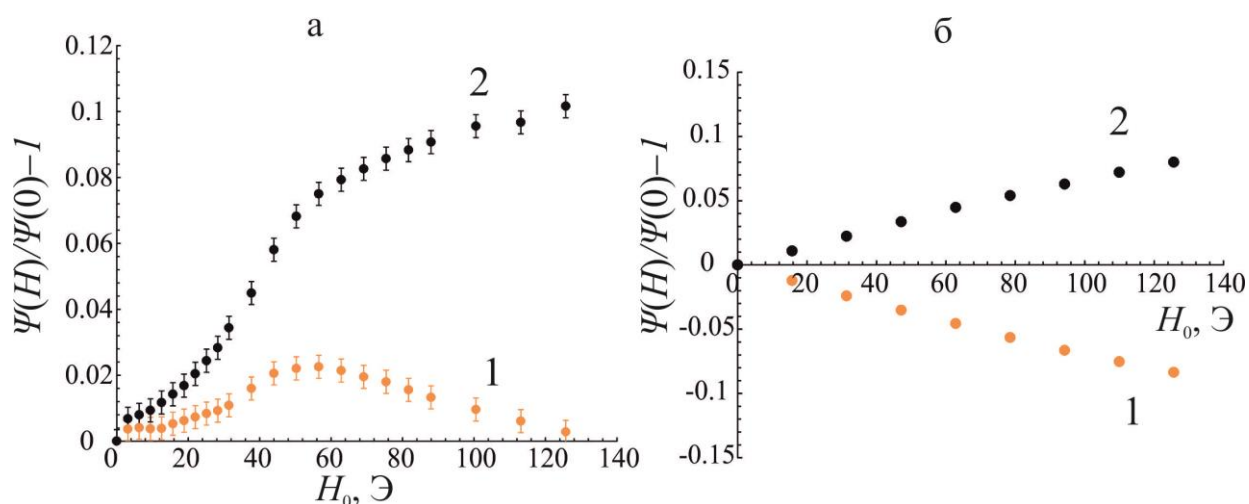


Рисунок 3.3.1 – Зависимость относительного изменения фазы регистрируемого сигнала от напряженности внешнего магнитного поля (кривая 1 –прямая волна, кривая 2 – обратная). а – образец №2 с концентрацией дисперсной фазы 37%, б – образец №1. Ячейка расположена вплотную к боковой стенке волновода.

Подобным образом деформация магнитных капель влияет на взаимный фазовый сдвиг (рисунок 3.3.2.а). В сравнении с результатами для однородной магнитной жидкости (рисунок 3.3.2.б) видно, что влияние микрогеометрии

образца увеличивает численный диапазон изменения фазы приблизительно на порядок. Это может иметь практическое применение при создании фазовращателей, регулируемых внешним магнитным полем.

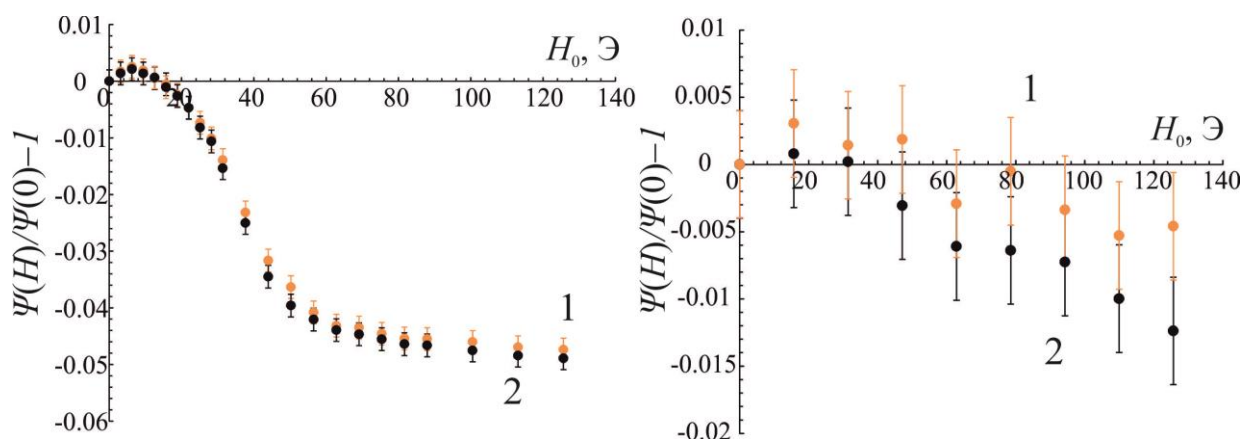


Рисунок 3.3.2 – Зависимость относительного изменения фазы регистрируемого сигнала от напряженности внешнего магнитного поля (кривая 1 – прямая волна, кривая 2 – обратная). а – образец №2 с концентрацией дисперсной фазы 37%, б – образец №1. Ячейка расположена строго по центру широкой стенки волновода.

Проведем теоретический анализ зависимости фазы коэффициента прохождения от напряжённости внешнего магнитного поля для магнитодиэлектрических эмульсий. При помещении в волновод капли магнитной жидкости, постоянная распространения волны Γ_0 изменится. Так же, как и в случае коэффициента поглощения, при расчете Γ необходимо определить вектора \mathbf{E} и \mathbf{h} электромагнитной волны внутри капли. Следует отметить, что при наличии потерь в исследуемом образце, фазовая скорость определяется действительной $\Gamma = \Gamma' - i\Gamma''$. Согласно теории возмущений, уравнение для изменения постоянной распространения имеет вид:

$$\Gamma - \Gamma_0 = \frac{\omega Z_0}{2cN_0} \int_{S_1} (\mathbf{h}_0^* \Delta \mu \mathbf{h} + \mathbf{E}_0^* \Delta \epsilon \mathbf{E}) dS \quad (3.3.1)$$

$$N_0 = \int_{S_0} |\mathbf{E}_{Z0}|^2 dS \quad (3.3.2)$$

$$\mathbf{h}_0^* \Delta \mu \mathbf{h} = \begin{pmatrix} h_{X0}^* & h_{Y0}^* & h_{Z0}^* \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta \mu & \mu_a & 0 \\ -\mu_a & \Delta \mu & 0 \\ 0 & 0 & \Delta \mu_{||} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} h_X \\ h_Y \\ h_Z \end{pmatrix} \quad (3.3.3)$$

$$\mathbf{E}_0^* \Delta \varepsilon \mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_{X0}^* & E_{Y0}^* & E_{Z0}^* \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \Delta \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \Delta \varepsilon \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_X \\ E_Y \\ E_Z \end{pmatrix} \quad (3.3.4)$$

$$\Delta \varepsilon = \varepsilon - \mathbf{I} \quad (3.3.5)$$

где S_1 – площадь поперечного сечения магнитной капли, \mathbf{h}_0 – вектор напряженности магнитного поля электромагнитной волны невозмущенного волновода; \mathbf{h}_0^* – комплексно сопряженный вектор напряженности магнитного поля электромагнитной волны невозмущенного волновода; \mathbf{E}_0^* – комплексно сопряженный вектор напряженности электрического поля электромагнитной волны невозмущенного волновода.

Фазовые изменения при взаимодействии электромагнитных волн с деформируемой каплей описываются уравнением (3.3.1). Следует отметить, что при наличии потерь в исследуемом образце, фазовая скорость определяется действительной частью постоянной распространения $\Gamma = \Gamma' - i\Gamma''$.

$$\Delta \psi = \text{Re}(\Gamma l - \Gamma_0 l) \quad (3.3.6)$$

Процедура численных расчетов фазы на основе уравнений (3.2.9), (3.2.10) и (3.2.11) аналогична расчетам коэффициента поглощения (3.2.1). Однако следует учесть зависимость площади поперечного сечения вытянутой в эллипсоид капли от напряженности внешнего магнитного поля.

На рисунке 3.3.3 представлены графики зависимости относительного изменения фазы регистрируемого сигнала, рассчитанные по формуле (3.3.6) при наличии одной капли в прямоугольном волноводе от напряженности внешнего магнитного поля. Как видно из рисунка наблюдается хорошее качественное согласие с экспериментальными данными.

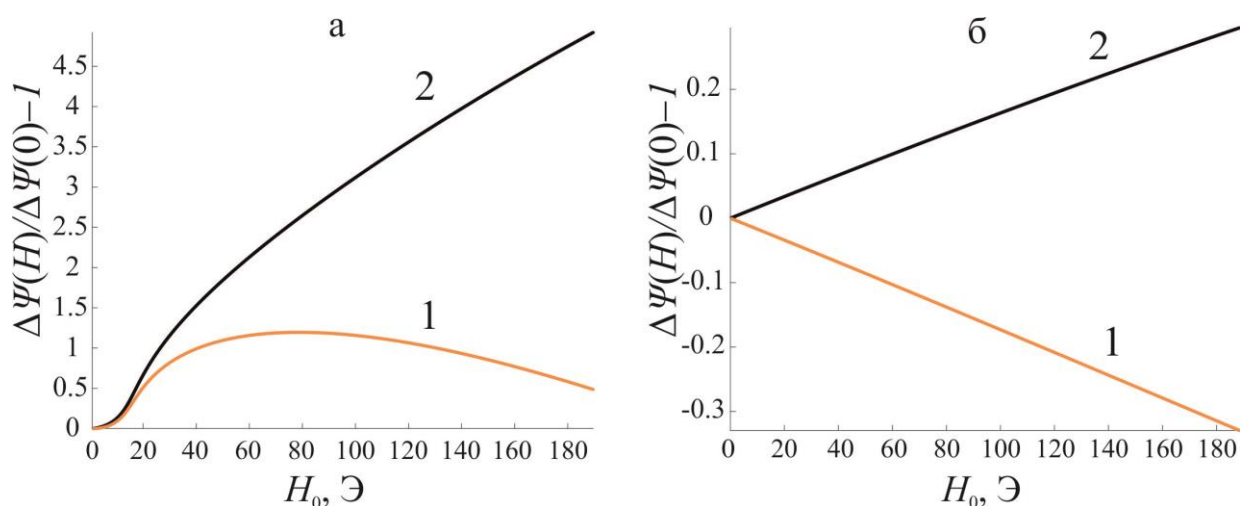


Рисунок 3.3.3 – Теоретические зависимости относительного изменения разности фаз от напряженности внешнего магнитного поля при расчете одной капли в прямоугольном волноводе (кривая 1 – прямая волна, кривая 2 – обратная). а – деформируемая капля, б – деформация капли отсутствует.

Невзаимный фазовый сдвиг гиротропных магнитных материалов обусловлен тем, что постоянная распространения для прямой и обратной волны приобретает различные значения, так как восприимчивость таких сред представляют собой тензорную величину. Однако в данном случае вследствие деформации капли происходит резкое изменение диэлектрических свойств образца. Следовательно, при повышении внешнего магнитного поля преимущественное влияние сначала имеют диэлектрические изменения в образце, а затем магнитные. Это приводит к тому, что зависимость фазы прямой волны 1 вследствие обратных изменений претерпевает максимум.

3.4. Основные результаты и выводы главы

1. В результате проведенных исследований было установлено, что при малых объемных концентрациях дисперсной фазы ($< 3\%$) в однородных магнитных коллоидах наблюдается хорошее согласование экспериментальных данных и теоретических расчетов в рамках модели ансамбля невзаимодействующих изотропных частиц при параметре затухания $\xi = 0.1$. При дальнейшем повышении концентрации поглощение электромагнитной энергии в таких образцах в условиях резонанса значительно выше теоретически предсказанного. Данное обстоятельство может быть связано с усилением магнитодипольного взаимодействия коллоидных частиц, степень выраженности которого зависит от объемной концентрации.

2. Показано, что коэффициент прохождения существенным образом зависит от параметра затухания ξ и достоверность результатов определения физических свойств магнитной жидкости в рамках данной теории зависит от точности его определения.

3. Установлено, что изменение микрогеометрии эмульсии под воздействием внешнего магнитного поля оказывает влияние на волновые процессы в волноводной линии передачи. В области слабых магнитных полей деформация магнитных капель значительным образом увеличивает диэлектрические потери в системе. Это проявляется в характерном росте коэффициента поглощения. Магнитные потери проявляют себя в более сильных магнитных полях и приводят к невзаимному поглощению.

4. Экспериментально установлено, что коэффициент поглощения сложным образом зависит от объемной концентрации магнитных капель в магнитной эмульсии. Исследования показывают, что максимальный отклик системы наблюдается при концентрациях порядка 30–40%.

5. Зависимости фазы от напряженности внешних магнитных полей для прямых и обратных волн, прошедших через магнитные эмульсии, имеют отличительные особенности в сравнении с аналогичными зависимостями для волн, прошедших через твердые магнитодиэлектрические материалы. При деформации магнитных капель на начальном участке внешних магнитных полей прямая волна испытывает обратное изменение фазы, что не является характерным для сплошных сред.

6. Теоретические исследования показали, что расчет влияния деформации магнитной капли на волновые процессы приближенными методами позволяет на качественном уровне объяснить наблюдаемые явления, происходящие при взаимодействии магнитной эмульсии и СВЧ-излучения.

ГЛАВА 4.

ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В СВЧ-СИСТЕМАХ С МАГНИТНЫМИ КОЛЛОИДАМИ И ИХ КОМПОЗИТАМИ

Результаты исследований процессов взаимодействия СВЧ-излучения с однородными магнитными коллоидами, представленные в предыдущей главе, показали, что взаимодействие коллоидных частиц в однородных коллоидах, а также процессы структурообразования в их композитах, могут оказывать существенное влияние на распространение и поглощение электромагнитных волн через такие среды. Следует ожидать влияния этих факторов и на процессы отражения электромагнитных волн от таких сред. В этой связи представилось интересным исследование особенностей отражательной способности таких материалов при воздействии на них внешних полей, результаты которого и представлены в настоящей главе. Экспериментальные исследования отражения СВЧ-излучения от магнитных коллоидов и их композитов проведены при помощи установки, подробно описанной в разделе 2.4.

4.1. Отражение электромагнитных волн в СВЧ-системах с магнитными коллоидами

Установлено, что зависимость мощности сигнала, отраженного от поверхностей слоя образца №1, от напряженности внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно вектору распространения волны, претерпевает минимум в области значений напряженностей, соответствующих условию

ферромагнитного резонанса [139]. В качестве подтверждения этого на рисунке 4.1.1 изображена зависимость максимальной регистрируемой мощности от напряженности приложенного постоянного магнитного поля. Как видно из рисунка, зависимость претерпевает минимум в окрестности значений H_0 , соответствующих ферромагнитному резонансу (P' – регистрируемая максимальная мощность при $H_0 = 0$). Очевидно, его наличие связано с резонансным поглощением энергии электромагнитного поля в исследуемой среде.

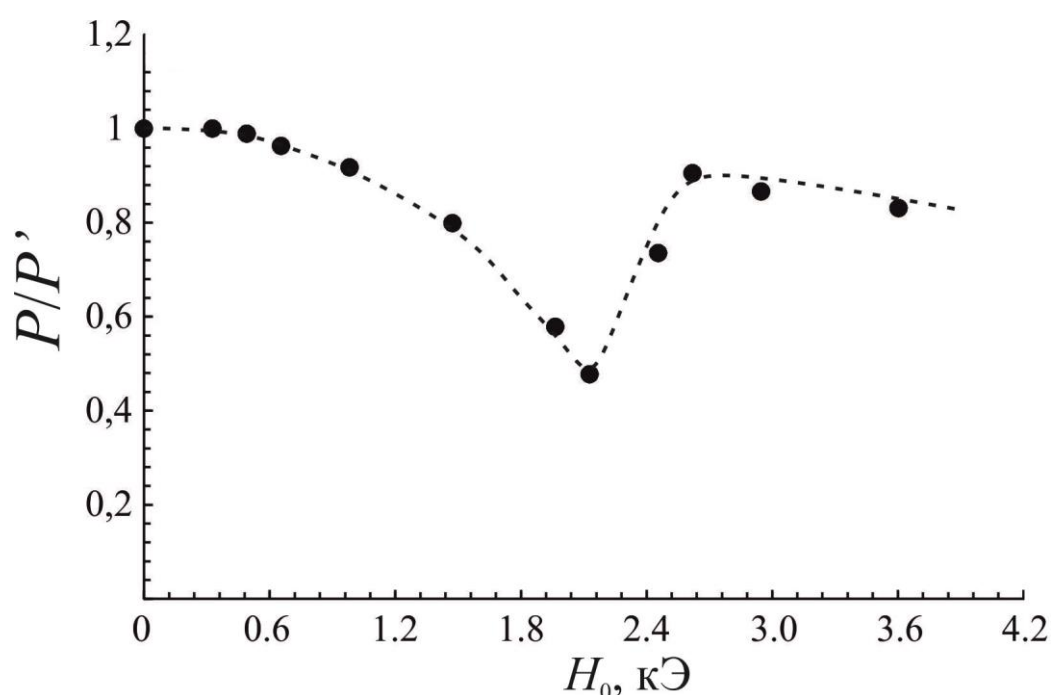


Рисунок 4.1.1 – Относительное изменение максимальной регистрируемой мощности от напряженности внешнего магнитного поля при исследовании образца №1 с объемной концентрацией дисперсной фазы 17,6% (P' – регистрируемая максимальная мощность при $H_0 = 0$).

На рисунке 4.1.2 представлены зависимости разности хода (возникающей за счет различной длины опорных плеч), соответствующей минимальному значению регистрируемой мощности, от напряженности внешнего магнитного поля, полученные при исследовании образцов с различной концентрацией дисперсной фазы (ΔZ_0 – разность хода при $H_0 = 0$). Как видно из рисунка, минимумы

представленных зависимостей смещаются в область более высоких значений напряженности поля при увеличении концентрации твердого магнетика. Очевидно, что обнаруженные особенности хода этих зависимостей связаны с изменением условий возникновения ферромагнитного резонанса. Учитывая, что повышение концентрации коллоидных частиц приводит к усилению их взаимодействия, можно сделать вывод о существенном влиянии взаимодействия однодоменных частиц на условия возникновения ферромагнитного резонанса в магнитных коллоидах.

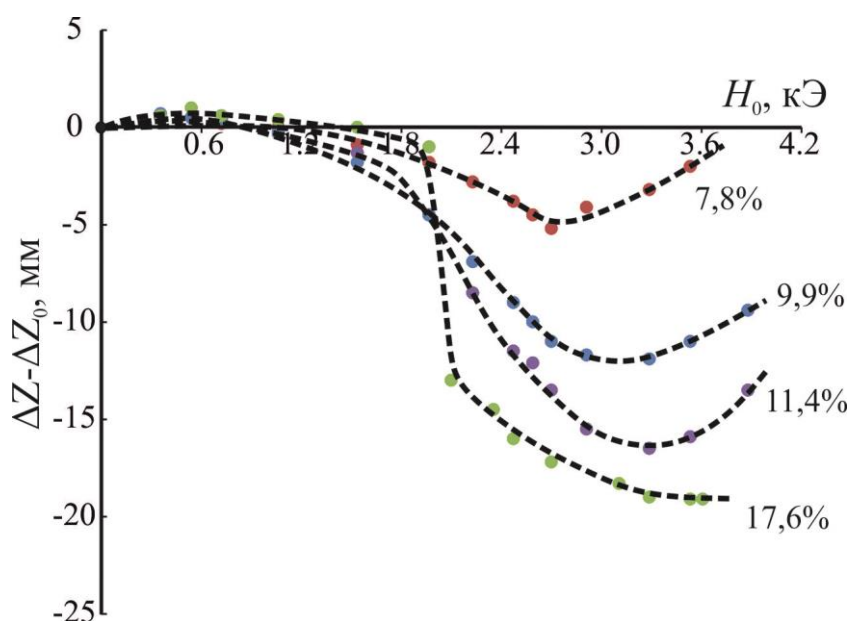


Рисунок 4.1.2 – Графики зависимости разности хода волн в опорных плечах, соответствующих минимальному значению регистрируемой мощности, от напряженности внешнего магнитного поля H , полученные при исследовании образца №1 с различной объемной концентрацией дисперсной фазы (ΔZ_0 – разность хода при $H_0 = 0$).

Следует также обратить внимание на графики зависимости мощности регистрируемого излучения от разности хода волны в опорных плечах при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля (рисунок 4.1.3). При достижении некоторой величины H_0 в системе устанавливается так

называемый режим согласованного опорного плеча, иллюстрацией которого является кривая 3. В этой ситуации уровень энергии, поступающей в вертикальное E -плечо, постоянный, т.е. практически не зависит от разности хода ΔZ (коэффициент бегущей волны > 0.85). Таким образом, ячейка с магнитной жидкостью в этом случае выступает в качестве регулируемого внешним магнитным полем переменного согласующего элемента. Отметим, что данная ситуация может иметь практическое применение в измерительной технике СВЧ-устройств.

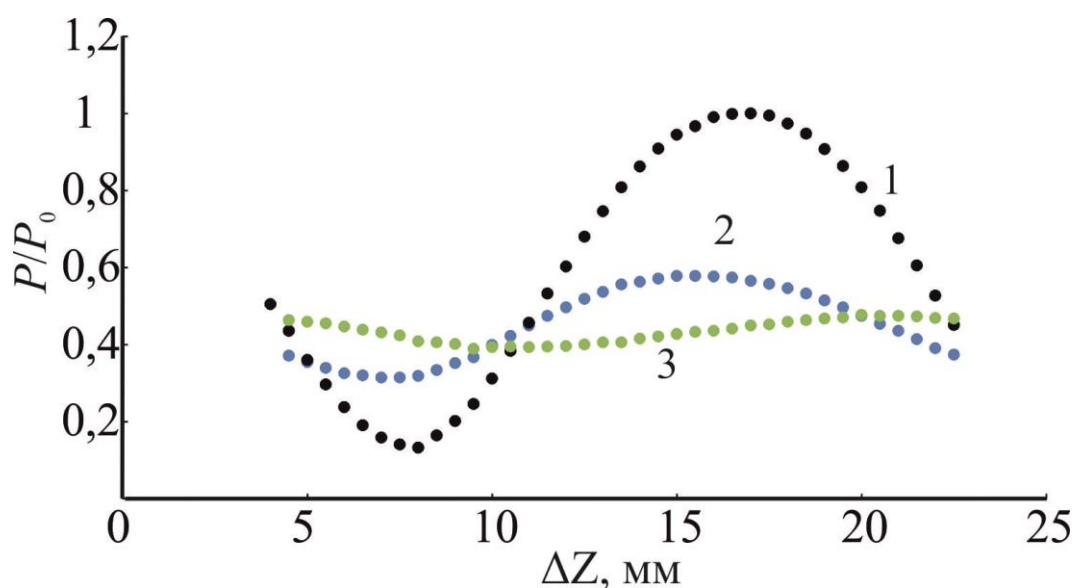


Рисунок 4.1.3. – Относительное изменение регистрируемой мощности излучения от разности хода волн в опорных плечах двойного тройника при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля (образец №1 с объемной концентрацией дисперсной фазы 17,6 %). Кривые: 1 – 0; 2 – 164; 3 – 2.5 кЭ.

4.2. Отражение электромагнитных волн в СВЧ-системах с композитами на основе магнитных коллоидов

При исследовании образца №2 с объемной концентрацией магнитных капель 30% было обнаружено, что коэффициент отражения СВЧ-излучения от его слоя претерпевает существенные изменения при воздействии даже относительно слабых магнитных полей, напряженности которых значительно меньше напряженностей, соответствующих возникновению ферромагнитного резонанса. На рисунке 4.2.1 представлена экспериментально полученная зависимость (в виде точек) коэффициента отражения образца №2 от напряженности постоянного магнитного поля, направленного вдоль поверхности слоя.

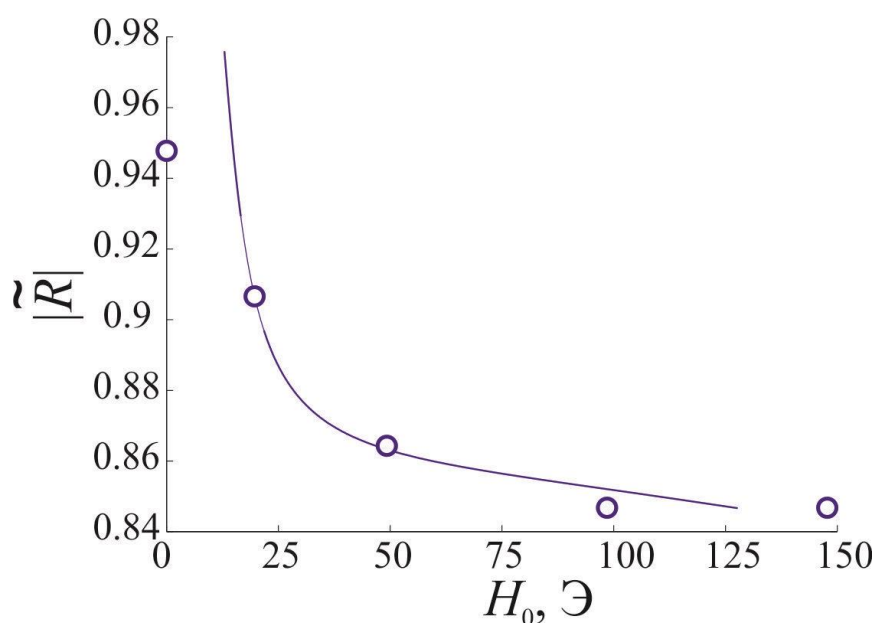


Рисунок 4.2.1 – Зависимость модуля коэффициента отражения СВЧ излучения от слоя магнитной эмульсии с концентрацией магнитных капель 30% (образец №2) от внешнего постоянного магнитного поля. Экспериментальная зависимость условно обозначена кружками, теоретическая – гладкая кривая.

По-видимому, характер полученной зависимости обусловлен влиянием деформации микрокапель магнитной эмульсии, наблюдающейся даже при небольших напряженностях воздействующего постоянного поля.

На рисунке 4.2.2 схематически изображено взаимное расположение вертикально вытянутых капель в постоянном магнитном поле напряженностью H_0 и вектора магнитного поля электромагнитной волны типа H_{10} . Как видно из рисунка, направление напряженности поля электромагнитной волны перпендикулярно большой полуоси вытянутого эллипсоида. Это означает, что деформация капель под воздействием постоянного поля приводит к увеличению размагничивающего фактора для магнитного поля электромагнитной волны. Деполяризующий фактор для электрической компоненты, наоборот, уменьшается, вследствие сонаправленности вектора напряженности электрического поля волны с большой полуосью вытянутого эллипсоида.

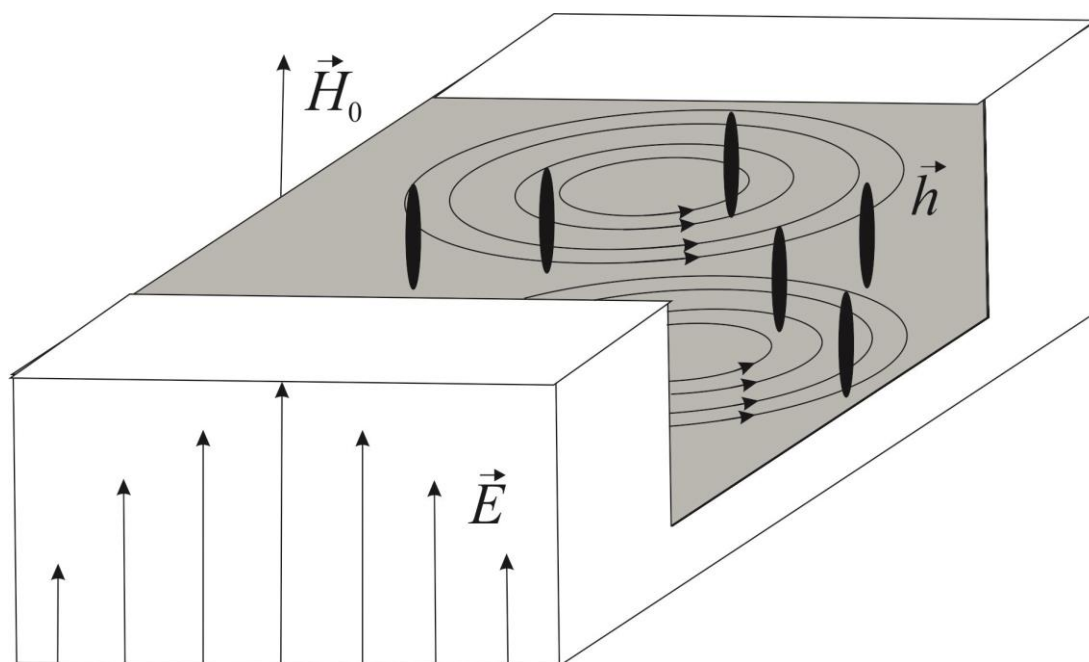


Рисунок 4.2.2 – Схематичное расположение деформируемых магнитных капель эмульсии относительно силовых линий электрического и магнитного поля волны.

Теоретически поведение такой системы может быть описано в приближении сплошной среды [138], так как длина волны СВЧ-излучения, использованного в экспериментальных исследованиях, гораздо больше размера капель магнитной эмульсии ($\lambda \gg R_0$). Соответственно, для вывода аналитического выражения модуля коэффициента отражения от исследуемой слоистой системы, изображенной на рисунке 2.3.2, необходимо учитывать переотражения электромагнитных волн от каждой из границ раздела. Применительно к пяти областям ячейки комплексные выражения для электрической и магнитной компонент электромагнитной волны имеют вид:

$$\begin{cases} \tilde{E}_I = \tilde{E}(x) \left(A_I e^{-i\Gamma_0 z} + B_I e^{i\Gamma_0 z} \right) \\ \tilde{H}_I = -\Gamma_0 \tilde{H}(x) \left(A_I e^{-i\Gamma_0 z} - B_I e^{i\Gamma_0 z} \right) \\ \tilde{E}_{II} = \tilde{E}(x) \left(A_{II} e^{-i\Gamma_d z} + B_{II} e^{i\Gamma_d z} \right) \\ \tilde{H}_{II} = -\Gamma_d \tilde{H}(x) \left(A_{II} e^{-i\Gamma_d z} - B_{II} e^{i\Gamma_d z} \right) \\ \tilde{E}_{III} = \tilde{E}(x) \left(A_{III} e^{-i\Gamma z} + B_{III} e^{i\Gamma z} \right) \\ \tilde{H}_{III} = -\Gamma \tilde{H}(x) \left(A_{III} e^{-i\Gamma z} - B_{III} e^{i\Gamma z} \right) \\ \tilde{E}_{IV} = \tilde{E}(x) \left(A_{IV} e^{-i\Gamma_d z} + B_{IV} e^{i\Gamma_d z} \right) \\ \tilde{H}_{IV} = -\Gamma_d \tilde{H}(x) \left(A_{IV} e^{-i\Gamma_d z} - B_{IV} e^{i\Gamma_d z} \right) \\ \tilde{E}_V = \tilde{E}(x) \left(A_V e^{-i\Gamma_0 z} + B_V e^{i\Gamma_0 z} \right) \\ \tilde{H}_V = -\Gamma_0 \tilde{H}(x) \left(A_V e^{-i\Gamma_0 z} - B_V e^{i\Gamma_0 z} \right) \end{cases} \quad (4.2.1)$$

где $\tilde{E}(x)$ и $\tilde{H}(x)$ – распределение комплексных амплитуд в направлении, перпендикулярном распространению волны; A_i и B_i – произвольные коэффициенты, включающие множитель $e^{i\omega t}$ [129]; Γ_0 , Γ_d , Γ – постоянные распространения волны в пустом, заполненном диэлектриком с известными значениями ε_d и $\mu_d = 1$ и заполненном магнитной жидкостью пространствах соответственно:

$$\begin{cases} \Gamma_0 = \sqrt{\beta^2 - \frac{\pi^2}{a^2}} \\ \Gamma_d = \sqrt{\beta^2 \varepsilon_d - \frac{\pi^2}{a^2}} \\ \Gamma = \sqrt{\beta^2 \varepsilon \tilde{\mu} - \frac{\pi^2}{a^2}} \end{cases} \quad (4.2.2)$$

Коэффициент отражения от границы раздела двух сред в области I определяется отношением комплексных амплитуд отраженной и падающей волн:

$$\tilde{R} = \frac{\tilde{E}_{I+}(0)}{\tilde{E}_{I-}(0)} = \frac{\tilde{H}_{I+}(0)}{\tilde{H}_{I-}(0)} = \frac{B_I}{A_I} \quad (4.2.3)$$

Применяя к системе (4.2.1) условие непрерывности тангенциальных составляющих E_τ и H_τ на границах, координаты которых показаны на рисунке 2.3.2.:

$$z = 0 \quad (4.2.4)$$

$$z = L_d \quad (4.2.5)$$

$$z = L_d + L \quad (4.2.6)$$

$$z = 2L_d + L \quad (4.2.7)$$

$$z = 2L_d + L + L_0 \quad (4.2.8)$$

и решив систему относительно $\frac{B_I}{A_I}$, получим формулу для коэффициента

отражения [133]:

$$\begin{aligned} \tilde{R} = \frac{B_I}{A_I} = & \frac{\left\{ (\tanh(\Gamma_0 L_0) - 1) \left[\tanh(\Gamma_d L_d) \tanh(\Gamma L) \Gamma_0 \gamma_d (\Gamma_d^2 + \Gamma^2) - \Gamma_d^2 \Gamma_0^2 \right] + 2 \tanh(\Gamma_d \Gamma_d) \Gamma_0^2 \Gamma_d \Gamma - \right.}{\left. - 2 \Gamma_d^3 \Gamma \tanh(\Gamma_0 L_0) \tanh(\Gamma_d L_d) + \tanh^2(\Gamma_d L_d) \Gamma \Gamma_0 \left[\Gamma \Gamma_0 \tanh(\Gamma L) + \Gamma_d^2 \tanh(\Gamma_0 L_0) \right] \right\}} \\ & / \\ & \left\{ (\tanh(\Gamma_0 L_0) + 1) \left[\tanh(\Gamma_d L_d) \tanh(\Gamma L) \Gamma_0 \Gamma_d (\Gamma_d^2 + \Gamma^2) + \Gamma_d^2 \Gamma_0^2 \right] + 2 \tanh(\Gamma_d L_d) \Gamma_0^2 \Gamma_d \Gamma + \right. \\ & \left. + 2 \Gamma_d^3 \Gamma \tanh(\Gamma_0 L_0) \tanh(\Gamma_d L_d) + \Gamma \Gamma_0 \Gamma_d^2 \left[\tanh(\Gamma_0 L_0) + \tanh^2(\Gamma_d L_d) + 1 \right] + \right. \\ & \left. + \Gamma_d^4 \tanh(\Gamma_0 L_0) \tanh^2(\Gamma_d L_d) \tanh(\Gamma L) \right\} \end{aligned} \quad (4.2.9)$$

В полевом выражении магнитная и диэлектрическая проницаемости для сплошных сред должны быть заменены на эффективные проницаемости магнитной эмульсии (модель эффективной среды [131]):

$$\tilde{\mu}_{eff} = \mu_e \left(1 + \frac{(\tilde{\mu} - \mu_e)\theta}{\mu_e + N_1(\tilde{\mu} - \mu_e)(1 - \theta)} \right) \quad (4.2.10)$$

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_e \left(1 + \frac{(\varepsilon - \varepsilon_e)\theta}{\varepsilon_e + N_2(\varepsilon - \varepsilon_e)(1 - \theta)} \right) \quad (4.2.11)$$

где μ_e и ε_e – магнитная и диэлектрическая проницаемости немагнитной среды θ – концентрация эмульсии, ε и $\tilde{\mu}$ – диэлектрическая и магнитная проницаемости магнитной жидкости на данной частоте, N_1 – размагничивающий фактор вдоль малой оси вытянутой капли, N_2 – деполяризующий фактор вдоль его большой оси.

Для деполяризующего фактора вдоль длинной оси эллипсоидальной капли используем известное выражение [138]:

$$N_2 = \frac{4\pi(1-e^2)}{2e^3} \left(\ln \left(\frac{1+e}{1-e} \right) - 2e \right) \quad (4.2.12)$$

где e – эксцентриситет эллипсоида.

Поскольку численные значения для размагничивающего и деполяризующего факторов вдоль одной и той же оси эллипсоида одинаковы, то размагничивающий фактор вдоль направления напряженности магнитного поля волны может быть определен как:

$$N_1 = \frac{1 - N_2}{2} \quad (4.2.13)$$

Следует отметить, что деполяризующий фактор N_2 численно равен размагничивающему фактору вдоль направления внешнего постоянного поля N_H . Зависимость последнего от напряженности внешнего магнитного поля, приводящего к деформации капли, может быть определена выражением (3.2.10).

Таким образом, с учетом того что $N_2 = N_H$, выражение (3.2.10) и выражение (4.2.12) для N_2 позволяют численными методами определить диапазон значений эксцентриситета, соответствующих интервалу значений напряженности деформирующего каплю магнитного поля. Это в свою очередь дает возможность определить при этих напряженностях значения эффективной магнитной проницаемости эмульсии, входящей в постоянную распространения Γ СВЧ волны, проходящей через образец и, в конечном итоге, рассчитать зависимость коэффициента отражения от напряженности внешнего магнитного поля.

На рисунке 4.2.1 кроме экспериментальной зависимости коэффициента отражения от напряженности внешнего постоянного магнитного поля (кривая в виде точек) приведена также аналогичная зависимость, рассчитанная теоретически (гладкая кривая) по формуле (4.2.9). Их качественное согласие позволяет предположить, что резкий спад коэффициента отражения в области малых полей действительно связан с наличием и деформацией, под воздействием поля, капель эмульсии.

При исследовании образца №3 в области малых значений напряженности внешнего магнитного поля было обнаружено, что наличие в коллоиде проводящих немагнитных частиц бронзы микронного размера приводит к существенному изменению зависимости коэффициента отражения от напряженности внешнего магнитного поля [139]. На рисунке 4.2.3 представлен график зависимостей модуля комплексного коэффициента отражения от напряженности внешнего магнитного поля при различных концентрациях немагнитных проводящих частиц (концентрация 0% соответствует исходному однородному образцу). Как видно из рисунка, в случае однородного коллоида график зависимости $|\tilde{R}|(H_0)$ представляет собой монотонно слабо убывающую зависимость, что согласуется с выражениями для восприимчивости (1.4.12) и (1.4.13).

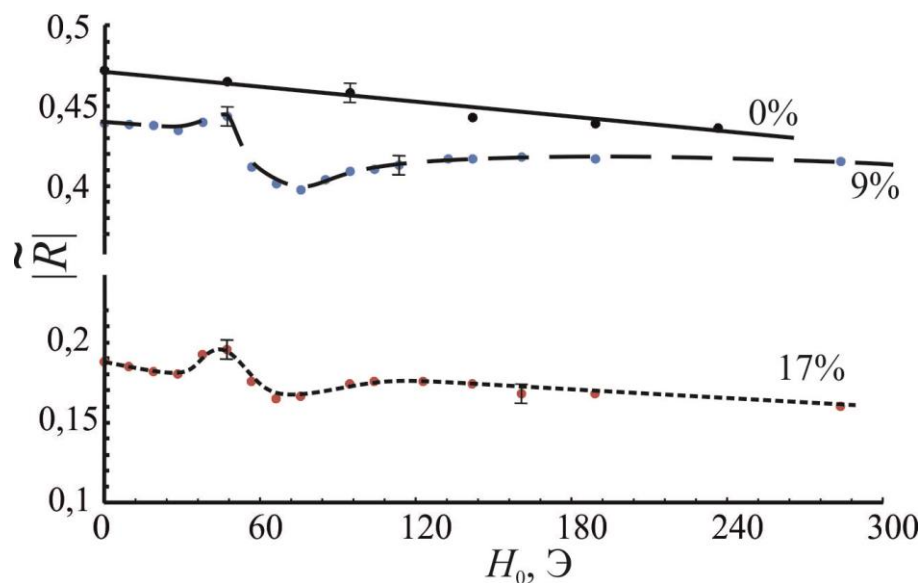


Рисунок 4.2.3 – График зависимости модуля коэффициента отражения от напряженности внешнего постоянного магнитного поля при различных концентрациях немагнитных проводящих частиц в образце №3. Концентрация 0% соответствует исходному однородному образцу.

При добавлении проводящих частиц характер этой зависимости изменяется, при этом в области напряженностей 40–60 Э наблюдаются экстремумы, не характерные для однородного образца. Можно предположить, что это связано с рассмотренным выше возникновением в этом образце упорядоченной структуры из немагнитных микронных частиц (объединением их в агрегаты цепочечного вида). Следует также обратить внимание, что при увеличении объемной концентрации проводящего наполнителя численное значение модуля коэффициента отражения существенно уменьшается, что приводит к понижению значения отраженной энергии от образца. Очевидно, это связано с тем, что добавление проводящих частиц повышает эффективную проводимость образца [41]. В результате этого увеличивается мнимая компонента комплексной диэлектрической проницаемости, что приводит к более интенсивному затуханию электрической компоненты электромагнитной волны в образце.

4.3. Основные результаты и выводы главы

1. В результате проведенных исследований было установлено, что при повышении концентрации твердой фазы в однородной магнитной жидкости изменяются условия возникновения ферромагнитного резонанса, что связано с усилением магнитодипольного взаимодействия коллоидных частиц. Вследствие этого происходит увеличение значений напряженности внешнего магнитного поля, соответствующих условию возникновения ферромагнитного резонанса..

2. Показано, что в области слабых полей, напряженности которых много меньше напряженности, соответствующей возникновению ферромагнитного резонанса, могут происходить существенные изменения коэффициента отражения от композитов магнитной жидкости за счет пространственного упорядочения их структуры. Так, в магнитных эмульсиях такое структурное упорядочение может возникать за счет деформации взвешенных в немагнитной среде капель магнитной жидкости и их вытягивании вдоль направления внешнего магнитного поля. В композите однородной магнитной жидкости и микронных проводящих частиц изменение коэффициента отражения при воздействии поля связано со структурным упорядочением частиц наполнителя. При этом характер зависимости коэффициента отражения от напряженности магнитного поля для такого образца имеет существенные отличия от аналогичной зависимости, полученной при исследовании однородного коллоида. Предполагается, что это связано с объединением проводящих частиц в цепочки, ориентированные вдоль линий вектора напряженности внешнего магнитного поля и параллельного ему вектора напряженности электрического поля волны. В общем случае наличие проводящих частиц существенно понижает значение отраженной энергии электромагнитной волны от образца. Вероятно, это связано с увеличением

мнимой компоненты комплексной диэлектрической проницаемости, обусловленное повышением проводимости образца.

3. Полученные результаты открывают потенциальные возможности для применения исследуемых магнитных коллоидов, а также композиционных сред на их основе в качестве функциональных жидкостных систем. Результаты исследований могут послужить основой для разработки регулируемых внешним магнитным полем согласующих элементов СВЧ-систем.

ГЛАВА 5. ГИРОТРОПНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДОВ И ИХ КОМПОЗИТОВ

Как было показано в предыдущих главах, наличие межчастичных взаимодействий в однородных магнитных коллоидах приводит к ряду особенностей коэффициента отражения и прохождения электромагнитных волн. Следует ожидать, что наличие таких взаимодействий может приводить также к особенностям гиротропных свойств таких сред. В частности, эффекта Фарадея, наблюдающегося в однородных магнитных коллоидах при воздействии внешнего магнитного поля [81]. Кроме того, результаты исследований, приведенных в предыдущих главах, показали, что изменение микрогеометрии магнитодиэлектрических эмульсий под воздействием внешнего магнитного поля существенным образом увеличивает затухание и снижает отражение электромагнитных волн за счет деформации магнитных капель. Изменение претерпевает и фаза электромагнитной волны, прошедшей через магнитодиэлектрические эмульсии.

В связи с этим, в данном разделе рассматривается влияние вышеупомянутых факторов на механизмы вращения плоскости поляризации электромагнитного излучения, распространяющегося через магнитные коллоиды и их композиты. Экспериментальные исследования в настоящей главе проведены при помощи установки, подробно описанной в *разделе 2.5*.

5.1. Эффект Фарадея в магнитных коллоидах

При экспериментальном исследовании образца №1 было обнаружено, что воздействие постоянного магнитного поля, сонаправленного с волновым вектором плоско поляризованного излучения приводит к повороту плоскости поляризации [140], угол которого зависит от напряженности поля (рис. 5.1.1).

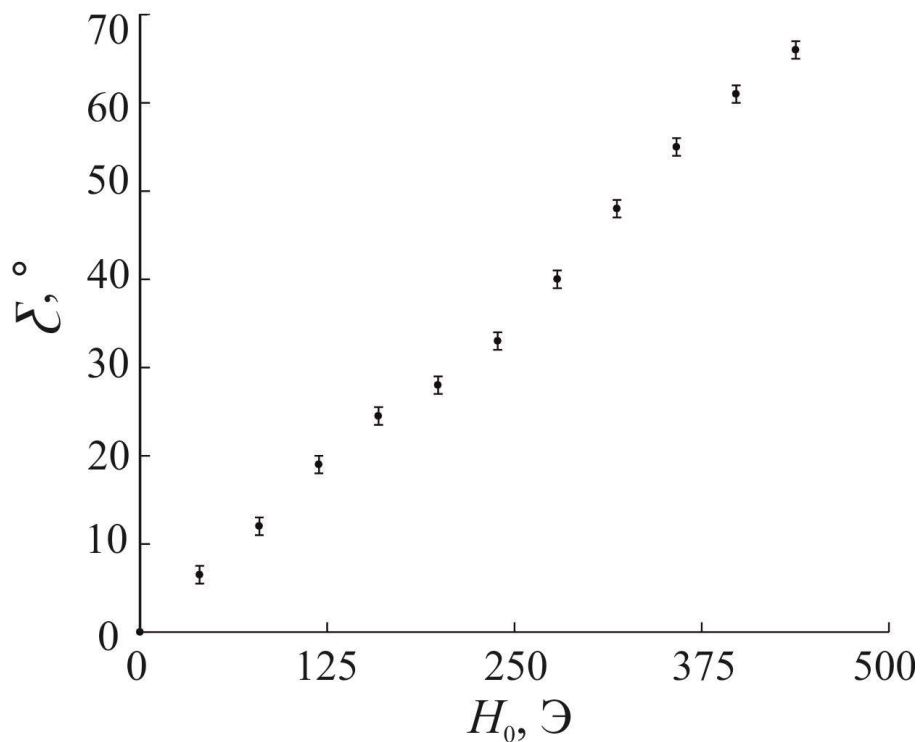


Рисунок 5.1.1 – Зависимость угла поворота плоскости поляризации плоско поляризованного излучения от напряженности внешнего постоянного магнитного поля, полученная при исследовании исходного образца №1.

Как видно из графика, последняя зависимость близка к линейной в области малых значений напряженности поля. Отметим, что такой же характер имеет и аналогичная зависимость для сухого порошка магнетита, полученного выпариванием дисперсионной среды из магнитного коллоида на основе керосина.

Вместе с тем, были обнаружены особенности проявления этого эффекта, характерные, по-видимому, только для дисперсных систем ферритов [141]. Так, оказалось, что зависимость угла поворота плоскости поляризации от объемной концентрации твердой фазы в образце не является линейной (рис. 5.1.2).

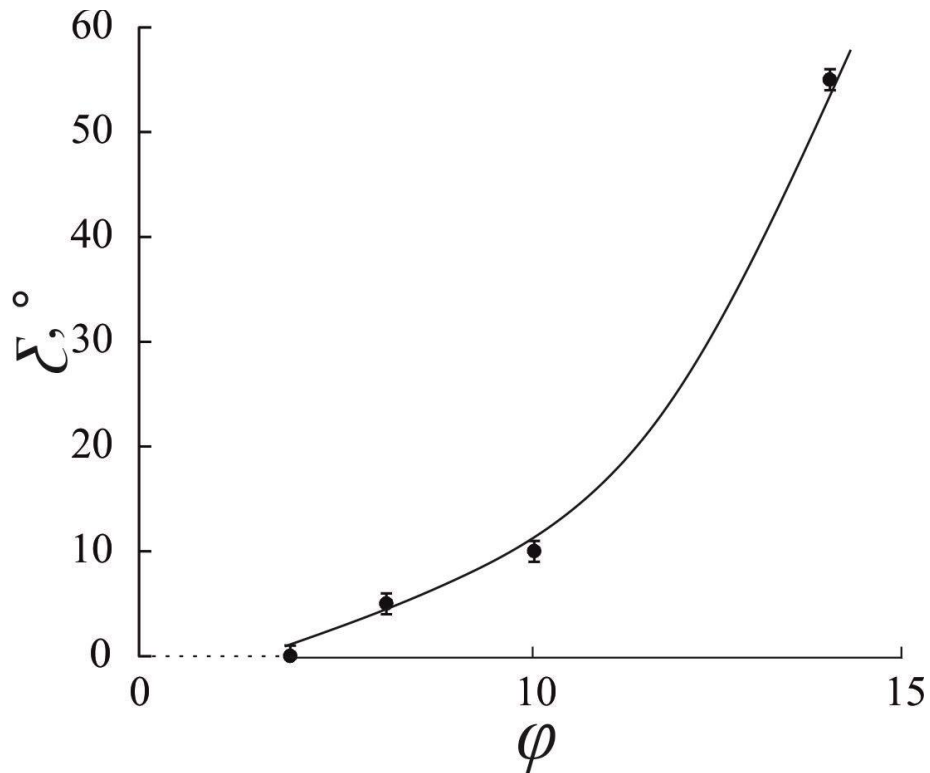


Рисунок 5.1.2 – зависимость угла поворота плоскости поляризации от объемной концентрации магнетита в исследуемом образце (№1) при воздействии постоянного внешнего поля $H_0 = 400$ Э .

Подобное обстоятельство можно связать с наличием межчастичных взаимодействий в образце, степень выраженности которых зависит от объемной концентрации ферромагнитных частиц.

5.2. Эффект Фарадея в композитах на основе магнитных коллоидов

Исследования, проведенные с использованием образца №4, содержащего агрегаты показали, что в нем также наблюдается эффект Фарадея (рис.5.2.1). Однако в этом случае интенсивность волны, прошедшей через образец, подверженный действию магнитного поля имеет более высокое значение, чем при отсутствии последнего [142]. Кроме того, пороговое значение объемного содержания магнетита, при котором начинает регистрироваться эффект существенно ниже, чем для однородного образца.

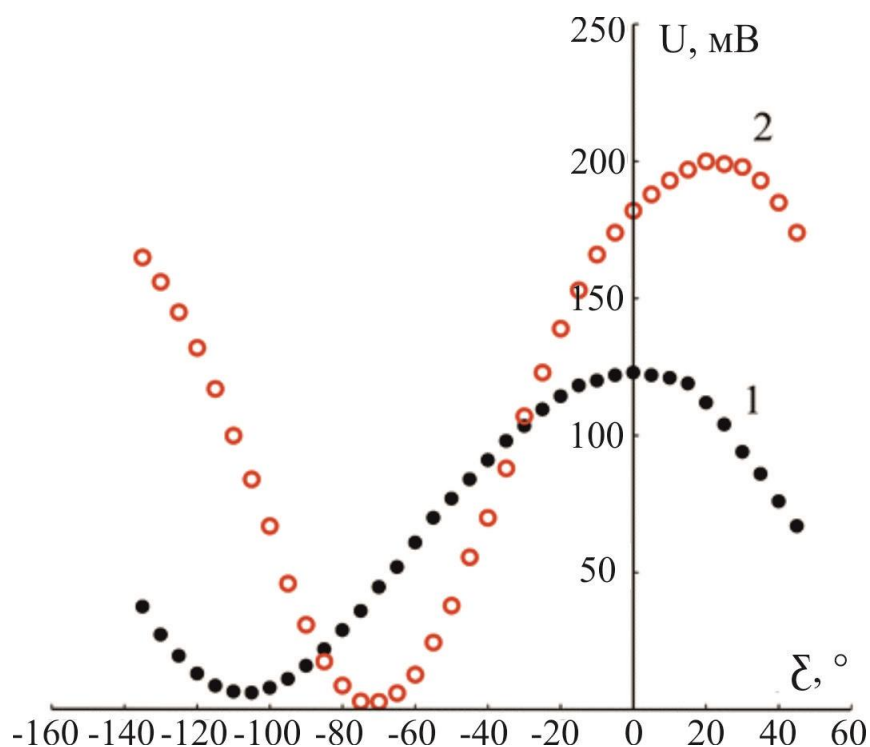


Рисунок. 5.2.1 – Зависимость регистрируемого напряжения детектором от угла поворота последнего при исследовании образца №4 (объемная концентрация магнетита 6,5%). Кривая 1 при отсутствии магнитного поля; кривая 2 – в магнитном поле напряженностью 400 Э.

Так, в образце №4 эффект еще заметно проявляется при объемной концентрации магнетита равной 2,5%, тогда как в образце №1 эффект перестает регистрироваться при концентрациях магнетита меньших 10%. При этом, зависимость угла поворота плоскости поляризации от напряженности поля, близка к линейной только при относительно малых значениях напряженности поля (рисунок 5.2.2). Очевидно, эти особенности связаны со структурным состоянием дисперсной системы и его изменением в магнитном поле.

Увеличение сигнала на выходе детектора при воздействии на образец №4 поля, а также более отчетливый вид экстремумов может быть связан с структурным изменением системы - трансформацией первоначально сферических микрокапельных агрегатов в вытянутые структуры и, в последующем, их некоторым пространственным упорядочением [143].

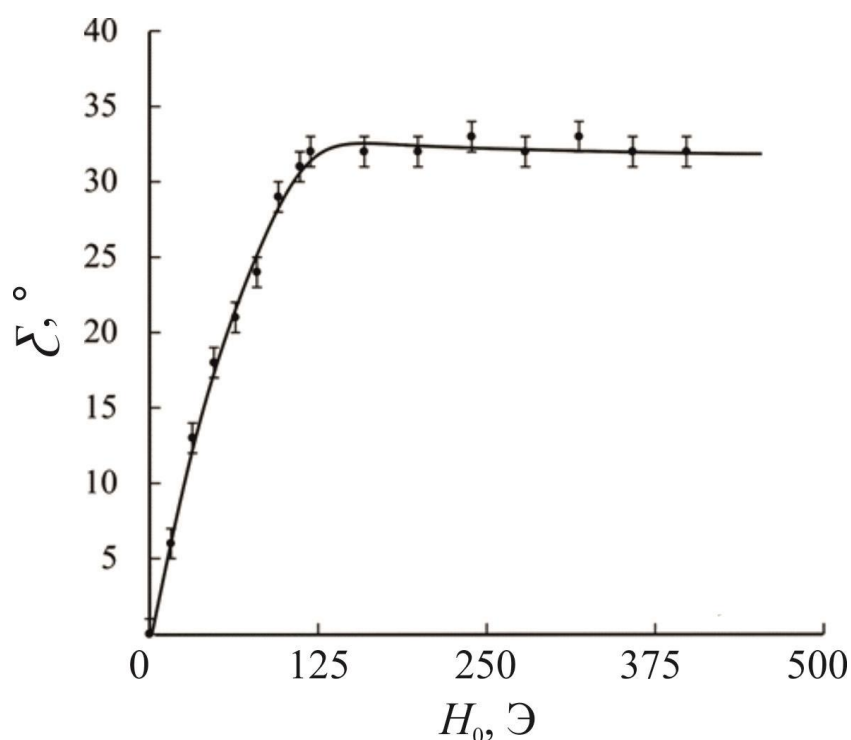


Рисунок 5.2.2 – Зависимость угла поворота плоскости поляризации от внешнего постоянного магнитного поля, полученная при исследовании образца №4 (объемная концентрация магнетита 6,5%).

Можно предположить, что при отсутствии внешнего поля микрокапельные агрегаты распределены по всему объему образца, при этом площадь эффективного сечения рассеяния будет пропорциональна квадрату среднего радиуса капель r^2 . При включении поля происходит вытягивание капель вдоль силовых линий, что в свою очередь уменьшает эффективную площадь сечения рассеяния, а это приводит к увеличению значения принимаемого сигнала.

С целью экспериментального обоснования этого предположения были проведены исследования эффекта Фарадея в магнитных эмульсиях (образцы №2 и №5), в которых также наблюдаются аналогичные структурные изменения при воздействии магнитного поля [144]. На рисунке 5.2.3 показаны зависимости угла поворота плоскости поляризации волны, прошедшей через образцы №2 с концентрацией магнитных капель 6,7% и №5 от напряженности приложенного поля (кривые 1 и 2 соответственно).

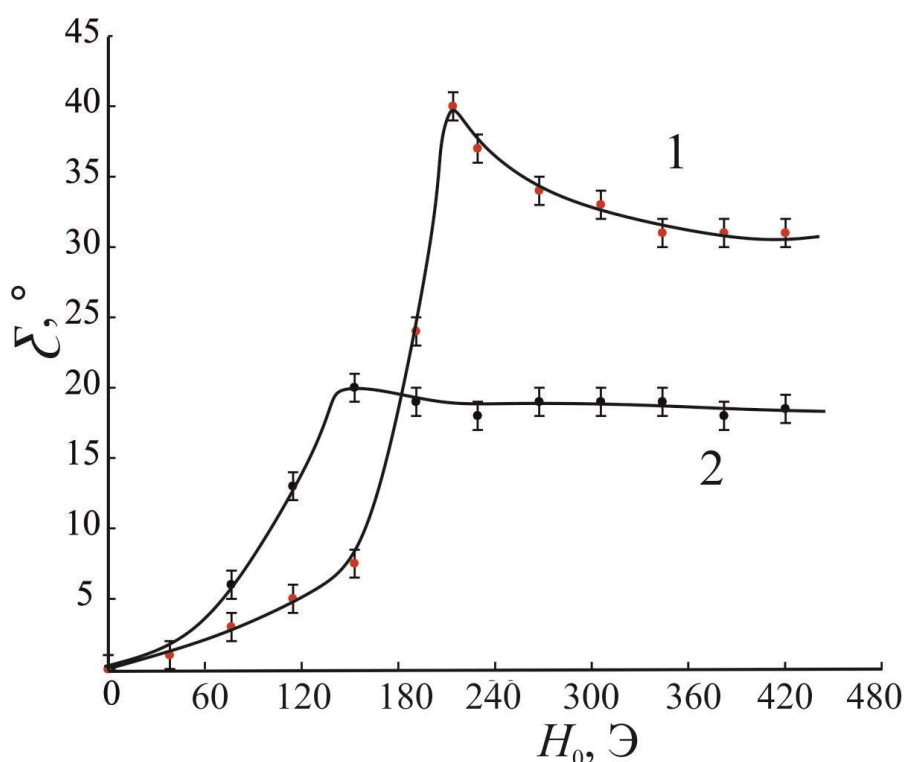


Рисунок 5.2.3 – Графики зависимости угла поворота плоскости поляризации волны, прошедшей через образцы №2 и №5 от напряженности внешнего постоянного магнитного поля (кривая 1 и 2 соответственно).

Как можно видеть из рисунка представленные зависимости для этих эмульсий не являются линейными даже в области малых значений напряженности поля, кроме того, наблюдаются максимумы при достижении некоторого ее значения. Это может свидетельствовать в пользу предположения о взаимосвязи наблюдаемого эффекта с структурным состоянием системы, изменяющимся е под воздействием поля. Оценка характера структурных изменений системы при воздействии поля была проведена на основе результатов исследования анизотропного рассеяния света [141]. На рисунке 5.2.4 приведена зависимость относительной величины интенсивности рассеянного света тонким слоем образца №5 от напряженности поля, направленного вдоль плоскости слоя (угол рассеяния составлял ~ 1 градус).

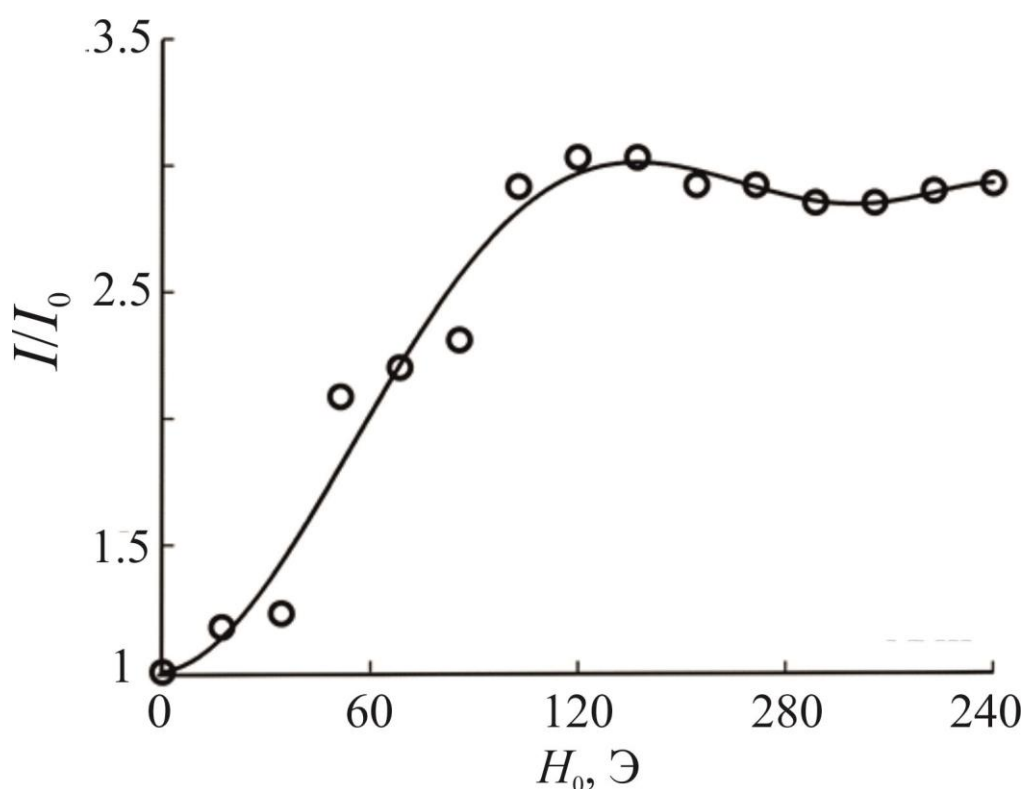


Рисунок 5.2.4 – Зависимость относительного изменения интенсивности анизотропного рассеяния света тонким слоем образца №5 от напряженности внешнего постоянного магнитного поля.

Как можно видеть из рисунка характер представленной зависимости качественно согласуется с зависимостью угла поворота плоскости поляризации от напряженности поля для исследованных эмульсий. Для интерпретации полученных результатов проведены теоретические расчеты взаимодействия СВЧ излучения с одной деформируемой каплей феррожидкости, расположенной в центре круглого волновода. По большей части логика исследования вращения плоскости поляризации аналогична исследованию фазовых изменений при описании образца №2. Отличие заключается только в том, что внешнее магнитное поле ориентировано теперь вдоль линии передачи, и уравнения (3.1.8), (3.1.9) и (3.1.10) для основной моды прямоугольного волновода H_{10} необходимо заменить на уравнения для основной моды круглого волновода H_{11} в цилиндрической системе координат [79]:

$$H_r = C \frac{i\Gamma}{\beta} \left[J_0(gr) - \frac{1}{gr} J_1(gr) \right] e^{\mp i\varphi} \quad (5.2.1)$$

$$H_\varphi = \mp C \frac{\Gamma}{\beta} \frac{1}{gr} J_1(gr) e^{\mp i\varphi} \quad (5.2.2)$$

$$H_z = C \frac{g}{\beta} J_1(gr) e^{\mp i\varphi} \quad (5.2.3)$$

$$E_r = \mp C \frac{1}{gr} J_1(gr) e^{\mp i\varphi} \quad (5.2.4)$$

$$H_r = -Ci \left[J_0(gr) - \frac{1}{gr} J_1(gr) \right] e^{\mp i\varphi} \quad (5.2.5)$$

где J_m – функция Бесселя порядка m , $g = \frac{2.405}{R_0}$, R_0 – радиус волновода, $\Gamma = \Gamma' - i\Gamma''$

– постоянная распространения в круглом волноводе при наличии магнитной капли, \mp соответствуют волнам H_{11} правого и левого вращения относительно направления внешнего магнитного поля. Сумма этих волн дает линейно поляризованную волну H_{11} . Множитель $e^{i\Gamma z}$ опущен.

Таким образом, процедура численных расчетов постоянной распространения на основе уравнений (3.3.1) и (3.3.2) аналогична расчетам коэффициента

поглощения (3.2.1). Однако следует учесть зависимость площади поперечного сечения вытянутой в эллипсоид капли от напряженности внешнего магнитного поля.

Угол поворота плоскости поляризации связан с постоянной распространения при наличии потерь известным выражением [80]:

$$\frac{\zeta}{z} = \operatorname{Re} \frac{\Gamma_+ - \Gamma_-}{2} \quad (5.2.6)$$

Следует также отметить, что мнимая часть постоянной распространения Γ'' является коэффициентом затухания.

На рисунке 5.2.5 представлены теоретически рассчитанные зависимости угла поворота плоскости поляризации от напряженности внешнего магнитного поля (а – деформируемая капля; б – при отсутствии деформации).

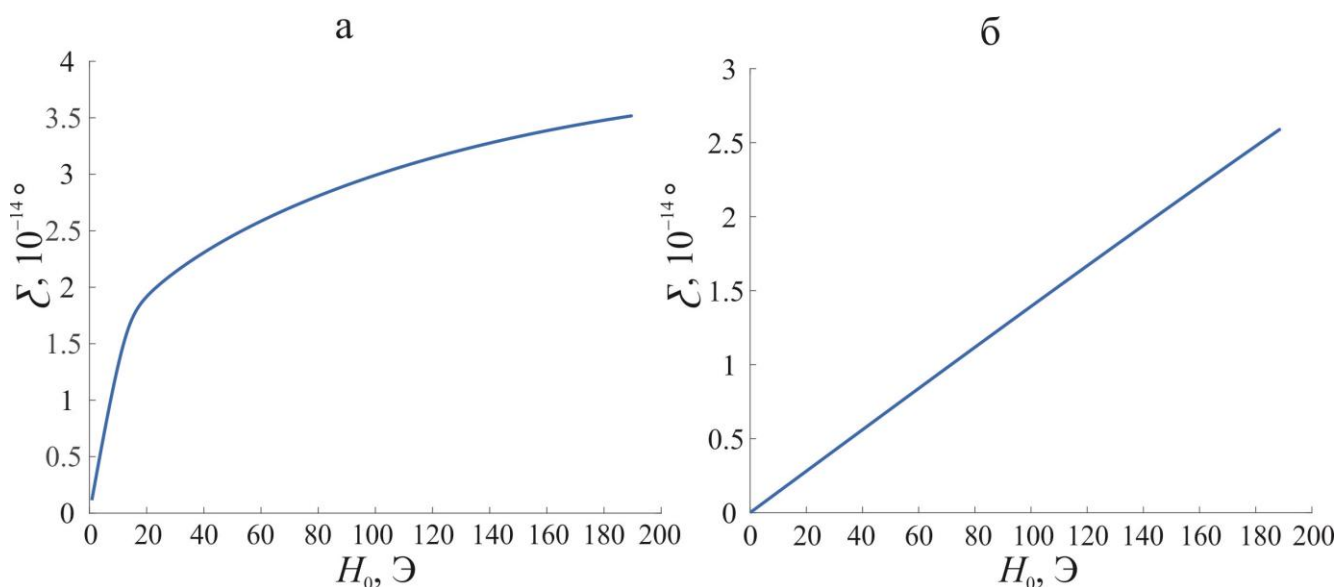


Рисунок 5.2.5 – Теоретические зависимости угла поворота плоскости поляризации от напряженности внешнего магнитного поля, полученные при расчете одной капли в круглом волноводе. а – деформируемая капля, б – деформация капли отсутствует.

Результаты теоретического исследования имеют хорошее качественное согласие с экспериментальными данными. При отсутствии деформации (рис. 5.2.5

b) зависимость ведет себя подобным образом, как при исследовании чистых феррожидкостей так и при исследовании твердотельных магнитных материалов, к примеру ферритов, при воздействии слабого магнитного поля[80].

Как известно, структура основной моды H_{11} вблизи оси волновода является линейно поляризованной, соответственно в центре волновода капля находится в переменном магнитном поле. При воздействии внешнего магнитного поля деформация капли увеличивает размагничивающий фактор в направлении перпендикулярном оси волновода, и соответственно, уменьшает переменное магнитное поле внутри капли. Это приводит к резкому снижению затухания как для правополяризованной, так и для левополяризованной волны. На рисунке 5.2.6 представлена теоретическая зависимость коэффициента затухания правополяризованной волны от напряженности внешнего магнитного поля.

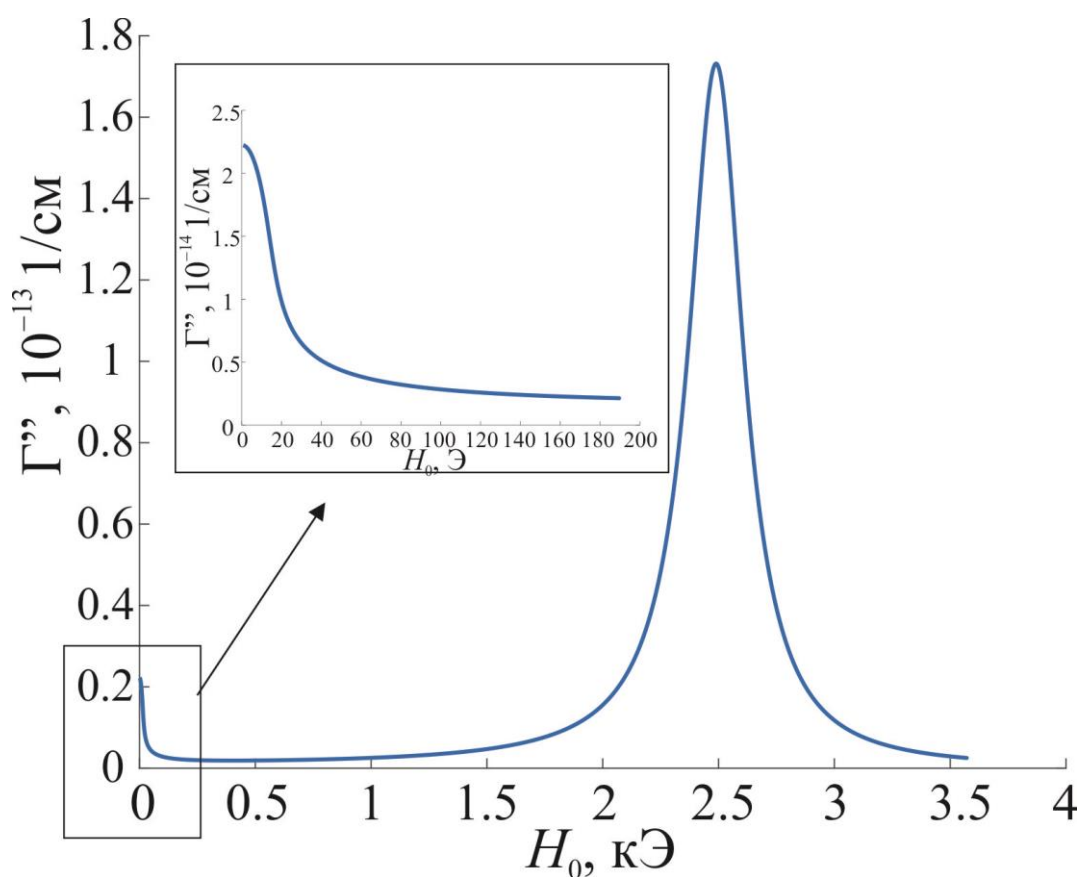


Рисунок 5.2.6 – Теоретическая зависимость коэффициента затухания право поляризованной волны от напряженности внешнего магнитного поля.

Как видно из рисунка, при напряженности внешнего поля порядка 2.5 кЭ наблюдаются продольный ферромагнитный резонанс. Однако в области слабых магнитных полей деформация магнитной капли приводит к резкому снижению коэффициента затухания [141] (рисунок 5.2.6 вставка). Таким образом, помимо резонансного максимума зависимость претерпевает еще и минимум, связанный с изменением геометрических параметров капли. В случае левополяризованной волны, не испытывающей резонансных изменений, деформация капли приводит к дополнительному снижению затухания в области слабых магнитных полей (рисунок 5.2.7).

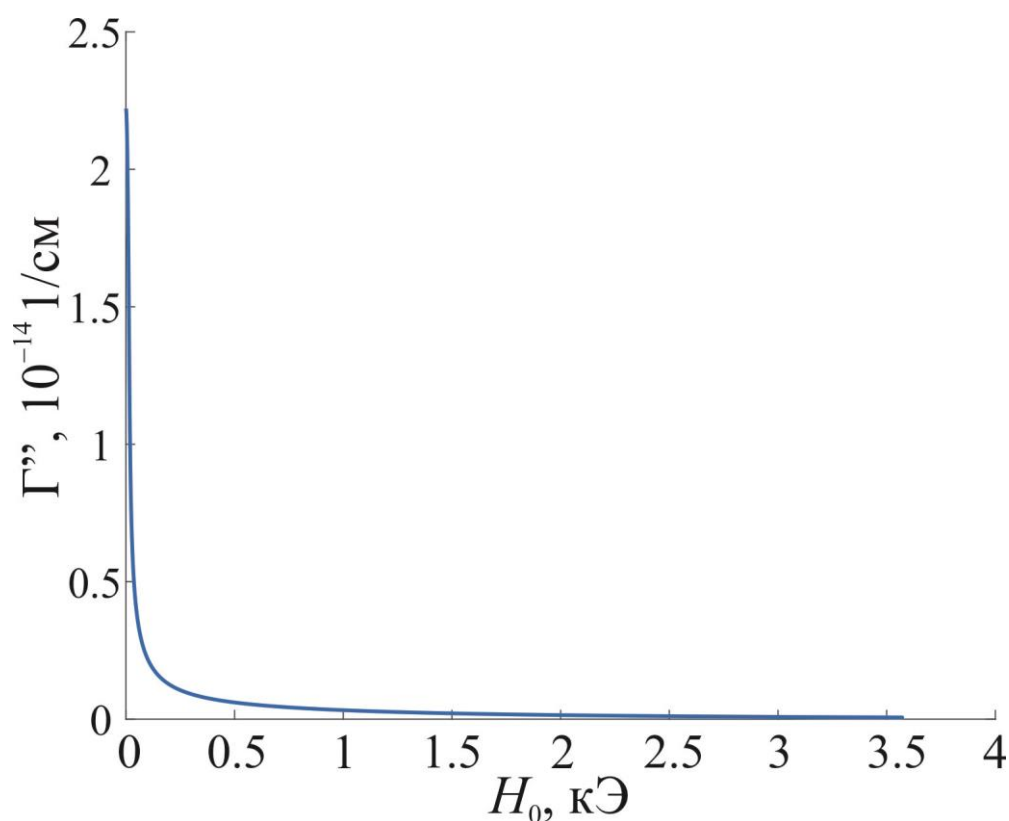


Рисунок 5.2.7 – Теоретическая зависимость коэффициента затухания лево поляризованной волны от напряженности внешнего магнитного поля.

Согласно предположению, выдвинутому выше при анализе результатов исследования эффекта Фарадея в однородных коллоидах, нелинейность экспериментально полученной концентрационной зависимости связана с проявлением межчастичных взаимодействий. В подтверждение этого были также

проведены теоретические расчеты угла поворота плоскости поляризации от объемной концентрации твердой фазы в одной недеформируемой капле магнитной жидкости, расположенной в центре круглого волновода (рисунок 5.2.8). Как видно из рисунка, зависимость является линейной. Соответственно, можно сделать вывод о том, что характер нелинейности аналогичной экспериментальной зависимости обусловлен именно наличием межчастичных взаимодействий в образце, так как модель магнитной восприимчивости магнитных коллоидов при расчетах используется в приближении ансамбля невзаимодействующих изотропных частиц.

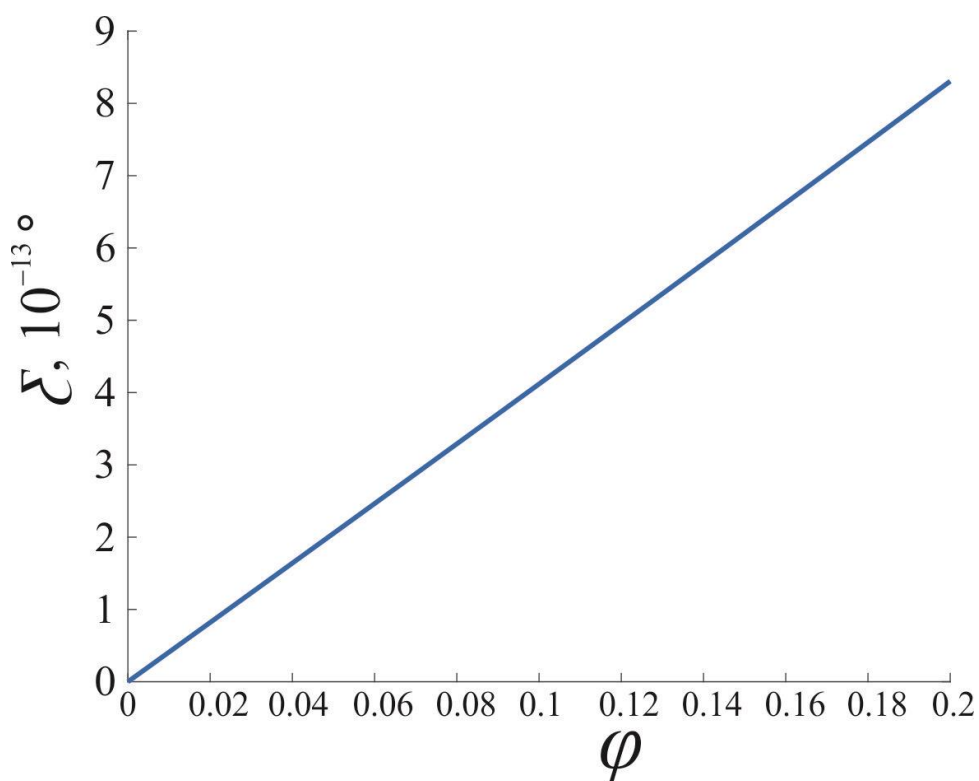


Рисунок 5.2.8 – Теоретическая зависимость угла поворота плоскости поляризации линейно поляризованной волны от объемной концентрации твердой фазы в образце при воздействии внешнего магнитного поля 400 Э. Деформация капли отсутствует.

5.3. Основные результаты и выводы главы

1. В результате проведенных экспериментальных исследований было установлено, что зависимость угла поворота плоскости поляризации от объемной концентрации твердой фазы в магнитном коллоиде при воздействии постоянного внешнего магнитного поля не является линейной. Предполагается, что это обусловлено влиянием межчастичных взаимодействий, степень выраженности которых зависит от объемной концентрации твердой фазы. Для подтверждения этого в рамках модели невзаимодействующих изотропных частиц проведены аналогичные теоретические исследования, результаты которых показали, что без учета межчастичных взаимодействий зависимость угла поворота плоскости поляризации от объемной концентрации твердой фазы в коллоиде является линейной.

2. Установлено, что в коллоидах, содержащих микрокапельные агрегаты, а также образцах, представляющих эмульсию магнитных коллоидов в немагнитной среде, пороговое значение объемной концентрации, при которой начинает наблюдаться поворот плоскости поляризации волны под воздействием магнитного поля, имеет более низкое значение, чем в однородных (не агрегированных) коллоидах. Кроме того, характер зависимости угла поворота плоскости поляризации волны от напряженности приложенного магнитного поля в таких средах существенно отличается от аналогичной зависимости в однородных коллоидах, что связано с особенностью структурного состояния этих образцов и его изменением при воздействии магнитных полей.

3. Теоретические исследования показали, что анализ взаимодействия линейно поляризованных электромагнитных волн с одной деформируемой каплей магнитной жидкости в круглом волноводе позволяет объяснить

экспериментальные результаты, полученные при исследовании гиротропных свойств магнитодиэлектрических эмульсий.

4. Теоретически обнаружено, что изменение микрогеометрии эмульсии под воздействием внешнего магнитного поля снижает коэффициент затухания как право-, так и лево поляризованной волны, что не имеет места в твердотельных магнитодиэлектрических материалах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении сформулируем основные результаты и выводы диссертационной работы.

1. Установлено, что хорошее согласие экспериментально определенного коэффициента прохождения СВЧ-излучения через однородные коллоиды с теоретическими расчетами в рамках модели невзаимодействующих изотропных частиц при параметре затухания $\xi = 0.1$ наблюдается только при малых объемных концентрациях дисперсной фазы ($< 3\%$). При дальнейшем повышении концентрации поглощение электромагнитной энергии в таких образцах в условиях резонанса значительно выше теоретически предсказанного, что может быть связано с усилением магнитодипольного взаимодействия коллоидных частиц. Показано, что коэффициент прохождения существенным образом зависит от параметра затухания и достоверность результатов определения физических свойств магнитной жидкости в рамках данной теории зависит от точности определения ξ .

2. Установлена зависимость коэффициента поглощения от объемной концентрации магнитных капель в эмульсии. Показано, что изменение микрогеометрии эмульсии под воздействием внешнего магнитного поля существенным образом влияет на волновые процессы в волноводной линии передачи. В области слабых магнитных полей деформация магнитных капель приводит к росту коэффициента поглощения за счет существенного увеличения диэлектрических потерь в системе. Магнитные потери проявляют себя в более сильных магнитных полях и приводят к невзаимному поглощению.

3. Наблюдающиеся фазовые изменения для прямых и обратных волн, распространяющихся в магнитной эмульсии, имеют отличительные особенности в сравнении с аналогичными изменениями при распространении волн в твердых

магнитодиэлектрических материалах. Воздействие даже слабого магнитного поля, вызывающего деформацию магнитных микрокапель эмульсии, приводит к обратному изменению фазы прямой волны, распространяющейся в эмульсии, что не характерно при распространении волн в сплошных средах.

4. В рамках метода возмущений проведен теоретический анализ распространения электромагнитной волны H_{10} в прямоугольном волноводе, содержащем каплю магнитной жидкости, деформируемую внешним магнитным полем. Показано, что такая модель позволяет на качественном уровне объяснить результаты экспериментальных исследований коэффициента поглощения СВЧ-излучения магнитодиэлектрическими эмульсиями в приложенном магнитном поле.

Также теоретически установлено, что наблюдающиеся особенности экспериментальных зависимостей фазы электромагнитной волны от напряженности внешнего магнитного поля обусловлены изменением диэлектрических свойств эмульсии, вследствие уменьшения деполяризующего фактора магнитных капель.

5. Исследован эффект Фарадея, наблюдающийся при распространении СВЧ-волны в однородной магнитной жидкости и ее композитах. Проведены теоретические расчеты зависимости угла поворота плоскости поляризации при фиксированном значении напряженности магнитного поля от концентрации дисперсной фазы в рамках модели невзаимодействующих изотропных частиц, показано, что в этом приближении она является линейной. Экспериментально установлено, что на самом деле она претерпевает существенное отклонение от линейности, что объяснено влиянием межчастичных взаимодействий, степень выраженности которых зависит от объемной концентрации дисперсной фазы.

6. Выяснено, что в коллоидах, содержащих микрокапельные агрегаты, а также образцах, представляющих собой эмульсию магнитных коллоидов в немагнитной среде, пороговое значение объемной концентрации твердой фазы, при которой начинает наблюдаться поворот плоскости поляризации волны под

воздействием магнитного поля, имеет более низкое значение, чем в однородных (не агрегированных) коллоидах. Кроме того, характер зависимости угла поворота плоскости поляризации волны H_{11} от напряженности приложенного магнитного поля в таких средах существенно отличается от аналогичной зависимости в однородных коллоидах, что связано с особенностью структурного состояния этих образцов и его изменением при воздействии магнитных полей.

7. В рамках метода возмущений проведен теоретический анализ распространения электромагнитной волны H_{11} в круглом волноводе, содержащем каплю магнитной жидкости, деформируемую внешним магнитным полем. Показано, что такая модель позволяет на качественном уровне объяснить особенности экспериментально полученных зависимостей угла поворота плоскости поляризации волны от напряженности внешнего магнитного поля при ее распространении в магнитодиэлектрических эмульсиях. Также теоретически установлено, что деформация капли магнитной жидкости существенным образом снижает коэффициент затухания электромагнитных волн круговой поляризации. Это обусловлено увеличением размагничивающего фактора капли вдоль осей, перпендикулярных направлению распространения электромагнитной волны.

8. Экспериментально установлена и обоснована зависимость условия возникновения ферромагнитного резонанса от концентрации дисперсной фазы в однородной магнитной жидкости; при повышении концентрации явление резонанса наблюдается при более высоких значениях напряженности внешнего магнитного поля.

9. Выяснено, что в области слабых полей, напряженности которых значительно меньше напряженности, соответствующей возникновению ферромагнитного резонанса, могут происходить существенные изменения коэффициента отражения от композитов магнитной жидкости за счет пространственного упорядочения их структуры. Обнаружено существенное различие характера зависимости коэффициента отражения от напряженности магнитного поля от магнитной жидкости с проводящим наполнителем и

аналогичной зависимости коэффициента поглощения от однородного коллоида. В общем случае наличие в магнитной жидкости микронных проводящих частиц существенно понижает значение отраженной энергии электромагнитной волны от образца, что связано с увеличением мнимой компоненты комплексной диэлектрической проницаемости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Неппер, Д. Стабилизация коллоидных дисперсий полимерами / Д. Неппер. – М.: Мир, 1986. – 487 с.
2. Elmore, W. C. Ferromagnetic colloid for studying magnetic structure / W. C. Elmore // *Physical Review E*. – 1938. – Vol. 54. – P. 309–310.
3. Elmore, W. C. The magnetization of ferromagnetic colloid / W. C. Elmore // *Phys. Rev.* – 1938. – Vol. 54. – N 12. – P. 1092–1095.
4. Бибик, Е.Е. Достижения в области получения и применения магнитных жидкостей / Е.Е. Бибик, О.Е. Бузунов. – М: ЦНИИ, Электроника, 1979. – 60 с.
5. Шлиомис, М.И. Магнитные жидкости / М.И. Шлиомис // *УФН*. – 1974. – Т. 112. – Вып. 3. – С. 427–458.
6. Morozov, K.I. The effect of magneto–dipole interaction on the magnetization curves of ferrocolloids / K.I. Morozov, A.V. Lebedev // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1990. – Vol. 85. – P. 51–53.
7. Диканский, Ю.И. Экспериментальное исследование эффективных магнитных полей в магнитной жидкости / Ю.И. Диканский // *Магнитная гидродинамика*. – 1982. – № 3. – С. 33 – 36.
8. Диканский, Ю.И. Экспериментальное исследование взаимодействия частиц и структурных превращений в магнитных жидкостях: дис. ... канд. физ.–мат. наук: 01.04.11 / Юрий Иванович Диканский. – Ставрополь: Пединститут, 1984. – 125 с.
9. Пшеничников, А.Ф. Намагниченность концентрированных коллоидов магнетита / А.Ф. Пшеничников, А.В. Лебедев, К.И. Морозов // Тезисы докладов III Всесоюзного совещания по физике магнитных жидкостей: сборник научных трудов. – Ставрополь, 1986. – С. 90 – 91.

10. Pshenichnikov, A.F. Equilibrium magnetization of concentrated ferrocolloids / A.F. Pshenichnikov // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. – Vol. 145. – P. 319–326.
11. Sano, K. Theory of agglomeration of ferromagnetic particles in magnetic fluids / K. Sano, M. Doi // J. Phys. Soc. Japan – 1983. – Vol. 52. – N 8. – P. 2810–2815.
12. Popplewell, J. The effect of particle interactions on curie–weiss behavior in ferrofluids / J. Popplewell, B. Abu Aishen, N. Y. Ayoub // J. Appl. Phys. – 1988. – Vol. 64. – P. 5852–5860.
13. Wertheim, M.S. Exact solution of mean spherical model for fluids of hard spheres with permanent electric dipole moments / M.S. Wertheim // J. Chem. Phys. – 1971. – Vol. 55. – N. 9. – P. 4291 – 4298.
14. Морозов, К.И. Термодинамика магнитных жидкостей / К.И. Морозов // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1987. – Т. 51. – № 6. – С. 1073 – 1080.
15. Morozov, K. I. Magnetic properties of ferrocolloids: the effect of interparticle interaction / K.I. Morozov, A.F. Pshenichnikov, Yu.L. Raikher et al. // J. Magn. Magn. Mater. – 1987. – Vol. 65. – P. 269–272.
16. Pshenichnikov, A.F. Equilibrium magnetization of concentrated ferrocolloids / A.F. Pshenichnikov // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. – Vol. 145. – P. 319–326.
17. Берковский, Б.М. Статистическая теория магнитных жидкостей / Б.М. Берковский, В.И. Каликманов, В.С. Филинов // Магнитная гидродинамика. – 1987. – № 2. – С. 41 – 49.
18. Диканский, Ю.И. Магнитная восприимчивость и электропроводность магнитной жидкости при наличии структурных образований / Ю.И. Диканский, В.М. Кожевников, В.В. Чеканов // В сб.: Физические свойства магнитных жидкостей. – Свердловск: УНЦ АН СССР, 1983. – С. 28-33.
19. Пшеничников, А.Ф. Влияние межчастичного взаимодействия на магнитостатические свойства магнитных жидкостей / А.Ф. Пшеничников, А.В. Лебедев, К.И. Морозов // Магнитная гидродинамика. – 1987. – № 1. – С. 37 – 43.

20. Багаев, В.Н. К теории магнитных свойств ферроколлоидов / В.Н. Багаев, Ю.А. Бувеч, А.О. Иванов // Магнитная гидродинамика. – 1989. – № 1. – С. 58 – 62.
21. Иванов, А.О. К теории магнитостатических свойств полидисперсных феррожидкостей / А.О. Иванов // Магнитная гидродинамика. – 1989. – № 4. – С. 54 – 59.
22. 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. – 041405.
23. Cebers, A.O. Physical properties and models of magnetic fluids. 1 / A.O. Cebers // Магнитная гидродинамика. – 1991. – № 4. – С. 25 – 39.
24. Cebers, A.O. Physical properties and models of magnetic fluids. 2 / A.O. Cebers // Магнитная гидродинамика. – 1992. – № 1. – С. 27 – 38.
25. Пшеничников, А.Ф. Дисперсия магнитной восприимчивости магнитных коллоидов / А.Ф. Пшеничников // В сб.: Неравновесные процессы в магнитных суспензиях. – Свердловск: УНЦ АН СССР, 1986. – С. 9-15.
26. Блум, Э.Я. Экспериментальное исследование дисперсии магнитной восприимчивости коллоида магнито жестких частиц в зависимости от внешнего магнитного поля / Э.Я. Блум, М.М. Майоров, Б.Л. Никоару и др. // Магнитная гидродинамика. – 1987. – № 1. – С. 53 – 57.
27. Диканский, Ю.И. Исследование магнитных свойств магнитной жидкости в области температур, близких к точке Кюри дисперсной фазы / Ю.И. Диканский, Н.В. Каргин, Т.М. Мамницкая // Материалы 18 Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений. – Калинин: АН СССР, 1988. – Т. 3. – 978 с.
28. Иванов, А. О. Фазовое расслоение магнитных жидкостей: дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.14 / Алексей Олегович Иванов. – Екатеринбург, 1998. – 295 с.

29. Holmes, M. A study of Curie–Weiss behavior in ferrocolloids / M. Holmes, K. O’Grady, J. Popplevel // Materials of fifth international Conference of Magnetic Fluids. – Riga: USSR Academy of Sciences, 1989. – P. 47 – 48.
30. Fannin, P.C. Magnetic spectroscopy as an aide in understanding magnetic fluids / P.C. Fannin // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. – Vol. 252. – P. 59 – 64.
31. Кожевников, В. М. Электрокинетические свойства магнитодиэлектрических коллоидных систем и разработка устройств на их основе: дис. ... д-ра техн. наук: 02.00.04 / Владимир Михайлович Кожевников. – Ставрополь, 1998. – 345 с.
32. Фертман, Е. Е. Магнитные жидкости / Е. Е Фертман. – Минск: Вышейшая школа, 1988. – 184 с.
33. Liu, J. Field-induced structures in ferrofluid emulsions / J. Liu, E. M. Lawrence, A. Wu et al. // Physical Review Letters. – 1995. – Vol. 74. – P. 2828 – 2831.
34. Morimoto, Y. Dispersion state of protein-stabilized magnetic emulsions / Y. Morimoto, M. Akimoto, Y. Yotsumoto // Chemical and Pharmaceutical Bulletin. – 1982. – Vol. 30. – P. 3024 – 3027.
35. Liu, J. Effects of cell confinement on the evolution of field-induced structures in a magnetorheological fluid / J. Liu, T. Mou, Y. Zhu et al. // Journal of Intelligent Material Systems and Structures. – 1996. – Vol. 7. – P. 583 – 588.
36. Wu, K. T. Dynamic structure study of Fe_3O_4 ferrofluid emulsion in magnetic field / K. T. Wu, Y. D. Yao // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1999. – Vol. 201. – P. 186 – 190.
37. Дроздова, В.И. Диффузия частиц феррожидкости в магнитном поле / В. И. Дроздова, В. В. Чеканов // Магнитная гидродинамика. – 1981. – №1. – С. 61 – 63.
38. Mondain-Monval, O. Depletion forces in the presence of electrostatic double layer repulsion / O. Mondain-Monval, F. Leal-Calderon, J. Phillip, J. Bibette // Physical Review Letters. – 1995. – Vol. 75. – P. 3364 – 3367.

39. Zhang, H. Field-induced forces in colloidal particle chains / H. Zhang, M. Widom // *Physical Review E*. – 1995. – Vol. 51. – P. 2099 – 2103.
40. Poulin, P. Direct measurement of colloidal forces in an anisotropic solvent / P. Poulin, V. Cabuil, D. A. Weitz // *Physical Review Letters*. – 1997. – Vol. 79. – P. 4862 – 4865.
41. Zakinyan, A.R. Electrical Conductivity of Field-Structured Emulsions / A.R. Zakinyan, A. A. Zakinyan, S. D. Turkin et al. // *Fluids*. – 2020 – W5. – P. 74.
42. Диканский, Ю. И. Эффекты взаимодействия частиц и структурно-кинетические процессы в магнитных коллоидах: дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.14 / Юрий Иванович Диканский. – Ставрополь, 1999. – 305 с.
43. 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.
44. Zubarev, A. Yu. To the theory of rheological properties of ferrofluids: influence of drop-like aggregates / A. Yu. Zubarev, L. Yu. Iskakova // *Physica A*. – 2004. – Vol. 343. – P. 65 – 80.
45. Lopez-Lopez, M. Effect of drop-like aggregates on the viscous stress in magnetic suspensions / M. Lopez-Lopez, P. Kuzhir, A. Zubarev // *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*. – 2014. – Vol. 208–209. – P. 53 – 58.
46. Закинян, А. Р. Особенности процессов намагничивания и поляризации магниточувствительных эмульсий: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.13 / Закинян Артур Робертович. – Ставрополь, 2010. – 158 с.
47. Zakinyan, A. Drops deformation and magnetic permeability of a ferrofluid emulsion / A. Zakinyan, Y. Dikansky // *Colloids and Surfaces A*. – 2011. – Vol. 380. – P. 314 – 318.
48. Ivanov, A. O. Nonmonotonic field-dependent magnetic permeability of a paramagnetic ferrofluid emulsion / A. O. Ivanov, O. B. Kuznetsova // *Physical Review E*. – 2012. – Vol. 85. – 041405.

49. Subbotin, I. M. Magnetic permeability of inverse ferrofluid emulsion: an influence of interdroplet interaction / I. M. Subbotin // *Magnetohydrodynamics*. – 2018. – Vol. 54. – No. 1/2. – P. 131 – 136.
50. Bacri, J.-C. Instability of ferrofluid magnetic drops under magnetic field / J.-C. Bacri, D. Salin // *Journal de Physique Lettres*. – 1982. – Vol. 43. – L-649–L-654.
51. Bacri, J.-C. Study of the deformation of ferrofluid droplets in a magnetic field / J.-C. Bacri, D. Salin, R. Massart // *Journal de Physique Lettres*. – 1982. – Vol. 43. – L-179–L-184.
52. Bacri, J.-C. Behavior of a magnetic fluid micro-drop in a rotating magnetic field / J.-C. Bacri, A. Cebers, R. Perzynski // *Physical Review Letters*. – 1994. – Vol. 72. – P. 2705–2708.
53. Erdmanis, J. Magnetic micro-droplet in rotating field: numerical simulation and comparison with experiment / J. Erdmanis, G. Kitenbergs, R. Perzynski, A. Cēbers // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2017. – Vol. 821. – P. 266–295.
54. Janiaud, E. Spinning ferrofluid microscopic droplets / E. Janiaud, F. Elias, J.-C. Bacri, V. Cabuil et al. // *Magnetohydrodynamics*. – 2000. – Vol. 36. – P. 301–314.
55. Zakinyan, A. Flows and instabilities of ferrofluids at the microscale / A. Zakinyan, E. Beketova, Y. Dikansky // *Microfluidics and Nanofluidics*. – 2017. – Vol. 21. – 88.
56. Ерин, К. В. Эффект изменения оптической плотности магнитной эмульсии в электрическом и магнитном полях / К. В. Ерин, С. А. Куникин // *Оптика и спектроскопия*. – 2008. – Т. 104. – С. 319 – 323.
57. Белых, С. С. Оптический эффект в магнитных эмульсиях при воздействии магнитного поля / С. С. Белых, К. В. Ерин // *Оптика и спектроскопия*. – 2021. – Т. 129. – С. 1166 – 1172.
58. Mahendran, V. Nanofluid based optical sensor for rapid visual inspection of defects in ferromagnetic materials / V. Mahendran, J. Philip // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Vol. 100. – 073104.

59. Mahendran, V. Sensing of biologically important cations such as Na^+ , K^+ , Ca^{2+} , Cu^{2+} , and Fe^{3+} using magnetic nanoemulsions / V. Mahendran, J. Philip // *Langmuir*. – 2013. – Vol. 29. – P. 4252–4258.
60. Primo, F.L. In vitro studies of cutaneous retention of magnetic nanoemulsion loaded with zinc phthalocyanine for synergic use in skin cancer treatment / F.L. Primo, M.M.A. Rodrigues, A.R. Simioni, M.V.L. B. Bentley et al. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2008. – Vol. 320. – P. e211–e214.
61. Sander, J.S. Magnetic transport, mixing and release of cargo with tailored nanoliter droplets / J.S. Sander, R.M. Erb, C. Denier, A.R. Studart // *Advanced Materials*. – 2012. – Vol. 24. – P. 2582–2587.
62. Ahmed, N. New oil-in-water magnetic emulsion as contrast agent for in vivo magnetic resonance imaging (MRI) / N. Ahmed, C. Jaafar-Maalej, M.M. Eissa, et al. // *Journal of Biomedical Nanotechnology*. – 2013. – Vol. 9. – P. 1579–1585.
63. Kahkeshani, S. Drop formation using ferrofluids driven magnetically in a step emulsification device / S. Kahkeshani, D. Di Carlo // *Lab on a Chip*. – 2016. – Vol. 16. – P. 2474–2480.
64. Nguyen, N.-T. Micro-magnetofluidics: interactions between magnetism and fluid flow on the microscale / N.-T. Nguyen // *Microfluidics and Nanofluidics*. – 2012. – Vol. 12. – P. 1–16.
65. Skjeltorp, A. T. Monodisperse particles and ferrofluids: a fruit-fly model system / A. T. Skjeltorp // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1987. – Vol. 65. – P. 195 – 203.
66. Davies, P. Monte Carlo simulations of the structure of magnetic fluid composites / P. Davies, J. Popplewell, G. Martin et al // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1986. – Vol. 19. – P. 469 – 476.
67. Skjeltorp, A. T. Self-assembly and dynamics of magnetic holes / A. T. Skjeltorp, J. Akselvoll, K. de Lange Kristiansen et al. // *Forces, growth and form in soft condensed matter: at the interface between physics and biology*. – Springer, Dordrecht:

NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry. – 2004. – Vol. 160. – P. 165 – 179.

68. Helgesen, G. Dynamic behavior of simple magnetic hole systems / G. Helgesen, P. Pieranski, A. T. Skjeltorp // *Physical Review A*. – 1990. – Vol. 42. – P. 7271 – 7280.

69. Helgesen, G. An experimental system for studying dynamic behavior of magnetic microparticles / G. Helgesen, A. T. Skjeltorp // *Journal of Applied Physics*. – 1991. – Vol. 69. – P. 8277 – 8284.

70. Skjeltorp, A. T. Condensation and ordering of colloidal spheres dispersed in a ferrofluid / A. T. Skjeltorp // *Physica A*. – 1995. – Vol. 213. – P. 30 – 40.

71. Davies, P. Particle size analysis of micrometer-sized particles using magnetic liquids / P. Davies, J. Popplewell // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1987. – Vol. 20. – P. 1540 – 1541.

72. Svåsand, E. Local viscosity measurements using oscillating magnetic holes / E. Svåsand, A. T. Skjeltorp, J. Akselvoll, G. Helgesen // *Journal of Applied Physics*. – 2007. – Vol. 101. – 054910.

73. Davies, P. Diffraction effects in magnetic fluid composites / P. Davies, J. Popplewell, J. P. Llewellyn, K. O'Grady // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. – 1985. – Vol. 18. – L661.

74. Patel, R. Optical properties of magnetic and non-magnetic composites of ferrofluids / R. Patel, R. V. Upadhyay, R. V. Mehta // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2006. – Vol. 300. – P. e217 – e220.

75. Stepanov, V. I. Dynamic behavior of dilute colloid of magnetic holes / V. I. Stepanov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2006. – Vol. 300. – P. e239 – e242.

76. Диканский, Ю. И. Особенности электропроводности и теплопроводности магнитной жидкости с мелкодисперсным немагнитным наполнителем / Ю. И. Диканский, Ж. Г. Вегера, Ю. Л. Смерек // *Известия вузов*.

Северо-Кавказский регион. Естественные науки. Приложение. – 2005. – № 9. – С. 64 – 72.

77. Ortiz-Salazar, M. Magnetic field induced tunability on the thermal conductivity of ferrofluids loaded with carbon nanofibers / M. Ortiz-Salazar, N. W. Pech-May, C. Vales-Pinzon, R. Medina-Esquivel, J. J. Alvarado-Gil // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2018. – Vol. 51. – 075003.

78. Крупичка, С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Том 2. / С. Крупичка. – М.: Мир, 1976. – 504 с.

79. Гуревич, А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах / А. Г. Гуревич. – М.: Физматлит, 1960. – 409 с.

80. Микаэлян, А. Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах / А. Л. Микаэлян. – М.: Госэнергоиздат, 1963. – 664 с.

81. Maiorov, M. M. Faraday Effect in magnetic fluids at a frequency 10 GHz / M. M. Maiorov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2002. – Vol. 85. – P. 111–113.

82. Майоров, М.М. Экспериментальное исследование кинетики магнитного двойного лучепреломления и дихроизма в разбавленной магнитной жидкости / М. М. Майоров // Магнитная гидродинамика. – 1977. – №3. – С. 29 – 33.

83. Майоров, М.М., Цеберс А. О. Релаксация магнитного двойного лучепреломления и дихроизма зольей ферромагнетиков / М. М. Майоров, А. О. Цеберс // Коллоидный журнал. – 1977. – Т. 36. – №6. – С. 1087–1093.

84. Падалка, В.В., Ерин К.В. Двулучепреломление в магнитной жидкости в магнитном поле / В. В. Падалка, К. В. Ерин // Вестник Ставропольского государственного университета. – 1999. – №18. – С. 86 – 92.

85. Райхер, Ю. Л., Скибин Ю.Н. Динамическое двулучепреломление света в магнитной жидкости / Ю. Л. Райхер, Ю. Н. Скибин // Доклады АН СССР. – 1988. – Т. 30. – №5. – С. 1088 – 1091.

86. Clerjon, S. Complex microwave susceptibility of a ferrofluid with magnetite particles: nonreciprocal phenomena in magnetic liquids / S. Clerjon, D. Vincent, G. Noyel // IEEE Trans. on Magn. – 1998. – № 3. – С. 719 – 723.
87. Anderson, J. C. Internal ferromagnetic resonance in nickel / J. C. Anderson, B. Donovan // Proc. Phys. Soc. – 1959. – Vol. 73. – P.593 – 599.
88. Anderson, J. C. Internal ferromagnetic resonance in small cobalt particles / J. C. Anderson, B. Donovan // Proc. Phys. Soc. – 1960. – Vol. 75. – P.33 – 39.
89. Anderson, J. C. Internal ferromagnetic resonance in magnetite / J. C. Anderson, B. Donovan // Proc. Phys. Soc. – 1960. – Vol. 75. – P.149 – 154.
90. Bagguley, D.M.S. Ferromagnetic resonance in colloidal suspensions / D.M.S. Bagguley // Proc. Roy. Soc. – 1955. – Vol. 228. – P.549 – 567.
91. Landau, L. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies / L. Landau, E. Lifschitz // Phys. Zs. Sowjet. – 1935. – Vol. 8. – P.153 – 164.
92. Neel, L. Théorie du traînage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec application aux terres / L. Neel // Ann. Geophys. – 1949. – Vol. 5. – P.99 – 136.
93. Caroli, C. Response of an isolated magnetic grain suspended in liquid to a rotating field / C. Caroli, P. Pincus // Phys. Kondens. Mat. – 1969. – Vol. 9. – P.311–319.
94. Neel, L. Effect of thermal fluctuations of the magnetization of small particles / L. Neel // C.r. Acad. Sci. Paris. – 1949. – Vol. 228. – P.664 – 671.
95. Bastrukov, S.I. Low-frequency oscillatory behavior of ferromagnetic liquid in the state of saturated magnetization / S.I. Bastrukov, P.Y. Lai // Chinese Journal of Physics. – 1999. – Vol. 37. – №3. – P.325–332.
96. Bastrukov, S.I. Low-frequency response of ferromagnetic liquid crystal / S.I. Bastrukov, P.Y. Lai // J.Phys.:Condens. Matter. – 1999. – Vol. 11 –P. 205–208.
97. Диканский, Ю.И. Изменение магнитной восприимчивости концентрированной магнитной жидкости в сдвиговом течении / Ю.И. Диканский

// Матер. III Всесоюзной школы-семинара по магнитным жидкостям. – Плес, 1993. – С.84–85.

98. Лебедев, А.А. Восприимчивость магнитных коллоидов на сверхвысоких частотах / А.А. Лебедев // Двенадцатое Рижское совещание по магнитной гидродинамике. – Саласпилс, 1987. – Т.3. – С.31–34.

99. Майоров, М.М. Экспериментальное исследование магнитной восприимчивости феррожидкости в переменном магнитном поле / М.М. Майоров // Магнитная гидродинамика. – 1979. – №. 2. – С.21.–26.

100. Диканский, Ю.И. Магнитная восприимчивость магнитной жидкости с микрокапельной структурой / Ю.И. Диканский, Н.Г. Полихрониди, К.А. Балабанов // III Всесоюзное совещание по физике магнитных жидкостей. – Ставрополь, 1986. – С.45–47.

101. Диканский, Ю.И. О намагничивании магнитной жидкости с микрокапельной структурой / Ю.И. Диканский, Н.Г. Полихрониди, К.А. Балабанов // Двенадцатое Рижское совещание по магнитной гидродинамике. – Саласпилс, 1987. – Т.3. – С.39–42.

102. Майоров, М.М. Высокочастотная магнитная восприимчивость и времена релаксации магнитной жидкости / М.М. Майоров // Магнитная гидродинамика. 1986. – №2. – С.67–69.

103. Shliomis, M.I. Experimental investigations of magnetic fluids / M.I. Shliomis, Y.L. Raikher // IEEE Trans. on Magn. – 1980. – Vol. 16. – №2. – P.237–249.

104. Debye, P. Polar Molecules / P. Debye // Journal of the Society of Chemical Industry. – 1929. – Vol. 48. – P. 1036–1037.

105. Райхер, Ю.Л. К теории дисперсии магнитной восприимчивости мелких ферромагнитных частиц / Ю.Л. Райхер, М.И. Шлиомис // ЖТЭФ. – 1974. – Т.67. – С. 1060–1073.

106. Гехт, Р.С. Магнитный резонанс в изотропном суперпарамагнетике / Р.С. Гехт, В.А. Игнатченко, Ю.Л. Райхер, М.И. Шлиомис // ЖТЭФ. – 1976. – Т.70. – С. 1300–1311.

107. Курганов, А.В. Определение параметров магнитной жидкости по спектру отражения на СВЧ: дис. ...канд. физ.-мат. наук 01.04.03 / Алексей Вячеславович Курганов. – Саратов, 2003. – 98 с.

108. Coffey, W. T. The Effective Eigenvalue Method and Its Application to Stochastic Problems in Conjunction with the Nonlinear Langevin Equation. / W. T. Coffey, Yu. I. Kalmykov, E. S. Massawe // *Modern Nonlinear Optics. Part 2. Advances in Chemical Physics Series*. – 1993. – Vol. 85. – P. 667–792.

109. Fannin P.C. Investigation of ferromagnetic resonance in magnetic fluids by means of the short-circuited coaxial line technique / P.C. Fannin, T. Relihan, S.W. Charles. // *J. Phys.* – 1995. – Vol. 28. – P. 2003–2006.

110. Усанов, Д.А. Определение параметров магнитной жидкости по температурной зависимости сверхвысокочастотного спектра отражения / Д.А. Усанов, А.Э. Постельга, С.В. Алтынбаев // *Журнал технической физики*. – 2013. – Т. 83. – Вып. 11. – С. 30–33.

111. Fannin, P.C. High frequency ferromagnetic resonance measurement in magnetic fluid / P.C. Fannin, B.K.P. Scaife, A.T. Giannitsis et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2005. – Vol. 289. – P. 159–161.

112. Fannin, P.C. Use of ferromagnetic resonance measurement in magnetic fluids / P.C. Fannin // *Journal of Molecular Liquids*. – 2004. – Vol. 114. – P. 79–87.

113. Котов, И.О. СВЧ-метод и устройство контроля диэлектрической проницаемости и концентрации ферромагнитных жидкостей: дис. ... канд. техн. наук: 05.11.13 / Илья Олегович Котов. – Тамбов, 2012. – 123 с.

114. Усанов, Д.А. Частотная зависимость коэффициента отражения СВЧ-излучения от магнитной жидкости в области азотных температур / Д.А. Усанов, Ал.В. Скрипаль, Ан.В. Скрипаль и др. // *Журнал технической физики*. – 2009. – Т. 79. – Вып. 9. – С. 146–148.

115. Усанов, Д.А. Определение параметров магнитной жидкости по отражению сверхвысокочастотного излучения / Д.А. Усанов, Ал.В. Скрипаль,

Ан.В. Скрипаль, А.В. Курганов // Журнал технической физики. – 2001. – Т. 71. – Вып. 12. – С. 26–29.

116. Усанов, Д.А. Температурная зависимость коэффициента отражения микроволнового излучения от слоя магнитной жидкости / Д.А. Усанов, Ал.В. Скрипаль, Ан.В. Скрипаль, А.Э. Постельга и др. // Журнал технической физики. – 2006. – Т. 76. – Вып. 11. – С. 126–129.

117. Пшеничников, А.Ф. Магнитная восприимчивость концентрированных ферроколлоидов / А.Ф. Пшеничников, А.В. Лебедев // Коллоидный журнал. – 2005. – Т. 67. – № 2. – С. 218–230.

118. Lebedev, A.V. Dynamic susceptibility of a concentrated ferrofluid: The role of interparticle interactions / A.V. Lebedev, V.I. Stepanov, A.A. Kuznetsov et al. // Physical Review E. – 2019. – Vol. 100. – 032605.

119. Gekht, R. S. Magnetodipole broadening of a resonance line in a superparamagnet / R. S. Gekht, V. I. Ignatchenko // JEPT. – 1979. – Vol. 49. – P.84–89.

120. Pearce, J. A. Ferrimagnetic nanoparticles enhance microwave heating for tumor hyperthermia therapy / J. A. Pearce, J. R. Cook, S. Y. Emelianov // Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology. – 2010. – P. 2751–2754.

121. Yoon, M. Equilibrium structure of ferrofluid aggregates / M. Yoon, D. Tomanek // Journal of physics: Condensed matter. – 2010. – V. 22. – №45. – 455105.

122. Zubarev, A. Structural Transformations in Magnetic Suspensions / A. Yu. Zubarev, L. Yu. Iskakova // Colloid Journal. – 2009. – V. 71. – № 4. – P. 493–497.

123. Бочкова, Т.С. Особенности взаимодействия электромагнитного излучения сверхвысокочастотного и оптического диапазонов с формирующимися в магнитном поле агломератами ферромагнитных наночастиц магнитной жидкости: дис. ...канд. физ.-мат. наук: 01.04.03 / Татьяна Сергеевна Бочкова. – Саратов, 2019. – 133 с.

124. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ 2018612030 Российская Федерация. Программа для удаленного управления

аппаратным комплексом, позволяющим определять кривую намагничивания магнитной жидкости / С. А. Куникин, В.А. Куникин, А. Г. Испирян, С. Д. Туркин; заявитель и правообладатель Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Северо-Кавказский федеральный университет». – № 2017663187; заявл. 19.12.2017; опубл. 09.02.2018. – 1 с.

125. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ 2019616955 Российская Федерация. Программный комплекс для удаленного управления, получения и обработки магнитометрической информации / С. А. Куникин, В.А. Куникин, А. Г. Испирян, С. Д. Туркин и др.; заявитель и правообладатель Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Северо-Кавказский федеральный университет». – № 2019615649; заявл. 20.05.2019; опубл. 03.06.2019. – 1 с.

126. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ 2021611257 Российская Федерация. Программа для моделирования динамики системы микрокапель в монослое магнитной эмульсии под действием переменного магнитного поля / А. Р. Закинян, С. А. Куникин, А. Г. Испирян, С. Д. Туркин и др.; заявитель и правообладатель Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Северо-Кавказский федеральный университет». – № 2021610383; заявл. 20.01.2021; опубл. 25.01.2021. – 1 с.

127. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ 2021611176 Российская Федерация. Программа для моделирования микроструктуры ограниченного объема магнитной эмульсии в магнитном поле методом конечных разностей / А. Р. Закинян, С. А. Куникин, А. Г. Испирян, С. Д. Туркин и др.; заявитель и правообладатель Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Северо-Кавказский федеральный университет». – № 2021610371; заявл. 20.01.2021; опубл. 25.01.2021. – 1 с.

128. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ 2020617980 Российская Федерация. Программа для удаленного управления аппаратным комплексом, позволяющим определять мощность излучения в СВЧ тракте в зависимости от внешних магнитных полей / С. Д. Туркин, С. А. Куникин, А. Г. Испирян, А. Р. Закинян; заявитель и правообладатель Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Северо-Кавказский федеральный университет». – № 2020616931; заявл. 07.06.2020; опубл. 15.07.2020. – 1 с.

129. Лебедев, И. В. Техника и приборы СВЧ / И. В. Лебедев. – М.: Высшая школа, 1970. – Т. 1. – 440 с.

130. Никольский, В.В. Теория электромагнитного поля / В.В. Никольский. – М.: Высшая школа, 1961. – 372 с.

131. Хелзайн, Дж. Пассивные и активные цепи СВЧ / Дж. Хелзайн. – М.: Радио и связь, 1981. – 200 с.

132. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ 2020614789 Российская Федерация. Программный комплекс для удаленного управления, сбора и обработки информации об электрофизических параметрах цепей / С. Д. Туркин, С. А. Куникин, А. Г. Испирян, А. Р. Закинян; заявитель и правообладатель Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Северо-Кавказский федеральный университет». – № 2020613747; заявл. 16.04.2020; опубл. 24.04.2020. – 1 с.

133. Туркин, С.Д. Особенности взаимодействия СВЧ-излучения с магнитными коллоидами / С. Д. Туркин, Ю. И. Диканский // Известия вузов. Радиофизика. – 2021. – Т. 64. – № 4. – С. 276 – 286.

134. Туркин, С.Д. Распространение СВЧ-излучения в магнитных коллоидах [Электронный ресурс] / С.Д. Туркин, Ю.И. Диканский // Ломоносов-2020: Материалы Международного молодежного научного форума (Москва, 2020). – М.: МАКС Пресс, 2020. – 1 электрон. опт. диск (DVD-ROM).

135. Туркин, С.Д. Взаимодействие СВЧ-излучения с магнитными жидкостями [Электронный ресурс] / С.Д. Туркин, Ю.И. Диканский // Ломоносов-2021: Материалы Международного молодежного научного форума (Москва, 2021). – М.: МАКС Пресс, 2021. – 1 электрон. опт. диск (DVD-ROM).

136. Туркин, С.Д. Взаимодействие магнитных эмульсий с электромагнитными волнами / С. Д. Туркин, Ю. И. Диканский // VII Международная ставропольская конференция по магнитным коллоидам: сборник научных трудов. – Ставрополь: Изд-во СКФУ, 2021. – С. 91- 93.

137. Туркин С.Д. Особенности взаимодействия электромагнитных волн СВЧ-диапазона с композиционными намагничивающимися средами / С.Д. Туркин, Ю.И. Диканский // Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектам: сборник статей восьмой Всероссийской научной школы-семинара. – Саратов: Саратовский источник, 2021. – С. 250–252.

138. Блум, Э. Я. Магнитные жидкости / Э. Я. Блум, М. М. Майоров, А. О. Цеберс. – Рига: Зинатне, 1989. – 387 с.

139. Туркин, С.Д. Особенности отражения электромагнитных волн СВЧ – диапазона от магнитных коллоидов / С. Д. Туркин, Ю. И. Диканский // Журнал технической физики. – 2021. – Т.91. – Вып. 1. – С. 141–148.

140. Туркин, С. Д. Эффект Фарадея в магнитных жидкостях / С. Д. Туркин, Ю. И. Диканский // Университетская наука – региону: материалы ежегодной научно-практической конференции Северо-Кавказского федерального университета. – Ставрополь: Изд-во СКФУ, 2016. – С.119–121.

141. Диканский, Ю. И. Об эффекте Фарадея в магнитных коллоидных наносистемах / Ю. И. Диканский, С. Д. Туркин // Журнал технической физики. – 2017. – Т. 87. – Вып. 12. – С. 1895–1900.

142. Turkin, S. D. Nanoparticles concentration influence on magnetic gyrotropy in ferrocolloids / S. D. Turkin, Yu. I. Dikansky // *Magnetohydrodynamics*. – 2018. – Vol. 54. – No. 1/2. – P. 3–8.

143. Диканский, Ю.И. Эффект фарадея в структурированных магнитных жидкостях / Ю.И. Диканский, С.Д. Туркин // *Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем: VI Всероссийская научная конференция: Сборник научных трудов*. – Ставрополь: Изд-во СКФУ, 2017. – С. 28–34.

144. Туркин, С.Д. Эффект Фарадея в магнитных эмульсиях [Электронный ресурс] / С.Д. Туркин, Ю.И. Диканский // *Ломоносов-2017: Материалы Международного молодежного научного форума (Москва, 2017)*. – М.: МАКС Пресс, 2017. – 1 электрон. опт. диск (DVD-ROM).