

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР РАН — ФИЛИАЛ ФЕДЕРАЛЬНОГО
ГОСУДАРСТВЕННОГО БЮДЖЕТНОГО НАУЧНОГО УЧРЕЖДЕНИЯ
«ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

На правах рукописи

Сапожников Максим Викторович

**Эффекты магнито- и электростатического взаимодействия в коллективном
поведении микро и наносистем**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород – 2018

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Системы магнитных частиц с дипольным взаимодействием	18
1.1. Особенности кривых намагничивания систем магнитных наночастиц с дальнедействующим взаимодействием	20
1.1.1. Чёртова лестница в модели с дальнедействующим взаимодействием	21
1.1.2. Влияние тепловых флуктуаций. Модель взаимодействия ближайших соседей.	28
1.1.3. Влияние разброса значений коэрцитивности. Модель среднего поля.	32
1.2. Термоактивационное перемагничивание цепочек магнитных наночастиц с магнитостатическим взаимодействием	34
1.3. Эффекты магнитостатического взаимодействия в системе наночастиц Co с бистабильным внутренним состоянием	38
1.4. Цепочки магнитных наночастиц на поверхности разбавленного магнитного полупроводника	42
Глава 2. Скирмионы в магнитных наноструктурах	48
2.1. Магнитные скирмионы в пленках с латерально модулированной величиной перпендикулярной анизотропии.....	51
2.1.1. Аналитические оценки условий устойчивости одиночного магнитного скирмиона	51
2.1.2. Численное моделирование периодических решеток магнитных скирмионов.	57
2.1.3. Магнитные скирмионы в многослойных пленках Co/Pt локально модифицированных пучками ионов He.	64
2.2. Магнитные скирмионы в пленках с модулированной толщиной.....	73
2.2.1. Численный анализ устойчивости магнитных скирмионов	73
2.2.2. Экспериментальное исследование магнитных многослойных пленок Co/Pt с пространственно модулированной толщиной.	82
Глава 3. Магнитные пленки на поверхности коллоидного кристалла	88
3.1. Фрустрированные решетки магнитных вихрей в периодической системе	

магнитных нанополусфер	90
3.1.1. Методы изготовления и характеристики двумерных плотноупакованных решеток магнитных нанополусфер на поверхности коллоидного кристалла	90
3.1.2. Экспериментальное исследование магнитных состояний и петель намагничивания двумерных плотноупакованных решеток магнитных нанополусфер Co.	92
3.1.3. Численное моделирование магнитных состояний и петель намагничивания двумерных плотноупакованных решеток магнитных нанополусфер Co.	97
3.2. Оптические свойства магнитных наногофрированных пленок на поверхности коллоидного кристалла	102
Глава 4. Магнитные наноструктуры с тороидным моментом в распределении намагниченности	111
4.1. Ферромагнитный резонанс и неоднородные моды в наноструктурированных магнитных пленках на поверхности коллоидного кристалла.....	112
4.1.1. Экспериментальные исследования спектров ФМР	112
4.1.2. Микромагнитное моделирование спектров и мод ФМР регулярного 2D массива магнитных полусфер.	115
4.2. Ферромагнитный резонанс в решетке магнитных скирмионов.....	124
4.3. Невзаимные оптические свойства магнитных структур с тороидным моментом.....	134
Глава 5. Динамические структуры и процессы самоорганизации в системах электростатически взаимодействующих микрочастиц	143
5.1. Процессы установления фазового равновесия в системе электростатически взаимодействующих металлических микрочастиц в электростатической ячейке	147
5.1.1. Динамика изменения размеров малых кластеров в процессе Освальдовского созревания в системе металлических микрочастиц в электростатической ячейке	148
5.1.2. Динамика функции распределения по размерам кластеров в процессе Освальдовского созревания в системе металлических микрочастиц в электростатической ячейке	153

5.2. Процессы самоорганизации в электростатически взаимодействующих системах металлических микрочастиц в жидкости	159
5.2.1. Самоорганизация и динамические структуры в ансамблях электростатически возбуждаемых металлических коллоидных частиц в слабых электролитах	160
5.2.2. Теория формирования статических и динамических структур в ансамблях металлических частиц в слабопроводящей жидкости	173
5.3. Распределение микрочастиц по скоростям в гранулярном газе с дальнедействующими межчастичными взаимодействиями	181
5.4. Процессы самоорганизации в коллоидных растворах полимерных микрочастиц в электрическом поле	186
Заключение	196
Список публикаций автора по теме диссертации	199
Список литературы	210

Введение

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования

Важная роль, которую играют дальнедействующие взаимодействия в свойствах всевозможных систем микро и нанообъектов, была очевидна с самого начала развития нанофизики и нанотехнологии. Класс таких систем чрезвычайно широк: от адатомов на поверхности кристалла до микроскопических взвешенных частиц катализатора в колоннах химического синтеза, от упорядоченных систем магнитных наночастиц до молекул ДНК в электролитах. На сегодняшний день не существует общих подходов к экспериментальному исследованию таких систем и теоретическому решению связанных с ними задач. Тем не менее, огромный интерес к нано и микросистемам диктует необходимость исследования многих частных случаев, которые имеют, в том числе практическую значимость. Что касается физики конденсированного состояния, важно подчеркнуть, что масштаб неоднородностей искусственных структур часто сравним с характерными физическими масштабами однородных систем, таких как толщина доменной стенки (однодоменные частицы), длина волны света (фотонные коллоидные кристаллы), длина спиновой волны (магнонные кристаллы), длина свободного пробега носителей тока (многослойные структуры), длина экранировки Дебая (коллоидные растворы) и др. При этом кооперативные свойства конденсированных сред также определяются имеющими в них место взаимодействиями. В случае систем, состоящих из большого количества отдельных микро или нанообъектов, эту роль играют дальнедействующие взаимодействия: магнитостатическое в магнитных наноструктурах и системах магнитных наночастиц и электростатическое в коллоидных системах. Исключительно важно исследовать, как характер взаимодействия в системе зависит от ее структуры на микро и наномасштабе и наоборот, как дальнедействующие взаимодействия влияют на структуру системы. Имея такие представления, можно осознано использовать наноструктурирование, изменение масштабных или материальных параметров системы для управления коллективным поведением нано и микросистем, что позволит получать материалы с новыми свойствами.

Степень разработанности темы исследования

Теоретическое исследование и расчет свойств систем многих частиц с магнитостатическим взаимодействием в общем случае затруднены из-за дальнедействующего характера взаимодействия. Тем не менее, в случае регулярных двумерных решеток магнитных диполей удастся рассчитать возможные основные состояния системы [1], и было показано, что в зависимости от

геометрии решетки основное состояние может быть как ферромагнитным, так антиферромагнитным или микровихревым. Возможные метастабильные состояния в таких решетках были исследованы в [2]. Особенностью магнитостатического взаимодействия является его анизотропность. Вместе с его дальнодействием это может приводить к новым свойствам: в системах изотропных магнитных частиц возникают неколлинеарные состояния [3]. В системах коэрцитивных частиц эффективный антиферромагнитный характер магнитостатического взаимодействия приводит к большому количеству метастабильных состояний и фрустрированности системы. Поэтому представляется интересным исследовать процессы перемагничивания в системе магнитостатически взаимодействующих наночастиц, в том числе с учетом их коэрцитивности и при конечной температуре, а также исследовать влияние межчастичного взаимодействия на магнитное состояние индивидуальной частицы. Решению этих задач посвящена первая глава диссертации.

В то время как в системах магнитных наночастиц дальнодействующее магнитостатическое взаимодействие является единственным взаимодействием между элементами системы, в магнитных пленках оно вступает в конкуренцию с близкодействующим обменным взаимодействием, что приводит к формированию доменной структуры. При приложении внешнего магнитного поля возможно формирование цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) с характерным размером 5 - 10 $\mu\text{м}$ [4]. При этом "мягкие" ЦМД (то есть ЦМД, которые не содержат линий Блоха в своей доменной стенке) являются магнитными скирмионами [5] и обладают топологическим зарядом, хотя сравнительно большой размер ЦМД делает среднюю плотность топологического заряда в системе низкой. Напротив, магнитные скирмионы, обнаруженные в хиральных магнетиках [6], имеют размер порядка 100 нм. Повышенный интерес к скирмионам связан с необычными спин-электронными свойствами, которые они демонстрируют, такими как топологический эффект Холла [7] или движение под действием электрических токов малой плотности [8]. Это позволяет надеяться на то, что в дальнейшем материалы, в которых реализуются магнитные скирмионные состояния, могут быть использованы при создании интегральных твердотельных устройств объединяющих в себе возможности одновременного хранения и обработки информации. В хиральных магнитных материалах скирмионы стабилизированы в них благодаря релятивистскому взаимодействию Дзялошинского-Мория, и поэтому устойчивы в узкой области низких температур, что существенно ограничивает их возможное практическое применение. Таким образом, актуальной является задача по реализации топологически заряженных распределений намагниченности при комнатной температуре и в нулевом внешнем поле в традиционных проводящих магнитных материалах, таких как пленки и сверхрешетки из чередующихся магнитных и немагнитных слоев Co, Fe/Pt, Pd, Ru, Ir, Cu, Au обладающих одноосной анизотропией, но в которых отсутствует взаимодействие Дзялошинского-Мория. Иссле-

дованию вопроса, как наноструктурирование может поменять баланс между энергиями магнитной анизотропии, дальнедействующего магнитостатического и обменного взаимодействия, и можно ли в результате стабилизировать магнитные скирмионы в пленках переходных металлов посвящена вторая глава диссертации.

Еще одним современным трендом физики магнитных наносистем является переход в исследованиях от планарных структур к структурам, обладающим трехмерной геометрией, например к изогнутым поверхностям, где интересные эффекты возникают из-за взаимосвязи геометрии и топологических свойств магнитной системы [9]. Одним из способов получения сильно искривленных магнитных пленок является напыление металла на поверхность коллоидного кристалла [10], образующегося при осаждении нано или микрочастиц различных материалов (SiO_2 , полиметилметакрилата) из монодисперсных коллоидных растворов. В зависимости от толщины пленки металла получается либо регулярная гексагональная решетка контактирующих магнитных нанополусфер либо сплошная гофрированная пленка. Достаточное количество работ посвящено исследованию структур с перпендикулярной магнитной анизотропией. Были изучены их статические [10], транспортные [11] и оптические [12] свойства. В последнем случае было обнаружено возбуждение плазмонов, что приводило, в том числе, и к модификации магнитооптических спектров. В то время как свойствам структур с перпендикулярной анизотропией было уделено достаточно большое внимание, структуры с анизотропией типа легкая плоскость остались не исследованными.

Неоднородные распределения намагниченности, возникающие в магнитных структурах с конкурирующим обменным и дальнедействующим магнитостатическим взаимодействием такие, как решетки магнитных вихрей и магнитных скирмионов могут обладать не только топологическим зарядом, но и иметь тороидный момент в распределении намагниченности [13]. При этом топологически заряженные магнитные конфигурации всегда обладают ненулевым тороидным моментом [14] (хотя обратное в общем случае неверно). Вектор тороидного момента является полярным вектором, который меняет свое направление, как при инверсии времени, так и при инверсии пространственных координат. Известно, что наличие такого вектора в системе может приводить к невзаимным эффектам при распространении электромагнитных волн, например к гиротропному двулучепреломлению света наблюдаемому в антиферромагнитных доменах [15] или магнитных нецентросимметричных кристаллах [16]. Аналогичным образом невзаимность в распространении поверхностных магнитостатических волн Даймона-Эшбаха связана с наличием вектора $M \times n$ (M - намагниченность, n - нормаль к поверхности), обладающего необходимой симметрией. Несмотря на то, что СВЧ свойства магнитных наногофрированных пленок [17] и магнитных скирмионов обсуждаются в литературе, например [18], невзаимные эффекты в таких структурах потребовали отдельного исследования.

Другим не менее интересным объектом физики конденсированных сред, в котором дальнедействующие взаимодействия играют важнейшую роль в коллективном поведении, являются гранулярные материалы и коллоидные системы. Большой практический интерес к ним связан с тем, что подобные объекты играют важную роль, как в повседневной жизни, так и широко используются в самых разных областях - от традиционной фармакологии до ультрасовременных медикобиологических технологий, от пищевой и строительной индустрии до нанотехнологии и микроэлектроники (как пример - электронные "чернила"). В то время как свойства равновесных коллоидных систем достаточно хорошо изучены, исследования коллоидных систем находящихся вдали от равновесия благодаря, например, воздействию внешних полей, находятся на ранней стадии. Подобные системы демонстрируют уникальные, нехарактерные для равновесного состояния, свойства, такие как самоорганизацию в сложные динамические структуры или перестраиваемые коллоидные кристаллы [19]. При этом, несмотря на всю сложность исследуемых объектов, имеется возможность создания и экспериментального исследования различных модельных коллоидных систем, позволяющих контролируемо манипулировать их свойствами. Примером такой модельной системы являются ансамбли микрочастиц или коллоидные растворы в электростатической ячейке (ЭЯ). В этом случае основным дальнедействующим взаимодействием является электростатическое взаимодействие. В работе [20] было исследовано поведение большого ансамбля металлических микрочастиц в ЭЯ и показано, что эффекты экранировки электростатического межчастичного взаимодействия приводят к тому, что система распадается на газ двигающихся и кластеры неподвижных частиц. Феноменологическая теория, описывающая процессы Освальдовской переконденсации при формировании кластеров микрочастиц представлена в работе [21]. Поведение систем коллоидных частиц в водных растворах при приложении внешнего электрического поля широко исследовалось (см., например [22]). В этом случае радиус Дебая составляет несколько нанометров, что приводит к экранировке электростатического взаимодействия, при этом наблюдаемые процессы самоорганизации в системе определяются самоиндуцированными электрогидродинамическими потоками [23]. В случае коллоидных растворов в слабопроводящих жидкостях радиус Дебая составляет 1 - 100 μm , при этом возможны отклонения от объемной электронейтральности раствора. Исследование процессов самоорганизации коллоидных систем в таких растворах проведено в пятой главе диссертационной работы.

Цели и задачи диссертационной работы

- Исследование свойств ансамблей магнитных наночастиц фрустрированных благодаря эффективно антиферромагнитному дальнедействующему магнитостатическому взаимодействию

вию. Исследование влияния межчастичного взаимодействия на магнитные конфигурации самих частиц.

- Поиск ответа на вопрос, возможно ли путем правильного структурирования (геометрического или в плане изменения материальных параметров) стабилизировать магнитные топологически заряженные состояния - скирмионы в магнитных пленках в отсутствие взаимодействия Дзялошинского-Мория (DMI) в нулевом внешнем поле и при комнатной температуре. Исследование с этой целью влияние наноструктурирования магнитных пленок на баланс энергий магнитостатического взаимодействия, обмена и анизотропии в различных магнитных конфигурациях. Исследование статических и динамических свойств магнитных скирмионов в магнитных наноструктурах.
- Исследование магнитных свойств (кривых намагничивания, магнитных состояний и переходов между ними) наноструктурированных магнитных пленок с большой кривизной поверхности, образующихся при напылении ферромагнитных металлов (Co, Ni, NiFe) на поверхность коллоидного кристалла. Исследование возможности возбуждения плазмонных резонансов в системе и их влияния на магнитооптический отклик структуры.
- Исследование невзаимных эффектов при распространении спиновых волн и рассеянии света в наноструктурах обладающих тороидным моментом в распределении намагниченности.
- Исследование больших ансамблей коллоидных микрочастиц с электростатическим и взаимодействием между ними. Исследование фазовых переходов, процессов перекоденсации в системе частиц в электростатической ячейке (плоском конденсаторе) при различных условиях электростатического возбуждения. Исследование процессов самоорганизации в неравновесных системах коллоидных частиц в жидкой слабопроводящей среде с большим радиусом дебаевской экранировки (1 - 100 μm).

Научная новизна

Научная новизна работы определяется оригинальностью полученных результатов, подтверждается публикациями в ведущих физических научных журналах и заключается в следующем:

1. Теоретически исследованы эффекты дальнедействующего взаимодействия в цепочках магнитных коэрцитивных частиц, показано, что эффективный антиферромагнитный характер диполь-дипольного взаимодействия приводит к тому, что при перемагничивании система проходит через последовательность метастабильных состояний, а кривая перемагничивания представляет собой последовательность ступенек различной ширины. При этом широкие ступеньки, соответствующие высоко симметричным состояниям, чередуются с узкими ступеньками низко симметричных состояний, а кривая в целом имеет вид самоподобной канторовой (чертовой) лестницы. Исследовано влияния дисперсии коэрцитивности частиц и тепловых флуктуаций на

вид кривой намагничивания. Исследовано влияние межчастичного магнитостатического взаимодействия на магнитные состояния отдельных частиц.

2. В работе впервые предложены и обоснованы методы наноструктурирования магнитных пленок переходных металлов с перпендикулярной магнитной анизотропией, позволяющие создавать в них топологически заряженные распределения намагниченности (скирмионы) в отсутствие взаимодействия Дзялошинского-Мория в нулевом внешнем поле. Проведены эксперименты, в которых эти идеи были практически реализованы. Стабилизация магнитных скирмионов обусловлена балансом энергии магнитостатического взаимодействия и энергии междоменных границ в наноструктурированной системе. Экспериментально исследованы пленки с модулированной толщиной и локально измененными материальными параметрами. Для локальной модификации материальных параметров пленки облучались фокусированными пучками ионов He. Полученные регулярные решетки скирмионов имеют высокую плотность топологического заряда (до 25^{-2} μm), что приближается к значениям плотности скирмионов в хиральных магнетиках, но при этом они стабильны при комнатной температуре.

3. Проведено всестороннее исследование магнитных, оптических и СВЧ свойств нового магнитного наноструктурированного материала - пленок переходных металлов (Co, Ni, NiFe) на поверхности коллоидного кристалла полиметилметакрилата. Обнаружено формирование в системе фрустрированных решеток магнитных вихрей. Экспериментально продемонстрировано, что двумерная периодичность структуры магнитных пленок приводит к возбуждению плазмонных резонансов при облучении их светом, что проявляется в изменении спектров отражения и магнитооптического отражении.

4. Обнаружены невзаимные эффекты при рассеянии света и возбуждении ферромагнитных спин-волновых резонансов в решетках магнитных вихрей и магнитных скирмионов. Невзаимность связана с наличием тороидного момента в распределении намагниченности в системе.

5. Предложен новый класс материалов - суспензии и коллоидные растворы металлических и полимерных частиц в слабопроводящей жидкости, и исследованы их свойства при возбуждении электрическим полем. Промежуточное значение радиуса Дебая (1–100 μm) в системе приводит к новым, не наблюдавшимся ранее эффектам коллективного поведения и самоорганизации в системе, обусловленным электростатическим взаимодействием между частицами.

Практическая ценность полученных в диссертации результатов заключается в том, что - развитые представления о влиянии магнитостатического взаимодействия на свойства ансамблей магнитных наночастиц могут быть использованы при разработке устройств с высокой плотностью магнитной записи.

- предложенные механизмы стабилизации магнитных скирмионов в пленках переходных металлов могут быть использованы для создания систем с высокой плотностью топологического заряда при комнатной температуре.
- обнаруженные эффекты невзаимности в системах с изменяемым тороидным моментом в распределении намагниченности могут быть использованы для разработки невзаимных оптических или СВЧ элементов.
- обнаруженные механизмы самоорганизации в коллоидных растворах металлических и полимерных частиц могут быть использованы для развития технологий конденсированных "мягких" материалов.

Методология и методы исследования

Кривые намагничивания магнитных наноструктур исследовались магнитооптическими методами (измерение эффектов Керра и/или Фарадея) и методами холловской магнитометрии. Магнитные состояния определялись методами магнитосиловой микроскопии (МСМ). Экспериментальные исследования подтверждались или, наоборот, предварялись теоретическим анализом. Микромагнитное моделирование было проведено с использованием программных пакетов SIMMAG (ИФМ РАН) и OOMMF (NIST) основанных на численном решении системы уравнений Ландау-Лифшица. Часть задач решена аналитическими методами. Для исследования поведения ансамблей частиц электростатически взаимодействующих микрочастиц использовалась скоростная видеосъемка в электростатической ячейке с оптическим доступом.

Положения, выносимые на защиту

1. Магнитные скирмионы могут быть стабильны в ферромагнитных пленках с перпендикулярной анизотропией при условии пространственной модуляции локальной плотности энергии доменной стенки даже в отсутствие взаимодействия Дзялошинского-Мория. Локальное изменение энергии доменной стенки может быть достигнуто путем локального изменения толщины или материальных параметров пленки.
2. В наноструктурированных многослойных магнитных пленках Co/Pt плотные решетки магнитных скирмионов с высокой плотностью топологического заряда ($25 \mu\text{m}^{-2}$) могут быть экспериментально реализованы в процессе намагничивания в однородном внешнем магнитном поле. Скирмионы остаются устойчивыми в нулевом внешнем поле при комнатной температуре.
3. Магнитные статические и СВЧ свойства магнитных пленок на поверхности коллоидного кристалла зависят от соотношения толщины пленки и периода структуры и обусловлены балансом энергии обменного и дальнедействующего магнитостатического взаимодействия.

4. Магнитные наноструктуры, обладающие тороидным моментом в распределении намагниченности (решетки магнитных вихрей и скирмионов), демонстрируют невзаимный характер распространения в них света и спиновых осцилляций.
5. При облучении светом наноструктурированных пленок Co на поверхности коллоидного кристалла полиметилметакрилата происходит возбуждение поверхностных плазмонов, что проявляется в появлении резонансных особенностей в спектрах оптического отражения и магнито-оптического вращения.
6. Кривая намагничивания цепочки коэрцитивных магнитных диполей с эффективным дальнедействующим антиферромагнитным взаимодействием имеет вид самоподобной канторовой (чертовой) лестницы. Температурные флуктуации приводят к дополнительному расщеплению ступеней на кривой намагничивания.
7. Система металлических микрочастиц возбуждаемых полем в электростатической ячейке демонстрирует переход от трехмерной динамики к двумерной при увеличении частоты внешнего поля. При конденсации газа возбужденных частиц в неподвижные кластеры Освальдовское созревание идет в режиме под управлением поглощающей способности поверхности кластеров (режим Вагнера) сопровождаемом эффектами парной коалесценции.
8. Коллоидная система микрочастиц в слабопроводящей жидкости (радиус Дебая 1 – 100 μm) в условиях электростатического возбуждения самоорганизуется в различные статические и динамические крупномасштабные структуры, ненаблюдаемые в водных растворах. Характер формирующихся структур определяется взаимодействием микрочастиц с самоиндуцированными электрогидродинамическими потоками и нескомпенсированным объемным электрическим зарядом жидкости.

Степень достоверности и апробация работы

Все основные результаты работы обсуждались на семинарах в ИФМ РАН, часть результатов обсуждалась на семинарах в Argonne National Laboratory (Аргонн, США) и Korea Institute of Science and Technology (Сеул, Корея). Материалы диссертационной работы были представлены на 26 российских и международных научных конференциях, в их числе: Euro-Asian symposium “Trends in magnetism” EASTMAG-2001 (Екатеринбург), 2016 (Красноярск); March meeting of American Physical Society 2002 (Индианаполис, США), 2003 (Остин, США), 2004 (Монреаль, Канада); Международный симпозиум «Нанофизика и нанoeлектроника - 2006, 2010, 2011, 2012, 2013, 2014, 2015, 2016, 2017, 2018» (Нижний Новгород); Международная школа-семинар «Новые магнитные материалы микроэлектроники-2006» (Москва), International Symposium «Nanostructures: physics and technology» -2010, 2011, 2015 (Санкт-Петербург); Научная конференция по радиофизике - 2010 (Нижний Новгород); Международная конференция молодых

ученых и специалистов «Оптика – 2011» (Санкт-Петербург); International Conference on Electrodynamics of complex Materials for Advanced Technologies PLASMETA - 2011 (Самарканд, Узбекистан); Moscow International Symposium on Magnetism - 2014, 2017 (Москва); Spin Waves International Symposium - 2015 (Санкт-Петербург); International Conference STRANN - 2016 (Санкт-Петербург); Российская конференция по электронной микроскопии - 2016 (Москва); International conference «Modern development of magnetic resonance» - 2016 (Казань); IV International Workshop «Dzyaloshinskii- Moriya Interaction and Exotic Spin Structures» - 2017 (Петербург).

Личный вклад автора

Определяющий при постановке научных задач, проведении экспериментальных исследований, разработке теоретических моделей, анализе полученных результатов и предоставлении их в печати. Непосредственное создание экспериментальных установок и проведение оптических, магнитооптических и транспортных измерений, анализ и интерпретация экспериментальных результатов. Постановка задач и проведение основного массива микромагнитных модельных вычислений, анализ их результатов.

При этом необходимо отметить следующее. Теоретическое исследование процессов намагничивания в системах с дипольным взаимодействием [A1-A5] проведено совместно с А.А. Фраерманом и Ю.М. Нефедовым, постановка задачи об оптических свойствах структур с тороидным моментом в распределении намагниченности [A17, A20, A21] - совместно с О.Г. Удаловым, Е.А. Караштиным, А.А. Фраерманом. Экспериментальное исследование процессов самоорганизации в неравновесных диэлектрических коллоидных системах выполнено совместно с А. Demortière [A18]. Исследование распределения частиц в коллоидных системах по скоростям в работе [A11] проведено совместно с К. Kohlstedt, при этом использовался программный пакет "Particle tracing" предоставленный J.S. Olafsen (также использован в работе [A7]). Разработка теоретических моделей описывающих свойства коллоидных систем выполнена совместно с И.С. Арансоном в работах [A8, A10, A11] и с В. Meerson и А. Peleg в работе [A11].

Автор выражает благодарность Ю.М. Нефедову, И.А. Шерешевскому, И.Р. Каретниковой за разработку пакета численного микромагнитного моделирования SIMMAG, использованного в численных расчетах в работах [A1, A2, A3, A16], Б.Г. Грибкову, О.Л. Ермолаевой за проведение магнитосиловых измерений магнитных наноструктур [A16, A17, A24, A25], N. Becker, T. Proslie за проведение атомно-силовых измерений коллоидных частиц [A18]. Непосредственное измерение спектров ферромагнитного резонанса магнитных наноструктур в работе [A27] было проведено Е.С. Демидовым и Л.И. Будариним.

Изготовление магнитных тонких пленок и литографированных магнитных наноструктур, исследованных в рамках диссертационной работы было выполнено при участии С.А. Гусева [A1, A4, A12, A14, A15, A16, A23, A24], Л.А. Мазо [A1, A4], А.Ю. Климова [A12], С.Н. Вдовичева [A12, A23, A24], В.В. Рогова [A12, A14, A15, A16, A20], Н.С. Гусева [A23, A24, A28], Ю.В. Петрова [A23, A24], М.Н. Дроздова [A23, A28] и Е.В. Скороходова [A28]. Исходные пленки разбавленного магнитного полупроводника, использованные при изготовлении образцов в работах [A12, A13], предоставлены Joonyeon Chang. Образцы коллоидных кристаллов, использованные в качестве подложки при изготовлении магнитных наногофрированных пленок [A14, A15, A16, A28], предоставлены Б.Б. Троицким.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка публикаций автора и списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации составляет 226 страниц. Диссертация содержит 110 рисунков. Список литературы включает 233 наименование.

Во **Введении** обоснована актуальность темы исследований, изложены цели и задач работы, методы исследования, показана ее научная новизна и значимость, приведены положения, выносимые на защиту, и личный вклад автора.

В первой главе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований особенностей поведения систем магнитных наночастиц обусловленных дальнедействующим магнитостатическим взаимодействием между ними. В том случае если размер частиц меньше однодоменного они рассматриваются в качестве классических диполей [24]. Аналитическими методами решена задача о перемагничивании регулярных решеток магнитных диполей во внешнем магнитном поле и показано, что перемагничивание системы происходит путем перехода системы через последовательность метастабильных состояний, каждое из которых имеет свой диапазон устойчивости относительно величины приложенного внешнего поля. Это приводит к тому, что кривая намагничивания выглядит в виде последовательности ступенек, а дальнедействующий характер магнитостатического взаимодействия обуславливает самоподобный фрактальный характер кривой намагничивания, имеющий вид т.н. канторовой (чёртовой) лестницы [25]. При решении задачи также проанализировано влияние конечной температуры и разброса величины анизотропии в ансамбле магнитных частиц. Методами микромагнитного моделирования решена задача о термоактивационном перемагничивании цепочки магнитостатически взаимодействующих наночастиц.

В том случае если размер магнитной наночастицы превышает размер однодоменности, ее намагниченность может иметь метастабильные различные конфигурации, в том числе и вихревую [26]. Методами микромагнитного симулирования решена задача о влиянии межчастичного магнитостатического взаимодействия в цепочке частиц на конфигурацию намагниченности внутри отдельной магнитной частицы. Изготовлена подобная цепочка частиц Co на мостике из разбавленного магнитного полупроводника GaMnAs и исследовано влияние магнитного состояния магнитных частиц на проводящие свойства системы.

Вторая глава посвящена исследованию возможности стабилизации топологически заряженных распределений намагниченности - магнитных скирмионов в магнитных пленках с перпендикулярной анизотропией. Известно, что в центросимметричных хиральных магнитных материалах магнитные скирмионы стабилизируются взаимодействием Дзялошинского-Мория в достаточно узком диапазоне низких температур и магнитных полей. В магнитных пленках с перпендикулярной анизотропией, созданных на основе традиционных ферромагнитных металлов (CoPt, FePt, FePd), где нет взаимодействия Дзялошинского - Мория, магнитные скирмионы неустойчивы и либо коллапсируют, либо трансформируются в лабиринтную доменную структуру [5].

В главе представлены результаты теоретических работ, в которых впервые были предложены и обоснованы методы наноструктурирования магнитных пленок с перпендикулярной магнитной анизотропией, позволяющие стабилизировать магнитные скирмионы, а также результаты экспериментов, в которых эти идеи были практически реализованы. Идея заключается в том, что если локально модифицировать материальные параметры магнитной пленки или ее толщину, то тем самым можно локально изменить баланс между магнитостатической энергией магнитного скирмиона и энергией его доменной стенки. При этом аналитически решена задача об условиях устойчивости магнитного скирмиона в области пленки с уменьшенной величиной анизотропии. Методами численного микромагнитного моделирования исследованы свойства решеток магнитных скирмионов в пленках с латерально модулированными материальными параметрами или толщиной. Показано, что диаметр стабильного магнитного скирмиона в этом случае может достигать 50 - 100 нм, что сравнимо с размерами скирмионов в хиральных магнитных материалах. При этом в системе достигается высокая интегральная плотность топологического заряда.

На основе многослойных пленок Co/Pt были изготовлены соответствующие наноструктурированные образцы, экспериментально исследованы их магнитные состояния и кривые намагничивания. В результате подтверждено, что решетки магнитных скирмионов могут зародиться в таких структурах в процессе перемагничивания в однородном поле. При этом скирмионы остаются устойчивыми при комнатной температуре и в отсутствии внешнего магнитного поля.

В третьей главе теоретически и экспериментально исследуются магнитные наноструктуры структуры полученные напылением магнитной пленки на поверхность коллоидного кристалла ПММА. Поверхность такого кристалла представляет собой плотноупакованную гексагональную решетку сферических частиц диаметром 120 - 410 нм. Соответственно в зависимости от соотношения толщины напыленной пленки кобальта (h) и радиуса сферы (D) получается либо периодическая гексагональная решетка магнитных нанополусфер ($h < D$), либо двумерно гофрированная магнитная пленка ($h \sim D$). Сильно развитая неровность поверхности приводит к возникновению полей рассеяния и усиливает вклад дальнедействующего магнитостатического взаимодействия в энергию системы. Было проведено измерения петель намагничивания образцов (магнитооптическими методами) и исследование распределения намагниченности (методами магнитосиловой микроскопии). В зависимости от геометрических параметров системы меняется соотношение между обменной и магнитостатической энергией системы, в результате чего намагниченность полусферических частиц может быть либо в квазиоднородном состоянии, либо формировать магнитный вихрь. В последнем случае в гексагональной решетке частиц реализуется фрустрированная решетка магнитных вихрей. Проведенное численное микромагнитное моделирование системы подтвердило экспериментально полученные результаты.

Было проведено измерение спектров отражения и спектров магнитооптического вращения пленок кобальта на поверхности коллоидного кристалла в в оптическом, ближнем УФ и ИК диапазоне. При этом в спектрах было обнаружено два резонанса, отсутствующих в спектрах плоских пленок Co. Анализ зависимости положения резонансов от периода наноструктуры, угла падения, длины волны и поляризации света, позволило сделать вывод о возбуждении поверхностных плазмонов.

В четвертой главе исследуется связь свойств рассмотренных в предыдущих главах нетривиальных магнитных конфигураций - магнитных скирмионов, магнитных вихрей в магнитных нанополусферах и наночастицах связанные с тем, что они обладают тороидным моментом $\mathbf{T} = 1/V \int [\mathbf{r} \times \mathbf{M}] dV$ в распределении намагниченности. Симметрия тороидного момента такова, что он меняет знак при инверсии времени или пространства и, соответственно, его наличие может приводить к невязимым эффектам при распространении электромагнитных волн (спиновых осцилляций или света) в системе. Проведено экспериментальное и численное исследование спектров и мод ферромагнитного резонанса (ФМР) в магнитных пленках Co и NiFe на поверхности коллоидного кристалла. Было обнаружено возбуждение большого числа резонансных мод, отсутствующих в спектре плоских магнитных пленок той же толщины. Обнаружено, что в отличие от стоячих радиально симметричных мод резонанса в плоских дисках [27] в нанополусферах они имеют спиральную структуру и демонстрируют прецессию. Обнаруженная невязимость в прецессии резонансных мод связана с наличием тороидного момента в распределе-

нии намагниченности в магнитных нанополусферах. Аналогичная невзаимность, приводящая к расщеплению соответствующих резонансных мод прецессирующие против/по часовой стрелке по частоте обнаружена при численном моделировании ФМР в решетках магнитных скирмионов. Также в главе экспериментально исследованы невзаимные эффекты при дифракции света на двумерных решетках магнитных наночастиц с вихревым распределением намагниченности.

В **пятой главе** представлены результаты цикла работ, в которых предложен новый класс материалов - суспензии и коллоидные растворы металлических и полимерных частиц в слабопроводящей жидкости, и исследованы его свойства при возбуждении электрическим полем в электростатической ячейке. Промежуточное значение радиуса Дебая (1–100 μm) в системе приводит к новым, ненаблюдавшимся ранее эффектам коллективного поведения и самоорганизации в системе, обусловленным электростатическим взаимодействием между частицами. Обнаружено формирование как статических преципитатов образованных неподвижными частицами, так и различных динамических структур образованных согласованным движением большого количества частиц. Исследована зависимость процессов самоорганизации в системе, как от величины приложенного поля, так и от электропроводности жидкости в ячейке. Построена теория, успешно описывающая формирование всех экспериментально наблюдающихся в системе динамических и статических структур. Теория сформулирована в терминах законов сохранения числа неподвижных (преципитата) и двигающихся частиц (гранулярного газа) с присоединенными уравнениями Навье-Стокса для жидкости.

Также экспериментально исследовано поведение ансамбля металлических микрочастиц находящихся в воздушном зазоре электростатической ячейки. Обнаружено, что динамика роста и испарения кластеров неподвижных металлических частиц, находящихся в равновесии с гранулярным газом двигающихся частиц зависит от частоты приложенного внешнего поля. Получены значения показателей критических экспонент размеров маленьких кластеров при переконденсации (Освальдовском созревании) в процессе достижения фазового равновесия в системе, свидетельствующие о двумерной или трехмерной динамике системы в зависимости от условий электростатического возбуждения, исследованы особенности распределения частиц гранулярного газа по скоростям.

В Заключении сформулированы основные результаты диссертации:

Глава 1. Системы магнитных частиц с дипольным взаимодействием

В главе представлены результаты теоретических и экспериментальных работ, в которых рассматриваются особенности поведения систем магнитных наночастиц с дальнедействующим магнитостатическим взаимодействием между ними. В настоящее время свойства магнитных нанообъектов и их систем привлекают активный научный интерес благодаря достижениям в технологии их изготовления и измерений. Возможными применениями таких систем являются магнитная память сверхвысокой плотности ($> 10^{10}$ bit/cm²) с произвольным доступом [28] или датчики магнитного поля с высоким разрешением [29]. Соответственно понимание особенностей магнитного поведения как отдельных наночастиц, так и массивов взаимодействующих частиц необходимо для разработки любой системы, пригодной для практических применений. С другой стороны, ансамбли малых магнитных частиц предоставляет уникальную возможность экспериментального моделирования и изучения коллективных эффектов, так как межчастичное взаимодействие в этом случае хорошо определено. Основное взаимодействие между частицами определяется их магнитостатическими полями, и может быть описано в дипольном приближении:

$$E = \frac{1}{2} \sum D_{ik}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) M_i(\mathbf{r}_1) M_k(\mathbf{r}_2), \quad D_{ik}(\mathbf{r}) = \frac{\delta_{ik}}{r^3} - \frac{3x_i x_k}{r^5}, \quad (1.1)$$

так как квадрупольный и более высокие вклады в межчастичное взаимодействие малы [30]. Из-за анизотропного характера дипольного взаимодействия симметрия дальнего магнитного порядка в регулярной системе магнитных наночастиц зависит от симметрии и параметров решетки, которую они образуют [1]. Это означает, что, варьируя симметрию и межчастичное расстояние, можно создавать материалы с заданными магнитными состояниями.

В данной Главе приводятся и обсуждаются результаты работ, в которых исследуются эффекты коллективного поведения систем магнитных наночастиц обусловленные дальнедействующим магнитостатическим взаимодействием между ними. Глава имеет следующую структуру.

В Разделе 1.1. теоретически решается задача о перемагничивании двумерной системы коэрцитивных магнитных нанообъектов с дипольным взаимодействием между ними. Рассматриваются такие геометрии системы, когда магнитостатическое взаимодействие между ее элементами имеет эффективное антиферромагнитный характер и спадает степенным образом или экспоненциально. Аналитическими методами показано, что перемагничивание системы при посте-

пенном увеличении внешнего магнитного поля происходит путем перехода через определенную последовательность метастабильных состояний, каждому из которых соответствует ступенька на кривой намагниченности. В бесконечной системе кривая намагниченности приобретает вид так называемой "чертовой лестницы" обладающей фрактальным самоподобным характером [27]. Показано, что учет конечной температуры приводит к расщеплению ступенек на кривой намагниченности.

В разделе 1.2. в рамках численной модели, основанной на решении стохастических уравнений Ландау–Лифшица, исследуется механизм перемагничивания цепочки диполей во внешнем магнитном поле при конечной температуре. Показано, что перемагничивание носит термоактивационный характер и осуществляется путем образования зародыша стабильной фазы (солитона на краю цепочки) и его дальнейшего разрастания (движения солитона вдоль цепочки).

В Разделе 1.3. методами численного микромагнитного моделирования исследованы магнитные свойства системы двух магнитостатически взаимодействующих нанодисков Co. Геометрические размеры дисков выбраны таким образом, что и однодоменное, и вихревое распределение намагниченности является устойчивым. Показано, что межчастичное взаимодействие приводит к тому, что кривые намагничивания системы в поле направленном вдоль оси, соединяющей частицы, и в поле поперек этой оси существенно различаются. Различия связаны с анизотропностью взаимодействия между частицами, что приводит к формированию либо однодоменного, либо вихревого распределения намагниченности в частицах в зависимости от выбранного направления внешнего поля. Полученные результаты позволили объяснить анизотропию кривых намагничивания экспериментально наблюдаемых в двумерных прямоугольных решетках магнитных наночастиц Co [A4].

В Разделе 1.4. экспериментально исследованы свойства цепочек магнитных наночастиц Co литографированных на поверхности магнитного полупроводника GaMnAs. Показано, что магнитосопротивление мостика GaMnAs определяется магнитным состоянием частиц Co, которые могут находиться в вихревом или однодоменном состоянии. Дипольное взаимодействие между наночастицами имеет эффективный антиферромагнитный характер, в результате частицы перемагничиваются не одновременно, а последовательно друг за другом при различных значениях внешнего поля. Такой характер перемагничивания системы приводит к появлению ступенек на зависимости сопротивления микромостика от внешнего магнитного поля. Наблюдаемые эффекты могут быть использованы в качестве альтернативных методов управления транспортными свойствами магнитных полупроводников.

Приведенные в Главе результаты опубликованы в работах [A1 - A5, A12, A13] из списка работ автора.

1.1. Особенности кривых намагничивания систем магнитных наночастиц с дальнедействующим взаимодействием

Какова главная общая особенность систем магнитных наночастиц с теоретической точки зрения? Во-первых, все они состоят из магнитных коэрцитивных объектов: магнитных наночастиц с перпендикулярной анизотропией [31,32]; цепочек магнитных наночастиц, которые имеют эффективную ось анизотропии вдоль цепочки из-за межчастичного магнитостатического взаимодействия [33]; магнитных нанопроволочек, обладающих анизотропией формы [34]. Во-вторых, процесс перемагничивания в этих системах имеет, как правило, термоактивированный характер. Например, процесс намагничивания в отдельной магнитной нанопроволочке протекает через образование критического зародыша стабильной фазы и последующее его разрастание [35]. Как магнитная нанопроволочка, так и цепочка магнитных наночастиц имеют два устойчивых состояния с намагничиванием, направленным вдоль полосы или цепочки. Наночастица с анизотропией типа перпендикулярная легкая ось также имеет два устойчивых состояния и перемагничивание в частице имеет термомоактивированную природу [36]. Кроме того, во всех вышеупомянутых системах существует дальнедействующее магнитостатическое взаимодействие. В случае двумерных массивов магнитных частиц с анизотропией, перпендикулярной плоскости решетки, взаимодействие имеет эффективный антиферромагнитный характер, его энергия имеет вид

$$E_{ij} = \frac{M(r_i)M(r_j)}{|r_{ij}|^3}. \quad (1.1)$$

Здесь $M(r_i)$ - магнитные моменты частиц, r_{ij} - межчастичное расстояние. В планарной системе параллельных магнитных нанопроволочек магнитостатическое взаимодействие также имеет дальнедействующий характер. Оно обусловлено магнитными зарядами, появляющимися на концах проволок в продольно намагниченном состоянии. Зависимость энергии магнитостатического взаимодействия от расстояния между проволоками имеет вид

$$E_{stripe} = 2 \frac{M(r_i)M(r_j)}{L} \left(\frac{1}{r_{ij}} - \frac{1}{\sqrt{r_{ij}^2 + L^2}} \right). \quad (1.2)$$

Здесь $M(r_i)$ - магнитный момент проволоки, L - ее длина, r_{ij} - расстояние между проволоками. Энергия E пропорциональна r^{-1} для соседних проволок, $E \sim r^{-3}$ на больших расстояниях.

Последней из систем упомянутых выше является двумерная прямоугольная решетка магнитных наночастиц с одночастичной анизотропией типа «легкая плоскость». В этом случае частицы образуют цепочки, лежащие вдоль короткой стороны элементарной прямоугольной ячейки. Из-за анизотропии дипольного взаимодействия частицы в цепочках намагничены в од-

ну сторону вдоль цепочки. При этом энергию системы можно представить в виде суммы энергии взаимодействия частиц внутри одной цепочки и энергии взаимодействия между цепочками частиц. Энергия межцепочечного взаимодействия в этом случае состоит из двух частей. Первая связана с наличием магнитного заряда на концах цепочек (1.2), вторая обусловлена дискретностью цепочки [1]

$$E_{discr} = \frac{8\pi M(r_i)M(r_j)/La^2}{\sqrt{L/a}} \exp(-2\pi r_{ij}/a). \quad (1.3)$$

Здесь $M(r_i)$ - интегральный магнитный момент цепочки, a - межчастичное расстояние внутри цепочки, r_{ij} - расстояние между цепочками, L - их длина. Очевидно, отношение E_{discr}/E_{stripe} пропорционально длине цепочки частиц. Поэтому для довольно длинных цепей ведущую роль играет второй член (1.3) во взаимодействии, в силу экспоненциального уменьшения с расстоянием и соотношения $a > r_{ij}$ взаимодействие является взаимодействием ближайших соседей и также имеет эффективный антиферромагнитный характер в прямоугольной решетке наночастиц.

Предпринятые ранее попытки решить задачу о процессе перемагничивания в системе коэрцитивных объектов с магнитостатическим взаимодействием численными методами показали, что кривые намагничивания выглядят как последовательность ступенек разной ширины [37]. Первое экспериментальное наблюдение подобных кривых намагничивания было сделано в работе [38].

1.1.1. Чёртова лестница в модели с дальнедействующим взаимодействием.

Рассмотрим одномерную систему дальнедействующих взаимодействующих коэрцитивных магнитных моментов. Эта модель подходит для описания массивов магнитных нанопроволок конечной длины или цепочек магнитных наночастиц с перпендикулярной цепочке магнитной анизотропией. Представим энергию эффективного антиферромагнитного взаимодействия магнитостатической природы между магнитными моментами в обобщенном безразмерном виде:

$$\mathcal{E} = \frac{I}{|k-n|^p} \sigma_k \sigma_n, \quad (1.4)$$

где $\sigma_k = \pm 1$ - взаимодействующие магнитные моменты, n и k - числа, соответствующие номеру позиции магнитного момента в цепочке, I - безразмерная константа эффективного антиферромагнитного взаимодействия ($I > 0$). Расстояние между ближайшими соседями равно 1. Пусть система изначально однородно намагничена, так что все $\sigma_k = -1$. Коэрцитивность считается одинаковой для каждого магнитного момента в системе. Каким образом будет происходить перемагничивание системы при приложении внешнего магнитного поля? Очевидно, оно начина-

ется в тот момент, когда суммарное магнитное поле, действующее на один из магнитных моментов в цепочке, начинает превышать его коэрцитивности. Это критическое значение в случае бесконечной цепочки имеет значение

$$H_1 = H_c - 2I\xi(p), \quad \xi(p) = \sum_{k=1}^N \frac{1}{k^p}, \quad (1.5)$$

Здесь H_c - поле коэрцитивности одинаковое для всех магнитных моментов. Второй член - магнитостатическое поле, создаваемое всеми другими магнитными моментами системы. Аналогичным образом можно легко вычислить, что полное перемагничивание системы происходит при перевороте последнего момента системы при значении внешнего поля равном

$$H_1 = H_c + 2I\xi(p), \quad (1.6)$$

Как устроена кривая намагничивания в интервале полей $H_1 \div H_2$? Так как рассматриваемая система одномерна, ее основное состояние неупорядочено. Тем не менее, если температура системы меньше характерной энергии коэрцитивности ($kT < MH_c$), то система может быть устойчива в одном из метастабильных состояний. В нулевом внешнем поле число метастабильных состояний составит 2^n (n - число магнитных моментов в системе) если поле межчастичного взаимодействия в системе меньше поля коэрцитивности.

Если коэрцитивность в системе отсутствует, в системе отсутствуют метастабильные состояния, так как энергия тепловых флуктуаций выше барьера между состояниями. В этом случае единственным устойчивым состоянием является основное состояние. При изменении внешнего магнитного поля система будет последовательно проходить через ряд основных состояний. Основное состояние является полностью намагничено, т.е. все магнитные моменты направлены вдоль внешнего поля, если поле меньше $-2I\xi(p)$ или больше $2I\xi(p)$. Задача об основных состояниях системы в интервале полей $-2I\xi(p) < H < 2I\xi(p)$ при нулевой температуре была решена ранее в работе [39]. Было показано, что кривая представляет собой самоподобную последовательность ступенек, являющуюся полной канторовой (чёртовой) лестницей.

В данной диссертации представлено решение для противоположного предельного случая, когда kT меньше любой энергии в системе. Этот случай соответствует системам ферромагнитных наночастиц которые могут использоваться для создания сред магнитной записи информации. Такая система имеет большое количество устойчивых метастабильных состояний. В этом случае задача решается путем правильного выбора последовательности метастабильных состояний, через которые проходит система в процессе перемагничивания. Такой выбор становится возможным осуществить, если система состоит из абсолютно четного числа ($N=2^n$) магнитных моментов и имеет циклические граничные условия.

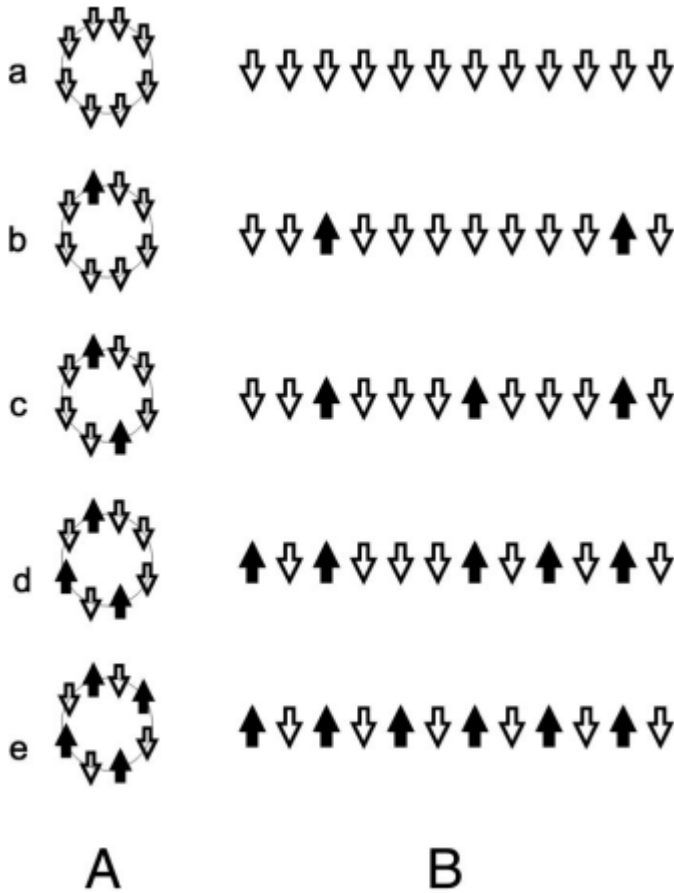


Рис. 1.1. Процесс перемагничивания в циклической системе восьми магнитных моментов и соответствующие конфигурации (A) в бесконечной системе (B). Черные стрелки обозначают перемагниченные магнитные моменты. Внешнее поле увеличивается по мере перехода от (a) к (e).

Как было указано выше, перемагничивание начинается, когда внешнее поле превышает H_1 (1.5). Положение первого перевернувшегося магнитного момента можно выбрать произвольно, учитывая наличие малых флуктуаций. В результате этого переворота магнитное поле, действующее на остальные магнитные моменты, уменьшится, так как взаимодействие между ними имеет эффективный антиферромагнитный характер. Соответственно необходимо дополнительно увеличить внешнее поле для перемагничивания следующего магнитного момента. Поскольку взаимодействие уменьшается с расстоянием, второй перевернувшийся магнитный момент будет расположен как можно дальше от первого. Так как система имеет циклические граничные условия и состоит из 2^n магнитных моментов (рис. 1.1) его положение определяется однозначно. Таким образом, в процессе перемагничивания система будет проходить через последовательное формирование магнитных конфигураций (Рис 1.2), которые являются метастабильными состояниями. Вычислим значения полей, при которых происходит возникновение некоторой конфигурации (H_-) и, поле, при котором она становится неустойчивой (H_+). Рассмот-

рим первоначально периодические конфигурации, характеризующиеся периодами $m = 2^k$, $k = 0, 1, 2, \dots$, и имеющие один перемагниченный момент на период (Такие как представленные на рис. 1.1 (b-e)). Очевидно, конфигурация с $k = 0$ соответствует однородному магнитному состоянию. Поле, когда происходит формирование конфигурации с периодом, равным m (рис. 1.2), имеет величину

$$H_- = H_c - 2I \frac{\xi(p)}{m^p} - \left(2I \xi(p) - 2I \frac{\xi(p)}{m^p} \right) = H_c - 2I \xi(p) + 4I \frac{\xi(p)}{m^p}. \quad (1.7)$$

Второй член выражения это поле уже перемагниченных магнитных моментов, член в скобках это полем других находящихся еще в исходном состоянии магнитных моментов. В силу антиферромагнитного характера взаимодействия, первое поле противоположно внешнему, второе сонаправлено ему. Аналогичным образом можно определить поле, когда конфигурация с периодом m становится неустойчивой (рис. 2):

$$\begin{aligned} H_+ &= H_c + 2I \frac{(2^p - 1)\xi(p)}{m^p} - \left(2I \xi(p) - \frac{(2^p - 1)\xi(p)}{m^p} \right) = \\ &= H_c - 2I \xi(p) + 4I \frac{(2^p - 1)\xi(p)}{m^p}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Здесь было использовано соотношение

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(n/2)^p} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(n+1/2)^p} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^p}. \quad (1.9)$$

Намагниченность всей системы определяется периодом конфигурации и выражается как

$$M = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2^N} \sum_{k=1}^{\infty} \sigma_k = \frac{2-m}{m}. \quad (1.10)$$

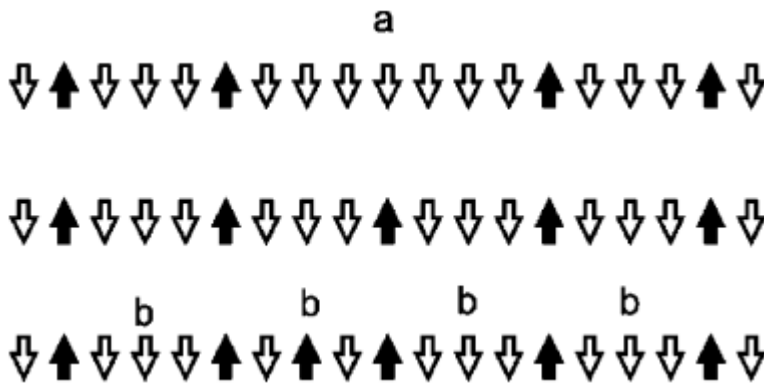


Рис. 1.2. Процесс образования и последующего разрушение конфигурации с периодом $m = 4$. Черные стрелки обозначают уже перемагниченные магнитные моменты. H_- (1.7) соответствует полю, когда магнитный момент в точке а становится неустойчивым, и происходит образование представленной конфигурации, H_+ поле (1.8), когда магнитные моменты в точках b становятся неустойчивыми и один из них меняет свое направление.

Таким образом, на кривой намагничивания возникают ступеньки, соответствующие устойчивым конфигурациям, когда возрастание внешнего магнитного поля $H(m)$ до $H_+(m)$ не приводит к изменению состояния, а, значит, и намагниченности системы.

Используя уравнения (1.7), (1.8) и (1.10) можно переписать границы устойчивости соответствующей конфигурации (рис. 1.3) в зависимости от ее намагниченности в виде

$$H_- = H_c - 2I\xi(p) + 4I\xi(p)\left(\frac{M+1}{2}\right)^p, \quad (1.11)$$

$$H_+ = H_c - 2I\xi(p) + 4I(2^p - 1)\xi(p)\left(\frac{M+1}{2}\right)^p. \quad (1.12)$$

Ступеньки, соответствующие вышеуказанным конфигурациям, не покрывают весь диапазон полей между значениями H_1 и H_2 (рис. 1.3). Чтобы описать поведение намагниченности системы при переходе от одной ступеньки к другой, необходимо учесть формирование более сложных магнитных конфигураций (рис. 1.1 d). Рассмотрим, например, процесс намагничивания между $H_+(m=2)$ и H_2 (рис. 1.3), что соответствует переходу от антиферромагнитной конфигурации в состояние ферромагнитного насыщения. Рассмотрим двухпериодичные конфигурации, с периодами $m_2 = 2, 4, \dots, 2^l$ ($l = 1, 2, \dots$), формирующиеся на фоне антиферромагнитной ($m_1 = 2$) конфигурации, которые представлены на рис. 1.4. При этом периоды $m_1 = 2$, $m_2 = 2$ соответствуют состоянию насыщения, периоды $m_1 = 2$, $m_2 = \infty$ - антиферромагнитной конфигурации. В этом случае $M = 2/m_2$. Выражения для магнитных полей $H(m_2)$ и $H_+(m_2)$ отличаются выражений (1.12) и (1.11) однопериодных конфигураций. Теперь становится необходимым учесть магнитостатическое поле антиферромагнитного фона. Это дополнительное поле

$$H = 2I \frac{(2^p - 1)\xi(p)}{m_1^p} = 2I \frac{(2^p - 1)\xi(p)}{2^p}. \quad (1.13)$$

Необходимо учесть это поле дважды, так как если раньше оно было направлено по внешнему полю, то теперь направлено против него. В итоге получаем

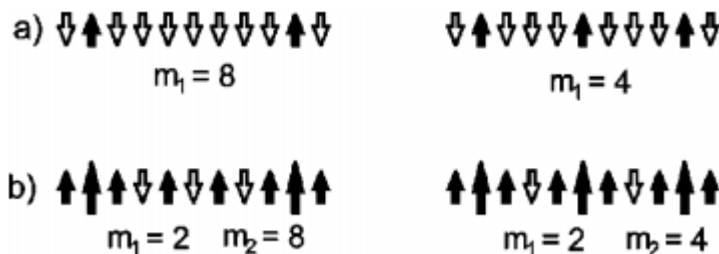


Рис. 1.4. (а) Простые конфигурации (m_1 - период). Черные стрелки обозначают перемagnиченные магнитные моменты. (б) Сложные конфигурации, характеризуемые двумя периодами m_1 и m_2 . Маленькие стрелки обозначают антиферромагнитный фон, большие стрелки - перемagnиченные магнитные моменты, задающие второй период конфигурации.

$$H_-(m_2) = H_c - 2I\xi(p) + 4I\xi(p)\left(\frac{M}{2}\right)^p + 4I\frac{(2^p - 1)\xi(p)}{2^p}, \quad (1.14)$$

$$H_+(m_2) = H_c - 2I\xi(p) + 4I(2^p - 1)\xi(p)\left(\frac{M}{2}\right)^p + 4I\frac{(2^p - 1)\xi(p)}{2^p}. \quad (1.15)$$

Очевидно, что уравнения (1.14) и (1.15) почти идентичны уравнениям (1.11) и (1.12), но теперь кривые ограничивающие края ступенек начинаются в точке $M = 0, H = H_+(m_1 = 2) = H_c - 2I\xi(p) + 4I[(2^p - 1)\xi(p)/2^p]$, которая соответствует правому краю ступеньки антиферромагнитной конфигурации, вместо $M = -1, H = H_1 = H_c - 2I\xi(p)$ (рис. 1.5). При этом сама форма зависимостей $H_+ = H_+(M)$ и $H_- = H_-(M)$ остается прежней. Все остальные недостающие ступеньки кривой намагничивания могут быть получены аналогичным образом. При этом каждая ступенька, соответствующая некоторой конфигурации, является стартовой для серии ступенек, соответствующих более сложным конфигурациям с исходной в качестве фоновой. Зависимости H_- и H_+ одинаковы во всех случаях, при этом $H_{\pm} \sim M^p$. Таким образом, общая картина становится самоподобной (рис. 1.5). Сложные многопериодные конфигурации, характеризуются рядом чисел $m_1, m_2, m_3, \dots, m_{\max}$, где $m_i = 2^k$ и $m_i < m_{i+1}$. Максимальное число m_{\max} равно периоду конфигурации, числа $m_1, m_2, m_3, \dots, m_{\max-1}$ характеризуют её "фон". Как видно из рис. 1.5, узкие ступеньки расположены между более широкими. Найдем общую ширину всех ступенек. Ширина произвольной ступени вычисляется как

$$\Delta H = H_+(m) - H_-(m) = 4I\frac{(2^p - 2)\xi(p)}{m_{\max}^p}. \quad (1.16)$$

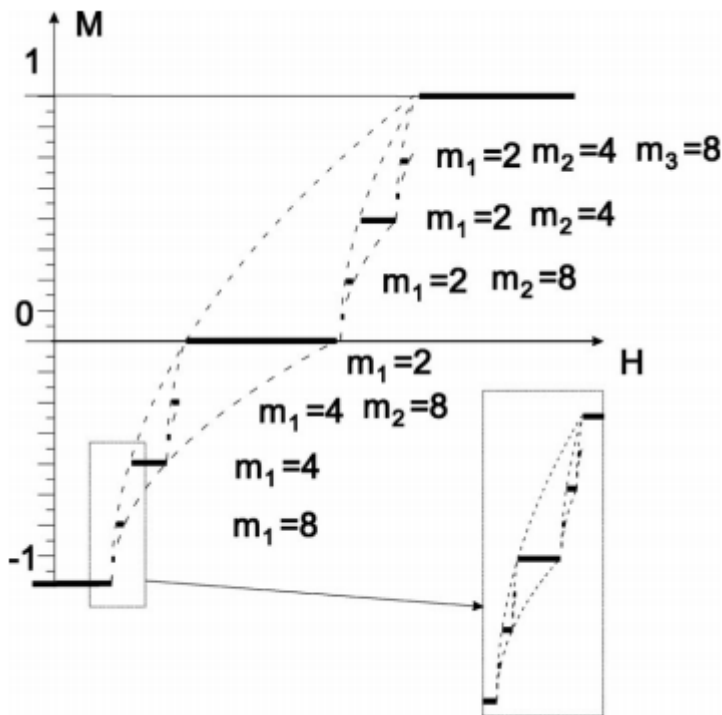


Рис. 1.5. Самоподобная чёртова лестница.

Количество ступеней одной и той же ширины зависит от m_{\max} как $N = m_{\max}/2$. Соответственно суммарная ширина ступеней составляет

$$\begin{aligned} \Delta H &= \sum_{n_{\text{even}}}^{\infty} N(n) \Delta H(n) = \sum_{n_{\text{even}}}^{\infty} \frac{n}{2} 4I \frac{(2^p - 2)\xi(p)}{n^p} = 4I \xi(p) \sum_{k=1}^{\infty} 2^{k-1} \frac{(2^p - 2)}{2^{kp}} = \\ &= 2I \xi(p) (2^p - 2) \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{1}{2^{p-1}} \right)^k = 2I \xi(p) (2^p - 2) \frac{(1/2)^{p-1}}{1 - (1/2)^{p-1}} = 4I \xi(p) \end{aligned} \quad (1.17)$$

Видно, что суммарная ширина всех ступеней точно такая же, как ширина наклона кривой намагничивания, равная $4I\xi(p)$ согласно уравнениям (1.5) и (1.6). Таким образом, рассматриваемая чёртова лестница является полной, так как весь интервал H «заполнен» ступеньками.

Различная ширина ступеней лестницы обусловлена затухающим дальнедействующим взаимодействием (1.4). Широкие ступени обусловлены взаимодействием более близких магнитных моментов, узкие - взаимодействием более отдаленных магнитных моментов.

При этом значения намагниченности соответствующих ступеней равны

$$M = \frac{4k - 2}{m_{\max}} - 1, \quad (1.18)$$

где $k=1, 2, \dots, m_{\max}/2$.

Интересно, что показатель степени в уравнениях (1.11) и (1.12) равен показателю степени в выражении для взаимодействия (1.4). Таким образом, экспериментальным измерением кривых намагничивания можно найти показатель степени характеризующий степень координатной зависимости в выражении для энергии дальнедействующего взаимодействия в реальной системе.

Очевидно, тепловые флуктуации должны разрушить идеальную картину, представленную выше. Поскольку $kT > E_{\text{int}}(r)$ для больших расстояний, это должно приводить к искажению и исчезновению узких ступенек, обусловленных взаимодействием отдаленных магнитных моментов. Кроме того, тепловые колебания могут приводить к дефектам в рассмотренных выше магнитных конфигурациях. Вторая возможная причина искажения идеальной кривой намагничивания состоит в том, что реальная система имеет границы. Они могут играть значительную роль, поскольку взаимодействие в системе является дальнедействующим. Тем не менее, если размер системы больше некоторого r_0 ($kT > E_{\text{int}}(r_0)$), то влияние границ будет замыто на фоне тепловых флуктуаций. Еще один фактор, который может кардинально изменить кривую намагничивания, это дисперсия коэрцитивности различных магнитных моментов. Самоподобное поведение можно наблюдать только в системе с малым, меньше взаимодействия, разбросом коэрцитивности. Влияние этих факторов будет рассмотрено в следующем подразделе диссертации.

Замечу, что, несмотря на все недостатки предлагаемой модели, она помогает понять особенности процесса намагничивания в системах коэрцитивных магнитных моментов с взаимодействием, наличие ступеней на кривой намагничивания [38-40] и особенно тот факт, что разница в ширине ступеней может быть следствием убывающего с расстоянием дальнего взаимодействия. Представленная модель также объясняет наблюдаемое чередование узких и широких ступеней на кривой намагничивания [38,39]. Представленная модель может быть легко обобщена для случая двумерной квадратной решетки взаимодействующих магнитных наночастиц с перпендикулярной анизотропией. При этом необходимо провести суммирование дипольных сумм для соответствующих конфигураций на квадратной решетке. В этом случае магнитные конфигурации должны иметь квадратную элементарную ячейку, поэтому дипольные суммы можно легко вычислить [2].

1.1.2. Влияние тепловых флуктуаций. Модель взаимодействия ближайших соседей.

В данном разделе представлено решение задачи о процесс перемагничивания рассмотренной выше системы при конечной температуре меньшей, чем энергия коэрцитивности отдельного магнитного момента ($kT < H_c M$), но выше, чем энергия взаимодействия магнитных моментов находящихся на некотором расстоянии r_0 , $kT > E(r_0)$. В этом случае магнитные моменты, расположенные на расстояниях больших r_0 , начинают перемагничиваться независимо, поскольку энергия их взаимодействия меньше температуры. Тем не менее, система может находиться в метастабильных состояниях как $kT < H_c M$. Кинетику процесса намагничивания в этом случае можно качественно описать следующим образом. Когда внешнее магнитное поле превышает некоторое значение (H_1), начинается термоактивированный переворот отдельных магнитных моментов. При этом магнитные моменты, которые перемагнитились первыми, препятствуют перемагничиванию соседних, лежащим на расстояниях меньше чем r_0 , из-за эффективного антиферромагнитного магнитостатического взаимодействия. Однако магнитные моменты, расположенные на расстояниях больших r_0 , могут перемагничиваться независимо, так как их энергия взаимодействия в этом случае меньше температуры. Описанный выше процесс перемагничивания относится к пуассоновскому типу и заканчивается, когда расстояние между соседними обращенными магнитными моментами находится в интервале $r_0 < r < 2r_0$. Для продолжения процесса разворота магнитных моментов необходимо приложение дополнительного внешнего поля, чтобы преодолеть антиферромагнитного взаимодействия. Точно решить задачу для произвольной температуры не представляется возможным, здесь решена задача для случая, когда температура больше энергии любого взаимодействия в системе, за исключением взаимодейст-

вия между ближайшими соседями, что легко реализуется в системе с быстро убывающим от расстояния магнитостатическим взаимодействием. Приближение взаимодействия ближайших соседей соответствует $r = \infty$ в выражении для энергии (1.4). Эта модель также подходит для описания планарной системы длинных цепочек магнитных наночастиц, когда основным членом во взаимодействии является взаимодействие ближайших соседей (1.3). Вид гистерезиса для кривой намагничивания рассмотренной системы представлен на рис. 6а. Перемагничивание начинается при значении внешнего поля $H_I = H_c - 2I$, поскольку эффективное поле антиферромагнитного по-характеру взаимодействия между магнитными моментами сонаправлено внешнему полю на начальном этапе. Магнитные моменты начинают перемагничиваться под действием тепловых флуктуаций. При этом уже перемагниченный магнитный момент препятствует перемагничиванию своих ближайших соседей, поскольку эффективное поле взаимодействия в этом случае противоположно внешнему полю. Хаотический процесс перемагничивания приводит к образованию дефектов в магнитной конфигурации (рис. 7). Таким образом, становится невозможным достичь антиферромагнитного состояния с $M = 0$ при значении поля H_I .

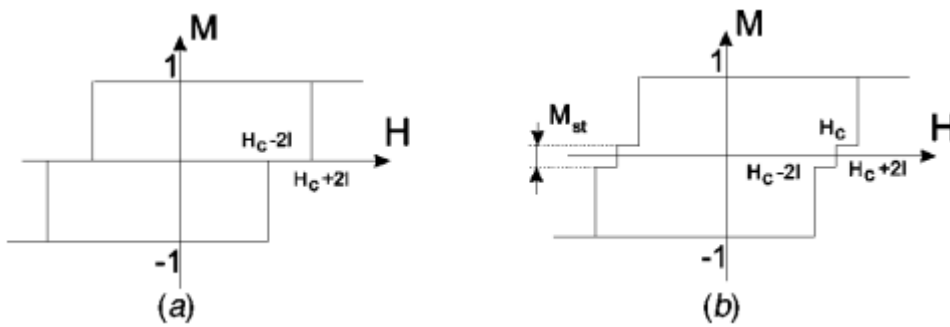


Рис. 6. Петля намагничивания цепочки магнитных моментов в случае взаимодействия ближайших соседей. (а) При $T=0$ ступенька на кривой соответствует антиферромагнитно упорядоченной конфигурации. (б) Расщепление ступеньки из-за термофлуктуационного образования дефектов. M_{st} - величина расщепление ступеньки.

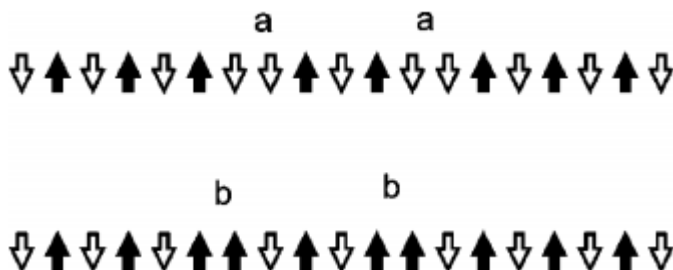


Рис. 7. (а) - дефекты, возникающие в процессе намагничивания пуассоновского типа, (б) - перемагниченные дефекты. Черные стрелки обозначают уже перемагниченные магнитные моменты.

Дополнительное внешнее поле ($H = H_c$) необходимо перемагничивания магнитных моментов расположенных на дефектах магнитной структуры.

Процесс намагничивания заканчивается на поле $H_2 = H_c + 2I$, когда система становится полностью намагниченной. Таким образом, на каждой ветви петли гистерезиса появляются две ступеньки. Их ширина равна $\Delta H_2 = 2I$, т.е. зависит от величины взаимодействия. Величина расщепления между ступеньками M_{st} , зависит от концентрации дефектов. Чтобы найти эту величину, рассмотрим кинетику появления дефектов в 1D цепочки, состоящей из N магнитных моментов. Изначально все магнитные моменты направлены противоположно перемагничивающему полю. Когда начинается процесс перемагничивания, перевернувшиеся магнитные моменты начинают делить систему на области еще не перемагниченных магнитных моментов, для краткости, назовем их «доменами». В процессе перемагничивания число доменов увеличивается, а их ширина уменьшается. Пусть P_n - число областей, состоящих из n неперемагниченных магнитных моментов. Тогда

$$M = \sum_{n=1}^{N-2} P_n - \sum_{n=1}^{N-2} nP_n. \quad (1.19)$$

Пусть α - вероятность переворота некоторого магнитного момента в единицу времени. Поскольку все магнитные моменты имеют одинаковую коэрцитивность, α не зависит от положения магнитного момента и равна для всех магнитных моментов, которые не имеют уже перемагниченных соседей. В свою очередь, для магнитных моментов, имеющих таких соседей $\alpha = 0$. Поскольку взаимодействие есть только между ближайшими соседями, α не зависит от конфигурации системы. Величина α зависит от микромагнитных свойств объектов, представленных магнитными моментами в нашей модели. Тем не менее, это значение не влияет на конечный полученный результат (1.29). Таким образом, получается

$$\frac{\partial P_n}{\partial t} = -\alpha(n-2)P_n + 2\alpha \sum_{k=n+2}^N P_k, \quad n > 2. \quad (1.20)$$

Первый член выражения определяет уменьшение количества доменов из-за их деления на более мелкие; второй термин описывает появление новых доменов из-за деления более широких. Поскольку домены, состоящие из одного или двух неперемагниченных магнитных моментов, нельзя делить дальше, их число только возрастает. Таким образом

$$\frac{\partial P_n}{\partial t} = +2\alpha \sum_{k=n+2}^N P_k, \quad n = 1, 2. \quad (1.21)$$

Очевидно, что α зависит от температуры, но поскольку система стремимся к состояниям, устойчивым при $t \rightarrow \infty$, величина α не должна влиять на конечный результат. Легко проверить, что

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_{n=1}^N (n+1)P_n = 0, \quad (1.22)$$

т. е. интегральное число магнитных моментов в системе сохраняется. С течением времени ($\alpha t \gg 1$) остаются только области с $n = 1, 2$. Таким образом, $P_n(t \rightarrow \infty) = 0$ для $n > 2$ и значение намагниченности, соответствующая расщеплению ступенек (рис. 6) пропорциональна концентрации дефектов. Соответственно, $M = P_2(t \rightarrow \infty)$. Используя преобразование Лапласа можно ввести

$$p_n(s) = \int_0^{\infty} P_n(t) \exp(-st) dt. \quad (1.23)$$

Тогда в соответствии с (1.20)

$$p_n(s) = \frac{2\alpha}{\alpha(n-2) + s} Q_n(s), \quad (1.24)$$

где

$$Q_n(s) = \sum_{k=n+2}^N p_k(s). \quad (1.25)$$

Для $s \rightarrow 0$

$$Q_n(0) = \sum_{k=n+2}^N p_k(0) = \sum_{k=n+2}^N \frac{2}{k-2} Q_k(0). \quad (1.26)$$

Можно переписать это уравнение в рекурсивном виде:

$$Q_n(0) = Q_{n+1}(0) + \frac{2}{n} Q_{n+2}(0). \quad (1.27)$$

Чтобы найти значение намагниченности, соответствующее расщеплению между ступеньками, необходимо вычислить $P_2(t \rightarrow \infty)$. При этом

$$P_2(t \rightarrow \infty) = \lim_{s \rightarrow 0} s p_2(s) = 2\alpha Q_2(0). \quad (1.28)$$

Если число магнитных моментов в системе равно N , $Q_2(0)$ может быть найдено из уравнения (1.27) стартуя с начальных условий $Q_{N-2} = Q_{N-3} = p_M(0)$, что следует из (1.25) В свою очередь $p_M(0) = 1/\alpha(N-2)$, согласно уравнению (1.20). Из численного решения рекурсивного уравнения получается

$$M_{st} = 2\alpha \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{Q_2(0, N)}{N} \approx 0.134. \quad (1.29)$$

Поскольку $Q_2(0, N)$ пропорционально α^{-1} , результат не зависит от значения α . Таким образом, можно сделать вывод, что при конечной температуре образование дефектов в процессе намагничивания приводит к появлению двух ступенек на кривой намагничивания вместо одной (рис. 1.6). Из-за флуктуаций антиферромагнитное, основное при нулевом внешнем поле, состояние не может быть достигнуто в процессе перемагничивания. Можно ожидать, что в случае

дальнодействующего взаимодействия тепловые флуктуации приведут к аналогичному расщеплению ступеней на кривой намагничивания.

1.1.3. Влияние разброса значений коэрцитивности. Модель среднего поля.

Оценим значения полей магнитостатического взаимодействия и возможные ширины ступеней на кривых намагничивания в экспериментально изученных магнитных наносистемах, таких как, например, представленные в [31-34,42-44]. Оценим возможность экспериментального наблюдения ступенек на кривой намагничивания в наноструктурах с характерными геометрическими параметрами. Например, для решетки (период 190 нм) частиц Ni имеющих 110 нм в диаметре, 240 нм в высоту магнитостатическое взаимодействие между ближайшими соседями в соответствии с (1.1) составит 200 Э. Таким образом, ширина основной и второй ступеней может быть оценена по формуле (1.16) как 600 Э и 75 Э, соответственно. На самом деле ширина ступеней должна быть меньше из-за эффекта расщепления. Это расщепление также можно наблюдать для прямоугольных решеток магнитных наночастиц с анизотропией в плоскости. Для частиц с размерами, равными межчастичному интервалу, формула (1.3) дает следующую оценку поля магнитостатического взаимодействия между цепочками частиц:

$$H = \frac{\pi M}{\sqrt{\beta}} [\exp(-2\pi)]^{\beta n}. \quad (1.30)$$

Здесь β - аспектное соотношение прямоугольной 2D решетки, M - намагниченность частицы, n - номер соседства. Таким образом, для материалов с намагниченностью 1000 Гс и малым βH_{int} составляет приблизительно 20 Э для ближайших соседних цепочек ($n = 1$) и 0,04 Э для следующих соседей ($n = 2$). Такую систему можно рассматривать как систему с взаимодействием ближайших соседей. Ширина двух расщепленных ступенек может быть оценена как 40 Э.

Очевидно, в реальных системах помимо дальнодействующего взаимодействия может быть еще одна причина возникновения ступенек на кривой намагничивания, именно, разброс величины коэрцитивности различных магнитных моментов в системе. Даже без какого-либо взаимодействия это может привести к появлению ступенек на кривой намагничивания. Как можно различить эти эффекты? По сути, понимание их разницы очень важно для интерпретации экспериментальных данных.

Рассмотрим простейшую модель взаимодействующих магнитных моментов с дисперсией коэрцитивности в приближении среднего поля. В рамках этой модели взаимодействие не зависит от расстояния и $\varepsilon = I/N$ (сравни 1.4). Следует отметить, что эта модель хорошо работает в случае планарной решетки магнитных нанопроволок, когда $L > Na$ (L - длина нанопроволоки, a - расстояние между ними, а N их полное число). Рассмотрим сначала, как устроена петля гисте-

резиса системы без дисперсии коэрцитивности. Зависимость намагниченности от внешнего поля в этом случае линейна, так как

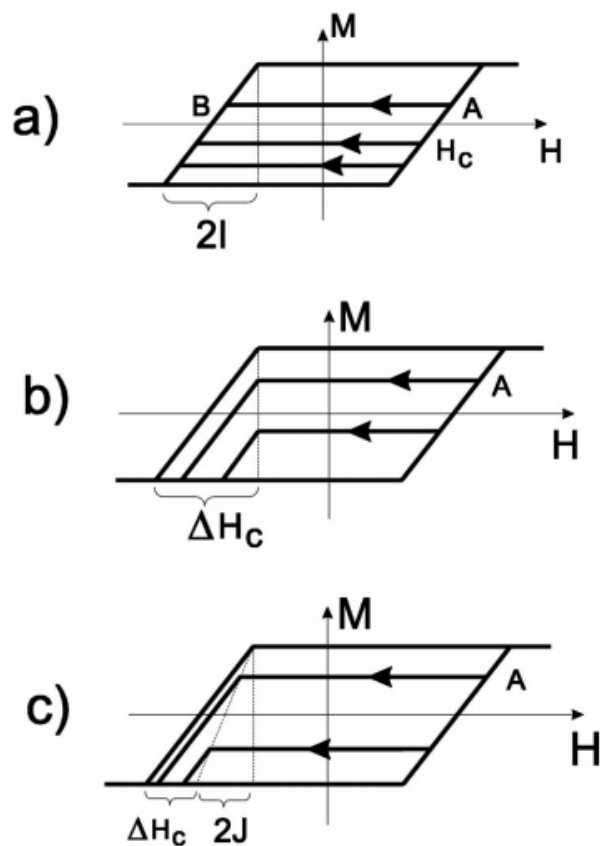


Рис. 1.8. Кривая магнитного гистерезиса системы коэрцитивных магнитных моментов рассчитанная в приближении среднего поля. а) системы с антиферромагнитным взаимодействием с одинаковой коэрцитивностью всех магнитных моментов; б) система с дисперсией коэрцитивности, но без взаимодействия; в) система с взаимодействием и дисперсией коэрцитивности.

$$H = H_c + JM, \quad (1.31)$$

H_c - коэрцитивность, JM - поле взаимодействия в приближении среднего поля. Антиферромагнитный характер взаимодействия определяет наклон ветвей кривой намагничивания (рис. 8а). Основная особенность процесса намагничивания в коэрцитивной системе с антиферромагнитным взаимодействием связана с наличием большого количества метастабильных состояний системы. Это означает, что если изменить направление развертки внешнего поля, система не изменит свою намагниченность сразу. Сначала система перейдет через всю петлю гистерезиса от одной ветви к другой (от точки А до точки В, рис.1.8 а), и лишь затем начнет менять намагниченность в соответствии с новой ветвью гистерезиса. В этом случае $|H_A - H_B| = 2H_c$. Следует отметить, что такое поведение не зависит от вида взаимодействия. Такие же самые переходы внутри петли гистерезиса с ветки на ветку будут наблюдаться как в случае дальнедей-

ствующего спадающего с расстоянием взаимодействия, так и в случае взаимодействия ближайших соседей, рассмотренных ранее. Аналогичное поведение наблюдалось при микромагнитном моделировании решеток магнитных диполей [45]. Таким образом, при одном и том же значении внешнего поля система может находиться в разных состояниях с разной величиной намагниченности. Назовем такую мультистабильность мультистабильностью *I*-типа, так как она реализуется в системе с антиферромагнитным взаимодействием. Рассмотрим теперь систему без взаимодействия, но с разбросом коэрцитивности по величине. В этом случае перемагничивание начинается, когда поле начинает превышать значение $H_1 = H_{C\min}$, и начинается разворот магнитных моментов с наименьшей коэрцитивностью. Процесс перемагничивания завершается при значении поля $H_2 = H_{C\max}$, соответствующем наибольшей коэрцитивности в системе. Внешняя петля гистерезиса при этом выглядит абсолютно аналогично петле гистерезиса системы с взаимодействием, но без разброса коэрцитивностей, так как их ветви могут иметь аналогичный наклон в случае $\Delta H_c = 2I$ и равномерного распределения H_c . Тем не менее, переходы внутри петли гистерезиса (т.н. минорные циклы) будут отличаться. Если изменить направление разворота внешнего поля в точке А (рис. 1.8b) в этом случае, намагниченность не будет меняться, пока внешнее поле не достигнет значения H_1 , когда начнется процесс обратного разворота наименее коэрцитивных магнитных моментов. Назовем такую мультистабильность мультистабильностью *C*-типа, так как ее особенности связаны с дисперсией коэрцитивности в системе. Гистерезисная петля для случая, когда в системе присутствуют как взаимодействие, так и дисперсия коэрцитивности также легко вычисляется (рис. 1.8c). Таким образом, исследуя минорные петли кривой намагничивания можно оценить как вклад антиферромагнитного взаимодействия между элементами системы, так и разброс их коэрцитивностей.

1.2. Термоактивационное перемагничивание цепочек магнитных наночастиц с магнитостатическим взаимодействием

В предыдущем разделе было показано, что перемагничивание системы коэрцитивных магнитных объектов с магнитостатическим взаимодействием происходит последовательным перемагничиванием элементов системы из-за наличия магнитостатического взаимодействия, которое имеет эффективный антиферромагнитный характер. В том случае, когда таким объектом является отдельная магнитная однодоменная наночастица, ее перемагничивание происходит когерентным поворотом магнитного момента [46]. В том случае, когда таким объектом является цепочка магнитных наночастиц, как в случае 2D прямоугольной решетки частиц, перемагничивание происходит более сложным образом. В данном разделе решена задача о термоиндуциро-

ванном перемагничивании цепочки магнитных диполей. Вычленение цепочек из прямоугольной решетки является оправданным в силу малости межцепочечного взаимодействия по сравнению с взаимодействием внутри цепочек [1].

Рассмотрим цепочку частиц, дипольный момент которых направлен вдоль оси x . Если система помещена во внешнее поле, направленное против магнитного момента, то начальное состояние является метастабильным вплоть до некоторого поля H_c . При $H > H_c$ диполи ориентируются по полю — цепочка перемагничивается, при этом H_c является полем коэрцитивности цепочки. Стандартный анализ системы на устойчивость показывает, что

$$H_c = 2 \min[D(k) + 2\zeta(3)], \quad (1.32)$$

где ζ - функция Римана, $D(k)$ - Фурье-образ тензора дипольного взаимодействия, имеющий вид [A3] .

$$D(k) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos kn}{n^3} = \int_0^{\infty} \frac{t^2 (e^t \cos k - 1)}{1 - 2e^t \cos k + e^{2t}} dt. \quad (1.33)$$

Поскольку минимальное значение $D(k)$ соответствует краю зоны Бриллюэна [2, 47], такой механизм перемагничивания получил название "развеивания" [48]. При конечной температуре перемагничивание может происходить иначе. Известно, что распад метастабильного состояния происходит через образование критического зародыша стабильной фазы и последующее его разрастание. Этот механизм обсуждался в [36,49] применительно к перемагничиванию тонкого ферромагнитного цилиндра. Ключевым при этом является вопрос о структуре и энергии критического зародыша, так как вероятность перемагничивания пропорциональна $\exp(-E_c/kT)$, где E_c - энергия критического зародыша.



Рис. 1.9. Вид солитона в цепочке магнитных диполей (результат микромагнитного моделирования).

Пусть в цепочке диполей, ориентированных в положительном направлении оси X , возник зародыш, содержащий l частиц, магнитные моменты которых ориентированы вдоль поля. Изменение энергии системы, связанное с образованием зародыша, представим в виде

$$\Delta E(l) = \varepsilon(l) - 2hl. \quad 1.33$$

Первое слагаемое отвечает увеличению энергии из-за образования двух доменных стенок на границе зародыша, второе слагаемое соответствует понижению энергии системы из-за взаимодействия с внешним полем. Доменные стенки имеют вид солитонов с антиферромагнитным кором и представлены на рис. 1.9. "Поверхностный" вклад в энергию $\varepsilon(l)$ включает собствен-

ную энергию двух солитонов и энергию их взаимодействия. Ясно, что при достаточно больших l взаимодействие солитонов обусловлено наличием у них магнитоэлектростатического заряда, пропорционального $-\text{div}M$. Энергия их взаимодействия при этом $\sim 4/l$. Притяжение солитонов приводит к существованию критического зародыша, размер которого $l_c \sim h^{-1/2}$ (следует из равенства 0 выражения 1.33), а энергия $E_c \approx 2\varepsilon_0 - 4h^{1/2}$ (ε_0 — собственная энергия одиночного солитона). Таким образом, вероятность образования критического зародыша новой фазы которого $\sim \exp(-E_c(h)/T)$. Для проверки этой гипотезы термоактивационного перемагничивания цепочки магнитных диполей было проведено численное моделирование с использованием пакета SIMMAG [51]. В случае дискретных диполей численная схема основана на решении системы стохастических уравнений Ландау–Лифшица для намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = (M_x(\mathbf{r}, t), M_y(\mathbf{r}, t), M_z(\mathbf{r}, t))$, которые имеют вид

$$\frac{\partial \mathbf{M}(t)}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} [\mathbf{M}(\mathbf{r}, t), \mathbf{H}(t)] - \frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)M_s} [\mathbf{M}(\mathbf{r}, t), [\mathbf{M}(\mathbf{r}, t), \mathbf{H}(t)]] \quad (1.34)$$

где γ - гиромагнитное отношение, M_s - намагниченность насыщения, α - безразмерный параметр затухания. Пространственная переменная принимает дискретные значения на цепочке. Эффективное магнитное поле $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = (H_x(\mathbf{r}, t), H_y(\mathbf{r}, t), H_z(\mathbf{r}, t))$ в (1.34) является суммой нескольких компонент, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_d + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_e + \mathbf{H}_T$, где \mathbf{H}_0 - приложенное внешнее магнитное поле, \mathbf{H}_d - поле размагничивания, \mathbf{H}_a - поле анизотропии, \mathbf{H}_e - обменное поле, \mathbf{H}_T - случайное поле, определяемое термическими флуктуациями. Внешнее поле \mathbf{H}_0 предполагается однородным, размагничивающее поле \mathbf{H}_d для цепочки магнитных диполей имеет вид

$$\mathbf{H}_d(\mathbf{r}, t) = V \sum_{\mathbf{r}' \neq \mathbf{r}} \mathbf{D}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{M}(\mathbf{r}'), \quad (1.35)$$

где V объем частицы, а $\mathbf{D}(\mathbf{r})$ - матрица дипольного тензора. Поле анизотропии определяется соотношением $\mathbf{H}_a(\mathbf{r}) = K (\mathbf{M}(\mathbf{r}), \mathbf{v})$, где K - константа анизотропии, а \mathbf{v} - направление ее оси. Обменное поле \mathbf{H}_e в цепочке диполей равно нулю. Поле тепловых флуктуаций \mathbf{H}_T является δ -коррелированным по пространству и времени Гауссовым белым шумом, $\langle \mathbf{H}_T(\mathbf{r}', t'), \mathbf{H}_T(\mathbf{r}, t) \rangle = \sigma^2(T) \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) \delta(t' - t)$, зависимость дисперсии σ от температуры определяется флуктуационно-диссипативной теоремой [50]:

$$\sigma^2(T) = 2akT/\gamma M_s V. \quad (1.36)$$

Для решения стохастических дифференциальных уравнений был использован явный метод Эйлера, а случайное поле \mathbf{H}_T вычислялось как

$$\mathbf{H}_T(\mathbf{r}, t) = \sigma(T) \xi(\mathbf{r}, t) / (\Delta t)^{1/2}, \quad (1.37)$$

где Δt - шаг по времени, $\xi(\mathbf{r}, t)$ - набор независимых, распределенных по Гауссу случайных трехмерных векторов. Обозначим вероятность появления критического зародыша в единицу времени как $\alpha(T, h_0)$. Чтобы рассчитать α , рассмотрим случайную величину θ — момент появ-

ления зародыша. Плотность распределения этой величины имеет вид $p(\theta) = \alpha \exp(-\alpha\theta)$. Таким образом, среднее время до появления зародыша (время ожидания зародыша) составит $\langle\theta\rangle = 1/\alpha$. Алгоритм вычисления этой величины состоит в следующем. Выберем начальные условия в виде $\mathbf{m}(t=0) = (1, 0, 0)$, когда все магнитные моменты направлены вдоль цепочки в направлении оси x . Приложим, внешнее магнитное поле навстречу этой оси, $\mathbf{h} = (-h_0, 0, 0)$. При этом критерием образования необратимо растущего зародыша будем считать условие перемагничивания половины всех диполей в цепочке, т.е. равенство нулю средней намагниченности вдоль оси x $\Sigma m_x(n, \theta) = 0$. Вычисленное таким образом время θ несколько больше времени появления необратимо растущего зародыша новой фазы θ' . Тем не менее, поскольку $\theta - \theta' \ll \theta$, так как цепочка состоит из 50 частиц, этой разницей можно пренебречь.

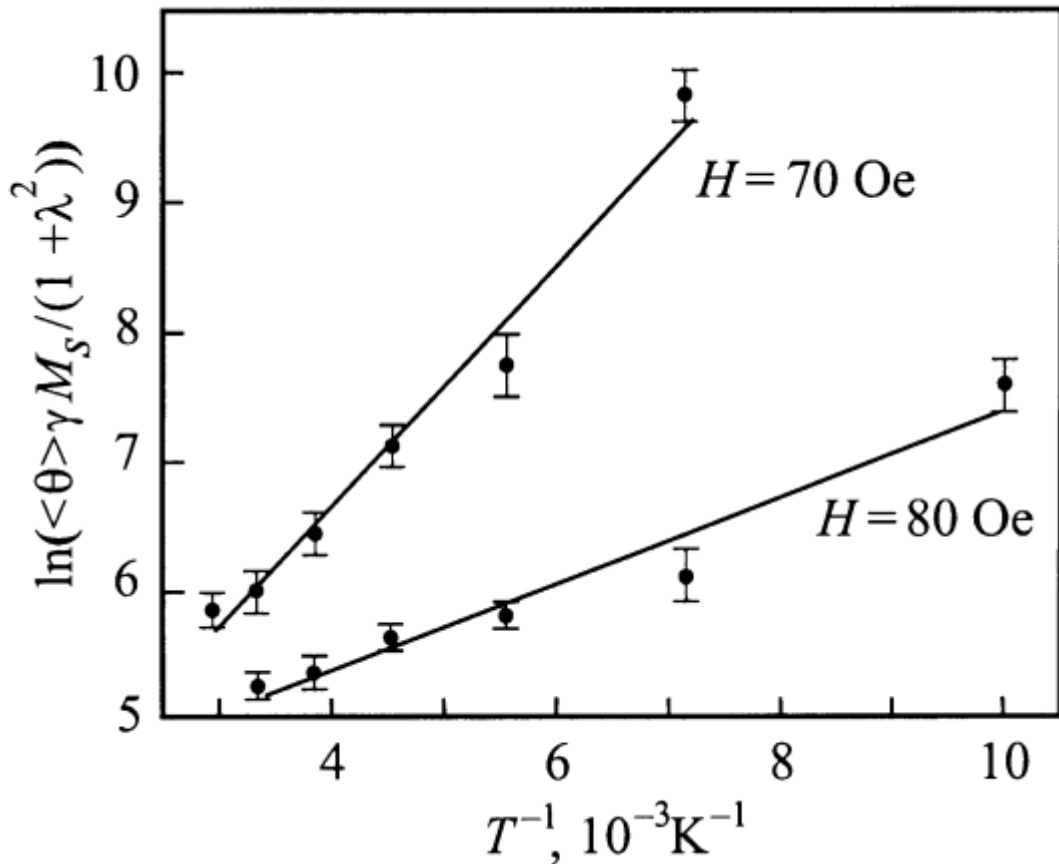


Рис. 1.10. Зависимость логарифма времени ожидания перемагничивания цепочки из 50 частиц от T^{-1} при значениях внешнего поля $H = 70$ и 80 Э.

При повторении этой процедуры 30 раз, были получены выборочные значения случайной величины θ_i при заданном внешнем поле и температуре. Соответственно

$$\langle\theta\rangle \approx \left(\sum_{i=1}^K \theta_i \right) / K = 1/\alpha. \quad (1.38)$$

В условиях численного моделирования чаще всего наблюдалось появление зародыша на краю цепочки, что, по всей видимости, связано с уменьшением энергии критического зародыша

на краю цепочки по сравнению с его энергией в объеме. При этом зависимость $\lg\langle\theta\rangle$ от T^{-1} хорошо аппроксимируется прямой (рис. 1.10), что доказывает активационный характер перемагничивания в системе. На рис. 1.11 показана зависимость времени ожидания зародыша от величины внешнего магнитного поля, которая, несмотря на вероятностный характер перемагничивания, может описываться некоторым критическим значением. Так, при $T = 300$ К при величине поля больше ~ 60 Э время перемагничивания резко сокращается. Соответственно можно положить, что поле коэрцитивности равно 60 Э. Естественно, что с увеличением времени ожидания, которое определяется условиями проведения эксперимента, это "критическое" поле уменьшается.

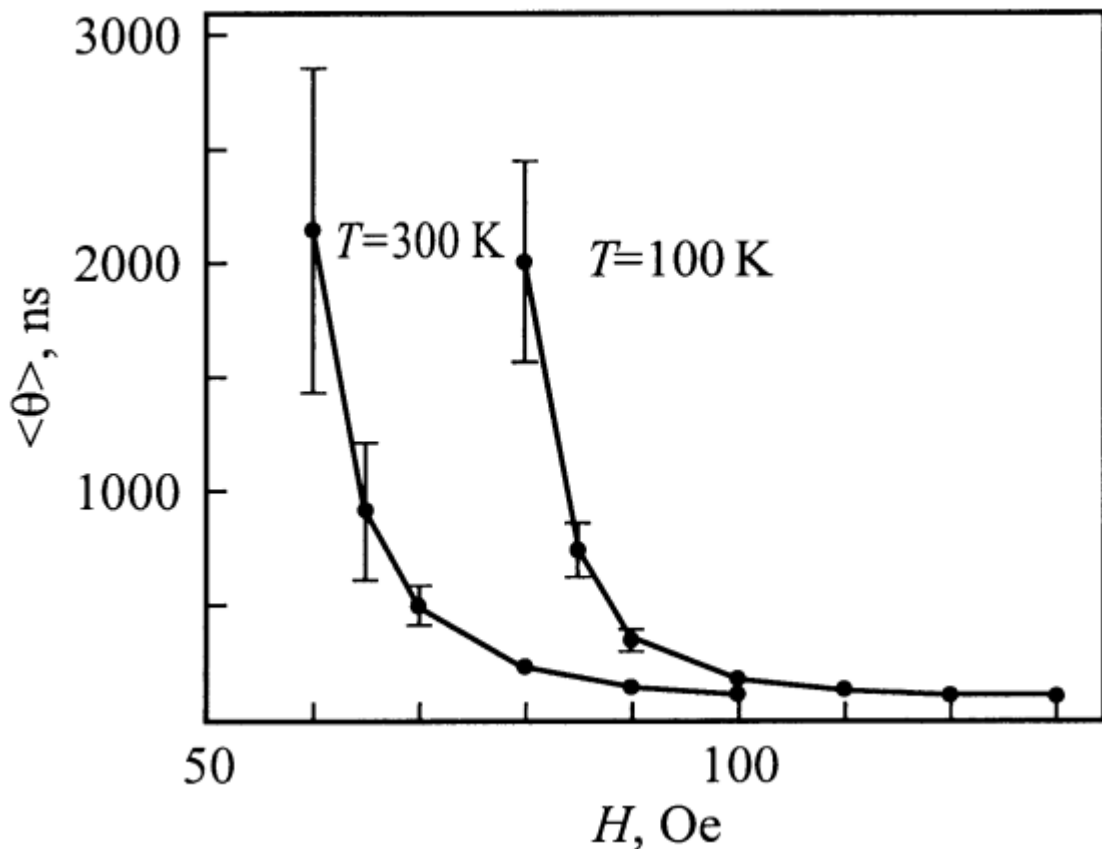


Рис. 1.11. Зависимость времени $\langle\theta\rangle$ ожидания "перемагничивания" цепочки из 50 частиц от внешнего поля при двух значениях температуры. Для температуры $T = 300$ К усреднение проводилось по 20 реализациям, а для $T = 100$ К — по 30 реализациям.

1.3. Эффекты магнитоэлектронного взаимодействия в системе наночастиц Co с бистабильным внутренним состоянием

При рассмотрении систем магнитных наночастиц, в предыдущих разделах, предполагалось, что частицы достаточно малы, магнитным состоянием отдельной частицы является одно-

доменное состояние и, поэтому, она может быть смоделирована точечным диполем. В том случае, если частицы имеют большой размер, и в них могут реализовываться различные конфигурации намагниченности, ситуация может значительно измениться. При этом межчастичное магнитостатическое взаимодействие может изменять энергию магнитных состояний отдельной частицы, делая то или иное состояние энергетически выгодным. И наоборот, частицы, находящиеся в разных магнитных состояниях создают вокруг себя разные поля рассеяния, что приводит к изменению межчастичного взаимодействия.

В данном разделе методами численного микромагнитного моделирования решается задача о магнитных состояниях двух взаимодействующих магнитных нанодисков.

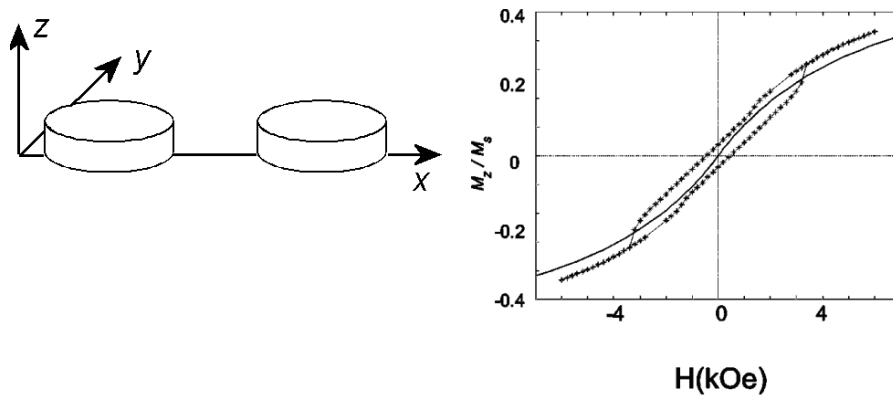


Рис. 1.12. Слева - геометрия системы, справа - перпендикулярная составляющая намагниченности в системе двух частиц $T = 4$ К, когда внешнее поле прикладывается вдоль пары (сплошная линия) и перпендикулярно этому направлению (звездочки). Угол между внешним полем и плоскостью дисков составляет 45° .

Моделирование проводилось на основе численного решения системы уравнений Ландау-Лифшица для намагниченности системы с использованием специального программного пакета SIMMAG разработанного в ИФМ РАН [51]. Уравнение Ландау - Лифшица описывает релаксацию намагниченности в системе и имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}) - \frac{\gamma \alpha}{M_s} [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff})], \quad (1.39)$$

где \mathbf{M} - намагниченность, γ - гиромагнитное отношение, α - безразмерный параметр затухания, M_s - намагниченность материала при насыщении. Эффективное поле $H_{eff} = -\delta E / \delta M$ является вариационной производной от энергии по намагниченности. Полная энергия частицы может быть определена как

$$E = E_h + E_{ex} + E_m. \quad (1.40)$$

Первый член выражения E_h - энергия взаимодействия между намагниченностью частицы и внешним магнитным полем H . E_{ex} - энергия обменного взаимодействия, E_m - энергия магнито-статического взаимодействия в системе. Подробно используемая численная схема изложена в работе [A2]. Модельные материальные параметры соответствуют материальным параметрам пермаллоя: намагниченность насыщения $M_s = 860 \text{ эрг Гс}^{-1} \text{ см}^{-3}$, константа обменного взаимодействия $A = 1.3 \times 10^6 \text{ эрг/см}$. Шаг сетки численного моделирования выбран на порядок большим, чем обменная длина материала $a = 1.25 \text{ нм}$.

В результате микромагнитного моделирования было определено следующее. Что касается одиночной цилиндрической частицы, то если ее высота и радиус превышают некоторое критическое значение, то основным состоянием частицы является вихревое распределение намагниченности. Этот факт был отмечен ранее в [52]. При меньших размерах основным состоянием частицы является однодоменное состояние. На рисунке 1.13 показано вихревое распределение намагниченности в цилиндрической частице с диаметром 50 нм в нулевом внешнем магнитном поле.

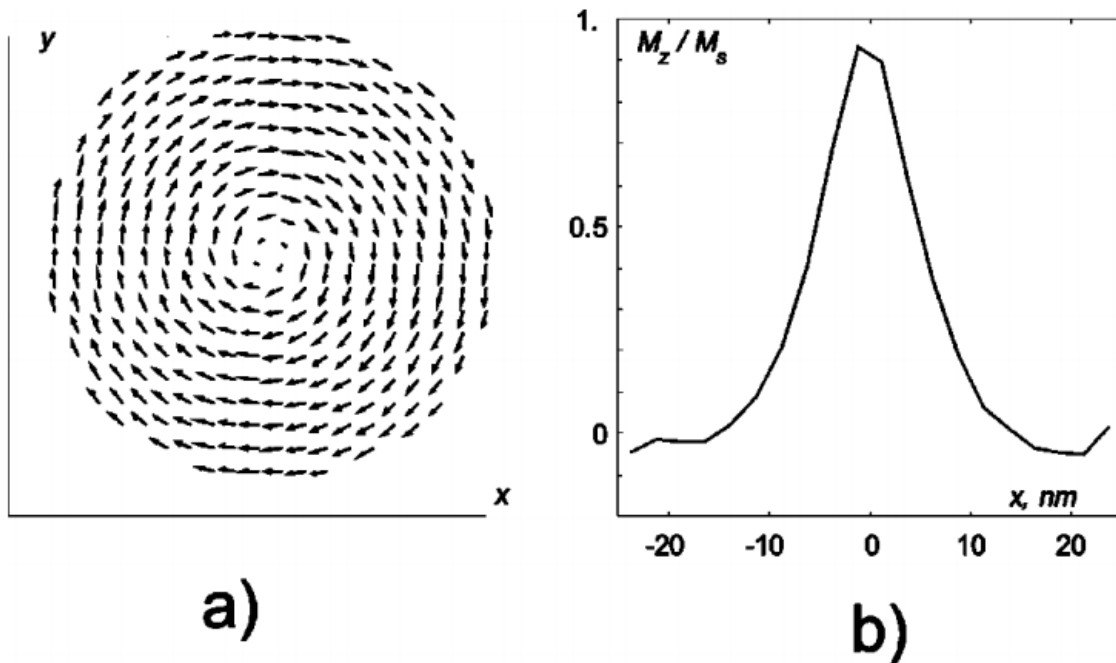


Рис. 1.13. (а) Вихревое распределение намагниченности в цилиндрической частице. (б) Перпендикулярная составляющая величины магнитного момента.

Рассмотрим теперь систему из двух частиц в форме тонких дисков диаметром 50 нм, и толщиной 18 нм, расположенных на расстоянии (между их центрами) 100 нм (рис. 1.12). Для определенности будем считать ось x направленной вдоль линии соединяющей центры частиц. Следуя экспериментальной постановке задачи [53, A4] исследуем кривую намагничивания системы в поле, направленном под углом $\theta = 45^\circ$ к плоскости частиц. При этом рассмотрим 2 раз-

ные ситуации: 1) когда компонента магнитного поля лежащая в плоскости направлена вдоль оси x , соединяющей центры частиц ($\phi = 0$), и 2) когда компонента магнитного поля лежащая в плоскости направлена поперек этой оси ($\phi = 90^\circ$). На рис. 1.12 приведены зависимости перпендикулярной составляющей намагниченности системы. Видно, что в том случае, когда компонента внешнего поля в плоскости направлена перпендикулярно оси x , системе наблюдается гистерезис, в противоположном случае ($\phi = 0$) гистерезис отсутствует.

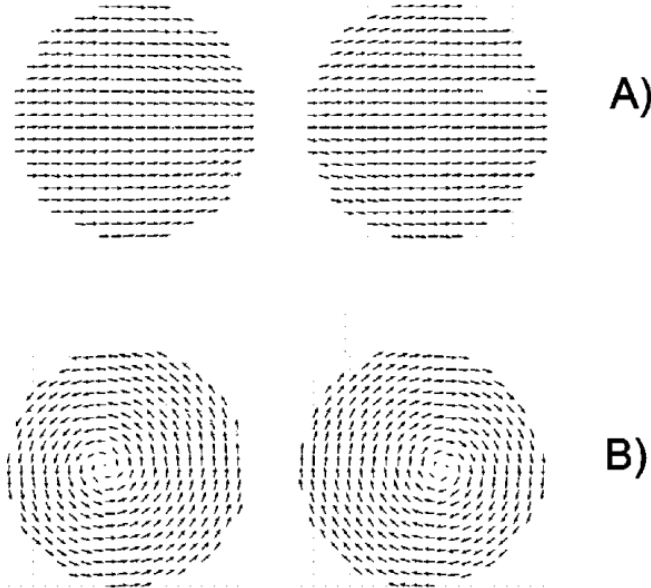


Рис. 1.14. Однородное (а) и вихревое распределение (б) намагниченности в паре магнитных дисков.

Поведение модельной системы полностью соответствует наблюдаемому в эксперименте поведению решетки магнитных нанодисков, и как показывает микромагнитное моделирование, объясняется следующим образом. В том случае, если внешнее магнитное поле направлено вдоль оси системы, намагниченности частиц лежат параллельно на одной оси. В этом случае магнитостатическое взаимодействие между ними имеет эффективный ферромагнитный характер, и, соответственно, понижает энергию в том случае, если частицы находятся в однодоменном состоянии. Соответственно, в остаточном состоянии перпендикулярная намагниченность системы отсутствует, и гистерезис для M_z не наблюдается. В противоположном случае ($\phi = 90^\circ$), частицы во внешнем поле намагничиваются вдоль оси y . При этом магнитостатическое взаимодействие между однородно намагниченными частицами имеет эффективный антиферромагнитный характер и повышает энергию однодоменных состояний. В результате при размагничивании в частицах реализуются вихревые распределения намагниченности, которые практически не генерируют полей рассеяния и поэтому магнитостатическое взаимодействие между частицами отсутствует. Направление коров вихря определяется полем H_z , соответствен-

но коры вихрей сонаправлены и дают вклад в ненулевую остаточную M_z . Результаты микромагнитных расчетов распределения намагниченности в системе двух дисков для обеих рассмотренных ситуаций приведены на рис. 1.14.

1.4. Цепочки магнитных наночастиц на поверхности разбавленного магнитного полупроводника

В разделе экспериментально исследованы свойства цепочки магнитных наночастиц Co расположенных на поверхности магнитного полупроводника (РМП) GaMnAs. Микромостики шириной 1 μm и длиной 10 μm с четырьмя контактными площадками изготавливались из пленки GaMnAs методами УФ - фотолитографии. Исходный слой $\text{Ga}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{As}$ толщиной 100 нм был выращен на полуизолирующей подложке (001) GaAs методами сверхвысоковакуумной (10^{-10} Торр) молекулярно-лучевой эпитаксии. Температура Кюри полученной пленки РМП составляет ~ 110 К.

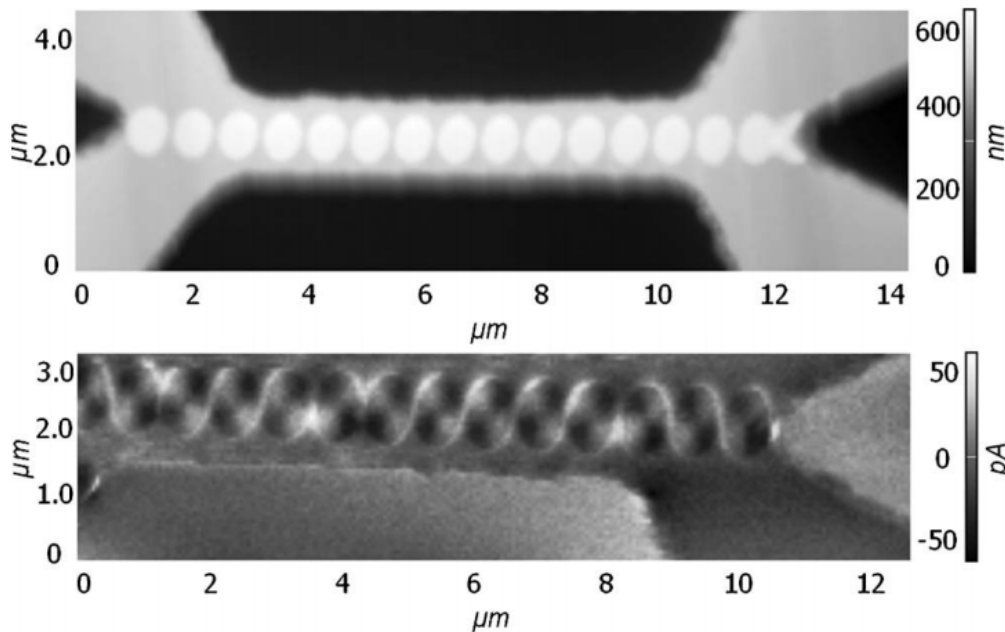


Рис. 1.15. Изображения гетероструктуры № 2 (см. Табл. 1). Сверху изображение образца, полученное с помощью атомно-силовой микроскопии, снизу - МСМ изображение, частицы находятся в вихревом состоянии. Из-за эллиптической формы частиц вихри являются источниками квадрупольных магнитных полей рассеяния, которые позволяют различать вихри, закрученные по (спиральность = $-\pi/2$) и против часовой стрелки (спиральность = $\pi/2$).

Используя методы электронно-лучевой литографии, на поверхности микромостика GaMnAs была сформирована цепочка частиц Co (рис. 1.15). При литографировании была использована двухслойная маска из пленки C₆₀, в качестве чувствительного слоя, и пленки Ti в качестве передающего слоя. Металлические пленки наносились методом магнетронного напыления. Технология формирования наночастиц имеет следующие стадии. Слой фуллерена осаждался методом сублимации при температуре 350 С в вертикальном реакторе с горячими стенками при охлаждении подложки жидким азотом. Литографическая маска формировалась при локальной экспозиции слоя C₆₀ электронным пучком в микроскопе JEM-2000EX, доза облучения составляла 0,05-1,1 Кл/см². Экспонированные образцы обрабатывались толуолом в течение 1 мин. Затем маска, сформированная в слое фуллерена, переносилась в слой Ti при помощи плазменного травления в атмосфере CF₂Cl₂. На последнем этапе проводилось ионное травление слоя Co ионами Ag⁺. Перед осаждением пленки Co микромостик GaMnAs покрывался слоем SiO₂ толщиной 50 нм для предотвращения электрического контакта между мостиком и наночастицами Co. Изолирующий слой необходим для устранения возможных эффектов прямого обменного взаимодействия между частицами Co и РМП.

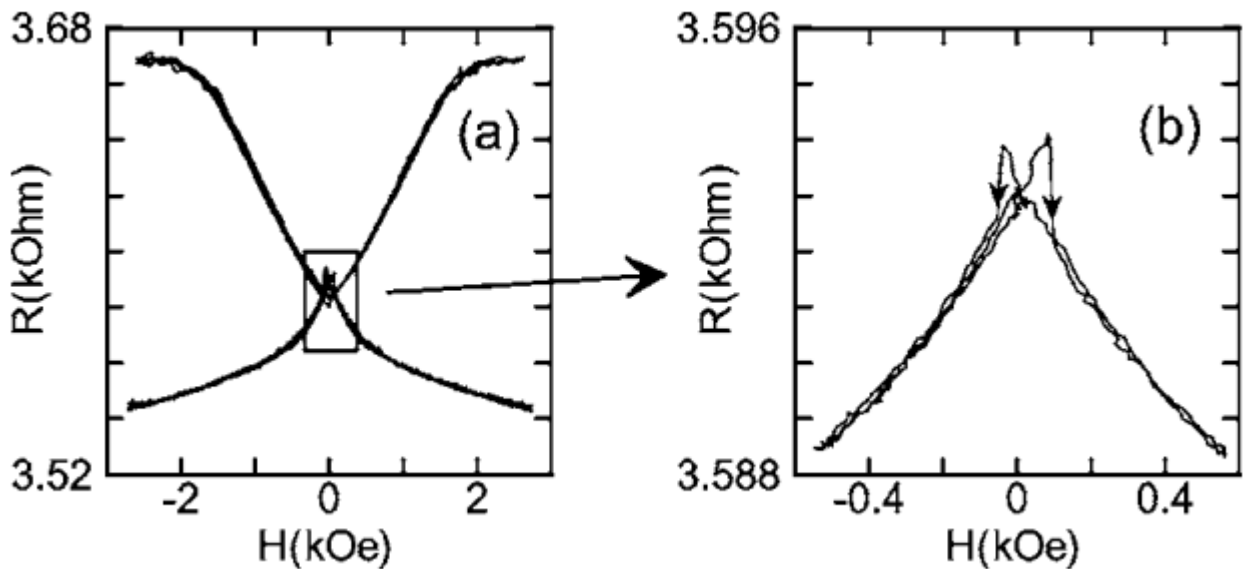


Рис. 1.16. (а) Магнитосопротивление исходного (без частиц) микромостика РМП при температуре 4,2 К. Верхняя линия - поле перпендикулярно току; нижняя линия - поле параллельно току. (б) увеличенное изображение, виден гистерезис сопротивления в малом параллельном поле.

Магнитосопротивление чистого мостика GaMnAs демонстрирует типичный для материала анизотропный характер [54, 55], рис. 1.16. Наибольшее сопротивление наблюдается в геометрии внешнего поля перпендикулярного направлению тока, а самое низкое сопротивление - в параллельной конфигурации. Вблизи температуры магнитного фазового перехода критические

флуктуации приводят к увеличению сопротивления мостика GaMnAs [56,57]. При приложении внешнего поля происходит подавления этих флуктуаций, и максимум сопротивления сдвигается в область более высоких температур. Значение температуры Кюри, определяющее положение максимума сопротивления, очень чувствительно к качеству пленки РМП. Чтобы убедиться, что литографические операции не приводят к деградации свойств GaMnAs, температурные измерения сопротивления мостика проводились после каждой стадии литографического процесса.

Магнитное состояние частиц было исследовано при помощи МСМ, рис. 1.15. В зависимости от размера и формы частиц их магнитное состояние может быть либо вихревым, либо однодоменным [52, 58, 59]. Для частиц с промежуточными размерами оба состояния являются стабильными. В этом исследовании размер и форма частиц были тщательно выбраны для реализации необходимых магнитных состояний. Частицы Co имели эллиптическую форму с различными пропорциями. Длинная ось эллипсоида была либо параллельна, либо перпендикулярна к направлению вдоль GaMnAs мостика. Геометрические параметры исследуемых структур приведены в таблице 1.1.

№	a (нм)	b (нм)	d (нм)	SiO ₂ подслой	Состояние при H=0
1	900	650	400	+	v
2	650	900	100	+	v
3	800	450	400	+	sd
4	400	750	250	+	sd
5	300	700	150	-	v или sd

ТАБЛИЦА 1.1. Параметры исследуемых гетероструктур: a и b - размеры частиц в направлении вдоль и поперек GaMnAs мостика, d - расстояние между частицами, v и sd - вихревые и однодоменные состояния. Толщина частиц составляет 22 нм.

МСМ измерения показали, что в нулевом внешнем магнитном поле намагниченность частиц Co в структурах №1 и №2 всегда находилась в вихревом состоянии, тогда как наночастицы в структурах №3 и №4 всегда находились в однодоменном состоянии. Состояние частиц в структуре №5 зависело от предыстории и могло быть как вихревым, так и однодоменным.

Измерения зависимости сопротивления гетероструктуры от внешнего магнитного поля проводились при 4,2 К в магнитном поле до 3 кЭ. В целом магнитосопротивление структур №1 - 4 имеет тот же анизотропный характер, что GaMnAs мостик без частиц Co; самое низкое сопротивление было получено, когда поле было параллельно направлению тока. Структуры с частицами в вихревом состоянии (№1 и №2) демонстрируют ступеньку на кривой магнитосопротивления при перемагничивании. Эта ступенька связана с перемагничиванием самого

GaMnAs и соответствует ступеньке на кривой магнитосопротивления чистого мостика (рис. 1.16b). При повторном намагничивании структуры в том же направлении, ступеньки не наблюдаются, поскольку в системе не происходит перемагничивания. Так как сами частицы находятся в вихревом состоянии, то их намагничивание происходила путем постепенного сдвига магнитного вихря под действием внешнего поля, при этом поля рассеяния частиц также изменяются постепенно. Наличие этих дополнительных полей рассеяния меняет форму кривой магнитосопротивления, но не приводит к появлению дополнительных ступенек на кривой.

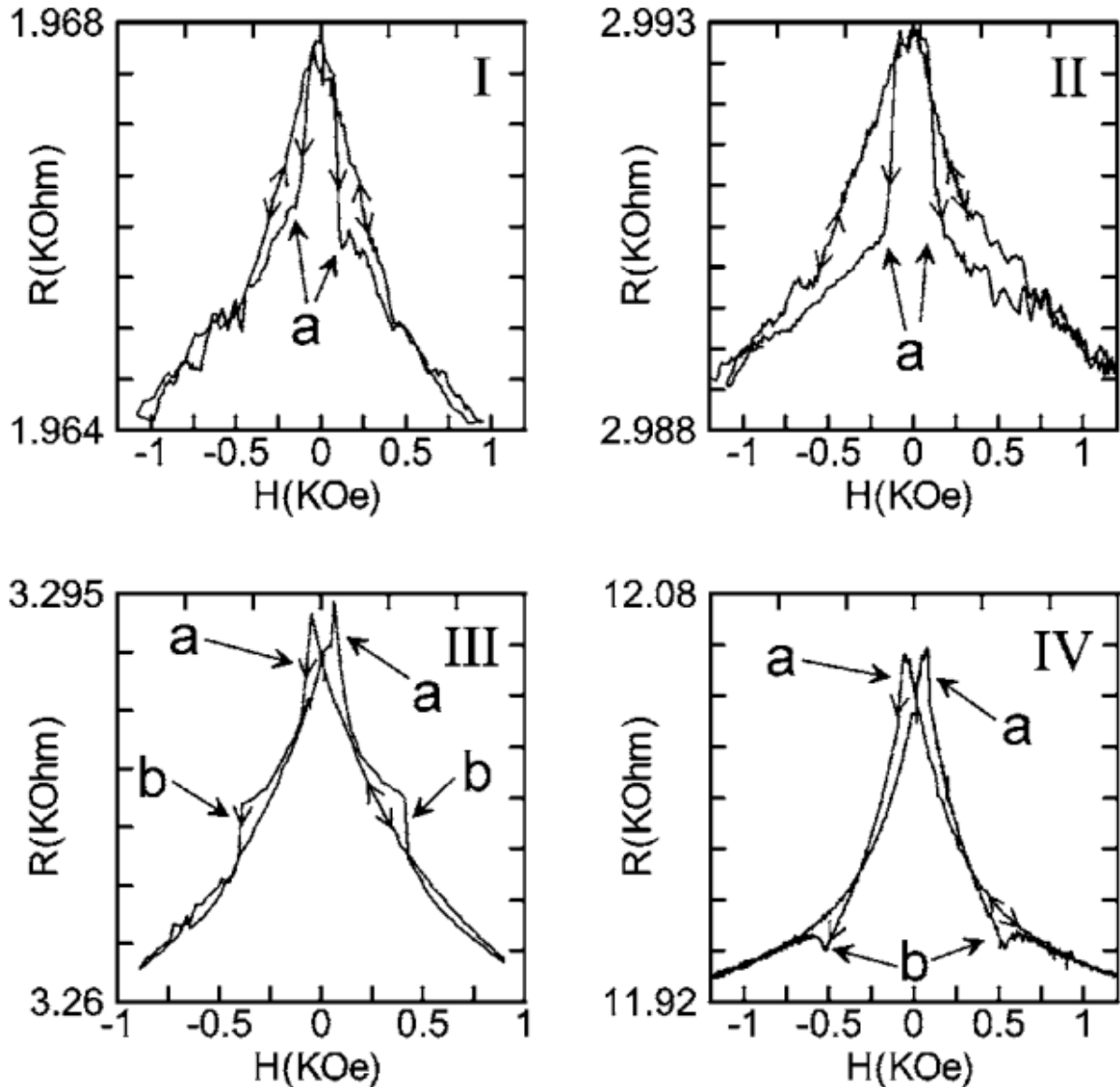


Рис. 1.17. Продольное магнитосопротивление структур № 1 - 4 (см. Табл. 1) . "a" - ступеньки, связанные с перемагничиванием самого РМП мостика, "b" - ступеньки, связанные с изменением намагниченности в подсистеме наночастиц Co.

Ситуация иная в случае гетероструктур с однодоменными частицами (III, IV). В этом случае на кривой магнитосопротивления наблюдается возникновение дополнительной ступеньки в полях $0,4 \div 0,5$ кЭ. Эта величина соответствует величине поля перемагничивания однодоменных частиц, которые были определены при помощи прямых МСМ наблюдений. Это указывает на то, что этот дополнительный ступенька обусловлена перемагничиванием частиц Co, которое сопровождается резким изменением распределения полей рассеяния цепочки ферромагнитных и приводит к заметному (0,3%) изменению сопротивления гетероструктуры. Еще один интересный результат был обнаружен для структуры №5, поперечное магнитосопротивление которого показано на рис. 1.18. Хотя в отличие от других структур он не имеет изолирующего подслоя SiO₂ между частицами Co и GaMnAs, его магниторезистивные кривые очень похожи на кривые структуры №4. Обе эти структуры имеют эллиптические частицы Co ориентированные перпендикулярно мостику. Схожесть кривых магнитосопротивления говорит о том, что только магнитные поля рассеяния частиц влияют на транспортные свойства GaMnAs, в то время как обменное взаимодействие между частицами и РМП незначительно. При этом оказалось, что в случае структуры №5 на кривой магнитосопротивления удалось разрешить ступеньки вызванные перемагничиванием отдельных частиц (рис. 1.18.).

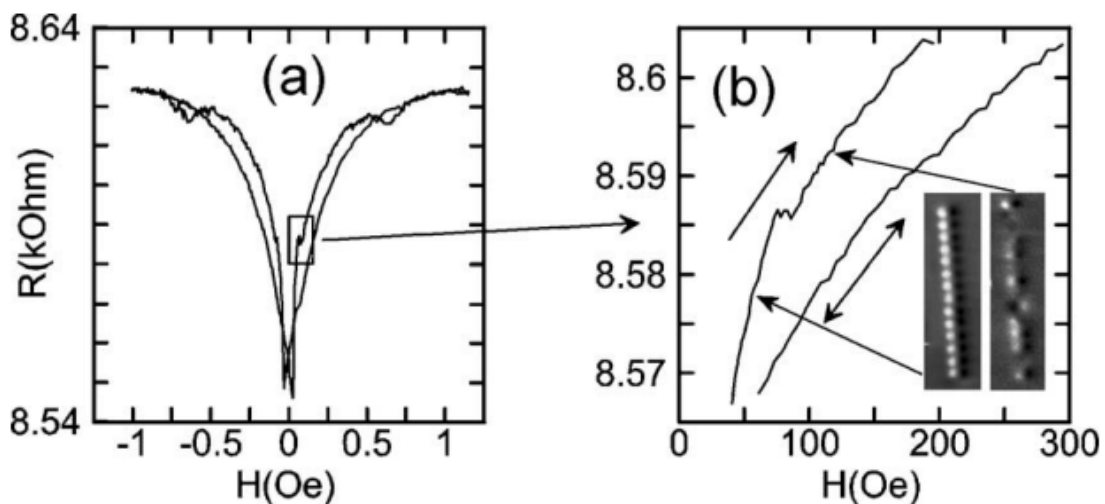


Рис. 1.18. (а) Поперечное магнитосопротивление структуры № 5, когда частицы находятся в однодоменном состоянии. (б) Увеличенное изображение ступеньки на кривой. Стрелки обозначают направление изменения внешнего поля. На вставках показаны магнитосиловые изображения цепочки частиц Co до, и после ступеньки на кривой магнетосопротивления.

Ступеньки на кривой наблюдаются лишь при перемагничивании структуры, и отсутствуют при повторном намагничивании системы в одном и том же направлении. Перемагничивание частиц идентифицировалось при помощи МСМ измерений. Левое МСМ изображение на рис.

1.18.b показывает, что непосредственно перед ступенькой частицы находятся в однородно ориентированных однодоменных состояниях. После перехода через ступеньку часть частиц перемагнитилась в противоположном направлении.

Поскольку как однодоменное, так и вихревое состояния были устойчивы в нулевом внешнем поле для структуры 5, было сделано сравнение сопротивления структуры с частицами в вихревом состоянии с тем же образцом, но с частицами в однодоменном состоянии. Вихревое распределение намагниченности в частицах формировалось под действием локальных магнитных полей зонда магнитосилового микроскопа [60]. При 4.2К сопротивление в вихревом состоянии оказалось на 0,3% ниже, чем в однодоменном состоянии. Хотя это увеличение было невелико, это означает, что изменение магнитного состояния частиц привело к разному распределению конфигурации неоднородных магнитных полей, создаваемых частицами Co, в РМП.

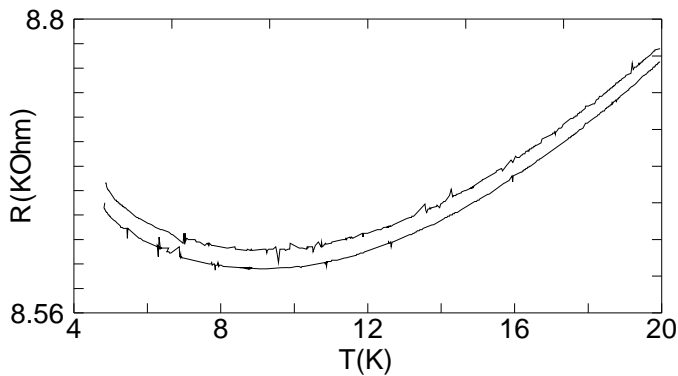


Рис. 1.19. Температурные зависимости сопротивления структуры №5 при разных магнитных состояниях наночастиц Co. Нижняя кривая - частицы в вихревом состоянии, а верхняя - частицы в однодоменном состоянии.

Кратко формулирую результат, полученный в разделе. Установлено, что магнитосопротивление мостика GaMnAs зависит от магнитного состояния частиц Co расположенных на его поверхности. Перемагничивание магнитных частиц изменяет поля рассеяния и приводит к появлению ступеньки на кривой магнитосопротивления. Влияние полей рассеяния частиц является доминирующим, эффект прямого обмена между GaMnAs и Co-частицами невелик.

Глава 2. Скирмионы в магнитных наноструктурах

В главе представлены результаты теоретических работ, в которых впервые были предложены и обоснованы методы наноструктурирования магнитных пленок с перпендикулярной магнитной анизотропией, позволяющие создавать в них топологически заряженные распределения намагниченности, а также результаты экспериментов, в которых эти идеи были практически реализованы. Стабилизация топологически заряженных состояний обусловлена балансом энергии дальнедействующего магнитостатического взаимодействия и энергии междоменных границ в системе.

Солитонные решения для распределения намагниченности, несущие топологический заряд в магнитных материалах хорошо известны с конца 70-х годов [61,62]. В последствии подобные распределения намагниченности были экспериментально зафиксированы в хиральных магнетиках [63-65]. В случае, когда направление магнитного момента в солитоне меняется непрерывно, обертывая единичную сферу, такой солитон имеет топологию двумерного скирмиона. Соответствующий топологический инвариант, который сохраняется при неразрывной деформации поля вектора намагниченности, имеет вид [5]

$$N_{sc} = \frac{1}{4\pi} \iint \mathbf{n} \left(\frac{\partial \mathbf{n}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial y} \right) d^2 \mathbf{r}, \quad (2.1)$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{M}/M$ и называется скирмионным (топологическим) зарядом, а подынтегральное выражение, соответственно, локальной плотностью топологического заряда. Из (2.1) видно, что плотность топологического заряда пропорциональна локальной некомпланарности в распределении намагниченности. Эта некомпланарность намагниченности, связанная с топологической природой магнитного скирмиона, влияет на динамику электронов проводимости, что приводит к появлению у них необычных спин-электронных свойств, таких как топологический эффект Холла [7, 66-68], движение под действием электрических токов малой плотности [8,69,70], скирмионный эффект Холла [71], флексомагнетоэлектрический эффект [72], необычные спин-волновые свойства [73,74]. Это позволяет надеяться на то, что в дальнейшем материалы, в которых реализуются магнитные скирмионные состояния, могут быть использованы при создании интегральных твердотельных устройств объединяющих в себе возможности одновременного хранения и обработки информации. Существенным недостатком хиральных магнетиков для их практического применения является то, что обычно скирмионы устойчивы в них в узкой области низких температур и внешних магнитных полей (см. Табл. 1 из работы [5]). Это обусловлено тем, что в хиральных магнитных материалах скирмионы стабилизированы благодаря релятивистскому взаимодействию Дзялошинского-Мория (ДМ) [75-77], которое обычно слабо. В связи с

этим встает вопрос о поисках путей стабилизации магнитных скирмионных состояний устойчивых при комнатной температуре в традиционных магнитных материалах с одноосной перпендикулярной магнитной анизотропией. Кроме того, необходимо учесть, что величина эффектов связанных с топологическими свойствами скирмионов пропорциональна плотности топологического заряда в системе. То есть необходимо, чтоб скирмионы были достаточно небольшими по размеру (характерный размер скирмионов в хиральных магнетиках составляет 50 - 100 нм [64]) для того чтобы можно было экспериментально наблюдать эффекты, связанные с топологией в распределении намагниченности. В принципе хорошо изученные цилиндрические магнитные домены (ЦМД), которые можно стабилизировать в железо-иттриевых гранатах (ЖИГ) при приложении внешнего магнитного поля, имеют топологию магнитных скирмионов [5,78] (так называемые мягкие ЦМД). Тем не менее, непроводящий характер этих материалов делает невозможным использование уникальных транспортных эффектов, связанных с магнитными скирмионами. Таким образом, остается актуальной задача по реализации топологически заряженных распределений намагниченности в традиционных проводящих магнитных материалах, таких как пленки и сверхрешетки из чередующихся магнитных и немагнитных слоев Co, Fe/Pt, Pd, Ru, Ir, Cu, Au обладающих одноосной анизотропией [79-83], но в которых отсутствует взаимодействие Дзялошинского-Мория.

Один из путей достижения стабилизации скирмионов в магнитных пленках без взаимодействия Дзялошинского-Мория - это наноструктурирование материала. Возможность такого подхода была теоретически обоснована в [84], где авторы предложили формировать на поверхности пленки CoPt, обладающей перпендикулярной анизотропией, наночастицы Co, у которых анизотропия типа легкая плоскость. В том случае, если размеры частицы таковы, что в ней формируется магнитный вихрь, то *благодаря обменно-взаимодействию* между частицей и подлежащей пленкой в ней может стать устойчивым скирмионное распределение намагниченности. В последствии этот подход был успешно реализован в эксперименте [85,86]. При этом для инициализации решетки скирмиона в образце требуются сложные манипуляции с внешним магнитным полем, в то время как максимальная плотность заряда скирмионов, достигнутая в эксперименте максимально составляла всего $4 \mu\text{m}^{-2}$ [88].

В данной Главе приводятся и обсуждаются результаты теоретических и экспериментальных работ, в которых предложены и реализован альтернативный метод стабилизации магнитных скирмионов. Основополагающая идея заключается в том, что если создать область, в которой плотность энергии доменной стенки будет отличаться от таковой в окружающей пленке, то это может привести к локальной стабилизации скирмиона, так как поменяется баланс между его магнитостатической энергией и энергией его доменной стенки. Действительно, в отсутствии

внешнего магнитного поля энергия ЦМД включает в себя его магнитостатическую энергию и энергию доменной стенки:

$$E(r) = \pi r h \sigma_0 + E_D(r), \quad (2.2)$$

где r - радиус ЦМД, h - толщина магнитной пленки, σ_0 - плотность энергии доменной стенки на единицу длины, E_D - магнитостатическая энергия ЦМД. Характерный вид производной энергии ЦМД по его радиусу представлен на рис. 2.1., при этом линейная плотность доменной стенки

$$\rho = h\sigma = 4h(AK)^{1/2}, \quad (2.3)$$

где A - константа обменного взаимодействия, K - константа анизотропии, входит в выражение для производной как аддитивная константа. Видно, что производная энергии монотонно убывает с радиусом ЦМД, единственная точка пересечения с осью ординат соответствует неустойчивому состоянию равновесия, разделяющему области сжатия и расширения ЦМД. При этом тип неустойчивости ЦМД (коллапс или расширение) зависит от материальных параметров, толщины магнитной пленки и начального радиуса ЦМД. В пленках тоньше некоторого критического размера (ниже буду называть их "тонкими") ЦМД испытывает коллапс независимо от своего начального размера. Пленки толщиной большей критической ниже будут обозначаться как "толстые".

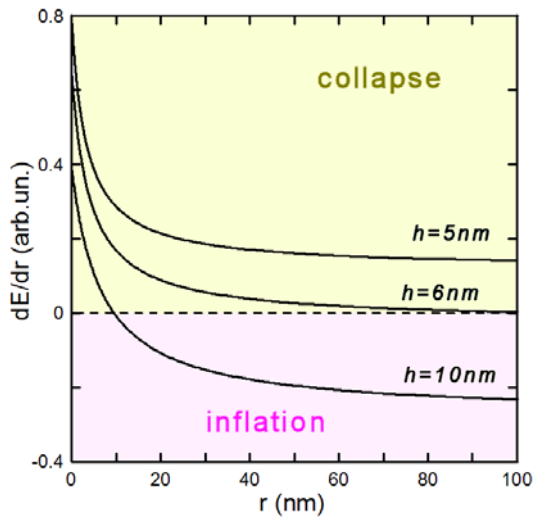


Рис. 2.1. Зависимость производной энергии E цилиндрического магнитного домена по его радиусу r в для разных толщин магнитной пленки h в магнитной пленке. Расчет сделан для материальных параметров характерных для металлических пленок с перпендикулярной анизотропией $M_s = 800 \text{ эрг Гс}^{-1} \text{ см}^{-3}$, $A = 10^{-6} \text{ эрг/см}$, $K_0 = 5 \times 10^6 \text{ эрг/см}^3$.

Ситуация с устойчивостью ЦМД может существенно измениться, если ρ имеет разные значения в разных областях пленки. В этом случае области с меньшим значением ρ могут служить локальными потенциальными ямами для ЦМД, в которых они станут устойчивыми. Реа-

лизовать такую ситуацию, как видно из выражения для (2.3) можно двумя путями. Первый это пространственное модулирование толщины магнитной пленки. В этом случае $\rho(x,y) = h(x,y)\sigma_0$, очевидно, энергия доменной стенки будет меньше в местах утоньшения пленки. Второй путь это пространственное модулирование самой плотности энергии доменной стенки путем локального изменения материальных параметры магнитной пленки, например ее анизотропии: $\rho(x,y) = h(x,y)\sigma = 4h(AK(x,y))^{1/2}$.

Таким образом, если создать область, в которой плотность энергии доменной стенки будет отличаться от таковой в окружающей пленке, то это может привести к локальной стабилизации скирмиона, так как поменяется баланс между его магнитостатической энергией и энергией его доменной стенки. Как показали теоретические расчеты и последующие эксперименты, диаметр стабильного магнитного скирмиона в этом случае может достигать 50 - 100 нм, что сравнимо с размерами скирмионов в хиральных магнетиках и соответствует плотностям топологического заряда 25 - 100 $\mu\text{м}^{-2}$, что на порядок превышает ранее достигнутые значения в магнитных наноструктурах [87].

Известно, что в зависимости от состава материала магнитной пленки (CoPt, FePt, FePd), обладающей перпендикулярной магнитной анизотропией, ее материальные параметры могут варьироваться в широких пределах, именно: $M_s = 500 \div 1300 \text{ эрг Гс}^{-1}\text{см}^{-3}$, $A = 5 \times 10^{-8} \div 2 \times 10^{-6} \text{ эрг/см}$, K_0 до 10^8 эрг/см^3 (это, соответственно, намагниченность насыщения, коэффициент обменного взаимодействия и величина одноосной анизотропии) [84,88 - 93]. В расчетах сделанных в Главе были использованы значения именно из этих пределов. Раздел 2.1 посвящен исследованию решеток магнитных скирмионов в пленке с пространственно модулированной толщиной, в Разделе 2.2 рассмотрены магнитные скирмионы в пленках с пространственно модулированными материальными параметрами. Приведенные ниже результаты опубликованы в работах [A20, A23, A24, A25, A26] из списка работ автора.

2.1. Магнитные скирмионы в пленках с латерально модулированной величиной перпендикулярной анизотропии.

2.1.1. Аналитические оценки условий устойчивости одиночного магнитного скирмиона

Рассмотрим проблему устойчивости ЦМД в бесконечной магнитной пленке, имеющей цилиндрическую область с измененными материальными параметрами, как показано на рис. 2.2. Область 0 (периферия) представляет собой однородный материал, характеризуемый параметрами магнитной анизотропии K_0 и константой обменного взаимодействия A_0 , а область 1, круг-

лая центральная часть с центром $r = 0$ и радиусом $r = r_0$, представляет собой область с измененными значениями анизотропии и обменного взаимодействия K_1 и A_1 .

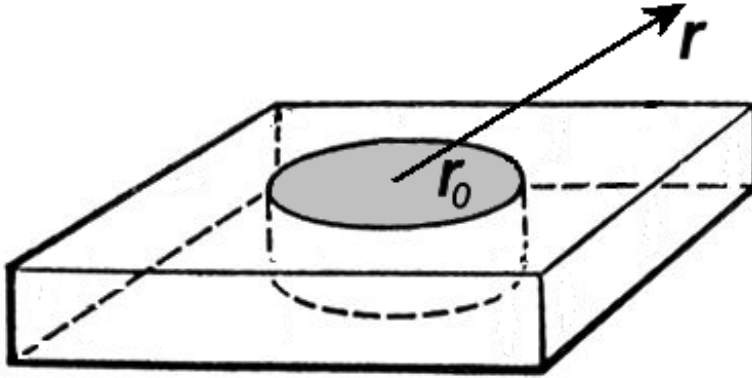


Рис. 2.2. Геометрия области с измененными параметрами

При этом направление легкого намагничивания перпендикулярно к пленке, а величина намагниченности насыщения M_s одинакова для обеих областей. Толщина пленки равна h . Рассмотрим ЦМД радиуса r , центр которого совпадает с центром цилиндрической области координат. В этом случае полная энергия системы:

$$E = E_\sigma + E_H + E_D. \quad (2.4)$$

Здесь E_σ - энергией доменной стенки ЦМД, E_H - энергия взаимодействием с внешним магнитным полем, E_D - энергия размагничивающих полей ЦМД в бесконечной пленке. Так как пленка толщина пленки h и намагниченность насыщения M_s не зависят от координат в плоскости, можно воспользоваться полученным ранее выражением для магнитостатической энергии ЦМД в однородной магнитной пленке [4]. При этом в отличие от классической задачи, в рассматриваемом случае энергия доменной стенки на единицу площади зависит от положения доменной стенки, то есть $\sigma_i = 4(A_i K_i)^{1/2}$, где A_i и K_i это обменные и константы анизотропии соответствующей области. Кроме того, учтем два факта: (1) в реальной системе граница между областями с разными материальными параметрами будет размыта, и (2) доменная стенка имеет собственную толщину, которая равна $2\pi(A_i/K_i)^{1/2}$, что составляет порядка 5 - 10 нм в рассматриваемых материалах. Соответственно когда доменная стена смещается из области центральной области, она плавно меняет свою энергию. В рамках модели использована следующая зависимость плотности энергии доменной стенки от ее положения:

$$\sigma(r) = \frac{\sigma_0 + \sigma_1}{2} + \frac{\sigma_0 - \sigma_1}{2} \tanh \frac{r - r_0}{\delta/2}. \quad (2.5)$$

Феноменологический параметр δ характеризует пространственный масштаб, на котором плотность энергии доменной стенки меняет свое значение. Очевидно, оценкой снизу для δ будет толщина самой доменной стенки.

Равновесный радиус ЦМД в системе определяться условиями $dE/dr = 0$, $d^2E/dr^2 = 0$. Введем безразмерные энергию, магнитное поле, радиус и характерную длину

$$\varepsilon = W / 16\pi^2 M_s^2 h^3, \quad (2.6)$$

$$\mathcal{H} = H / 4\pi M_s, \quad (2.7)$$

$$x = r / h. \quad (2.8)$$

В этих условиях безразмерная энергия доменной стенки (2.5) принимает вид

$$\lambda(x) = \frac{\sigma(x)}{4\pi h M_s^2} = \frac{\lambda_0 + \lambda_1}{2} + \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{2} \tanh \frac{x - x_0}{\Delta/2} \quad (2.9)$$

Здесь индекс i обозначает соответствующую область, $x_0 = r_0/h$ и $\Delta = \delta/h$. Таким образом, зависимость энергии ЦМД от его радиуса принимает вид

$$\varepsilon(x) = x\lambda(x)/2 + \mathcal{H}x^2 + \varepsilon_D(x). \quad (2.10)$$

Для определения условий устойчивости найдем выражения для производных всех членов выражения (2.7). Для энергии доменной стенки оно имеет вид

$$\frac{d\varepsilon_\sigma(x)}{dx} = \frac{\lambda_0 + \lambda_1}{4} + \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{4} \operatorname{th} \frac{x - x_0}{\Delta/2} + \frac{2(\lambda_0 - \lambda_1)x}{\Delta [\exp(2(x - x_0)/\Delta) + \exp(2(x_0 - x)/\Delta)]^2}. \quad (2.11)$$

Производная второго члена очевидна. Так как в рассматриваемой модели пленка однородна по толщине и по величине M_s , для магнитостатической энергии можно использовать известное решение Тиле [95,96], полученное в виде полного эллиптического интеграла второго рода. Но для простоты и наглядности получаемых решений лучше воспользоваться более простым рациональным выражением, предложенным в [94]:

$$\frac{d\varepsilon_D(x)}{dx} = -\frac{x}{1 + 3x/2}. \quad (2.12)$$

Оно с хорошей степенью точности совпадает с точным выражением, предложенным Тиле, но сильно упрощает вычисления.

Получающийся вид зависимостей кривые $d\varepsilon/dx$ для возможных параметров системы представлены на рис. 2.3. для нулевого значения внешнего магнитного поля. Знак второй производной, определяющий устойчивость очевиден из формы кривых. ЦМД неустойчив при нулевом внешнем поле в однородной магнитной пленке, в зависимости от толщины пленки и параметров материала он либо расширяется с последующим превращением в лабиринтную доменную структуру либо коллапсирует, что соответствует монотонности поведения $d\varepsilon/dx$ (рис. 2.1, 2.3).

Пространственная модуляция материальных параметров магнитного материала может предотвратить оба типа развития неустойчивости.

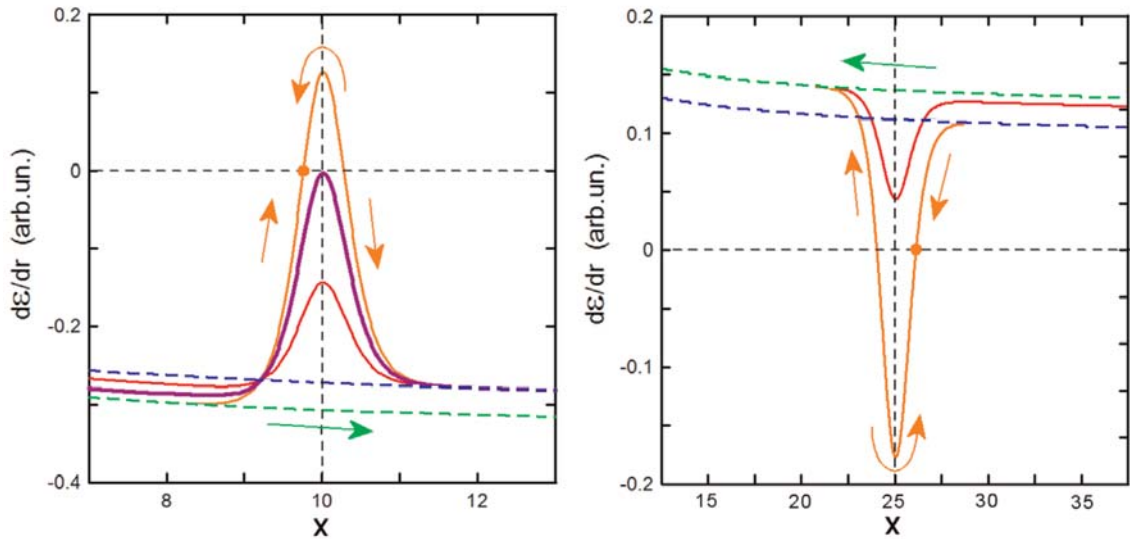


Рис. 2.3. Слева: вид $d\varepsilon/dx$ для "толстой" пленки с $x_0 = 10$, $\Delta = 0.85$ и $\lambda_0 = 0.7$. Верхняя линия с пиком соответствует $\lambda_1 = 0.64$ (ЦМД стабилен), нижняя линия с пиком соответствует $\lambda_1 = 0.68$ (ЦМД неустойчив). Толстая линия ($\lambda_1 = 0.66$) соответствует границе стабильности ЦМД. Пунктирные линии (нижняя и верхняя) соответствуют однородной магнитной пленке с $\lambda_1 = \lambda_0 = 0.64$ и $\lambda_1 = \lambda_0 = 0.7$ (ЦМД неустойчив). Справа: Вид $d\varepsilon/dx$ для "тонкой" пленки с $x_0 = 25$, $\Delta = 1.84$ и $\lambda_1 = 1.76$. Нижняя линия с провалом соответствует $\lambda_1 = 1.71$ (ЦМД стабилен), верхняя с провалом соответствует $\lambda_1 = 1.74$ (ЦМД неустойчив). Пунктирные линии (верхняя и нижняя) соответствуют однородной магнитной пленки с $\lambda_1 = \lambda_0$ (ЦМД неустойчив).

Первая ситуация представлена на рис. 2.3. слева Безразмерные значения, используемые для расчета кривых, соответствуют следующей размерным значениям геометрических и материальных параметров: $h = 10$ нм, $r_0 = 100$ нм, $\delta = 8.5$ нм, $M_s = 950$ эрг Гс⁻¹см⁻³, $A_1 = A_0 = 5 \times 10^{-7}$ эрг/см, $K_0 = 5 \times 10^6$ эрг/см³. Различные кривые $d\varepsilon/dx$ на графике соответствуют различным значениям константы анизотропии. Для однородных пленок построены две монотонные кривые с $K_0 = 8 \times 10^6$ эрг/см³ (верхняя пунктирная) и $K_0 = 6.5 \times 10^6$ эрг/см³ (нижняя пунктирная). $d\varepsilon/dx < 0$ в этих случаях соответствует расширению ЦМД, которое обычно и наблюдается в толстых однородных пленках в нулевом внешнем поле. В случае, когда значение λ_1 (или анизотропия в смысле размерных параметров) внутри центральной области уменьшается по сравнению с λ_0 или анизотропией остальной части пленки, ситуация меняется: на зависимости $d\varepsilon/dx$ появляется локальный максимум. Высота возникающего пика зависит от того, насколько анизотропия K_1 в центральной области отличается от анизотропии K_0 в остальной пленке. Если

это различие невелико, максимум на кривой $d\varepsilon/dx$ не достигает нулевого значения и ЦМД остается неустойчивым. Этому случаю соответствует нижняя линия на графике ($K_0=8 \times 10^6$ эрг/см³, $K_1=7.5 \times 10^6$ эрг/см³). При дальнейшем уменьшении значения K_1 максимум $d\varepsilon/dx$ растет и, наконец, достигает нулевого значения (толстая линия, $K_0=8 \times 10^6$ эрг/см³, $K_1=6.97 \times 10^6$ эрг/см³). При этих параметрах ЦМД становится устойчивым и остается таковым при дальнейшем уменьшении K_1 по сравнению с K_0 . Например, верхняя (оранжевая) линия соответствует значению $K_1=6.5 \times 10^6$ эрг/см³ и пересекает уровень нулевого значения дважды. Соответственно, в этом случае ЦМД может иметь два равновесных радиуса, так как $d\varepsilon/dx = 0$ в обеих точка. Очевидно, при меньшем значении радиуса условие $d^2\varepsilon/dx^2 > 0$ выполнено, соответственно ЦМД является устойчивым. Большее значение радиуса соответствует точке неустойчивого равновесия ($d^2\varepsilon/dx^2 < 0$) Стрелки на рис. 2.3 обозначают направление изменения радиуса ЦМД при релаксации к равновесному состоянию. Как и в случае однородной магнитной пленки, внешнее магнитное поле, направленное против намагниченности ЦМД увеличивая его устойчивость. Наоборот магнитное поле, направленное против намагниченности ЦМД, ухудшает условия его устойчивости [4].

Ситуация меняется в том случае, если радиус ЦМД меньше критического и он демонстрирует неустойчивость по отношению к сжатию (что характерно для более "тонких" пленок). В этом случае, для предотвращения коллапса ЦМД в его центре должна находиться область, где плотность энергии доменной стенки выше, чем в окружающей пленке. Данная ситуация представлена на рис. 2.3 справа. Все размерные параметры системы те же, что и в рассмотренном выше примере, за исключением толщины пленки h , которая составляет теперь 4 нм вместо 10 нм. Несмотря на те же значения материальных параметров, изменение толщины пленки приводит к перенормировки всех безразмерных параметров системы, таких как x_0 , Δ и λ_i в соответствии с (2.6)-(2.8), что качественно меняет её поведение. В этом случае $d\varepsilon/dx > 0$ для однородной системы (пунктирные линии на рис. 2.3 справа) приводит к уменьшению радиуса ЦМД и его коллапсу. Чтобы избежать коллапса необходимо, чтобы λ_1 превышало λ_0 (или, соответственно, K_0 превышало K_1). Если эта разница достаточно велика, то значение $d\varepsilon/dx$ может опуститься ниже 0 и тогда возникает радиус, при котором ЦМД становится устойчивым. Как и в предыдущем случае представленные графики построены для нулевого внешнего поля. Несложный анализ показывает, что в этом случае внешнее магнитное поле действует противоположным образом. Поле, направленное вдоль намагниченности ЦМД, улучшает условия его стабилизации, магнитное поле, направленное в противоположном направлении, уменьшает устойчивость ЦМД. Очевидно, условие

$$\max(d\varepsilon/dx) = 0, \quad (2.13)$$

которое выполняется для зависимости $d\varepsilon/dx$ изображенной толстыми линиями на рис. 2.3 слева, определяет границу между значениями параметров системы соответствующими устойчивому и неустойчивому ЦМД. Условие (2.13) связывает между собой критические значения геометрических и материальных параметров системы, что позволяет построить диаграмму устойчивости ЦМД. В связи с тем, что $d\varepsilon_D/dx$ и $\mathcal{H}x$ - медленно меняющиеся функции вблизи точки x_0 на масштабе Δ по сравнению с $d\varepsilon_\sigma/dx$, положение максимума $d\varepsilon/dx$ практически совпадает с x_0 . Это позволяет свести условие (2.10) к более простому условию $d\varepsilon/dx|_{x_0} = 0$, которое имеет вид

$$\left. \frac{d\varepsilon}{dx} \right|_{x_0} = \frac{\lambda_0 + \lambda_1}{4} + \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{2} \frac{x_0}{\Delta} + \mathcal{H}x_0 - \frac{x_0}{1 + 3x_0/2}. \quad (2.13)$$

Разрешая его относительно различных параметров системы, можно получить границы устойчивости ЦМД, например (в безразмерном виде)

$$\lambda_{1c}(\lambda_0, x_0, \mathcal{H}) = \left(\frac{2x_0 + \Delta}{2x_0 - \Delta} \right) \lambda_0 + \frac{\mathcal{H}x_0 - x_0(1 + 3x_0/2)}{x_0/2\Delta - 1/4}, \quad (2.15)$$

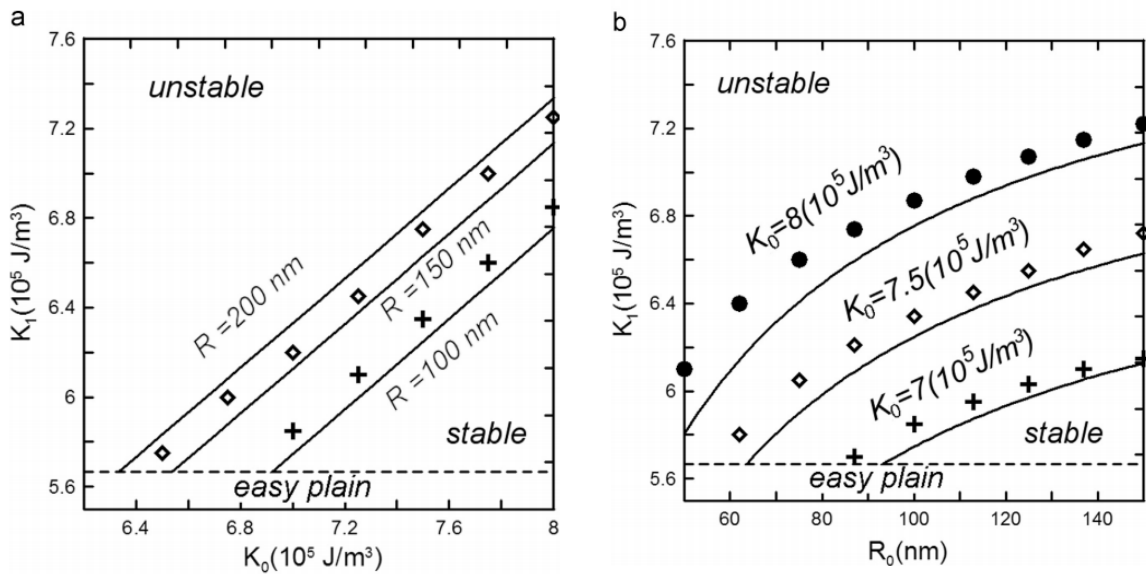


Рис. 2.4. Аналитически вычисленные границы областей устойчивого существования ЦМД в нулевом внешнем поле, построенные в разных осях. Геометрические параметры системы следующие: $h = 10 \text{ nm}$, $\delta = 10 \text{ nm}$, $M_s = 950 \text{ эрг Гс}^{-1}\text{см}^{-3}$, $A_1 = A_0 = 5 \times 10^{-7} \text{ эрг/см}$, $K_0 = 8 \times 10^6 \text{ эрг/см}^3$. Пунктирной линией обозначено значение $K_1 = M_s^2/2$, которое соответствует переходу к системе с эффективной анизотропией типа легкая плоскость. Результаты микромагнитного моделирования для систем с теми же параметрами материала представлены символами. Результаты микромагнитных расчетов для $R_0 = 200 \text{ nm}$ на (а) не приведены.

или

$$\mathcal{H}_c(\lambda_1, \lambda_0, x_0) = \frac{x_0}{1 + 3x_0/2} - \frac{\lambda_0 + \lambda_1}{4x_0} - \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{2\Delta}. \quad (2.16)$$

На рис. 2.4. приведены соответствующие диаграммы устойчивости ЦМД, построенные в размерных осях. Материальные параметры соответствуют характерным для металлических ферромагнитных пленок с перпендикулярной анизотропией.

Таким образом, аналитические расчеты показывают, что ЦМД - магнитные скирмионы могут быть устойчивыми в тонкой магнитной пленке в случае соответствующей пространственной модуляции значения перпендикулярной анизотропии. В этом случае наличие взаимодействия Дзялошинского-Мория не требуется, магнитный скирмион может быть устойчивым и в нулевом внешнем поле. При этом диаметр стабильного ЦМД может быть достаточно малым (до 50 нм), что сравнимо с размерами скирмионов в хиральных магнитных материалах (50-100 $\mu\text{м}^2$) [64].

2.1.2. Численное моделирование периодических решеток магнитных скирмионов.

В то время как задача об устойчивости скирмиона в отдельной потенциальной яме возникающей в локальной области с измененной величиной анизотропии была решена аналитически, исследование системы представляющей периодическую решетку таких областей (рис. 2.5.) было проведено методами микромагнитного моделирования с использованием открытого программного кода OOMMF [97]. Этот код основан на численном решении системы уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта для намагниченности системы.

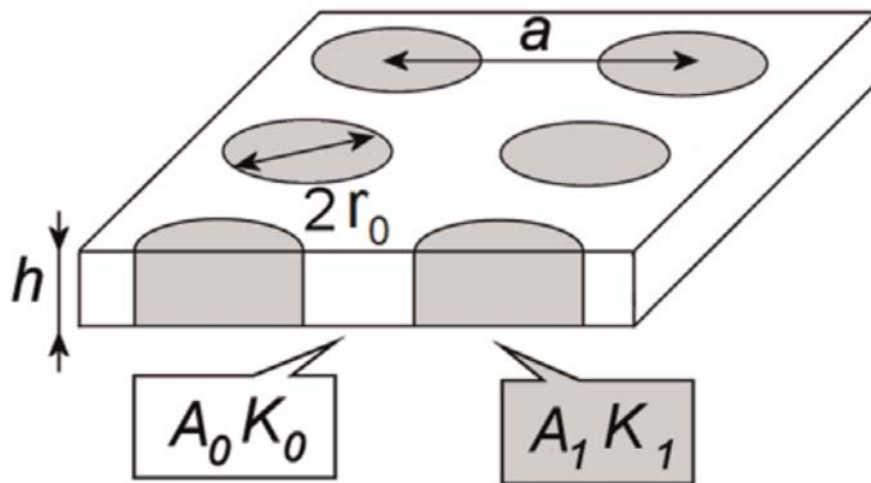


Рис. 2.5. Геометрия моделируемой наномодифицированной пленки: h - толщина пленки, $2r_0$ - диаметр области с измененными параметрами материала, a - период решетки.

Геометрия моделируемой системы следующая: квадратный участок магнитной пленки имеет в центре область круглой формы с измененными материальными параметрами. Ширина всей моделируемой системы находится в пределах $100 \div 600$ нм, толщина пленки составляет $5 \div 15$ нм, диаметр центральной области $50 \div 300$ нм. Шаг численной сетки составляет $2.5 \times 2.5 \times 2.5$ нм³ с тем, чтобы он был меньше характерной толщины доменной стенки, которая в условиях численного эксперимента была порядка $5 \div 10$ нм. При моделировании используются периодические граничные условия в плоскости для того, чтобы симулировать периодическую решетку большого размера. Материальные параметры системы выбираются в пределах, обсуждаемых во введении к Главе.

Устойчивость магнитного скирмиона проверялась следующим образом. В качестве начальных условий выбиралась конфигурация, когда вся система однородно перпендикулярно намагничена, при этом в центральной области размещался зародыш с противоположным направлением намагниченности и радиусом, составлявшим 75% от радиуса центральной области, после чего система релаксировала к состоянию равновесия в нулевом внешнем поле. В том случае, если расширение первоначального ЦМД ограничивалось центральной областью, он считался устойчивым. Границы значений параметров системы, когда ЦМД устойчив, представлены на рис. 2.4. Хорошее совпадение результатов аналитических расчетов и микромагнитного моделирования взаимно верифицирует оба метода. Небольшое увеличение области устойчивости, полученное в численных расчетах, вызвано тем, что оно проведено для периодической решетки ЦМД, в то время как аналитика выполнена для одиночного ЦМД в бесконечной пленке. В периодической системе стабильность скирмионов несколько выше из-за магнитостатического взаимодействия между ними.

Устойчивость магнитных скирмионов в системе не означает, что они будут возникать при перемагничивании системы в однородном магнитном поле. Второй вопрос, на который интересно получить ответ, особенно с точки зрения последующего эксперимента, следующий: в какое состояние релаксирует рассматриваемая система, будучи первоначально однородно намагниченной? Для ответа на этот вопрос моделирование было проведено, в том числе и для тех значений анизотропии в центральной области K_l , которые соответствуют эффективной анизотропии типа легкая плоскость (то есть когда $K_l < \mu_0 M_s^2 / 2$). Начальным условием в данном случае является однородно намагниченное состояние $M_z = -M_s$, затем система релаксирует к равновесию. Так как однородно намагниченное состояние является равновесным, хоть и не устойчивым, в систему была добавлена малая случайная анизотропия $K_r = 0.00001 \times K_l$. Практически не меняя энергии системы, эта добавка достаточна чтоб инициализировать ее начальную неустойчивость в нулевом внешнем поле. В результате получено следующее. В зависимости от геометрических и материальных параметров система остается стабильной в однородно намагничен-

ном состоянии, релаксирует к лабиринтной доменной структуре или образует одно из локализованных состояний, представленных на рис. 2.6. Там же приведено соответствующее распределение плотности топологического заряда соответствующих состояний, которая является подинтегральным выражением в (2.1)

$$\phi = \frac{1}{4\pi} \mathbf{n} \left(\frac{\partial \mathbf{n}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial y} \right), \quad (2.17)$$

где вектор $\mathbf{n} = \mathbf{M}(\mathbf{r})/|\mathbf{M}(\mathbf{r})|$ является направлением намагниченности, а само выражение (2.17) - подинтегральным из (2.1). Для удобства в дальнейшем эти локализованные состояния будут называться "однодоменным" (SD), "вихрем с сонаправленным кором" (CV), "вихрем с противоположным кором" (OV), "луковичным" (ON), "круговым доменом" (CD) и "цилиндрическим доменом" (MB). Первые три состояния (SD, CV и OV) реализуются в случае, когда эффективная анизотропия центральной круглой области имеет тип "легкая плоскость", а последнее в том случае, когда анизотропия центральной области по-прежнему остается типа "легкая ось".

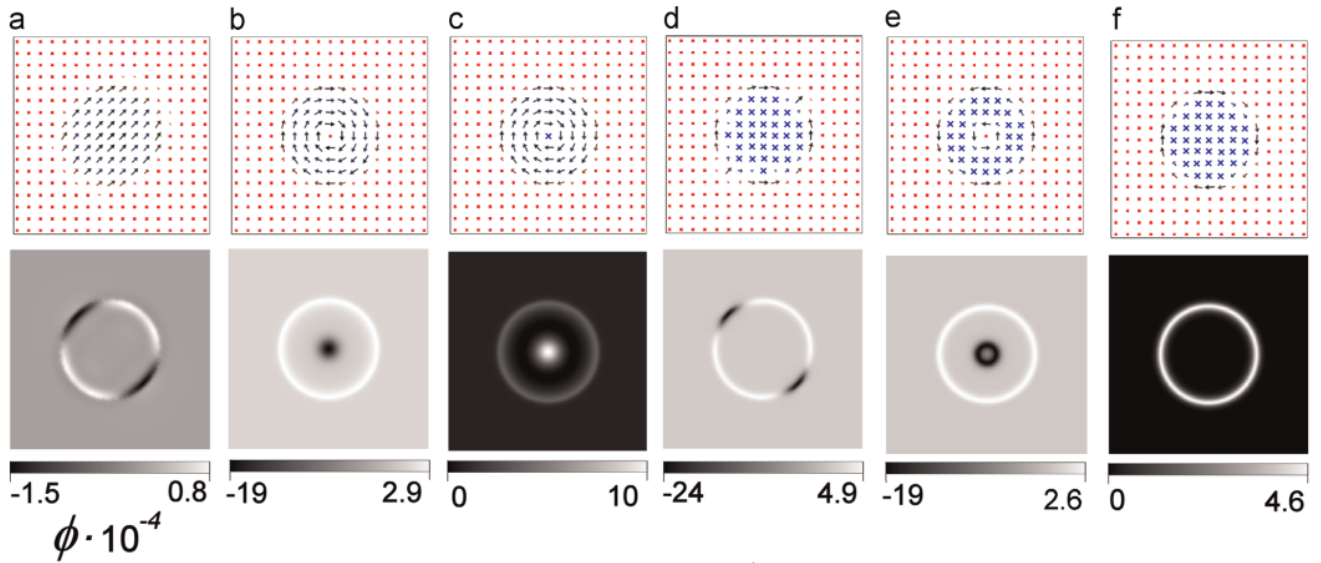


Рис. 2.6. Возможные локализованные конфигурации намагниченности в магнитной пленке с локально уменьшенной перпендикулярной анизотропией: (a) SD - однодоменное состояние, (b) CV - вихрь с сонаправленным кором, (c) OV - вихрь с противоположным кором, (d) ON - луковичное распределение намагниченности, (e) CD - круговой домен и (f) MB - цилиндрический магнитный домен. Верхний ряд - распределение намагниченности в плоскости пленки. Точки и крестики обозначают магнитные моменты, направленные перпендикулярно к плоскости пленки в противоположных направлениях. Нижний ряд - распределение плотности топологического заряда для соответствующих состояний. В последнем случае шаг численной сетки составляет $1 \times 1 \times 1 \text{ нм}^3$

Все эти состояния имеют некомпланарное распределение намагниченности, поэтому локальная плотность заряда топологического заряда не равна нулю в любом из них. Тем не менее, если проинтегрировать плотность топологического заряда по системе, то в случае SD, CV, ON и CD состояний, результат интегрирования будет нулевой, соответственно они топологически не заряжены. Наоборот, OV и MB имеют интегральный топологический заряд равный 1, соответственно они являются магнитными скирмионами. В этих двух состояниях намагниченность непрерывно изменяется от направления вверх в центре к направлению в низ на периферии при смещении во всех радиальных направлениях от центра, обертывая сферу, как это и должно иметь место у магнитного скирмиона. В случае MB плотность топологического заряда скирмиона сосредоточена вблизи доменной стенки, а в то время как у OV топологический заряд делится поровну между кором вихря (1/2) и 90° доменной стенкой между вихрем и намагниченностью периферии (также 1/2), составляя в сумме единицу. У CV топологический заряд, сосредоточенный в коре вихря (1/2), полностью компенсируется топологическим зарядом стенки между вихрем и периферией (-1/2), поэтому данное состояние можно перевести в однородно намагниченное состояние путем неразрывной деформации.

Как было сказано выше, реализация того или иного конечного состояния при размагничивании системы зависит от конкретных значений ее геометрических и материальных параметров. На рис. 2.7. представлены два различных примера диаграмм конечных состояний для систем с разными материальными параметрами. Видно, что топологически заряженные состояния (магнитные скирмионы) можно получить в процессе размагничивания системы в однородном магнитном поле для широкого диапазона параметров исходного материала магнитной пленки. Трансформация состояния OV в MB (ЦМД) происходит плавно с увеличением K_1 и сопровождается постепенным расширением кора вихря. Такие же постепенные переходы имеют место между состояниями SD и ON, а также между состояниями CV и CD. Именно поэтому границы между ними условны и не обозначены на рис. 2.7. Примерно такой границей можно считать значение анизотропии $K_I = \mu_0 M_s^2 / 2$, которое соответствует изменению типа эффективной анизотропии от "легкая плоскость" к "легкая ось".

Микромагнитное моделирование перемагничивания системы во внешнем магнитном поле позволило классифицировать возможные сценарии поведения системы в зависимости от соотношения констант анизотропии в самой магнитной пленке и в центральной цилиндрической области. Четыре возможных типа кривых намагничивания, при которых в системе возникают топологически заряженные состояния (магнитные скирмионы) приведены на рис. 2.8. Моделирование выполнено для квадратного участка магнитной пленки размером 200×200 нм и толщиной 10 нм периодически продолженного в плоскости. При этом использованы следующие материальные параметры: $M_s = 950$ эрг Гс⁻¹см⁻³, $A_1 = A_0 = 5 \times 10^{-7}$ эрг/см, $K_0 = 8 \times 10^6$ эрг/см³.

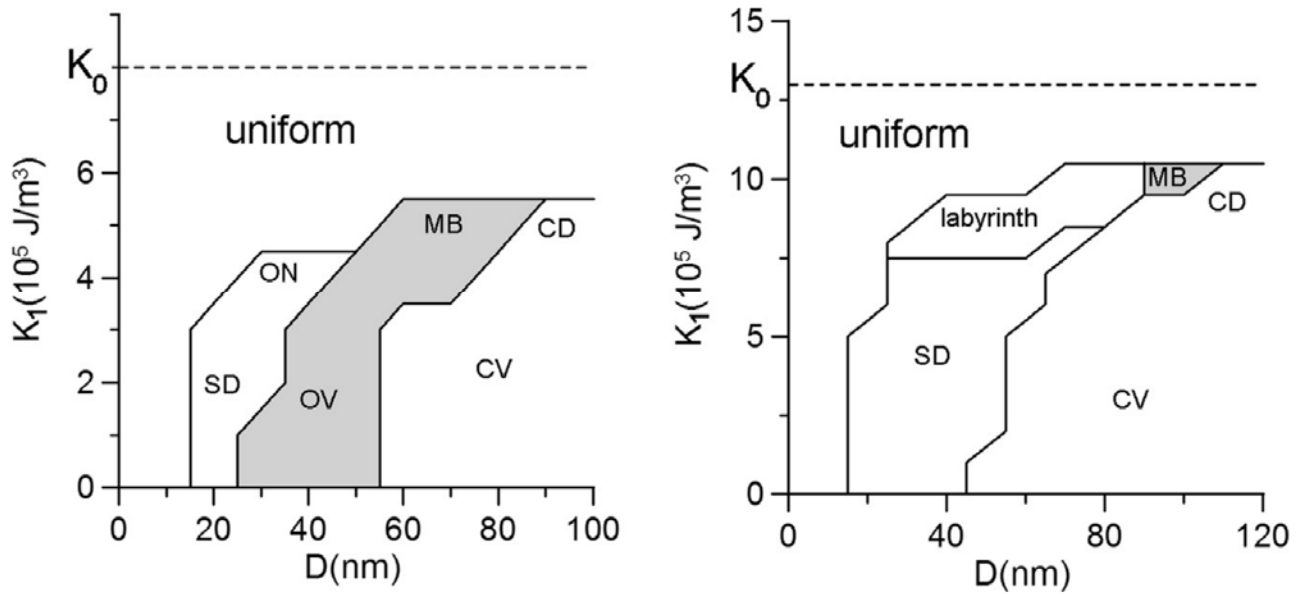


Рис. 2.7. Магнитные состояния, формирующиеся в пленке с пространственно модулированной величиной анизотропии в нулевом внешнем поле при релаксации из однородного состояния. Геометрические параметры одинаковы для левой и правой диаграмм. Размер модельной системы $200 \times 200 \times 10 \text{ нм}^3$ с периодическими граничными условиями в плоскости пленки XY . Материальные параметры соответствующие левой диаграмме составляют: $M_s = 850 \text{ эрг Гс}^{-1}\text{см}^{-3}$, $A_1 = A_0 = 5 \times 10^{-7} \text{ эрг/см}$, $K_0 = 8 \times 10^6 \text{ эрг/см}^3$. Справа $M_s = 1350 \text{ эрг Гс}^{-1}\text{см}^{-3}$, $A_1 = A_0 = 2 \times 10^{-6} \text{ эрг/см}$, $K_0 = 1300 \text{ эрг/см}^3$. По осям отложены значения диаметра и константы анизотропии модифицированной цилиндрической области в центре моделируемой ячейки. Обозначения магнитных состояний соответствует таковым на рис. 2.6. Серым цветом выделены области соответствующие топологически заряженным состояниям.

В центре квадратной ячейки расположена цилиндрическая область диаметром 100 нм с измененной по величине анизотропией K_1 . Как следует из данных представленных на рис. 2.8. простое размагничивание системы с такими материальными параметрами из однородного состояния приводит к формированию решетки топологически незаряженных CV или CD (в зависимости от величины K_1). Тем не менее, приложение однородного магнитного поля уже в противоположном направлении приводит к формированию решетки магнитных скирмионов. При этом сценарии последовательности фазовых переходов в системе различаются при разных значениях K_1 .

Если $0 \leq K_1 \leq 0.45 \times 10^6 \text{ эрг/см}^3$ (рис. 2.8.а), в некотором критическом поле происходит перемагничивание кора CV, и он превращается в топологически заряженный OV, который остается стабильным, даже если внешнее поле снова уменьшить до нуля.

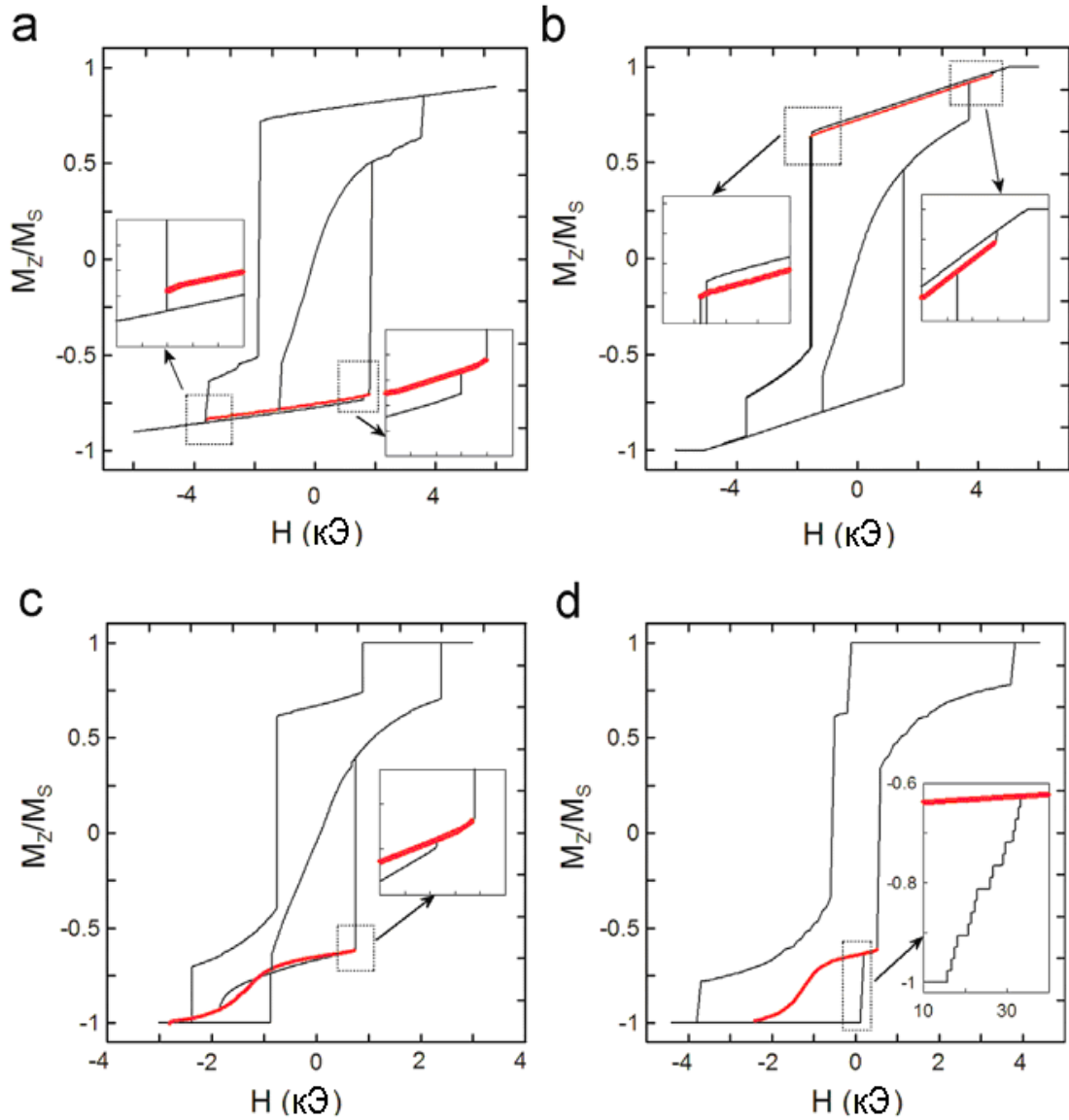


Рис. 2.8. Возможные формы кривых гистерезиса для магнитной пленки с периодической решеткой областей с уменьшенной перпендикулярной анизотропией. Геометрические и материальные параметры системы приведены в тексте. (a) $K_1 = 0$ эрг/см³, (b) $K_1 = 3 \times 10^6$ эрг/см³, (c) $K_1 = 5 \times 10^6$ эрг/см³, (d) $K_1 = 5.5 \times 10^6$ эрг/см³. Толстая (красная) линия - ветвь кривой гистерезиса, соответствующая образованию магнитного скирмиона скирмиона.

При дальнейшем увеличении внешнего поля OV становится неустойчивым и в пленке формируется лабиринтная доменная структура. В случае 0.45×10^6 эрг/см³ $\leq K_1 \leq 3.6 \times 10^6$ эрг/см³ (рис. 2.8.b) увеличение магнитного поля первоначально вызывает развитие лабиринтной доменной структуры в системе ещё до того как произойдет перемагничивание кора CV, образовавшегося при размагничивании. Тем не менее, дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к расширению перемагниченных областей, и, наконец, процесс заканчивается полным перемагничи-

ванием пленки, за исключением кора вихря расположенного в центре. Таким образом, кор и намагниченность пленки приобретают противоположные направления, то есть происходит переход $CV \Rightarrow OV$, но уже не за счет перемагничивания кора, как в предыдущем случае, а за счет полного перемагничивания самой пленки. То есть мы опять получаем топологически заряженный OV , который остается стабильным при уменьшении поля до нуля. Очевидным образом, дальнейшее увеличение поля до поля насыщения приводит уже к перемагничиванию кора OV , и система снова переходит однородное состояние, которое при уменьшении поля до нуля обращается в топологически незаряженный CV . В случае $4.4 \times 10^6 \text{ эрг/см}^3 \leq K_1 \leq 5.4 \times 10^6 \text{ эрг/см}^3$ (рис. 2.8.c) в нулевом формируется топологически незаряженный круговой домен CD , центральная область которого перемагничивается в некотором критическом поле, что приводит к формированию топологически заряженного MB . Последний сценарий наблюдается в диапазоне значений $5.4 \times 10^6 \text{ эрг/см}^3 \leq K_1 \leq 5.6 \times 10^6 \text{ эрг/см}^3$ (рис. 2.8.d), когда нулевом поле устойчиво однородное состояние, а при увеличении поля выше некоторого критического сразу формируются MB .

Использованный метод расчета, когда моделируется одна ячейка решетки с периодическими граничными условиями, значительно увеличивает скорость расчетов, но не позволяет смоделировать структуры намагниченности, которые имеют период больший, чем период наномодификации. При этом сложные решетки скирмионов могут возникать из-за эффективного антиферромагнитных магнитостатического взаимодействий между ними. Очевидно, это взаимодействие особенно заметно в случае MB , так как их магнитный момент значительно больше магнитного момента кора OV . Для того чтобы выяснить, как взаимодействие между соседними ячейками решетки влияет на поведение системы, было выполнено моделирование 800×800 нм участка магнитной пленки толщиной 10 нм, которая содержит 16 элементарных ячеек моделируемой системы. При этом также применялись периодические граничные условия. Оказалось, что общая форма петель гистерезиса такая же, как в случае моделирования одной элементарной ячейки (рис. 2.8.). Единственное очевидное различие заключается в появлении структуры "чертовой лестницы" (рис. 2.8.d, вставка) на ветке кривой намагничивания, соответствующей процессу последовательного возникновения отдельных MB в системе, появляющихся в ходе перемагничивания. Свойства кривых намагничивания в виде чертовой лестницы в системах с эффективным антиферромагнитным взаимодействием подробно обсуждается в разделе 1.1.1.

2.1.3. Магнитные скирмионы в многослойных пленках Co/Pt локально модифицированных пучками ионов He.

Исходные магнитные пленки, используемые для последующего создания наноструктурированных образцов, представляют собой многослойные структуры из чередующихся слоев Co (0.5 нм) и Pt (1 нм), всего 5 периодов, нанесенные при помощи магнетронного напыления на стеклянную подложку с буферными слоями Pt (10 нм) и Ta (10 нм), рис. 2.9. Верхний слой платины составляет $2.5 \div 3$ нм для защиты структуры от окисления. Напыление происходит при комнатной температуре в атмосфере Ar при давлении 4×10^{-3} Тор. При этом скорость роста слоев составляет 0.125 нм/с для Co и 0.25 нм/с для Pt.

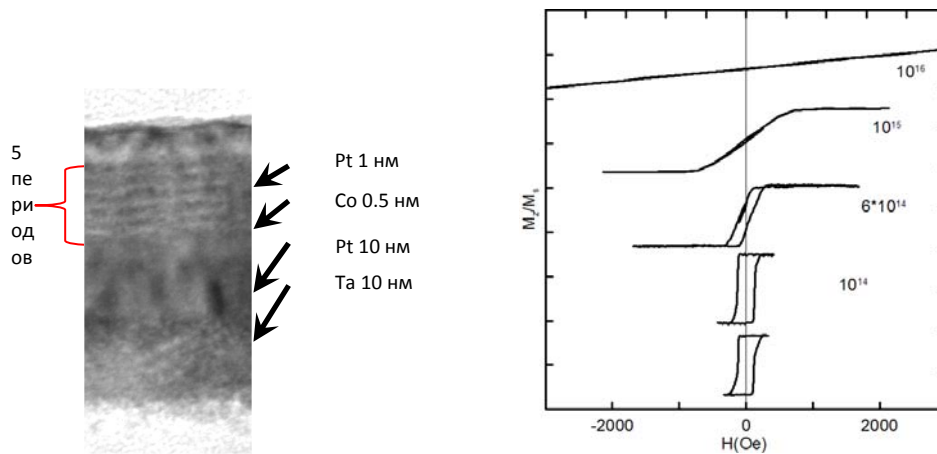


Рис. 2.9. Слева: изображение сверхрешетки Co/Pt в сканирующем электронном микроскопе на просвет. Справа: изменение гистерезиса петли намагничивания сверхрешетки Co/Pt в зависимости от дозы облучения ионами He⁺. Наблюдается изменение типа анизотропии от "легкая ось" к "легкая плоскость".

Исследование петель гистерезиса полученных пленок методами Холловской магнитометрии и при помощи измерения магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) в полярной геометрии показало наличие у полученных многослойных пленок эффективной магнитной анизотропии. Форма петли гистерезиса имеет форму близкую к прямоугольной с полями коэрцитивности в пределах 150-200 Oe для разных образцов.

При облучении (сплошная равномерная засветка) многослойных пленок ионами He⁺ ($E = 30$ кэВ) наблюдалось постепенное изменение величины анизотропии плёнок, что приводило к изменению формы петель гистерезиса. Если дозы порядка 10^{14} ионов/см² еще не меняли формы петли гистерезиса, то при дозах 10^{15} ионов/см² наблюдаемые кривые намагничивания демонстрировали изменение типа анизотропии с "легкая ось" к "легкая плоскость" (рис. 2.9). Эти предварительные измерения были выполнены целью определения диапазона доз облуче-

ния, которые меняют анизотропию исследуемых образцов, так как сам по себе этот эффект изменения структурных и магнитных свойств магнитных пленок при облучении ионами He^+ или Ga^+ известен и был детально изучен в работах других авторов [98-103]. В нашем случае наблюдаемое изменение кривых намагничивания также коррелирует с изменением структуры пленок до и после облучения. Структурные изменения были исследованы путем анализа элементного состава структур с помощью масс-спектрометрии вторичных ионов (ВИМС) и электронной микроскопии. Поверхностное распыление в анализаторе TOF.SIMS-5 проводилось ионами цезия с энергией 0.5 и 1 эВ, для анализа использовались ионы висмута с энергией 25 кэВ. Скорость распыления и глубина диапазона определялись путем измерения глубины кратеров после анализа SIMS на оптическом профилометре TALYSURF CCI-2000. Результаты представлены на рис. 2.10.

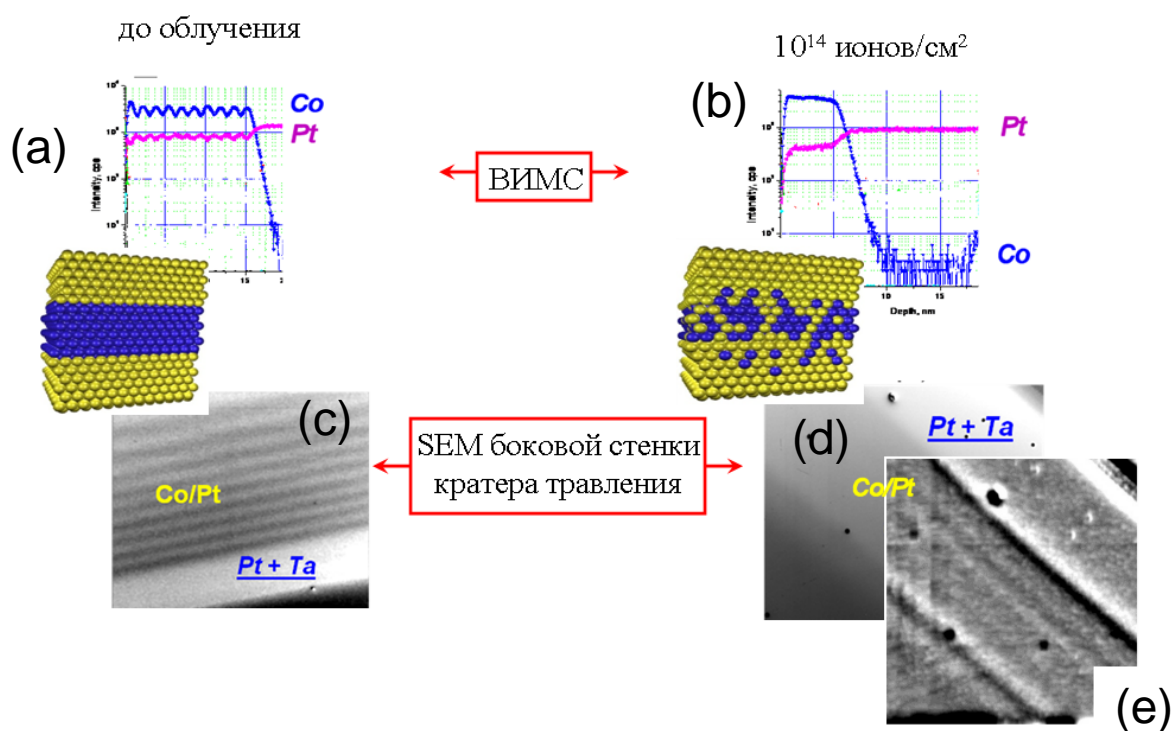


Рис. 2.10. Сверху результаты элементного анализа многослойных пленок Co/Pt до (слева) и после облучения ионами He^+ (справа). Снизу микрофотографии боковой стенки кратеров после травления в SIMS-анализаторе полученные в сканирующем электронном микроскопе с использованием вторичных электронов. При толщине многослойной структуры около 10 - 15 нм ширина стенки кратера составляет около 40 μm .

Как показал анализ ВИМС, ионное облучение приводит к смешению Co и Pt на границах слоев. Анализ изображений полученных в сканирующем электронном микроскопе подтверждает этот

вывод. Изображение стенки кратера травления многослойной пленки до облучения (рис. 2.10.с) демонстрируют четко видимый материальный контраст между слоями Co (темные полосы) и Pt (светлые полосы). Контраст обусловлен разной работой выхода вторичных электронов для Co и Pt. На микрофотографии облученной структуры контраст между слоями практически не виден, но после компьютерной обработки изображения можно различить нечеткую границу между отдельными слоями Co и Pt (рис. 2.10.е). Следует отметить, что изображения исходного образца и образца после облучения были получены при одних и тех же условиях, поэтому уменьшение контраста связано с перемешиванием материалов.

Наноструктурирование путем *локального* изменения величины константы анизотропии многослойных пленок Co/Pt было проведено с использованием ионного микроскопа Carl Zeiss Orion, оснащенного литографической приставкой Nanomaker. На первом этапе фотолитографическими методами из исходной пленки Co/Pt формировался холловский мостик (рис. 2.11.с). Затем при помощи фокусированного пучка ионов He^+ производилась засветка областей круглой формы, упорядоченных в прямоугольную решетку. Засвеченные области имеют диаметр 100 нм, период решетки составляет 200 нм (рис. 2.11.d). Облучение осуществляется растровым методом с использованием сфокусированного ионного пучка диаметром 5 нм с шагом сканирования 2 нм. Это позволяет достигнуть равномерной засветки в области пятна.

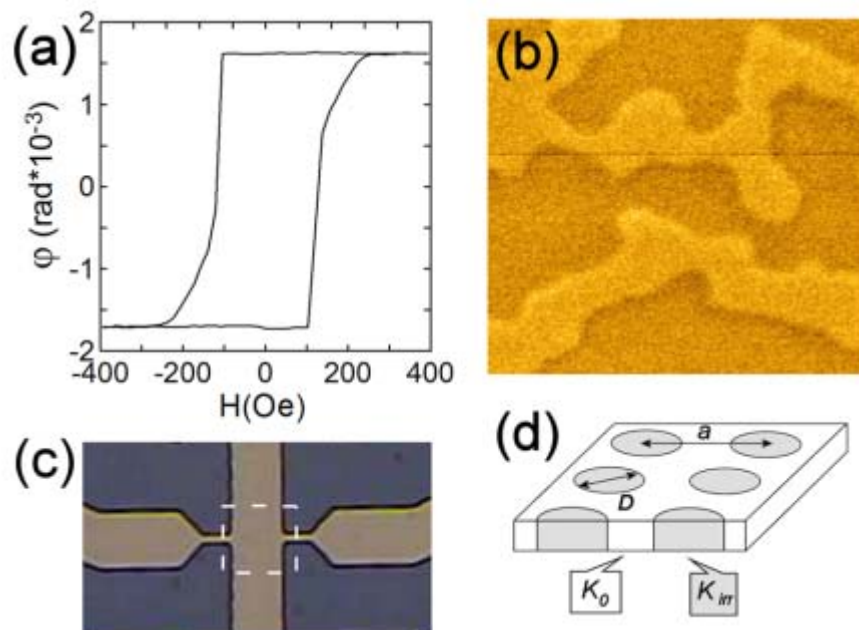


Рис. 2.11. (а) Петля гистерезиса (полярный магнитооптический эффект Керра) исходной сверхрешетки Co/Pt. (b) МСМ изображение ($2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$) лабиринтной доменной структуры исходной сверхрешетки Co/Pt в размагниченном состоянии. (с) микрофотография холловского моста; решетка "пятен" формируется в области, ограниченной пунктирной линией. (d) Геометрия наномодификации: облученные пятна с уменьшенной анизотропией ($D = 50, 100 \text{ нм}$) образуют прямоугольную решетку (период 100, 200 нм).

Дозы облучения изменялись для разных образцов от 10^{15} до 10^{16} ионов/см² при энергии ионов равной 30 кэВ. Общая площадь облученная составляет 20×14 мкм. Исследования поверхности образцов методами атомно-силовой микроскопии (АФМ) показали, что поверхность остается плоской во всем диапазоне доз облучения.

Исследование магнитных свойств образцов проводились методами холловской магнетометрии и магнитосиловой микроскопии. Магнитосиловые измерения были сделаны на сканирующем микроскопе Solver (НТ-МДТ, Зеленоград). При этом измерения распределения намагниченности были проведены при нулевом внешнем поле для двух состояний образцов: в остаточном состоянии после намагничивания в перпендикулярном поле (3000 Э) и в размагниченом состоянии. Размагниченое состояние достигается приложением к образцу противоположно направленного магнитного поля величиной 100 - 200 Э. В результате было обнаружено:

- Для необлученных пленок в остаточном состоянии магнитного контраста не наблюдается, что говорит об однородной намагниченности пленки. В размагниченом состоянии наблюдается формирование лабиринтной доменной структуры (рис. 2.11.b). Дозы облучения вплоть до 10^{15} ионов/см² не влияют на магнитное состояние образца.

- Для доз 2×10^{15} - 10^{16} ионов/см² облученные области демонстрируют индивидуальный магнитный контраст (рис. 2.12.). При этом магнитосиловое изображение имеет радиальную симметрию, что указывает на радиальную симметрию распределения намагниченности внутри облученной области. Помимо отдельных локализованных магнитных состояний в размагниченом состоянии наблюдаются крупномасштабные домены с различным направлением намагниченности в необлученных областях пленки (рис. 2.12.b и рис. 2.12.d). В то время как индивидуальное магнитосиловое изображение локализованных состояний одинаково для всех доз облучения 2×10^{15} ионов/см² и выше, общая картина сильно отличается для дозы 2×10^{15} ионов/см² (будем называть ее "небольшой дозой") и для доз 3×10^{15} ионов/см² и выше (будем называть такие дозы "большими дозами"). В чем разница наблюдаемой картины?

- В случае высоких доз облучения все пятна демонстрируют МСМ контраст как в остаточном (рис. 2.12.a), так и в размагниченом состояниях (рис. 2.12.b). Этот индивидуальный контраст наблюдается на фоне крупномасштабных магнитных доменов в независимости от направления намагниченности последних (рис. 2.12.b).

- В случае небольшой дозы облучения только ~75% облученных областей демонстрируют МСМ контраст в остаточном состоянии, в то время как оставшиеся 25% контраста не демонстрируют, соответственно их намагниченность совпадает с намагниченностью окружающей пленки (рис. 2.12.c). В размагниченом состоянии "пятна" видны только в области с неизменной начальной ориентацией намагниченности (рис. 2.12.d), на фоне перемагниченого крупномасштабного домена они не видны.

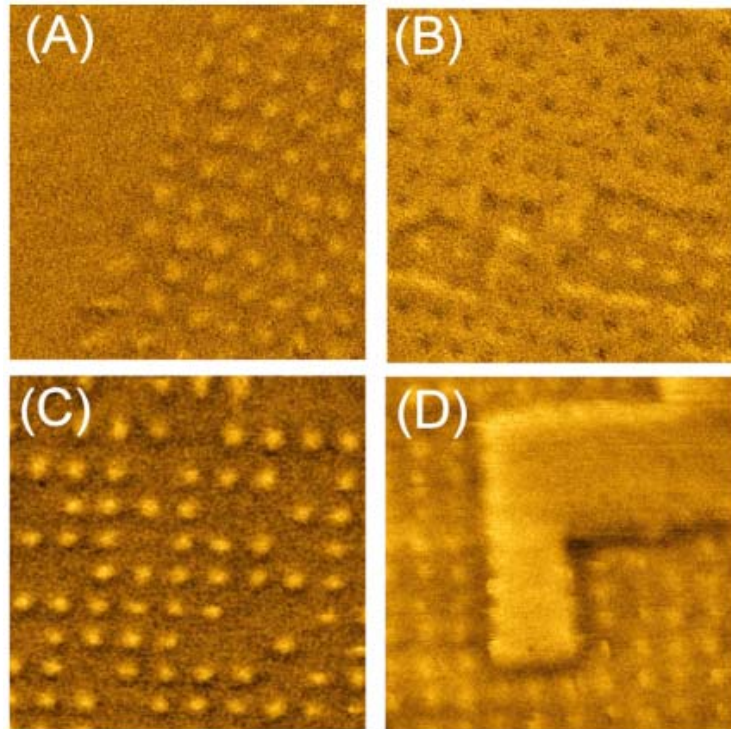


Рис. 2.12. MFM изображения образцов. Область сканирования составляет $2\ \mu\text{м} \times 2\ \mu\text{м}$, диаметр облученных областей $100\ \text{нм}$. (а) и (б) остаточное и размагниченное состояния образца с высокой дозой облучения (4×10^{15} ионов/ см^2). На (а) виден край решетки, в необлученной области в остаточном состоянии домены отсутствуют. В размагниченном состоянии (б) домены с обоими направлениями намагничивания содержат пятна, демонстрирующие MFM контраст. (с) и (д) остаточное и размагниченное состояния образца с малой дозой облучения (2×10^{15} ионов/ см^2). Пятна, демонстрирующие MFM контраст в остаточном состоянии, составляют 75% в этом случае. В размагниченном состоянии область с начальным направлением намагниченности содержит пятна, в то время как перемангниченный домен не демонстрирует никакого внутреннего MFM контраста.

В свою очередь данные измерений кривых гистерезиса эффекта Холла в образцах представлены на рис. 2.13. Эти кривые обладают следующими характерными особенностями. Для образца с малой дозой облучения в остаточном состоянии сигнал Холла (точка R на графике) практически равен величине сигнала в насыщения (97%). Образцы с большими дозами облучения демонстрируют иное поведение. В их случае сигнал Холла в остаточном состоянии составляет 80% от насыщения. Кроме того, зависимость холловского напряжения от внешнего поля линейна между точками, обозначенными на графиках цифрами «I» и «II». При этом точка «I» соответствует значению поля, когда значение холловского напряжения достигает насыщения при увеличении внешнего поля. Со своей стороны точка «II» соответствует моменту, когда

внешнее поле превышает поле коэрцитивности в системе и наблюдается резкое перемагничивание образца. В этом плане кривые Холловского гистерезиса одинаковы для всех образцов с большими дозами облучения (на рисунке представлены образцы с дозами облучения 3×10^{15} и 4×10^{15} ионов/см²). Однако при увеличении дозы облучения значение значения поля, при котором холловское напряжение выходит на насыщении, также увеличивается (точка «I» сдвигается в область более высоких полей).

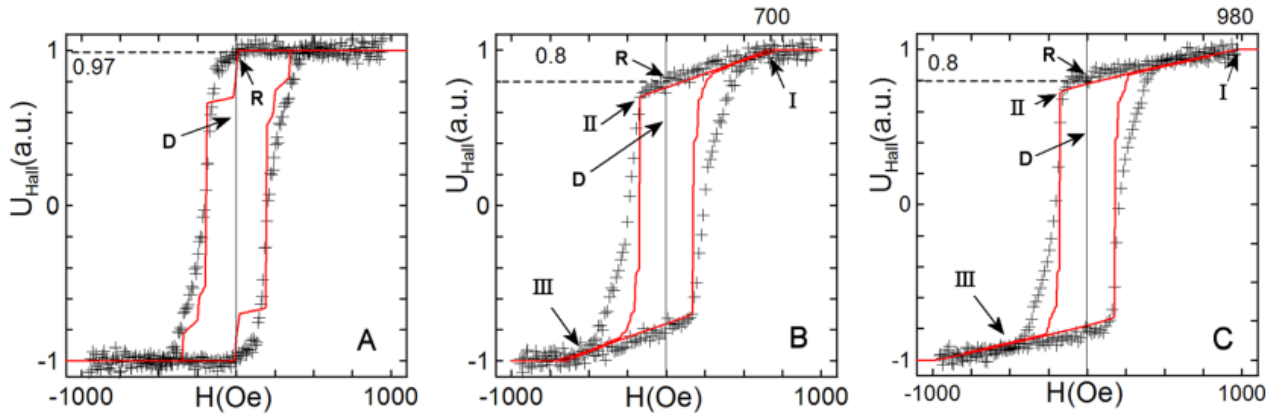


Рис. 2.13. Слева направо: эффект Холла для образцов с дозами облучения 2×10^{15} , 3×10^{15} и 4×10^{15} ионов/см², отнормированный на величину сигнала в насыщении. Крестики - экспериментальные данные; сплошная (красная) линия представляет результат численного моделирования. R и D обозначают точки на кривой намагничивания, соответствующие остаточному и размагниченному состояниям. I - II - диапазон линейной зависимости эффекта Холла от внешнего поля для образцов с большой дозой облучения.

Первый вопрос, на который необходимо ответить на основе полученных экспериментальных данных - какое распределение намагниченности в круглых облученных областях может привести к радиально-симметричному распределению сигнала МСМ? Возможные мыслимые состояния намагниченности представлены на рис. 2.14. и условия их реализации обсуждались в предыдущем разделе. (1) Формирование ЦМД. Оно может иметь место в случае, когда облучение лишь слегка уменьшает значение анизотропии (и, возможно, коэрцитивности) внутри пятна, но анизотропия по-прежнему имеет тип "легкая ось". (2) Если доза облучения выше, эффективная анизотропия в облученной области может приобрести тип "легкая плоскость". В этом случае в нулевом внешнем поле намагниченность ляжет в плоскости и образуется либо однодоменное, либо одно из возможных вихревых состояний. Очевидно, что только вихревое состояние будет давать радиально-симметричную изображение в МСМ. (3) В принципе существует также вероятность того, что при еще больших дозах облучения может произойти полное перемешивание Co и Pt, и облученная область перейдет в парамагнитное состояние [104]. В этом случае МСМ изображение также будет радиально симметричным.

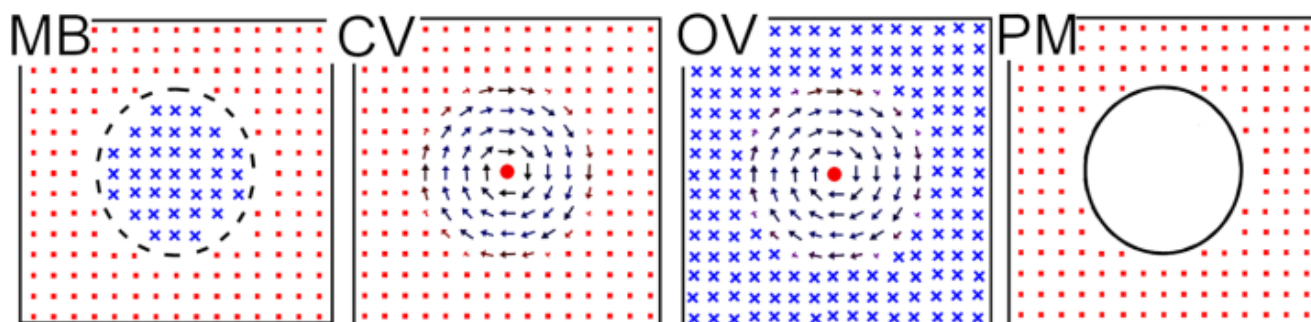


Рис. 2.14. Возможные конфигурации намагниченности, демонстрирующие центрально симметричный МСМ контраст внутри облученного пятна: MB - цилиндрический магнитный домен, CV - вихрь с сонаправленным кором, OV - вихрь с противоположным кором и PM - парамагнитное состояние. Точки и крестики обозначают магнитные моменты, направленные перпендикулярно к плоскости пленки в противоположных направлениях. Пунктиром обозначена доменная стенка цилиндрического магнитного домена.

Очевидно, что вихревое распределение намагниченности и парамагнитное состояние в пятне должны демонстрировать МСМ контраст независимо от направления намагниченности в окружающем домене. Это соответствует картине МСМ, наблюдаемой для образцов с высокими дозами облучения в размагниченном состоянии. Тем не менее, форма петли гистерезиса холловского сигнала свидетельствует в пользу магнитного вихря. Действительно, остаточная намагниченность системы с парамагнитными "дырами" будет по величине совпадать с намагниченностью насыщения. И наоборот, если намагниченность в облученных областях будет сворачиваться в магнитные вихри при уменьшении поля, то остаточная намагниченность будет уменьшаться по сравнению с намагниченностью насыщения. В соответствии с геометрией образца (пятна диаметром 100 нм расположены в квадратную решетку с периодом 200 нм) остаточная намагниченность должна составлять как раз 80% от насыщения. Итак, можно с уверенностью заключить, что при высоких дозах облучения в остаточном состоянии в исследуемой наноструктуре формируется решетка магнитных вихрей расположенных в облученных областях.

Используя численную схему, описанную в предыдущем разделе был проведен расчет кривых намагничивания и определены материальные параметры модели, при которых наилучшим образом происходит совпадение с экспериментальной кривой (сплошные линии на рис. 2.14). В результате было определены следующие значения материальных параметров пленки: $M_s = 200 \text{ эрг Гс}^{-1} \text{ см}^{-3}$, $A = 2.5 \times 10^{-8} \text{ эрг/см}$, $K_0 = 3.1 \times 10^5 \text{ } 10^6 \text{ эрг/см}^3$. Для образца с дозой облучения $3 \times 10^{15} \text{ ионов/см}^2$ анизотропия в облученной области падает до $K_1 = 1.72 \times 10^5 \text{ } 10^6 \text{ эрг/см}^3$, в случае дозы облучения $4 \times 10^{15} \text{ ионов/см}^2$ она имеет значение $1.39 \times 10^5 \text{ } 10^6 \text{ эрг/см}^3$. Микро-

магнитное моделирование подтверждает образование магнитных вихрей в облученных областях, при этом совпадение экспериментальных данных с численными расчетами кривой гистерезиса очень хорошее. Именно, остаточная намагниченность системы составляет 80%; наблюдается смещение величины поля насыщения (точки «I» на графике) в область больших значений при уменьшении коэффициента анизотропии в пятне при моделировании. Это полностью соответствует ожидаемому уменьшению величины перпендикулярной анизотропии при увеличении дозы облучения в эксперименте. Возможные причины отклонения экспериментальной кривой от расчетной на участке «II-III» будут рассмотрены чуть ниже.

К сожалению, разрешение МСМ не позволяет различать направления кора магнитного вихря и тем самым непосредственно различать вихрь с сонаправленным кором (CV) и топологически заряженный вихрь с противоположно направленным кором (OV), который является скирмионом (рис. 2.14. b и c). Тем не менее, замечу следующее: направление намагниченности кора вихря должно совпадать с направлением намагничивания в окружающей необлученной пленке в остаточном состоянии. Соответственно остаточное состояние представляет собой решетку C-вихрей, которые, как указано ранее, являются топологически незаряженными состояниями.

Поле коэрцитивности, когда начинается перемагничивание перпендикулярно намагниченной необлученной области пленки, составляет порядка 100 Э (точка «II» на рис. 2.13. b и c). Это значение намного меньше поля, которое требуется для перемагничивания кора магнитного вихря [105]. Таким образом, сначала происходит перемагничивание необлученной части пленки за счет зарождения и распространения доменов с развернутым направлением намагниченности (рис. 2.12b), а коры вихрей сохраняют свою полярность. Это означает, что неперемагниченные домены (темные на рис. 2.12b) окружают C-вихри, а перемагниченные домены содержат внутри себя O-вихри (светлый домен с темными пятнами на рис. 2.12b). Как было показано выше, O-вихри имеют топологический заряд равный единице и идентичны скирмионам. Таким образом, вихри, локализованные в облученных пятнах, приобретают топологический заряд в ходе перемагничивания необлученной части пленки на ветви «II»->«III» кривой гистерезиса, при этом C-вихри становятся O-вихрями. Таким образом, становится возможным утверждать, что наблюдаемое в ходе перемагничивания системы (магнитной пленки с высокими дозами ионного облучения) состояние является решеткой магнитных скирмионов с плотностью топологического заряда равной $25 \mu\text{m}^{-2}$.

Из-за появления топологического заряда в системе, в суммарном эффекте Холла, который фиксируется в эксперименте, может появиться дополнительный вклад от топологического эффекта Холла. Это и/или флуктуации коэрцитивности в экспериментальной системе, которые невозможно смоделировать в численном эксперименте, возможно и объясняет разницу экспе-

риментально наблюдаемых и вычисленных кривых зависимости эффекта Холла от внешнего поля на ветви «II» ↔ «III» кривой гистерезиса. Замечу, что предложенный сценарий перемагничивания подтверждается в численном микромагнитном моделировании системы.

МСМ изображения пленки с малой дозой облучения отличаются как в остаточном, так и в размагниченном состояниях. В остаточном состоянии не все облученные пятна демонстрируют контраст, локализованные состояния лишь частично заполняют решетку пятен (рис. 2.12с). В размагниченном состоянии не видно локального контраста на фоне перемагниченных доменов (рис. 2.12d). Такое поведение возможно только в случае возникновения локализованных ЦМД, возникающих, когда анизотропия в облученной области сохраняет тип "легкая ось". Топологический заряд ЦМД зависит от структуры их доменной стенки, которая не может быть разрешена средствами МСМ. Микромагнитное моделирование показывает образование мягких ЦМД блоховского типа, когда анизотропия сохраняет перпендикулярный характер внутри пятна ($K_1 = 2.38 \times 10^5$ эрг/см³ в численной модели). Топологически такие ЦМД также идентичны магнитным скирмионам.

Разницу между экспериментальной и рассчитанной кривыми на рис. рис. 2.13а, приведенными для системы с малой дозой облучения, также можно объяснить флуктуациями коэрцитивности от пятна к пятну. Резкая ступенька на смоделированной кривой объясняется почти одновременным образованием ЦМД во всех областях с пониженной анизотропии. Эта ступенька сглаживается, если из-за дисперсии коэрцитивности ЦМД возникают последовательно один за другим при увеличении внешнего поля. Более фундаментальное противоречие, которое не может быть объяснено дисперсией коэрцитивности, это различие в оценках величины остаточной намагниченности системы сделанное на основании МСМ изображений (рис. 2.12с) и на основании измерения Холла (рис. 2.13а). Действительно, МСМ измерения демонстрируют образование решетки ЦМД заполненной на 75%. В соответствии с геометрией образца соответствующая МСМ картинке остаточная намагниченность должна составлять 70% от насыщения. В то же время измеренный сигнал Холла, соответствующий этому состоянию, составляет 97% от насыщения. Такое различие для остаточного состояния системы наблюдается только для образца с малой дозой облучения, когда образуются ЦМД. Образцы с высокой дозой облучения демонстрируют хорошее совпадение оценок остаточной намагниченности сделанных на основе анализа МСМ изображения и кривой эффекта Холла (и там и там 80%). Приведу по этому поводу следующее соображение: в то время как С-вихри, которые образуются в остаточном состоянии систем с большой дозой облучения, топологически незаряжены, ЦМД могут нести топологический заряд в зависимости от структуры их доменной стенки. Поскольку наблюдаемая плотность ЦМД достаточно высока, дополнительный топологический вклад в эффект Холла может быть достаточным, чтобы привести к различию в наблюдаемых (97% от насыщения) и

ожидаемых (70%) значениях холловского напряжения в остаточном состоянии. Я считаю сделанных наблюдений недостаточными, чтоб положительно утверждать о наблюдении топологического эффекта Холла в системе, но отмечаю, что это может быть одним из возможных объяснений аномальных значений измеренного напряжения Холла в исследуемой системе.

Тем не менее, можно утверждать, возможность стабилизации искусственной решетки магнитных скирмионов с плотностью топологического заряда в системе равной $25 \mu\text{m}^{-2}$, при локальном изменении величины анизотропии многослойной пленки Co/Pt фокусированным пучком ионов He в отсутствие взаимодействия Дзялошинского-Мория была экспериментально доказана.

В качестве дополнительного замечания: известно, что в принципе взаимодействия Дзялошинского-Мория может иметь место на границе слоев Co и Pt [116]. Тем не менее, в нашем случае наблюдение лабиринтной доменной структуры в необлученных пленках демонстрирует, что взаимодействия Дзялошинского-Мория, даже если оно и присутствует в системе, само по себе недостаточно для формирования и стабилизации локализованных топологически заряженных состояний. В то время как локальная наномодификация пленок позволяет стабилизировать решетку магнитных скирмионов.

2.2. Магнитные скирмионы в пленках с модулированной толщиной

2.2.1. Численный анализ устойчивости магнитных скирмионов

Рассмотрим следующую систему: магнитная система, представляет собой пленку с перпендикулярной анизотропией, в пленке имеются углубления (глухие отверстия) периодически упорядоченные в квадратную или гексагональную решетку (рис. 2.15). Углубления имеют цилиндрическую форму и в общем случае могут быть с обеих сторон пленки.

Рассмотрим устойчивость мягкого ЦМД, который имеет топологию (а значит и является) магнитным скирмионом, в такой пленке с переменной толщиной. Будем считать, что толщина пленки в тонком месте превышает критическую величину и, следовательно, ЦМД будет неустойчив по отношению к радиальному расширению. Это расширение будет продолжаться до тех пор, пока доменная граница не достигнет края углубления. Дальнейшее расширение ЦМД будет вызывать не только увеличение длины доменной стенки пропорциональное его радиусу (как в случае плоской пленки), но и высоту доменной стенки (т.е., размер в направлении по нормали к пленке). Это приведет к дополнительному увеличению свободной энергии системы и, таким образом, дальнейшее расширение может быть остановлено.

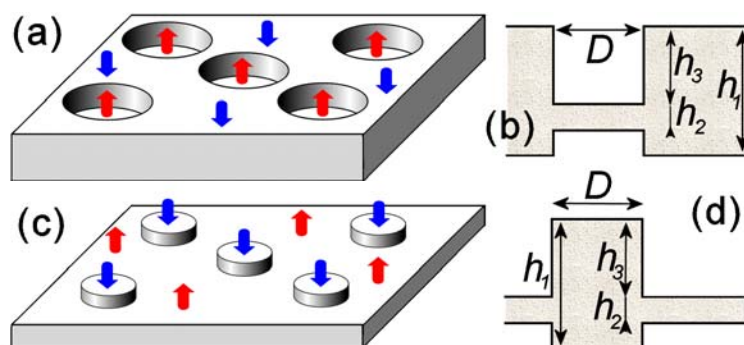


Рис. 2.15. (a) Регулярный массив углублений, стрелки обозначают направление намагниченности внутри и снаружи глухих отверстий в присутствии решетки скирмионов. (b) поперечное сечение углубления: h_1 - толщина исходной пленки, D - диаметр углубления, h_2 - толщина дна и h_3 - глубина. (c) Регулярный массив утолщений. (d) Соответствующие геометрические параметры.

Соответственно, регулярный массив круглых углублений может играть роль матрицы, стабилизирующей решетку магнитных скирмиона даже в отсутствии DMI.

Проверка высказанной гипотезы о возможности устойчивости ЦМД в углублении была осуществлена при помощи микромагнитного моделирования с использованием открытого программного пакета OOMMF [97]. Данный программный код осуществляет решение системы уравнений Ландау-Лифшица для намагниченности системы. Численная схема соответствует нулевой температуре системы. Геометрия моделируемой системы представлена на рис. 2.15. Сама пленка имеет толщину h_1 . Углубление имеет цилиндрическую форму диаметром D и глубиной сверху h_2 , толщина пленки в углублении h_3 . Соответственно углубление с нижней стороны пленки того же диаметра имеет глубину $h_1 - (h_2 + h_3)$. В большинстве расчетов рассматривалась ситуация, когда углубление имеется только с верхней стороны пленки, соответственно в этом случае $h_1 = h_2 + h_3$. Очевидно, последний случай гораздо легче реализовать в реальном эксперименте. Материальные параметры системы выбираются в пределах, обсуждаемых во введении к Главе.

На первой стадии расчетов исследовалась стабильность магнитных скирмионов в зависимости от геометрии системы. Моделировался участок магнитной пленки размером 300×300 нм и толщиной 20 нм с цилиндрическим углублением по центру. Так как моделирование проводилось с использованием периодических граничных условий, то система соответствует бесконечной двумерной периодической квадратной решетке углублений. Шаг численной сетки составлял $2.5 \times 2.5 \times 2.5$ нм³, в этом случае он был меньше характерной толщины доменной стенки, которая в условиях численного эксперимента была порядка 5 - 10 нм. Непосредственная проверка показала, что дальнейшее уменьшение масштаба сетки не приводило к возрастанию точ-

ности расчетов, но существенно увеличивало их время. Моделирование проводилось следующим образом. В начальных условиях пленка была перпендикулярно однородно намагничена вверх ($M_z = M_s$), в то время как в области отверстия она была намагничена в противоположном направлении ($M_z = -M_s$), после чего распределение намагниченности релаксировало к равновесному состоянию в нулевом внешнем магнитном поле. Полученная диаграмма конечных равновесных состояний в зависимости от геометрии системы представлена на рисунке рис. 2.16 для системы с материальными параметрами $M_s = 8 \times 10^5$ эрг Гс $^{-1}$ см $^{-3}$, $A = 10^{-6}$ эрг/см, $K_u = 5 \times 10^6$ эрг/см 3 .

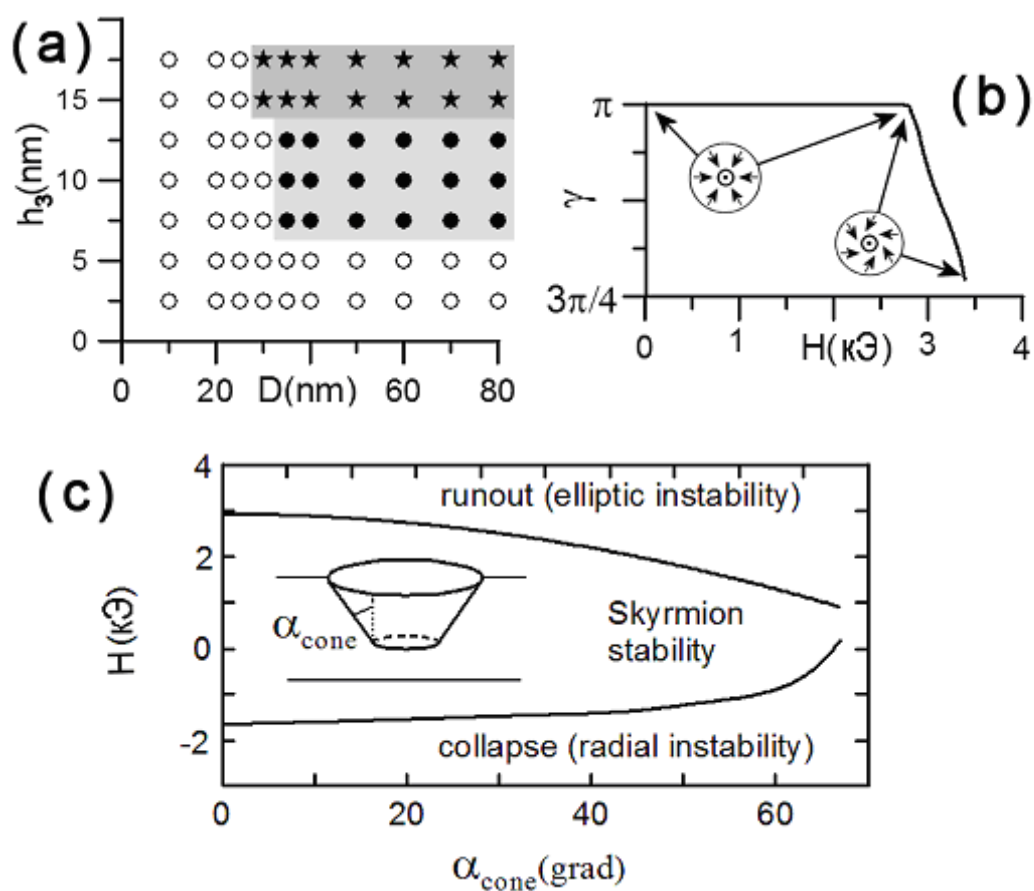


Рис. 2.16. Диаграмма устойчивости магнитного скирмиона в углублении. Геометрические параметры соответствуют приведенным на рис.2.15. $h_1 = 20$ нм, $h_1 = h_2 + h_3$. Звездочки соответствуют скирмионам со спиральностью $\gamma = \pi$, круги - скирмионам со спиральностью $\gamma < \pi$, окружности - параметрам при которых скирмион не устойчив. (b) Зависимость спиральности скирмиона в углублении ($h_1 = 30$ нм, $h_2 = 5$ нм, $h_3 = 25$ нм и $D = 40$ нм) от внешнего магнитного поля. (c) Диапазон внешнего поля, когда скирмион устойчив в коническом углублении в зависимости от наклона конуса, $h_1 = 20$ нм, $h_3 = 15$ нм, средний диаметр конуса составляет 50 нм.

Как видно из диаграммы, в случае глубокого углубления ($h_3 \geq 15$ нм) магнитный скирмион имеет спиральность $\gamma = \pi$ (или $\gamma = 0$ для противоположной начальной ориентации намагниченности), то есть является ЦМД с неелевской доменной стенкой. В случае мелкого углубления ($h_3 \leq 12.5$ нм) намагниченность скирмиона приобретает некоторую азимутальную компоненту. Если углубление слишком мелко ($h_3 \leq 5$ нм) или имеет диаметр меньше критического ($D \leq 25$ нм), скирмион демонстрирует неустойчивость и порождает лабиринтную доменную структуру.

С точки зрения постановки реального эксперимента, необходимо знать насколько поведение системы устойчиво по отношению к флуктуациям геометрических параметров, так как очевидно, что есть предел точности изготовления рассматриваемых нанодоверстий при их травлении в пленке. С этой целью была проанализирована устойчивость скирмионов в углублениях с наклонными краями. Полученные результаты для конических углублений представлены на рисунке рис. 2.17. для пленки толщиной 20 нм с теми же материальными параметрами. Очевидно, что скирмионы остаются устойчивыми в таких отверстиях при нулевых значениях внешнего магнитного поля до достаточно высоких значений углов наклона. При этом диапазон значений внешнего поля, при котором устойчивость сохраняется, постепенно сужается.

Используя ту же процедуру, была исследована устойчивость скирмиона в области локального утолщения магнитной пленки имеющей толщину 5 нм. Эта толщина меньше критического значения толщины пленки для используемых материальных параметров (критическая толщина 8 нм), при которой ЦМД, радиально неустойчив по отношению к коллапсу при любом начальном размере [4]. Геометрия данной системы представлена на рис. 2.15, а соответствующая диаграмма устойчивости для случая $h_1 = h_2 + h_3$ (утолщение имеется лишь с верхней стороны пленки) на рис. 2.17. Если диаметр или высота утолщения слишком малы, то магнитный скирмион остается неустойчив по отношению к коллапсу.

В противоположенном случае исходный ЦМД сжимается, пока его диаметр не уменьшится примерно до диаметра утолщения. После этого он остается устойчивым. Кривая намагничивания системы представлена на рис. 2.17. Скирмион остается стабильным в широком диапазоне значений внешнего поля. В поле $H = 7.40$ кЭ (направленном навстречу намагниченности скирмиона) он становится неустойчивым и коллапсирует. При приложении сонаправленного поля величиной 700 Э происходит расширение скирмиона и перемещение всей системы. Попробуем оценить возможное влияние тепловых флуктуаций на устойчивость скирмиона. Магнитный момент M , который имеет ЦМД диаметром 50 нм, составляет приблизительно 2×10^{-13} эрг Гс⁻¹. Учитывая величину внешнего поля, при которой наступает неустойчивость скирмиона, можно оценить энергетический барьер, ответственный за устойчивость скирмиона в нулевом поле. Он составляет $E \approx H M$, где $H \sim 1000$ Э. Таким образом, высота энергетического

барьера $\sim 10^{-10}$ эрг, что соответствует температуре 10^6 К, что на три порядка выше температуры Кюри материала и более чем на три порядка выше комнатной температуры. Таким образом влияние тепловых флуктуаций на устойчивость скирмиона в системе пренебрежимо мало.

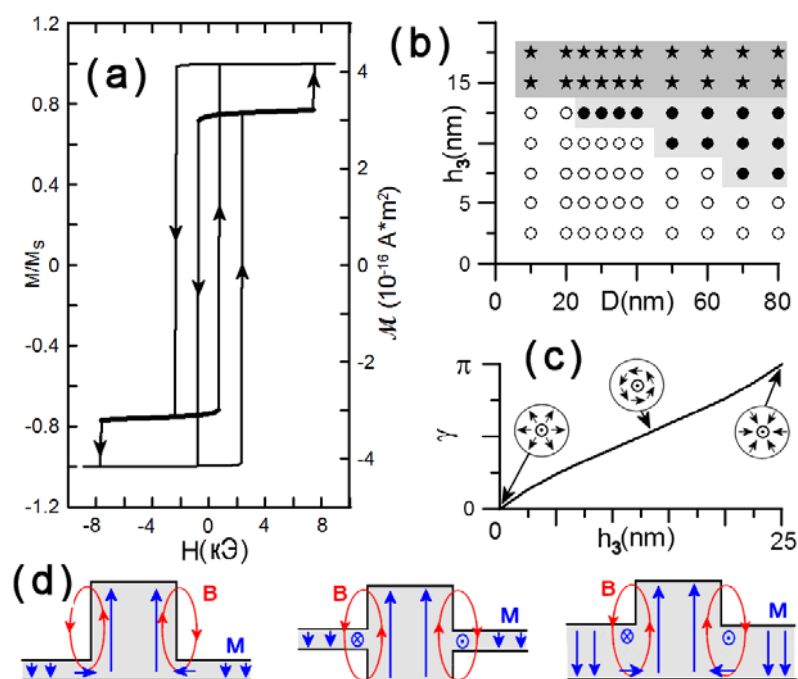


Рис. 2.17. (a) Кривая намагничивания для магнитной пленки $300 \text{ нм} \times 300 \text{ нм} \times 5 \text{ нм}$ с утолщением ($D = 50 \text{ нм}$, $h_3 = 25 \text{ нм}$) в центре. Левая ось графа показывает абсолютное значение магнитного момента системы. Толстые линии соответствуют скирмионному распределению намагниченности в системе. (b) Рассчитанная диаграмма устойчивости скирмиона на утолщении ($h_1 = 20 \text{ нм}$, $h_1 = h_2 + h_3$). Звездочки соответствуют скирмионам со спиральностью $\gamma = \pi$, круги - скирмионам со спиральностью $\gamma < \pi$, окружности - параметрам при которых скирмион не устойчив. (c) Зависимость спиральности скирмиона стабилизированного утолщением ($h_1 = 30 \text{ нм}$, $h_2 = 5 \text{ нм}$) от геометрии системы в случае $h_1 \neq h_2 + h_3$ для нулевого внешнего поля. (d) Схема размагничивающих полей и распределение намагниченности для разных геометрий системы.

Спиральность скирмиона определяется конфигурацией полей размагничивания и поэтому зависит от геометрии системы (рис. 2.17c и d). Для системы с плоской нижней поверхностью (т.е. $h_1 = h_2 + h_3$), в том случае если толщина пленки меньше обменной длины ($h_2 \leq 5 \text{ нм}$), спиральность $\gamma = 0, \pi$ и мы имеем неелевский тип скирмиона. Для более толстых пленок спиральность становится неравномерной в вертикальном направлении (рис. 2.17d). Такая же ситуация наблюдается для скирмиона стабилизированного в углублении. Таким образом, изменяя геометрию системы, можно получить скирмионы с разным значение спиральности. Более того,

моделирование показывает, что спиральность скирмиона можно обратимым образом изменять, прикладывая внешнее однородное магнитное поле. Естественным образом если приложенное поле направлено против намагниченности скирмиона, он начинает сжиматься, и наоборот, если поле совпадает с направлением намагниченности, он расширяется (рис.2.8). Это происходит до тех пор, пока он не потеряет свою стабильность. При этом расширение скирмиона сопровождается изменением его спиральности (рис. 2.16b). Отмечу, что моделирование подтверждает возможность стабилизации скирмиона на локальном углублении или утолщении в широком диапазоне возможных материальных параметров (приведены выше) при правильно подобранной геометрии системы. Таким образом, на основании микромагнитного моделирования можно сделать вывод о том что, локально меняя толщину магнитной пленки, можно стабилизировать скирмионы достаточно малого вплоть до 20 нм в диаметре.

Второй важный вопрос, на который был получен ответ относительно исследуемой системы, заключается в том, можно ли простыми методами инициализировать в ней скирмионы, если первоначально она находилась в однородном состоянии. Для этого было проведено подробное исследование кривых намагничивания представленной модельной системы. При решении этой задачи условия численного моделирования были слегка изменены. Расчет был выполнен для области магнитной пленки латеральными размерами 640×640 нм и толщиной 30 нм, которая содержала 23 углубления, расположенные в гексагональную решетку. Их диаметр и глубина составляют 60 нм и 25 нм, в то время как период решетки равен 110 нм. В этом случае периодические граничные условия не были использованы для того, чтобы учесть возможные граничные эффекты, которые, несомненно, могут иметь место в реальном эксперименте. При этом массив углублений слегка (на 2.5 нм) сдвинут относительно центра системы специально, чтобы уменьшить её симметрию. Методика моделирования кривой намагничивания следующая: первоначально система однородно намагничивается в перпендикулярном магнитном поле, затем поле меняется с шагом 2.5 Э, оставаясь однородным. На каждом шаге по полю система релаксирует в равновесное состояние, у которого вычисляется средняя величина намагниченности. Результаты расчета представлены на рис. 2.18.

Процесс перемагничивания происходит следующим образом. Вплоть до некоторого значения внешнего поля ($H = 1.64$ кЭ, в условиях моделирования, точка D на рис. 2.18) система остается в однородном состоянии. Затем в диапазоне полей 1.64 - 2.04 кЭ происходит последовательное перемагничивание углублений, в каждом из которых формируется магнитный скирмион - ЦМД. Процесс заканчивается формированием плотной решетки магнитных скирмионов. Благодаря магнитостатическому взаимодействию между магнитными скирмионами процесс намагничивания имеет поэтапный характер, а кривая намагничивания имеет форму т.н. чёртовой лестницы, когда узкие ступени находятся между более широкими. Более широкие ступень-

ки соответствуют формированию более симметричных массивов скирмионов (рис. 2.18b). Причины такого поведения системы были подробно проанализировано в разделе 1.1.1. Образующаяся плотная решетка скирмионов устойчива в широком диапазоне полей ($-2.25 \text{ кЭ} < \mu_0 H < 5 \text{ кЭ}$). Если поле становится меньше -2.25 кЭ (точка В на рис. 2.18), происходит обратный процесс поэтапного исчезновения скирмионов. Если поле становится больше 5 кЭ (точка С на рис. 2.18), то один из скирмионов теряет устойчивость и область перемагниченного домена распространяется по всей системе. Замечательным фактом является то, что процесс перемагничивания можно остановить в любом месте кривой между точками D и A и таким образом создать скирмионную решетку с требуемой симметрией. Прикладывая соответствующее внешнее поле, можно переключать систему между состояниями с разной плотностью скирмионов.

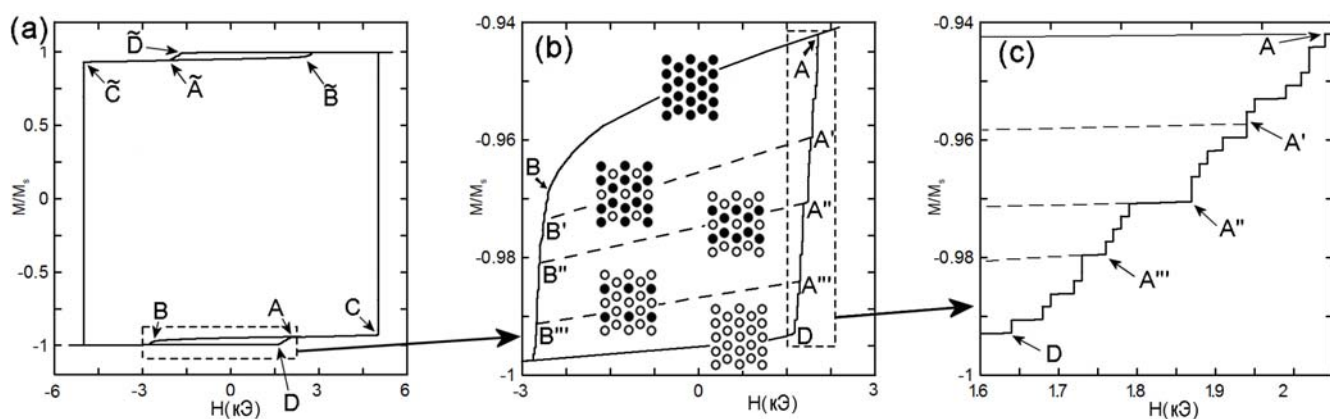


Рис. 2.18. Характерный вид кривой намагничивания гексагональной решетки (период составляет 110 нм) углублений (диаметр 60 нм , глубина 25 нм) в пленке толщиной 30 нм . (b) Участок кривой намагничивания, на котором реализуются решетки скирмионов с различной симметрией. Черные кружки представляют собой перемагниченные углубления, т. е. скирмионы. (c) участок кривой намагничивания, имеющий вид чёртовой лестницы, обусловленный эффективным антиферромагнитным магнитостатическим взаимодействием между скирмионами.

Оценим теперь влияние тепловых флуктуаций на устойчивость скирмионных решеток и тонкую структуру кривой намагничивания. Очевидно, энергетический барьер между различными скирмионными решетками, вызывающий появление ступеней на кривой намагничивания, имеет порядок $E \sim NM$, где $M \sim 10^{-13} \text{ эрг Гс}^{-1}$ - магнитный момент скирмиона, а H - ширина соответствующей ступени на кривой намагничивания. Сравнивая эту энергию с энергией тепловых флуктуаций при комнатной температуре, можно найти некоторое критическое значение ширины ступени, которое составляет $H_c \sim k_B T / M \sim 3 \times 10^{-1} \text{ Э}$. Соответственно это минимальная

ширина ступеньки, которая может быть экспериментально разрешена при комнатной температуре, более узкие ступеньки будут размыты из-за тепловых флуктуаций.

С другой стороны, интересно сравнить $k_B T$ с энергией магнитостатического взаимодействия между скирмионами, которая в диполь-дипольном приближении равна $E = M^2/4\pi r^3$. Из этой оценки, можно найти расстояние между двумя скирмионами, при которых их магнитостатическое взаимодействие начинает превышать энергию тепловых флуктуаций. Эта величина составляет около 1 $\mu\text{м}$, соответственно для скирмионов диаметром 100 нм, шаги на кривых намагничивания, связанные со сложными решетками скирмионов с периодами меньшими этого критического расстояния, будут разрешены, а узкие ступени соответствуют сложным скирмионным решеткам, которые имеют период более 1 $\mu\text{м}$, будут размыты при комнатной температуре.

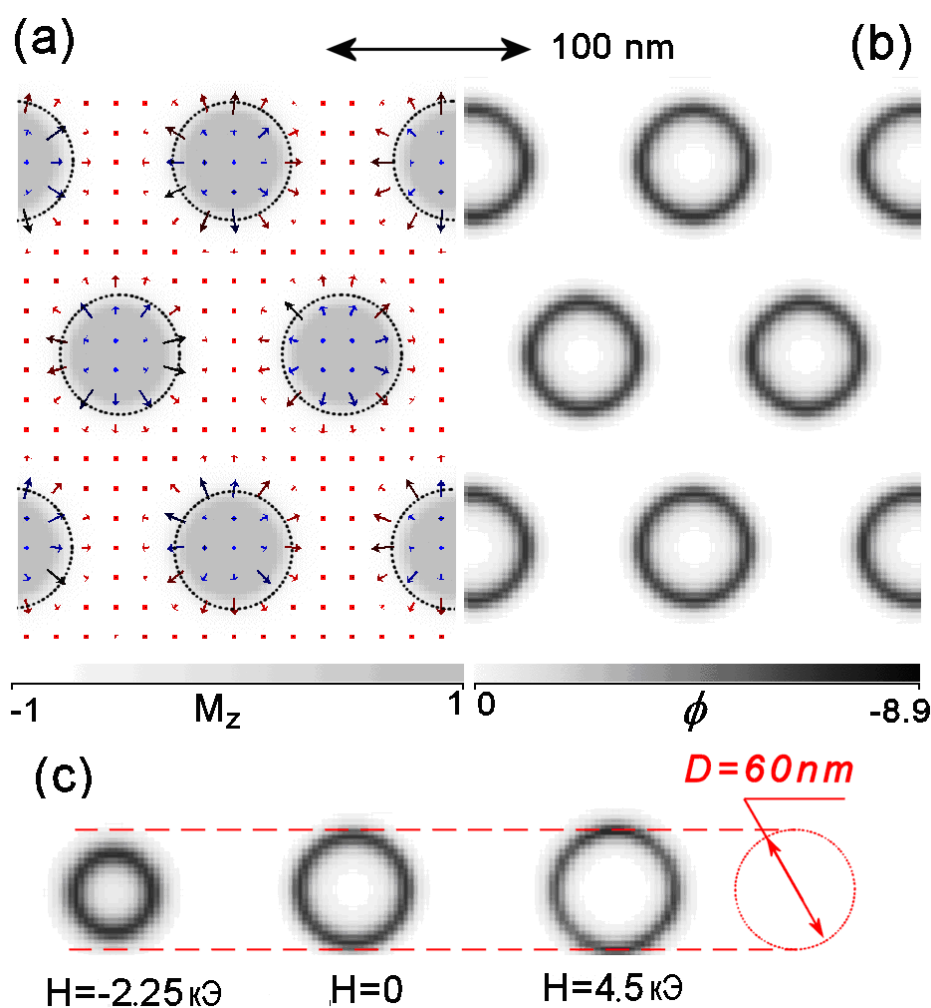


Рис. 2.19. (a) Распределение намагничивания в решетке скирмионов на массиве углублений при $H = 0$. Пунктирные линии обозначают края углублений. (b) Рассчитанная локальная плотность топологического заряда ϕ для той же скирмионной решетки. (c) Зависимость распределения локальной плотности топологического заряда ϕ от внешнего магнитного поля. Красный круг показывает латеральный размер углубления, $D = 60 \text{ нм}$.

На рис. 2.19 представлено рассчитанное распределение локальной плотности топологического заряда (подынтегральное выражение в 2.1) в системе. Для разных значений внешнего магнитного поля максимальная локальная плотность топологического заряда изменяется от $\phi = -6.63 \text{ нм}^{-2}$ при $H = 5 \text{ кЭ}$ до $\phi = -8.9 \text{ нм}^{-2}$ при $H = -2.55 \text{ кЭ}$, поскольку скирмион меняет свой диаметр. Тем не менее, интегральный топологический заряд локализованного состояния, вычисленный как интеграл плотности топологического заряда по элементарной ячейке решетки, всегда равен -1 между точками В и С кривой намагничивания. Очевидно, что для противоположного направления коров (между точками \tilde{B} и \tilde{C}) топологический заряд локализованного состояния равен 1.

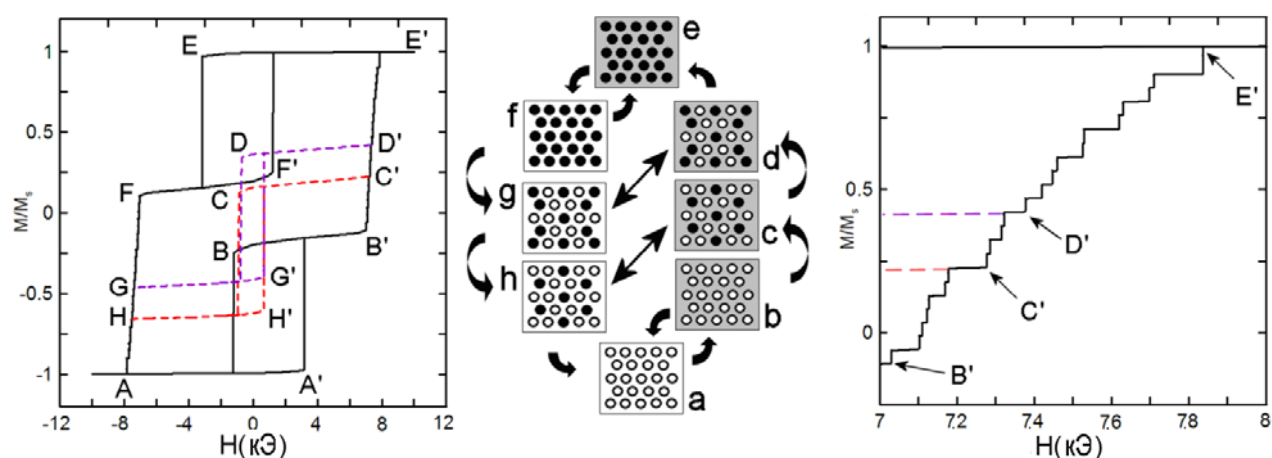


Рис. 2.20. Слева: типичная кривая намагничивания гексагональной решетки (период 120 нм) цилиндрических утолщений (диаметр 60 нм, высота 25 нм) на поверхности пленки толщиной 5 нм. Пары заглавных букв А-А', В-В', С-С' и т.д. обозначают ветви кривой намагничивания соответствующие формированию скирмионных решеток, обозначенных теми же строчными буквами а, b, с, которые схематически представлены в центре. В центре: некоторые (наиболее симметричные) возможные решетки скирмионов последовательно возникающие при намагничивании системы. Черный цвет (для утолщений) и серый цвет (для пленки) обозначает области с намагниченностью направленной вверх, а белый - области с намагниченностью направленной вниз. Стрелки указывают возможные переходы между состояниями при приложении соответствующего внешнего поля. Справа: участок кривой намагничивания между В и Е, имеющий форму чёртовой лестницы.

Хотя в процессе перемагничивания системы и наблюдается формирование скирмионов локализованных на углублениях, при произвольных значениях материальных параметров (из вышеуказанного диапазона) в части углублений формируются топологически незаряженные "луковичные" состояния (рис. 2.6d), или в традиционной терминологии ЦМД с нулевой завих-

ренностью доменной стенки ($S=0$, [4]). Тем не менее, можно выбрать такие материальные параметры или геометрию системы, когда "луковичные" состояния становятся неустойчивыми по отношению к трансформации в топологически заряженный скирмион (мягкий ЦМД с $S=1$). Материальные параметры, которые используются для расчета кривых намагничивания, представленных на рис. 2.18 удовлетворяют этому условию

Кривая намагничивания гексагональной решетки утолщений ($D = 60$ нм, $h_3 = 25$ нм, период 120 нм) сформированная на пленке размером $600 \times 600 \times 5$ нм показана на рисунке рис. 2.20. В этом случае перемагничивание начинается с тонких участков пленки. При $H = 3.18$ кЭ появляется зародыш с обратным направлением намагниченности, который затем разрастается на всю пленку за исключением утолщений, которые сохраняют свою намагниченность неизменной. Таким образом, сразу формируется плотная гексагональная решетка (состояние «b» в схеме на рис. 2.20) магнитных скирмионов. Она остается устойчивой в широком диапазоне значений внешнего поля (участок кривой намагничивания обозначенный как B-B'). При значении поля, превышающем 7.04 кЭ, плотная решетка скирмионов становится неустойчивой и наблюдается последовательное перемагничивание утолщений при дальнейшем увеличении внешнего поля. Процесс перемагничивания заканчивается в поле 7.86 кЭ (точка E). Эта ветвь кривой намагничивания имеет форму чёртовой лестницы, подобную представленной на рис. 2.18 для решетки углублений. Во время перемагничивания система проходит через последовательность состояний, которые имеют разное количество скирмионов. Некоторые из наиболее симметричных состояний представлены на рис. 2.20. Прикладывая однородное внешнее поле, можно получить различные устойчивые скирмионные решетки, а также произвольно переключать систему между этими стабильными состояниями. Таким образом, в рамках данного раздела показано, что решетка магнитных скирмионов может быть стабилизирована на локальных утолщениях или утоньшениях магнитной пленки, при этом на кривой намагничивания системы должны возникать ступеньки соответствующие формированию решеток магнитных скирмионов разной плотности и симметрии.

2.2.2. Экспериментальное исследование магнитных многослойных пленок Co/Pt с пространственно модулированной толщиной.

Исходные многослойные пленки Co/Pt, использованные для создания структур с модулированной толщиной, полностью аналогичны тем, которые использовались для изготовления наноструктур с модулированной анизотропией. Их структура, технология изготовления и магнитные свойства изложены в начале раздела 2.1.2. Изготовленные на их основе структуры представляют собой двумерную периодическую решетку цилиндрических выступов. Для этого в

промежутках между выступами многослойная пленка стравливалась примерно на половину своей исходной толщины. Технология изготовления образцов следующая. Первоначально на поверхность Co/Pt многослойной пленки наносился позитивный резист ПММА496 толщиной 150 нм. После этого в местах будущих выступов резист засвечивался фокусированным пучком электронов ($E = 10$ кЭв, доза экспонирования 110 мКл/см²) в электронном микроскопе SUPRA-50VP с литографической приставкой RAITH. В качестве органического проявителя резиста использовался раствор метоизобутанкетона (МИБКО) в изопропиловом спирте в соотношении 1:3. Затем на поверхность проявленного резиста методом магнетронного напыления осаждалась пленка ванадия толщиной 10 нм, после чего производился процесс взрывной литографии в ультразвуковой ванне в ацетоне. Таким образом, на поверхности многослойной пленки Co/Pt формировалась маска в виде периодической прямоугольной решетки (период 300 нм) наночастиц ванадия диаметром 150 нм (рис. 2.21). Прецизионное травление промежутков незакрытых ванадием проводилось в установке вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) с непосредственным анализом в процессе травления. При этом стравливалось три из пяти слоев Co.

Образец в целом представляет собой холловский мостик, изготовленный методами фотолитографии. Перекрестие моста имеет размеры 150×150 мкм и представляет собой наноструктурированную пленку CoPt. Токовые и холловские контакты выполнены из платины толщиной 20 нм и имеют ширину 150 мкм и 5 мкм соответственно.

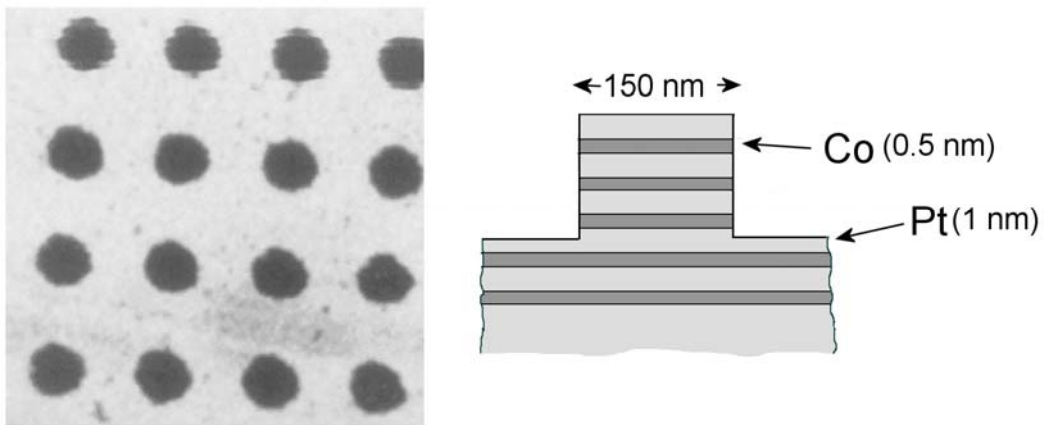


Рис. 2.21. Слева - изображение участка ванадиевой маски в электронном микроскопе. Размер скана 1.2×1.2 мкм. Справа - схематичное изображение поперечного разреза многослойной пленки Co/Pt после наноструктурирования.

Достаточно большой размер образца позволил измерить петлю намагничивания системы, используя магнитооптические методы (измерения эффекта Керра). При этом магнитооптические и холловские измерения проводились одновременно в одном проходе по магнитному по-

лю. Характерный вид гистерезисных кривых представлен на рис. 2.22. Наноструктурирование привело к тому, что коэрцитивность пленки выросла с ~ 20 мТл до ~ 300 мТл.

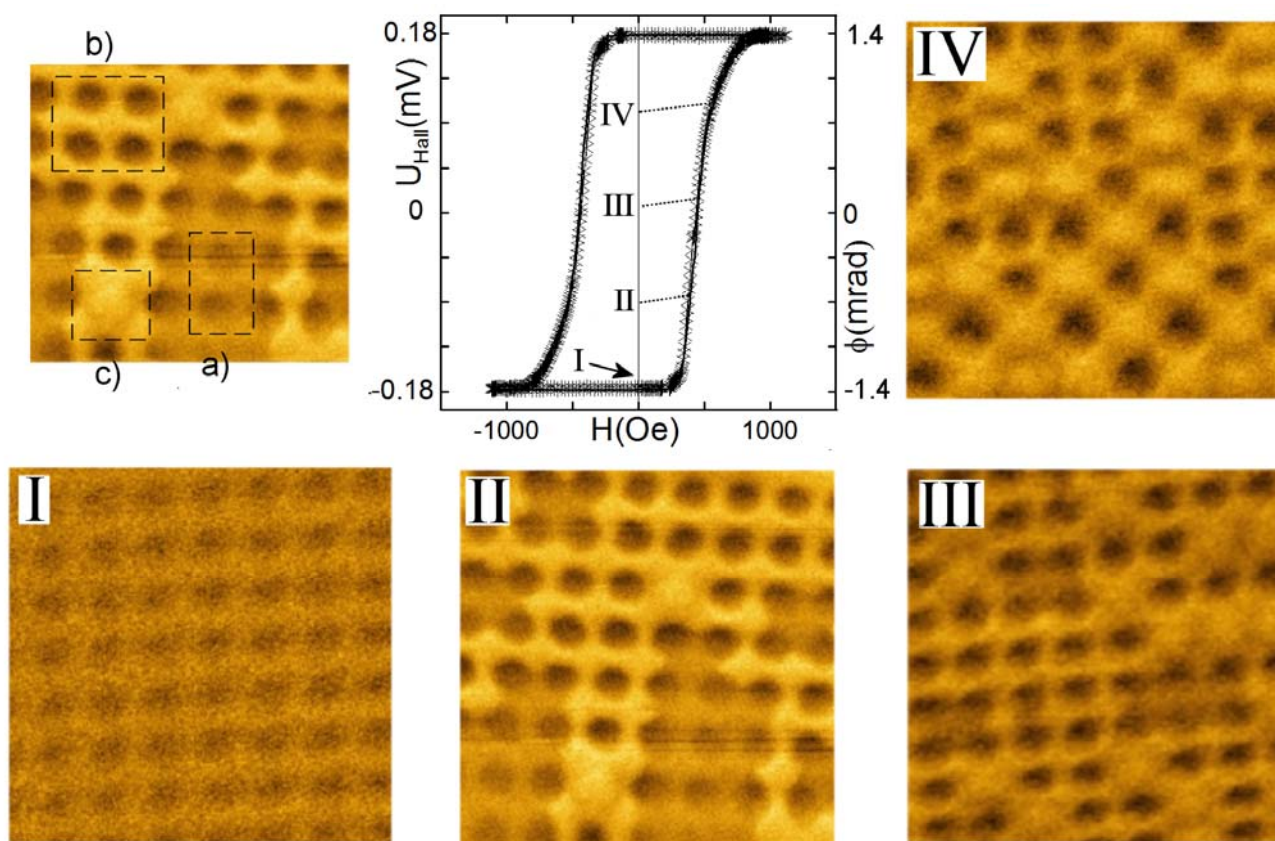


Рис. 2.22. Петля гистерезиса эффекта Холла (сплошная линия) и магнитооптического эффекта Керра (звездочки) при намагничивании наноструктурированной многослойной пленки Co/Pt в поперечном магнитном поле. Изображения соответствующих магнитных конфигураций структуры полученные методом МСМ обозначены как I - IV. Размер сканов МСМ $2 \times 2 \mu\text{м}$. I - система в однородном состоянии с намагниченностью перпендикулярно пленке. а) Однородно намагниченная область пленки с намагниченностью против поля. б) Область, где пленка между выступами перемагнитилась, а сами выступы сохранили первоначальное направление намагниченности. в) Область, где и пленка и выступ перемагнитились, и соответственно, намагниченная однородно в направлении перемагничивающего поля.

Магнитосиловая микроскопия использовалась для анализа конфигураций возникающих в ходе перемагничивания. МСМ измерения проводились в нулевом внешнем поле, после намагничивания системы до промежуточных значений внешнего поля, меньших, чем поле насыщения. Соответствующие конфигурации показаны на рис. 2.22. В остаточном состоянии (I) виден слабый МСМ контраст. Его наличие связано с тем, что в даже в однородно намагниченной системе неровность поверхности приводит к появлению полей рассеяния. При приложении внешнего поля первоначально наблюдается перемагничивание пленки между выступами. Тем не ме-

нее, одновременно наблюдается перемагничивание части выступов. Причиной этого является то, что флуктуации коэрцитивности в исходной пленке, достаточно велики. При этом в системе одновременно наблюдаются три возможных конфигурации: однородно исходно намагниченные области (а, на рис. 2.22), однородно перемагниченные области (с), и области где перемагниченная пленка окружает выступ, намагниченный в противоположном направлении (b). Областей, где перемагниченный выступ окружен пленкой в исходном состоянии, не наблюдается. Конфигурация (b) является плотной решеткой ЦМД, запинингованных на выступах.

По мере увеличения внешнего магнитного поля (рис. 2.22, III) площадь, занимаемая состоянием (а) падает, в то время как площадь, занимаемая решеткой скирмионов (b) растет. Одновременно увеличивается и число перемагниченных выступов (с). Наконец, в некотором магнитном поле (рис. 2.22, IV) неперемагниченные участки (а) исчезают, и в системе реализуется неплотная решетка скирмионов, соответствующая существованию как перемагниченных, так и неперемагниченных выступов на фоне перемагниченной пленки. При дальнейшем увеличении поля все выступы перемагничиваются и система опять переходит в однородно намагниченное состояние.

Таким образом, в системе наблюдается формирование отдельных участков плотной скирмионной решетки с плотностью топологического заряда равной $\sim 12 \mu\text{м}^{-2}$. Кривая намагничивания образца при этом отличается от рассчитанной в предыдущем разделе, что, видимо, связано с разбросом величины коэрцитивности по площади образца.

Для сравнения было проведено микромагнитное моделирование системы с использованием кода OOMMF [97]. Геометрия моделируемой системы соответствует эксперименту. Квадратный участок магнитной пленки размером 900×900 нм содержит 9 элементарных ячеек квадратной решетки выступов. При моделировании используются периодические граничные условия в плоскости для того, чтобы симулировать периодическую решетку большого размера. Период решетки 300 нм, диаметр выступов 150 нм. Толщина пленки между выступами 3 нм, в области выступа - 7.5 нм. Шаг численной сетки составлял $2.5 \times 2.5 \times 1.5$ нм, что меньше характерной толщины доменной стенки. Величина намагниченности насыщения и константа обмена выбраны равными $M_s = 200$ эрг Гс⁻¹см⁻³, $A = 2.5 \times 10^{-8}$ эрг/см, что соответствует экспериментальным оценкам этих величин в пленках Co/Pt ранее сделанным в разделе 2.1.3, и считаются однородными по толщине. При этом величина константы анизотропии в моделировании была неоднородна по толщине и составляла $K_1 = 3.22 \times 10^5$ эрг/см³ для нижнего слоя толщиной 1.5 нм и $K_2 = 2.58 \times 10^5$ эрг/см³ для остальных 6 нм толщины. Кроме того, в систему была добавлена малая анизотропия $K_r = 0.02 \times K_1$ со случайным направлением осей. Практически не меняя энергии системы, эта добавка достаточна, чтоб инициализировать начальную неустойчивость плоской пленки в поле противоположном намагниченности, кроме того, она соответству-

ет поликристаллической структуре экспериментальных образцов, полученных методом магнетронного напыления [107]. Рассчитанные кривые перемагничивания системы приведены на рис. 1а и рис. 4 соответственно для плоской пленки исходной толщиной 7.5 нм и для наноструктуры на ее основе.

При выбранных параметрах системы перемагничивание плоской пленки протекает следующим образом. Система остается в остаточном однородно намагниченном состоянии вплоть до поля $H = 160$ Э, затем возникает зародыш перемагниченной фазы, из которого развивается лабиринтная доменная структура. Затем намагниченность системы плавно возрастает до $H = 290$ Э, когда лабиринтная доменная структура становится неустойчивой и происходит полное перемагничивание.

В случае решетки выступов в поле $H = 320$ Э в промежутке между выступами возникает зародыш перемагниченной фазы, который затем разрастается на всю пленку за исключением выступов, которые сохраняют свою намагниченность неизменной. В результате формируется квадратная решетка магнитных скирмионов, запинингованных на выступах, которая остается устойчивой как при "выключении" внешнего поля, так и при его увеличении до 380 Э, что приводит к появлению ступеньки на кривой намагничивания (рис. 2.23). Дальнейшее увеличение внешнего поля вызывает последовательное перемагничиванию магнитных скирмионов, система переходит в полностью перемагниченное состояние в поле 410 Э. Отличие экспериментальной кривой намагничивания от смоделированной, связано, по-видимому, с разбросом материальных и геометрических параметров в экспериментальном образце, что приводит к размытию ступенек и резких краев гистерезисной петли.

Почему необходимо считать анизотропию неоднородной по толщине? Использование при моделировании однородной константы анизотропии показывает уменьшение коэрцитивности наноструктуры по сравнению с плоской пленкой, что противоречит экспериментальным данным (мы наблюдаем увеличение коэрцитивности). Уменьшение коэрцитивности наноструктурированной пленки связано с ее геометрической неоднородностью, которая обуславливает наличие неоднородных полей рассеяния, что повышает неустойчивость системы при перемагничивании. В том случае, если нижний слой многослойной структуры обладает большей анизотропией, сравнении верхних слоев пленки в промежутках между выступами приводит к возрастанию средней анизотропии системы. Несмотря на то, что средняя перпендикулярная анизотропия пленки между выступами (2.9×10^5 эрг/см³) становится больше, чем в области выступов (2.7×10^5 эрг/см³), неоднородный характер распределения намагниченности в решетке выступов (см. 2.17d) приводит к тому, что сначала перемагничивается пленка между выступами и лишь затем сами выступы.

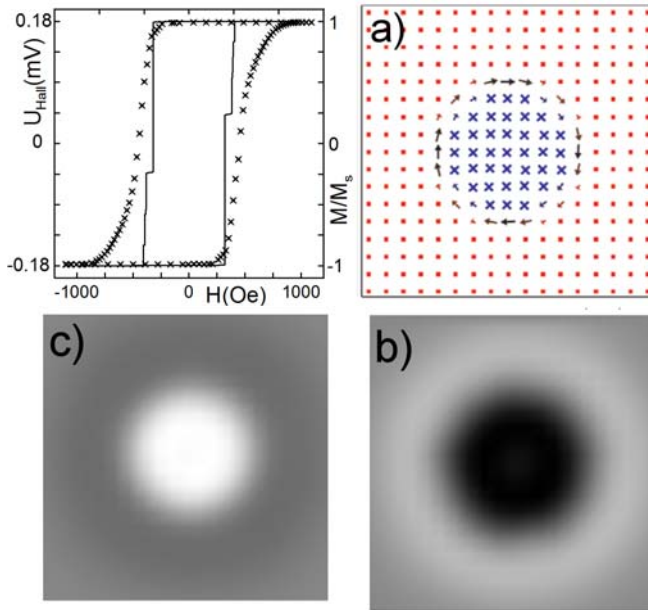


Рис. 2.23. Кривая намагничивания наноструктурированной многослойной пленки Co/Pt в поперечном магнитном поле измеренная экспериментально (крестики) и рассчитанная методами микромагнитного моделирования (сплошная линия). а) рассчитанное распределение намагниченности в магнитном скирмионе запиннированном на выступе в пленке, б) и в) рассчитанный на основе результатов микромагнитного моделирования сигнал МСМ от выступа магнитной пленки при наличии скирмионного распределения намагниченности (б) и в случае исходного однородного распределения намагниченности (сравни с б) и в) на рис. 2.22.)

Неоднородность анизотропии по толщине в экспериментальных образцах может быть связана с тем, что нижний слой Co лежит на толстой пленке Pt, в то время как последующие слои Co лежат на тонких прослойках Pt.

На рис. 2.23а представлено смоделированное распределение намагниченности в магнитном скирмионе застабилизированном на выступе. Рассчитанные распределения намагниченности для этой и других возможных магнитных конфигураций были использованы для расчета величины $\partial^2 H_z / \partial z^2$, которая обуславливает сигнал, измеряемый в процессе сканирования образца магнитно-силовым микроскопом [108]. Приведенные на рис. 2.23 распределения $\partial^2 H_z / \partial z^2$ рассчитаны для высоты равной высоте сканирования МСМ и соответствуют изображениям, получаемым в ходе экспериментального МСМ сканирования. Видно, что скирмионное распределение намагниченности дает контраст аналогичный контрасту изображения на рис. 2.22b полученному экспериментально.

Таким образом, как и в случае систем с локально измененными материальными параметрами, удалось экспериментально подтвердить возможность стабилизации магнитных скирмионов в магнитных пленках с перпендикулярной анизотропией в областях с локально измененной толщиной при комнатной температуре в нулевом внешнем магнитном поле.

Глава 3. Магнитные пленки на поверхности коллоидного кристалла.

В главе представлены результаты цикла экспериментальных работ по исследованию магнитных и оптических свойств нового класса магнитных наноструктурированных материалов полученных методами самоорганизации - двумерных решеток магнитных нанополусфер, образующихся при напылении ферромагнитного металла на поверхность коллоидного кристалла. Переход в исследованиях от планарных структур к структурам, обладающим трехмерной геометрией, например к изогнутым поверхностям, является еще одним современным трендом физики магнитных наноструктур [9]. Интересные эффекты в таких структурах возникают, например, из-за взаимной игры криволинейной геометрии и топологии возможных магнитных конфигураций. Например, в то время как основным состоянием малой плоской магнитной частицы является однодоменное состояние, в сферической оболочке оно запрещено как следствие известной "теоремы о причесывании ежа" [109], вместо этого в частице формируется два магнитных вихря [110]. Одним из элегантных способов получения сильно искривленных магнитных пленок является напыление металла на поверхность коллоидного кристалла [10], образующегося при осаждении нано или микрочастиц различных материалов (SiO_2 , полиметилметакрилата) из монодисперсных коллоидных растворов. Поверхность коллоидного кристалла представляет собой плотноупакованную гексагональную решетку наночастиц, которая покрывается ферромагнитным слоем (Co, Ni, NiFe) при помощи магнетронного напыления. Полученная наноструктурированная пленка представляет собой гексагональную плотноупакованную решетку магнитных нанополусфер, обладающих большой кривизной поверхности, при этом период коллоидного кристалла задает период магнитной системы. Очевидно, в зависимости от толщины пленки металла получается либо регулярная гексагональная решетка контактирующих магнитных нанополусфер либо сплошная гофрированная пленка. Привлекательной особенностью системы является возможность легко изменять соотношение между основными магнитными взаимодействиями (обменным и магнитостатическим) меняя диаметр шариков и толщину ферромагнитного слоя. Еще одно преимущество возможность изготовления наноструктур большой площади без привлечения дорогостоящих литографических технологий, используя методы самоорганизации.

Достаточное количество работ посвящено исследованию структур с перпендикулярной магнитной анизотропией, получающихся при напылении многослойных пленок на поверхность коллоидного кристалла. Были изучены их статические магнитные (Co/Pd [10,111,112] Co/Pt

[113,114] Fe/Gd [115]) и транспортные [11] и оптические [12, 116] свойства. В то время как свойствам структур с перпендикулярной анизотропией было уделено достаточно большое внимание, структуры с анизотропией типа легкая плоскость остались не исследованными.

Важной особенностью магнитных пленок на поверхности коллоидных кристаллов является их периодическая структура в плоскости. Это позволяет согласовать падающее оптическое излучение с поверхностными плазмонными модами [117, 118]. Несмотря на то, что исследование плазмонов в наноструктурах является быстро развивающимся направлением физики, в первую очередь изучаются системы на основе благородных металлов [119,120], свойства плазмонов в магнитных системах гораздо менее изучены, при этом исследования сосредоточены в первую очередь на ферромагнитных структурах [121-124] изготовленных литографическим путем. Несмотря на то, что затухание плазмонов в ферромагнитных металлах заметно выше, чем в благородных, интересным является исследование влияния плазмонных возбуждений на магнитооптические свойства ферромагнитных структур, где в теоретических расчетах была показана предсказана возможность усиления магнитооптического вращения в условиях плазмонного резонанса [125]. При этом в эксперименте наблюдалось как резонансное усиление [126], так и резонансное уменьшение [127] магнитооптического вращения плоскости поляризации отраженного света при возбуждении поверхностных плазмонов. Замечу, что с точки зрения технологии изготовления магнитоплазмонных сред, магнитные пленки на поверхности коллоидных кристаллов обладают тем преимуществом, что для их создания не требуется привлекать относительно дорогостоящих и медленных нанолитографических технологий. В этом случае периодические 2D наноструктуры достаточно большой площади получают методами самоорганизации (рост коллоидного кристалла). Соответственно подобные структуры выглядят многообещающе с точки зрения практических применений [128].

В данной Главе изучены статические магнитные и оптические свойства пленок Co и Ni напыленных на поверхность коллоидного кристалла из наночастиц полиметилметакрилата (ПММА) [129]. В разделе 3.1.1 изложена технология изготовления образцов, а также представлены результаты их топографической характеристики, выполненной методами сканирующей электронной микроскопии. В разделе 3.1.2. исследованы магнитные состояния (методом MCM) и кривые намагничивания (методами керровской оптической магнитометрии) гексагональных решеток магнитных нанополусфер Co в зависимости от их геометрии. В результате было обнаружено, что при малых размерах частиц (120 нм) в системе реализуются решетка квазидоменных состояний. Состояние решетки больших по размеру полусфер (>290 нм) зависит от толщины магнитной пленки. В тонких образцах наблюдается решетка магнитных вихревых состояний. Из-за того, что решетка имеет гексагональную симметрию, магнитные вихри оказываются фрустрированными. При увеличении толщины полусфер (до 60 нм) степень их пере-

крытия, а значит и обменное взаимодействие, увеличивается, фрустрированная вихревая решетка становится неустойчивой и система переходит в смешанное состояние. Результаты экспериментального исследования были подтверждены микромагнитным моделированием в разделе 3.1.3. В разделе 3.2. исследованы спектры отражения и доказана возможность возбуждения поверхностных плазмонов в 2D решетках нанополусфер Co и Ni и исследовано влияние плазмонных резонансов на их влияния на их магнитооптические свойства.

Результаты третьей главы опубликованы в работах [A14 - A16].

3.1. Фрустрированные решетки магнитных вихрей в периодической системе магнитных нанополусфер

3.1.1. Методы изготовления и характеристики двумерных плотноупакованных решеток магнитных нанополусфер на поверхности коллоидного кристалла

В качестве подложки для осаждения металлических магнитных пленок были использованы трехмерные коллоидные кристаллы ПММА. Исходные образцы коллоидных кристаллов были изготовлены проф. Б. Б. Троицким (Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, Нижний Новгород, Россия). Синтез коллоидных кристаллов подробно описан в [130]. Монодисперсные частицы, образующие кристалл имеют диаметр (D) в пределах $120 \div 450$ нм для разных образцов.

Морфология кристаллов исследовалась методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) до и после нанесения металлической пленки. Исследование проводилось с использованием СЭМ Supra 50VP (Carl Zeiss) в режиме низкого вакуума или в низковольтном режиме (пучок энергии первичных электронов составляет 1 - 2.5 кВ). Изображения СЭМ показывают, что частицы ПММА плотно упакованы в гексагональную структуру (Рис 3.1a,b). Точность измерения диаметра частиц составляет 10% в соответствии со спецификацией прибора. Поверхность коллоидного кристалла образована кристаллитами с различными ориентациями осей в плоскости. Типичный размер кристаллитов составляет 10 - 50 μm (Рис 3.1 снизу).

Ферромагнитные наноструктуры изготавливались методом магнетронного напыления тонкого слоя Co или Ni на поверхность коллоидного кристалла. Была изготовлена серия образцов с номинальной толщиной (h) от 20 до 60 нм. Точность изготовления пленки по толщине при магнетронном напылении на плоскую поверхность составляет $\pm 15\%$. Ток магнетрона имел величину 100 мА, диаметр мишени - 60 мм, расстояние между мишенью и подложкой 150 мм. Давление атмосферы Ar во время напыления поддерживалось равным 2×10^{-3} Торр, длина свободного пробега при этом составляет 120 мм, что сопоставимо с расстоянием между мишенью и

подложкой. Для предотвращения окисления поверхность магнитного слоя закрывалась 2 нм Si. В результате коллоидные частицы покрывались ферромагнитным слоем, а полученная наноструктурированная пленка представляет собой гексагональную плотноупакованную решетку магнитных нанополусфер.

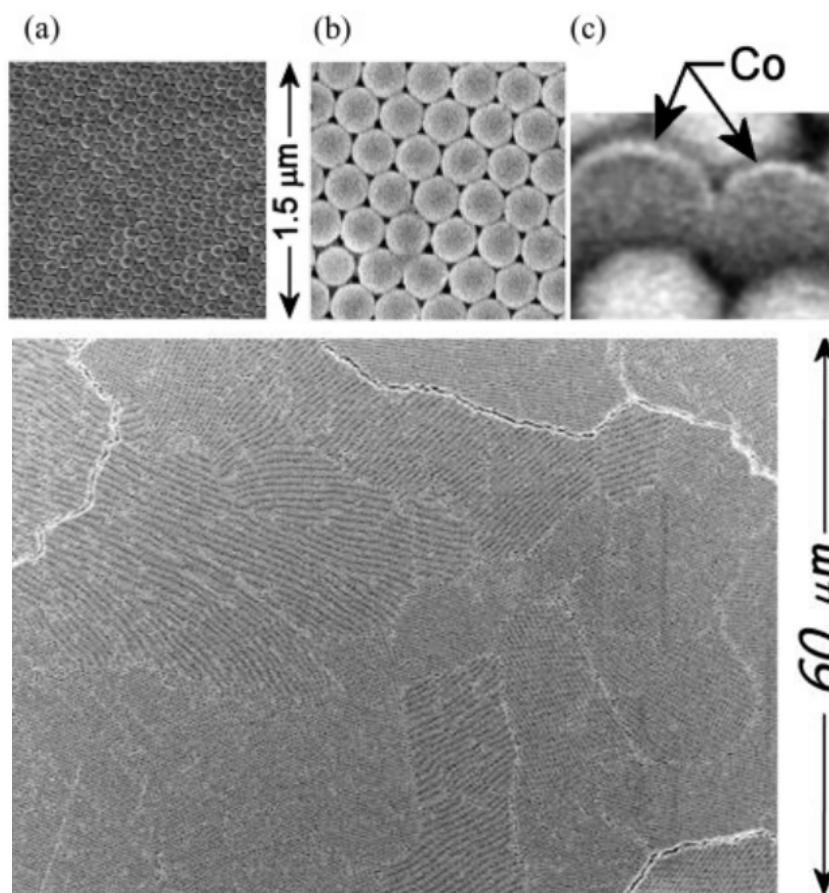


Рис 3.1. (a), (b) СЭМ - изображения 30 нм пленки Co на поверхности коллоидных кристаллов с периодом 120 и 370 нм соответственно. (c) Микрофотография сечения частиц, выполненного сфокусированным пучком ионов Ga^+ . Изображение, наблюдаемое в обратно рассеянных электронах ($E = 3$ кВ), слой Co выделяется яркостью. Внизу: СЭМ-изображение большей площади поверхности коллоидного кристалла, различные кристаллиты видны по различной картине муара.

Очевидно, период коллоидного кристалла задает период магнитной системы. Это позволяет получить магнитные структуры с различным периодом и толщиной. Необходимо отметить, что значения толщин, которые будут приводиться для образцов, соответствуют толщине контрольных пленок Co или Ni на плоской подложке Si, полученных в одном процессе с изготовлением наноструктурированного образца. Фактическая средняя толщина ферромагнитного покрытия коллоидной частицы в радиальном направлении в два раза меньше (так как отношение

площади поверхности полусферы к площади поверхности окружности на которую она опирается равно 2).

На рис. 3.1с приведено изображение поперечного разреза частиц ПММА покрытых слоем Со полученное во вторичных электронах методами СЭМ. Сечение частицы было проведено с использованием фокусированного пучка ионов Ga^+ (станция Neon 40 CrossBeam, Carl Zeiss, минимальный диаметр ионного пучка составляет ~ 7 нм) [131, 132].

Измерения петель намагничивания образцов проводилась методами керровской магнитометрии. Магнитооптический эффект Керра (МОЭК) при отражении света от образцов измеряли в меридиональной геометрии. В качестве источника света использовался He-Ne лазер ($\lambda = 632$ нм, 5 мВт). Лазерное излучение линейно поляризовалось при прохождении поляризатора Глана-Томпсона, затем пучок пропусклся через фарадеевский модулятор, обеспечивающий поляризационную модуляцию на частоте 400 Гц, и падал на поверхность образца под углом 40° к нормали. После прохождения второго поляризатора Глана-Томпсона (устанавливался в скрещенной геометрии) отраженный свет детектировался фотодиодом. Образцы устанавливались внутри зазора электромагнита, поле которого (до 3 кЭ) было ориентировано в плоскости образца и в плоскости падения излучения. В результате фиксировалась зависимость угла поворота плоскости поляризации отраженного света в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля.

Магнитные состояния полусфер Со и Ni исследовались методами магнитосилового микроскопии (МСМ) с использованием вакуумного сканирующего микроскопа «Solver-HV» (НТ-МДТ, Зеленоград), который был оснащен электромагнитом постоянного тока, встроенным в вакуумную камеру на виброизолирующей платформе. В качестве магнитного зонда использовались стандартные сканирующие зонды, покрытые слоем Со толщиной 30 нм при помощи магнетронного напыления. Иглы намагничивались вдоль оси симметрии во внешнем магнитном поле 10 кЭ. МФМ измерения проводились в бесконтактном режиме постоянной высоты. Для получения МФМ контраста регистрировался фазовый сдвиг колебаний зонда в градиентном магнитном поля образца [133]. Измерения проводились в вакууме 10^{-4} Торр для увеличения добротности зонда.

3.1.2. Экспериментальное исследование магнитных состояний и петель намагничивания двумерных плотноупакованных решеток магнитных нанополусфер Со.

Исследование магнитных состояний реализующихся в плотноупакованных гексагональных решетках магнитных нанополусфер было проведено для частиц с размерами (D) от 120 до 450 нм для двух толщин (h) магнитного слоя - 30 и 60 нм. Измеренные петли гистерезиса МО-

ЭК приведены на рисунке Рис 3.2. Все наблюдаемые в эксперименте петли гистерезиса для разных образцов можно разделить на три класса. Первый тип (Рис 3.2а) наблюдается у решеток полусфер диаметром более 250 нм и толщиной 30 нм. Такая очкообразная форма петель гистерезиса с нулевой остаточной намагниченностью характерна для вихревого распределения намагниченности в наночастицах [26]. Сворачивание намагниченности в вихрь обусловлено магнитостатическим взаимодействием в системе. Процесс намагничивания происходит путем смещения кора вихря из центра частицы. В некотором критическом поле (несколько сотен эрстед) вихрь становится неустойчивым, выходит из частицы и намагниченность частицы приходит в насыщение.

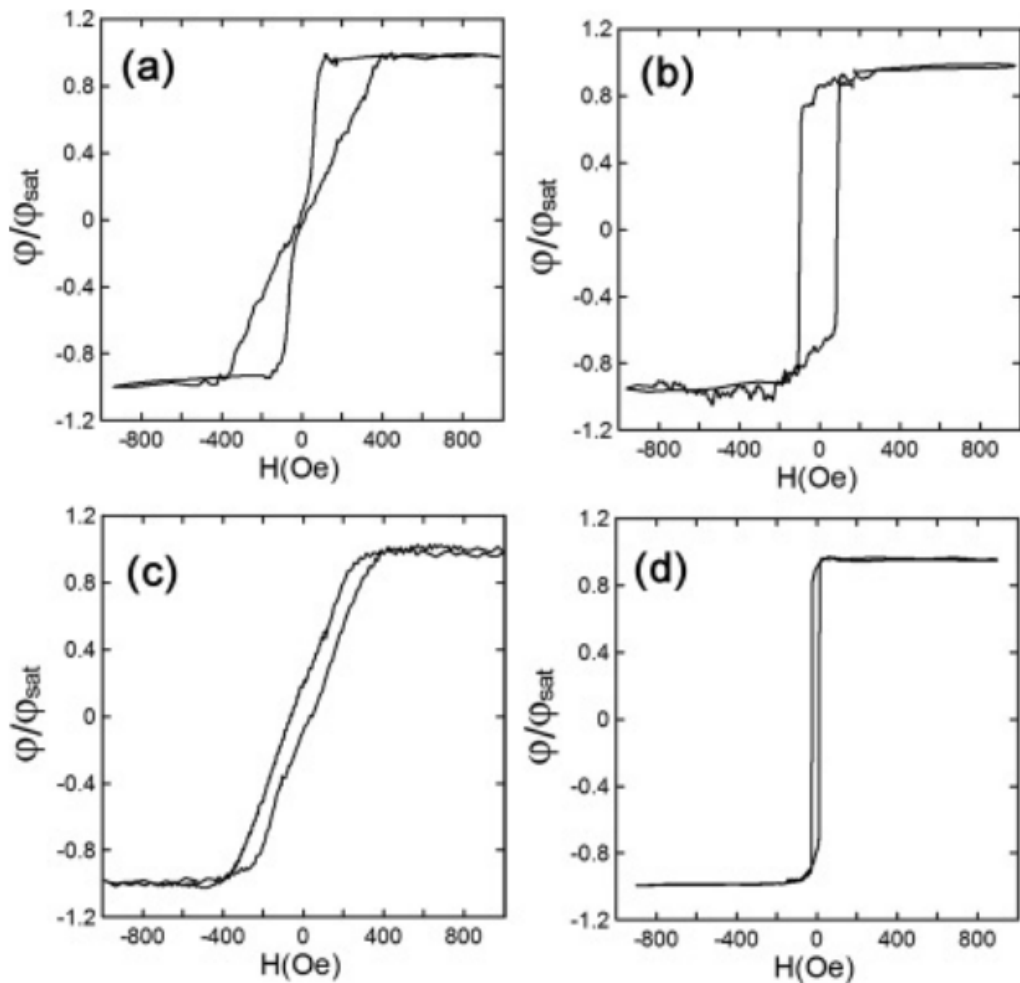


Рис 3.2. Кривые намагничивания пленки Co толщиной h на поверхности коллоидного кристалла ПММА с диаметром частиц D , измеренные по магнитооптическому вращению Керра, поле направлено в плоскости. (а) $h = 30$ нм, $D = 340$ нм. Форма петли соответствует вихревому распределению намагниченности в нанополусферах Co. (b) $h = 30$ нм, $D = 120$ нм. Форма петли соответствует однодоменному распределению намагниченности в нанополусферах. (c) $h = 60$ нм, $D = 290$ нм. Форма петли соответствует смешанному распределению намагниченности в системе. (d) Петля гистерезиса плоской пленки Co.

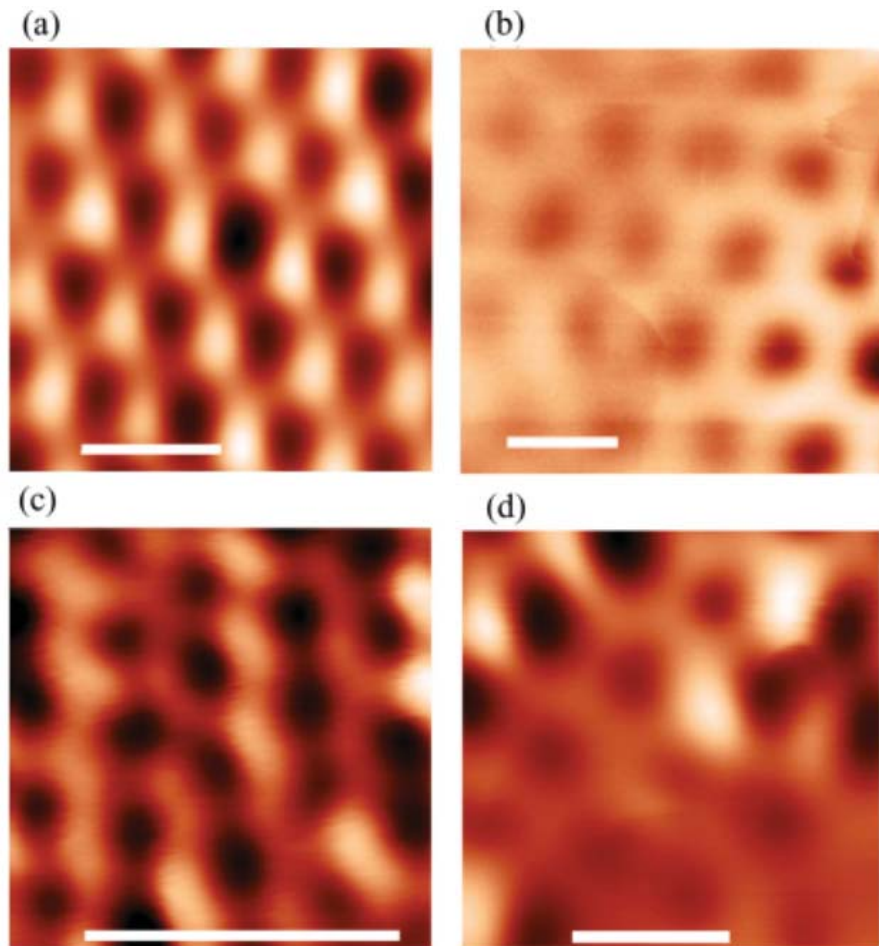


Рис 3.3. Экспериментальные МСМ-изображения решеток нанополусфер Co в разных магнитных состояниях. Длина масштабирующего отрезка равна 400 нм. (а) система с $h = 60$ нм, $D = 290$ нм в поле 200 Э после намагничивания до насыщения при 1000 Э. (б) Решетка магнитных вихрей. (с) решетка нанополусфер в однодоменных состояниях при нулевом магнитном поле ($h = 30$ нм, $D = 120$ нм). (д) смешанное распределение намагниченности; видны как вихри, так и однодоменные состояния ($h = 60$ нм, $D = 290$ нм). Частицы с однодоменным распределением создают два магнитных полюса; Частицы в вихревом состоянии демонстрируют меньший сигнал с центрально-симметричным контрастом.

При обратном процессе, когда внешнее магнитное поле уменьшается, происходит зарождение магнитного вихря на границе и его смещение к центру, что сопровождается резким уменьшением намагниченности. Значение полей входа и выхода вихря значительно отличаются, что приводит к гистерезисному поведению системы. Проведенные МСМ измерения подтверждают вихревую структуру намагниченности образцов соответствующей геометрии в остаточном состоянии (Рис 3.3b), а также квазиоднодоменное (т.н. "луковичное") состояние [122] магнитных нанополусфер в состоянии насыщения (Рис 3.3a). В последнем случае на МСМ изображении хорошо видны яркие и темные магнитные полюса.

В нулевом внешнем поле МСМ изображение качественно меняется. В этом случае (Рис 3.3b), наблюдается центрально-симметричное распределение МСМ сигнала от каждой частицы, а амплитуда сигнала становилась значительно меньше, что свидетельствует о вихревом распределении намагниченности в нанополусфере. Действительно, сами магнитные вихри не создают полей рассеяния, за исключением поля рассеяния небольшого по объему кора вихря. Для наблюдения слабого МСМ сигнала кора, который бы позволил определить его направление, необходимы специальные условия, например наличие проводящей подложки для уменьшения электростатического взаимодействия между образцом и иглой микроскопа, а также слабого рельефа образца [135, 136]. Очевидно, наши образцы не удовлетворяют этим условиям, что делает невозможным прямое МСМ наблюдение кора магнитного вихря. Наблюдаемый слабый центрально-симметричный сигнал в случае вихревого распределения намагниченности в полусферах связан, прежде всего, с электростатическим взаимодействием МСМ зонда с поверхностью.

Второй класс гистерезисных петель типичен для решеток нанополусфер диаметром менее 250 нм при толщине 30 нм (Рис 3.2b). Эти петли имеют прямоугольную форму и сохраняют высокую остаточную намагниченность, поле коэрцитивности составляет около 100 - 150 Э. Такая форма петель характерна для частиц с квазиоднодоменным распределением намагниченности в остаточном состоянии, что подтверждается МСМ исследованиями соответствующих образцов (Рис. 3.3c). В этом случае перемагничивание происходит путем одновременного разворота магнитных моментов всех ферромагнитных полусфер. Контрольная плоская пленка Co , полученная в том же процессе напыления, имеет коэрцитивность равной 20 Э (Рис. 3.3d). Увеличение коэрцитивности наноструктурированной пленки до 100 Э обусловлено геометрической анизотропией упорядоченной решетки нанополусфер. Переход от вихревого распределения намагниченности к квазиоднодоменному в остаточном состоянии наблюдался в системе при уменьшении радиуса частиц. Такой переход хорошо известен для магнитных наночастиц имеющих форму диска [26].

При увеличении толщины магнитного слоя Co , покрывающего частицы ПММА, до 60 нм петли намагничивания приобретают форму параллелепипеда со значительным наклоном боковых участков петли (Рис. 3.2c). В этом случае система имеет небольшую ненулевую остаточную намагниченность. Измерения на МСМ показали, что в нулевом внешнем поле распределение намагниченности в массиве представляет собой смесь вихревых и однодоменных состояний (Рис. 3.3d). При этом образцы с большим размером частиц ($D = 450$ нм) сохраняют вихревое распределение намагниченности в остаточном состоянии и соответствующую очкообразную форму петли гистерезиса (рис 3.2.a) даже в случае Co покрытия толщиной 60 нм.

Для того, чтобы интерпретировать наблюдаемую зависимость свойств системы от геометрии, следует учитывать, что увеличение толщины металлической пленки приводит к увеличе-

нию площади контакта магнитных полусфер (Рис. 3.4). В то время как в случае малой толщины S_0 полусферы на поверхности частиц ПММА почти изолированы, то случае нанесения более толстого покрытия область контакта значительно увеличивается.

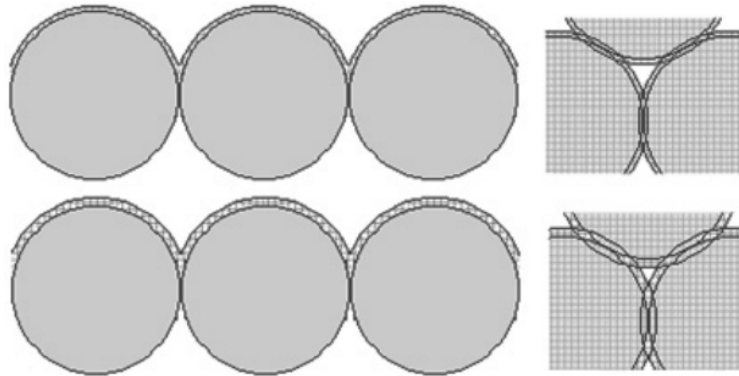


Рис 3.4. Вид сверху и поперечное сечение слоя S_0 , покрывающего поверхность коллоидного кристалла ПММА, при различных толщинах покрытия. Увеличение толщины покрытия приводит к увеличению контакта между полусферами.

Это приводит к увеличению роли обменного взаимодействия между магнитными полусферами, а реализация того или иного распределения намагниченности обусловлена балансом между энергией магнитостатического и обменного взаимодействий в системе.

Вихревое распределение намагниченности зависит только от радиальной координаты ρ и может быть записано в следующем общем виде [137,138]

$$\begin{aligned} M_x &= \sin \theta(\rho) \cos(m\varphi + \phi_0), \\ M_y &= \sin \theta(\rho) \sin(m\varphi + \phi_0), \\ M_z &= \cos \theta(\rho), \end{aligned} \quad (3.1)$$

где m целочисленный параметр завихренности, ϕ_0 - спиральность¹. Вихрь с нулевым значением дивергенции компоненты вектора намагниченности в плоскости, который минимизирует магнитостатическую энергию, имеет значения спиральности $\phi_0 = \pi/2$ (намагниченность закручена против часовой стрелки) или $\phi_0 = -\pi/2$ (намагниченность закручена по часовой стрелке). В случае двух контактирующих полусфер с вихревым распределением намагниченности внутри них возможны две конфигурации. Если вихри имеют разные спиральности, их намагниченности в точке контакта будут параллельными, и энергия системы будет уменьшаться из-за отрицательного вклада обменной энергии. Напротив, два контактирующих вихря с одинаковой спиральностью обладают антипараллельной ориентацией намагниченностей в точке контакта,

¹ Термин имеет название "спиральность" потому что в вихре с $m = 1$ компонента вектора намагниченности в плоскости в любой точке направлена по касательной к архимедовой спирали [139] выходящей из центра вихря.

что увеличивает энергию системы. В случае квадратной решетки вихри с различной спиральностью будут располагаться в шахматном порядке для уменьшения энергии обмена в каждой точке контакта. На гексагональной решетке невозможно создать конфигурацию, когда все контакты между частицами будут находиться в антиферромагнитной конфигурации. Система вихрей на гексагональной решетке будет фрустрирована, и, по крайней мере, $1/3$ всех точек контакта будут иметь антипараллельные направленные намагниченности. Таким образом, энергия фрустрированной решетки вихрей будет возрастать по мере увеличения толщины S_o . С другой стороны, в этом случае энергия системы может быть понижена путем перехода части полусфер в однодоменное состояние. Именно такое смешанное состояние наблюдается в нулевом внешнем поле для системы с $h = 60$ нм, $D = 290$ нм (Рис. 3.3d).

Таким образом, магнитные состояния и форма петель намагничивания магнитных пленок нанесенных на поверхность коллоидного кристалла обусловлена балансом между обменным и магнитостатическим взаимодействием в системе, как на масштабе отдельной частицы, так и на масштабе всей системы в целом. В том случае если на отдельных частицах реализуется вихревое распределение намагниченности, образующаяся гексагональная решетка магнитных вихрей фрустрирована из-за наличия обменного взаимодействия между частицами. Увеличение межчастичного обменного взаимодействия при увеличении толщины магнитной пленки приводит к неустойчивости фрустрированной решетки и переходу системы в смешанное состояние. В случае частиц малого размера межчастичное магнитостатическое взаимодействие так же возрастает (так как оно пропорционально $1/D^3$). Поскольку на гексагональной решетке оно имеет эффективный ферромагнитный характер [2], это способствует переходу отдельных частиц в однодоменное состояние.

3.1.3. Численное моделирование магнитных состояний и петель намагничивания двумерных плотноупакованных решеток магнитных нанополусфер S_o .

Для того, чтобы лучше проанализировать влияние обменного и магнитостатического взаимодействия между магнитными частицами на распределение намагниченности в системе, было проведено микромагнитное моделирование. Для того чтобы учесть эффекты дальнего действующего магнитостатического взаимодействия модельная система должна содержать достаточно большое количество магнитных нанополусфер. Поскольку имеющиеся вычислительные ресурсы не позволяют численно промоделировать трехмерную систему больших размеров, была решена задача о распределении намагниченности в топологически подобной, но менее ресурсоемкой с точки зрения моделирования двумерной системе - в гексагональной решетке контактирующих плоских магнитных частиц. В этом случае увеличение толщины полусферы, которое

приводит к увеличению площади контакта между частицами, соответствует увеличению диаметра диска (Рис 3.4). Таким образом, изменение толщины магнитного слоя в эксперименте имитируется изменением диаметров нанодисков в 2D микромагнитных расчетах. Для перекрытия частиц их диаметры должны быть немного больше периода решетки.

Для того чтобы при моделировании могли реализоваться неперриодических магнитные состояния с низкой симметрией (смешанные состояния), расчет проводился для достаточно большой участок гексагональной решетки, который содержит 16 частиц (Рис. 3.5d). При этом были использованы периодические граничные условия. Моделирование было выполнено для решеток с периодом от 100 до 400 нм, толщина магнитных дисков составляла 15 и 30 нм. Как упоминалось выше в Разделе 3.1.1, это соответствует фактической толщине экспериментально исследованных полусфер. Моделирование проводилось на основе численного решения системы уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта (LLG) для намагниченности системы с использованием специального программного пакета SIMMAG разработанного в ИФМ РАН [51]. Уравнение Ландау - Лифшица описывает релаксацию намагниченности в системе и имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) - \frac{\gamma \alpha}{M_s} [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})], \quad (3.2)$$

где \mathbf{M} - намагниченность, γ - гиромагнитное отношение, α - безразмерный параметр затухания, M_s - намагниченность материала при насыщении. Эффективное поле $H_{\text{eff}} = -\delta E / \delta \mathbf{M}$ является вариационной производной от энергии по намагниченности. Полная энергия частицы может быть определена как

$$E = E_h + E_{\text{ex}} + E_m. \quad (3.3)$$

Первый член выражения E_h - энергия взаимодействия между намагниченностью частицы и внешним магнитным полем H . E_{ex} - энергия обменного взаимодействия, E_m - энергия магнито-статического взаимодействия в системе. Подробно используемая численная схема изложена в работе [A2]. Расчеты проводились для материальных параметров соответствующих кобальту $A = 3 \times 10^{-6}$ эрг/см, $M_s = 1400$ эрг Гс⁻¹см⁻³, параметр затухания $\alpha = 0.5$. Хотя анизотропия эпитаксиальных пленок или объемного Со достаточно велика (константа анизотропии $K = 6.5 \times 10^5$ эрг/см³), в случае поликристаллических пленок Со средняя магнитокристаллическая анизотропия достаточно мала и, при расчетах распределений намагниченности ей можно пренебречь [140], предполагая поликристаллическую структуру частиц. В эту же пользу свидетельствует низкая коэрцитивность плоских пленок Со, наблюдаемая в эксперименте (Рис 3.2).

Распределения намагниченности были получены как стационарные решения системы уравнений Ландау - Лифшица для намагниченности на квадратной сетке. Шаг численной сетки составлял от 5 нм для решеток с периодом 400 нм до 2 нм для решеток с 100 нм периодом. При этом была вычислена энергия системы с различной геометрией в следующих магнитных кон-

фигурациях: (1) все частицы находятся в однодоменных состоянии, с магнитными моментами, ориентированными в одном и том же направлении, Рис 3.5b; (2) все частицы находятся в вихре-вом состоянии, Рис 3.5a; (3) система находится в смешанном состоянии Рис 3.5c.

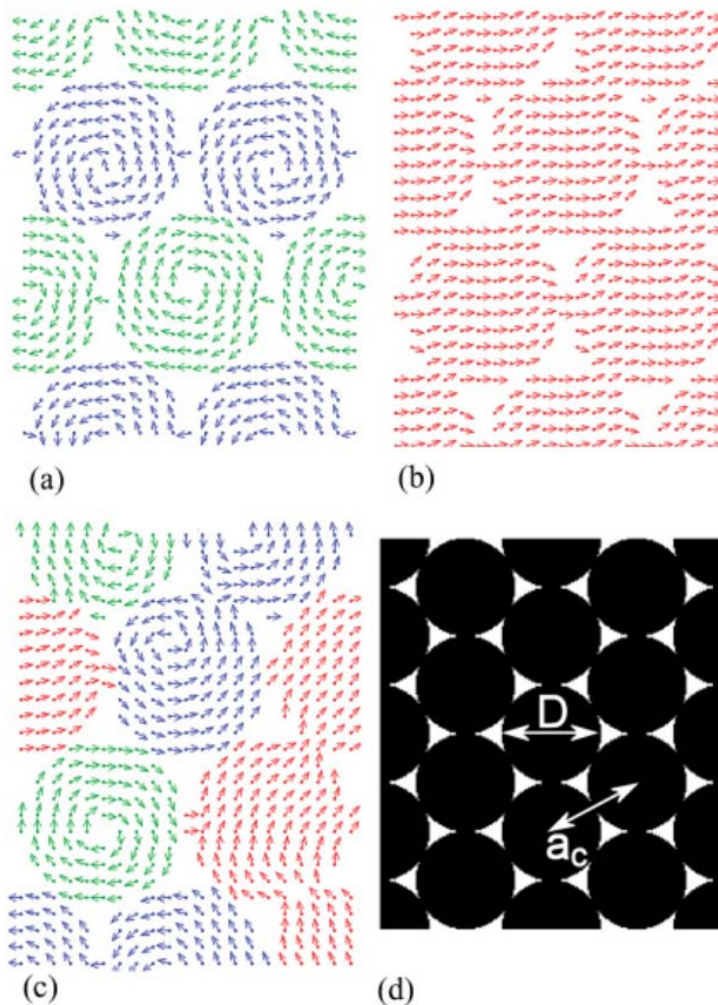


Рис 3.5. Возможные распределения намагниченности, полученные в ходе численного моделирования гексагональных решеток перекрывающихся магнитных нанодисков. Показана часть моделируемой решетки. Период решетки составляет 300 нм; диаметр диска - 303 нм. Стрелки показывают ориентацию намагниченности. (a) вихревое состояние (случай с минимальной энергией, когда только 1/3 контактов между частицами находятся в антиферромагнитной конфигурации), (b) решетка однодоменных состояний и (c) смешанное распределения намагниченности. (d) ячейка моделируемой системы. a_c - период решетки магнитных дисков; D - их диаметр. $D > a_c$, что соответствует частичному перекрытию дисков.

Поскольку система включает 16 частиц, между ними есть 48 точек контакта (Рис 3.5d). При этом для решетки вихрей нужно принять во внимание следующее. В зависимости от числа вихрей имеющих спиральность равную $\pi/2$ и $-\pi/2$ и их распределения на решетке, на каждую

частицу будет приходиться от 1 до 3 точек контакта с антипараллельной конфигурацией намагниченности. Очевидно, что интегральная энергия обмена между частицами будет пропорциональна среднему числу контактов с антипараллельной конфигурацией намагниченности. Поэтому при расчете энергии фрустрированной решетки магнитных вихрей была вычислена минимально и максимально возможная энергии системы. В первом случае вихри были распределены по системе, как показано на Рис. 3.5а, во втором случае все вихри имели одно и то же значение спиральности (при этом все межвихревые контакты имеют антипараллельную конфигурацию).

Зависимость энергии решетки вихрей от размера частиц (рис. 3.6) имеет два плато, разделенных областью роста энергии. Этот рост энергии начинается, когда частицы начинают контактировать. С увеличением перекрытия частиц энергия обменного взаимодействия увеличивается за счет контактов с антипараллельными направлениями намагниченности. При дальнейшем увеличении перекрытия частиц возможны два сценария. В случае меньших периодов решетки вихри становятся неустойчивыми, и система переходит в состояние с однодоменным распределением намагниченности внутри частиц. Для больших периодов наблюдается второе плато. В этом случае по-прежнему существует вихревое распределение намагниченности внутри частиц, но коры вихрей смещаются от центрального положения. При достаточно большом межчастичном контакте (соответствует большому значению отношения D/a_c) решетка вихрей становится неустойчивой.

Очевидно, что в системе возможна реализация большого количества смешанных состояний (Рис. 3.5с) с различными конфигурациями намагниченности, при этом они будут иметь различные значения энергии. В этом случае для расчета энергии в качестве начальных условий микромагнитного моделирования использовалось случайное распределение намагниченности, из которого система релаксировала до равновесного состояния. Стартуя с разных случайных начальных условий, система релаксирует в смешанные состояния с разной конфигурацией. На Рис. 3.6 представлены энергии нескольких возможных смешанных состояний, полученных численным моделированием. Это позволяет сравнить возможную энергию смешанного состояния с энергией решетки вихрей либо энергией однородного состояния.

Таким образом, результаты численного моделирования подтверждают, что если частицы не контактируют или площадь межчастичных контактов мала, то энергия решетки вихрей меньше энергии возможного смешанного состояния. В этом случае перемагничивание системы из состояния насыщения в состояние с противоположным направлением намагниченности происходит за счет формирования решетки вихрей в нулевом магнитном поле. При увеличении области контакта между частицами, энергия смешанного состояния может стать меньше энергии

фрустрированной решетки вихрей. В этом случае перемангничивание системы, происходит за счет образования последовательности смешанных состояний.

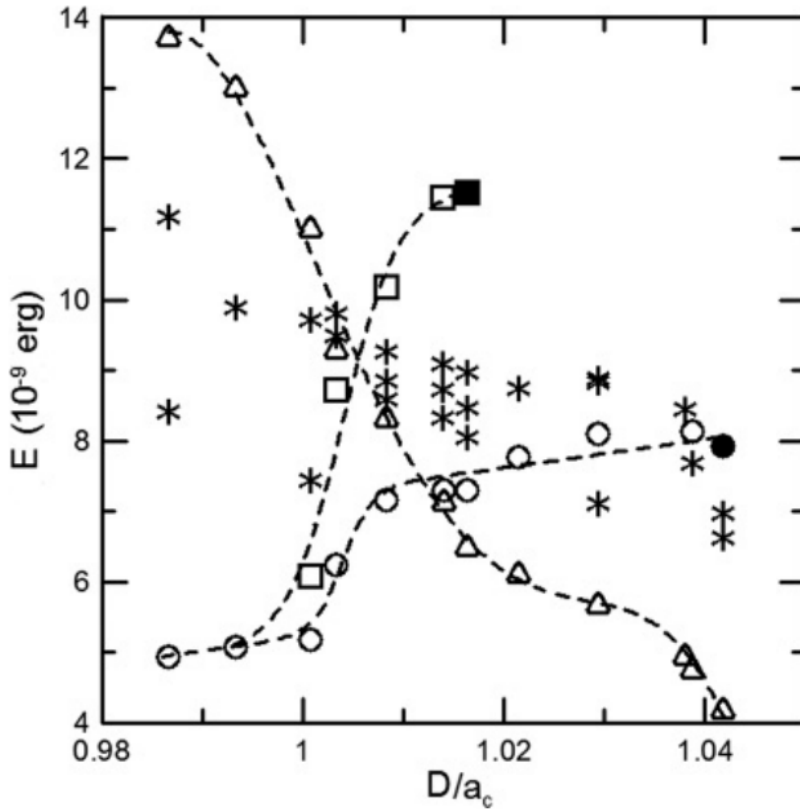


Рис 3.6. Рассчитанные энергии возможных магнитных конфигураций для различных соотношений между диаметром магнитного диска (D) и постоянной решетки ($a_c = 300$ нм). Треугольники показывают энергию системы с дисками в однодоменных состояниях. Квадраты обозначают максимальную энергию фрустрированной решетки магнитных вихрей для случая, когда все межвихревые контакты находятся в антиферромагнитной конфигурации. Кружки обозначают минимальную энергию фрустрированной решетки магнитных вихрей для конфигурации, когда $1/3$ межвихревых контактов находятся в антиферромагнитной конфигурации, а $2/3$ в ферромагнитной. Черный квадрат и черный круг соответствуют максимальному значению соотношения D/a_c , при котором соответствующие вихревые конфигурации все еще остаются устойчивыми. Звездочками обозначены энергии различных смешанных конфигураций. Пунктирные линии проведены для удобства восприятия.

На Рис. 3.6. видно, что по мере роста степени перекрытия частиц D/a_c энергия однодоменного состояния уменьшается, а энергия вихревого состояния возрастает. Поэтому в какой-то момент эти энергии становятся равными. Положение этой точки зависит от периода решетки (Рис. 3.7). С увеличением периода структуры вихри становятся более стабильными и большее перекрытие частиц возможно до того, как вихри станут неустойчивыми. Изменение толщины

частицы от 15 до 30 нм без изменения их диаметров немного повышает стабильность вихревого состояния.

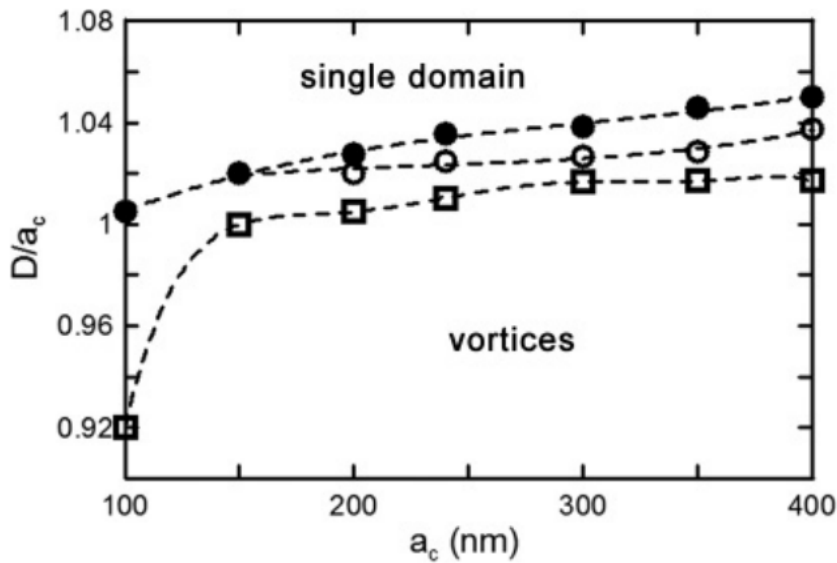


Рис 3.7. Фазовая диаграмма магнитных состояний гексагональной решетки нанодисков Co. a_c - период решетки, D - диаметр магнитного диска. Квадраты соответствуют параметрам, при которых минимальная энергия решетки магнитных вихрей и решетки однодоменных состояний равны. Окружности соответствуют геометрии системы, когда вихри начинают смещаться из центрального положения. Круги соответствуют значениям параметров, когда вихревая решетка становится неустойчивой. Пунктирные линии проведены для удобства восприятия.

3.2. Оптические свойства магнитных наногфрированных пленок на поверхности коллоидного кристалла

В Разделе приведены результаты экспериментальных исследований оптических и магнитооптических спектров наноструктурированных ферромагнитных пленок Co и Ni на поверхности коллоидных кристаллов ПММА, продемонстрирована возможность возбуждения поверхностных плазмонов. Методика изготовления образцов изложена в Разделе 3.1.1, при этом исследованные образцы имели толщину магнитной пленки 30 и 60 нм, период коллоидного кристалла варьировался в пределах 120 - 410 нм.

Спектры оптического отражения наноструктурированных и референтных плоских пленок Co и Ni были исследованы при углах падения света в диапазоне 20° - 70° от нормали к поверхности. Измерения были сделаны как для s - (TE), так и для p - (TM) поляризации падающего света в спектральном диапазоне 280 - 1100 нм с использованием ксеноновой лампы высокого давления в качестве источника света, дифракционного спектрометра МДР-41 (ОКБ "Спектр",

С.-Петербург) и высокочувствительных кремниевых фотодиодов в качестве детектора. Спектры магнитооптического вращения были измерены в меридиональной конфигурации во внешних полях до 2000 Э. В этом случае под величиной магнитооптического вращения понимается разность между углами поляризации отраженного света в состояниях, когда образец намагничен до насыщения в двух противоположных направлениях (обозначенных стрелками на вставке Рис. 3.8с).

Типичный вид спектров магнитооптического (МО) вращения наноструктурированных пленок Co показан на Рис. 3.8b. Эти спектры демонстрируют следующую отличительную особенность: спектры потеряли монотонный характер присущий МО спектрам плоских пленок (Рис. 3.8a) и имеют два провала. Определим их как длинноволновый (ДВ) и коротковолновый (КВ) минимумы.

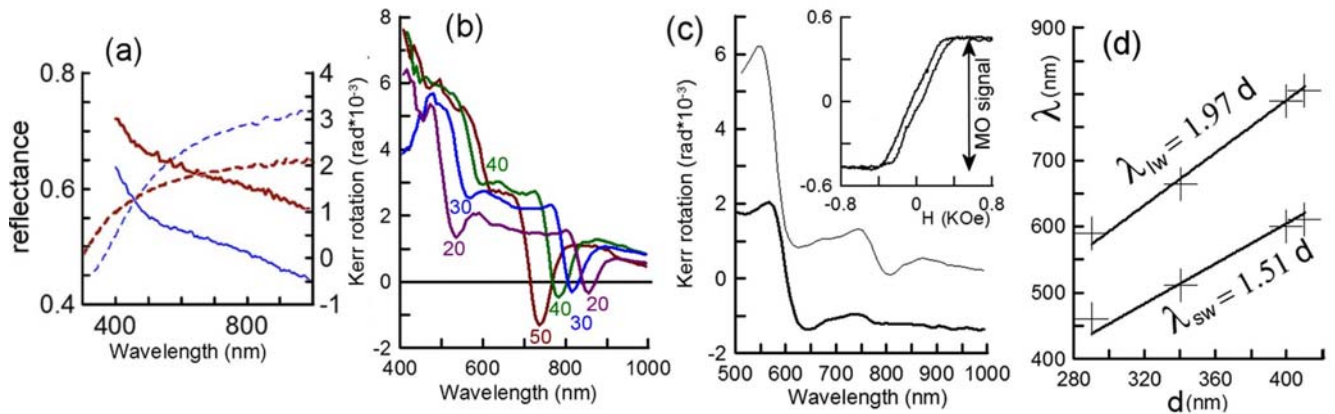


Рис. 3.8. (a) Коэффициент отражения (пунктирные линии) и угол поворота Керра (сплошные линии) плоских пленок Co (толстые линии) и Ni (тонкие линии). Угол падения 45°, s-поляризация, толщина пленки 30 нм. (b) спектр вращения Керра для 30-нм пленки Co на поверхности коллоидного кристалла с периодом 410 нм для р-поляризации падающего света и углов падения 20°, 30°, 40° и 50°. (c) спектр вращения Керра пленок Ni (толстая линия) и Co (тонкая линия) толщиной 60 нм на поверхности коллоидного кристалла с периодом 410 нм для р-поляризованного света, падающего под углом 40°. (d) Масштабирование положения длинноволнового и коротковолнового минимумов в магнитооптических спектрах пленок Co при увеличении периода коллоидного кристалла. Толщина Co 60 нм, угол падения 40°. Крестики - экспериментальные данные, линии - линейная аппроксимация.

Основные экспериментальные результаты, полученные при измерении МО спектров образцов разной геометрии, сформулированы ниже:

- Форма МО спектров практически идентична для s- и р-поляризации подающего света при любых углах падения, хотя минимумы более выражены в случае р-поляризации.

- Положение КВ минимума сдвигается в синюю область спектра при увеличении угла падения одинаковым образом для s- и p-поляризаций. Напротив, в тех же условиях ДВ минимум сдвигается в красную область спектра (Рис. 3.8b).

- МО спектры наноструктурированных пленок масштабируются при изменении периода коллоидного кристалла, на котором они выращены. Как КВ, так и ДВ особенности монотонным образом сдвигаются в красную область спектра по мере увеличения периода структуры (Рис. 3.8d).

- При увеличении толщины пленки до 60 нм ДВ минимум становится менее выраженным, тогда как КВ минимум остается неизменным (Рис. 3.8b).

- При некоторых геометриях и углах падения света один или оба минимума становятся настолько глубокими, что направление вращения поляризации может изменить знак (Рис. 3.8b).

МО спектры наноструктурированных пленок Ni демонстрируют появление тех же двух особенностей и имеют ту же зависимость от геометрических параметров образцов, как и спектры пленок Co. Типичная форма МО спектра для наноструктурированной пленки Ni толщиной 60 нм представлена на (Рис. 3.8c). Из того же рисунка видно, что ДВ минимум становится менее выраженным в случае толстых пленок. Основные различия между МО спектрами наноструктурированных пленок Co и Ni связаны с тем, что даже в случае плоских пленок коэффициент магнитооптического вращения Ni меньше, чем в случае Co. Кроме того, он меняет свой знак на длине волны около 800 нм (Рис. 3.8a).

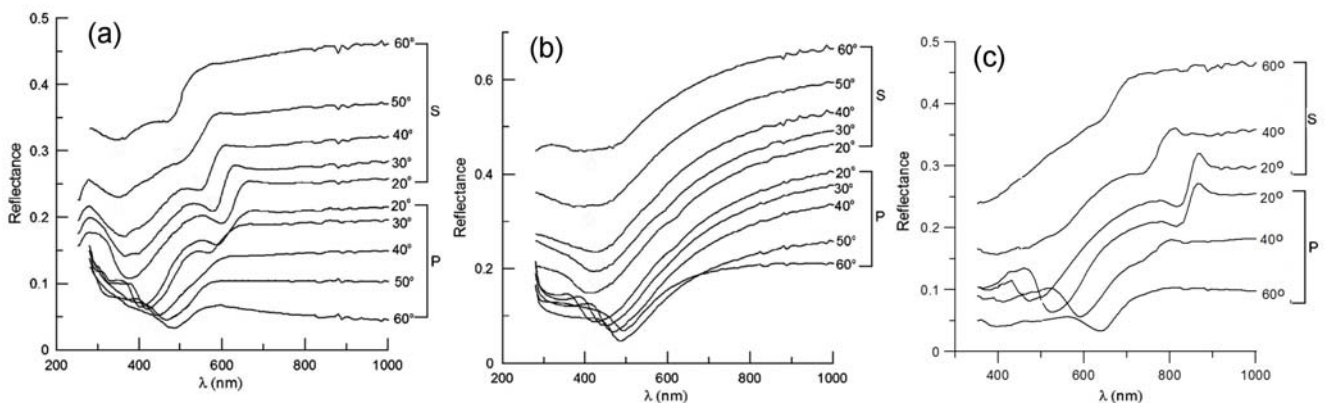


Рис 3.9. Спектры оптического отражения наноструктурированных пленок Co и Ni на поверхности коллоидного кристалла ПММА для s- и p-поляризации падающего света при разных углах падения света. Диаметр ПММА частиц 290 нм. (a) пленка Co толщиной $h = 30$ нм, диаметр частиц ПММА $D = 290$ нм; (b) пленка Co $h = 60$ нм, $D = 290$ нм; (c) пленка Ni $h = 30$ нм, $D = 370$ нм.

Характерный вид спектров зеркального отражения для наноструктурированных пленок Co и Ni толщиной 30 и 60 нм Co, осажденных на поверхность коллоидного кристалла, представлены на Рис 3.9 (диаметром частиц 290 нм и 370 нм). Спектры зеркального отражения практически идентичны для Co и Ni для любых поляризаций света и углов падения. Очевидно, причиной подобного сходства является тот факт, что диэлектрические постоянные этих материалов очень близки по величине в оптическом диапазоне [141]. Спектры отражения имеют две особенности, положение которых коррелирует с положениями особенностей в МО спектрах. Масштабирование спектров отражения с изменением периода коллоидного кристалла, на который нанесены магнитные пленки, представлено на Рис 3.10.

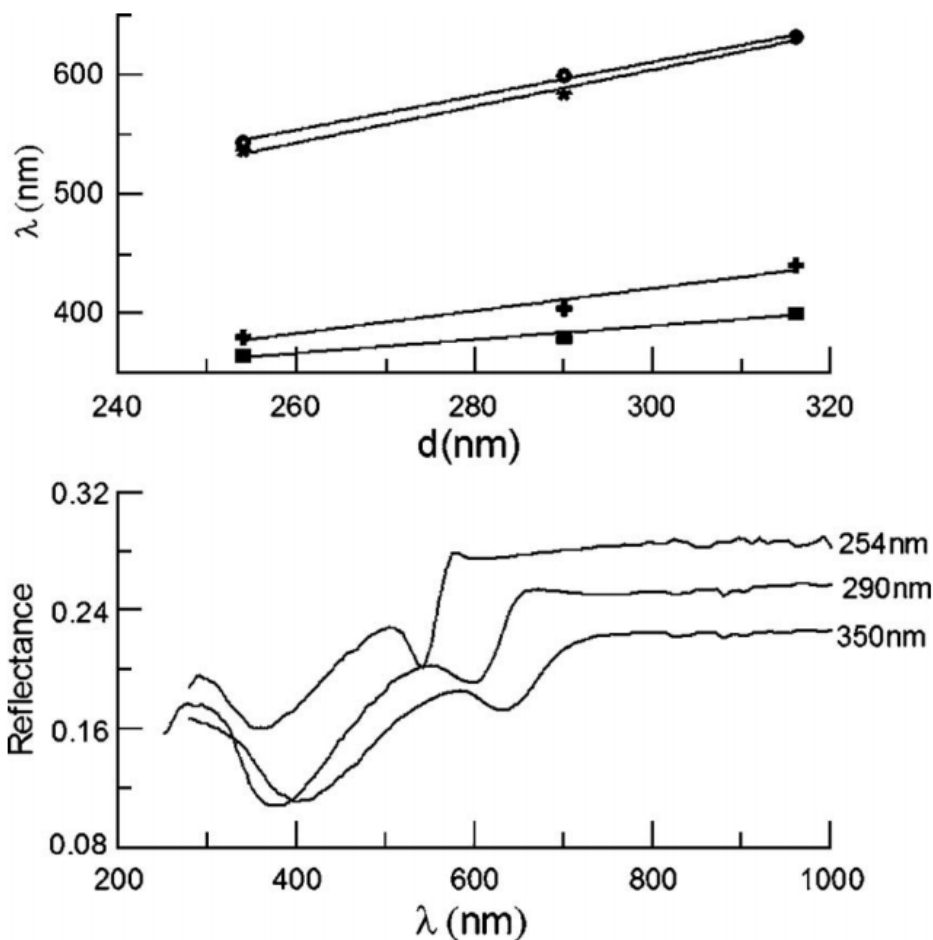


Рис 3.10. Масштабирование спектров отражения пленок Co на поверхности коллоидного кристалла при изменении его периода. Сверху: положение длинноволнового и коротковолнового минимума в спектре в зависимости от размера частиц (периода) коллоидного кристалла. Толщина Co равна 30 нм, угол падения света 20° : Круги и квадраты для s-поляризованного света, звездочки и крестики для p-поляризации. Снизу: спектры отражения для s-поляризованного света при угле падения 20° для пленок Co разной толщины

Какие же физические механизмы могут отвечать за возникновение резонансных особенностей наблюдаемых в спектрах? Изменение положения спектральных особенностей с углом падения и масштабирование спектров при изменении периода структуры являются признаками возбуждения поверхностных плазмонов в системе. Так как исследуемые образцы представляют собой двумерные периодические решетки, то поверхностные плазмоны могут возбуждаться как в случае р-поляризации падающего света, так и в случае s-поляризации. Оценим, как должна выглядеть дисперсионная зависимость поверхностных плазмонов в исследуемых структурах. В гексагональной 2D структуре поверхностные плазмоны возбуждаются при выполнении условия $k_{SP} = k_0 + G_{m,n}$, где k_0 , k_{SP} , и $G_{m,n} = 4\pi(m_i + m_j)/(3^{1/2}D)$, соответственно, компонента волнового вектора падающего света в плоскости пленки, волновой вектор поверхностного плазмона, обратный вектор гексагональной решетки, где D период структуры. Для оценки будем использовать простейшее приближение поверхностных плазмонов в плоской пленке, имеющих дисперсионное соотношение $k_{SP} = \omega/c(\epsilon_m \epsilon_d / (\epsilon_m + \epsilon_d))^{1/2}$. Здесь ϵ_d - диэлектрическая проницаемость, соответственно равная 1 для воздуха или 2.25 для ПММА. ϵ_m - диэлектрическая проницаемость металлической пленки, в данном случае были использованы значения диэлектрической проницаемости Co и Ni из [141]. Рассчитанные таким образом дисперсионные кривые поверхностных плазмонов на границах раздела металл/воздух и металл/ПММА представлены на Рис 3.11. для образца с периодом 410 нм.

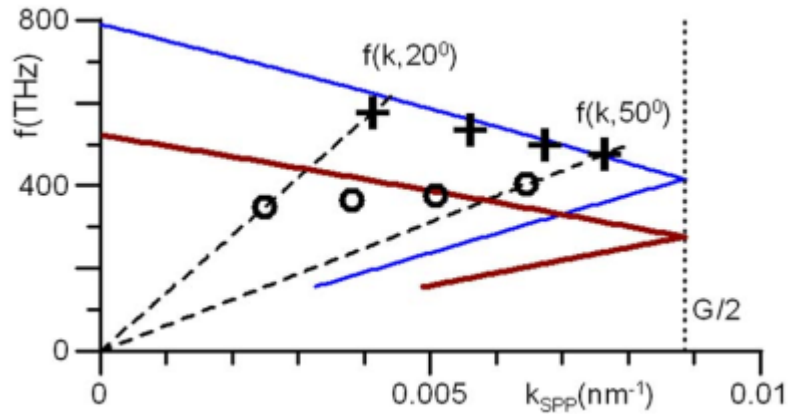


Рис 3.11. Дисперсионные кривые для поверхностных плазмонов, рассчитанные для границ раздела Co/воздух (тонкая синяя линия) и для интерфейса Co/ПММА (толстая красная линия) в первой зоне Бриллюэна (обозначена вертикальной пунктирной линией) для структуры с периодом 410 нм. Штриховыми линиями обозначены дисперсионные линии для света, падающего под углом 20° и 50° . Крестики и кружки являются экспериментальными данными соответственно для коротковолнового и длинноволнового резонанса.

Видно хорошее согласие между дисперсионной кривой поверхностной плазмонной моды (1,0), рассчитанной для интерфейса металл/воздух, и экспериментально измеренными положениями КВ резонансов в спектрах отражения и магнитооптического вращения, что подтверждает гипотезу о связи наблюдаемых резонансных особенностей в спектрах с возбуждением плазмонов в наноструктурированной системе. Какова может быть причина изменения знака магнитооптического вращения в условиях плазмонного резонанса? Видимо, угол керровского поворота плоскости поляризации в канале отражения, связанного с возбуждением поверхностного плазмона, имеет знак, противоположный МО вращению при нерезонансном отражении. В этом случае, если вклад поверхностного плазмона в отражение достаточно велик (что имеет место вблизи резонанса), может происходить изменение знака вращения Керра. Подобные эффекты наблюдались в гексагональной решетке отверстий в пленке Co [127].

Хотя оценка показывает, что ДВ особенности спектров находятся в том же диапазоне частот, какой характерен для поверхностного плазмона границе Co/PMMA, экспериментально измеренная и рассчитанная дисперсионные кривые имеют противоположные наклоны (рис 3.11). Поэтому в отличие от КВ резонанса, возникновение ДВ особенности не может быть объяснено возбуждением плазмонов, она имеет другую природу. Дисперсия ДВ резонансов совпадает с дисперсией положения брэгговского пика при отражении от исходного коллоидного кристалла (без покрывающей металлической пленки). На Рис 3.12 представлены экспериментально измеренные спектры отражения исходного коллоидного кристалла и структур с разной толщиной нанесенной металлической пленки. Изначально почти симметричная линия брэгговского резонанса при отражении от коллоидного кристалла становится все более асимметричной по мере увеличения толщины нанесенной на его поверхность металлической пленки. Асимметрия линии является результатом интерференции двух процессов отражения: резонансного брэгговского отражения от 3D-коллоидного кристалла и отражения от наноструктурированной пленки, что может быть описано в рамках модели резонансов Фано [142]. Для изолированного резонанса Фано формулу резонансной линии в отражении описывается формулой $R_{Fano} = R_0 + R_a(\varepsilon_v + q)^2/(1 + \varepsilon_v^2)$, где $\varepsilon_v = (\omega - \omega_v)/(\Gamma/2)$. Здесь R_0 - медленно изменяющаяся нерезонансная часть коэффициента отражения; R_a является результатом интерференции поверхностного плазмона и внешних распространяющихся мод излучения, имеющих непрерывный спектр. ω_v и Γ - резонансная частота и ширина линии резонанса соответственно, q - коэффициент связи, характеризующий соотношение между резонансным и нерезонансным каналом отражения. Используя аппроксимацию экспериментальных данных формой линии резонанса Фано, можно определить, что $|q|$ уменьшается от ~ 20 до 1.5, по мере увеличения толщины напыленной металлической пленки до 40 нм, что соответствует уменьшению вклада брэгговского отражения от коллоидной кристаллической подложки [143]. При дальнейшем увеличении толщины

пленки (до 60 нм) ДВ резонанс практически исчезает, что связано с уменьшением прозрачности толстой металлической пленки, соответственно вклад отражения от 3D структуры коллоидного кристалла падает.

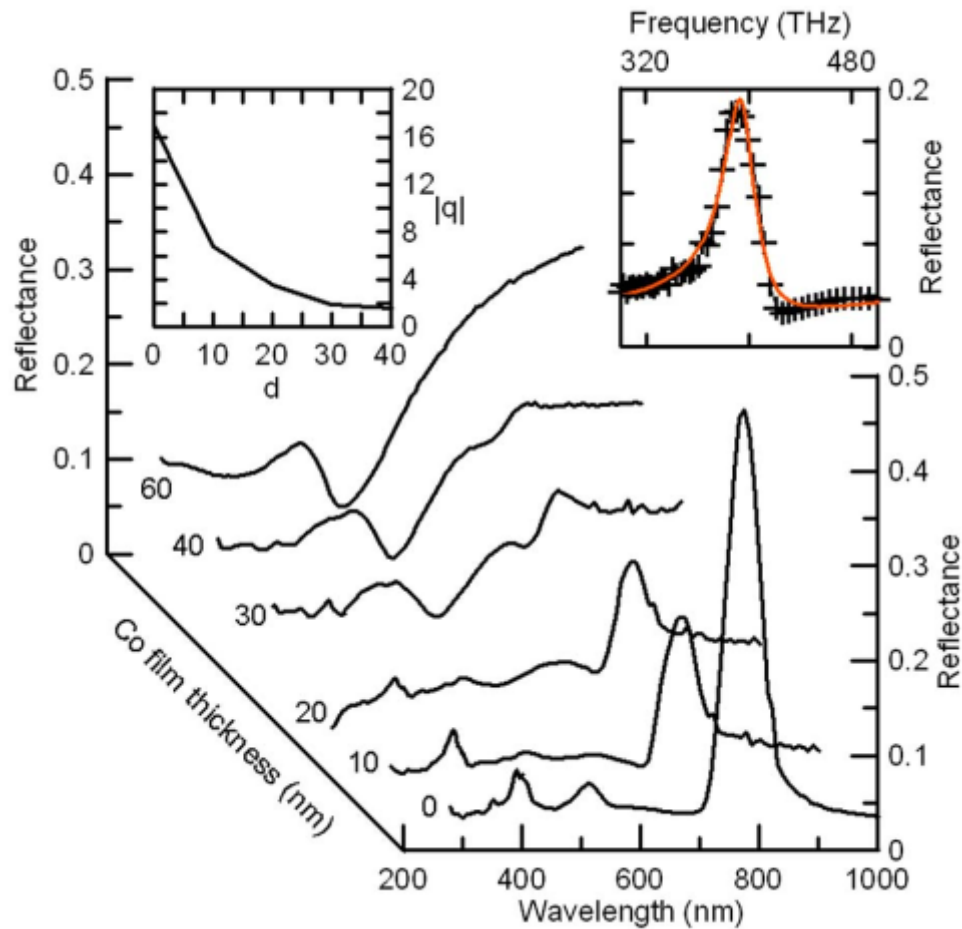


Рис 3.12. Зависимость спектра отражения от толщины пленки Co (p-поляризованный свет, падающий под углом 40° , период коллоидного кристалла 410 нм). Левая вставка представляет зависимость измеренного коэффициента связи Брейта-Вигнера-Фано q от толщины пленки Co. Правая вставка представляет собой пример аппроксимации экспериментального спектра формулой Фано (толщина Co 10 нм).

Чтобы избавиться от эффектов, связанных с трехмерной пространственной структурой коллоидного кристалла, были изготовлены соответствующие образцы наноструктурированных пленок той же геометрии на оптически однородной подложке.

Для получения оптической однородности подложки межчастичные поры коллоидного кристалла были заполнены материалом с тем же значением диэлектрической проницаемости (Рис 3.13а). Для заполнения был использован коммерчески доступный светоотверждаемый клей Bohle VERIFIX UV Adhesive B 665-0 обладающий низкой вязкостью. Капля клея наносилась на обратную сторону образца и через 5 минут (время достаточное для заполнения пор коллоидного

кристалла клеем) образец облучался ультрафиолетовым светом для инициирования отверждения клея. В результате коллоидный кристалл становился прозрачным, при этом исследование структуры на СЭМ показало сохранение 2D металлической структуры на поверхности.

Как и ожидалось, исчезновение трехмерной структуры коллоидного кристалла привело к исчезновению ДВ особенности в спектрах отражения и магнитооптического вращения. Наоборот, КВ особенность осталась в спектре и сохранила все свои особенности (рис. 3.10): смещение в красную область спектра по мере увеличения угла падения и линейную масштабируемость положения при изменении периода исходного коллоидного кристалла.

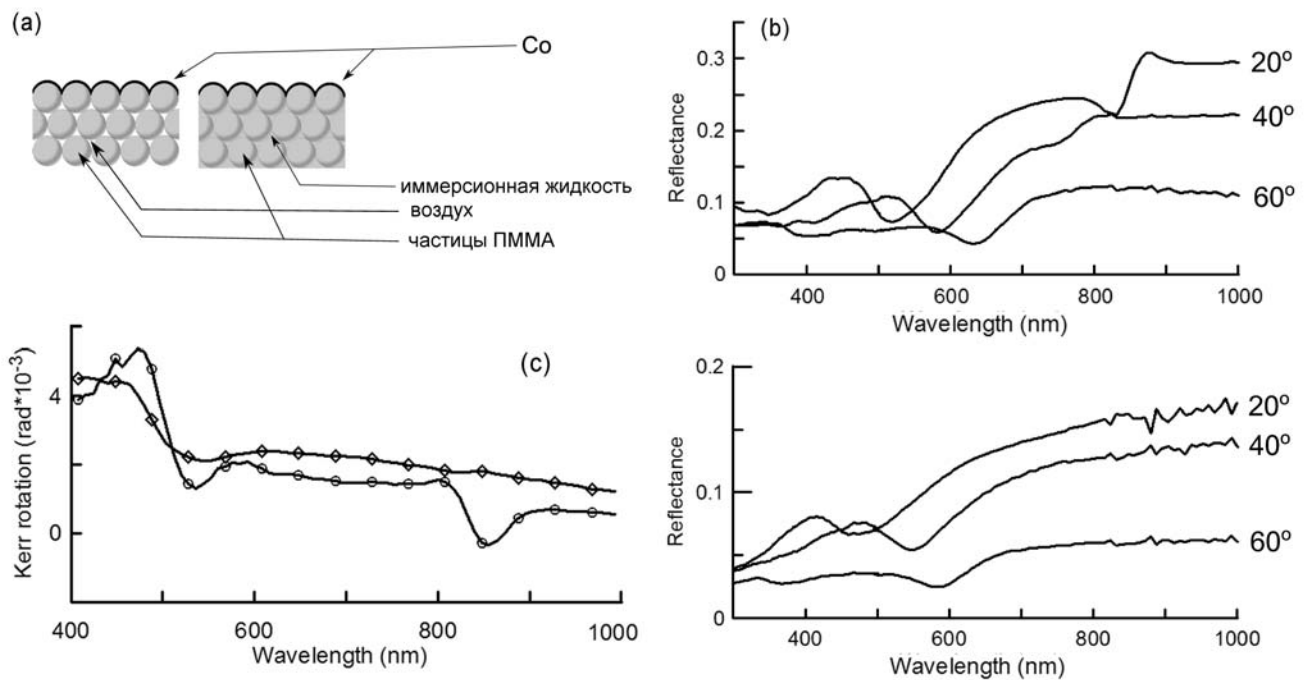


Рис 3.13. (а) Схематическое поперечное сечение образца до и после введения иммерсионной жидкости. (с-d) Экспериментально измеренные спектры оптического отражения р-поляризованного света для разных углов падения для разных образцов: (b) 30 нм пленка Co на поверхности коллоидного кристалла периодом 370 нм; (d) тот же образец после заполнения пор иммерсионной жидкостью. Наблюдается исчезновение длинноволновой особенности, в то время как коротковолновый минимум сохранился. (с) Спектры керровского вращения плоскости поляризации до (круги) и после (ромбы) заполнения пор коллоидного кристалла иммерсионной жидкостью для р-поляризованного света, падающего под углом 20°.

Таким образом в ходе эксперимента были обнаружены резонансные особенности в спектрах отражения и магнитооптического вращения двумерных наноструктурированных магнитных пленок на поверхности коллоидного кристалла ПММА. Положения резонансов масштабируются с периодом структуры и зависят от угла падения света. Наблюдаемые спектральные

особенности связаны с возбуждением поверхностного плазмонного резонанса и интерференцией между отражениями от коллоидного кристалла подложки и наноструктурированной пленки.

Глава 4. Магнитные наноструктуры с тороидным моментом в распределении намагниченности.

Неоднородные распределения намагниченности - вихри и магнитные скирмионы, возникающие в магнитных структурах в результате конкуренции между обменным и дальнедействующим магнитостатическим взаимодействием, обладают не только топологическим зарядом, но и тороидным моментом $\mathbf{T} = 1/V \int [\mathbf{r} \times \mathbf{M}] dV$ в распределении намагниченности [13]. При этом в магнитной системе наличие топологического заряда у магнитной конфигурации всегда сопровождается ненулевым тороидным моментом в распределении намагниченности [14] (хотя обратное в общем случае неверно). Особенностью тороидного момента является то, что он представляет собой полярный вектор, который меняет знак при инверсии и времени, и пространства. Соответственно, магнитные системы с ненулевым тороидным моментом могут демонстрировать эффекты невязимности при распространении электромагнитных волн (спиновых осцилляций или света) в системе. Несмотря на то, что СВЧ свойства магнитных наногофрированных пленок [17] и магнитных скирмионов обсуждаются в литературе, например [18], невязимные эффекты в таких структурах потребовали отдельного исследования.

В то время как статические магнитные свойства наноструктур с магнитными скирмионами и двумерных решеток магнитных нанополусфер исследованы в предыдущих главах, в данной Главе исследуются невязимные электродинамические эффекты в тех же системах. Глава имеет следующую структуру.

В разделе 4.1 проведено экспериментальное исследование спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) решеток магнитных нанополусфер Co и NiFe на поверхности коллоидного кристалла в зависимости от периода решетки, определяемого диаметром сфер и толщины магнитного слоя. Обнаружено возбуждение большого числа резонансных мод, отсутствующих в спектре плоских магнитных пленок той же толщины. Проведено соответствующее микромагнитное численное моделирование динамики намагниченности системы с использованием программного пакета OOMMF [97]. Рассчитанные спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) хорошо совпадают с экспериментально полученными данными. Резонансные моды имеют спиральную структуру и демонстрируют прецессию. Наблюдаемая в численном эксперименте невязимность в прецессии связана с наличием тороидного момента в распределении намагниченности в магнитных нанополусферах.

В разделе 4.2. выполнен численный расчет спектров и структуры мод ФМР в решетках магнитных скирмионов, которые образуются при намагничивании пленок с периодически модулированной величиной перпендикулярной анизотропии. Геометрическая конфигурация модельной системы и ее материальные параметры выбраны соответственно образцам, экспериментально исследованным в разделе 2.1. Рассчитаны спектры и моды ФМР в нулевом внешнем магнитном поле для возможных магнитных конфигураций системы - однородного состояния, решетки мягких ЦМД и решетки магнитных вихрей в матрице перпендикулярно намагниченной пленки. В конфигурациях обладающих тороидным моментом обнаружено расщепление соответствующих резонансных мод по частоте: в результате вместо стоячих волн в системе возбуждаются моды прецессирующие против/по часовой стрелке.

В разделе 4.3. экспериментально исследованы невзаимные эффекты при дифракции света на 2D квадратной решетке магнитных частиц находящихся в вихревом состоянии намагниченности. Показано, что коэффициент интенсивность отражения света в дифракционные максимумы зависит от спиральности магнитных вихрей, которая определяет тороидный момент распределения намагниченности. Также исследовано прохождение света через структуру из двух магнитных слоев, разделенных тонкой немагнитной прослойкой. Показано, что коэффициент пропускания структуры меняется при переходе между двумя антиферромагнитными конфигурациями ($\uparrow\downarrow$ и $\downarrow\uparrow$), имеющими противоположно направленные тороидные моменты, а также меняется при изменении направления распространения световой волны.

Результаты четвертой главы опубликованы в работах [A17, A20, A21, A26, A27].

4.1. Ферромагнитный резонанс и неоднородные моды в наноструктурированных магнитных пленках на поверхности коллоидного кристалла

4.1.1. Экспериментальные исследования спектров ФМР

Процедура изготовления образцов магнитных наноструктурированных пленок на поверхности коллоидного кристалла и методы характеризации их статических магнитных свойств изложены ранее в разделе 3.1.1. Образцы наноструктурированных пленок Co и NiFe, исследованные в данном разделе имели широкий диапазон геометрических параметров. Размер коллоидных частиц субстрата варьировался в пределах $D = 120 \div 340$ нм. Замечу, что размер частиц определяет не только период структуры, но и кривизну поверхности магнитных нанополусфер. Толщина магнитной пленки (h) составляла от 20 до 90 нм.

Измерения спектров ФМР образцов были выполнены на спектрометре Bruker EMX Plus-10/12, оборудованном магнитом постоянного тока с полем до 14.5 кЭ. Микроволновое магнитное поле (H_{rf}) перпендикулярно постоянному магнитному полю (H_0) и имеет частоту 9.85 ГГц. Соответствующая мода резонатора TE011. Измерение спектров происходит на фиксированной частоте при изменении величины постоянного магнитного поля. Для получения спектров ФМР при разной ориентации постоянного поля относительно плоскости образца образец поворачивается внутри резонатора вокруг оси, параллельной направлению магнитной составляющей СВЧ поля. Измеренные спектры ФМР являются первой производной поглощения электромагнитного поля.

В исследуемом диапазоне приложенных полей (0 - 14.5 кЭ) спектры ФМР пространственно однородных плоских пленок Co или Ru толщиной 10 - 90 нм демонстрируют один пик. Он соответствует однородный резонансу намагниченности в образце (Рис. 4.1а, см. также [144,145]). Для возбуждения неоднородных колебаний на используемых частотах возбуждения требуется более толстая магнитная пленка (> 200 нм [146]). Ситуация качественно меняется в случае магнитных пленок, осажденных на поверхности коллоидного кристалла. В отличие от плоской пленки, в наноструктурированной наблюдается несколько пиков в спектре ФМР. Число наблюдаемых резонансов зависит от геометрии образца, типичные спектры ФМР, измеренные в этом случае, представлены на Рис. 4.1. Основными наблюдаемыми экспериментальными результатами перечислены ниже:

(1) В случае самых тонких образцов (толщиной 20 нм) в спектре наблюдается единственный резонансный пик. Тот же результат для тонкой магнитной пленки на поверхности коллоидного кристалла ранее сообщался в работе [147].

(2) Число резонансов растет с увеличением диаметра коллоидных частиц.

(3) Также число резонансов растет с увеличением толщины ферромагнитной пленки до 70 нм (Рис. 4.1b, c).

(4) Дальнейшее увеличение толщины пленки (до 90 нм) приводит к уменьшению числа резонансных пиков (Рис. 4.1b, c, Табл. 4.1).

(5) Спектры ФМР образцов не зависят от ориентации постоянного магнитного поля в плоскости образца. Это связано с тем, что, несмотря на то, что отдельный коллоидный кристаллит имеет гексагональную симметрию, весь образец (площадью $\sim 1 \text{ мм}^2$) изотропен в плоскости, так как поверхность коллоидного кристалла образована кристаллитами с всевозможными ориентациями осей (Рис. 3.1). Таким образом, измеренные спектры являются на самом деле усредненными спектрами по углу в плоскости системы.

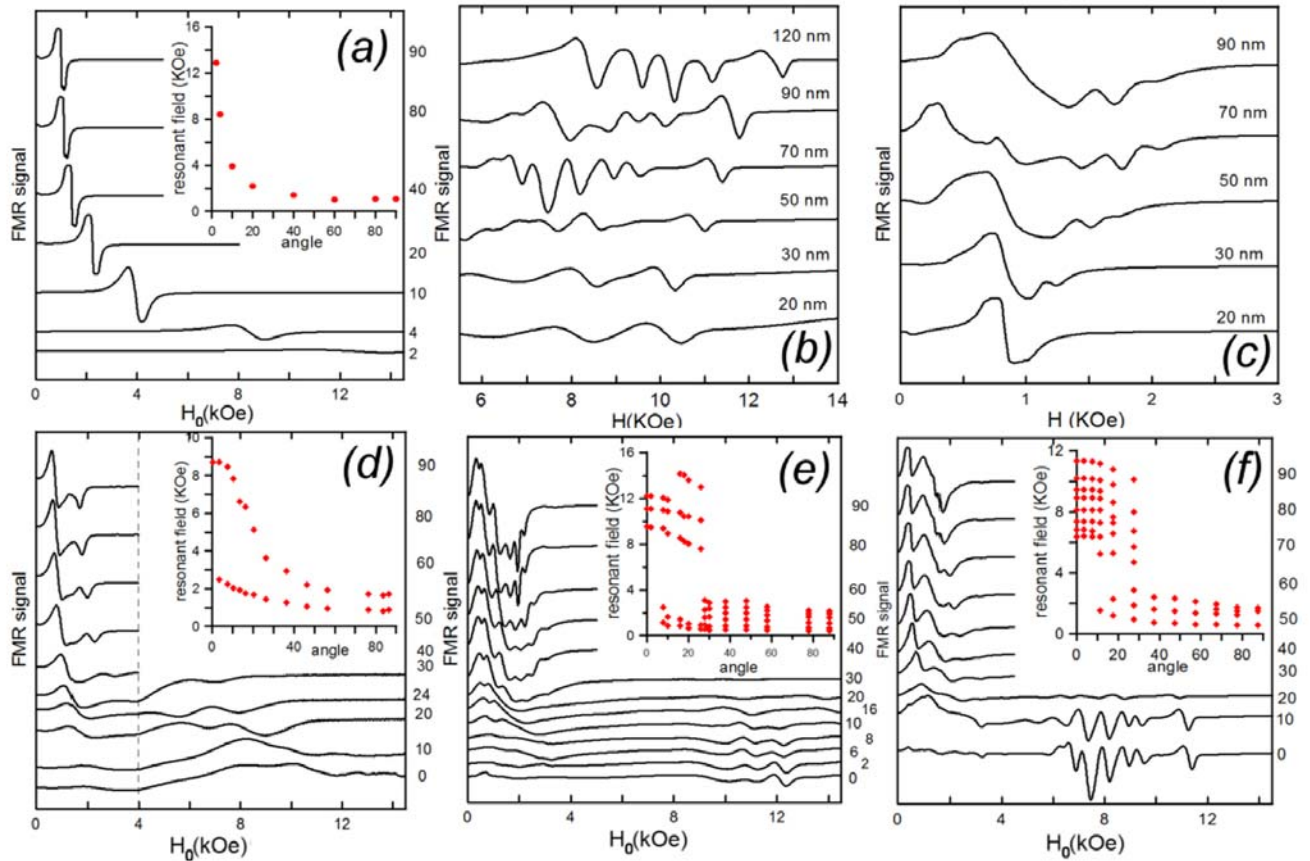


Рис. 4.1. Спектры ФМР (первая производная поглощения электромагнитного поля) для магнитных пленок, осажденных на поверхности коллоидного кристалла. Спектральные кривые соответствующие разным направлениям магнитного поля вертикально сдвинуты для лучшей наглядности. Угол приложенного статического поля H_0 относительно нормали пленки обозначается цифрами справа от графика. Вставки представляют зависимости резонансного поля от угла. (a) Плоская 30 нм пленка Co . (b) пленки $NiFe$ различной толщины, осажденные на поверхность коллоидного кристалла ($D = 340$ нм). Представлены спектры для перпендикулярной ориентации поля H_0 . (c) пленки Co различной толщины, осажденные на поверхность коллоидного кристалла ($D = 340$ нм). Представлены спектры для поля H_0 ориентированного в плоскости. (d) Пленка Co 50 нм, диаметр коллоидных частиц - 120 нм. Представлены различные ориентации статического магнитного поля H_0 по отношению к нормали. e) Пленка Co 70 нм, диаметр коллоидных частиц составляет 340 нм. Представлены различные ориентации статического магнитного поля H_0 . (f) Пленка $NiFe$ 70 нм, диаметр коллоидных частиц - 340 нм. Представлены различные ориентации статического магнитного поля.

(б) Эффект увеличения числа резонансов в наноструктурированных пленках качественно одинаков для Co и $NiFe$. Разница для этих материалов заключается в том, что в случае наноструктурированных пленок Co пики более выражены для геометрии, когда внешнее поле ориентировано в плоскости образца (Рис. 4.1e). В случае наноструктурированных пленок $NiFe$ эф-

фekt больше выражен для поля перпендикулярного плоскости (Рис. 4.1f). Максимальное число резонансов для Co пленок наблюдается для образцов с $D = 340$ нм, $h = 70$ нм и равно 6 в поле ориентированном в плоскости образца. Тот же образец с пленкой NiFe продемонстрировал 8 резонансов в поле перпендикулярном образцу (Рис. 4.1f). Экспериментальные данные также сведены в Таблицу. 4.1. Замечу, что в том случае, когда поле направлено в плоскости образца, измеренные резонансные значения внешнего поля выше, чем типичное поле зарождения магнитного вихря в магнитных нанополусферах формирующих пленку (50-100 Э, см. Главу 3). Таким образом, все наблюдаемые резонансы имеют место, когда система находится в квазидно-родно намагниченном состоянии.

Период кол- лоидного кристалла D (нм) ↓	Толщина магнитной пленки h					
	20	30	50	70	90	120
Co, поле ориентировано в плоскости						
120	1	2	2	2	2	2
270	1	2	3	4		
340	1	2	3	6	3	
NiFe, поле ориентировано в плоскости						
340	1	1	2	2	3	
Co, поле ориентировано перпендикулярно плоскости						
120	2	1	1	1		
NiFe, поле ориентировано перпендикулярно плоскости						
120	2	1	1			
340	2	2	4	8	7	5

Таблица 4.1. Число наблюдаемых резонансов ФМР для разных образцов.

4.1.2. Микромагнитное моделирование спектров и мод ФМР регулярного 2D массива магнитных полусфер.

Чтобы понять, какие типы мод ФМР возбуждаются в экспериментально исследованных решетках магнитных нанополусфер, было проведено микромагнитное моделирование системы с использованием кода OOMMF [97], основанного на численном решении системы уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта (LLG) для намагниченности.

Геометрия моделируемой системы представлена на Рис. 4.2а. Это прямоугольный участок гексагональной решетки магнитных полусфер, имеющих размер двух элементарных ячеек. Его стороны равны D и $3^{1/2}D$, где D - диаметр нанополусферы. Ячейка содержит целую полусферу в центре и по четверти полусферы в каждом углу. Такая геометрия моделируемой ячейки выбрана с тем, чтобы ее было можно периодически продолжить в плоскости вдоль перпендикулярных осей x и y , моделируя тем самым бесконечную двумерную гексагональную решетку нанополусфер. Использование периодических граничных условий абсолютно необходимо, так как размагничивающие поля отдельной полусферы и размагничивающие поля 2D решетки таких полусфер сильно различаются. Хотя известна форма подложки используемой для изготовления экспериментальных образцов, а именно решетка периодически расположенных сфер (частицы ПММА), распределение магнитного металла по поверхности сферы ПММА, которое получается при магнетронном напылении, точно не известно. Можно представить два предельных варианта. Первый соответствует распределению магнитного материала слоем с постоянной толщиной ΔR в радиальном направлении (Рис. 4.2б). Второй соответствует постоянной толщине h магнитного материала в вертикальном (z) направлении. Очевидно, $h = 2\Delta R$ (если $\Delta R \ll R$) для того же количества магнитного материала. Соответственно в дальнейшем величину h или $2\Delta R$ будем называть эффективной толщиной, а геометрии модельной системы будем называть « ΔR - моделью» и « h - моделью».

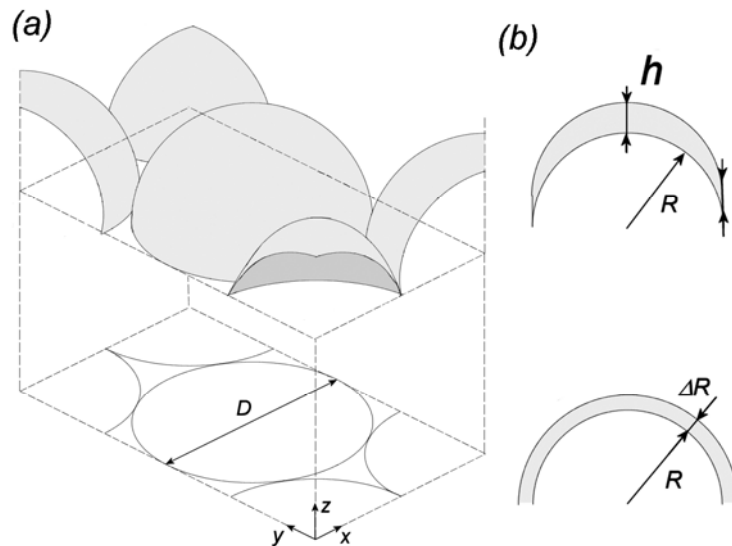


Рис. 4.2. (а) Геометрия моделируемой системы. Представленную ячейку перпендикулярной формы, содержащую целую полусферу в центре и по четверти полусферы в каждом из углов, можно периодически продолжить в бесконечную двумерную гексагональную решетку. (б) Возможные варианты распределения магнитного материала по поверхности полусферы.

Геометрические параметры моделируемой системы менялись в следующих пределах: диаметр полусфер $D = 120 \div 340$ нм; эффективная толщина магнитного слоя, h , $2\Delta R = 20 \div 80$ нм, шаг численной сетки - 5 нм. Используемые материальные параметры соответствуют табличным данным для объемных пермаллоя и кобальта: константа обменного взаимодействия $A = 1.3 \times 10^{-6}$ эрг/см, намагниченность насыщения $M_s = 860$ эрг Гс $^{-1}$ см $^{-3}$ для пермаллоя, и $A = 3.0 \times 10^{-6}$ эрг/см, $M_s = 1400$ эрг Гс $^{-1}$ см $^{-3}$ для кобальта. Как обсуждалось ранее в Разделе 3.2, кристаллографической анизотропией можно пренебречь, предполагая поликристаллическую структуру металлического слоя [140].

Геометрия перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля. Как указывалось выше, поверхность экспериментальных образцов образована кристаллитами коллоидного кристалла с различной ориентацией кристаллографических осей в плоскости. Тем не менее, если постоянное внешнее поле перпендикулярно поверхности, ориентация осей коллоидных кристаллитов в плоскости не влияет на величину эффективного магнитного поля, действующего на намагниченность, и поэтому, резонансные частоты и моды колебаний намагниченности одинаковы во всех кристаллитах. Переменное СВЧ поле перпендикулярно внешнему постоянному полю и ориентировано в плоскости образца. Его ориентация по отношению к осям коллоидных кристаллитов в плоскости может влиять на амплитуду колебаний ФМР в силу различных значений интеграла перекрытия в этих случаях, но не влияет на значение частот ФМР или на структуру резонансных мод. Соответственно, рассматриваемая модель вполне адекватна экспериментальной ситуации в случае геометрии поля, перпендикулярного поверхности. При моделировании высокочастотное поле (9.85 ГГц) имеет амплитуду 10 Э и ориентировано вдоль оси x ($\mathbf{H}_{\text{rf}} = H_{\text{rf}}\mathbf{x}_0$, Рис. 4.2а). Постоянное поле ($\mathbf{H}_0 = H_0\mathbf{z}_0$) изменяется от 16 кЭ до -16 кЭ. Скорость развертки постоянного поля выбирается достаточно малой из условия, чтобы рассчитанная форма спектра ФМР была одинакова для уменьшающегося и возрастающего внешнего постоянного поля. Моделирование в перпендикулярной геометрии магнитного поля проводилось для системы с материальными параметрами пермаллоя.

Спектры ФМР рассчитанные как для h -, так и для ΔR -модели представлены на Рис. 4.3. Обе модели демонстрируют результаты, качественно сходные с экспериментальными измерениями, а именно: 1) для больших частиц число резонансов увеличивается с увеличением эффективной толщины пленки, достигая максимума при $h = 2\Delta R \approx 60$ нм, а затем уменьшается. Тем не менее, это поведение более выражено в h -модели. Резонансы расположены в диапазоне полей от 6 до 12 кЭ, что соответствует экспериментальным данным (Рис. 4.1b и 4.3). В случае коллоидных частиц малого размера ($D = 120$ нм) в тонкой пленке наблюдается два резонанса. С утолщением пленки второй резонанс уменьшает свою амплитуду и даже может исчезнуть в случае R -модели. Таким образом, можно заключить, что h -модель больше подходит для моде-

лирования магнитных нанополусфер большего диаметра, тогда как система с меньшим диаметром магнитных полусфер лучше моделируется в R-модели. По сути, структура экспериментального образца - это нечто между этими двумя геометриями. В любом случае обе модели демонстрируют качественно аналогичные результаты.

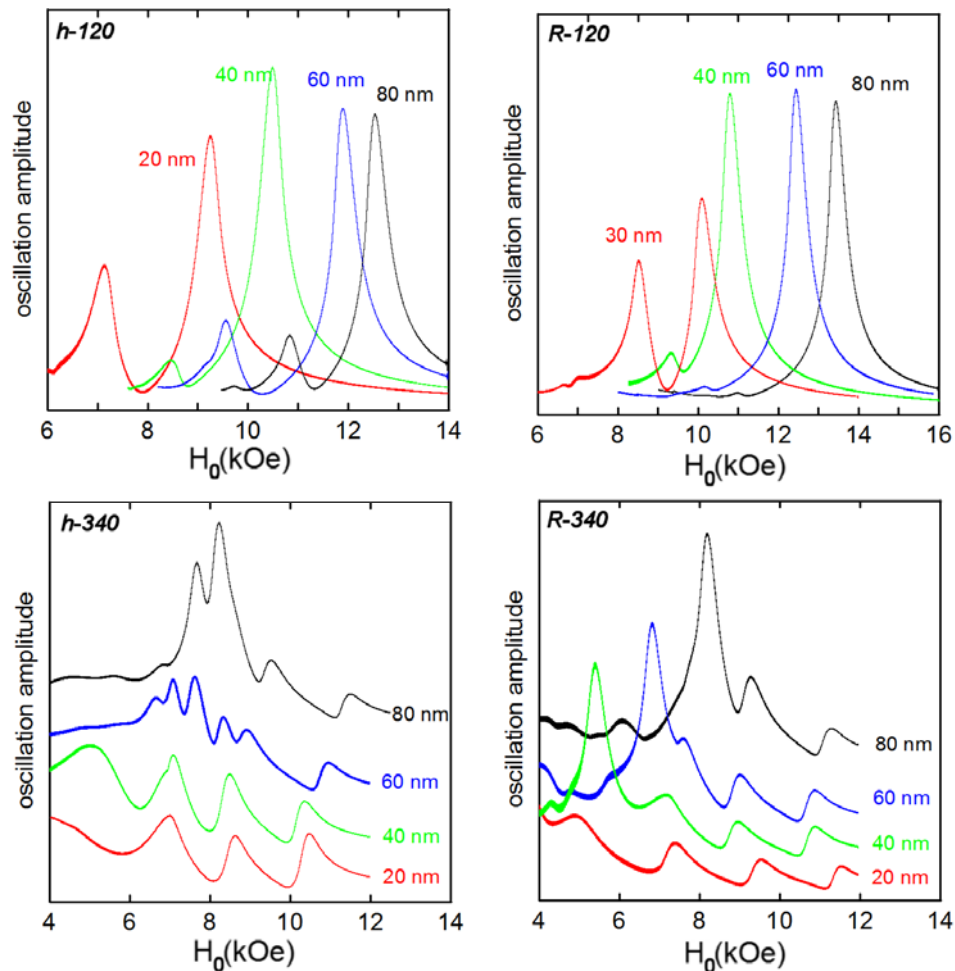


Рис. 4.3. Спектры ФМР рассчитанные для гексагональных решеток нанополусфер NiFe для различных толщин магнитной плёнки. Верхний ряд: диаметр частиц 120 нм, нижний ряд: диаметр частиц 340 нм. Левый столбец предназначен для *h*-модели, справа - *R*-модели. Статическое поле перпендикулярно плоскости 2D решётки.

Кроме спектров ФМР в ходе моделирования было вычислено и пространственное распределение амплитуды колебаний намагниченности в системе в условиях резонанса. На Рис. 4.4. представлена структура резонансных мод, рассчитанные для *h*-модели с $D = 340$ нм и $h = 60$ нм, то есть для случая, когда число резонансов является наибольшим. Для других геометрий число резонансов меньше, но структура мод в общем случае одинакова. Изменение геометрии системы приводит к последовательному исчезновению высших более неоднородных мод (высшие моды соответствуют меньшим значениям внешнего резонансного поля на Рис. 4.4.). Поскольку

распределение намагниченности в образце неоднородно, все ее компоненты M_x , M_y , M_z отличны от нуля. На Рис. 4.4 представлена амплитуда отклонения намагниченности от равновесия, рассчитанная как величина $\max|\mathbf{M}_{\text{res}}(t) - \mathbf{M}_0|$ проинтегрированная по вертикальной оси z . Здесь \mathbf{M}_0 - намагниченность в равновесном состоянии при соответствующем значении постоянного поля в отсутствии СВЧ накачки. $\mathbf{M}_{\text{res}}(t)$ - намагниченность под действием СВЧ поля. Области системы, где колебания имеют максимальную амплитуду, окрашены на рисунке в черный цвет. Нижний ряд на Рис. 4.4 представляет собой моментальные изображения проекции переменной составляющей намагниченности \mathbf{M} на плоскость xy .

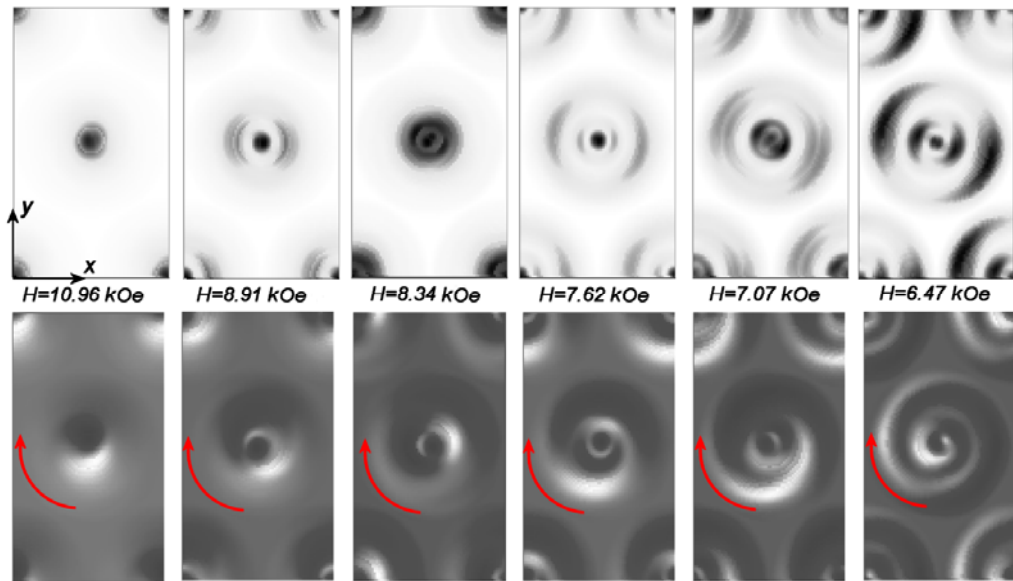


Рис. 4.4. Верхний ряд: распределение амплитуды колебаний намагниченности в плоскости для разных мод ФМР при перпендикулярной ориентации внешнего статического поля. Более темные области соответствуют пучности моды. В нижней части: моментальные изображения переменной составляющей намагниченности лежащей в плоскости. Более светлые области соответствуют большему отклонению намагниченности. Видна спиральная структура высших мод. Мода совершает полный оборот по часовой стрелке (вид сверху полусферы). Показанные значения магнитного поля соответствуют значениям резонансного поля для 60 нм пленки NiFe на поверхности полусфер диаметром 340 нм. Соответствующее видео, демонстрирующее систему в динамике доступно онлайн: <https://ars.els-cdn.com/content/image/1-s2.0-S0304885317313161-mmcl.ppt>

Первая мода представляет собой колебания намагниченности вблизи вершины нанополусферы, подобно прецессии кора вихря в магнитном диске. При уменьшении поля колебания вовлекаются периферийные области полусферы. Высшие моды выглядят как спиральные спиновые волны, совершающие вращение по часовой стрелке. Таким образом, в моделировании на-

блюдается неэквивалентность распространения спиновых волн по часовой и против часовой стрелки, что является признаком невязимности в системе. Возможные причины этой невязимности будет рассмотрен ниже.

Геометрия ориентации внешнего магнитного поля в плоскости. В случае ориентации внешнего постоянного магнитного поля в плоскости системы ситуация для моделирования существенно отличается. Поскольку поверхность коллоидного кристалла является поликристаллической, в эксперименте внешнее постоянное магнитное поле имеет разную ориентацию по отношению к кристаллографическим осям для разных кристаллитов. Поскольку возникающие в системе магнитостатические поля зависят от ориентации намагниченности относительно эти кристаллических осей, спектры ФМР должны отличаться для по-разному ориентированных кристаллитов. Чтобы точно учесть этот факт при расчетах, необходимо моделировать спектры для всех возможных ориентаций внешнего магнитного поля в плоскости в диапазоне от 0° до 30° по отношению к оси y модельной системы и усреднить их. Пример таких расчетов, выполненных для системы с $D = 120$ нм, $2\Delta R = 60$ нм, демонстрирует уширение резонансов из-за такого усреднения (Рис. 4.5с). Спектры для усреднения в диапазоне углов $0^\circ - 30^\circ$ были рассчитаны с шагом 3.75° . К сожалению, выполнить подобные расчеты для всех возможных геометрий (D, h) образцов невозможно из-за чрезвычайно большого вычислительного времени, необходимого для таких расчетов. Поэтому для моделирования был выбран частный случай геометрии, когда внешнее магнитное поле направлено вдоль оси y системы ($\mathbf{H}_0 = H_0 y_0$, Рис. 4.2а), чтобы получить представления о возможных резонансных модах, когда поле направлено в плоскости.

При моделировании были использованы материальные параметры соответствующие Co_2Fe СВЧ поле по-прежнему ориентировано вдоль оси x ($\mathbf{H}_{rf} = H_{rf} x_0$). Лучшее совпадение с экспериментальными данными было получено для ΔR -модели; рассчитанные спектры представлены на Рис. 4.5а, б. Наблюдается увеличение числа резонансных пиков ФМР при увеличении периода структуры (D) и толщины магнитного слоя ($2\Delta R$), как в эксперименте. Структура возбуждаемых резонансных мод представлена на Рис. 4.5е, ф для системы с $D = 340$ нм и $2\Delta R = 60$ нм. Видно, что намагниченность осциллирует в основном в областях межчастичных контактов. Очевидно, что более высокое значение резонансного внешнего поля соответствует менее неоднородной структуре моды. Возрастание степени неоднородности моды приводит к увеличению обменных полей в системе, которые, в свою очередь, дают вклад в эффективное магнитное поле, уменьшая тем самым резонансное значение постоянного внешнего поля. Уменьшение толщины магнитной пленки или периода системы приводит к исчезновению более неоднородных мод из спектра. В случае ориентации внешнего постоянного поля в плоскости системы невязимность проявляется в неэквивалентности распространения спиновых волн в «прямом»/«обратном» направлении вдоль оси x , как это показано на Рис. 4.5е.

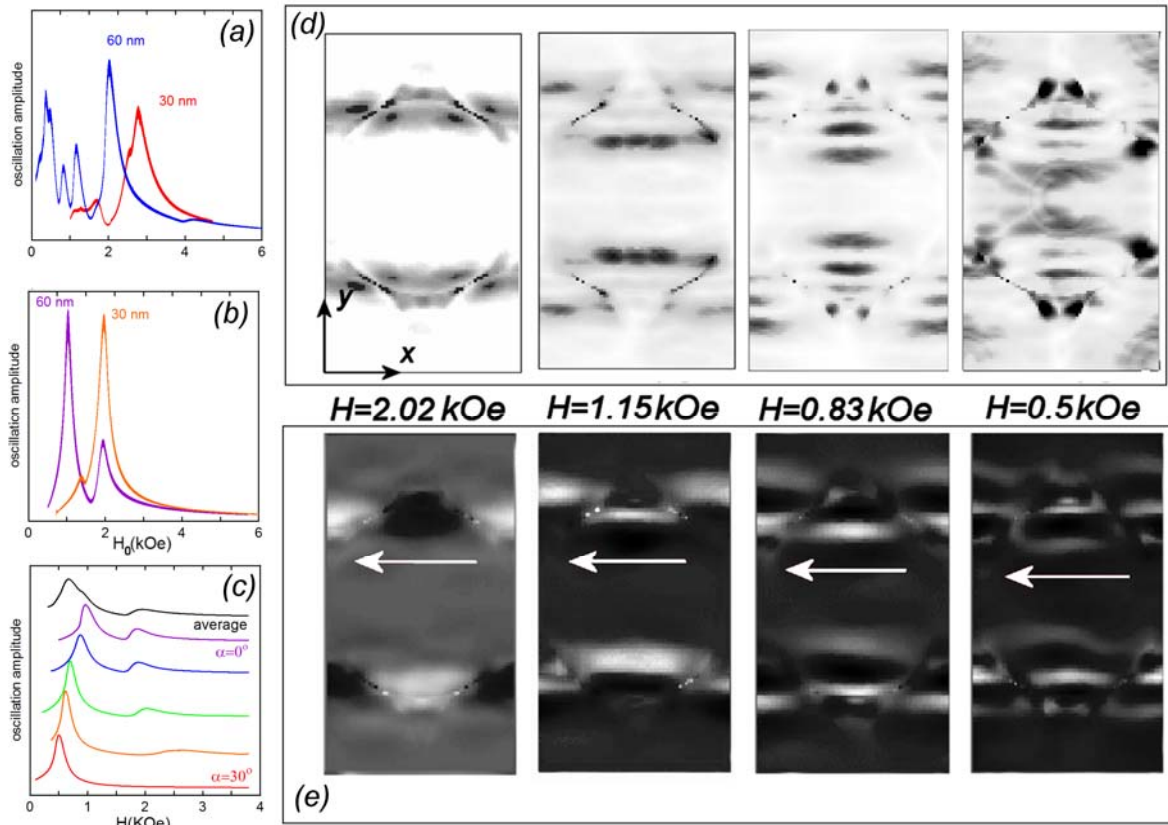


Рис. 4.5. Слева представлены спектры ФМР гексагональной решетки нанополусфер Co для различных толщин магнитного покрытия, рассчитанных для R-модели. Статическое магнитное поле ориентировано в плоскости вдоль оси y (Рис. 4.2.). (а) диаметр частиц составляет 340 нм. б) Диаметр частиц составляет 120 нм. в) ФМР-спектры решетки нанополусфер Co ($D = 120$ нм, $2\Delta R = 60$ нм) для разных ориентаций статического поля в плоскости относительно оси $0Y$. Представленные кривые для углов равных 0° , 7.5° , 15° , 22.5° и 30° . Верхняя линия показывает усредненный по углам спектр. (d) Распределение амплитуды колебаний намагниченности в плоскости для разных мод ФМР при перпендикулярной внешнего статического поля ориентированного в плоскости вдоль оси y . Более темные области соответствуют пучностям моды. (e) Моментальные изображения переменной составляющей намагниченности лежащей в плоскости. Более светлые области соответствуют большему отклонению намагниченности. В течение периода колебаний картина сдвигается влево на один период решетки. Стрелка обозначает направление движения волны колебаний намагниченности. Показанные значения магнитного поля соответствуют значениям резонансного поля для 60 нм пленки Co на поверхности полусфер диаметром 340 нм. Соответствующее видео, демонстрирующее систему в динамике доступно онлайн: <https://ars.els-cdn.com/content/image/1-s2.0-S0304885317313161-mmc2.ppt>

Какова может быть причина невзаимности в распространении спиновых волн в системе? С феноменологической точки зрения, распространение электромагнитных волн может стать невзаимным, если в системе присутствует некоторый полярный вектор \mathbf{c} , который также меняет свой знак при изменении времени. В этом случае частоты волн распространяющихся «вперед»/«назад» (спиновые волны в нашем случае) расщепляются и $\Delta\omega \sim (\mathbf{k}\mathbf{c})$, где \mathbf{k} - волновой вектор. В магнитных системах вектором, обладающим необходимыми симметричными свойствами является вектор тороидного момента в распределении намагниченности

$$\mathbf{T} = \frac{1}{V} \int [\mathbf{r} \times \mathbf{M}] dV$$

На рис. 4.6 приведена схема распределения локальной плотности тороидного момента $[\mathbf{r} \times \mathbf{M}]$ в магнитных нанополусферах, рассчитанная на основе полученного модельного распределения намагниченности, при намагничивании в плоскости и в поперечном поле. Центром системы координат при этом был выбран центр полусферы.

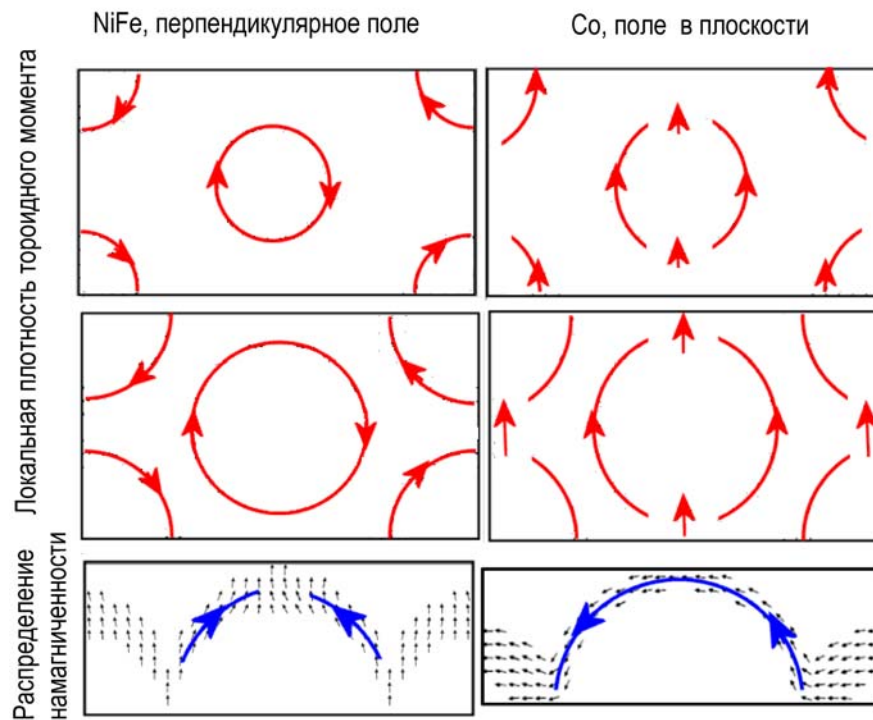


Рис. 4.6. Схема распределение локальной плотности тороидного момента $[\mathbf{r} \times \mathbf{M}]$ системе: в левой колонке для полусфер NiFe ($D = 340$ нм) во внешнем перпендикулярном поле 6.47 кЭ (соответствует резонансному полю высшей моды), в правой колонке для полусфер Co ($D = 340$ нм) намагниченных в плоскости во внешнем поле 0.5 кЭ. Показаны распределения в различных xz -сечениях: верхний ряд для $z = 125$ нм, средний ряд для $z = 175$ нм. Нижний ряд представляет распределение намагниченности в соответствующих системах в сечение yz .

Видно, что в случае поля направленного перпендикулярно, распределение намагниченности имеет не нулевую φ -компоненту $[\mathbf{r} \times \mathbf{M}]$. В этой геометрии колебания намагниченности не являются стоячими волнами, они совершают полный оборот в течение одного периода колебаний. Направление вращения обусловлено магнитостатическим взаимодействием, аналогично тому, как оно обуславливает невзаимность волн Даймона-Эшбаха [148].

Если внешнее магнитное поле направлено в плоскости xy то распределение намагниченности в системе имеет тороидный момент, направленный в плоскости системы вдоль оси x перпендикулярно внешнему магнитному полю. Это приводит к невзаимности распространения спиновых волн вдоль оси x . Очевидно, поверхностная кривизна магнитной полусферы, приводит к неоднородному распределению намагниченности с ненулевым $[\mathbf{r} \times \mathbf{M}]$. Контрольные расчеты, выполненные для гексагональной решетки контактирующих плоских дисков NiFe ($D = 120$ нм, $h = 10 \div 60$ нм) намагниченных в плоскости, не демонстрируют невзаимности в колебаниях ФМР, соответствующий тороидный момент системы равен 0.

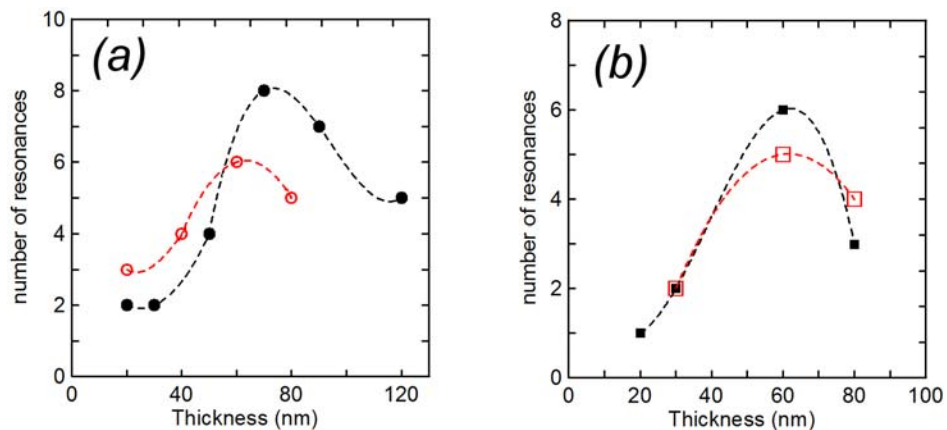


Рис. 4.7. Число резонансов в спектре ФМР магнитной пленки на поверхности коллоидного кристалла ($D = 340$ нм) в зависимости от толщины пленки. Сплошными кругами или квадратами представлены экспериментальные данные, незакрашенные круги и квадраты - данные микромагнитного моделирования. Пунктирные линии проведены для удобства восприятия. (a) решетка нанополусфер NiFe в перпендикулярном внешнем поле. (b) решетка нанополусфер Co в во внешнем поле, направленном в плоскости.

Какова степень сопоставимости экспериментальных результатов и результаты численного моделирования? Точность измерения диаметра частиц в экспериментальных образцах, так же как и точность изготовленной толщины пленки в процессе магнетронного распыления составляет около 10%. Материальные параметры соответствующие объемным материалам Co и NiFe, которые заложены в модель, могут не совпадать с величиной намагниченности и константой обменного взаимодействия в тонких пленках на поверхности ПММА. Тем не менее, моделиро-

вание демонстрирует те же тенденции в спектрах ФМР при изменении геометрии системы какие наблюдались в эксперименте (Рис. 4.7). Как показывает моделирование, геометрия магнитного покрытия коллоидных частиц влияет на положение и число ферромагнитных резонансов в системе. При этом моды ФМР демонстрируют невзаимный характер, так как распределение намагниченности по полусферической поверхности обладает ненулевой компонентой тороидного момента в плоскости системы.

4.2. Ферромагнитный резонанс в решетке магнитных скирмионов.

Другой магнитной системой, в которой конкуренция между магнитостатическим и обменным взаимодействием может привести к формированию магнитных состояний, обладающих тороидным магнитным моментом, являются искусственные решетки магнитных скирмионов, рассмотренные в Главе 2. В данном разделе исследуются динамические свойства таких решеток методами микромагнитного моделирования. Микромагнитное моделирование выполнено с использованием пакета OOMMF по схеме аналогичной описанной в предыдущем разделе.

Геометрическая конфигурация системы и ее материальные параметры выбраны соответственно образцам, экспериментально исследованным в Разделе 2.1.3. Рассматриваемая система представляет собой магнитную пленку с перпендикулярной анизотропией, значение которой локально уменьшается в некоторых областях. Области с уменьшенной анизотропией являются круглые пятна, расположенные в прямоугольную решетку (Рис. 4.8а). При расчетах моделируется элементарную ячейку такой решетки с использованием двумерных периодических граничных условий. Круглая область с измененной анизотропией расположена в центре элементарной ячейки и имеет диаметр (D), вдвое меньший, чем размер ячейки. Толщина пленки составляет $h = 7.5$ нм, размер элементарной ячейки - 100 или 200 нм, $D = 50, 100$ нм соответственно. Материальные параметры при моделировании соответствуют многослойным структурам Co/Pt и составляют: намагниченности насыщения $M_s = 200$ эрг Гс⁻¹см⁻³, константа одноосной анизотропии пленки $K_0 = 3.65 \times 10^5$ эрг/см³, а коэффициент обмена $A = 2.5 \times 10^{-8}$ эрг/см. Заданное значение константы анизотропии соответствует легкому направлению намагниченности перпендикулярно пленке. Шаг численной сетки $2.5 \times 2.5 \times 7.5$ нм³ выбран таким образом, чтобы быть меньше обменной длины.

В то время как анизотропия пленки должна быть перпендикулярна плоскости для формирования решетки скирмионов, анизотропия в центральном пятне (K_1) может варьироваться в широких пределах. В случае анизотропии с перпендикулярной осью легкого намагничивания, магнитный скирмион имеет форму ЦМД (обозначен как МВ на Рис. 4.8 и 4.6). При моделировании ФМР эта конфигурация исследована при двух разных значениях K_1 , равных $2.8 \times$

10^5 эрг/см³ и 2.4×10^5 эрг/см³, для того чтобы определить влияние значения анизотропии в центральной области на спектры ФМР системы.

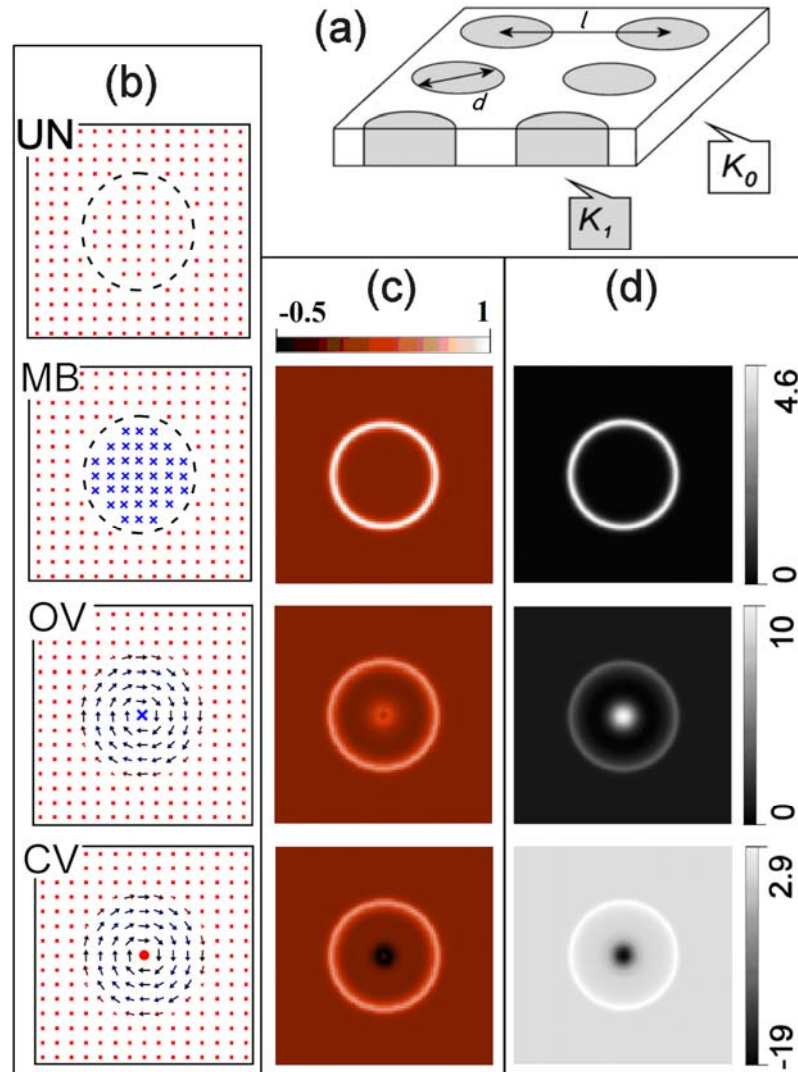


Рис. 4.8. (а) Геометрия моделируемой системы. Области с уменьшенной анизотропией (диаметром d) образуют прямоугольную решетку (периодом l). (б) Четыре возможных конфигурации намагниченности системы. UN - однородное состояние, MB - цилиндрический домен, OV - "вихрь с противоположным кором", CV - "вихрь с сонаправленным кором". Точки (красный) и крестики (синий) обозначают магнитные моменты, направленные перпендикулярно поверхности пленки в противоположных направлениях (вверх и вниз соответственно). Пунктиром обозначена граница центральной области. (с) Распределение φ -компоненты $\text{rot}(\mathbf{M})$ в состояниях MB, OV и CV соответственно. (d) Распределения топологической плотности заряда (в 10^{-4}) тех же состояний.

Для меньших значений K_1 , когда эффективная анизотропия (вместе с размагничиванием) имеет тип "легкая плоскость", топологически заряженное скирмионное состояние реализуется как вихрь внутри центральной области, окруженный перпендикулярно намагниченной пленкой. Как было показано в Разделе 2.1.2, если кор вихря направлен против намагниченности пленки (состояние OV на Рис. 4.8 и 4.6), он несет топологический заряд, равный +1. Наоборот, топологический заряд системы равен нулю, если кор вихря сонаправлен намагниченности пленки (состояние CV на Рис. 4.8 и 4.6).

При моделировании ФМР конфигурации с вихревым распределением намагниченности в центральной области значение K_1 , равнялось 10^5 эрг/см³. Все магнитные конфигурации системы, для которых исследованы свойства ФМР, представлены Рис. 4.8. Представленная плотность топологического заряда определена как (2.17).

Поскольку исследуемые неоднородные состояния устойчивы в достаточно узком диапазоне внешнего магнитного поля, были рассчитаны спектры ФМР не как функция величины приложенного постоянного магнитного поля, а как функция частоты СВЧ поля накачки. При этом был использован следующий алгоритм моделирования. В качестве начальных условий в системе задается распределение намагниченности примерно соответствующее выбранному состоянию (UN, NB, OV или CV) после чего система релаксирует в него в нулевом внешнем поле. После достижения равновесия к системе прикладывается переменное внешнее поле амплитудой 1 Э и вычисляется установившаяся амплитуда стационарных колебаний средней намагниченности системы

$$m = (m_x^2 + m_y^2 + m_z^2)^{1/2} \quad (4.1)$$

Константа затухания α полагалась равной 0.01. Для расчета всего спектра частота СВЧ поля изменяется в диапазоне $0 \div 6$ ГГц с шагом 0.01 ГГц вблизи резонансных пиков и 0.1 ГГц на плоских участках спектра. Ранее такой алгоритм моделирования успешно был использован при моделировании ФМР в микрополосках пермаллоя [149].

Случай центральной области с перпендикулярной магнитной анизотропией.

Резонансные спектры и пространственная структура резонансных мод в состоянии однородного намагничивания (UN) представлены на рисунке Рис. 4.9. Первая мода (т.е. резонансная мода с самой низкой частотой) представляет собой квазиоднородные колебания намагниченности в центральной области. Эффективное магнитное поле, определяющее резонансную частоту (4.3) этой моды, имеет наименьшее значение, поскольку анизотропия в пятне меньше, чем в окружающей пленке. Очевидно, что уменьшение значения анизотропии в пятне от $K_1 = 2.8 \times 10^5$ эрг/см³ до $K_1 = 2.4 \times 10^5$ эрг/см³ приводит к понижению частоты резонанса (Рис. 4.9а). Квазиоднородность моды определяется тем, что амплитуда колебаний спадает на границе центральной области. Эта неоднородность в амплитуде колебаний обуславливает вклад

обменного поля в эффективное поле, которое задает резонансную частоту. При уменьшении диаметра центральной области от 100 нм до 50 нм неоднородность моды возрастает, вклад обменного поля увеличивается и, соответственно, частота первой моды также сдвигается в область более высоких частот. При увеличении частоты СВЧ поля наблюдается ряд более неоднородных мод. Они имеют форму стоячих спиновых волн с радиальной симметрией, заключенных в центральной области (Рис. 4.9b).

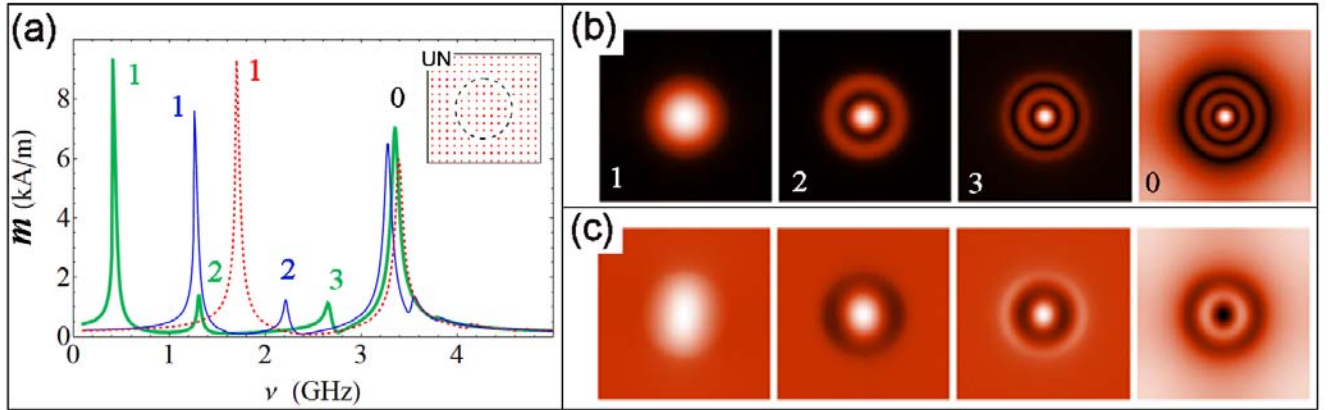


Рис. 4.9. (а) Спектры ФМР однородного (UN) состояния при разных параметрах системы. Тонкая линия: $d = 100$ нм, $l = 200$ нм, $K_0 = 3.65 \times 10^5$ эрг/см³, $K_1 = 2.8 \times 10^5$ эрг / см³; толстая линия для системы со слегка уменьшенной анизотропией в центральном пятне ($K_1 = 2.4 \times 10^5$ эрг / см³); пунктирная линия для системы с вдвое уменьшенными масштабами ($d = 50$ нм, $l = 100$ нм). (b) Распределение амплитуды колебаний намагниченности для разных мод ФМР (обозначены теми же цифрами). Более светлые области соответствуют пучности моды. (c) Моментальные изображения переменной составляющей намагниченности m_x . Соответствующее видео, демонстрирующее систему в динамике доступно онлайн: <https://ars.els-cdn.com/content/image/1-s2.0-S0304885317312064-mmcl.pptx>

Поскольку в UN состоянии возбуждаемые моды являются центросимметричными, их можно описать аналитически. В магнитоэлектростатическом приближении (которое должно хорошо работать для мод с небольшими числами) уравнение движения намагниченности может быть решено в рамках задачи Волкера [150,151]. В этом приближении компоненты переменной части намагниченности имеют пространственную структуру вида

$$m_x, m_y \sim J_\beta(k_\rho \rho) \cos\left(k_z z - \frac{1}{2} \eta \pi\right) \exp(i\beta\varphi). \quad (4.2)$$

Здесь ρ , φ , z - цилиндрические координаты, J_β - функция Бесселя порядка β (β целое), $k_z^2 = -(1 + \chi(\omega)) k_\rho^2$, где χ - высокочастотная магнитная восприимчивость, η равно 0 или 1. Отношение между k_ρ и k_z получено из граничных условий для переменного магнитного поля на

поверхностях образца. Они связывают поле внутри образца с соответствующим экспоненциально затухающим полем вне образца:

$$\tan\left(\frac{k_z h - \eta\pi}{2}\right) = \frac{k_\rho}{k_z}. \quad (4.3)$$

Считая моды однородными в z -направлении, положим $\eta = 0$. Кроме того, тонкой пленки ($k_z h \ll 1$) можно положить $\cos(k_z z) \approx 1$. Рассмотрим однородные по φ центрально симметричные моды с $\beta = 0$. В итоге, компоненты намагниченности принимают вид

$$m_x, m_y \sim J_0(k_\rho \rho). \quad (4.4)$$

Так как переменная составляющая намагниченности вне центральной области примерно равна нулю, ее можно считать закрепленной на границе центральной области. Это приводит к уравнению $J_0\left(\frac{k_\rho d}{2}\right) = 0$ для k_ρ . Таким образом, n -ая мода определяется n нулем функции Бесселя J_0 . Действительно, каждая последующая резонансная мода демонстрирует еще один круговой пик в численном моделировании; число этих максимумов соответствует номеру моды. В приближении $k_z h \ll 1$ можно оценить частоту моды как

$$\nu_n = 2\gamma M_s \left(1 + \frac{K_0}{2\pi}\right) \sqrt{1 - \left(1 + \frac{K_0}{2\pi}\right)^{-1} \left(1 + \frac{2}{hk_\rho^{(n)}}\right)^{-1}}, \quad (4.5)$$

Здесь $k_\rho^{(n)}$ соответствует n -ому нулю функции Бесселя, γ - гиромагнитное отношение. Эта оценка показывает, что частота растет с увеличением номера моды. Формула (4.5) дает 1.26 ГГц для первой моды, что хорошо согласуется с результатами моделирования (Рис. 4.9). Резонансные моды более высокого порядка имеют большую обменную энергию, которая заметно сдвигает их частоты вверх, в этом случае оценка (4.5) не может быть использована. Небольшие отклонения структуры моды от радиальной симметрии, наблюдаемые в моделировании, связаны с квадратной симметрией моделируемой элементарной ячейки и с тем, что переменное СВЧ поле линейно поляризовано в плоскости системы.

Дальнейшее увеличение частоты переменного магнитного к возбуждению колебаний намагниченности в пленке за пределами центральной области. Эта частота однородных колебаний в самой пленке может быть оценена как

$$\nu = \frac{\gamma}{2\pi} \left(\frac{2K_0}{M_s} - 2M_s \right), \quad (4.6)$$

что приблизительно соответствует 3.24 ГГц для используемых в моделировании материальных параметров. Эта мода обозначена как 0-мода, так как она соответствует квазиоднородным колебаниям намагниченности в пленке. Эти квазиоднородные колебания в пленке сопровождаются радиальной стоячей волной в центральной области. Поскольку частота 0-моды в

первую очередь определяется константой анизотропии в пленке, она практически не зависит от геометрических параметров системы. Небольшие резонансы, наблюдаемые в спектре правее от пика 0-моды, соответствуют неоднородным колебаниям в самой пленке.

Таким образом, резонансные моды можно классифицировать на локализованные в центральной области и делокализованные. Число локализованных резонансных мод растет с увеличением диаметра центральной области. При увеличении ее диаметра длина волны соответствующей моды растет, что приводит к уменьшению обменного вклада в эффективное поле и приводит к уменьшению соответствующей резонансной частоты. Аналогично число локализованных мод увеличивается с уменьшением значения анизотропии в центральной области (4.6). Эта зависимость, очевидно, обусловлена уменьшением вклада поля анизотропии в эффективное магнитное поле.

МВ конфигурация (Рис. 4.8) в отличие от однородной имеет более сложное распределение намагниченности, поскольку на границе центрального пятна формируется блоховская доменная стенка. Спектры ФМР и структура мод этого состояния представлены на рисунке Рис. 4.10. Хотя и в этом случае резонансные моды можно классифицировать на локализованные в пятне или делокализованные, в системе появляется новый тип локализованных колебаний. Это колебания доменной стенки, окружающей ЦМД. Симметрия системы допускает наличие в спектре колебаний члена $\sim k_\varphi c_\varphi$, где k_φ - азимутальная компонента волнового вектора, а c_φ - азимутальная компонента вектора имеющего симметрию тороидного момента. При этом волны бегущие вдоль доменной стенки по и против часовой стрелки будут расщеплены по частоте на величину $\sim 2k_\varphi c_\varphi$. В этих условиях колебания не являются стоячими волнами, они совершают полный оборот в за время периода колебаний.

$$m_x, m_y \sim \exp(i\beta\varphi), \quad (4.7)$$

где φ - азимутальная координата, β - целое число, имеющее смысл азимутального волнового числа. Именно такое поведение мы наблюдаем при возбуждении спиновых волн в доменной стенке, окружающей магнитный скирмион. Соответствующие расщепленные моды обозначена как 1 и 2 на Рис. 4.10. В первой моде спиновая волна вращается по часовой стрелке, а во второй моде она движется в противоположном направлении (см. Рис. 4.10). Направление вращения (т.е. знак β для каждой моды), видимо, определяется магнитостатическим взаимодействием в системе (см. [148]).

Феменологически в качестве величины c_φ можно выбрать φ -компоненту $\text{rot}(\mathbf{M})$, которая обладает необходимыми симметричными свойствами и имеет ненулевое значение в области доменной стенки (рис. 4.8.с).

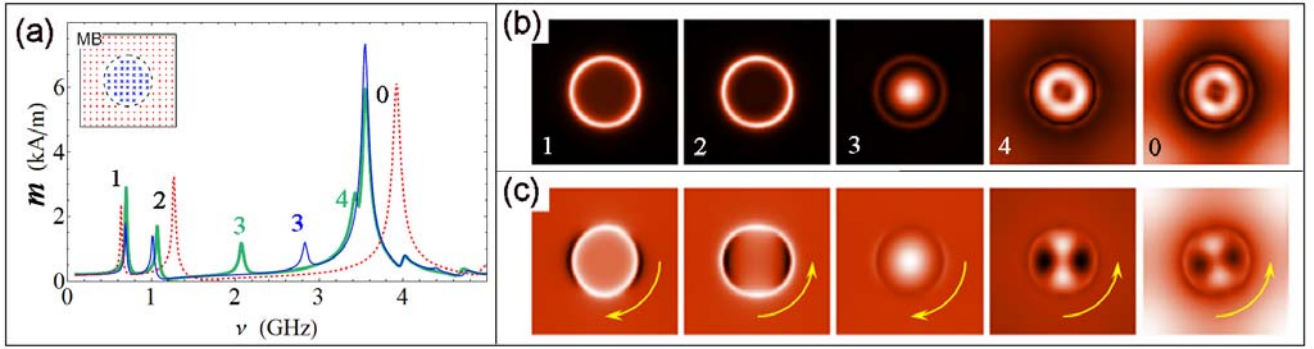


Рис. 4.10. (a) Спектры ФМР цилиндрического магнитного домена (МВ) при разных параметрах системы. Тонкая линия: $d = 100$ нм, $l = 200$ нм, $K_0 = 3.65 \times 10^5$ эрг/см³, $K_1 = 2.8 \times 10^5$ эрг / см³; толстая линия для системы со слегка уменьшенной анизотропией в центральном пятне ($K_1 = 2.4 \times 10^5$ эрг / см³); пунктирная линия для системы с вдвое уменьшенными масштабами ($d = 50$ нм, $l = 100$ нм). (b) Распределение амплитуды колебаний намагниченности для разных мод ФМР (обозначены теми же цифрами). Более светлые области соответствуют пучности моды. (c) Моментальные изображения переменной составляющей намагниченности m_x . В течение периода колебаний распределения намагниченности совершают полный оборот в направлении, указанном стрелками. Соответствующее видео, демонстрирующее систему в динамике доступно онлайн: <https://ars.els-cdn.com/content/image/1-s2.0-S0304885317312064-mmcl.pptx>

На более высоких частотах наблюдаются колебания намагниченности в объеме центрального пятна. Количество локализованных мод зависит от диаметра пятна и разности значений анизотропии K_0 и K_1 , как и в случае однородного состояния. Эти колебания сопровождаются колебаниями намагниченности в доменной стенке. Вследствие этого, эти моды не являются радиальными стоячими волнами, как в состоянии в однородно намагниченной системе, а также вырождены по частоте, как и пара мод 1-2 относительно вращения (3 и 4 на Рис. 4.10b, c). Моделирование показывает, что направление вращения не зависит от спиральности скирмиона (МВ), т.е. от направления магнитного момента в доменной стенке. При этом оно коррелирует с величиной φ компоненте $\text{rot}(\mathbf{M})$. Если изменить направление намагниченности в МВ (скирмионе) и во внешней пленке на противоположное (что соответствует изменению заряда скирмиона состояния от +1 до -1), то значение $(\text{rot } \mathbf{M})_\varphi$ также меняет знак. В этом случае все моды 1-4 изменяют направление своего вращения на противоположное. Для рассмотренных материальных и геометрических параметров мы наблюдаем только четыре локализованных моды (или, иными словами, 2 расщепленные моды). Как и в однородном (UN) состоянии более высокочастотные делокализованные однородные колебания в самой пленке сопровождаются неоднородными колебаниями намагниченности в центральной области.

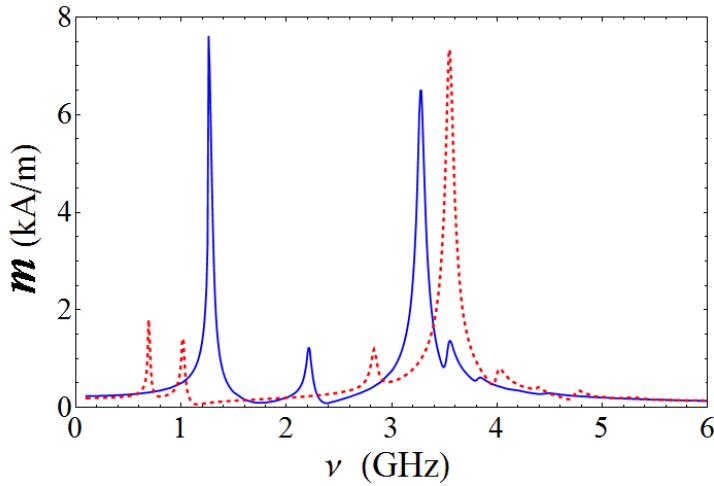


Рис. 4.11. Сплошная линия - спектр ФМР однородного (UN) состояния при разных параметрах системы, пунктирная линия - спектр ФМР цилиндрического магнитного домена (MB) рассчитанные при одних и тех же параметрах системы: $d = 100$ нм, $l = 200$ нм, $K_0 = 3.65 \times 10^5$ эрг/см³, $K_1 = 2.8 \times 10^5$ эрг / см³.

Поскольку, как было показано в разделе 2.1.2, система может быть легко переведена из однородной (UN) конфигурации намагниченности в MB состояние и обратно путем временного приложения в соответствующего постоянного внешнего магнитного поля, интересно более подробно сравнить спектры их ФМР (Рис. 4.11). Основное различие в спектрах - высокий пик, соответствующий однородным колебаниям намагниченности центрального пятна в однородном состоянии. Его интенсивность сравнима с колебаниями намагниченности самой пленки (0-мода). Интенсивность всех других пиков заметно меньше.

Случай центральной области с магнитной анизотропией типа легкая плоскость. Как было показано в Главе 2, если эффективная анизотропия центральной области имеет тип "легкая плоскость" то в нулевом внешнем поле в ней происходит формирование магнитного вихря (рис. 4.8). В том случае, если кор вихря противоположно направлен намагниченности пленки (OV), то с топологической точки зрения это состояние идентично MB и так же является магнитным скирмионом.

Динамические свойства состояния OV моделировались для $K_1 = 10^5$ эрг/см³ и двух геометрий - (1) $D = 100$ нм, $a = 200$ нм и (2) $D = 50$ нм, $a = 100$ нм. Рассчитанные спектры ФМР представлены на рис. 4.12. Аналогично однородному и MB состояниям на низких частотах наблюдаются моды, локализованные в центральной области. Их число также растет при увеличении диаметра центрального пятна. Первая мода представляет собой прецессию кора магнитного вихря. Во второй и последующих модах наблюдаются колебания намагниченности периферии вихря. Все эти локализованные моды также представляют собой вращающиеся спиновые волны.

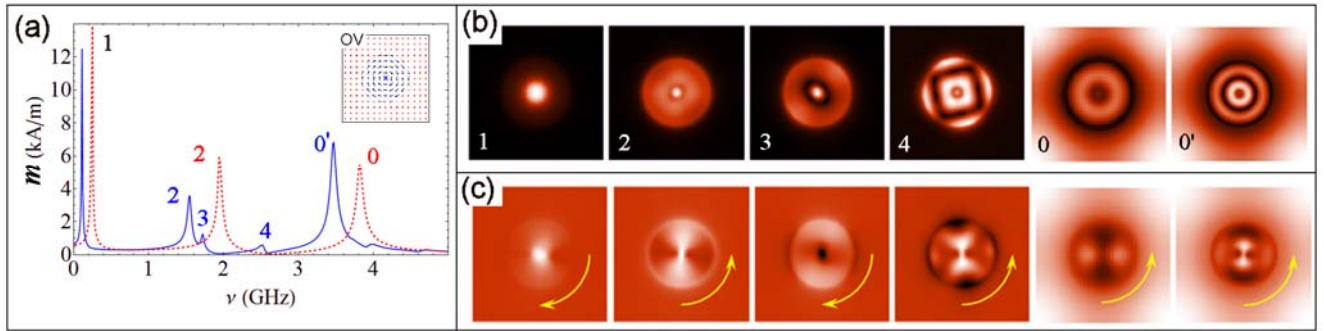


Рис. 4.12. (a) Спектры ФМР состояния OV ("вихрь с противоположным кором"), $K_0 = 3.65 \times 10^5$ эрг/см³, $K_1 = 10^5$ эрг / см³ при разных геометриях системы. Сплошная линия: $d = 100$ нм, $l = 200$ нм; пунктирная линия для системы с вдвое уменьшенными масштабами ($d = 50$ нм, $l = 100$ нм). (b) Распределение амплитуды колебаний намагниченности для разных мод ФМР (обозначены теми же цифрами). Более светлые области соответствуют пучности моды. (c) Моментальные изображения переменной составляющей намагниченности m_x . В течение периода колебаний распределения намагниченности совершают полный оборот в направлении, указанном стрелками. Соответствующее видео, демонстрирующее систему в динамике доступно онлайн: <https://ars.els-cdn.com/content/image/1-s2.0-S0304885317312064-mmc1.pptx>

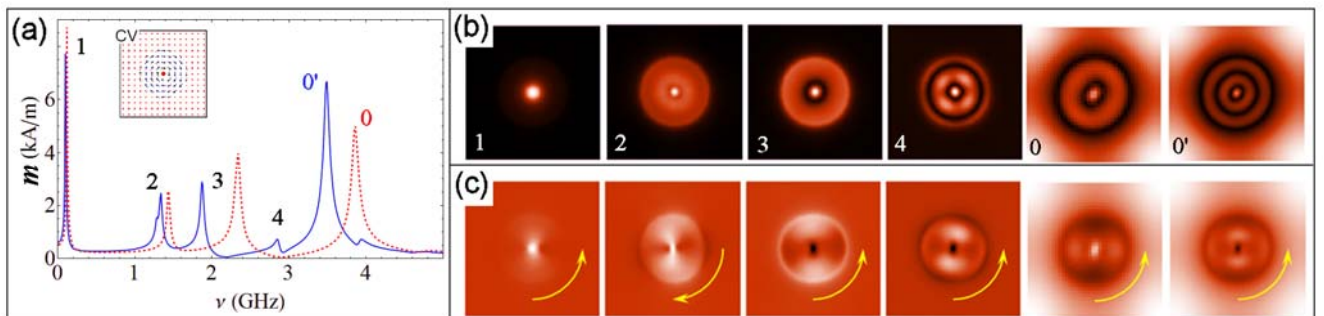


Рис. 4.13. (a) Спектры ФМР состояния CV ("вихрь с сонаправленным кором"), $K_0 = 3.65 \times 10^5$ эрг/см³, $K_1 = 10^5$ эрг / см³ при разных геометриях системы. Сплошная линия: $d = 100$ нм, $l = 200$ нм; пунктирная линия для системы с вдвое уменьшенными масштабами ($d = 50$ нм, $l = 100$ нм). (b) Распределение амплитуды колебаний намагниченности для разных мод ФМР (обозначены теми же цифрами). Более светлые области соответствуют пучности моды. (c) Моментальные изображения переменной составляющей намагниченности m_x . В течение периода колебаний распределения намагниченности совершают полный оборот в направлении, указанном стрелками. Соответствующее видео, демонстрирующее систему в динамике доступно онлайн: <https://ars.els-cdn.com/content/image/1-s2.0-S0304885317312064-mmc1.pptx>

Первая делокализованная мода (0-мода) представляет собой почти однородную прецессию намагниченности в пленке за пределами центральной области, сопровождаемую вращающими-

ся спиновыми волнами в центральном пятне. Несмотря на то, что структура резонансных мод MB и OV магнитных конфигураций сильно отличается, моды, имеющие одинаковый порядковый номер, демонстрируют вращение в одном и том же направлении том же направлении, определяемом знаком φ -компоненты $\text{rot}(\mathbf{M})$, который одинаков для MB и OV (Рис. 4.8d).

Другим возможным состоянием в случае, когда эффективная анизотропия центральной области имеет тип "легкая плоскость" является сонаправленный вихрь (Рис. 4.8b, CV). Спектры ФМР и резонансные моды CV представлены на Рис. 4.13. Хотя CV топологически идентичен однородному состоянию UN и не имеет интегрального топологического заряда и тороидного момента, их локальные значения в этом случае отличны от нуля. Это приводит к тому, что резонансные моды сохраняют свой невзаимный характер и демонстрируют вращение. Сравним характер распределения $(\text{rot}\mathbf{M})_\varphi$ и структуру мод в случае OV и CV (Рис. 4.8c, 4.12c, 4.13c).

(i) В низкочастотных модах 1, 2 и 3 колебания намагниченности сосредоточены в основном в центральной части пятна вблизи кора вихря. OV и CV имеют противоположные значения $(\text{rot}\mathbf{M})_\varphi$ в коре вихря. Соответственно, эти моды демонстрируют вращение в противоположных направлениях для OV и CV.

(ii) В высокочастотных модах осцилляции намагниченности имеют большую амплитуду вблизи границы центральной области. Локальная плотность тороидного момента $(\text{rot}\mathbf{M})_\varphi$ в области 90° доменной стенки имеет одинаковый знак для OV и CV. Поэтому, моды 4,5,6 демонстрируют вращение в одном и том же направлении как для OV, так и для CV.

Разница спектров ФМР OV и CV меньше, чем для пары состояний UN-MB. Причина заключается в том, что при переходе $\text{UN} \leftrightarrow \text{MB}$ заметно больший объем образца меняет направление намагниченности, чем при переходе между двумя вихревыми состояниями ($\text{OV} \leftrightarrow \text{CV}$), когда перемагничивается лишь кор вихря, объем которого достаточно мал.

При изменении геометрии с уменьшением диаметра центральной области, наблюдается некоторый сдвиг резонансной частоты 1ой моды (прецессия кора) в OV конфигурации, в CV этот эффект выражен намного меньше. Эта разница объясняется следующим образом. В случае состояния OV намагниченность кора вихря и самой пленки противоположно направлены. Энергия обмена пропорциональна градиентам компонент намагниченности $E \sim (\partial\mathbf{M}/\partial x_i)^2$, и уменьшение размеров центрального пятна приводит к увеличению градиентов. Таким образом, эффективное магнитное поле также увеличивается, и резонанс смещается в область более высоких частот. В случае CV намагниченность кора вихря и пленки сонаправлены, а CV топологически идентичен однородно намагниченному состоянию (UN). Поэтому, если уменьшать диаметр центральной области, намагниченность вихря имеет возможность отклоняться от плоскости в направлении z для уменьшения обменной энергии. Эффективное поле в этом случае увеличивается не так сильно, и резонанс сдвигается слабее.

4.3. Невзаимные оптические свойства магнитных структур с тороидным моментом.

Принцип взаимности при дифракции неполяризованного света на магнитной структуре имеет вид

$$\sigma[\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{M}(\mathbf{r})] = \sigma[-\mathbf{k}, -\mathbf{k}', -\mathbf{M}(\mathbf{r})], \quad (4.8)$$

здесь σ - сечение рассеяния в дифракционный максимум, \mathbf{k} и \mathbf{k}' - волновые векторы падающего и дифрагированного луча, а $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ - пространственное распределение намагниченности среды на которой наблюдается дифракция света. В этих терминах "невзаимность" будет обозначать выполнение одного из эквивалентных неравенств

$$\sigma[\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{M}(\mathbf{r})] \neq \sigma[-\mathbf{k}, -\mathbf{k}', \mathbf{M}(\mathbf{r})], \quad (4.9)$$

или

$$\sigma[\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{M}(\mathbf{r})] \neq \sigma[\mathbf{k}, \mathbf{k}', -\mathbf{M}(\mathbf{r})], \quad (4.10)$$

Для систем без центра инверсии сечение рассеяния может содержать член пропорциональный $[(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \cdot \mathbf{c}]$, где \mathbf{c} - некоторый вектор. Этот член линеен по волновому вектору, что приводит к невзаимным эффектам, описываемым уравнениями (4.9) и (4.10). Согласно принципу взаимности для систем без пространственной инверсии вектор \mathbf{c} должен быть полярным вектором, то есть менять свой знак при обращении времени. Для магнитного рассеивателя centrosymmetric формы, выполненного из centrosymmetric материала, простейшая форма \mathbf{c} соответствует тороидному моменту распределения намагниченности частицы $\mathbf{T} = \chi \langle [\mathbf{r} \times (\mathbf{M}(\mathbf{r}) - \langle \mathbf{M} \rangle)] \rangle$, угловые скобки означает пространственное усреднение по частице, χ - постоянная). Ненулевым тороидным моментом обладает вихревое распределение намагниченности в магнитных наночастицах [152]. Соответственно при рассеянии неполяризованного света на частице с вихревым распределением намагниченности должны проявляться эффекты невзаимности, феноменологически описываемые выражением

$$\sigma[\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{M}(\mathbf{r})] = \dots + \chi [(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \cdot \mathbf{T}]. \quad (4.11)$$

Для проверки этого предположения были проведены экспериментальные исследования дифракции света на решетках магнитных частиц с вихревым распределением намагниченности.

Экспериментальные образцы представляют собой двумерные (2D) массивы поликристаллических частиц Co и CoFe треугольной формы, имеющих толщину 30 нм. Решетки частиц были изготовлены методом электронно-лучевой литографии на поверхности пластины из аморфного кварца. Массив частиц имеет общую площадь $400 \times 400 \mu\text{m}^2$ и представляет собой квадратную решетку с периодом 1.4 μm . Период выбран с тем, чтобы иметь возможность наблюдения дифракционных максимумов при дифракции луча HeNe лазера ($\lambda = 632 \text{ нм}$), который был

использован в измерениях. Размер частиц вдоль стороны треугольника стороны составляет $0.7 \mu\text{m}$ [Рис. 4.14a]. Размер частиц был выбран таковым исходя из двух конкурирующих требований: (1) необходимости получить максимально возможный объем магнитного материала и (2) условия чтоб магнитоэлектронное взаимодействие в отдельной частице, определяющее вихревое распределение намагниченности, превалировало над магнитоэлектронным взаимодействием в решетке частиц, которое способствует однодоменному распределению намагниченности в частицах (см. раздел 1.1.3).

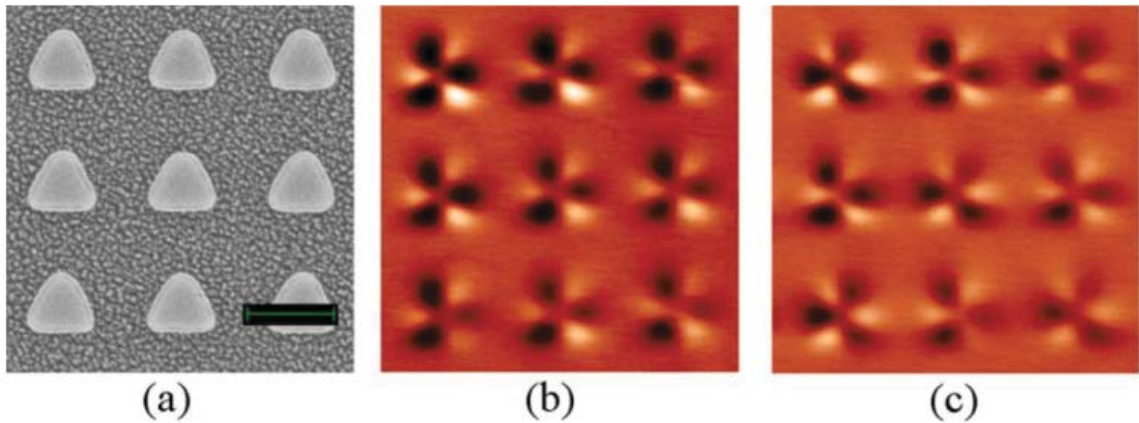


Рис. 4.14. (a) Изображение решетки треугольных магнитных частиц в сканирующем электронном микроскопе, длина масштабирующего отрезка составляет $1 \mu\text{m}$. (b) Изображение системы в остаточном состоянии после намагничивания вдоль основания треугольников в МСМ. Все магнитные вихри демонстрируют одинаковую спиральность. (c) Магнитосиловое изображение системы в остаточном состоянии после намагничивания вдоль высоты треугольников. Видны вихри со спиральностью $-\pi/2$ и $\pi/2$.

В нулевом внешнем поле основным состоянием треугольной магнитной частицы рассматриваемых размеров является состояние с вихревым распределением намагниченности, МСМ изображения таких состояний представлены на Рис. 4.14. Петля намагничивания образца во внешнее поле, приложенном вдоль основания треугольника, также имеет форму, характерную для частиц с магнитными вихрями (рис. 4.15a) [26]. Эти данные были получены с помощью измерения магнитооптического эффекта Керра (МОКЕ) в меридиональной конфигурации при комнатной температуре. В насыщении все частицы однородно намагничены. Зарождение магнитного вихря при уменьшении внешнего поля, сопровождается резким уменьшением намагниченности. Левый и правый вихри имеют разные знаки спиральности γ и, следовательно, должны иметь разные сечения рассеяния света в соответствии с выражением (4.11). Если поле направлено вдоль основания треугольника вправо, все вихри, входящие в частицы закручены

против часовой стрелки ($\gamma = \pi/2$). Это является прямым следствием нецентросимметричной треугольной формы частиц в плоскости.

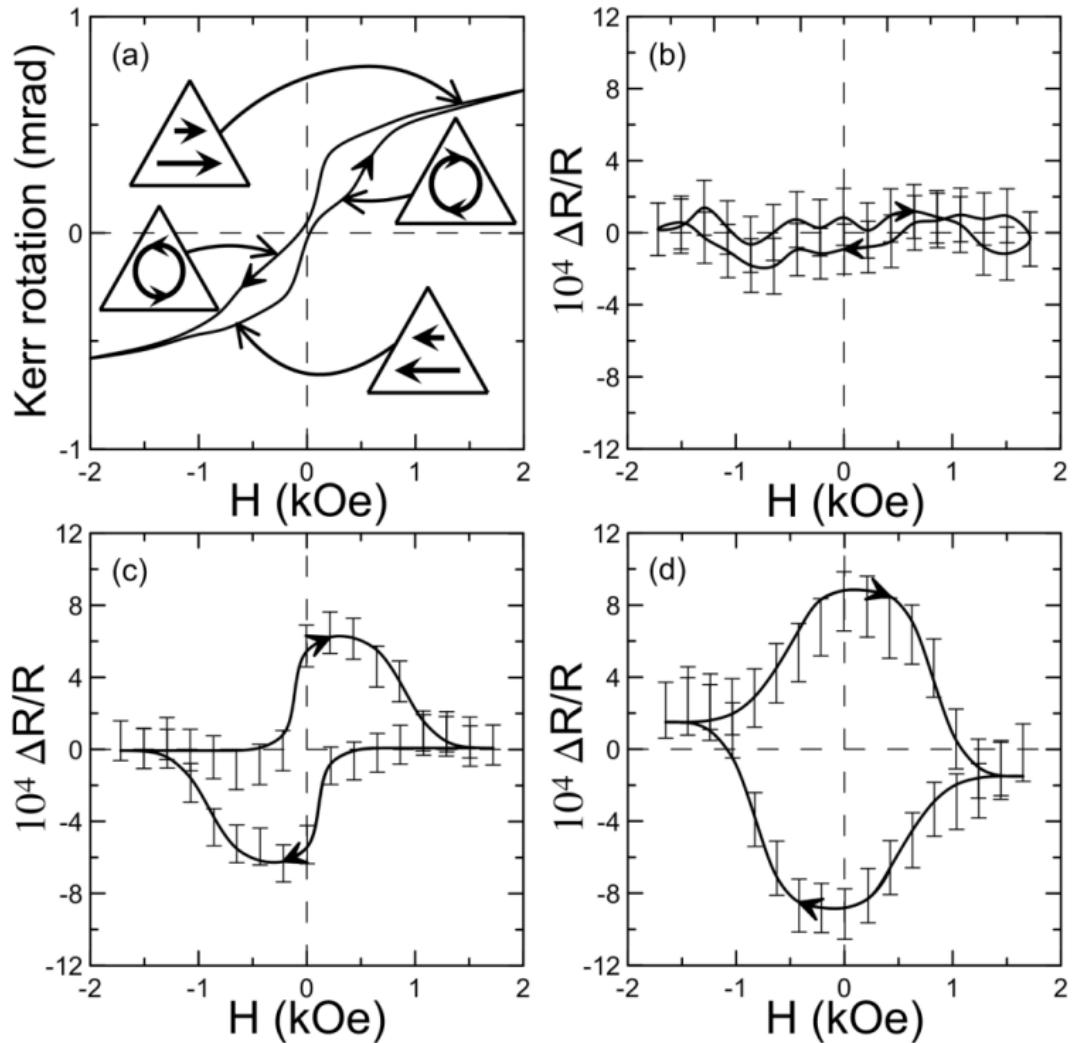


Рис. 4.15. (а) Кривая намагниченности, измеренная по магнитооптическому вращению Керра, в магнитном поле, приложенном вдоль стороны треугольной частицы. (b) - (d) Относительное изменение интенсивности света дифрагированного в $(-1,0)_{tr}$ максимум в зависимости от приложенного магнитного поля [$R = R(H) - \langle R(H) \rangle$], треугольные скобки означают усреднение по циклу намагничивания, $R(H)$ - интенсивность дифрагированного света, H - величина внешнего магнитного поля]. Угол падения света равен 5° . (b) Поле направлено вдоль высоты треугольников. (c) Поле направлено вдоль стороны треугольников. Падающая волна имеет s-поляризацию. (d) Поле направлено вдоль стороны треугольников. Падающая волна имеет p-поляризацию. Стрелки, показывающие направление обхода петли гистерезиса во время цикла намагничивания. Распределения намагниченности, соответствующие участкам петли гистерезиса намагничивания, представлены схематически (вид в направлении z).

Магнитные состояния были проверены методом магнитной силовой микроскопии (МСМ). В зависимости от образца 90% -100% частиц находились в одном и том же вихревом состоянии в нулевом поле после такой процедуры намагничивания (рис. 4.14b). В сильном отрицательном поле все частицы снова однородно намагничиваются, но при размагничивании из отрицательного поля возникающие в частицах вихри закручены по часовой стрелке и, соответственно, имеют спиральность $\gamma = -\pi/2$. Таким образом, прикладывая внешнее однородное магнитное поле, можно синхронно переключать спиральность магнитных вихрей в частицах [153]. В том случае, когда частицы перемагничиваются в магнитном поле, ориентированном вдоль высоты треугольника, форма петли гистерезиса остается неизменной. Тем не менее, вероятности зарождения вихрей с разной спиральностью в этом случае равны, и в размагниченном состоянии наблюдается смесь вихрей с обеими спиральностями (рис. 4.14c).

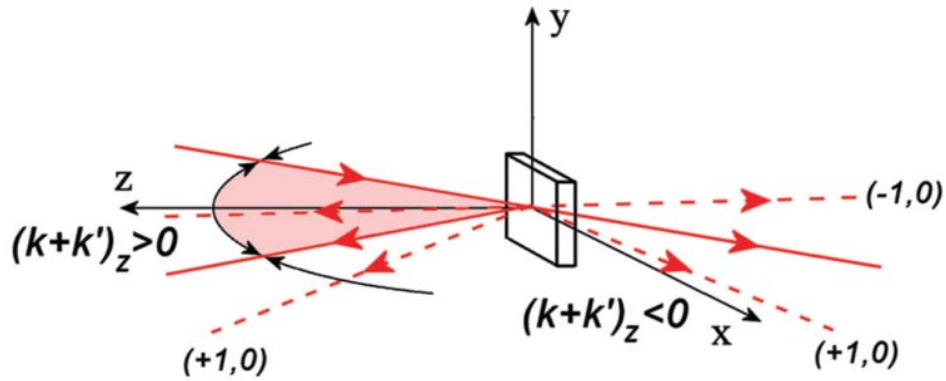


Рис. 4.16. Геометрия эксперимента. Сплошные линии являются падающими, прошедшим и зеркально отраженными лучами, пунктирные линии представляют собой дифрагированные лучи. Закрашенный сегмент в плоскости XZ соответствует направлениям с $(k+k')_z > 0$.

Геометрия оптических измерений представлена на рисунке Рис. 4.16. Образец ориентирован в плоскости (x, y) с векторами решетки, направленными вдоль осей x и y . В этой геометрии усредненный тороидный момент вихрей $[\mathbf{r} \times \mathbf{M}(\mathbf{r})]$ параллелен оси z . Лазерный луч, распространяющийся в плоскости (z, x) , падает на образец под углом $5^\circ - 40^\circ$ относительно оси z . Интенсивность дифрагированного света измерялась в четырех дифракционных максимумах, лежащих в плоскости падения (пунктирные линии на Рис. 4.16.). Это $(\pm 1, 0)$ максимумы, как для прошедшего, так и для отраженного света. Интенсивность света в дифракционных максимумах измерялась в зависимости от магнитного поля. Измерения были проведены отдельно для s- и p-поляризаций падающего света. Для сравнения экспериментальных данных с выражением (4.11) для неполяризованного света, измеренная интенсивность для разных поляризаций должна быть суммирована. Таким образом, была исследована зависимость интенсивности света, рассеянного

в дифракционные максимумы, от спиральности магнитной частицы. Измерения были проведены для разных углов падения, что бы измерить интенсивность в дифракционных максимумах, как с положительными, так и отрицательными значениями $(k + k'_z)$. Для переключения системы между состояниями с вихрями разной спиральности к образцу прикладывалось внешнее магнитное поле, направленное в плоскости образца параллельно оси x . Основные результаты эксперимента просуммированы ниже:

(i) Во время цикла намагничивания (начиная с поля насыщения вдоль оси x) магнитные частицы последовательно проходят следующие состояния: однородное \rightarrow вихрь с $\gamma = \pi/2 \rightarrow$ однородное \rightarrow вихрь $\gamma = -\pi/2$. Разница в интенсивности света, дифрагированного на вихрях с $\gamma = \pi/2$ и с $\gamma = -\pi/2$, приводит к гистерезисной форме зависимости интенсивности дифрагированного света от магнитного поля (Рис. 4.15с и d). Действительно, в нулевом поле наблюдается разная интенсивность в дифракционных максимумах для вихрей с разной спиральностью. Форма петли гистерезиса различна для s и p-поляризаций падающего света, но направление обхода петли гистерезиса (т. е. знак эффекта) не зависит от поляризации. Таким образом, если просуммировать интенсивности для обеих поляризаций, петля гистерезиса сохранится, то есть наблюдается поляризационно независимый невзаимный эффект, описываемый выражением (4.10).

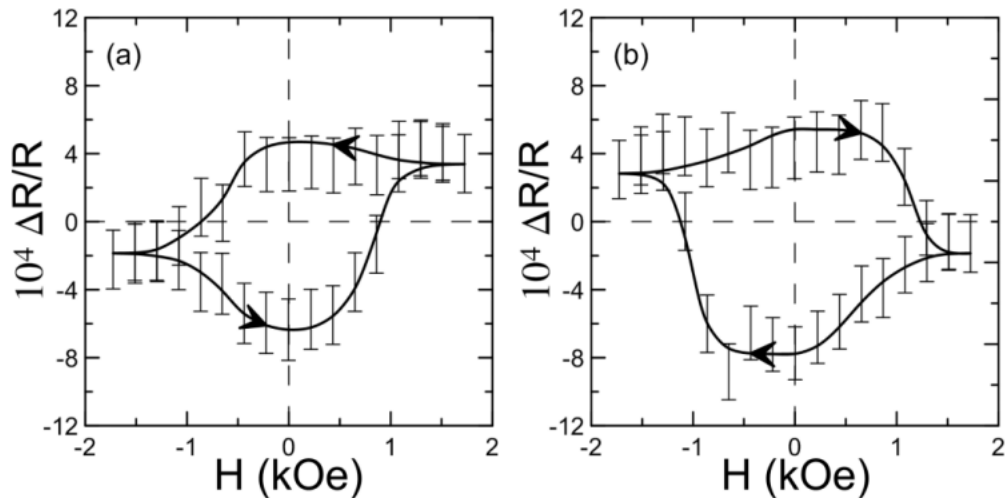


Рис. 4.17. Относительное изменение интенсивности света дифрагированного (a) в $(-1,0)_{\text{ref}}$ максимум $(k_z + k'_z > 0)$ и (b) в $(+1,0)_{\text{ref}}$ максимум $(k_z + k'_z < 0)$ как функция приложенного магнитного поля измеренные одновременно. Угол падения s-поляризованного света равен 30° . Направление обхода петли гистерезиса указано стрелками. Изменение направления обхода гистерезиса от "против часовой стрелки" к "по часовой стрелке" связано с изменением знака $(k_z + k'_z)$.

(ii) Если внешнее поле направлено вдоль высоты треугольников, изменения интенсивности света в дифракционных пиках не наблюдается, Рис. 4.15b. Действительно, в этом случае

вихри с $\gamma = \pi/2$ и с $\gamma = -\pi/2$ имеют равную вероятность появления и, следовательно, их число в системе одинаково. Соответственно, эффект невзаимности не наблюдается.

(iii) Для угла падения 5° эффект имеет один и тот же знак для $(\pm 1,0)$ дифракционных максимумов как при отражении, так и при прохождении. Это можно объяснить тем, что в этой геометрии значение $(k + k')_z$ всегда отрицательно (см. Рис. 4.16). Если угол падения равен 30° , сумма $(k + k')_z$ становится положительной при отражении в $(-1,0)$ дифракционный максимум, но остается отрицательной при отражении в $(+1,0)$ дифракционный максимум. Измерения интенсивности света, рассеянного в эти дифракционные максимумы, в магнитном поле, приложенном вдоль основания треугольника, показали разный знак эффекта невзаимности. Это проявляется в противоположных направлениях обхода петли гистерезиса в зависимости интенсивности от приложенного магнитного поля в этих двух случаях (Рис. 4.17).

Таким образом, измерения показывают, что интенсивность света, дифрагировавшего на решетке вихрей намагниченности, зависит от скалярного произведения $[(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \cdot \langle [\mathbf{r} \times \mathbf{M}(\mathbf{r})] \rangle]$. Несмотря на нулевую среднюю величину намагниченности частиц в размагниченном состоянии, существование магнитного вихря проявляется в интенсивности дифрагировавшего света.

Можно предположить два возможных механизма, приводящих к появлению невзаимного вклада в сечении рассеяния. Первый - возбуждение электрического диполя в вихревой частице под действием однородного магнитного поля падающей волны. Хорошо известно, что магнитное поле индуцирует вихревой ток в проводящей частице. Влияние магнитного вихря на этот ток приводит к дополнительному вкладу в электродипольный момент частицы. Знак этого вклада зависит от спиральности вихря намагниченности. Другим возможным механизмом является возбуждение электрического квадрупольного момента в частице с вихревым распределением намагниченности вихря действием однородного электрического поля падающей волны. Квадрупольный электрический момент возникает из-за аномального эффекта Холла и неравномерного распределения намагниченности. Хотя квадрупольный эффект обычно мал по сравнению с дипольным, здесь им нельзя пренебрегать. Действительно, вклад вышеупомянутого добавки в дипольный момент, имеет тот же порядок величины относительно отношения размера частиц к длине волны из-за того, что он вызван пространственной дисперсией. Фаза колебаний квадрупольного момента зависит от завихренности частицы. Интерференция волн, излучаемых квадруполем и диполем, приводит к зависящему от спиральности вихря вкладу в сечение рассеяния. Как показывает точное решение задачи [154] оба рассмотренных механизма дают вклад в экспериментально обнаруженный эффект.

Выражение (4.11) описывает вклад в сечение рассеяния первого момента (тороидного) в распределении намагниченности. В том случае, если частицы намагничены однородно, как в случае насыщения, он становится равным 0. Тем не менее, как видно на Рис. 4.15 и 4.17 интен-

сивность дифрагированного света различных частиц в состоянии магнитного насыщения для полей противоположного направления. Это означает, что в сечении рассеяния имеется линейный по намагниченности член вида $\alpha_{ij}(k + k')_i M_j$. Здесь α_{ij} - псевдотензор. Решетка треугольных частиц имеет только одну плоскость зеркального отражения (y, z) (здесь x направлен вдоль основания треугольников, y - вдоль высоты треугольников, z - перпендикулярно поверхности образца). Таким образом, компоненты псевдотензора $\alpha_{x,y}$, $\alpha_{x,z}$, $\alpha_{y,x}$, $\alpha_{z,x}$ могут быть отличны от нуля. Это согласуется с экспериментальными данными. Из рис. 4.15b и d видно, что обсуждаемый эффект равен нулю, когда магнитное поле направлено вдоль оси y ($\alpha_{z,y} = 0$), и он отличен от нуля, когда поле направлено вдоль оси x ($\alpha_{z,x} \neq 0$). Кроме того, эффект меняет знак, когда z -проекция вектора $\mathbf{k} + \mathbf{k}'$ меняет знак (Рис. 4.17).

Другим примером магнитной структуры, которая обладает макроскопическим тороидным моментом, является пара магнитных слоев, разделенных тонкой немагнитной прослойкой. В случае магнитной конфигурации, когда намагниченности слоев ориентированы антиферромагнитно, тороидный момент ориентирован в плоскости структуры. В общем виде феноменологическое выражение для интенсивностных эффектов при рассеянии света на трехслойной магнитной структуре с учетом линейных по намагниченности и линейных по первому моменту в распределении намагниченности может быть записано как

$$I[\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{M}(\mathbf{r})] = I_0 + \alpha((\mathbf{k} + \mathbf{k}') \cdot [\mathbf{n} \times \langle \mathbf{M} \rangle]) + \beta[(\mathbf{k} \times \mathbf{k}') \cdot \langle \mathbf{M} \rangle] + \chi[(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \cdot \mathbf{T}], \quad (4.12)$$

где I_0 - независящая от намагниченности интенсивность, а α , β и χ феноменологические коэффициенты. При этом поперечный магнитооптический эффект Керра (третий член в выражении (4.12)) исчезает в геометрии, соответствующей прохождению света в симметричных структурах [155]. Последнее слагаемое, содержащее тороидный момент, появляется только в структурах с пространственной неоднородностью распределения намагниченности.

Для исследования возможных невязимных эффектов были изготовлены трехслойные структуры из двух тонких пленок $\text{Co}_{0.6}\text{Fe}_{0.4}$. Магнитные слои напылялись магнетронным методом на поверхность пластины из аморфного SiO_2 . Для уменьшения коэрцитивности первого слоя, он осаждался на подслое Ni_3Fe . Ферромагнитные пленки были разделены диэлектрическую прослойкой Al_2O_3 толщиной 2 нм. Диэлектрический слой получался при окислении пленки Al в кислородной плазме. Такой метод получения непрерывных тонких пленок Al_2O_3 хорошо известен и проверен [155]. Поверх диэлектрического слоя напылялась вторая магнитная пленка. Давление Ar во время осаждения составляло 4×10^{-3} Торр, характерная скорость роста пленок 1 нм/с. Толщины первого и второго слоев CoFe составляли соответственно 10 и 20 нм. Структура трехслойного образца схематически показана на Рис. 4.18a. Присутствие подслоя магнитомягкого пермаллоя на подложке понижало коэрцитивность нижнего слоя CoFe по сравнению с

коэрцитивностью верхнего магнитного слоя, что делало возможным формирование антиферромагнитной конфигурации при перемагничивании в однородном внешнем поле.

Типичная петля гистерезиса магнитооптического вращения (меридиональный эффект Керра) трехслойной структуры, измеренная для угла падения 45° , показана на рисунке Рис. 4.18b. На кривой намагниченности видны две ступеньки, которые соответствуют вкладу двух магнитных слоев. Соответствующие величины полей коэрцитивности составляют $H_{cI} = 93$ Э и $H_{cII} = 14$ Э. Таким образом, можно выделить четыре возможных магнитных конфигурации системы, которые характеризуются параллельной или антипараллельной ориентацией магнитных моментов соседних слоев, схематически показанных стрелками на Рис. 4.18b.

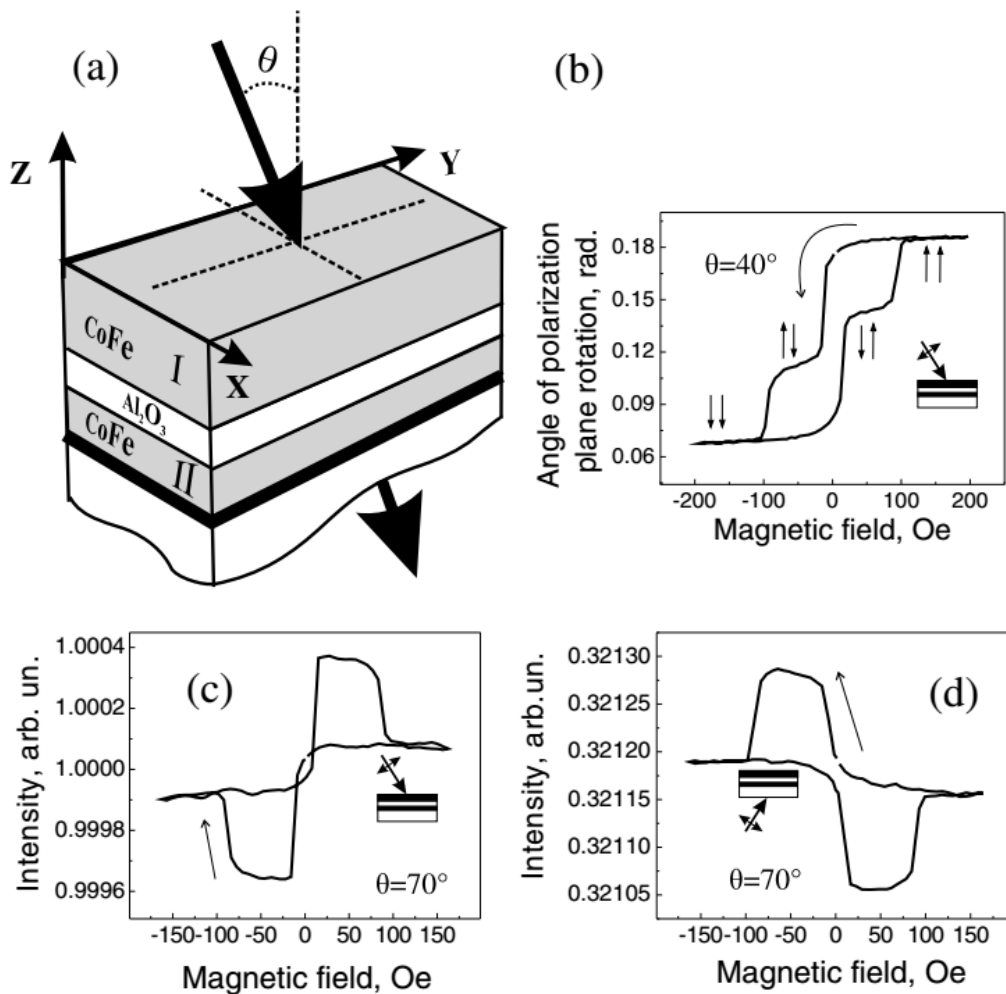


Рис. 4.18. (a) Схематическое изображение структуры CoFe/Al₂O₃/CoFe и геометрии оптического эксперимента. (b) Зависимость продольного магнитооптического эффекта Керра от приложенного магнитного поля (луч лежит в плоскости xOz). (c) Зависимость интенсивности прошедшего света для намагниченности направленной перпендикулярно плоскости падения, свет падает со стороны пленки под углом 70° , (d) тоже при падении света со стороны подложки.

Измеренная зависимость коэффициента пропускания структуры (угол падения 70°) в зависимости от внешнего магнитного поля показана на Рис. 4.18с. Видно значительное изменение коэффициента пропускания при переходе между двумя антиферромагнитными конфигурациями ($\uparrow\downarrow$ и $\downarrow\uparrow$), имеющими противоположно направленные тороидные моменты. При этом разница в коэффициентах пропускания для двух разных ферромагнитных конфигураций ($\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\downarrow$) существенно меньше. Представленные экспериментальные данные показывают, что, во-первых, интенсивность прошедшего света I нечетна как по величине средней намагниченности системы, так и по тороидному моменту, поскольку $I(M) \neq I(-M)$ и $I(T) \neq I(-T)$, что соответствует феноменологическому выражению (4.12). Кроме того, при направлении распространения света меняется знак изменения интенсивности $\delta I = I(H) - I(H = 0)$ в обоих случаях, что видно из сравнения Рис. 4.18с и d. Представленные кривые гистерезиса соответствуют ситуациям, когда образец освещается со стороны трехмерной структуры или, наоборот, со стороны подложки. Наблюдаемое явление соответствует изменению знака второго члена, линейного по намагниченности, в уравнении (4.12) [155]. Очевидно, третий член из (4.12) $\sim[\mathbf{k} \times \mathbf{k}']$ и, соответственно, зануляется при прямолинейном распространении света. Важно отметить, что наблюдаемые линейные магнитооптические эффекты хорошо описываются формулами Френеля для отраженного и прошедшего света, которые не учитывают никаких взаимодействий между магнитными слоями [31]

Глава 5. Динамические структуры и процессы самоорганизации в системах электростатически взаимодействующих микрочастиц.

В главе представлены результаты цикла работ, в которых предложен новый класс материалов - суспензии и коллоидные растворы металлических и полимерных частиц в слабопроводящей жидкости, и исследованы его свойства при возбуждении электрическим полем. Промежуточное значение радиуса Дебая (1–100 $\mu\text{м}$) в системе приводит к новым, не наблюдавшимся ранее эффектам коллективного поведения и самоорганизации, обусловленным электростатическим взаимодействием между частицами.

Коллоиды растворов представляют собой суспензии макроскопических частиц, обычно размерами $10^{-5} \div 10^{-8}$ м распределенных в жидкости [158]. Коллоидные суспензии широко встречаются в повседневной жизни (например, краски, молоко, кровь) и критически важны для многих отраслей промышленности: от производства продуктов питания, фармацевтики, медицины до нанотехнологий [159] и электроники. Физика коллоидных систем является важной частью физики т.н. «мягкой материи» (soft-matter), быстро расширяющейся области современной физики конденсированного состояния. Эта область исследований привлекает к себе повышенное внимание, так как имеет дело с физическими состояниями, которые легко управляются при приложении внешних сил, обусловленных электрическими или магнитными полями, гидродинамикой, гравитацией и т.д. [160-164]. Свойства коллоидных систем зависят и от характера взаимодействия между частицами, которое может быть обусловлено различными силами, такими как стерическое отталкивание, электрические или магнитодипольные силы, гидродинамическими и силами, обусловленными градиентами поверхностно-активных веществ в системе. [165]. В зависимости от конкретных условий эксперимента взаимодействующие коллоидные частицы могут образовывать множество устойчивых состояний как неупорядоченных, таких как коллоидные стекла [166] и гели [167], так и высокосимметричных, таких как коллоидные кристаллы [168], которые используются в современной нанофотонике [169,170]. При этом подавляющее число работ, в которых изучаются различные коллоиды, посвящена изучению различных статических равновесных коллоидных структур [171-183].

Понимание объединяющих принципов самоорганизации сложных систем находящихся в неравновесных условиях, таких как макромолекулы [184], диблочные сополимеры [185], микромагнитные системы [186-188], ансамбли заряженных частиц [189] - одна из целей физики мягких материалов. Исследование процессов самоорганизации в водных коллоидных растворах (так называемых сильных электролитах) под действием электромагнитных сил [22,23,189-191] идет в связи с возможными приложениями в биоанализе, микро- и нанотехнологиях. При этом в

водных растворах дебаевская длина составляет нескольких нанометров, объем раствора остается электронейтральным. В неводных растворах (слабых электролитах) дебаевская длина может быть аномально большой, малая проводимость может приводить к значительным отклонением от объемной электронейтральности. Кроме того, низкая проводимость неводных растворов позволяет прикладывать к ним сильное электрическое поле без существенного нагрева и электролиза, что невозможно достичь в сильных электролитах. При этом в водных растворах прямое электростатическое взаимодействие между частицами пренебрежимо мало из-за сильной дебаевской экранировки, в неводных системах это электростатическое дальнедействующее взаимодействие между частицами часто является доминирующим, что открывает возможность управлять процессами самоорганизации, манипулируя амплитудой и частотой внешнего электрического поля.

В данной Главе, исследуются процессы самоорганизации и образование динамических структур в коллоидных системах с электростатическим взаимодействием между частицами, в условиях далеких от равновесия. Непосредственным объектом исследования являются ансамбли коллоидных частиц находящихся в зазоре плоского электрического конденсатора, к которому приложено постоянное или переменное внешнее электрическое поле. Частицы приобретают электрический заряд, так как находятся в контакте с нижней обкладкой конденсатора, и в том случае если электростатическая сила превышает гравитацию, частицы начинают двигаться в зазоре, образуя гранулярный газ. В работе [20] была исследовано поведение большого ансамбля металлических микрочастиц в ЭЯ и показано, что эффекты экранировки электростатического межчастичного взаимодействия приводят к тому, что система распадается на газ двигающихся и кластеры неподвижных частиц. Дальнедействующее электростатическое взаимодействие между частицами зависит, в том числе и от свойств жидкости, которая заполняет ячейку. В результате сложной динамики, приводящей к эффектам самоорганизации, в системе наблюдаются различные динамические и статические структуры, образованные как согласованным движением частиц, так и неподвижными частицами. Изменяя свойства жидкости (проводимость, вязкость) и частоту электрического поля можно менять взаимодействие между частицами, управляя тем самым образующимися динамическими структурами. Динамика системы фиксировалась при помощи высокоскоростной камеры высокого разрешения через верхнюю прозрачную обкладку электростатической ячейки. Для этого в качестве обкладок конденсатора использовались стеклянные пластины, покрытые слоем SnO_2 .

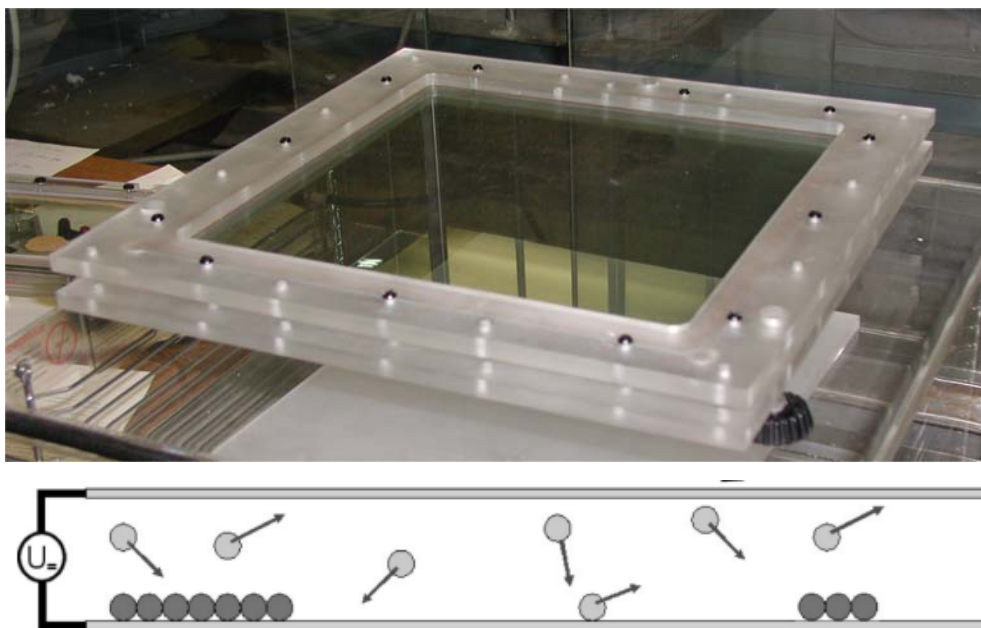


Рис. 5.1 Сверху - фотография экспериментальной электростатической ячейки, снизу - ее схематичное изображение.

Глава имеет следующую структуру. В Разделе 5.1 экспериментально исследовано поведение ансамбля металлических микрочастиц находящихся в воздушном зазоре ЭЯ. Обнаружено, что динамика роста и испарения кластеров неподвижных металлических частиц, находящихся в равновесии с гранулярным газом двигающихся частиц зависит от частоты приложенного внешнего поля. Получены значения показателей критических экспонент размеров маленьких кластеров при перекодсации (Освальдовском созревании) в процессе достижения фазового равновесия. Обнаружены двумерная и трехмерная динамика системы в зависимости от размера частиц и частоты внешнего поля, а также кроссовер между двумя типами динамики в процессе перекодсации. Также была исследована динамика распределения по размеру кластеров в процессе достижения фазового равновесия. Статистический анализ полученных результатов продемонстрировал, что укрупнение кластеров происходит не только благодаря перекодсации, но и в результате коалесценции.

В Разделе 5.2 Экспериментально исследованы процессы самоорганизации в системе большого числа металлических микрочастиц (40-100 μm) в слабопроводящей жидкости под действием приложенного постоянного электрического поля. Обнаружено формирование как статических преципитатов образованных неподвижными частицами, так и различных динамических структур образованных согласованным движением большого количества частиц. Исследована зависимость процессов самоорганизации в системе, как от величины приложенного поля, так и от электропроводности жидкости в ячейке. Возникновение наблюдающихся структур

объясняется взаимодействием электрически заряженных микрочастиц между собой и с электрогидродинамическими потоками в жидкости.

Кроме того, в Разделе построена теория самоорганизации систем металлических частиц находящихся в слабопроводящей жидкости под действием постоянного электрического поля. Теория сформулирована в терминах законов сохранения числа неподвижных (преципитата) идвигающихся частиц (гранулярного газа) с присоединенными уравнениями Навье-Стокса для жидкости. Теория успешно описывает формирование всех экспериментально наблюдающихся в системе динамических и статических структур: гранулярных кристаллов, сотовых структур, динамических вихрей и др.

В Разделе 5.3. Проведено экспериментальное исследование распределения по скоростям металлических микрочастиц в гранулярном газе в электростатической ячейке. Как для немагнитных частиц в жидкой среде, так и для магнитных частиц в ячейке заполненной воздухом обнаружено отклонение от максвелловского распределения по скоростям. Наблюдаемое поведение системы находится в хорошем соответствии с кинетической теорией диссипативного гранулярного газа. В первом случае отклонение от максвелловского распределения вызвано вязкостью жидкой среды, во втором случае - дальнедействующим магнитостатическим взаимодействием между магнитными частицами.

В последнем Разделе 5.4. экспериментально исследуются свойства нового искусственного материала - сети микроскопических полимерных волокон, которые самособираются в неводных коллоидных растворах полимерных коллоидных частиц (1-2 μm) под действием внешнего электрического поля. Морфология образующихся структур зависит от степени полимеризации частиц и может перенастраиваться при изменении напряженности или частоты приложенного электрического поля. Продемонстрирована возможность покрытия поверхности полученных структур тонким слоем (12nm) проводящего оксида SnO_2 при помощи методов атомно-последового осаждения.

Приведенные в Главе результаты опубликованы в работах [A6-A11, A18] из списка работ автора.

5.1. Процессы установления фазового равновесия в системе электростатически взаимодействующих металлических микрочастиц в электростатической ячейке.

Экспериментальная ячейка схематически изображена на рис. 5.1. Металлические микрочастицы помещаются между пластинами большого конденсатора, к которому приложено постоянное или переменное напряжение. Для обеспечения оптического доступа к ячейке используются прозрачные проводящие пластины (стекло покрытое SnO_2 легированный инди-

ем). Размер пластин составляет 27 на 27 см, зазор между пластинами 1,5 мм. Ячейка устанавливалась горизонтально, в зазор помещались сферические бронзовые частицы диаметром 120 мкм в количестве необходимым для монослойного покрытия 1/3 нижней пластины конденсатора. Электрическое поле в зазоре конденсатора изменялось в диапазоне 0-7 кВ/см, а его частота варьировалась от 0 до 120 Гц. Для уменьшения эффектов адгезии частиц на пластине [192] эксперименты проводились в атмосфере сухого азота при атмосферном давлении. Над ячейкой устанавливалась видеокамера высокого разрешения.

Принцип работы электростатической ячейки заключается в следующем. Частицы лежащие на нижней пластине электрически заряжаются, при этом электростатическая сила, действующая на частицу, $F_0 \approx 1.36R^2E^2$, где R - радиус частицы, а E - внешнее поле. При увеличении напряжения до некоторого критического значения F_0 начинает превышать гравитацию, частица движется вверх, перезаряжается при контакте с верхней пластиной и падает. В случае приложенного постоянного напряжения процесс повторяется циклически. Если приложенное напряжение является переменным, то может возникнуть ситуация, когда частица начинает двигаться вниз ранее, чем она достигнет верхней пластины. Таким образом, увеличивая частоту поля, можно контролировать степень вертикального движения частиц. Примечательно, что коллективное поведение этой далекой от равновесия системы очень напоминает поведение систему в состоянии фазового равновесия [20,192], однако роль температуры играет внешнее электрическое поле E . Действительно, кластеризация гранулированного газа с последующей переконденсацией (Освальдовским созреванием) происходит в некотором диапазоне электрических полей в зазоре $E_1 < E < E_2$. ниже первого порогового значения E_1 все частицы остаются неподвижными, выше второго порогового значения E_2 , наоборот, все частицы находятся в непрерывном движении, образуя гранулярный газ. Между этими критическими значениями наблюдается сосуществование гранулярного газа и кластеров, образованных неподвижными частицами. Явление кластеризации связано с двумя эффектами: увеличение диссипации кинетической энергии в областях с высокой концентрацией частиц и с электростатической экранировкой - две лежащие рядом частицы приобретают меньший заряд, чем две частицы находящиеся на большом расстоянии. При резком уменьшении величины поля со значения выше E_2 до значений поля в интервале $E_1 < E < E_2$ наблюдается нуклеация неподвижной фазы в виде большого числа мелких кластеров, которые демонстрируют в дальнейшем Освальдовское созревание, то есть мелкие кластеры испаряются, а крупные растут в размерах. Процесс заканчивается, когда в системе остается единственный кластер, который находится в динамическом равновесии с газом двигающихся микрочастиц. В ходе исследования была проанализировано зависимость общего числа количество кластеров в системе, эволюция отдельных кластеров, средний размер кластеров и т. д. с целью получения информации о динамике прихода системы в динамическое равновесие. При этом ос-

новная цель исследования заключалась в измерении показателя критических экспонент описывающих приход системы в равновесие. В некоторых случаях можно связать показатель, определяющий испарение малых кластеров с глобальными масштабирующими свойствами процесса Освальдовского созревания из-за законов сохранения [193,194]. Например, если в двумерной системе Освальдовское созревание контролируется поглощающей способностью поверхности кластеров, то объем (площадь) малого кластера S меняется как $S \sim (t_0 - t)^\beta$, здесь t_0 момент исчезновения кластера, и общее количество кластеров N эволюционирует как $N \sim 1/t^\beta$. При этом во многих случаях исследование динамики отдельных кластеров более надежны, чем прямые исследования глобальных показателей масштабирования, которые часто маскируются эффектами конечного размера системы.

5.1.1. Динамика изменения размеров малых кластеров в процессе Освальдовского созревания в системе металлических микрочастиц в электростатической ячейке.

Эксперимент проводился в ЭЯ размерами 10 см × 10 см и зазором 1.5 мм следующим образом. Предварительно система приводилась в состояние однородного гранулярного газа в электростатической ячейке в приложенном поле 700 В/мм. После этого напряжение скачком опускалось ниже критического значения E_2 (230 - 260 В/мм) и происходил частичный переход частиц из газовой в неподвижную фазу с образованием большого числа мелких кластеров на нижней обкладке ячейки.

Площадь выбранного кластера S измерялась как функция времени. Если кластер не являлся самым большим в системе, он в конечном итоге начинал сокращаться. При этом было обнаружено, что площадь S изменялась по степенному закону с показателем, зависящим от частоты приложенного электрического напряжения. Для частот менее 35 Гц $S \sim (t_0 - t)^\beta$ с $\beta = 0.63-0.7$ (Рис. 5.2.), для частот выше 55 Гц $\beta \approx 1$. Для промежуточных значений частот наблюдается кроссовер между этими двумя режимами: пока кластер был достаточно большим, его площадь уменьшалась со временем линейно, однако, когда кластер уменьшался ниже определенного размера, испарение кластера ускорялось, и его площадь начинала сокращаться по закону $S \sim (t_0 - t)^\beta$ $\beta \approx 2/3$.

Очевидная частотная зависимость показателя β связана с переходом от двумерной к трехмерной динамики в системе. Для случая постоянного или низкочастотного переменного тока летающие частицы имеют достаточно времени для достижения верхней пластины ЭЯ, и гранулярный газ демонстрирует 3D-поведение. В этих условиях частицы газа могут летать над кла-

стером, а обмен частицами между газовой и неподвижной фазами происходит на всей поверхности кластера. Соответственно, кластеры содержат больше, чем монослой частиц (рис. 5.3.). Непосредственные измерения показывают, что в электростатической ячейке в центральной части кластера его толщина достигает четырех монослоев. Эта толщина ограничена из-за эффекта увеличения электрического поля над кластером в результате уменьшения зазора между поверхностью кластера и верхней пластиной ячейки. Когда значение поля на поверхности кластера достигает второго порогового значения E_2 , частицы не могут оставаться неподвижными даже в середине кластера и переходят в газовую фазу. С увеличением частоты приложенного напряжения амплитуда вертикального движения частиц уменьшается, и для высоких частот становится меньше чем диаметр частиц. В этих условиях гранулярный газ становится эффективно двумерным, обмен частицами между газом и неподвижной фазой происходит только на периметре кластера, а сами кластеры имеют толщину монослоя (рис. 5.3.).

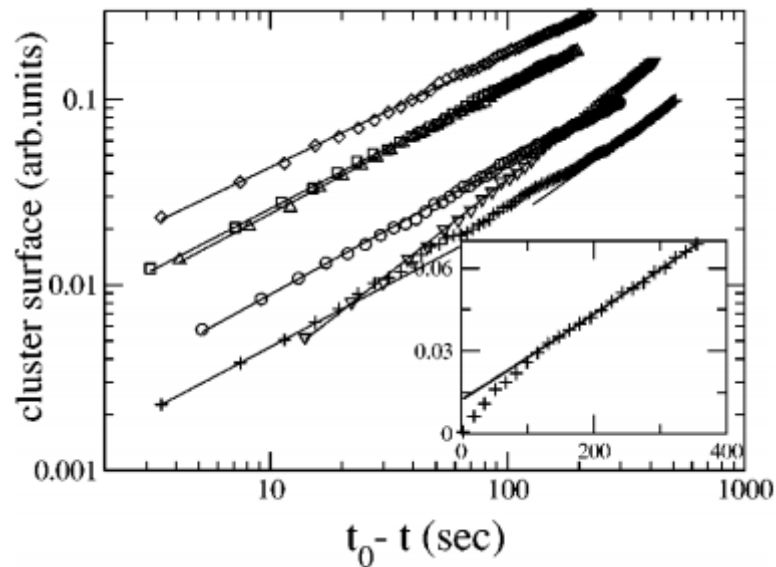


Рис. 5.2. Зависимость площади испаряющегося кластера от времени в электростатической ячейке. Используются следующие обозначения: круги: $f = 0$, $\beta = 0.7$; квадраты: $f = 10$ Гц, $\beta = 0.67$; ромбы: $f = 20$ Гц, $\beta = 0.63$; треугольники углом вверх: $f = 50$ Гц, $\beta = 0.68$; крестики: $f = 75$ Гц, $\beta = 1.04$ на начальной стадии испарения (см. вставку) и $\beta = 0.67$ в конце; треугольники углом вниз: $f = 100$ Гц, $\beta = 1.02$. Вставка: S как функция времени для $f = 75$ Гц в линейном масштабе.

Согласно модели для двумерной динамики системы, представленной в [21], скорость границы испаряющегося кластера в процессе Освальдовского созревания описывается уравнением $dR/dt = -K/2R$, R - локальный радиус кривизны границы кластера, K - коэффициент поверхностного натяжения, который может быть выражен через скорость диффузии частиц. Таким обра-

зом, для площади кластера $S = \pi R^2$ получается линейная зависимость от времени $S = \pi K(t_0 - t)$ в процессе испарения.

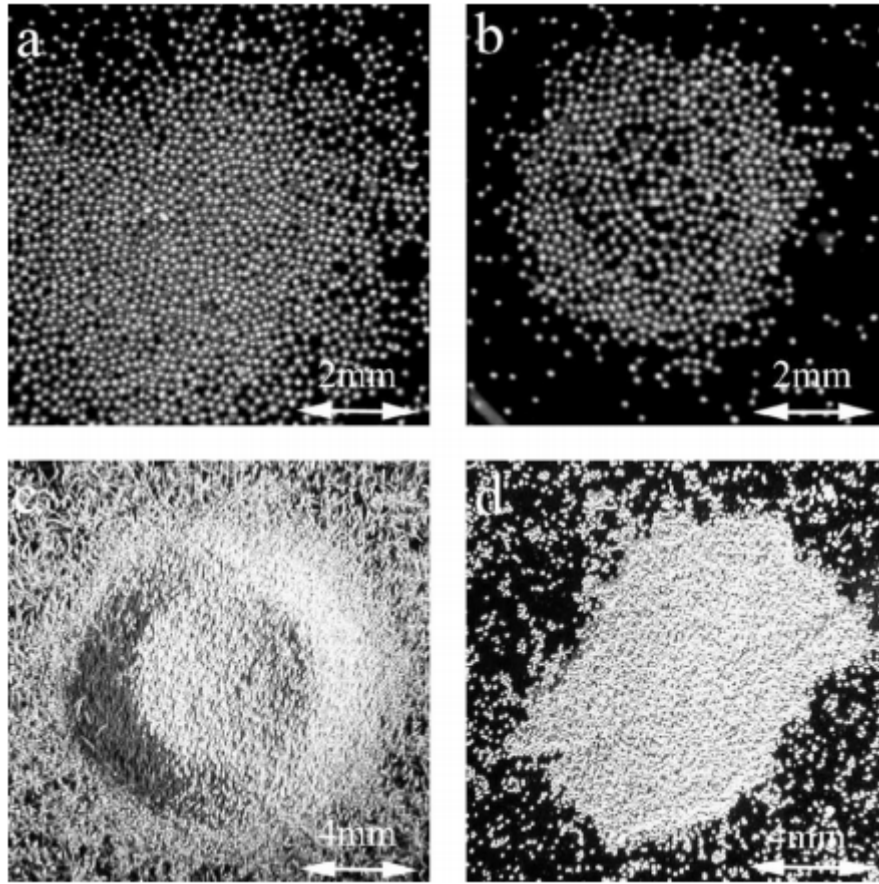


Рис. 5.3. Форма гранулярных кластеров. Верхний ряд - кластеры в электростатической ячейке, (a) $f = 20$ Гц, (b) $f = 120$ Гц. Нижний ряд - кластеры в ячейке с механической вибрацией, (c) $f = 25$ Гц, (d) $f = 95$ Гц. Левая колонка - толстые кластеры, характерные для системы с трехмерной динамикой, правая колонка - монослойные кластеры характерные для системы с двумерной динамикой.

Поведение системы при низких частотах соответствует закону $dR/dt = -K/R^2$. В этом случае $R^3 \sim (t_0 - t)$, соответственно для площади кластера мы имеем $S \sim (t_0 - t)^{2/3}$, как и наблюдается в эксперименте. Полученный результат можно интерпретировать как уменьшения коэффициента поверхностного натяжения K в многослойных кластерах. В предположении, что коэффициент K обратно пропорционален толщине кластера h (для испарения многослойного кластера требуется больше времени, чем для испарения монослоя), и, учитывая, что для маленьких (не имеющих плоской вершины) многослойных кластеров толщина h пропорциональна радиусу R , получается $dR/dt \sim 1/R^2$.

Необходимо подчеркнуть, что показатель $\beta \approx 2/3$, найденный для низких частот, по-видимому, не связан с глобальным показателем масштабирования для числа кластеров N при Освальдовском созревании. Это связано с насыщением высоты широких кластеров в ячейке конечной толщины зазора d : когда кластер достаточно большой ($R \gg d$), динамика его испарения всегда имеет двумерный характер, так как обмен частицами между газом и преципитатом происходит в основном на краю кластера. Однако когда размер кластера уменьшается до $R \sim d$, испарение начинает происходить на всей поверхности кластера.

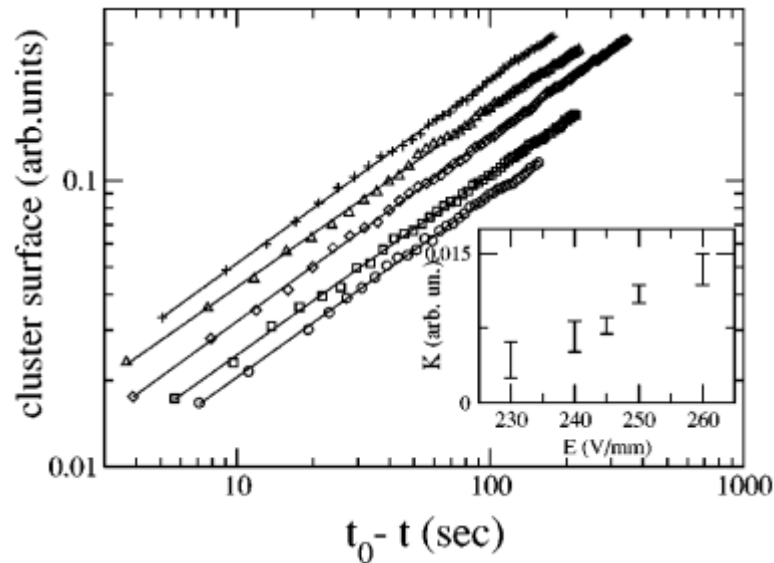


Рис. 5.4. Зависимость площади испаряющегося кластера от времени в электростатической ячейке при разных величинах амплитуды внешнего электрического поля, $f = 20$ Гц. Используются следующие обозначения. Круги: электрическое поле $E = 230$ В/мм, квадраты: $E = 240$ В/мм, ромбы: $E = 245$ В/мм, треугольники: $E = 250$ В/мм, крестики: $E = 260$ В/мм. Вставка: зависимость коэффициента поверхностного натяжения кластеров от амплитуды переменного электрического поля.

Что касается влияния амплитуды приложенного напряжения на поведение системы, то было обнаружено, что она влияет в основном на предэкспоненциальный фактор в законе масштабирования, т.е. на величину поверхностного натяжения. Результаты измерения представлены на Рис. 5.4. Как видно из рисунка, значение поверхностного натяжения и, следовательно, коэффициента диффузии частиц увеличивается с увеличением амплитуды приложенного электрического поля. Такое поведение можно объяснить увеличением эффективной температуры гранулярного газа.

Одним из интересных предсказаний феноменологической модели динамики гранулярного газа в процессе Освальдовского созревания[21], является тонкая структура зависимости плот-

ности газа от времени в этом процессе. Это связано с тем, что из-за быстрого испарения кластера на конечном этапе концентрация газа временно увеличивается [15-17], что приводит к появлению максимумов на зависимости концентрации газа от времени. Такое поведение наблюдалось и в эксперименте. Действительно, электрический ток через ячейку переносится частицами, принадлежащими к газовой фазе, и поэтому пропорционален их концентрации. Это приводит к временному увеличению тока через систему в момент финального испарения кластеров. Пики тока действительно удалось пронаблюдать для ЭЯ с приложенным постоянным напряжением (Рис. 5.5.). Со временем ток приближается к значению, соответствующему равновесному сосуществованию одного большого кластера и газа частиц. Наблюдение пиков электрического тока подтверждает справедливость континуальной модели представленной в [21]. Замечу, что аналогичный переход между 2D и 3D поведением наблюдался автором диссертации и в случае механического возбуждения гранулярной среды [A7], (рис. 5.3).

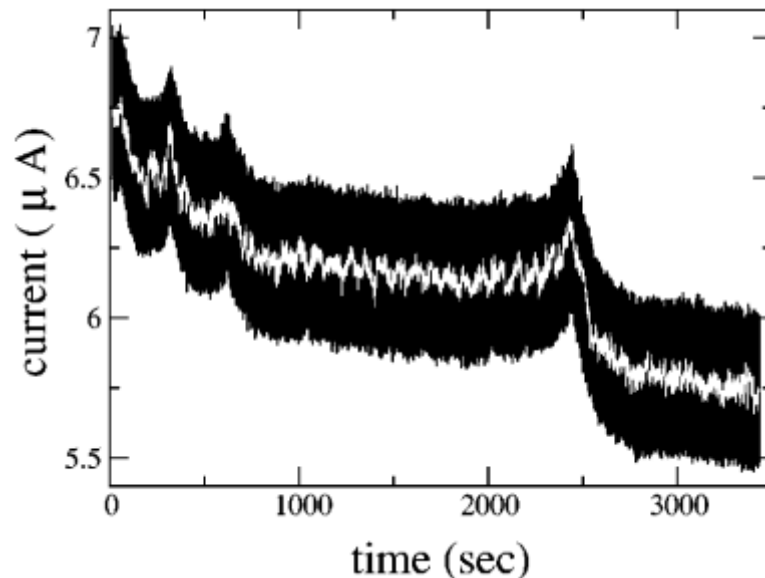


Рис. 5.5. Зависимость тока от времени в процессе установления динамического равновесия. Белая линия показывает усредненный по 100 точкам сигнал. Пики на кривой совпадают с наблюдаемым моментом испарения очередного кластера.

Таким образом, было проведено экспериментальное исследование динамики испарения малых кластеров в ходе процесса переконденсации системы металлических частиц в электростатической ячейке. Фазовое равновесие между газом движущихся частиц и преципитатом из неподвижных частиц, образующего кластеры, обусловлен электростатическим взаимодействием между частицами. Был обнаружен переход между трехмерной и двумерной динамикой системы. В процессе переконденсации наблюдалось временное увеличение тока через систему в

момент испарения кластеров из-за локального по времени увеличения концентрации газа частиц.

5.1.2. Динамика функции распределения по размерам кластеров в процессе Освальдовского созревания в системе металлических микрочастиц в электростатической ячейке.

Для исследования функции распределения кластеров по размерам была собрана электростатическая ячейка 27 см × 27 см. В зазор ячейки (1.5 мм) было помещено порядка 10^7 микрочастиц меди диаметром 40 мкм. Достаточно большая площадь электростатической ячейки позволила исследовать не только поведение отдельных кластеров в процессе Освальдовского созревания, но также исследовать динамику распределения кластеров по размерам в этом процессе. Эти измерения были проведены в электростатической ячейке с приложенным постоянным напряжением.

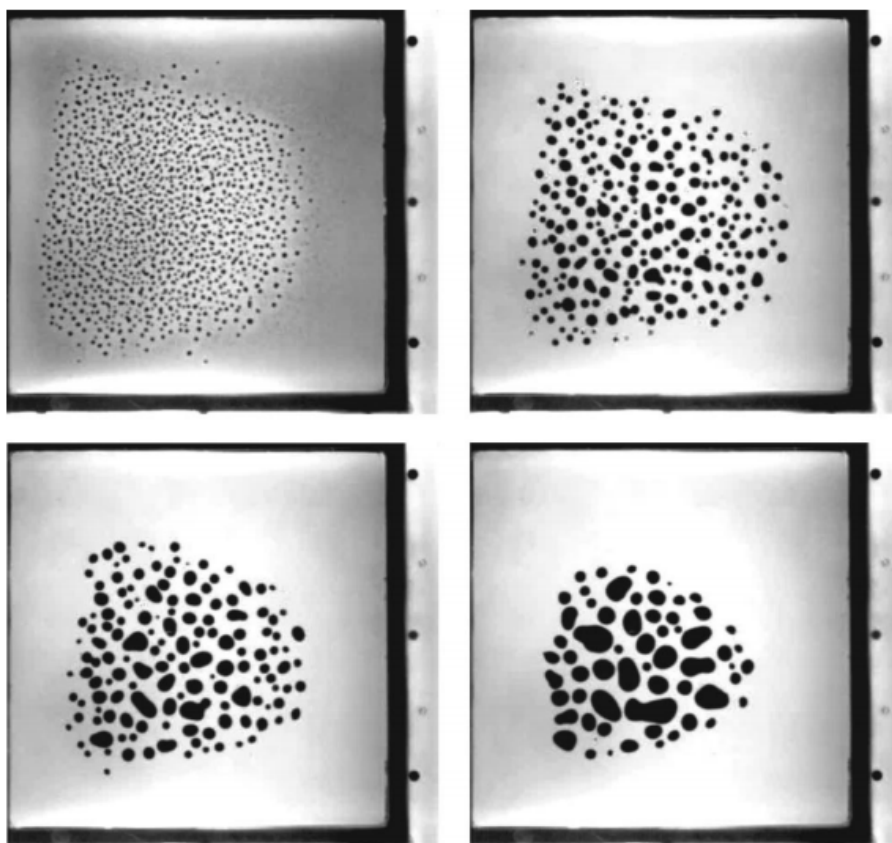


Рис. 5.6. Последовательность Освальдовского созревания в системе гранулярных кластеров в электростатической ячейке. Снимки сделаны последовательно в моменты времени 0с, 1×10^4 с, 2×10^4 с, 5×10^4 с. Величина приложенного постоянного электрического поля составляет $E = 2.33$ кВ/см.

На рисунке 5.6. показана типичная последовательность состояний ансамбля кластеров в процессе созревания системы. Кроме роста и исчезновения кластеров за счет переконденсации наблюдались события слияния соседних кластеров (соответствующее видео доступно по ссылке http://ftp.aip.org/epaps/phys_rev_e/E-PLLEE8-71-136501/for_prl.mpg). На рис. 5.7.а показана зависимость средней площади кластера $\langle A \rangle$ от времени. Как видно, эта зависимость очень близка к линейной. Соответственно, если определить радиус кластера $R = (A/\pi)^{1/2}$, то среднеквадратичный радиус $R_* = \langle R^2 \rangle^{1/2}$ растет со временем, как $t^{1/2}$. Такое поведение является характерной особенностью переконденсации под управлением поглощающей способности поверхности капель (теория Вагнера [9]). График обратного числа кластеров в ячейке N^{-1} в зависимости от времени (Рис. 5.7.б) в пределе больших времен приближается к прямой, что подразумевает скейлинг по закону $N(t) \sim t^{-1}$. При этом, как и должно быть, общая площадь кластеров приблизительно сохраняется на больших временах $N(t)R_*(t) \sim \text{const}$ (Рис. 5.8.) Динамический диапазон для времени на Рис. 5.7. и 5.8. ограничен 5.4×10^4 , так как на больших временах число кластеров становится слишком мало.

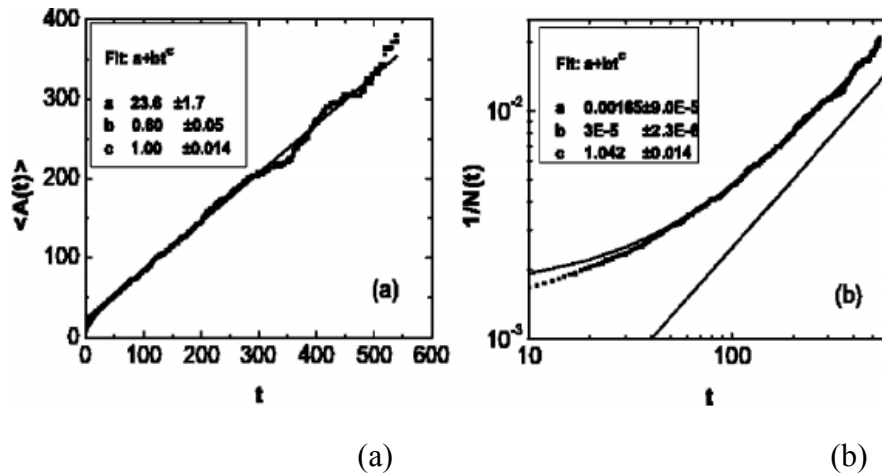


Рис. 5.7. Средняя площадь кластера $\langle A \rangle$ и обратное число кластеров в ячейке $1/N$ как функция времени. Единица времени соответствует 100 с. Прямая линия на (а) является линейной аппроксимацией экспериментальных данных. Измерения числа кластеров начиналось с задержкой 2 мин для исчезновения самых мелких кластеров, которые плохо фиксируются камерой. В результате кривая $\langle A \rangle(t)$ не проходит через начало координат.

Более подробной характеристикой Оствальдского созревания является динамика функции распределения размеров кластеров $f(R,t)$, которая определяется как

$$\int_0^{\infty} f(R,t) dR = N(t) / L^2, \quad (5.1)$$

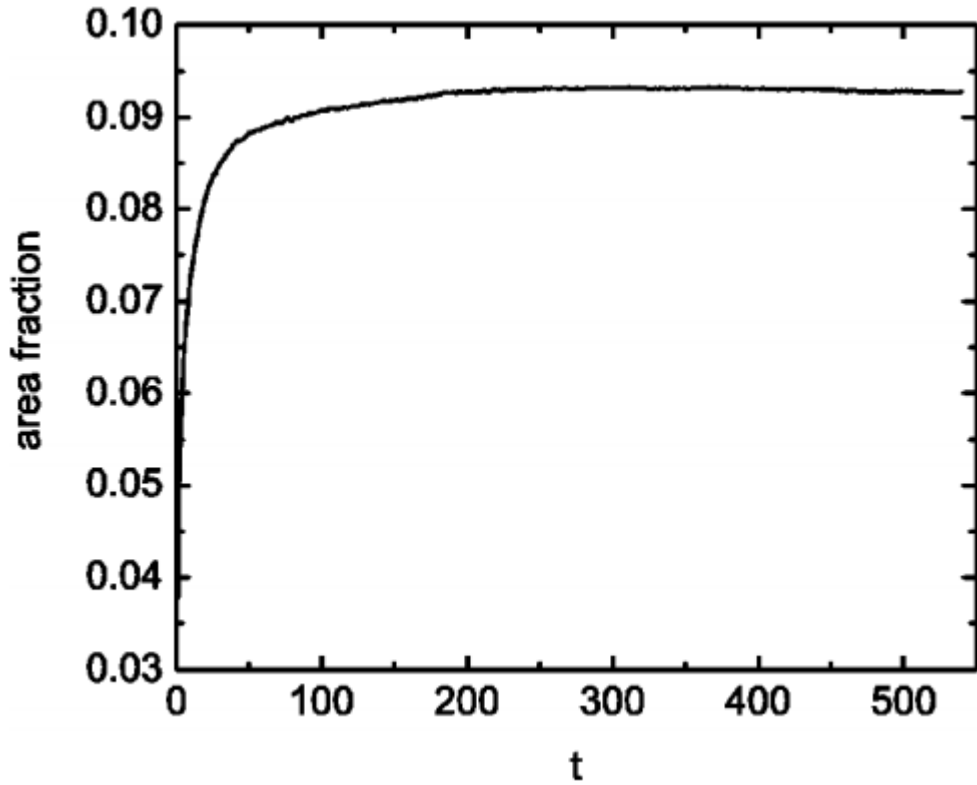


Рис. 5.8. Доля площади электростатической ячейки, занятая кластерами, как функция времени. Единица времени соответствует 100 с. Режим динамического скейлинга наблюдается на больших временах, когда значение приближается к постоянному.

где L^2 - площадь всей ячейки. Динамический скейлинг $f(R,t)$ ожидается на больших временах, когда суммарная площадь кластеров начнет сохраняться.

$$\pi \int_0^{\infty} f(R,t) R^2 dR = \varepsilon. \quad (5.2)$$

Здесь ε доля площади ячейки, занятая кластерами. Исходя из (5.2), ожидаемый вид скейлинга функции распределения будет

$$f(R,t) = R_*^{-3}(t) F(R/R_*(t)). \quad (5.3)$$

Используя анзац (5.3), можно выразить количество кластеров (5.1) и их среднеквадратичный радиус R_*^2 через моменты масштабируемой функции распределения $F(\zeta)$,

$$\frac{N(t)}{L^2} = \frac{m_0}{R_*^2(t)}, \quad (5.4)$$

$$R_*^2(t) \equiv \langle R^2 \rangle = \frac{\int_0^{\infty} f(R,t) R^2 dR}{\int_0^{\infty} f(R,t) dR} = \frac{m_2}{m_0} R_*^2(t), \quad (5.5)$$

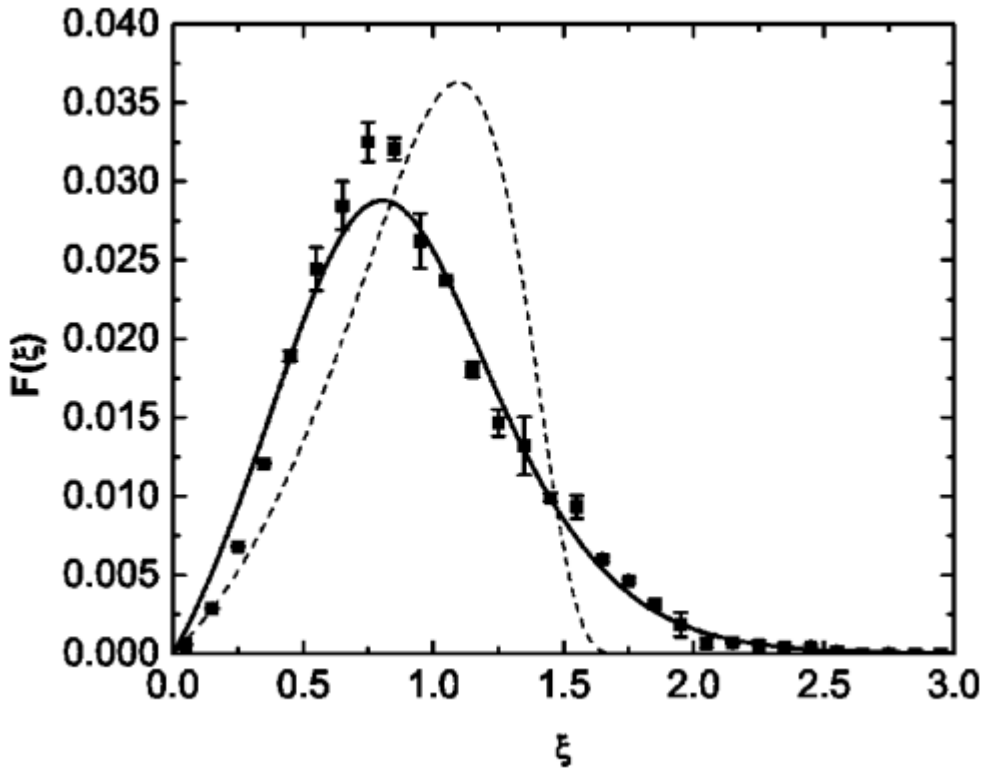


Рис. 5.9. Масштабируемая функция распределения кластеров по размерам $F(\xi)$, где $\xi = R/R_*$. Квадраты показывают экспериментально измеренную функцию распределения, полученную на основе анализа 340 снимков и усредненную по четырем экспериментам. Доверительный интервал не отображаются, если он меньше размера квадратика. Пунктирная линия соответствует распределение Вагнера $F_W(\xi)$ (см. (5.9)), для того же значения $\varepsilon = 0,092$, что и в эксперименте. Сплошной линии показана масштабированная функция распределения, рассчитанная на основе теории Освальдовского созревания с учетом коалесценции [197].

где $m_k = \int_0^{\infty} F(\xi) \xi^k d\xi$, $k = 0, 1, \dots$ Уравнение (5.5) дает условие согласования $m_2 = m_0$.

Обработка изображений для анализа процессов роста и укрупнения кластеров проводилась с использованием программного пакета MATLAB 6. Масштабируемая функция распределения была получена путем усреднения по четырем различным экспериментам, выполненных в идентичных условиях и показана на Рис. 5.9. На горизонтальной оси отложен радиус кластера, отнормированный на $R_*(t)$; по вертикальной оси отложены значения функции распределения кластеров по размеру полученные экспериментально и умноженные на $R_*^3(t)$. Масштабируемая функция распределения является результатом обсчета 340 исходных функций распределения полученных в каждом из четырех экспериментов и измеренных во временном интервале $2.01 \times 10^4 \text{ с} \leq t \leq 5.4 \times 10^4 \text{ с}$ через равные временные промежутки в 100 с. На больших временах до-

ля площади, занимаемая кластерами, в этих четырех экспериментах выходила на близкие значения 9.1%, 9.3% (в двух экспериментах) и 9,4%.

Рассмотрим, каков должен быть вид масштабируемой функции распределения $F(\xi)$. Если пренебречь эффектами слияния соседних растущих кластеров то динамика функции распределения описывается уравнением непрерывности в пространстве размеров кластеров,

$$\partial_t f + \partial_R (\dot{R} f) = 0. \quad (5.6)$$

Для кинетики контролируемой поглощающей способностью поверхности кластеров, закон роста/испарения кластеров имеет вид

$$\dot{R} = D \left(\frac{1}{R_c(t)} - \frac{1}{R} \right), \quad (5.7)$$

где $R_c(t)$ - зависящий от времени критический радиус, а коэффициент диффузии D зависит от электрического поля в ячейке и от размера и веса зерен металлических микрочастиц. Закон роста (5.7) получается в предположении, что перенос частиц в газовой фазе происходит очень быстро, так что концентрация газовой фазы в ячейке примерно однородна в пространстве и меняется только во времени. Обратный критический радиус $1/R_c(t)$ в уравнении (5.7) пропорционален зависящей от времени разнице между концентрацией газовой фазы и постоянной величиной этой концентрации, для которой плоская граница кластера находится в состоянии покоя [21]. Уравнение (5.7) описывает сокращение размеров и исчезновение малых кластеров, для которых $R < R_c$. При этом испарение происходит за конечное время. В соответствии с уравнением при $R \ll R_c$ площадь сжимающегося кластера линейно уменьшается от времени. Такое поведение наблюдалось в эксперименте представленном в предыдущем разделе. Линейная зависимость сохраняется до тех пор, пока уменьшающиеся кластеры не станут малыми по сравнению с зазором между пластинами конденсаторов, и в действие вступают эффекты 3D динамики.

Уравнения (5.6) и (5.7) вместе с законом сохранения (5.2) образуют замкнутую систему. Математически эта модель идентична модели Вагнера (переконденсация под управлением поглощающей способности поверхности кластеров, когда длина свободного пробега частицы много больше радиуса кластера) [198]. Системы, в которых переконденсация происходит под управлением диффузии в газе, сильно отличаются, модель их поведения была разработана ранее Лифшицем и Слёзовым [199].). Из уравнений (5.2), (5.6) и (5.7) следует равенство

$$R_c(t) \equiv \langle R \rangle(t) = \frac{\int_0^{\infty} f(R,t) R dR}{\int_0^{\infty} f(R,t) dR}. \quad (5.8)$$

Для масштабирующих решений (5.3) получается $R_c(t) = \langle R \rangle(t) = (m_1/m_0)R^*(t)$. Соответственно на больших временах $\langle R \rangle(t) = \text{const} \times (Dt)^{1/2}$ и, учитывая соотношение (5.4), $N(t)/L^2 = \text{const} \times$

$(Dt)^{-1}$, а префакторы зависят от ε . Используя анзац (5.3) и решая полученное обычное дифференциальное уравнение, приходим к семейству решений для $F(\xi)$, которые определены на интервале $0 < \xi < \xi_m$. Подробно задача о выборе правильного решения для масштабируемой функции распределения рассмотрена в [195,200-202]. Особую роль здесь играет распределение Вагнера,

$$F_Z(\xi) = \begin{cases} \frac{C\varepsilon\xi}{(\xi_m - \xi)^4} \exp\left(-\frac{2\xi}{\xi_m - \xi}\right), & \text{если } 0 < \xi < \xi_m, \\ 0, & \text{если } \xi > \xi_m, \end{cases} \quad (5.9)$$

для которого $\xi_m = [1 + 2e^2 \text{Ei}(-2)]^{-1/2} \approx 1.8989$ максимально. Кроме того,

$C = \pi^{-1}[1/(2e^2) + \text{Ei}(-2)]^{-1} \approx 16.961$. $\text{Ei}(z) = \int_{-\infty}^z \frac{e^t}{t} dt$ - интегральная показательная функция. Рас-

пределение Вагнера при $\varepsilon = 0,092$ (то есть соответствующее эксперименту), показано на рисунке 5.9. При этом очевидно большое расхождение между распределением Вагнера и распределением, наблюдаемым в эксперименте.

В нашем случае модель Вагнера неточна, поскольку она не учитывает процессы слияние кластеров в процессе роста. Более точная теория, учитывающая бинарное слияние кластеров развита Conti et al в [197]. Соответствующее кинетическое уравнение имеет вид:

$$\begin{aligned} \partial_t f + \partial_R (\dot{R} f) = \\ = -\frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ 2M(R_1, R_2) \times [\delta(R - R_1) + \delta(R - R_2) - \delta(R - \sqrt{R_1^2 + R_2^2})] \times f(R_1, t) f(R_2, t) \right\} dR_1 dR_2. \end{aligned} \quad (5.10)$$

где $M(R_1, R_2) = \pi(R_1 + R_2)(R'_1 + R'_2)\theta(R_1 + R_2)$, $\theta(\dots)$ - ступенчатая функция, а R'_1 и R'_2 определяются одним и тем же законом роста (5.7). Решение для масштабируемой функции распределения кластеров по размерам может быть получено из (5.10) с использованием анзаца (5.7) методом численного итерирования. Данная процедура подробно описана в [197]. На рисунке 5.9. показана масштабируемая функция распределения, рассчитанная по этой методике для значения $\varepsilon = 0,092$, соответствующем эксперименту. Можно видеть, что в этом случае совпадение с экспериментом намного лучше, чем для распределения Вагнера. Важно отметить, что единственным параметром, который входит в теорию масштабируемой функции распределения, является ε - доля площади системы, которую занимают кластеры, поэтому сравнение теории и эксперимента не предполагает использование каких бы то ни было дополнительных подгоночных параметров. Как видно из рисунка 5.9., теория хорошо работает при описании положения максимума $F(\xi)$ и ее формы справа от максимума, включая хвост. С другой стороны, теория пере-

оценивает количество кластеров при очень малых радиусах и недооценивает их количество в области максимума. Это относительно небольшое, но систематическое несогласие может быть следствием предположения о бесконечно быстрой транспортировке в газовой фазе.

Таким образом, была экспериментально исследована динамику функции распределения кластеров в системе металлических частиц в электростатической ячейке. Была экспериментально подтверждена теория переконденсации в режиме под управлением поглощающей способности поверхности кластера с учетом эффектов коалесценции развитая в [197].

5.2. Процессы самоорганизации в электростатически взаимодействующих системах металлических микрочастиц в жидкости.

Динамика металлических микрочастиц в электрическом поле в воздухе изучалась в предыдущем разделе. Исследованы фазовые переходы и неустойчивость кластеризации электростатического гранулированного газа. Динамика коллоидных частиц в водных растворах существенно отличается, так как непосредственное электростатическое взаимодействие между микрочастицами экранируется из-за малой величины радиуса Дебая в электролитах (несколько нанометров), при этом определяющую роль при образовании различных преципитатных состояний в системе играют самоиндуцированные электрогидродинамических конвективные потоки [189-191].

Напротив, неводные растворы или слабые электролиты, характеризуются большим радиусом Дебая, малой проводимостью и возможным значительным отклонением от объемного электронейтральности. Низкая проводимость неводных растворов позволяет помещать коллоидную систему в сильное электрическое поле без существенного нагрева и электролиза, что часто невозможно достичь в сильных электролитах. В то время как в водных растворах прямое электростатическое взаимодействие между частицами пренебрежимо мало из-за сильных дебаевских экранирующих эффектов, в неводных системах это электростатическое взаимодействие часто является доминирующим и открывает возможность манипулировать структурами, возникающими в коллоидных системах картины частиц путем регулирования амплитуды и частоты внешнего поля. Поведение систем микрочастиц в слабопроводящих жидкостях во внешнем электрическом впервые исследовано в данной работе. Большое разнообразие динамических и статических структур, которое демонстрирует система, обусловлены конкуренцией электростатического, электрогидродинамического взаимодействия между частицами и гравитацией.

5.2.1. Самоорганизация и динамические структуры в ансамблях металлических коллоидных микрочастиц в слабых электролитах во внешнем электрическом поле

Электростатическая ячейка конструктивно подобная описанной в предыдущем разделе была выполнена герметично. Площадь ячейки $12.5 \times 12.5 \text{ см}^2$, зазор 1,5 мм. Внутри ячейки помещалось 3г монодисперсных 120-миллиметровых бронзовых сферических частиц, что составляет примерно 5×10^5 . Это составляло примерно 1/3 от монослоя. Электрическое поле, перпендикулярное пластинам, создавалось источником постоянного тока постоянного напряжения (0 - 3 кВ). Герметично закрытая ячейка наполнялась жидкостью через два тефлоновых микрокапилляра. Изображения структур возникающих в ячейке при приложении поля фиксировались в реальном времени при помощи высокоскоростной (до 1000 кадров в секунду) цифровой камеры.

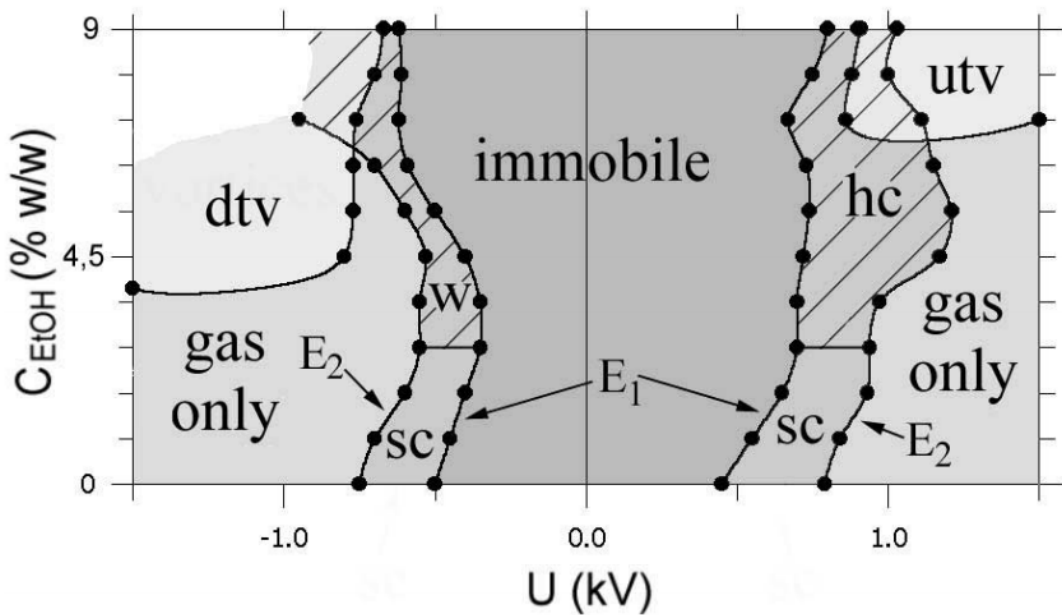


Рис. 5.10. Фазовая диаграмма: U - приложенное напряжение (положительные значения соответствуют плюсу на верхней пластине ячейки), C_{EtOH} - концентрация этанола. Фазовые области обозначены: sc - статические кластеры; w - кристаллы Вигнера; hc - сотовая структура; utv и dtv - направленные вверх/вниз тороидные вихри.

Как было указано ранее, в случае заполненной воздухом ячейки система имеет достаточно простую фазовую диаграмму, которая характеризуется двумя критическими полями E_1 , E_2 , при этом величины критических полей не зависят от полярности приложенного напряжения. Поведение системы существенно изменяется, когда ячейка заполнена неполярной жидкостью с низ-

кой вязкостью. В данном случае был использован высокочистый толуол, проводящие свойства которого менялись путем добавления этанола в различной концентрации. Проводимость жидкости при этом изменялась на два порядка от $5 \times 10^{-11} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ (чистый толуол) до $5 \times 10^{-9} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ (9% этанола). Фазовая диаграмма большого ансамбля металлических частиц в электростатической ячейке в зависимости от приложенного напряжения и концентрации этанола (рис. 5.10). Для относительно низких концентраций этанола в растворе (менее 3%) поведение системы в заполненной жидкостью ячейке похоже на поведение системы в заполненной воздухом ячейке.

Существует два критических значения приложенного поля, между которыми наблюдается сосуществование кластеров неподвижных частиц и газа частиц,двигающихся между обкладками ячейки. Типичная картина, наблюдаемая при этом, показана на рисунке 5.11.а

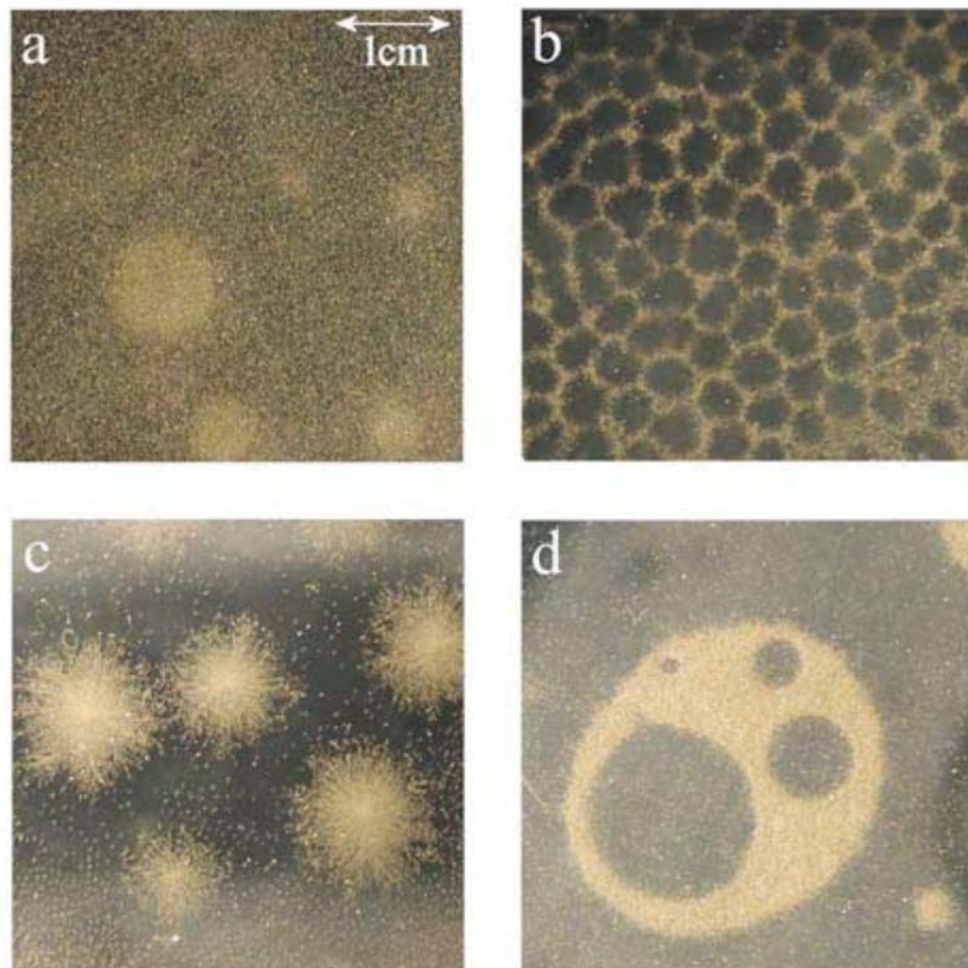


Рис. 5.11. Фотографические изображения образующихся статических и динамических структур: (а) статические кластеры, (б) сотовая структура, (с) тороидные вихри с движением частиц в коре направленным вниз и (d) пульсирующие кольца.

С увеличением концентрации этанола, поведение заполненной жидкостью ячейки начинает заметно отличаться от поведения ячейки заполненной воздухом. Первоначальный эффект за-

ключается в возникновении асимметрии фазовых границ относительно направления приложения электрического поля. Значения критических полей E_1 и E_2 больше, когда электрическое поле направлено вниз ("+" на верхней пластине) и меньше, когда поле направлено вверх ("- на верхней пластине). Эта разница возрастает с увеличением концентрации этанола (Рис. 5.10).

Наблюдаемая зависимость критических полей от направления электрического поля, может быть объяснена наличием избыточного отрицательного заряда в объеме жидкости. Этот заряд увеличивает эффективное электрическое поле, действующее на положительно заряженные частицы, находящиеся на нижней пластине, когда к ней приложено положительное напряжение, и соответственно, эффективное электрическое поле уменьшается в случае приложенного отрицательного напряжения. Из сдвига значений критического поля можно оценить избыточную концентрацию отрицательного заряда в объеме жидкости, предполагая равномерное распределение заряда в объеме. Полученная концентрации избыточного заряда $n \approx \epsilon \epsilon_0 \Delta U / ed^2$, где $\epsilon \approx 3$ - диэлектрическая проницаемость смеси толуол/этанол, d - зазор между пластинами электростатической ячейки, e - заряд растворенных ионов. Для максимального сдвига критического напряжения $\Delta U = 150$ В, наблюдаемого при $C_{\text{EtOH}} = 3\%$ $n^- - n^+ \sim 10^{16} \text{ м}^{-3}$. Независимым образом концентрация ионов может быть оценена из транспортных измерений (общий ток через ячейку составляет $I \sim 1 \text{ мкА}$ при $U = 300$ В, площадь поверхности электродов электростатической ячейки составляет $S = 1.5 \times 10^{-2} \text{ м}^2$). Пренебрегая градиентами концентрации, миграционный ток можно оценить как $e^2 DS(n^- - n^+)U / dk_B T$, где $D \approx 10^9 \text{ м}^2/\text{с}$ - характерное значение для коэффициента диффузии ионов в жидкости, T - температура. Отсюда также следует $n^- - n^+ \sim 10^{16} \text{ м}^{-3}$. Сопоставление оценок показывает, что в жидкости содержится почти исключительно ионы с одинаковым (отрицательным) знаком, хотя и в очень небольшой концентрации. Эти ионы (предположительно, OH^-) распределены по всей ячейке благодаря току, в то время как положительные ионы (H^+) адсорбируются электродами [203].

При увеличении концентрации этанола выше 3% структура преципитата на нижнем электроде качественно меняется. Вместо кластеров неподвижных частиц наблюдается образованию двух новых неподвижных фаз: сотовой структуры и равномерного распределения микрочастиц по поверхности нижнего электрода, условно названного "вигнеровским кристаллом". Сотовая структура (рис. 5.11 (b) и 5.12 (b)) образуется, если электрическое поле направлено вниз, вигнеровский кристалла (рис. 5.12 (a)) формируется при противоположном направлении электрического поля. Переключение полярности приложенного поля индуцирует обратимый переход от сотовой структуры к вигнеровскому кристаллу и обратно. Характерное время перестройки составляет 0,5 с. При достаточно высоком напряжении эти формы преципитата сосуществуют с газом двигающимися между электродами частиц. В этом случае из-за бомбардировки сотовой структуры двигающимися частицами она становится более диффузной. Характерный период

сотовой структуры определяется зазором между пластинами ячейки. Увеличение зазора от 1,5 мм до 3 мм приводит к удвоению размера сотовых ячеек.

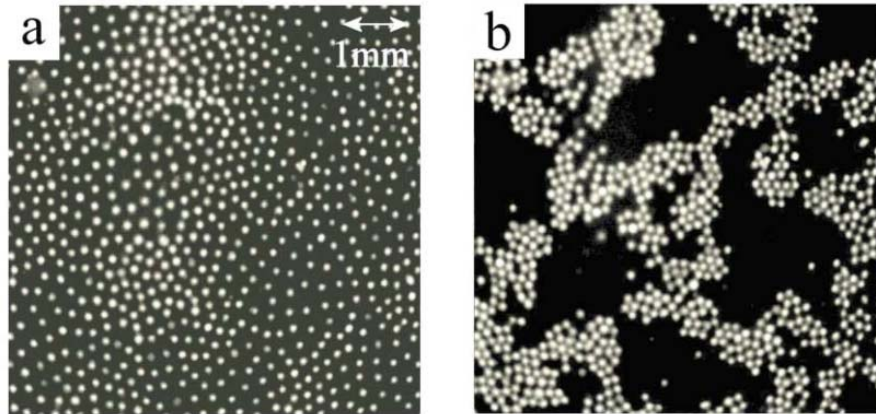


Рис. 5.12. Увеличенное изображение (а) кристалла Вигнера и (б) сотовой структуры. Видео, показывающие образования преципитатов в динамике доступны онлайн (http://ftp.aip.org/epaps/phys_rev_lett/E-PRLTAO-90-074311/movie1.mpg http://ftp.aip.org/epaps/phys_rev_lett/E-PRLTAO-90-074311/movie2.mpg).

Дальнейшее увеличение концентрации этанола приводит к появлению нового динамического фазового конденсата (рис. 5.11 (с) и (d)). Динамический конденсат сильно отличается от статических форм преципитата, наблюдаемых при более низких концентрациях этанола и напряжениях: почти все частицы в конденсате вовлечены в круговое вихревое движение в вертикальной плоскости, напоминающее конвекцию Рэля-Бенара (см. вставку на Рис. 5.13). Структура динамического конденсата имеет форму тороидного вихря и сосуществует с гранулированным газом. Направление движения частиц в вертикальной плоскости определяется полярностью приложенного напряжения: поток частиц в центре тороидного вихря направлен навстречу приложенному электрическому полю и меняется при изменении полярности поля.

Образующиеся тороидные вихри притягиваются друг к другу и сливаются, образуя крупномасштабный динамический конденсат. Динамика конденсата зависит от направления электрического поля. Если поле направлено вниз большие тороидные вихри становятся неустойчивыми из-за спонтанного образования пустот в конденсате (Рис. 5.11d). Динамические кластеры среднего размера имеют только одну пустоту в центре и демонстрируют интересную периодическую динамику в виде образования пульсирующих колец (см. Рис.5.13). В случае поля направленного вверх большие тороидные вихри демонстрируют сложную динамику иного рода: образующийся асимметричный конденсат демонстрирует вращение в горизонтальной плоскости (Рис. 5.14.).

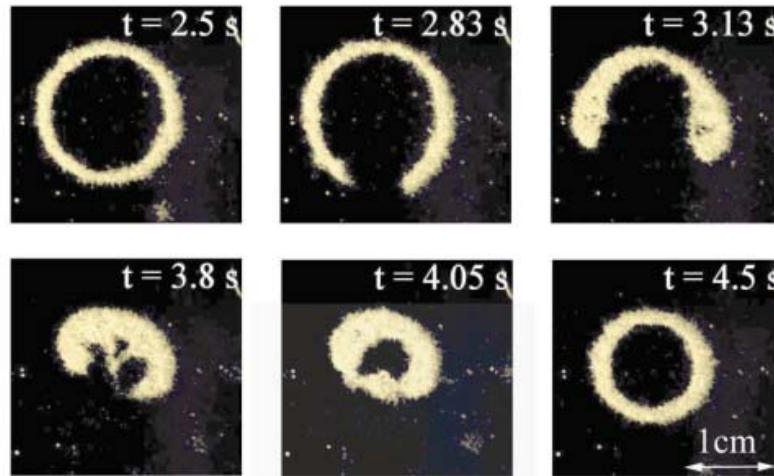


Рис. 5.13. Эволюция пульсирующего кольца во времени. Соответствующее видео доступно по ссылке http://ftp.aip.org/epaps/phys_rev_lett/E-PRLTAO-90-074311/movie4.mpg

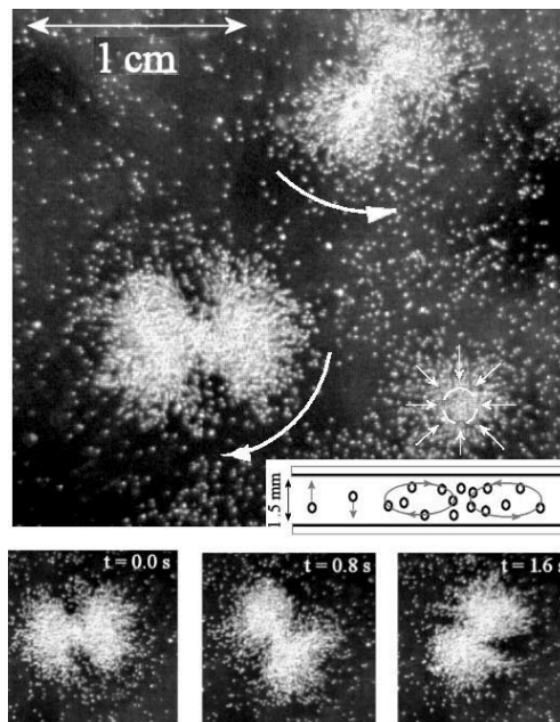


Рис. 5.14. Верхняя панель: два горизонтально вращающихся тороидных вихря. Жирные стрелки указывают направление горизонтального вращения вихрей. Маленькие стрелки показывают траектории частиц около верхней пластины ячейки в небольшом вихре. Вставка: вертикальное сечение вихревого потока тороидного вихря с потоком в центре направленным вниз. Нижняя панель: временная эволюция одного вращающегося асимметричного вихря. Соответствующее видео доступно по ссылке http://ftp.aip.org/epaps/phys_rev_lett/E-PRLTAO-90-074311/movie3.mpg

Несмотря на большое разнообразие наблюдаемых структур, их возникновение обусловлено одним и тем же механизмом. Известно, что электрическое поле создает локальный электрогидродинамический (ЭГД) поток в заряженной жидкости вблизи микрочастиц [190, 191]. В исследуемой системе в случае поля направленного вниз отрицательно заряженная жидкость течет вверх рядом с неподвижной частицей, создавая осесимметричное тороидное поле течения (Рис. 5.15.а). Восходящий поток вызывает широкий горизонтальный поток на нижней пластине направленный к частице. Такой ЭГД-индуцированный поток притягивает лежащие на нижней обкладке частицы, собирая их в сотовую структуру. Пропорциональность периода сотовой структуры вертикальному зазору в ячейке подтверждает данное утверждение. В случае поля направленного вверх, каждая частица индуцирует тороидные ЭГД потоки противоположного направления, что приводит к отталкиванию частиц лежащих на нижней пластине ячейки и образованию вигнеровского кристалла. При повышении концентраций этанола и при более высоких напряжениях частицы переходят в газовую фазу. При этом они продолжают притягиваться друг к другу вблизи положительного электрода и отталкиваются друг от друга вблизи отрицательного электрода из-за ЭГД потоков, что определяет направление движения частиц в тороидных вихрях. При этом необходимо учесть, что поскольку в объеме жидкость имеет отрицательный заряд, электрическое поле больше по величине вблизи положительного электрода. Соответственно в среднем притяжение между частицами превалирует над отталкиванием, и газ двигающихся частиц конденсируется в тороидные вихри при любой полярности приложенного поля.

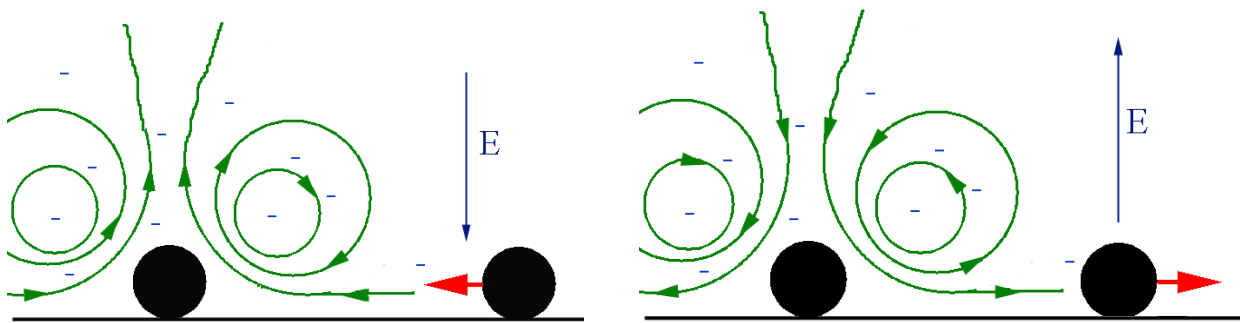


Рис. 5.15. Электрогидродинамические потоки, индуцированные частицей при разных направлениях приложенного электрического поля.

Подчеркну, что если в водных растворах ЭГД потоки приводят к формированию преципитатов неподвижных частиц на нижнем электроде, то в случае слабопроводящей жидкости ЭГД потоки формируют динамические структуры из газа микрочастиц двигающихся между элект-

тродами. Само движение частиц между электродами вызвано электростатическим взаимодействием частиц с электрическим полем, которое в данном случае не экранировано.

В случае больших тороидных вихрей с центральным потоком направленным вверх спонтанно формирующиеся пустоты раздуваются ЭГД потоками (подобно пустотам в сотовой структуре), что приводит к постоянной динамической модификации формы пульсирующих колец. На Рисунке 5.16. приведены результаты измерения динамики двух притягивающихся тороидных вихрей. Зависимость расстояние между вихрями от времени хорошо аппроксимируется степенным законом $R \sim (t_0 - t_1)^{1/3}$, где $t_0 = \text{const}$. Такое поведение подразумевает выражение для скорости сближения в виде $V = dR/dt = -\kappa R^2$, $\kappa = \text{const}$.

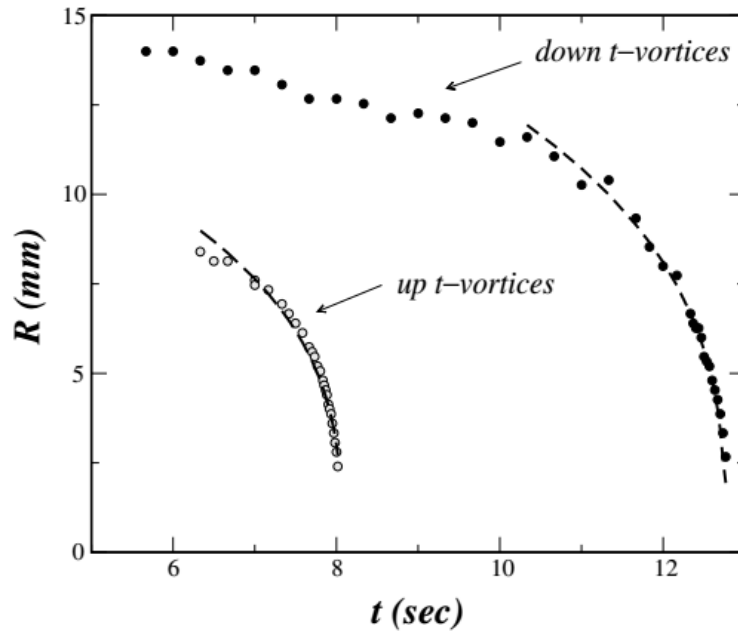


Рис. 5.16. Расстояние между двумя тороидными вихрями в зависимости от времени. Кружки соответствуют экспериментальным данным, пунктир представляет собой аппроксимацию вида $R \sim (t_0 - t_1)^{1/3}$, для $U = 800$ В, $C_{\text{EtOH}} = 8\%$ (dvt - тороидный вихрь с частицами, двигающимися вниз в центре вихря), и $U = 800$ В, $C_{\text{EtOH}} = 8\%$ (utv - тороидный вихрь с частицами, двигающимися вверх в центре вихря).

Оценку по порядку величины для скорости ЭГД потоков можно получить из баланса вязких ($\eta \nabla^2 v$) и электрических (enE) сил, действующих на заряженную жидкость. Здесь $\eta = 5.6 \times 10^4$ Па с - вязкость толуола, а n - концентрация ионов. Поскольку скорость изменяется на характерном масштабе порядка радиуса частицы a , можно заменить ∇^2 на a^{-2} , соответственно, $v \approx enEa^2/\eta$. Подставляя экспериментальную оценку $n = 10^{16}$ м³, легко получить, что скорость ЭГД потоков составляет 5 мм/с при приложенном напряжении $U = 500$ В. Эта оценка качественно согласуется с измеренными временами формирования преципитатов и скоростью притягивающихся тороидных вихрей.

Были также проведены исследования системы, когда вместо этилового спирта в толуол добавлялся тетрафенилбората тетрабутиламмония (ТВАТРВ). При этом наблюдалось возникновение в системе тех же самых динамических и статических структур. Фазовая диаграмма была также идентична, но с инвертированной полярностью приложенного напряжения. Соответственно линии на фазовой диаграмме смеси ТВАТРВ/толуол имеют наклоны, противоположные наклонам линий на фазовой диаграмме системы со смесью на этанол/толуол (см. Рис. 5.10.). Это, указывает на присутствие положительных ионов тетрабутиламмония в объеме раствора в данном случае.

Уменьшение размера частиц ведет к изменению баланса между различными взаимодействиями (гравитационное, электрическое и гидродинамическое), которые контролируют динамику коллоидной системы. В то время как коллоидные растворы металлических медных 40 мкм частиц показали свойства идентичные наблюдаемым для 120 мкм частиц, ситуация качественно поменялась при уменьшении размеров частиц до 1 - 3 мкм. Был обнаружен новый класс микровихрей и самособирающихся в постоянном электрическом поле цепочек частиц. Из-за наличия самоиндуцированных хаотических электрогидродинамического потоков микровихри демонстрируют случайное блуждание.

В данной серии экспериментов в качестве коллоидных частиц использовались микрочастицы серебра (2.5 ± 0.5 мкм, Aldrich, номер по каталогу № 32708-5), и частицы золота (1.5-3 мкм, Alfa Aesar, номер по каталогу № 39818). Для разделения конгломератов частиц и получения одностичной суспензии порошок обрабатывался в течение 30 минут в ультразвуковой ванне в насыщенном растворе 1-гексадецилпиридиния бромиды в толуоле. Затем суспензия помещалась в смесь толуол-этанол и вводилась в электростатическую ячейку с прозрачными горизонтальными электродами с зазором в 0.25 - 0.75 мм между ними. В дальнейшем будем называть такую ячейку вертикальной, так как направление электрического поля в ней вертикально и параллельно гравитации. В большинстве экспериментов объемная доля частиц была очень мала (около 0.1%). Часть экспериментов проводилась в «горизонтальной ячейке», образованной двумя горизонтальными медными электродами, зажатыми между двумя стеклянными пластинами для оптического доступа в направлении, перпендикулярном электрическому полю. Как было указано в предыдущем разделе, наличие этанола позволяет менять проводимость жидкости в диапазоне 5×10^{-11} - 5×10^{-9} Ом⁻¹м⁻¹, что на 8 - 10 порядков меньше проводимости типичных водных электролитов. К ячейке прикладывалось напряжение создающее поле до 10 кВ/см. Движение частиц фиксировалось в реальном времени высокоскоростной камерой через микроскоп с микронным разрешением.

В том случае, если концентрация этанола была меньше 2.5%, происходило циклическое движение частиц между электродами. При больших концентрациях этанола поведение системы

менялось. При постепенном увеличении электрического поля частицы сначала мигрируют на отрицательный электрод, даже если этот электрод является верхним. Это явление можно объяснить наличием избыточного отрицательного заряда в объеме жидкости, которое обсуждалось выше, и поэтому электрическое поле, действующее на частицы, всегда больше вблизи положительного электрода. Частица приобретает заряд, начинает двигаться к противоположному электроду, но, не достигая его, возвращается вновь на отрицательный электрод, совершая такие периодические скачки. Такой характер движения обусловлен перезарядкой частицы в результате обмена зарядами с раствором. В случае более крупных $120\mu\text{м}$ частиц такой характер движения наблюдается если увеличить зазор электростатической ячейки до 5 мм . Функция распределения подскоков по высоте представлена на Рис. 5.18.

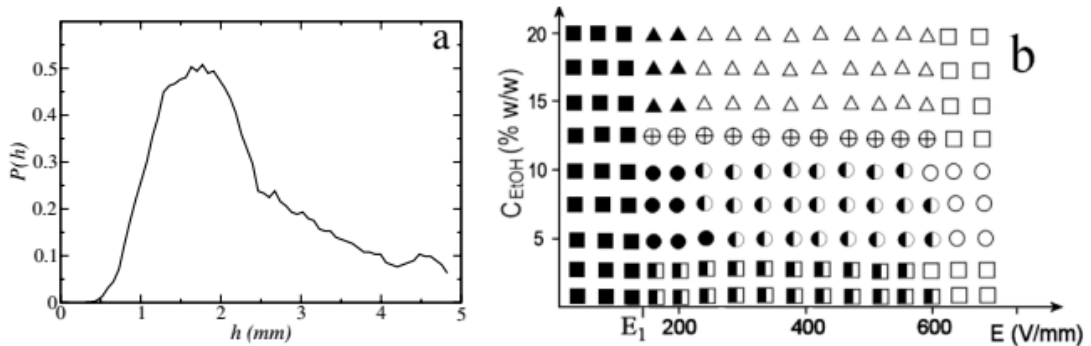


Рис. 5.18. (а) $P(h)$ - функция распределения подскоков частиц по высоте h для частиц диаметром $120\ \mu\text{м}$, $E = 160\ \text{В/мм}$, концентрация этанола 7%, зазор между электродами 5 мм. (б) Фазовая диаграмма динамических состояний системы частиц микронного размера: неподвижные частицы для $E = 160\ \text{В/мм}$, концентрация этанола 7%, зазор между электродами 5 мм. (б) Фазовая диаграмма: частицы при $E < E_1$ (черные квадраты); газ двигающихся частиц (белые квадраты); сосуществование двигающихся и неподвижных частиц (черно-белые квадраты); решетка кластеров (черные круги); вихри (белые круги), вихри над кластерами (черно-белые круги); вихри, образованные цепными сегментами (круги с перекрестием); цепочки частиц (черные треугольники); разветвленные цепочки частиц (белые треугольники).

Фазовая диаграмма состояния ансамбля микрочастиц, в зависимости от поля E и концентрации этанола C_{EtOH} , показана на Рис. 5.18.б. Для концентрации этанола выше 5% частицы начинают формировать кластеры на отрицательном электроде, см. Рис.5.19(а). Система кластеров имеет ближний гексагональный порядок, аналогичным сотовой структуре, которую образуют $120\ \mu\text{м}$ частицы (Рис. 5.11б). Увеличение электрического поля приводит к тому, что некоторые частицы в кластере начинают двигаться между кластером и противоположным электродом ячейки, создавая тем самым и тороидный микровихрь (Рис. 5.19б) расположенный над

кластером неподвижных частиц. Поток частиц на центральной оси тороида направлен от отрицательного электрода к положительному. Эти вихри подобны тем, которые образованы более крупными $120\mu\text{m}$ частицами (Рис. 5.11с). Тем не менее, есть и отличие - в случае микронных частиц центр вихря демонстрирует случайное движение. С увеличением электрического поля кластеры испаряются, и все частицы становятся вовлеченными в вихревое движение, рис. 5.19с. Типичная траектория движения вихря в горизонтальной плоскости и зависимость коэффициента диффузии показаны на Рис. 5.20.

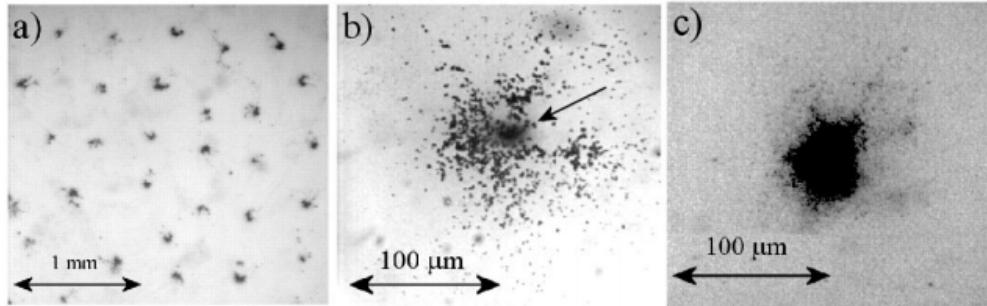


Рис. 5.19. (а) Решетка кластеров, $E = 200 \text{ В мм}$, $C_{\text{EtOH}} = 7.5\%$; (б) кластер с вихрем над ним. Стрелка указывает кор вихря, $E = 350 \text{ В мм}$, $C_{\text{EtOH}} = 7.5\%$; (с) диффузионный вихрь, состоящий только из движущихся частиц, $E = 600 \text{ В мм}$, $C_{\text{EtOH}} = 7.5\%$. Поле E перпендикулярно плоскости изображений.

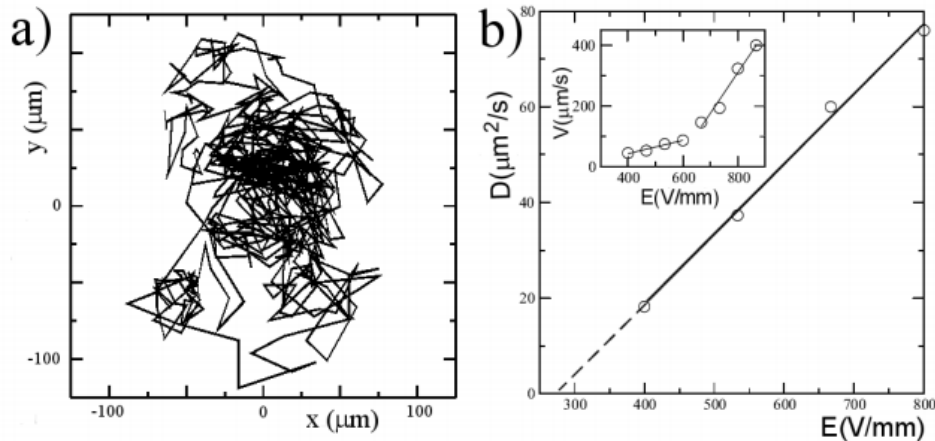


Рис. 5.20. (а) Траектория случайных блужданий кора вихря для $E = 600 \text{ В мм}$, $C_{\text{EtOH}} = 7.5\%$. (б) Коэффициент диффузии D вихря и типичная скорость смещения его кора, $C_{\text{EtOH}} = 7.5\%$.

Дальнейшее увеличение концентрации этанола приводит к новому неожиданному переходу в вихревой структуре: вихри начинают формироваться не из отдельных частиц, а из сегментов цепочек связанных частиц, растущих из кластера в центре вихря. Эти сегменты цепочек сохраняются даже после отключения электрического поля, ложатся горизонтально на нижний

электрод, где могут наблюдаться при помощи оптического микроскопа. Для концентрации этанола порядка 15-20% количество частиц совершающих вихревое движение постепенно уменьшается, вместо этого частицы объединяются в длинные цепочки, спонтанно растущие с отрицательного электрода, Рис. 5.21а. Эти цепочки имеют толщину одной частицы, см. Рис. 5.21б. Для более высоких значений электрического поля цепи становятся неустойчивыми и начинают формироваться динамические «древовидные» структуры: сегменты и отдельные частицы отрываются от конца цепочки и присоединяются к середине, см. Рис. 5.22. Дальнейшее увеличение поля приводит к постепенному разрушению цепочек и частицы начинают скакать между электродами по одной.

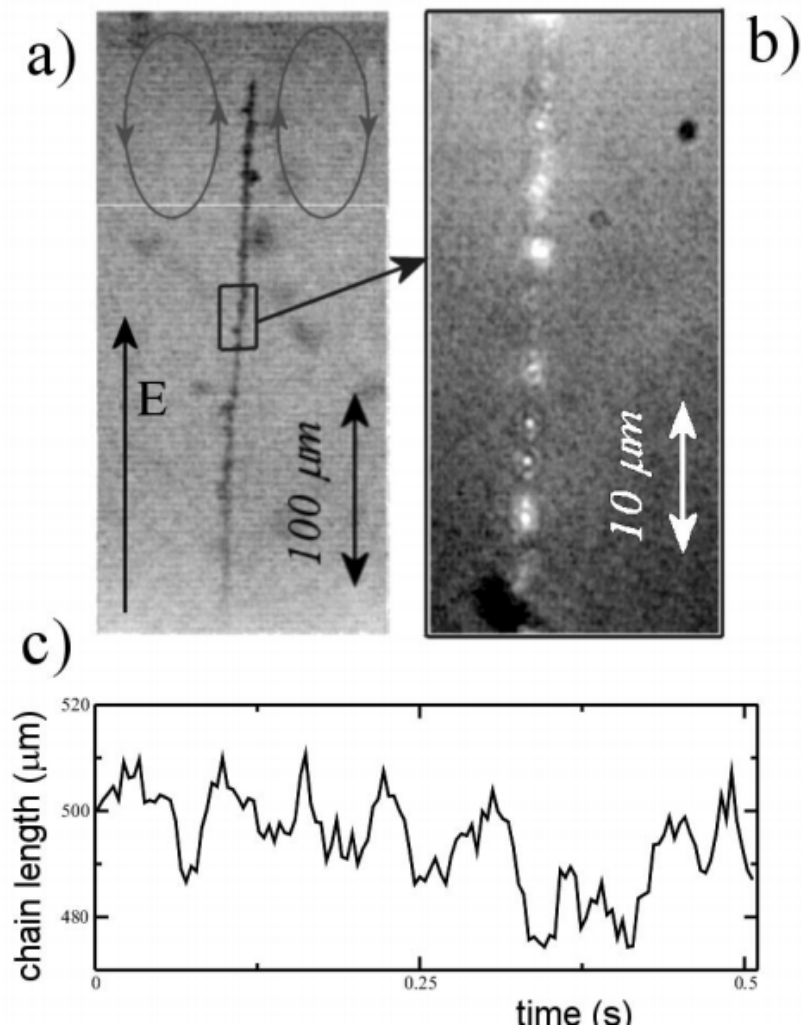


Рис. 5.21. (a,b) Микрофотография самособирающейся цепочки частиц, $E = 150$ В/мм, $C_{EtOH} = 15\%$. Электрогидродинамические потоки вблизи цепочки обозначены стрелками; (в) осцилляции длины цепочки во времени.

С одной стороны наблюдается сильное сходство в поведении систем 120 μm и 2 μm частиц, например, в формировании тороидных вихрей. Тем не менее, есть и различия связаны с

тем, что действие сил гравитации в системе 2 $\mu\text{м}$ частиц пренебрежимо мало по сравнению с электрическими силами. В системе 120 $\mu\text{м}$ конкуренция между близкими по величине гравитационными и электрическими силами приводит к асимметрии фазовой диаграммы по отношению к направлению электрического поля. В системе 2 $\mu\text{м}$ частиц фазовая диаграмма практически симметрична по отношению к приложенному полю. Смена направления электрического поля приводит к развитию одних и тех же типов структур на верхнем электроде вместо нижнего. Одновременно, гидродинамические эффекты становятся более выраженными при уменьшении размеров частиц, так как возрастает роль силы вязкого сопротивления. Поскольку вязкое сопротивление пропорционально размеру частиц a , электрическая сила пропорциональна a^2 (см. [20]), а гравитационная сила пропорциональна a^3 , динамика очень мелких частиц будет в значительной степени определяться балансом между вязким сопротивлением и электрическими силами.

Формирование решеток кластеров и тороидных вихрей, вероятно, вызвано тем же механизмом, как и в случае 120 $\mu\text{м}$ частиц, а именно самоиндуцированными вихревыми электрогидродинамическими потоками.

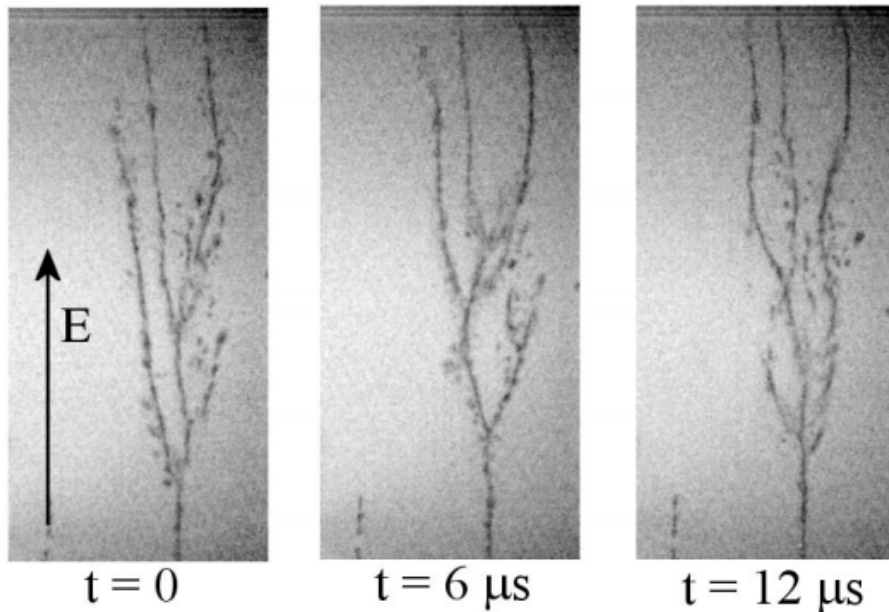


Рис. 5.22. Временная эволюция динамической разветвленной цепочки частиц, $E = 250 \text{ В/мм}$, $C_{\text{EtOH}} = 15\%$.

Для исследования хаотического движения микровихрей была использована высокоскоростная камера, смонтированная на оптическом микроскопе. На Рис. 5.20b показано среднеквадратичное смещение вихря из начального положения в зависимости от времени. Характерная скорость вихря в зависимости от приложенного электрического поля $V = \langle (v_x^2 + v_y^2) \rangle^{1/2}$ представлена на врезке к рисунку. Как видно из рисунка, в широком диапазоне параметров вихрь демон-

стрирует движение броуновского типа, характеризующееся коэффициентом диффузии D . Величина D сильно зависит от приложенного электрического поля, то есть причиной диффузии не является тепловое движение молекул жидкости. Резкое изменение наклона зависимости V от приложенного электрического поля при $E = 600$ В/мм соответствует переходу от вихрей, существующих над скоплением почти неподвижных частиц (Рис. 5.19b) к «свободных» вихрям, когда все частицы принимают участие в постоянном движении, (Рис. 5.19c). Очевидно в первом случае вихрь пинингуется над кластером, тем не менее, смещение идет в результате постоянного обмена частицами между кластером и вихрем. По-видимому, основной причиной диффузии вихрей являются хаотические электрогидродинамические потоки, вызванные движущимися частицами. Этот эффект практически отсутствует у более крупных частиц из-за эффекта снижения вязкого сопротивления.

Как было сказано ранее, при более высоких концентрациях этанола вихри постепенно уступают место цепочкам частиц. Адгезия между частицами сохраняет цепочек стабильными даже после отключения электрического поля, что позволило измерить их проводимость (измерения проводимости фактически выполнялись в горизонтальной ячейке). Для цепочек длиной 1 мм проводимость находится в диапазоне 3-4.5 кОм/мм.

В постоянном электрическом поле происходят колебания длины цепочек с характерной частотой $f \sim 16$ Гц, Рис. 5.21c. Эти колебания возникают в результате конкуренции между гидродинамическими и электрическими силами. Используя аналогию между колебаниями цепочки и гармоническими механическими колебаниями пружины с массой m и жесткостью k , можно оценить эффективную жесткость цепочки, которая состоит из примерно 300 частиц. Полученная оценка жесткости (соответствующая масса 300 частиц составляет 2×10^{-8} г) - $k = 4\pi^2 f^2 m \sim 2 - 3 \times 10^{-7}$ Н/м. Поскольку абсолютное удлинения цепочки при колебаниях составляет около ~ 20 мкм, то силу притяжения между соседними микрочастицами можно оценить величиной около 4 пН, что сопоставимо с силой в 2-6 пН, создаваемой молекулярными моторами на основе аденозинтрифосфата [204].

Образование цепочек металлических микрочастиц напоминает некоторые особенности электрореологического отклика коллоидных растворов диэлектрических частиц в неводных растворах; см., например, [205-207]. Как и в коллоидных суспензиях, цепочки частиц образуются вдоль линий электрического поля. Однако в то время как в электрореологической жидкости агрегация вызвана индуцированным электрическим дипольным взаимодействием между частицами и происходит в объеме жидкости. В нашем случае образование цепей обусловлено самоиндуцированными электрогидродинамическими потоками и облегчается перетеканием заряда между частицами и окружающей жидкостью, Рис 5.18a. Так как частицы в цепочке имеют электрические заряды одного знака, электрическое поле способствует распаду цепочки. Однако ес-

ли частица срывается с конца цепи, она в конечном итоге перезаряжается из-за обмена зарядом с окружающей проводящей жидкостью и возвращается к цепочке электрическим полем. Именно поэтому формирование цепочек наблюдается при достаточно высоких концентрациях этанола в растворе, когда проводимость жидкости является достаточно высокой для быстрого разряда частиц. Формирование цепочек сопровождается формированием циркулирующих электрогидродинамических потоков вблизи свободного конца цепочки, Рис. 5.21b. Эти потоки наблюдаются в эксперименте путем отслеживания траекторий отдельных частиц, двигающихся вместе с жидкостью. Таким образом, в исследованной системе механизм формирования цепочек частиц сложнее, чем у обычных электрореологических жидкостей. Цепочки всегда растут с отрицательного электрода, проявляют динамические колебания и демонстрируют структурную неустойчивость, не наблюдаемые в диэлектрических коллоидных суспензиях.

5.2.2. Теория формирования статических и динамических структур в ансамблях металлических частиц в слабопроводящей жидкости.

В этом разделе развита теория, описывающая эффекты самоорганизации в ансамблях металлических микрочастиц в слабо проводящей жидкости в электростатической ячейке которые были экспериментально исследованы в предыдущем разделе. Теория сформулирована в терминах двух усредненных по толщине зазора ячейки законов сохранения плотности неподвижных частиц (преципитата) и двигающихся частиц (газа), связанных с уравнением Навье-Стокса для вертикальной составляющей скорости жидкости v_z , тогда как горизонтальная скорость v_{\perp} получается из условия непрерывности. Эта теория успешно воспроизводит топологию фазовой диаграммы и форму статических и динамических структур наблюдаемых в эксперименте: сотовую структуру, динамические пульсирующие кольца и вихри. В рамках теории показано, что наблюдаемое дополнительное вращение тороидных вихрей в горизонтальной плоскости является результатом спонтанного нарушения симметрии, приводящей к образованию бегущей волны по периметру кластера.

Модель. Экспериментальные исследования показали, что двумя основными параметрами, управляющими состоянием системы являются разность потенциалов между электродами ячейки U , которая определяет среднее электрическое поле $E = -U/d$, d - расстояние между электродами, и концентрация этанола в смеси с толуолом, которая определяет проводимость жидкости. Поведение системы опишем эволюцией плотности частиц в двух фазах - в преципитате $\rho_p(\mathbf{r}, t)$ и в гранулярном газе $\rho_g(\mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{r}(x, y)$ - координаты в плоскости. Все используемые величины рассматриваются в качестве усредненных по вертикальной координате z . Поскольку полное

число частиц $N = \int (\rho_p + \rho_g) dx dy$ сохраняется, эволюция плотности фаз описывается законами сохранения

$$\partial_t \rho_p = \nabla \mathbf{J}_p + f, \quad \partial_t \rho_g = \nabla \mathbf{J}_g - f. \quad (5.11)$$

Здесь $\mathbf{J}_{p,g}$ - массовые потоки осадка и газа соответственно, а функция f описывает переход частиц между фазами газа/преципитат, которая зависит от $\rho_{p,g}$, электрического поля E и локальной концентрации c . Потоки могут быть записаны как

$$\mathbf{J}_{p,g} = D_{p,g} \nabla \rho_{p,g} + \alpha_{p,g}(E) \mathbf{v}_\perp \rho_{p,g} [1 - \beta(E) \rho_{p,g}], \quad (5.12)$$

где $D_{p,g}$ - коэффициент диффузии в преципитате/газе. Последний член, описывает адвекцию частиц жидкостью, и соответствует соотношению Ричардсона-Заки потока частиц при гидродинамическом увлечении [208, 209]. Фактор $[1 - \beta(E) \rho_{p,g}]$ описывает насыщение потока при больших плотностях частиц $\rho \sim 1/\beta$. Из эксперимента видно, что при низких значениях поля E максимальная плотность в структурах, таких как соты, ниже плотность монослойного покрытия, тогда как при больших значениях E частицы образуют многослойные структуры. Таким образом, β должно уменьшаться с увеличением E . Согласно соотношению Ричардсона-Заки коэффициенты $\alpha_{p,g}$ уменьшаются с увеличением $\rho_{p,g}$. Чтобы имитировать этот эффект на качественном уровне, будем считать, что $\alpha_{p,g}$ уменьшается с увеличением E (из-за увеличения максимальной плотности $\rho \sim 1/\beta$ при увеличении E). Так как газ частиц в основном сосредоточен вблизи верхнего электрода, а преципитат лежит на нижнем электроде, они испытывают адвекцию в противоположных направлениях, то есть коэффициенты переноса $\alpha_{p,g}$ имеют противоположные знаки. Поскольку газ более подвижен, чем осадок, естественным является предположение $D_g \gg D_p$. В пределе $D_g \rightarrow \infty$ и $\alpha_{p,g} = 0$ получается модель гранулярного газа в представленная в [21].

Предположим, что вертикальная завихренность жидкости $\Omega_z = \partial_x v_y - \partial_y v_x$ мала по сравнению с завихренностью в плоскости. Это предположение оправдано экспериментальным наблюдением того, что тороидные вихри не демонстрируют совсем или демонстрируют достаточно малую величину горизонтальные вращения. Для $\Omega_z = 0$ получается

$$\mathbf{v}_\perp = - \nabla \phi, \quad (5.13)$$

где ϕ некий квазипотенциал. Подставляя (5.13) в уравнение непрерывности $\nabla \mathbf{v} = 0$ получаем выражение для квазипотенциал через значение вертикальной скорости

$$\nabla^2 \phi = \partial_z v_z. \quad (5.14)$$

Вертикальная скорость v_z получается из соответствующего уравнения Навье-Стокса

$$\rho_0 (\partial_t v_z + \mathbf{v} \nabla v_z) = \nu \nabla^2 v_z - \partial_z p + E_z q, \quad (5.15)$$

где ρ_0 - плотность жидкости (положим ее равной 1), ν - вязкость, p - давление, q - плотность электрического заряда. Последний член в (5.15) описывает электростатическую силу, действующую на заряженную жидкость. Чтобы усреднить уравнения (5.14) и (5.15) по толщине ячейки $0 < z < d$, предположим, что распределение v_z симметрично относительно плоскости $z = d/2$, в то время как распределение v_\perp является антисимметричным относительно неё. Усреднение с учетом условия $v_z = 0$ при $z = 0, d$ приводит к выражению

$$\partial_t V = \nu \nabla^2 V - \zeta V - \Delta p + \langle E_z q \rangle, \quad (5.16)$$

где $V = d^{-1} \int_0^d v_z dz$ и $\Delta p = p(d) - p(0)$. член ζV учитывает небольшую диссипацию из-за трения между жидкостью, частицами и стенками ячейки. Используя условия симметрии и интегрируя уравнение (5.14) по нижней половине ячейки ($0 < z < d/2$), получаем

$$\nabla^2 \Phi = a_0 V, \quad (5.17)$$

где $a_0 \sim O(1)$ - константа, а Φ - усредненный квазипотенциал ϕ . Плотность объемного заряда $q \sim -c$ отрицательна и считается пропорциональной концентрации добавленного этанола c , вертикальная компонента электрического поля E_z зависит от E и локальной плотности частиц $\rho_p + \rho_g$. Поскольку увеличение количества проводящих частиц уменьшает эффективное расстояние между электродами и, тем самым, увеличивает действующее электрическое поле, можно записать

$$E_z \approx \frac{E}{1 - (\rho_p + \rho_g)/s} \approx E + E(\rho_p + \rho_g)/s, \quad (5.18)$$

$s \sim d/r_0$, а r_0 - диаметр частицы. Если применить оператор дивергенции к уравнению Навье-Стокса обнаруживается, что само давление является функционалом от $\langle Eq \rangle$. Из-за инвариантности (5.16) относительно трансляции и поворота в наиболее общей форме выражение для Δp может быть записано в общем виде как $\Delta p = \int K(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) \langle E_z q \rangle d\mathbf{r}'$. При этом интегральное ядро $K(r)$ обладает свойством $\int K d\mathbf{r} = 1$, так как однородное распределение внешней силы не создает потока жидкости в замкнутом объеме. Точная форма ядра неизвестна, поэтому, исходя из феноменологии, используем модельное ядро, Фурье форма которого имеет вид:

$$\hat{K}(k) = \int \exp[i\mathbf{k}\mathbf{r}] K(r) d\mathbf{r} = \exp[-\kappa(E)k^2 - k^4 d_0^4]. \quad (5.19)$$

Использование такой формы оправдано, так как она обладает пространственной однородностью (зависит только k^2), удовлетворяет нормировке $\hat{K}(0) = \int K(r) d\mathbf{r} = 1$ и условиями локальности (быстро спадает при $k > 1/d_0$, где d_0 - характерная длина порядка зазора между электродами ячейки). Зависимый от поля фактор $\kappa(E)$ описывает экспериментально наблюдаемый переход от коротковолновой неустойчивости при малых полях (сотовая структура при $\kappa < 0$) к

длинноволновой неустойчивости в больших полях (Освальдовское созревание, коалесценция и взаимное притяжение тороидных вихрей при $\kappa > 0$). После объединения уравнений (5.16), (5.18) и (5.19) получаем

$$\partial_t V = v \nabla^2 V - \zeta V - \int K_1(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|) (\rho_p + \rho_g) d\mathbf{r}', \quad (5.20)$$

где Фурье образ ядра K_1 имеет вид $\widehat{K}_1(0) = 1 - \exp[-\kappa(E)k^2 - k^4 d_0^4]$. Функция f из (5.11) имеет разную структуру для низких концентраций этанола ($c \ll 1$) и высоких концентраций. Для $c \rightarrow 0$ эта функция должна совпадать с той, которая была получена в [21] для ансамбля металлических частиц в ячейке с воздушным зазором:

$$f_1 = (\rho_p + \rho_*) \times \begin{cases} \rho_p, & \text{if } 0 \leq \rho_p \leq \rho_*, \\ C_* \rho_g (1 - \rho_p), & \text{if } \rho_* \leq \rho_p \leq 1, \end{cases} \quad (5.21)$$

где константы $C_* \sim O(1)$ и $\rho_*(E)$ обсуждаются в работе [21]. Эксперименты при более высоких значениях c предполагают, что как ρ_p , так и ρ_g стремятся к некоторому равновесному значению, определяемому электрическим полем E . Для подтверждения этого утверждения был проведен специальный эксперимент в относительно узкой ячейке с прозрачными боковыми стенками (высота $d = 3$ мм, длина 6 мм и расстояние между прозрачными боковыми стенками 1 мм). Это обеспечило возможность непосредственного подсчета числа частиц газа N_g и преципитата N_p . Результаты эксперимента показаны на рисунке 5.23. частиц N_g от приложенного электрического поля E для $N = 240$ (кружки) и $N = 70$ (ромбы); сплошная линия - аппроксимация $N_g \sim (E - E_0)N_s/N$. Как видно, число частиц газа N_g вблизи критического поля E_0 ведет себя как $N_g \sim E - E_0$ независимо от общего числа частиц в ячейке $N = N_g + N_p$. Для больших полей $N_g \rightarrow N$. Отсюда следует следующее соотношение $N_g = \mu(E)N_p/N$, где $\mu(E) \sim E - E_0$ или $N_g = \mu(E)/(1 + \mu(E)/N)$. Как видно на Рис. 5.23 эта зависимость отлично согласуется с экспериментальными данными. Таким образом, для больших значений концентрации этанола c f можно записать в виде

$$f_2 = cC_2 [\rho_g - \mu(E, q)\rho_p / \langle \rho \rangle]. \quad (5.22)$$

Здесь C_2 характеризует релаксацию к равновесию, а $\langle \rho \rangle = \langle \rho_p + \rho_g \rangle = \text{const}$ - средняя плотность частиц. В установившемся режиме f_2 обеспечивает связь между плотностями $\rho_g/\rho_p \rightarrow \mu/\langle \rho \rangle$. μ также зависит от локального распределения заряда q . Положим для простоты $q = \text{const}$. Однако конвективные потоки будут влиять на плотность ионов, что приведет к смещению равновесия газ/преципитат, как было видно в эксперименте. Этот эффект можно смоделировать, включив зависимость μ от V в форме $\mu = \mu_0(E)[\tanh(\mu_1 \text{sgn}(E)V) + 1]$. Такая форма основана на наблюдении, что концентрация газа подавляется восходящими потоками при $E < 0$.

Окончательная модельная форма для f , действительная для любого c может быть представлена в виде:

$$f = f_2 + \exp[-c/c_0] f_1, \quad (5.23)$$

где c_0 - некоторая концентрация, при которой происходит кроссовер.

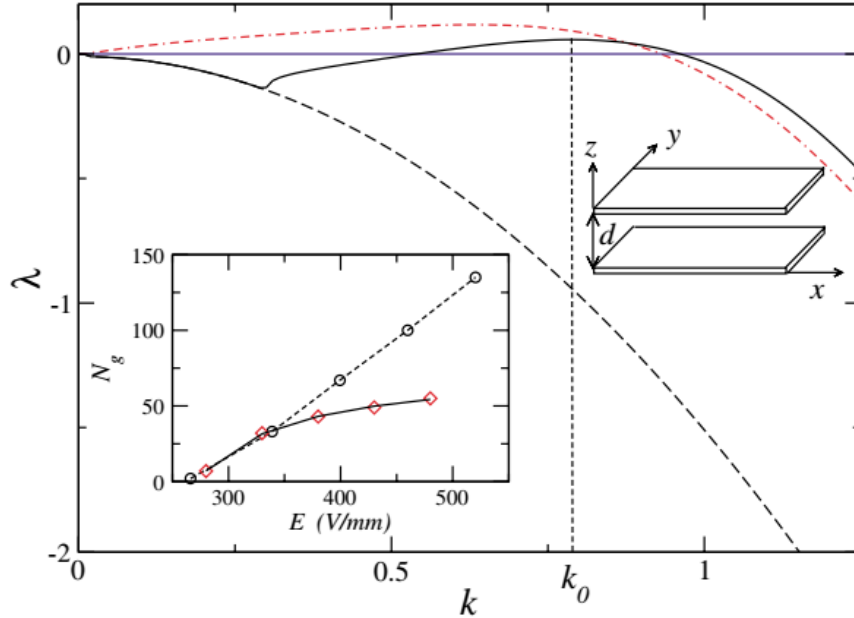


Рис. 5.23. Зависимость действительной части λ от k для трех режимов: неустойчивости равномерного распределения и образования сотовой структуры (сплошная линия, $E = -45$, $\beta = 2$, $k = -0.1$), коалесценции (штрихпунктирная линия, $E = -55$, $\beta = 0.5$, $k = 0.1$), устойчивого равномерного распределения частиц (пунктирная линия, $E = 50$, $\beta = 2$, $k = -0.1$). Остальные параметры имеют следующие значения: $\zeta = 0.02$, $\rho = 0.3$, $D_p = 1$, $\alpha_p = -\alpha_g = -0.3$, $\nu = 2$, $d_0 = 1$, $\mu = 0$. Вставка: зависимость концентрации газа

Стабильность однородного преципитата. Для $E \rightarrow E_1$ (критическое поле при котором частицы начинают двигаться между электродами) мы можем положить $\mu \rightarrow 0$, то есть равновесная плотность газовой фазы стремится к 0 ($\rho_g \rightarrow 0$). Тогда устойчивость преципитата (т.е. однородное распределение частиц по нижней пластине типа вигнеровского кристалла в эксперименте) $\rho_p = \langle \rho \rangle$ может быть легко проанализирована, так как уравнение для ρ_g выпадает из системы и анализ сводится к уравнениям (5.11) и (5.20) для ρ_p . Сосредоточимся на случае высокой концентрации $c \gg c_0$ и пренебрежем последним членом в уравнении (5.23) (случай $c = 0$ подробно рассмотрен в [21]). В линейном порядке для периодических возмущений V , $\rho_p \sim \exp[\lambda t + ikx]$, уравнения (5.11) и (5.20) приводят к

$$\begin{aligned} \lambda V &= -(vk^2 + \zeta)V + E(1 - \exp[-\kappa(E)k^2 - k^4 d_0^4])\rho_p, \\ \lambda \rho_p &= -D_p k^2 \rho_p - \alpha_p \beta \langle \rho \rangle (1 - \beta \langle \rho \rangle)V. \end{aligned} \quad (5.24)$$

Показатель $\lambda(k)$ зависит от знака поля E (Рис 5.23). Для отрицательных E и $\kappa < 0$ в определенном диапазоне параметров λ является положительным в узкой полосе вблизи оптимального волнового числа k_0 , что является признаком коротковолновой неустойчивости. В этом режиме полученное решение указывает на формирование устойчивой сотовой решетки с масштабом, определяемым k_0 . Для тех же параметров, но при $E > 0$ однородное состояние $\rho_p = \langle \rho \rangle$ устойчиво (пунктирная линия на Рис 5.23). Это наблюдение согласуется с экспериментальным фактом, что инверсия направления поля в ячейке преобразует сотовую структуру в однородный преципитат и наоборот. При увеличении E и κ левый край неустойчивой полосы $\lambda(k)$ переходит через 0 (штрихпунктирная линия на рис. 5.23) и возникает длинноволновая неустойчивость. Этот режим соответствует слиянию кластеров (вихрей).

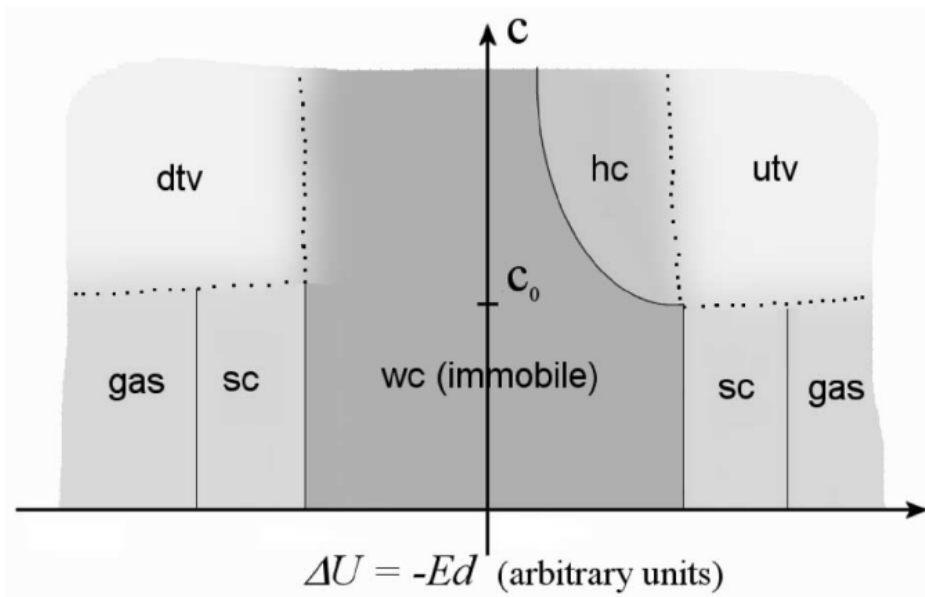


Рис. 5.24. Качественный вид фазовой диаграммы, $\Delta U = -Ed$ - приложенное напряжение (плюс на верхней пластине), c - концентрация этанола. sc - статические кластеры; wc - вигнеровский кристалл (равномерное распределение преципитата); hc - сотовая структура; utv и dtv - торoidalные вихри с направлением тока в центре соответственно вверх / вниз.

Качественная фазовая диаграмма показана на рис. 5.24. Положения линий перехода являются приблизительными, поскольку зависимость параметров от κ , μ_0 и β от величины поля в ячейке не может быть определена точно на данный момент. Тем не менее, для того, чтобы в рамках модели качественно правильно описать наблюдаемое в эксперименте поведение системы, достаточно сделать общие предположения о том, что κ , μ_0 и ρ^* монотонно возрастают с

ростом E , в то время как $\alpha_{g,p}$ и β убывают ($1/\beta$ - предельная плотность частиц в тороидном вихре, которая возрастает с увеличением E). Переход значения λ через 0 для $E < 0$ соответствует коротковолновой неустойчивости равномерно распределенного преципитата и переходу к сотовой структуре. Переход от сотовой структуре к пульсирующим динамическим кольцам может быть идентифицирован как переход от коротковолновой и длинноволновой неустойчивости, что примерно совпадает с условием $\kappa(E) = 0$. Этот переход связан с общим увеличением концентрации газа [увеличения $\mu(E)$] и уменьшением β (увеличение максимальной плотности ρ_p). Переход от статических кластеров к динамическим структурам происходит с увеличением концентрации при $c = c_0$. При $E > 0$ переход от неподвижного преципитата к тороидным вихрям приблизительно определяется условием $\kappa(E) = 0$.

Численное решение уравнений (5.11) и (5.20) было выполнено при помощи быстрого преобразования Фурье (FFT). При этом использовались периодические граничные условия, число гармоник FFT составляло 256×256 . В случае $c > c_0$, $E < 0$ и $\kappa < 0$, что соответствует случаю коротковолновой неустойчивости, наблюдалось спонтанное формирование сотовой структуры из случайных начальных условий (рис. 5.25). Для тех же параметров, но при $E > 0$, формировалось однородное состояние $\rho_p = \text{const}$ (что соответствует кристаллу Вигнера в эксперименте). Увеличение E и при в условиях $\kappa > 0$ (т.е. в случае длинноволновой неустойчивости) приводило к переходу от сотовой структуры/вигнеровского кристалла к режиму притягивающихся кластеров (соответствуют тороидным вихрям в эксперименте) и их коалесценции (рис. 5.26). В этом случае электрогидродинамические потоки ускоряют процесс Освальдовского созревания в системе тороидных вихрей.

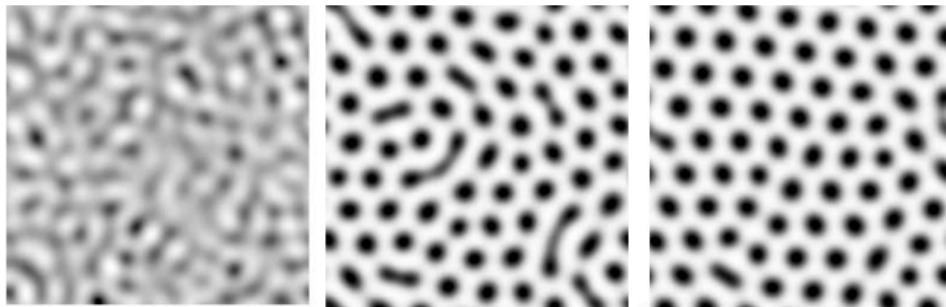


Рис. 5.25. Последовательные изображения распределения плотности частиц ρ_p при формировании сотовой структуры, для следующих параметров системы $\rho = 0.3$, $\nu = 2$, $E = -50$, $\alpha = 0.02$, $\mu_0 = 0$, $C_l = 5$, $c = 1$, $c_0 = 0.1$, $C^* = 10$, $D_p = 1$, $\alpha_p = -\alpha_g = -0.6$, $k = -0.1$, $\beta = 2$. Изображения слева направо соответствуют временам счета: 10, 400 и 2000. Черный цвет соответствует $\rho_p = 0$, белый - максимальному значению ρ_p . См. Соответствующее видео доступно по ссылке http://ftp.aip.org/epaps/phys_rev_lett/E-PRLTAO-92-032422/movie1.mpg

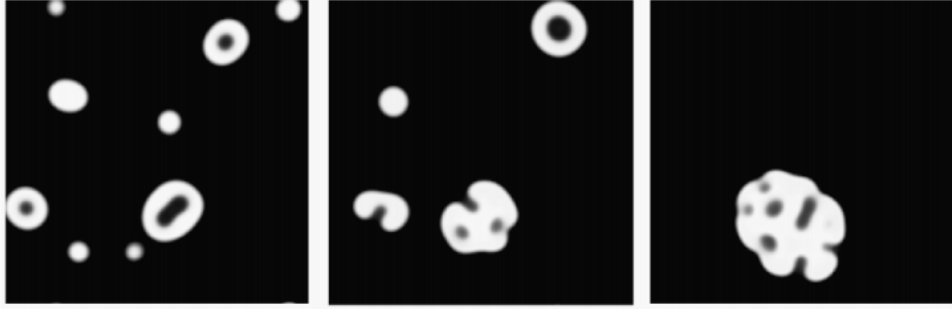


Рис. 5.26. Эволюция распределения плотности частиц ρ_p при формировании динамических пульсирующих колец, для следующих параметров системы $\rho = 0.18$, $\nu = 2$, $E = -70$, $\alpha = 0.02$, $\mu_0/\rho = 0.25$, $\mu_1 = 0.5$, $C_l = 5$, $c = 1$, $c_0 = 0.1$, $C^* = 10$, $D_p = 1$, $d_0 = 1$, $\alpha_p = -\alpha_g = -0.15$, $k = -0.1$, $\beta = 0.5$. Изображения слева направо соответствуют временам: 450, 1120 и 3000. Черный цвет соответствует $\rho_p = 0$, белый - максимальному значению ρ_p . Соответствующее видео доступно по ссылке http://ftp.aip.org/epaps/phys_rev_lett/E-PRLTAO-92-032422/movie2.mpg, соответствующие экспериментальные данные http://ftp.aip.org/epaps/phys_rev_lett/E-PRLTAO-92-032422/movie6.mpg

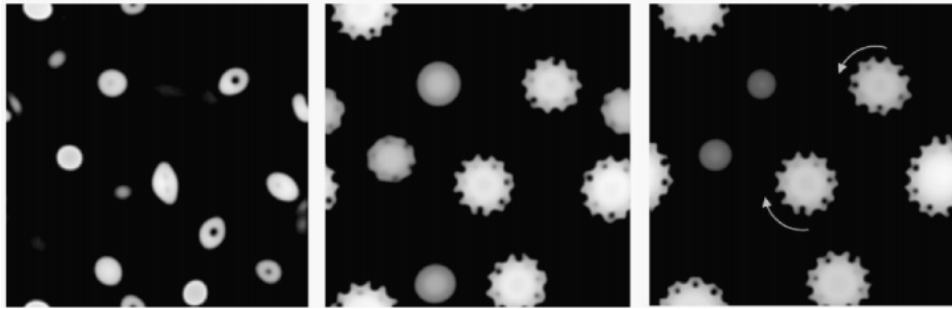


Рис. 5.27. Эволюция распределения плотности частиц ρ_p при вращающихся тороидных вихрях (dtv), для следующих параметров системы $\rho = 0.18$, $\nu = 2$, $E = 160$, $\alpha = 0.02$, $\mu_0/\rho = 19.5$, $\mu_1 = 0.5$, $C_l = 0.45$, $c = 1$, $c_0 = 0.1$, $C^* = 10$, $D_p = 1$, $D_g = 5$, $d_0 = 1$, $\alpha_p = -\alpha_g = -0.15$, $k = 0.1$, $\beta = 0.5$. Изображения слева направо соответствуют временам: 16, 320 и 540. Черный цвет соответствует $\rho_p = 0$, белый - максимальному значению ρ_p . Соответствующее видео доступно по ссылке http://ftp.aip.org/epaps/phys_rev_lett/E-PRLTAO-92-032422/movie3.mpg, соответствующие экспериментальные данные http://ftp.aip.org/epaps/phys_rev_lett/E-PRLTAO-92-032422/movie7.mpg

Коалесценции тороидных вихрей приводят к их росту и переходу в форму пульсирующих колец, если $E < 0$ (Рис. 5.26) или вращающихся в горизонтальной плоскости тороидных вихрей большого размера, если $E > 0$ (Рис. 5.27). Неустойчивость в обоих случаях обусловлена динамической связью между плотностью частиц и вертикальными потоками частиц, которые описываются функцией f . При $E < 0$, т.е. когда в центре тороидного вихря поток направлен вверх,

вихри в основном состоят из низкоомобильной фазы преципитата с небольшим количеством циклически двигающихся над ними частиц. Нестабильность происходит в объеме вихря, что приводит к образованию и распаду «пузырьков газа» внутри преципитата. При $E > 0$ вихри образуются в основном подвижной газовой фазой с гораздо меньшим количеством преципитата. В этом случае нестабильность происходит на внешнем крае вихря, порождая встречные волны колебаний формы, распространяющиеся по/против часовой стрелки. В конце концов одна из волн выживает, создавая эффект вращения в горизонтальной плоскости.

Таким образом, развитая в этом разделе феноменологическая континуальная модель формирования статических и динамических структур в ансамбле металлических микрочастиц, погруженных в слабо проводящую жидкость, воспроизводит все закономерности, наблюдаемые в эксперименте. Кроме того, она объясняет возникновение горизонтального вращения тороидных вихрей как развитие краевой неустойчивости.

5.3. Распределение микрочастиц по скоростям в гранулярном газе с дальнедействующими межчастичными взаимодействиями.

Как было показано в предыдущих разделах при определенных условиях ансамбль металлических частиц образует т.н. "гранулярный газ". Очевидным образом этот газ по свойствам сильно отличается от молекулярных газов. Например, распределение частиц по скоростям существенно отличается от распределения Максвелла-Больцмана. В частности, в пределе высоких скоростей хвост распределения имеет вид

$$P(v) \sim \exp(-|v/v_0|^\xi), \quad (5.25)$$

где v_0 - характерная скорость. Значение экспоненциального показателя $\xi=3/2$ было определено как в различных экспериментальных системах с механическим возбуждением гранулярных частиц [210–216], а так же следует из кинетической теории представляющей для модели термически возбужденного газ неупругих твердых сфер [217,218]. При этом для высокоэнергетических частиц существует баланс между потерями энергии из-за неупругих столкновений и увеличением энергии из-за нагрева. Однако взаимодействие между частицами в электростатической ячейке заполненной жидкостью не сводится к простой модели сталкивающихся сфер.

В этом разделе проводится экспериментальное изучение влияние электростатического воздействием между частицами на распределение частиц по скоростям в электростатической ячейке. Кроме того, исследованы эффекты магнитостатического взаимодействия в ансамбле магнитных частиц в электростатической ячейке. Последняя серия экспериментов выполнена в ячейке с воздушным зазором. При этом обнаружено, высокоэнергетический хвост распределения частиц по скоростям характеризуется уравнением (5.25), но с показателем экспоненты рав-

ным 1. Обобщение кинетической теории на ситуацию с вязким затуханием и с дальнедействующим взаимодействием дает результаты, соответствующие эксперименту. Таким образом, статистика скоростей в гранулярных газах определяется взаимодействиями частиц и их взаимодействием с окружающей средой.

Конструкция и принцип работы электростатической ячейки полностью соответствует описанию, приведенному в предыдущих разделах. Дополнительно для управления магнитными взаимодействиями между магнитными частицами ячейка помещалась в электромагнитную катушку диаметром 30 см, способную создавать постоянное или переменное магнитное поле H величиной до 80 Э.

Измерение скорости частиц в горизонтальном направлении проводилось при помощи с использованием высокоскоростной видеомикроскопии. Изображения были получены в проходящем свете с частотой до 2000 кадров в секунду с камеры, смонтированной на длиннофокусном микроскопе. Эффекты столкновения частиц между собой и с электродами ячейки, которые вносят внезапные изменения в величину скорости, отфильтровывались аналогично тому, как это было сделано в [210]. Среднее значение по ансамблю для каждого распределения скоростей было получено из анализа примерно 5×10^6 экспериментальных значений.

Было выполнено два набора экспериментов: (i) немагнитные частицы с электростатическим возбуждением в вязкой жидкости; в большинстве экспериментов в качестве жидкости использовался толуол. Для изменения вязкости системы в толуол добавлялось некоторое количество полистирола. (ii) магнитные частицы с электростатическим возбуждением в воздухе во внешнем магнитном поле. Часть экспериментов с магнитными частицами были проведены в ячейке заполненной жидкостью. Хотя механизмы взаимодействия частиц в этих случаях различаются, обе системы демонстрируют экспоненциальную асимптотику в распределении по скоростям. В первом случае это главным образом влиянием вязкого сопротивления. Однако влияние гидродинамического диполь-дипольного взаимодействия между движущимися частицами в жидкости также дает определенный вклад: гидродинамическое взаимодействие между частицами становится сравнимым с вязким сопротивлением, если частицы достаточно близки или находятся в контакте [219]. Отношение силы вязкого сопротивления F_d к силе тяжести F_g для среднеквадратичной скорости составляет около 0,2-0,3 в толуоле, и менее 0,007 в воздухе. Таким образом, вязкостные эффекты сопротивления, очевидно, доминируют в жидкой среде. Для ансамбля магнитных частиц экспоненциальная асимптотика определяется доминирующим дальнедействующим магнитодипольным взаимодействием, поскольку воздушное сопротивление незначительно. Простые оценки показывают, что магнитные дипольные силы между частицами доминируют и над гравитацией, если расстояние меньше чем три диаметра частиц. Из-за

наличия остаточной намагниченности частиц магнитное взаимодействие является доминирующим даже для $H = 0$.

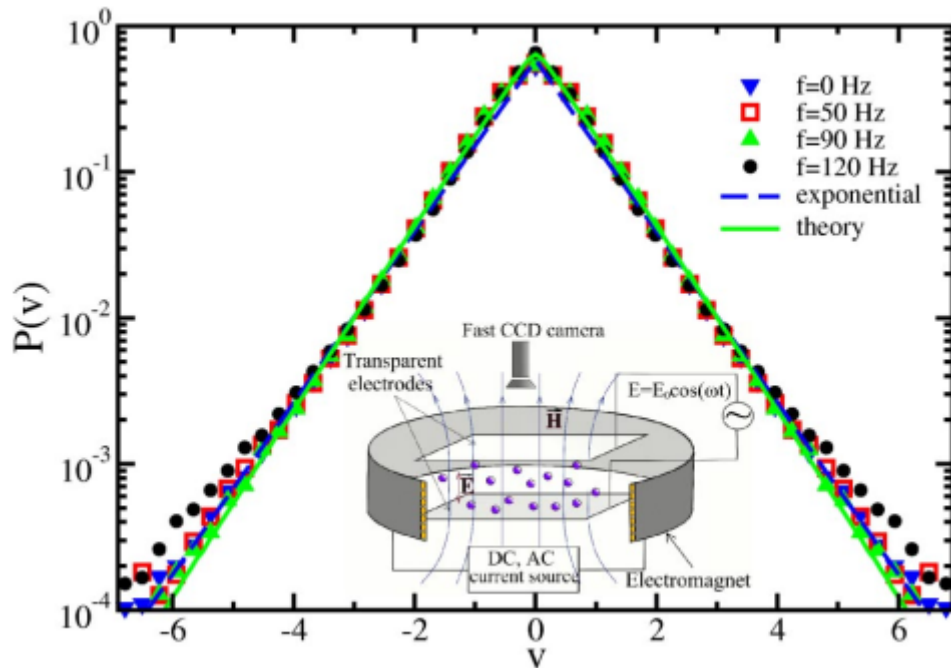


Рис. 5.28. Функция распределения по скоростям частиц, погруженных в жидкость. Данные приведены для 165- $\mu\text{м}$ бронзовых частиц, в толуоле, частота приложенного поля $f = 0; 50; 90$ и 120 Гц, величина приложенного напряжения $U = 950$ В. Соответствующие указанным частотам среднеквадратичные значения скоростей составляют $v_{\text{rms}} = 1.68; 1.27; 0.75; 0.70$ см/с. Пунктирная линия показывает экспоненциальное распределение $P(v) \sim \exp(-|v|/v_0)$ хорошо аппроксимирующее распределение $f = 90$ Гц, а сплошная линия показывает теоретический результат, следующий из уравнения (5.26) при $\eta = 0.1$. Вставка: схема эксперимента.

Типичные результаты для частиц в жидкости показаны на рисунке Рис. 5.28. При этом скорость нормируется на величину среднеквадратичной скорости. Как и должно быть, распределения по скоростям симметрично, $P(v) = P(-v)$. Полученное распределение по скоростям заметно отличается от максвелловского распределения. При этом наилучшая аппроксимация экспериментальных данных зависимостью (5.25) получается для $\xi = 1$ в широком диапазоне параметров (амплитуд и частот приложенного поля). Как было показано в [11] при тех же параметрах в "сухой" ячейке (без магнитного поля), где вязкое сопротивление пренебрежимо мало, распределения по скоростям хорошо аппроксимируется зависимостью (5.25) с $\xi = 3/2$

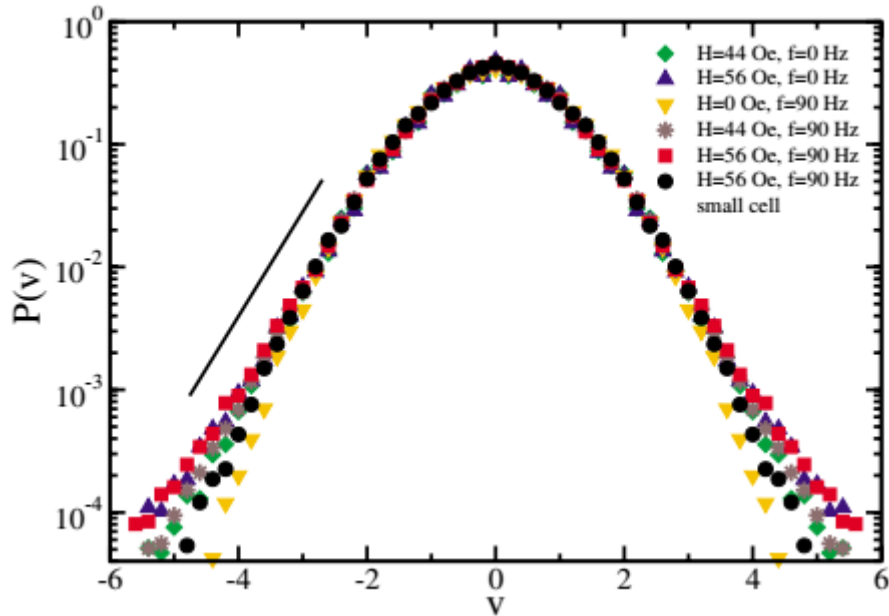


Рис. 5.29. Функция распределения магнитных частиц в "сухой" электростатической ячейке по скоростям. Данные приведены для 90-мк частиц никеля при постоянном и переменном приложенном $f = 90$ Гц поле. Величина приложенного напряжения $U = 1000$ В. Соответствующие среднеквадратичные значения скоростей составляют $v_{\text{rms}} = 1.9$ см/с для $f = 0$, $H = 44$ Э и $v_{\text{rms}} = 3.0, 2.12, 2.34$ см/с для $f = 90$ Гц, $H = 0, 44, 56$ Э. Экспоненциальное спадание соответствует прямой линии на графике.

Для исследования влияния магнитодипольного взаимодействия на распределение микро-частиц по скоростям были проведены эксперименты с использованием никелевых частиц со средним размером около 90 мкм. Во внешнем поле 80 Э магнитный момент частицы составляет 10^{-5} эрг Гс $^{-1}$, в поле насыщения равном 4 кЭ магнитный момент имеет величину 2×10^{-5} эрг Гс $^{-1}$. Так как магнитный момент зависит от приложенного магнитного поля, последним можно управлять, меняя внешнее поле. В эксперименте внешнее магнитное поле было ориентировано вертикально. Измеренные распределения по скоростям представлены на Рис. 5.29. Приложение магнитного поля приводит к расширению распределения по скоростям и усиливает экспоненциальное асимптотическое уменьшение $P(v)$ для больших скоростей. Это наблюдение согласуется с тем, что приложенное магнитное поле намагничивает частицы, усиливая тем самым диполь-дипольное магнитостатическое взаимодействие между ними.

Ряд экспериментов был выполнен для системы магнитных частиц в растворе толуола, при этом было обнаружено аналогичное немаквелловские распределения частиц по скоростям с экспоненциальной асимптотикой. По сравнению с эффектом чистого магнитного взаимодействия в "сухой" ячейке, диапазон экспоненциального поведения хвоста распределения становится еще широким.

Для ансамбля микрочастиц в жидкости распределение частиц по скоростям очень близко к чисто экспоненциальному, как показано на Рис. 5.28. Величина эксцесса, характеризующего остроту пика распределения, в экспериментально полученном распределении составляет $\kappa = \mu_4/\sigma^4 = 6.2 \pm 0.2$ (здесь μ_4 - четвертый центральный момент распределения, а σ - стандартное отклонение) и находится в пределах 3% отклонения от значения, соответствующего чисто экспоненциальному распределению $\kappa = 6$. Анализ кинетического уравнения в условиях вязкого трения [A11] показывает, что когда вязкая диссипация доминирует над столкновительной диссипацией, показатель экспоненты в асимптотике функции распределения становится равным 1, что находится в хорошем согласии с экспериментом (Рис. 5.28).

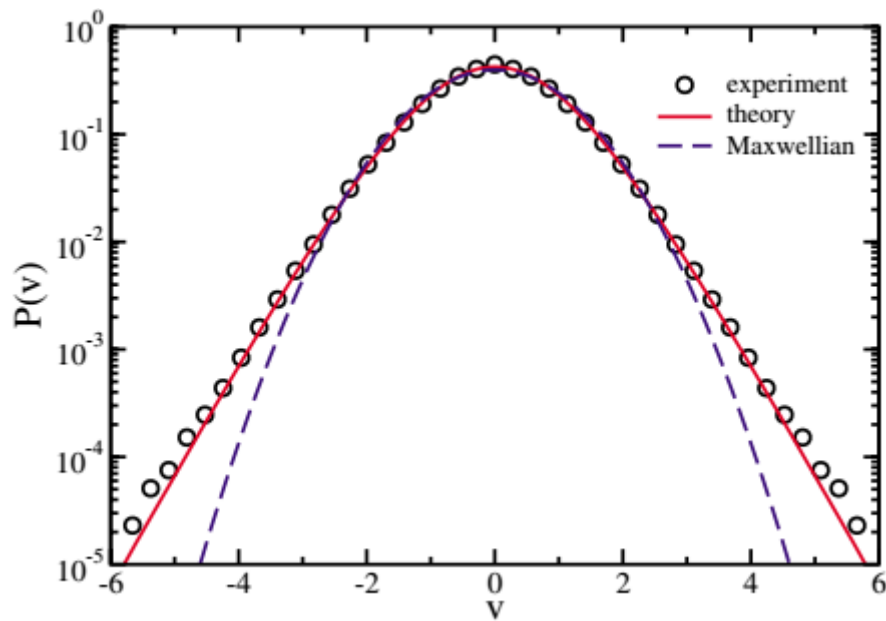


Рис. 5.30. Распределение магнитных частиц по скоростям в сравнении с теорией Максвелла. При $|v| > 2$ наблюдается кроссовер к экспоненциальной зависимости.

Для случая магнитных частиц наблюдается превосходное согласие эксперимента и модели термически возбуждаемых максвелловских молекул [222,223], для которых частота столкновения полностью независима от относительной скорости (см. Рис. 5.30). Экспериментально измеренная величина эксцесса $\kappa = 3.6 \pm 0.1$, совпадает с аналитически полученным в рамках этой модели значением 3.55 [222,223]. Таким образом, получается, что хотя асимптотика функции распределения совпадает с экспоненциальной, вблизи максимума она близка к максвелловской, что показывает измеренное значение эксцесса, которое в максвелловском распределении имеет величину равную 3.

Таким образом, в эксперименте продемонстрировано, что статистические свойства ансамблей микрочастиц в электростатической ячейке зависят от среды в которой они находятся а также от характера межчастичных взаимодействий. Асимптотика функции распределения по скоростям обусловлена влиянием дальнедействующего взаимодействия между частицами.

Кроме того, отличное количественное согласие экспериментов с магнитными частицами и кинетическая модели максвелловских молекул позволяет сделать утверждение, что магнитные частицы являются идеальным экспериментальным объектом для проверки предсказаний этой аналитически решаемой модели, включая, в частности, коэффициенты переноса [224].

5.4. Процессы самоорганизации в коллоидных растворах полимерных микрочастиц в электрическом поле.

Коллоидные растворы полимерных частиц, свойства которых исследуются в данном разделе, были приготовлены следующим образом. 100 мг эпоксидного полимера (диглицидиловый эфир бисфенола А) в течении 1 мин перемешивали со 100 мг отвердителя (2,4,6-трис [(диметиламино) метил] фенола). Через определенное время (в дальнейшем называемое временем «полимеризации»), обычно в интервале от 1 до 5 мин, к смеси добавлялось 200 микролитров безводного толуола (содержание воды не более 0,2%). Предварительно в толуол добавлялся краситель родамин-В-изотиоцианат (RBI) в количестве 1 мг. Как эпоксидный полимер, так и отвердитель растворимы в толуоле, хотя отвердитель имеет более высокую растворимость в толуоле, чем эпоксидный полимер [225-227]. Механизм образования коллоидов заключается в следующем. При смешивании эпоксидного полимера и отвердителя процесс полимеризации инициируется в большом количестве случайных мест смеси, что приводит к возникновению многочисленных зародышей полимеризованной фазы. Полностью твердой смесь становится через 10 мин, при этом полимеризованная фаза нерастворима в толуоле. При добавление толуола к смеси полимер/отвердитель до достижения полного отверждения смеси прекращает процесс полимеризации из-за растворения свободных молекул в толуоле. В результате зародыши, состоящие из нерастворимых частично полимеризовавшихся эпоксидных молекул, образуют суспензию микроскопических частиц. Средний размер и степень полимеризации частиц определяют временем введения растворителя (толуола).

Степень полимеризации эпоксидных коллоидных растворов исследовалась методами инфракрасной Фурье спектроскопии в среднем диапазоне ИК-излучения (спектрометр Nicolet FTIR 6700, Рис. 5.31). Измерения были проведены для образцов со временем полимеризации 1, 3 и 5 мин. Перед проведением спектральных измерений образцы выдерживались в течение 10 мин в толуоле. Характерными полосами в спектрах поглощения являются полосы на длине вол-

ны 1250 см^{-1} связанные с С-О-С оксирановой группой [228,229]. Изменение интенсивности в этой полосе свидетельствуют о раскрытии эпоксиоксирановых колец при полимеризации. Одновременно происходит рост поглощения на длине волны около 3400 см^{-1} , что свидетельствует об образовании -ОН групп [230]. Спектральный анализ подтверждает, что добавление толуола останавливает процессы полимеризации. Таким образом, разные образцы имеют в своем составе частицы с разной степенью полимеризации. Спектральный анализ подтвердил, что сами эпоксидные коллоидные частицы содержат как сшитые эпоксидные, так и активные непересыщенные эпоксидные оксирановые С-О-С группы. При этом частицы с малым временем полимеризации (1 мин) имели средний размер $1,12\text{ мкм}\pm 32\%$, тогда как частицы с высоким временем полимеризации (5 мин) имели размер $1,94\text{ мкм}\pm 15$ (Рис. 5.32 а).

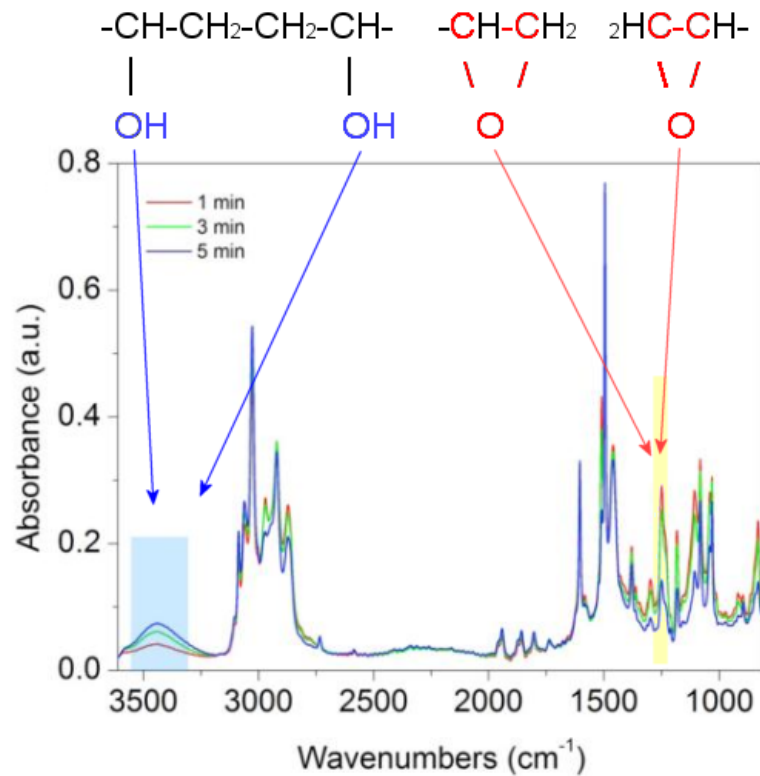


Рис. 5.31. Спектры образцов эпоксидной смолы для разных времени полимеризации (1, 3 и 5 минут). Рост поглощения в диапазоне 3400 см^{-1} указывает на образование групп ОН. Спектры уменьшение амплитуд пиков на длине волны 1250 см^{-1} связан с уменьшением концентрации С-О-С групп со временем.

Электростатическая ячейка, в которой проводились эксперименты, имела следующую конструкцию. Два медных электрода толщиной 0.1 мм, приклеивались к предметному стеклу на расстоянии 1 мм. Сверху ячейка закрывалась покровным стеклом. После введения коллоидной суспензии в ячейку, она герметизировалась с обеих сторон с помощью силиконового гер-

метика. Таким образом, электрическое поле в ячейке было ориентировано в горизонтальной плоскости. Амплитуда переменного напряжения, приложенного к ячейке, находилась в диапазоне 0 - 1000 В, и частота в диапазоне 0 - 1 МГц.

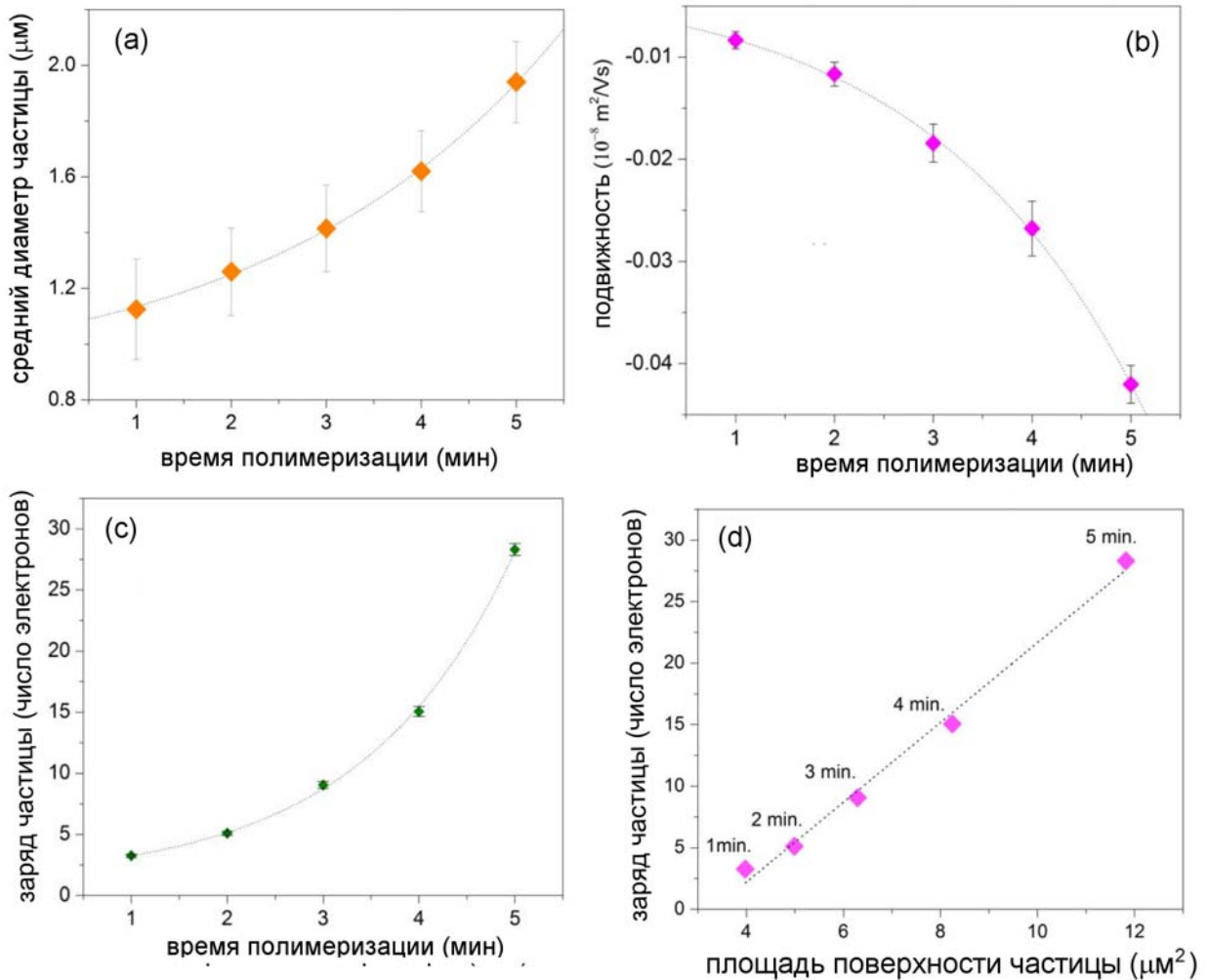


Рис. 5.32. Средний размер коллоидных частиц (a), их электрофоретическая подвижность (b) и заряд (c) в зависимости от времени полимеризации. (d) Зависимость заряда частицы от площади её поверхности.

Микроскопические наблюдения процессов самоорганизации в системе проводились с использованием микроскопа Olympus BX61 оснащенного конфокальным модулем Olympus DSU и цифровой камерой Hamamatsu EM-CCD C9100. Для увеличения разрешающей оптической способности микроскопа использовались иммерсионные объективы. 2D-изображения фиксировались с разрешением 1024×1024 . Для воссоздания 3D-данных снималась последовательность 2D-изображений, расположенных на расстоянии 0.5 μm друг от друга по вертикальной оси. Анализ изображений и данных выполнялся программным пакетом ImageJ и пользовательскими программами.

Взаимодействие частиц между собой и с полем приложенным к ячейке во многом зависит от величины адсорбированного коллоидными частицами электрического заряда, величина которого, как выяснилось, также зависит от степени полимеризации частиц. Заряд частиц (Z) в толуоле измерялся электрофоретическими методами (анализатор дзета-потенциала Malvers Nano-ZS) исходя из соотношения $Ze = 6\pi R\eta\mu_e$, где R - радиус частицы, η - вязкость растворителя ($\eta = 5,9 \times 10^{-4}$ Па с), e - заряд электрона. Средний заряд на частицу в электронах изменяется от 3,3 до 28,3 в зависимости от времени полимеризации. При этом оказалось, что заряд частицы линейно пропорционален площади её поверхности (Рис. 5.32). Используя типичное значение коэффициента диффузии ионов в толуоле $D = 10^{-9}$ м²с⁻¹ и считая заряд ионов в растворе равным 1, на основе измеренной проводимости раствора в электростатической ячейке ($\sigma \approx 3 \div 5 \times 10^{-9}$ См/м) можно оценить длину дебаевской экранировки как $\lambda_D = (\epsilon_0 \epsilon D / \sigma)^{1/2} \approx 2.2 \div 2.6$ мкм.

Структуры, образующиеся при самоорганизации в коллоидном растворе эпоксидных микрочастиц, зависят от амплитуды и частоты приложенного электрического поля и степени полимеризации частиц. Их характерный вид представлен на Рис. 5.33. При низкой степени полимеризации смеси (менее 3 мин.) коллоидные частицы остаются жидкими и при воздействии переменного электрического поля объединяются в гладкие волокна. Волокна формируются на поверхностях электродов и параллельны электрическому полю (Рис. 5.33а), их длина увеличивается при увеличении поля и сокращается при его уменьшении. При этом они могут достигать противоположного электрода, образуя перемычки (Рис. 5.33е). Более высокие частоты способствуют образованию коротких тонких волокон, а низкие частоты приводят к тому, что длинные волокна постепенно сливаются в более толстые структуры.

Перестраиваемые волокна, образующиеся в результате объединения вязких коллоидных частиц с низкой степенью полимеризации, обратимо удлиняются и сокращаются в ответ на приложенное переменное электрическое поле. На рис. 5.34 а, б показана зависимость удлинения волокон ($\Delta L/L$) в зависимости от величины и частоты приложенного к ячейке напряжения. Абсолютная длина волокна зависит от количества локально доступного коллоидного материала. Обе зависимости близки к линейной: длина волокон увеличивается с увеличением приложенного напряжения и с уменьшением частоты. На рис. 5.34 показаны изображения одних и тех же волокон при разных частотах приложенного напряжения. Если частота достаточно низка (1 Гц), то, будучи полностью обратимыми, волокна периодически удлиняются (Рис. 5.34д). При еще меньшей частоте волокна могут полностью перекрывать зазор между электродами ячейки (Рис. 5.33е 5.34д)

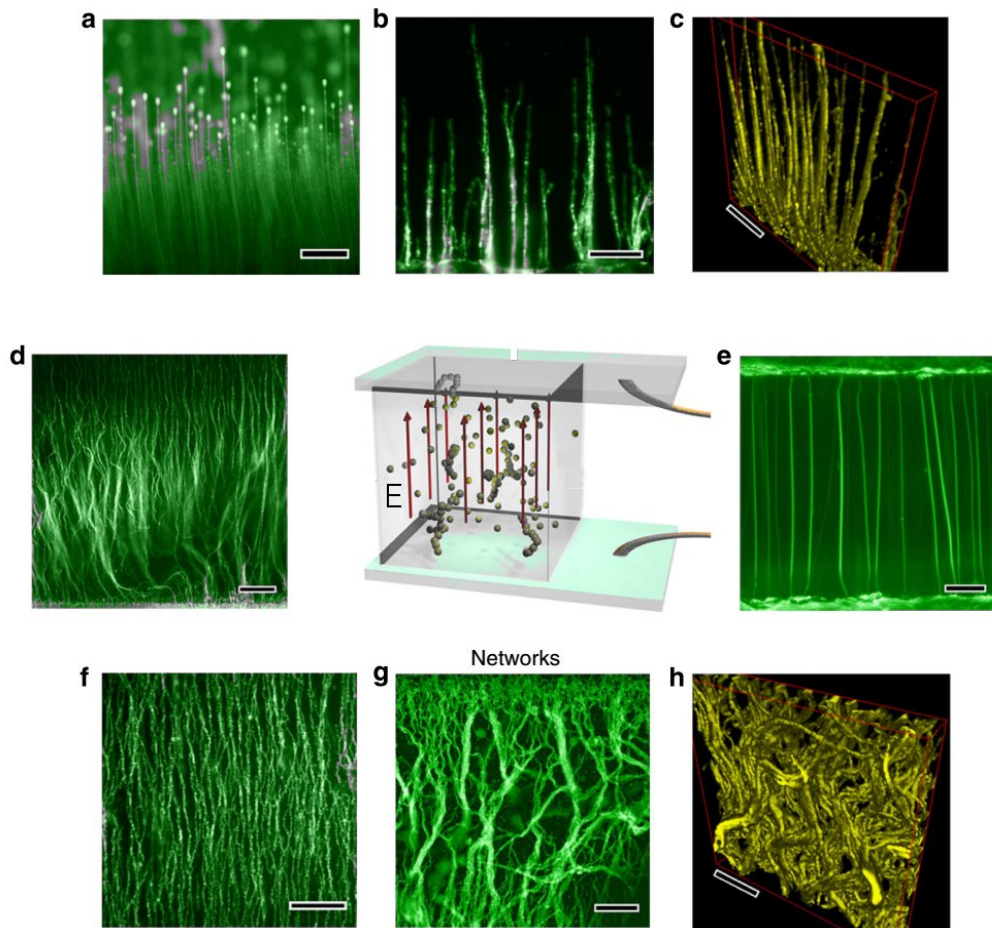


Рис. 5.33. Структуры, образованные липкими эпоксидными частицами в процессе самоорганизации. Изображение в центре иллюстрирует схему эксперимента. (a) Обратимые самоорганизующиеся полимерные волокна («грибы»), образующиеся при низкой степени полимеризации. Массив волокон растет с поверхности электрода вдоль приложенного переменного электрического поля (50 Гц, 700 В) и формирует нити с капелькой на конце. (b-c) Стабильные полимерные щетинки («волосы»), образованные липкими частицами с высокой степенью полимеризации в электрическом поле 100 Гц, 1 кВ. Волокна состоят из отдельных частиц, которые формируют цепочки вдоль направления электрического поля. (c) 3D-реконструкция массива полимерных волокон полученная из серии 2D конфокальных изображений. Волокна плотно покрывают поверхность электрода. (d) Коллоидный мех, образованный волокнами из высокополимеризованных частиц в низкочастотном приложенном электрическом поле (50 Гц, 800 В). (e) Полимерные волокна изменяемой длины образуют несколько перемычек, соединяющих противоположные электроды (1 Гц, 1 кВ). (f) Сеть переплетающихся цепочек коллоидных частиц с высокой степенью полимеризации (900 Гц, 700 В). Масштабирующий отрезок составляет 30 μm . (g-h) Сеть переплетающихся цепочек липких коллоидных частиц при 200 Гц 700 В. Длина масштабирующего отрезка составляет 20 μm для (a-c, h), 30 μm для (f), 50 μm для (g) и 100 μm для (d, e).

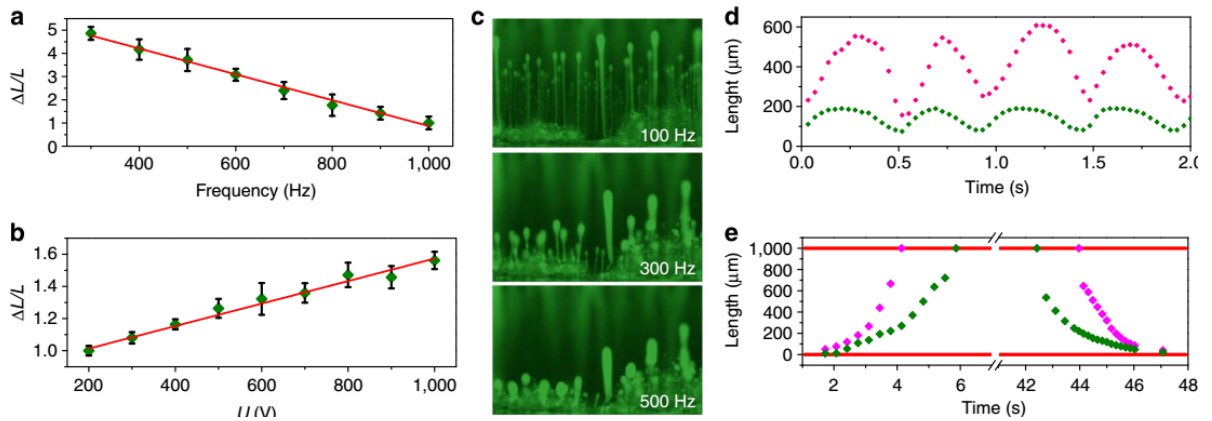


Рис. 5.34. Перестраиваемые волокна, образующиеся из капель с низкой степенью полимеризации. (а) Частотная зависимость удлинения волокон ($\Delta L/L$) ($U = 1$ кВ). (б) Удлинение волокон ($\Delta L/L$) в зависимости от приложенного напряжения, частота 100 Гц. (с) Оптические изображения одних и тех же полимерных волокон при напряжениях разной частоты. (d) Длина волокна как функция времени при напряжении 1 кВ, 1 Гц для коротких и длинных перестраиваемых волокон. Наблюдается почти полная обратимость после нескольких циклов растяжения/сокращения в течение 30 мин. (е) Временная зависимость длины волокна при формировании полимерных перемычек между противоположными электродами, частота 0,1 Гц.

При более высокой степени полимеризации происходит образование «липких» коллоидных частиц. В то время как жидкие коллоидные структуры обратимым образом меняют свою форму при увеличении/уменьшении электрического поля, липкие частицы самоорганизуются в структуры, которые в дальнейшем не меняют своей формы (Рис. 5.33b, d, f, g). Если частота приложенного поля достаточно высока (> 100 Гц) то на электродах ячейки наблюдается формирование плотной щетки жестких коллоидных волокон (Рис. 5.33b). Индуцированные полем такой частоты электрогидродинамические потоки слабы, а локальное упорядочение поляризуемых частиц определяется главным образом электростатическим взаимодействием. При уменьшении частоты сила электрогидродинамических потоков возрастает, что приводит к росту более волнистых волокон. Кроме того, в зависимости от параметров переменного поля липкие эпоксидные частицы собираются в глобальные сети взаимосвязанных цепочек с перемычками (Рис. 5.33f). Характерные структуры, которые образуют коллоидные частицы при разных частотах приложенного поля представлены на Рис. 5.34

На рисунках 5.34a-e показана временная последовательность формирования цепочек коллоидных частиц. Первоначально медленный рост коротких цепочек заменяется быстрым соединением их между собой в длинные волокна (переход гелеобразования, около $t \approx 1$ с на графике 5.35f). Гелеобразование приводит к образованию гигантских кластеров, состоящих из длинных цепочек, соединяющих оба электрода. Динамика процесса зависит от частоты приложенного

поля. Временная эволюция числа кластеров N_c (сегментов, содержащих, по меньшей мере, две коллоидные частицы) показана на рис. 5.35f для частоты 300 Гц и на рис. 5.35g для частоты 700 Гц, видно что для более высокой частоты полной геляции не наблюдается (число кластеров не стремится к 1). Первоначальное увеличение N_c связано с формированием отдельных цепочек частиц, ориентированных вдоль направления поля. На этом этапе N_c зависит от времени по закону близкому к линейному, что соответствует теории коагуляции Смолуховского, дающей линейный начальный рост многочастичных кластеров из одночастичного исходного состояния [231]. Затем происходит уменьшение N_c так как цепочки начинают объединяться между собой. Вставка на рис. 5.36g демонстрирует уменьшение количества отдельных частиц со временем. Рост среднего размера кластера в зависимости от времени показан на рис. 5.36h. В этом случае поведение согласуется со степенным законом с показателем $\zeta = 0,6$ [232].

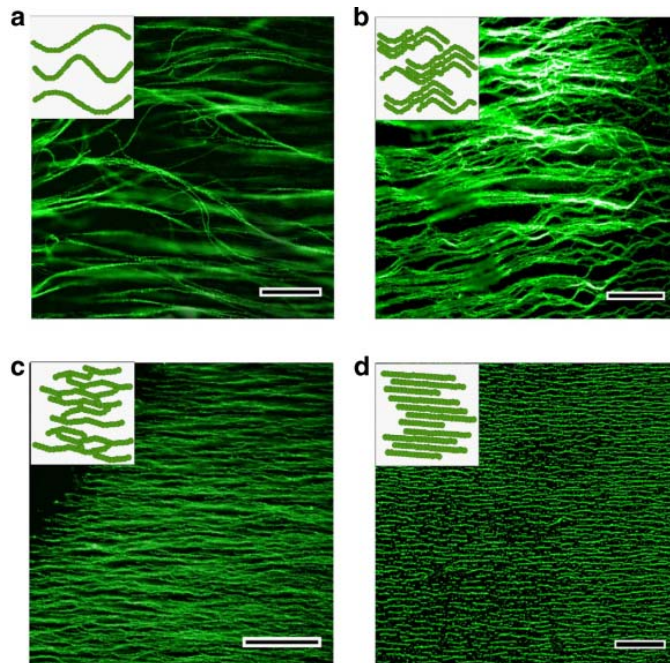


Рис. 5.35. Структуры, образующиеся в процессе самоорганизации липких частиц с высокой степенью полимеризации. (а) коллоидный мех, образованный отдельными волокнами из перманентно связанных частиц при низких частотах приложенного поля. Волнистость структуры определяется сопутствующими гидродинамическими потоками (50 Гц, 1 кВ). (б) Волнистые цепочки (шевроны) липких коллоидных частиц образуются при больших частотах (300 Гц, 1 кВ). (с) массив соединенные цепочек, электрического напряжение 700 Гц, 1 кВ. (д) короткие цепочки коллоидных частиц, электрическое напряжение 1 кВ, 1000 Гц. Длина масштабирующего отрезка составляет 100 $\mu\text{м}$ для (а - с) и 50 $\mu\text{м}$ для (д).

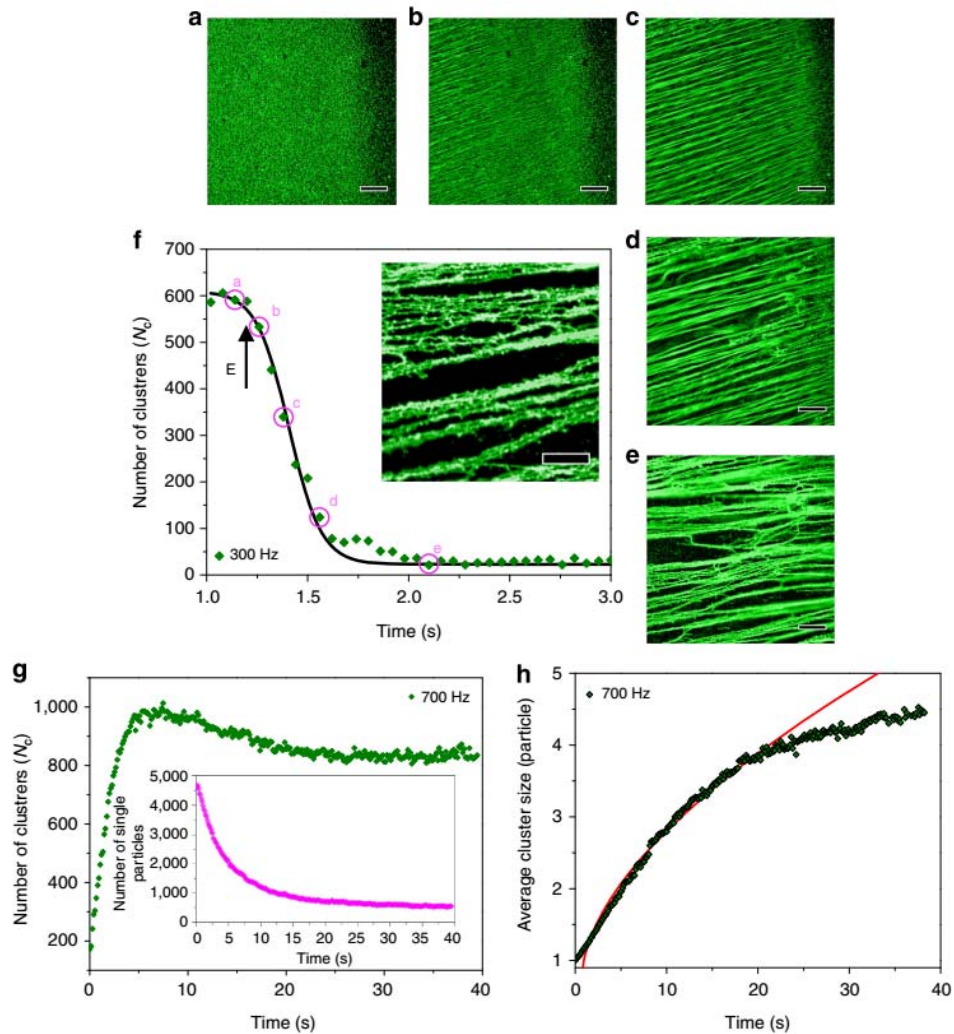


Рис. 5.36. Процесс самосборки полимерных волокон из частиц с высокой степенью полимеризации при частоте приложенного напряжения 300 Гц. Снимки (a-e) соответствуют точкам на графике (f) зависимости числа кластеров в которые объединены частицы от времени. Длина масштабирующего отрезка составляет 50 μ m. (a) Приблизительно через 0,5 с после приложения поля (1 кВ) отдельные частицы собираются в короткоцепочечные сегменты. Дальнейшая самосборка проходит путем распространения фронта. Гидродинамические потоки вызывают деформацию цепочек, которые, наконец, образуют постоянную структуру. Начальный медленный рост коротких цепей сопровождается быстрым соединением коротких цепочек между собой (гелеобразование). Стрелка указывает момент включения электрического поля. На вставке показана сеть плотноупакованных цепей с масштабом 20 μ m. (g) Временная зависимость общего количества кластеров N_c для приложенного напряжения 1 кВ, 700 Гц. Начальное линейное увеличение, соответствующее образованию отдельных цепочек, сопровождается уменьшением из-за слияний и взаимосвязей между цепями. Вставка иллюстрирует уменьшение числа одиночных частиц. h) временная эволюция среднего размера кластера. Сплошная линия - аппроксимация степенным законом $\sim t^{0.6}$.

Общее время самосборки цепочек увеличивается с увеличением частоты, вероятно, из-за уменьшения поляризации двойного электрического слоя вокруг частицы [233]. Частоту f_0 перехода к гелеобразованию можно оценить из характерного времени t_0 необходимого для того, чтобы ионы в растворителе продиффундировали на расстояния порядка дебаевской длины $\lambda_D \sim 2-2.5 \mu\text{м}$, т.е. $f_0 = 1/t_0 = D/\lambda_D^2 \sim 250 - 300 \text{ Гц}$ (где $D \sim 10^{-9} \text{ м}^2\text{с}^{-1}$). Выше этого значения поляризация двойного слоя становится малой, что приводит к уменьшению межчастичного электродипольного взаимодействия и полной геляции не наблюдается. Со своей стороны, гидродинамические потоки, вызванные колебаниями частиц в переменном электрическом поле, которые ответственны за волнистую структуру цепочек, ослабевают с увеличением частоты. Исходя из измеренного значения электрофоретической подвижности $\mu_e \sim 3 - 4 \times 10^{-10} \text{ м}^2\text{Вс}^{-1}$ и характерной величины приложенного электрического поля $E = 10^6 \text{ В/м}$, можно оценить частоту f_c , когда индуцированные гидродинамические потоки становятся пренебрежимо малыми. Для этого надо сравнить смещение частиц с их собственным размером, что дает $f_c = \mu_e E/(2\pi R) \sim 50 - 60 \text{ Гц}$.

При выключении внешнего электрического поля частицы остаются в механическом контакте друг с другом, а общая структура цепочек остается стабильной. На рис. 5.37. представлено изображения цепочки, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа. Видно, что эпоксидные коллоидные частицы частично проникают друг в друга во время процесса самосборки, создавая плотное механически стабильное соединение, выдерживающее капиллярные силы, возникающие при испарении растворителя.

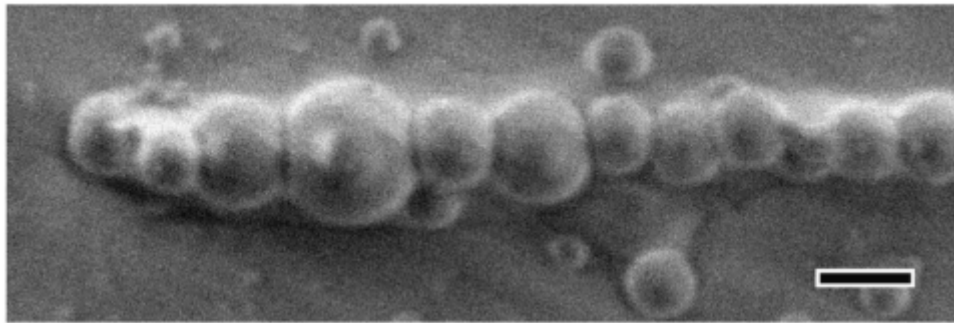


Рис. 5.37. СЭМ-изображение цепочки, образованной сферическими коллоидными частицами. Длина масштабирующего отрезка составляет 2 $\mu\text{м}$.

Таким образом, показано, что эпоксидные полимерные коллоиды в неводном растворе множество самоорганизующихся структур, начиная от перестраиваемых волокон и до устойчивого искусственного коллоидного меха и сетей взаимосвязанных цепочек. Морфология этих самоорганизующихся структур контролируется параметрами приложенного электрического по-

ля и степенью полимеризации. Такие самоорганизованные сети липких полимерных коллоидов могут использоваться в широком диапазоне применений, где требуется большое отношение поверхности к объему, например электроды в литиевых батареях, фотогальванические элементы, датчики и фильтры и т.д.

Заключение

Основные результаты работы могут быть сформулированы следующим образом

1. Аналитически и методами микромагнитного моделирования показано, что наноструктурирование магнитной пленки с перпендикулярной анизотропией путем локального изменения их толщины или материальных параметров может стабилизировать решетки магнитных скирмионов даже в отсутствие взаимодействия Дзялошинского - Мория. При материальных параметрах соответствующих параметрам пленок и сверхрешеток из чередующихся магнитных и немагнитных слоев Co, Fe/Pt, Pd, Ru, Ir, Cu размер устойчивого магнитного скирмиона может быть порядка 50 нм, что соответствует размеру скирмиона в хиральных магнетиках. Показано, что решетки магнитных скирмионов с высокой плотностью топологического заряда ($> 100 \mu\text{m}^{-2}$) могут быть инициализированы в процессе перемагничивания пленки в однородном магнитном поле.
2. Изготовлены наноструктурированные многослойные магнитные пленки Co/Pt с перпендикулярной анизотропией. Локальное изменение анизотропии достигалось при облучении пленки фокусированным пучком ионов He⁺. При этом экспонированные ионами области имеют круглую форму диаметром 100 нм, периодически расположенные в квадратную решетку. Экспериментально исследованы кривые намагничивания и магнитные конфигурации полученных образцов. Обнаружено формирование магнитных скирмионов и их решеток, которые остаются устойчивыми в нулевом внешнем поле при комнатной температуре. Плотность скирмионной решетки составляет $25 \mu\text{m}^{-2}$. Аналогично, формирование магнитных скирмионов было экспериментально зафиксировано при перемагничивании сверхрешеток Co/Pt периодически промодулированных по толщине.
3. Экспериментально исследованы кривые намагничивания и магнитные состояния магнитных наноструктурированных пленок образующихся при напылении Co, Ni или NiFe на поверхности коллоидного кристалла ПММА. Установлено, что возможные магнитные состояния (решетка квазиоднодоменных состояний, фрустрированная решетка магнитных вихрей, смешанное состояние) зависят от геометрических характеристик системы (периода наноструктуры и толщины магнитной пленки) и обусловлены балансом магнитостатической и обменной энергией системы. Выводы сделанные на основании экспериментальных наблюдений подтверждены микромагнитным моделированием системы.
4. Экспериментально исследованы спектры ФМР магнитных пленок на поверхности коллоидного кристалла. Обнаружены многочисленные спин-волновые резонансы, отсутствующие в спектрах ФМР плоских пленок той же толщины. Методами микромагнитного моделирования показано, что резонансные спин-волновые осцилляции демонстрируют невзаимный характер

распространения в системе. Аналогичное поведение обнаружено при микромагнитном моделировании ФМР в решетках магнитных скирмионов. Экспериментально обнаружены невязимные интенсивностные эффекты при дифракции света на решетках магнитных наночастиц с вихревым распределением намагниченности. Показано, что наличие невязимных эффектов коррелирует с наличием тороидного момента в распределении намагниченности в исследованных системах.

5. Экспериментально зафиксированы резонансные особенности в спектрах отражения и магнитооптического вращения пленок Co и Ni на поверхности кристаллов ПММА, положение которых зависит от угла падения света и масштабируется при изменении периода структуры. Показано, что наличие резонансов связано с возбуждением в системе плазменных колебаний (коротковолновый резонанс) и с интерференции света отраженного от магнитной пленки и от 3D структуры коллоидного кристалла (длинноволновый резонанс). Исследования проводилось в видимом, ближнем ИК и УФ диапазонах для структур с периодом 120 - 400 нм и толщиной магнитной пленки 5 - 60 нм.

6. Теоретически исследованы процессы перемагничивания цепочек магнитных анизотропных коэрцитивных однодоменных частиц с магнитостатическим взаимодействием между ними. Показано, что в том случае, когда ось анизотропии частиц перпендикулярна цепочке и магнитостатическое взаимодействие имеет антиферромагнитных характер, при перемагничивании система проходит через последовательность метастабильных состояний с периодическими распределениями намагниченности. Каждому состоянию соответствует ступенька на кривой намагничивания, при этом широкие ступеньки, на которых реализуются короткопериодические состояния, чередуются с более узкими ступеньками соответствующими длиннопериодическим состояниям. В бесконечной системе при нулевой температуре кривая намагничивания принимает вид самоподобной канторовой (чертовой) лестницы. Конечная температура приводит к исчезновению узких ступенек и расщеплению широких из-за возникновения дефектов в магнитной структуре.

7. Экспериментально исследован процесс Освальдовской переконденсации в ансамбле металлических микрочастиц в электростатической ячейке. Обнаружено, что динамика роста и испарения кластеров неподвижных металлических частиц, находящихся в равновесии с гранулярным газом двигающихся частиц, зависит от частоты приложенного внешнего поля. Получены значения показателей критических экспонент для размеров испаряющихся малых кластеров при переконденсации в процессе достижения фазового равновесия. Обнаружены двумерная и трехмерная динамика системы в зависимости от размера частиц и частоты внешнего поля, а также кроссовер двумя типами динамики в процессе переконденсации. Экспериментально исследована функция распределения кластеров по размеру, показано, что она имеет вид, масштабируе-

мый средним размером кластера, и подчиняется динамике переконденсации Вагнера с учетом процессов парной коалесценции.

8. Экспериментально исследованы процессы самоорганизации в системе большого числа металлических микрочастиц (3 - 100 μm) в слабопроводящей жидкости под действием приложенного постоянного электрического поля в электростатической ячейке. Обнаружено формирование как статических преципитатов, образованных неподвижными частицами, так и различных динамических структур, образованных согласованным движением большого количества частиц. Исследована зависимость процессов самоорганизации в системе от величины приложенного поля и от электропроводимости жидкости в ячейке. Возникновение наблюдающихся структур объясняется взаимодействием электрически заряженных микрочастиц между собой и с электрогидродинамическими потоками в жидкости. Построена теория, описывающая экспериментально наблюдаемые явления. Теория сформулирована в терминах законов сохранения числа неподвижных (преципитата) и двигающихся частиц (гранулярного газа) с присоединенными уравнениями Навье-Стокса для жидкости.

Список публикаций автора по теме диссертации**Публикации в реферируемых журналах**

A1. Fraerman, A.A. The collective behavior of circular nanomagnets / A.A.Fraerman, S.A.Gusev, L.A.Mazo, I.M.Nefedov, Yu.N.Nozdin, I.R.Karetnikova, M.V.Sapozhnikov, I.A.Shereshevskii // *Physics of metals and metallography*. - 2001. - V.91. - (Supplementary issue 1) - P.S121.

A2. Fraerman, A.A. Numerical simulation of the dipole interaction effects in the lattices of ferromagnetic particles / A.A.Fraerman, I.M.Nefedov, I.R.Karetnikova, M.V.Sapozhnikov, I.A.Shereshevskii // *Physics of metals and metallography*. - 2001. - V.92. - (Supplementary issue 1) - P.S226-S230.

A3. Каретникова, И.Р. Неоднородные состояния и механизм перемагничивания цепочки классических диполей / И.Р.Каретникова И.М.Нефедов, М.В.Сапожников, А.А.Фраерман, И.А.Шерешевский // *Физ. Тв. Тела*. - 2001. - Т.43. - С.2030-2034.

A4. Fraerman, A.A. Rectangular lattices of permalloy nanoparticles: Interplay of single-particle magnetization distribution and interparticle interaction / A.A.Fraerman, S.A.Gusev, L.A.Mazo, I.M.Nefedov, Yu.N.Nozdin, I.R.Karetnikova, M.V.Sapozhnikov, I.A.Shereshevskii, L.V.Sukhodoev. // *Phys.Rev. B*. - 2002. -V.65. - P.064424-1-064424-5.

A5. Fraerman, A.A. Hysteresis model with dipole interaction: Devil's staircase like shape of the magnetization curve / A.A.Fraerman, M.V.Sapozhnikov. // *Phys.Rev. B*. - 2002. - V.65. - P.184433-1-184433-8.

A6. Sapozhnikov, M.V. Dynamic self-assembly and patterns in electrostatically driven granular media / M.V.Sapozhnikov, I.S.Aranson, Y.V.Tolmachev, W.-K.Kwok // *Phys. Rev. Lett.* - 2003. - V.90. - P.114301-1-114301-4.

A7. Sapozhnikov M.V. Coarsening of granular clusters: two types of scaling behaviors / M.V.Sapozhnikov, I.S.Aranson, J.S.Olafsen. // *Phys. Rev. E*. - 2003. - V.67. - 010302-1-010302-4.

A8. Aranson I.S. Theory of pattern-formation of metallic microparticles in poorly conducting liquid / I.S.Aranson, M.V.Sapozhnikov. // *Phys. Rev. Lett.* - 2004. - V.92. - 234301-1-234301-4.

- A9. Sapozhnikov, M.V. Self-assembly and vortices formed by microparticles in weak electrolytes / M.V.Sapozhnikov, I.S.Aranson, Y.V.Tolmachev, W.-K.Kwok. // Phys.Rev.Lett. - 2004. - V.93. - 084502-1-084502-4.
- A10. Sapozhnikov, M.V. Far-from-equilibrium Ostwald ripening in electrostatically driven granular powders / M.V.Sapozhnikov, I.S. Aranson, K.L. Kohlstedt, B. Meerson, A. Peleg. // Phys.Rev.E - 2005. - V.71. - P.011307-1-011307-5.
- A11. Kohlstedt K. Velocity Distributions of Granular Gases with Long-Range Interactions / K.Kohlstedt, A.Snezhko, M.V.Sapozhnikov, I.S.Aranson, J.S.Olafsen, E.Ben-Naim. // Phys. Rev. Lett. - 2005.- V.95. - P.068001
- A12. Sapozhnikov, M.V. Effect of ferromagnetic nanoparticles on the transport properties of a GaMnAs microbridge / M.V.Sapozhnikov, A.A.Fraerman, S.N.Vdovichev, B.A.Gribkov, S.A.Gusev, A.Yu.Klimov, V.V.Rogov, Joonyeon Chang, Hyungjun Kim, Hyuncheol Koo, SukHee Han, S.H. Chun. // Appl. Phys. Lett. - 2007 - V.91. - 062513-1-062513-3.
- A13. Jooyoung Suh, Magnetotransport properties of GaMnAs with ferromagnetic nanodots / Jooyoung Suh, Joonyeon Chang, Eun Kyu Kim, M.V.Sapozhnikov, V.L.Mironov, A.A.Fraerman. // Phys. Stat. Sol. (a). - 2008 -V.205. - P.1043.
- A14. Sapozhnikov, M.V. Magnetic and optical properties of nanocorrugated Co films / M.V.Sapozhnikov, S.A.Gusev, V.V.Rogov, O.L.Ermolaeva, B.B.Troitskii, L.V.Khokhlova, D.A.Smirnov. // Appl. Phys. Lett. - 2010. - V.96. - 122507-1-122507-3.
- A15. Sapozhnikov, M.V. Optical and magneto-optical resonances in nanocorrugated ferromagnetic films / M.V.Sapozhnikov, S.A.Gusev, B.B.Troitskii, L.V.Khokhlova. // Optics Letters - 2011. - V.36. - P.4197-4199.
- A16. Sapozhnikov, M.V. Frustrated magnetic vortices in hexagonal lattice of magnetic nanocaps / M.V.Sapozhnikov, O.L.Ermolaeva, B.G.Gribkov, I.M.Nefedov, I.R.Karetnikova, S.A.Gusev, V.V.Rogov, B.B.Troitskii, and L.V.Khokhlova. // Phys.Rev. B - 2012. - V.85. - P.054402-1-054402-6.

- A17. Udalov, O. G. Nonreciprocal light diffraction by a lattice of magnetic vortices / O. G. Udalov, M. V. Sapozhnikov, E. A. Karashtin, B. A. Gribkov, S. A. Gusev, E. V. Skorohodov, V. V. Rogov, A. Yu. Klimov, A. A. Fraerman. // *Phys.Rev. B* - 2012. - V.86. - P. 094416-1-094416-4.
- A18. Demortière, Arnaud. Self-Assembled Tunable Networks of Sticky Colloidal Particles / Arnaud Demortière, Alexey Snezhko, Maksim V. Sapozhnikov, Nicholas Becker, Thomas Proslie and Igor S. Aranson. // *Nature Communications* - 2014. - V.5. - Article number:3117. - P.1-7
- A19. Sapozhnikov, M.V. Two-dimensional skyrmion lattice in a nanopatterned magnetic film / M.V.Sapozhnikov and O.L.Ermolaeva. // *Phys. Rev. B* - 2015. - V.91. - P.024418-1-024418-6.
- A20. Kolmychek, I.A., First and second order in magnetization effects in optical second-harmonic generation from a trilayer magnetic structure /. I.A.Kolmychek, V.L.Krutyanskiy, T.V.Murzina, M.V.Sapozhnikov, E.A.Karashtin, V.V.Rogov, and A.A.Fraerman. // *JOSA B* - 2015. - V.32. - P.331-338.
- A21. Kolmychek, Irina A. Optical Second Harmonic Generation In Nanostructures With Inhomogeneous Magnetization / Irina A. Kolmychek, Victor L. Krutyanskiy , Tatiana Murzina, Evgeniy A. Karashtin, Maxim V. Sapozhnikov, and Andrey A. Fraerman // *Solid State Phenomena* - 2015. - V.233-234. - P.595-598.
- A22. Sapozhnikov, M.V. Skyrmion lattice in a magnetic film with spatially modulated material parameters / M.V.Sapozhnikov. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* - 2015. - V.396. - P.338–344.
- A23. Gusev, S.A. The modification of the structure of multilayer Co/Pt films by the irradiation with a focused helium ion beam / S.A.Gusev, M.N.Drozdov, O.L.Ermolaeva, A.A.Fraerman, N.S.Gusev, V.Yu.Mikhailovskii, Yu.V.Petrov, M.V.Sapozhnikov, and S.N.Vdovichev. // *AIP Conference Proceedings* - 2016. - V.1748. - P.030002-1-030002-7.
- A24. Sapozhnikov, M.V. Artificial dence lattice of magnetic bubbles / M.V.Sapozhnikov, S.N.Vdovichev, O.L.Ermolaeva, N.S.Gusev, A.A.Fraerman, S.A.Gusev, and Yu.V.Petrov. // *Appl. Phys. Lett.* -2016. - V.109. - P.042406

A25. Ermolaeva, O. L. Magnetic Force Microscopy of Nanostructured Co/Pt Multilayer Films with Perpendicular Magnetization / O. L. Ermolaeva, N. S. Gusev, E. V. Skorohodov, Yu. V. Petrov, M. V. Sapozhnikov and V. L. Mironov // *Materials* - 2017. - V.10, - P.1034

A26. Sapozhnikov M.V., Spin-wave resonances of ferromagnetic films with spatially modulated anisotropy / M.V. Sapozhnikov, R.V. Gorev, E.A. Karashtin, V.L. Mironov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* - 2018. - V. 446 - P. 1

A27. Sapozhnikov M.V., Ferromagnetic resonance of 2D array of magnetic nanocaps / M.V. Sapozhnikov, L.I. Budarin, E.S. Demidov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* - 2018. - V. 449 - P. 68

A28. Сапожников М.В., Магнитные скирмионы в пленках с модулированной толщиной / М.В. Сапожников, О.В. Ермолаева, Е.В. Скороходов, Н.С. Гусев, М.Н. Дроздов // *Письма в ЖЭТФ* - 2018 - Т. 107 - С. 378

Публикации в трудах и тезисах конференций

B1. Fraerman, A.A. Numerical simulation of the dipole interaction effects in the lattices of ferromagnetic particles. / A.A.Fraerman, I.M.Nefedov, I.R.Karetnikova, M.V.Sapozhnikov, I.A.Shereshevskii // Abstract book. Euro-Asian symposium “Trends in magnetism” EASTMAG-2001, Ekaterinburg, Russia, Feb 27 – March 2. - 2001. - P.11.

B2. Fraerman, A.A. The effects of the dipole interaction in the 2D lattices of the ferromagnetic nanoparticles. / A.A.Fraerman, S.A.Gusev, L.A.Mazo, I.M.Nefedov, Yu.N.Nozdin, I.R.Karetnikova, M.V.Sapozhnikov, I.A.Shereshevskii, L.V.Sukhodoev // Abstract book. Euro-Asian symposium “Trends in magnetism” EASTMAG-2001, Ekaterinburg, Russia, Feb 27 – March 2. - 2001. - P.227.

B3. Fraerman, A.A. Dynamical effects while magnetizing CoPd thin films an square arrays of the CoPd nanoparticles. / A.A.Fraerman, S.A.Gusev, L.A.Mazo, Yu.N.Nozdin, M.V.Sapozhnikov, I.A.Shereshevskii, L.V.Sukhodoev, N.V.Vostokov, S.N.Vdovichev, A.E.Tzelev // Abstract book. Euro-Asian symposium “Trends in magnetism” EASTMAG-2001, Ekaterinburg, Russia, Feb 27 – March 2. - 2001. - P.244.

- B4. Sapozhnikov, M.V. Crossover from 3D to 2D dynamics in electrostatically-driven granular gas / M.V.Sapozhnikov, I.S.Aranson // Bulletin of American Physical Society, March meeting 2002, Indianapolis IN, USA. - Vol. 47. - N1 - P.298.
- B5. Sapozhnikov, M.V. Dynamic self-assembly of microparticles electrostatically driven in a poorly conducting liquid / M.V.Sapozhnikov, I.S.Aranson, Y.V.Tolmachev, W.-K.Kwok // Bulletin of American Physical Society, March meeting 2003, Austin TX, USA. - Vol. 48. - N.1. - P.77.
- B6. Sapozhnikov, M.V. Two types of scaling behaviors in coarsening of granular clusters / M.V.Sapozhnikov, I.S.Aranson, J.S.Olafsen // Bulletin of American Physical Society, March meeting 2003, Austin TX, USA. - Vol.48 - N.1. - P.271.
- B7. Sapozhnikov, M.V. Electric field assisted self-assembly of conducting granular chains. / M.V.Sapozhnikov, I.S.Aranson, Y.V.Tolmachev, W.-K.Kwok // Bulletin of American Physical Society, March meeting 2004, Montreal, Canada. - Vol.49. - N.1. - P.174.
- B8. Сапожников, М.В. Влияние ферромагнитных наночастиц на транспортные свойства мостиков GaMnAs. / М.В.Сапожников, Б.А.Грибков, А.А.Фраерман, Ю.А.Климов, Joonyeon Chang // Материалы симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника» Нижний Новгород 13-17 марта 2006. - С.253.
- B9. Сапожников, М.В. Влияние ферромагнитных наночастиц на транспортные свойства мостиков GaMnAs. / М.В.Сапожников, Б.А.Грибков, А.А.Фраерман, Ю.А.Климов, Joonyeon Chang // Сборник трудов XX международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники» Москва, 12-16 июня 2006. - С.890.
- B10. Сапожников, М.В. Оптические и магнитные свойства тонкой пленки Co нанесенной на поверхность коллоидного кристалла / М.В.Сапожников, С.А.Гусев, В.В.Рогов, О.Л.Ермолаева, М.Ю.Левичев, Б.Б.Троицкий, Л.В.Хохлова, Д.А.Смирнов // Труды XIV Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника-2010», 15-19 марта 2010 г. Нижний Новгород. - Т.1. - С.105.
- B11. Sapozhnikov, M.V. Optical and magnetic properties of Co films deposited on colloidal crystal / M.V.Sapozhnikov, S.A.Gusev, V.V.Rogov, O.L.Ermolaeva, B.B.Troitskii, L.V.Khokhlova,

D.A.Smirnov // Proceedings of 18th International Symposium Nanostructures: physics and technology, St Petersburg, Russia, June 21-26, 2010. - P.279.

B12. Гусев, Н.С. Оптические и магнитные свойства анодированных металлических пленок / Н.С. Гусев, М.В. Сапожников, С.А. Гусев, О.Л. Ермолаева, Б.Б. Троицкий // Труды XIV научной конференции по радиофизике, посвященной 80-й годовщине со дня рождения Ю.Н. Бабанова, Нижний Новгород, 7 мая 2010 г. - С.36.

B13. Сапожников, М.В. Оптические и магнитооптические свойства анодированных пленок Co и Ni. / М.В.Сапожников, С.А.Гусев, В.В.Рогов, О.Л.Ермолаева, М.Ю.Левичев, Б.Б.Троицкий, Л.В.Хохлова. // Труды XV Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника-2011», 14-18 марта 2011 г. Нижний Новгород. - Т.1. - с.219.

B14. Ермолаева, О.Л. Исследование фрустрированной решетки магнитных вихрей в анодированной пленке Co / О.Л.Ермолаева, М.В.Сапожников, С.А.Гусев, В.В.Рогов, И.Р.Каретникова И.М.Нефедов, Б.Б.Троицкий, Л.В.Хохлова // Труды XV Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника-2010», 14-18 марта 2011 г. Нижний Новгород. - Т.2. - С.341.

B15. Гусев, Н.С. Оптические и магнитооптические свойства регулярной решетки нанополосок кобальта. / Гусев Н.С., Сапожников М.В., Гусев С.А., Скороходов Е.В. // Сборник трудов VII международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика – 2011», Санкт-Петербург, 17-21 октября 2011. - С.291.

B16. Sapozhnikov, M.V. Optical and magneto-optical resonances in nanostructured ferromagnetic films / M. V .Sapozhnikov, S. A. Gusev, B. B. Troitskii, L. V. Khokhlova // PROCEEDINGS of The International Conference on Electrodynamics of complex Materials for Advanced Technologies PLASMETA'11 Navoi Samarkand State University, Samarkand, Uzbekistan September 21, 2011 – September 26, 2011. - С.73.

B17. Sapozhnikov, M.V. Spectral magnitooptics of nanocorrugated ferromagnetic films / M.V.Sapozhnikov, S.A.Gusev, V.V.Rogov, O.L.Ermolaeva, B.B.Troitskii, L.V.Khokhlova // Proceedings of 19th International Symposium Nanostructures: physics and technology, Ekaterinburg, Russia, June 20-25, 2011. - P.120.

- В18. Сапожников, М.В. Невзаимные оптические эффекты в решетках магнитных вихрей / М. В. Сапожников, А. А. Фраерман, О. Г. Удалов, Е.А. Караштин, С. А. Гусев, Е. В. Скороходов, Б. А. Грибков, В. В. Рогов, А. Ю. Климов // Труды XVI Международного симпозиума «Нанопластика и наноэлектроника-2012», 12-16 марта 2012 г. Нижний Новгород. - Т.1. - С.156.
- В19. Сапожников, М.В. Невзаимные и нелинейные эффекты при прохождении и отражении света от двухслойных магнитных пленок / М.В. Сапожников, Е.А. Караштин, А.А. Фраерман, О.Г. Удалов, В.В. Рогов, Т.В. Мурзина, И.А. Колмычек, В.И. Крутянский // Труды XVII Международного симпозиума «Нанопластика и наноэлектроника-2013», 11-15 марта 2013 г. Нижний Новгород. - Т.1. - С.159.
- В20. Гусев, Н.С. Оптические и магнитооптические свойства двумерных периодических ферромагнитных наноструктур / Н.С. Гусев, М.В. Сапожников, А.А. Уткин, Б.Б. Троицкий // Труды XVII Международного симпозиума «Нанопластика и наноэлектроника-2013», 11-15 марта 2013 г. Нижний Новгород. - Т.1- С.108.
- В21. Сапожников, М.В. Генерация излучения коллоидными кристаллами ПММА допированными органическими красителями / М.В. Сапожников, Ю.Н. Ноздрин, Е.В. Скороходов, Б.Б. Троицкий // Труды XVII Международного симпозиума «Нанопластика и наноэлектроника-2013», 11-15 марта 2013 г. Нижний Новгород. - Т.1- С.237.
- В23. Сапожников, М.В. Самоорганизующиеся перестраиваемые сети липких коллоидных частиц / М.В. Сапожников, А. Demortière, А. Снежко, Т. Proslie, N. Becker, И.С. Арансон // Труды XVIII Международного симпозиума «Нанопластика и наноэлектроника-2014», 10-14 марта 2014 г. Нижний Новгород. - Т.1- С.267.
- В24. Каретникова, И.Р. Фазовые переходы в двумерном дипольном ферромагнетике / И.Р. Каретникова, К.Р. Мухаматчин, И.М. Нефедов, М.В. Сапожников, А. А. Фраерман, И. А. Шерешевский // Труды XVIII Международного симпозиума «Нанопластика и наноэлектроника-2014», 10-14 марта 2014 г. Нижний Новгород. - Т.1. - С.176.
- В25. Сапожников, М.В. Спин-волновой резонанс в наногофрированных магнитных пленках / М.В. Сапожников, Л.И. Бударин, Е.С. Демидов, Н.С. Гусев, Б.Б. Троицкий // Труды XVIII Меж-

дународного симпозиума «Нанопизика и нанозлектроника-2014», 10-14 марта 2014 г. Нижний Новгород. - Т.1. - С.193.

B26. Sapozhnikov, M.V. Nanocorrugated magnetic films / Sapozhnikov M.V., Troitski B.B., Ermolaeva O.L., Nefedov I.M., Gusev N.S., Budarin L.I. Demidov E.S., Vopilkin E.A., Rogov V.V. // Book of Abstracts, Moscow International Symposium on Magnetism 29 June – 3 July 2014 Moscow. - С.667.

B27. Karashtin, E.A. Instability of infinite straight domain wall in electric current / Karashtin E.A., Fraerman A.A., Sapozhnikov M.V. // Book of Abstracts, Moscow International Symposium on Magnetism 29 June – 3 July 2014 Moscow. - С.195.

B28. Сапожников, М.В. Двухмерные решетки скирмионов в наноструктурированных магнитных пленках / М.В. Сапожников. С.Н. Вдовичев, Н.С. Гусев, С.А. Гусев, О.Л. Ермолаева, В.В. Карзанов, А.Ю. Климов, В.Л. Миронов, Ю.В. Петров, В.В. Рогов, А.А. Фраерман // Труды XIX Международного симпозиума «Нанопизика и нанозлектроника-2015», 10-14 марта 2015 г. Нижний Новгород. - Т.1. - С.207.

B29. Вдовичев, С.Н. Исследование эффекта Холла в многослойных пленках Co/Pt с перпендикулярной анизотропией и искусственным неоднородным распределением намагниченности / С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, Н.С. Гусев, С.А. Гусев, О.Л. Ермолаева, А.Ю. Климов, В.В. Рогов, Ю.В. Петров, М.В. Сапожников, Е.В. Скороходов, А. А. Фраерман // Труды XIX Международного симпозиума «Нанопизика и нанозлектроника-2015», 10-14 марта 2015 г. Нижний Новгород. - Т.1. - С.144.

B30. Гусев, С.А. Ионно-стимулированная модификация магнитных наноструктур / С.А. Гусев, С.Н. Вдовичев, Н.С. Гусев, О.Л. Ермолаева, Ю.В. Петров, М.В. Сапожников, Н.В. Смирнов, Д.А. Татарский // Труды XIX Международного симпозиума «Нанопизика и нанозлектроника-2015», 10-14 марта 2015 г. Нижний Новгород. - Т.1. - С.158.

B31. Sapozhnikov, M.V. Two-dimensional skyrmion lattices in a nanopatterned magnetic film / M.V. Sapozhnikov, O.L. Ermolaeva, S.N. Vdovichev, N.S. Gusev, S.A. Gusev, V.V. Karzanov, V.V. Rogov, A.Yu. Klimov, Yu.V. Petrov, A. Fraerman // Abstracts of Spin Waves 2015 International Symposium, Saint Petersburg, Russia, June 7-13, 2015

- B32. Gusev, S.A. Ion modification of magnetic nanostructures / S.A. Gusev, A.A. Fraerman, N.S. Gusev, O.L. Ermolaeva, Yu.V. Petrov, M.V. Sapozhnikov and S.N. Vdovichev // 23rd Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology" MN.03 Saint Petersburg, Russia, June 22–26, 2015
- B33. Ромашкин, А.В. Связанные топологические состояния в структурах сверхпроводник–ферромагнетик / А.В. Ромашкин, М.В. Сапожников, А.С. Мельников // Труды XX Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника-2016», 14-18 марта 2016 г. Нижний Новгород. - Т.1. - С.109.
- B34. Вдовичев, С.Н. Аномальный эффект Холла в пленках Co/Pt с перпендикулярной анизотропией и неоднородной намагниченностью / С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, Н.С. Гусев, С.А. Гусев, О.Е. Ермолаева, В.В. Рогов, Ю.В. Петров, М.В. Сапожников, Е.В. Скороходов, А.А. Фраерман // Труды XX Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника-2016», 14-18 марта 2016 г. Нижний Новгород. - Т.1. - С.164.
- B35. Гусев, С.А. Влияние ионного облучения на структуру и свойства пленок на основе Co / Гусев С.А., Вдовичев С.Н., Гусев Н.С., Дроздов М.Н., Ермолаева О.Л., Петров Ю.В., Сапожников М.В., Татарский Д.А. // Труды XX Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника-2016», 14-18 марта 2016 г. Нижний Новгород. - Т.1. - С.176.
- B36. Сапожников, М.В. Двумерные магнитные наноструктуры с перпендикулярной анизотропией / Сапожников М.В., Вдовичев С.Н., Ермолаева О.Л., Гусев Н.С., Гусев С.А., Петров Ю.В., Горев Р.В., Фраерман А.А. // Труды XX Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника-2016», 14-18 марта 2016 г. Нижний Новгород. - Т.1. - С.253.
- B37. Gusev, S.A. Ion nanolithography and study of magnetic nanostructures / S.A. Gusev, M.N. Drozdov, O.L. Ermolaeva, A.A. Fraerman, N.S. Gusev, V. Yu. Mikhailovskii, Yu. V. Petrov, M. V. Sapozhnikov, S. N. Vdovichev. // Book of abstracts of the 5th International Conference STRANN - 2016. - P.290.
- B38. Гусев, С.А. Ионное наноструктурирование магнитных пленок / С.А. Гусев, Н.С. Гусев, М.Н. Дроздов, Ю.А. Петров, М.В. Сапожников, Д. А. Татарский // Труды XXVI российской конференции по электронной микроскопии г. Москва Зеленоград, 30 мая – 3 июня 2016г.. - С.364.

- B39. Михайловский, В.Ю. Исследование локализованных в наноструктурах коллективных возбуждений электронов методами низковольтной растровой электронной микроскопии / В.Ю. Михайловский, Ю.В. Петров, М.В. Сапожников, О.Ф. Вывенко // Труды XXVI российской конференции по электронной микроскопии г. Москва Зеленоград, 30 мая – 3 июня 2016г. - С.97.
- B40. Sapozhnikov, M.V. Artificial dense lattice of magnetic skyrmionic bubbles in Co/Pt multilayers / M.V. Sapozhnikov, S.N. Vdovichev, O.L. Ermolaeva, N.S. Gusev, A.A. Fraerman, S.A. Gusev and Yu.V. Petrov // VI Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism" (EASTMAG-2016): Abstracts. – Krasnoyarsk, Kirensky Institute of Physics, Russian Academy of Sciences, Siberian Branch, 2016. - P.444.
- B41. Gorev, R. V. Ferromagnetic resonance of localized nonuniform states in magnetic nanostructures / R. V. Gorev, M. V. Sapozhnikov, E.V. Skorohodov, and V. L. Mironov // Proceedings of International conference “Modern development of magnetic resonance”, Kazan, Russia, (October 31-November 4, 2016).- P.58-59.
- B42. Сапожников, М.В. Ферромагнитный резонанс в наноструктурированных магнитных пленках на поверхности коллоидного кристалла / М.В. Сапожников, Л.И. Бударин, Е.С. Демидов, Б.Б. Троицкий // Труды XXI Международного симпозиума «Нанозифика и нанозлектроника-2017», 13-16 марта 2017 г. Нижний Новгород. - Т.1. - С.161.
- B43. Горев, Р.В. Спин-волновые резонансы магнитных скирмионов в пленках с пространственно модулированной анизотропией / Р.В. Горев, М.В. Сапожников, В.Л. Миронов // Труды XXI Международного симпозиума «Нанозифика и нанозлектроника-2017», 13-16 марта 2017 г. Нижний Новгород. - Т.1. - С.329.
- B44. Gorev, R.V. Skyrmion spin-wave resonances in ferromagnetic film with spatially modulated perpendicular anisotropy / R.V. Gorev, M.V. Sapojnikov and V.L. Mironov // Proceedings of “IV International Workshop Dzyaloshinskii- Moriya Interaction and Exotic Spin Structures” (23-26 May, Peterhof, Russia). - P. 86-87
- B45. Sapozhnikov, M.V. Magnetic skyrmions in nanostructures / Sapozhnikov M.V., Vdovichev S.N., Ermolaeva O.L., Gusev N.S., Fraerman A.A., Gusev S.A., Petrov Yu.V // Book of Abstracts, Moscow International Symposium on Magnetism, 1 – 5 July 2017, Moscow. - P. 977

B46. Mironov, V.L. Ferromagnetic resonance of nonhomogeneous states in magnetic nanostructures / Mironov V.L., Gorev R.V., Sapozhnikov M.V., Skorohodov E.V. // Book of Abstracts, Moscow International Symposium on Magnetism, 1 – 5 July 2017, Moscow. - P. 1078

B47. Ермолаева, О.Л. Магнитно-силовая микроскопия доменной структуры модифицированных слоев Co/Pt с перпендикулярной анизотропией / О.Л. Ермолаева, М.В. Сапожников, Н.С. Гусев, Е.В. Скороходов, В.Л. Миронов // Труды XXII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника-2018», 12-15 марта 2018 г. Нижний Новгород - Т.1 - С.315

B48. Сапожников, М.В. Магнитные скирмионы в пленках с модулированной толщиной / М.В. Сапожников, О.В. Ермолаева, Е.В. Скороходов, Н.С. Гусев, М.Н. Дроздов // Труды XXII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника-2018», 12-15 марта 2018 г. Нижний Новгород - Т.1 - С.265

Список цитируемой литературы

1. В.М. Розенбаум, Колебательные и ориентационные состояния поверхностных групп атомов. / В.М. Розенбаум, В.М. Огенько, А.А. Чуйко // УФН - 1991 - Т.161 - С.79.
2. А.А. Fraerman, Metastable and nonuniform states in 2D orthorhombic dipole system / А.А. Fraerman, М. V. Sapozhnikov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials - 1999 - V.192 - P.191.
3. К. Р. Мухаматчин, Неколлинеарные состояния в цепочке однодоменных магнитных частиц / К. Р. Мухаматчин, А. А. Фраерман // Письма ЖЭТФ - 2011 - Т.93 - С.797-800.
4. Т.О'Делл, Ферромагнитодинамика // Москва, Мир 1983
5. N. Nagaosa, Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions / N. Nagaosa and Y. Tokura // Nat. Nanotech. - 2013 - V.8 - P.899.
6. S. Muhlbauer, Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet / S. Muhlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, P. Boni // Science - 2009 - V.323 - P.915.
7. Y. Onose, Doping dependence of transport properties in $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ / Y. Onose, N. Takeshita, C. Terakura, H. Takagi, and Y. Tokura // Phys. Rev. B - 2005 - V.72 P.224431.
8. T. Schulz, Emergent electrodynamics of skyrmions in a chiral magnet / T. Schulz, R. Ritz, A. Bauer, M. Halder, M. Wagner, C. Franz, C. Pfleiderer, K. Everschor, M. Garst & A. Rosch // Nature Physics - 2012 - V.8 - P.301.
9. R. Streubel, Magnetism in curved geometries / R. Streube, P. Fischer, F. Kronast, V.P. Kravchuk, D.D. Sheka, Y. Gaididei, O.G. Schmidt, D. Makarov // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2016 - V.49 - 363001.
10. M. Albrecht, Magnetic multilayers on nanospheres / M. Albrecht, G. Hu, I. L. Guhr, T. C. Ulbrich, J. Boneberg, P. Leiderer, G. Schatz // Nat. Mater. - 2005 - V.4 - P.203.
11. J. K. nee Moser, Magnetoresistive effects in Co/Pd multilayers on self-assembled nanoparticles / J. K. nee Moser, V. Kunej, H.-F. Pernau, E. Scheer, and M. Albrecht // J. Appl. Phys. - 2010 - V.107 - P.09C506.
12. Z. Liu, Magneto-optical Kerr effect in perpendicularly magnetized Co/Pt films on two-dimensional colloidal crystals / Z. Liu, L. Shi, Z. Shi, X. H. Liu, J. Zi, S. M. Zhou, S. J. Wei, J. Li, X. Zhang, Y. J. Xia // Appl. Phys. Lett. - 2009 - V.95 - P.032502.
13. V.M.Dubovik, Toroid moments in electrodynamics and solid-state physics / V.M.Dubovik V.V.Tugushev // Physics Reports - 1990 - V. 187 - P. 145-202.
14. А.П. Протогенов, Узлы и зацепления распределений параметров порядка в сильно коррелированных системах / А.П. Протогенов // УФН - 2006 - Т.176 - С.689.
15. W. F. Brown Jr., Possibility of Visual Observation of Antiferromagnetic Domains / W. F. Brown Jr., S. Shtrikman, and D. Treves // Journal of Applied Physics - 1963 - V.34, - P.1233.

16. B. B. Krichevtsov, Magnetospatial dispersion effect in magnetic semiconductors $Cd_{1-x}Mn_xTe$ / B. B. Krichevtsov, R. V. Pisarev, A. A. Rzhnevsky, and V. N. Gridnev // *Phys. Rev. B* - 1998 - V.57 - P.12611
17. J. Sklenar, Ferromagnetic resonance in a topographically modulated permalloy film / J. Sklenar, P. Tucciarone, R. J. Lee, D. Tice, R. P. H. Chang, S. J. Lee, I. P. Nevirkovets, O. Heinonen, and J. B. Ketterson // *Phys. Rev. B* - 2015 - V.91 - P.134424
18. K.Y. Guslienko, Magnetic skyrmion low frequency dynamics in thin circular dots / K.Y. Guslienko, Z.V. Gareeva // *J. Magn. Magn. Mat.* - 2017 - V.422 - P.176
19. И.С. Арансон, Активные коллоиды / И.С. Арансон // *УФН* - 2013 - Т.183 - С.87
20. I.S. Aranson, Electrostatically Driven Granular Media: Phase Transitions and Coarsening / I.S. Aranson, D. Blair, V.A. Kalatsky, G.W. Crabtree, W.-K. Kwok, V.M. Vinokur, and U. Welp // *Phys. Rev. Lett.* - 2000 - V.84 - P.3306.
21. I.S. Aranson, Phase separation and coarsening in electrostatically driven granular media / I.S. Aranson, B. Meerson, P.V. Sasorov, V.M. Vinokur // *Phys. Rev. Lett.* - 2002 - V.88 - P.204301.
22. Syun-Ru Yeh, Assembly of ordered colloidal aggregates by electric-field-induced fluid flow / Syun-Ru Yeh, Michael Seul, Boris I. Shraiman // *Nature* - 1997 - V.386 - P.57-59
23. Solomentsev, Y., Particle clustering and pattern formation during electrophoretic deposition: A hydrodynamic model / Solomentsev, Y., Böhmer, M., Anderson, J.L. // *Langmuir* - 1997 - V.13 - P.6058.
24. Кондорский Е.И., Микромагнетизм и перемагничивание квазиодномерных частиц / Кондорский Е.И // *Изв. АН СССР. Сер. физика* - 1978 - Т.42 - С.1634-1645
25. Мандельброт Б. Фрактальная геометрия природы // Москва, Институт компьютерных исследований, 2002
26. R. P. Cowburn, Single-Domain Circular Nanomagnets / R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, and D. M. Tricker // *Phys. Rev. Lett.* - 1999 - V.84 - P.1042
27. S.V. Nedukh, Standing spin waves in perpendicularly magnetized circular dots at millimeter waves / S.V. Nedukh, S.I. Tarapov, D.P. Belozorov, A.A. Kharchenko, V.O. Golub, I.V. Kilimchuk, O.Y. Salyuk, E.V. Tartakovskaya, S.A. Bunyaev, G.N. Kakazei // *J. Appl. Phys.* - 2013 - V.113 - P.17B521
28. S. S. Parkin, Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory / S. S. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant, P. M. Rice, R. B. Bayers, R. E. Scheuerlein, E. J. O. Sullivan, S. L. Brown, J. Bucchigano, D. W. Abraham, Y. Lu, M. Rooks, P. L. Trouilloud, R. A. Wanner, and W. J. Gallagher // *J. Appl. Phys.* - 1999 - V.85 - P.5828.
29. J. N. Chapman, Direct observation of magnetization reversal processes in micron-sized elements of spin-valve material / J. N. Chapman, R. P. Aitchison, K. J. Kirk, S. McVitie, J. C. S. Kools, and M. F. Gillies // *J. Appl. Phys.* - 1998 - V.83 - P.5321/

30. D.Altbir, Dipolar interaction and magnetic ordering in granular metallic materials / D.Altbir, P.Vargas, J.d'Albuquerque e Castro, U. Ra //Phys. Rev. B -1998 - V.57 - P.13604
31. M. Hwang, Magnetic force microscopy study of interactions in 100 nm period nanomagnet arrays / M. Hwang, M. C. Abraham, T. A. Savas, Henry I. Smith, R. J.Ram, and C. A. Ross // J. Appl. Phys. - 2000 - V.87 - P.5108.
32. M. Farhoud, The effect of aspect ratio on the magnetic anisotropy of particle arrays / M. Farhoud, H. I. Smith, M. Hwang, and C. A. Ross // J. Appl. Phys. - 2000 - V.87 - P.5120.
33. С.А.Гусев, Коллективные эффекты при намагничивании двумерных решеток магнитных наночастиц / С.А.Гусев, Л.А.Мазо, И.М.Нефедов, Ю.Н.Ноздрин, М.В.Сапожников, Л.В.Суходоев, А.А.Фраерман // Письма в ЖЭТФ - 1998 - Т.68 - С.475
34. J. Hauschild, Dipolar superferromagnetism in monolayer nanostripes of Fe(110) on vicinal W(110) surfaces / J. Hauschild, H. J. Elmers, and U. Gradmann // Phys. Rev. B - 1998 - V.57 - P.R677.
35. S. Pignard, Study of the magnetization reversal in individual nickel nanowires. / S. Pignard, G. Goglio, A. Radulescu, L. Piraux, S. Dubois, A. Declemy, and J. L. Duvail // J. Appl. Phys. - 2000 - V.87 - P.824.
36. H.-B. Braun, Thermally activated magnetization reversal in elongated ferromagnetic particles / H.-B. Braun // Phys. Rev. Lett. - 1993 - V.71 - P.3557.
37. G. Brown, Micromagnetic simulations of thermally activated magnetization reversal of nanoscale magnets / G. Brown, M. A. Novotny, and Per Arne Rikvold // J. Appl. Phys. - 2000 - V.87 - P.4792.
38. D. Grundler, Magnetization of small arrays of interacting single-domain particles / D. Grundler, G. Meier, K.-B. Brooks, Ch. Heyn, and D. Heitmann // J. Appl. Phys. - 1999 - V.85 - P.6175.
39. P. Bak, One-Dimensional Ising Model and the Complete Devil's Staircase / P. Bak, R. Bruinsma // Phys. Rev. Lett. - 1982 - V.49 - P.249.
40. G. Brown, Micromagnetic simulations of thermally activated magnetization reversal of nanoscale magnets / G. Brown, M. A. Novotny, and Per Arne Rikvold // J. Appl. Phys. - 2000 - V.87 - P.4792.
41. L. C. Sampaio, Magnetic microwires as macrospins in a long-range dipole-dipole interaction / L.C. Sampaio, E. H. C. P. Sinnecker, G. R. C. Cernicchiaro, M. Knobel, M. Vazquez, and J. Velazquez // Phys. Rev. B - 2000 - V.61 - P.8976.
42. Haginoya, C., Magnetic nanoparticle array with perpendicular crystal magnetic anisotropy / Haginoya, C., Heike, S., Ishibashi, M., Nakamura, K., Koike, K., Yoshimura, T., Yamamoto, J., Hirayama, Y. // J. Appl. Phys. - 1999 - V.85 - P.8327.
43. Martín, J.I., Magnetization reversal in long chains of submicrometric Co dots / Martín, J.I., Nogués, J., Schuller, I.K., Van Bael, M.J., Temst, K., Van Haesendonck, C., Moshchalkov, V.V., Bruynseraede, Y. // Applied Physics Letters - 1998) - V.2 - 255.

44. Sugawara, A., Room-temperature dipole ferromagnetism in linear-self-assembling mesoscopic Fe particle arrays / Sugawara, A., Scheinfein, M. // *Physical Review B* - 1997 - V.56 - P.R8499.
45. Fraerman, A.A., Magnetization curves for two-dimensional rectangular lattices of permalloy nanoparticles: Experimental investigation and numerical simulation / Fraerman, A.A., Gusev, S.A., Nefedov, I.M., Nozdrin, Yu.N., Karetnikova, I.R., Mazo, L.A., Sapozhnikov, M.V., Suhodoev, L.V. // *Journal of Physics Condensed Matter* - 2001 - V.13 - P.683.
46. J.S. Jacobs An Approach to Elongated Fine-Particle Magnets / J.S. Jacobs, C.P. Bean // *Phys. Rev.* - 1955 - V.100 - P.1060.
47. В.М. Розенбаум, Ориентационные состояния диполей на двумерных решетках Браве / В.М. Розенбаум // *ЖЭТФ* -1991 - Т.99 - С.1836
48. Jacobs, I.S., An approach to elongated fine-particle magnets / Jacobs, I.S., Bean, C.P. // *Physical Review* - 1955 - V.100 - P.1060-1067.
49. А.З. Паташинский, В.Л. Покровский. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1982.
50. Попков А.Ф., Термоактивационная трансформация мод перемагничивания сверхтонких наночастиц / Попков А.Ф., Савченко Л.Л., Воротникова Н.В. // *Письма ЖЭТФ* - 1999 - Т.69 - С.555
51. Нефедов И.М., Каретникова И.Р., Шерешевский И.А., Миронов В.Л., Фраерман А.А., Пакет программного обеспечения для ЭВМ для моделирования микромагнитных систем SIMMAG. (Свидетельство о государственной регистрации № 2011612679).
52. R. P. Cowburn, Phase transitions in planar magnetic nanostructures / R. P. Cowburn, M. E. Welland // *Appl. Phys. Lett.* - 1998 - V.72 - P.2041.
53. С.А.Гусев, Коллективные эффекты при намагничивании двумерных решеток магнитных наночастиц / С.А. Гусев, Л.А. Мазо, И.М. Нефедов, Ю.Н. Ноздрин, М.В. Сапожников, Л.В.Суходоев, А.А. Фраерман // *Письма в ЖЭТФ* - 1998 - Т.68 - С.475.
54. Baxter, D.V., Anisotropic magnetoresistance in $Ga_{1-x}Mn_xAs$ / Baxter, D.V., Ruzmetov, D., Scherschligt, J., Sasaki, Y., Liu, X., Furdyna, J.K., Mielke, C.H. // *Physical Review B* - 2002 - V.65 - P.212407.
55. Wang, K.Y., Anisotropic magnetoresistance and magnetic anisotropy in high-quality $(Ga,Mn)As$ films / Wang, K.Y., Edmonds, K.W., Campion, R.P., Zhao, L.X., Foxon, C.T., Gallagher, B.L. // *Physical Review B* - 2005 - V.72 - P.085201
56. Fisher, M.E., Resistive anomalies at magnetic critical points / Fisher, M.E., Langer, J.S. // *Physical Review Letters* - 1968 - V.20 - P.665.
57. Hwang, E.H., Transport properties of diluted magnetic semiconductors: Dynamical mean-field theory and Boltzmann theory / Hwang, E.H., Das Sarma, S. // *Physical Review B* - 2005 - V.72 - P.035210.

58. Cowburn, R.P., Single-domain circular nanomagnets / Cowburn, R.P., Koltsov, D.K., Adeyeye, A.O., Welland, M.E., Tricker, D.M. // *Physical Review Letters* - 1999 - V.83 - P.1042.
59. Prejbeanu, I.L., In-plane reversal mechanisms in circular Co dots / Prejbeanu, I.L., Natali, M., Buda, L.D., Ebels, U., Lebib, A., Chen, Y., Ounadjela, K. // *Journal of Applied Physics* - 2002 - V.91 - P.7343.
60. Mironov, V.L., / MFM probe control of magnetic vortex chirality in elliptical Co nanoparticles // Mironov, V.L., Gribkov, B.A., Fraerman, A.A., Gusev, S.A., Vdovichev, S.N., Karetnikova, I.R., Nefedov, I.M., Shereshevsky, I.A. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* Volume - 2007 - V.312 - P.153.
61. Дзялошинский И.Е. Локализованные топологические солитоны в ферромагнетике / Дзялошинский И.Е., Иванов Б.А. // *Письма в ЖЭТФ* - 1979 - Т.29 - С.540
62. Ковалев А.С., Магнитный вихрь - топологический солитон в ферромагнетике с анизотропией типа легкая ось / Ковалев А.С., Косевич А.М., Маслов К.В. // *Письма в ЖЭТФ* - 1979 - Т.30 - С.321
63. Mühlbauer, S., Skyrmion lattice in a chiral magnet / Mühlbauer, S., Binz, B., Jonietz, F., Pfleiderer, C., Rosch, A., Neubauer, A., Georgii, R., Böni, P. // *Science* - 2009 - V.323 - P.915.
64. Yu, X.Z., Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal / Yu, X.Z., Onose, Y., Kanazawa, N., Park, J.H., Han, J.H., Matsui, Y., Nagaosa, N., Tokura, Y. // *Nature* - 2010 - V.465 - P.90.
65. Heinze, S., Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions / Heinze, S., Von Bergmann, K., Menzel, M., Brede, J., Kubetzka, A., Wiesendanger, R., Bihlmayer, G., Blügel, S. // *Nature Physics* - 2011 - V.7 - P.71.
66. Neubauer, A., Topological hall effect in the a phase of MnSi / Neubauer, A., Pfleiderer, C., Binz, B., Rosch, A., Ritz, R., Niklowitz, P.G., Böni, P. // *Physical Review Letters* - 2009 - V.102 - P.186602.
67. Binz, B., Chirality induced anomalous-Hall effect in helical spin crystals / Binz, B., Vishwanath, A. // *Physica B: Condensed Matter* - 2008 - V.403 - P.1336.
68. Lee, M., Unusual hall effect anomaly in MnSi under pressure / Lee, M., Kang, W., Onose, Y., Tokura, Y., Ong, N.P. // *Physical Review Letters* - 2009 - 102 - P.186601.
69. Jonietz, F., Spin transfer torques in MnSi at ultralow current densities / Jonietz, F., Mühlbauer, S., Pfleiderer, C., Neubauer, A., Münzer, W., Bauer, A., Adams, T., Rosch, A. // *Science* - 2010 - V.330 - P.1648.
70. Yu, X.Z., Skyrmion flow near room temperature in an ultralow current density / Yu, X.Z., Kanazawa, N., Zhang, W.Z., Nagai, T., Hara, T., Kimoto, K., Matsui, Y., Tokura, Y. // *Nature Communications* - 2012 - V.3 - P.988.

71. Zang, J., Dynamics of Skyrmion crystals in metallic thin films / Zang, J., Mostovoy, M., Han, J.H., Nagaosa, N. // *Physical Review Letters* - 2011 - V.107 - P.136804.
72. Звездин, А.К., неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие в мультиферроиках и вызванные им новые физические эффекты / Звездин, А.К., Пятаков, А.П. // *УФН* - 2009 - Т.179 - С.897.
73. Petrova, O., Spin waves in a skyrmion crystal / Petrova, O., Tchernyshyov, O. // *Physical Review B* - 2011 - V.84 - P.214433.
74. Mochizuki, M., Spin-wave modes and their intense excitation effects in Skyrmion crystals / Mochizuki, M. // *Physical Review Letters* - 2012 - V.108 - P.017601.
75. Bogdanov, A., Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals / Bogdanov, A., Hubert, A. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* - 1994 - V.138 - P.255.
76. Bogdanov, A., Stability of vortex-like structures in uniaxial ferromagnets / Bogdanov, A., Hubert, A. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* - 1999 - V.195 - P.182.
77. Kwon, H.Y., Effect of anisotropy and dipole interaction on long-range order magnetic structures generated by Dzyaloshinskii-Moriya interaction / Kwon, H.Y., Bu, K.M., Wu, Y.Z., Won, C. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* - 2012 - V.324 - P.2171.
78. Ivanov, B.A., Magnetic vortices The microscopic analogs of magnetic bubbles / Ivanov, B.A., Stephanovich, V.A., Zhmudskii, A.A. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* - 1990 - V.88 - P.116.
79. Johnson, M.T., Magnetic anisotropy in metallic multilayers / Johnson, M.T., Bloemen, P.J.H., Den Broeder, F.J.A., De Vries, J.J. // *Reports on Progress in Physics* - 1996 - V.59 - P.1409.
80. Lin, C.-J., Magnetic and structural properties of Co/Pt multilayers / Lin, C.-J., Gorman, G.L., Lee, C.H., Farrow, R.F.C., Marinero, E.E., Do, H.V., Notarys, H., Chien, C.J. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* - 1991 - V.93 - P.194.
81. Mizunuma, K., MgO barrier-perpendicular magnetic tunnel junctions with CoFe/Pd multilayers and ferromagnetic insertion layers / Mizunuma, K., Ikeda, S., Park, J.H., Yamamoto, H., Gan, H., Miura, K., Hasegawa, H., Ohno, H. // *Applied Physics Letters* - 2009 - V.95 - P.232516.
82. Canedy, C., Large magnetic moment enhancement and extraordinary Hall effect in Co/Pt superlattices / Canedy, C., Li, X., Xiao, G. // *Physical Review B* - 2000 - V.62 - P.508.
83. Johnson, M.T., Perpendicular magnetic anisotropy of multilayers: recent insights / Johnson, M.T., Jungblut, R., Kelly, P.J., den Broeder, F.J.A. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* - 1995 - V.148 - P.118.
84. Sun, L., Creating an artificial two-dimensional skyrmion crystal by nanopatterning / Sun, L., Cao, R.X., Miao, B.F., Feng, Z., You, B., Wu, D., Zhang, W., Ding, H.F. // *Physical Review Letters* - 2013 - V.110 - P.167201.

85. Miao, B.F., Experimental realization of two-dimensional artificial skyrmion crystals at room temperature / Miao, B.F., Sun, L., Wu, Y.W., Tao, X.D., Xiong, X., Wen, Y., Cao, R.X., Ding, H.F. // *Physical Review B* - 2014 - V.90 - P.174411.
86. Li, J., Tailoring the topology of an artificial magnetic skyrmion / Li, J., Tan, A., Moon, K.W., Doran, A., Marcus, M.A., Young, A.T., Arenholz, E., Qiu, Z.Q. // *Nature Communications* - 2014 - V.5 - P.4704.
87. A.A.Fraerman, Skyrmion states in multilayer exchange coupled ferromagnetic nanostructures with distinct anisotropy directions / A.A.Fraerman, O.L.Ermolaeva, E.V.Skorohodov, N.S.Gusev, V.L.Mironov, S.N.Vdovichev, E.S.Demidov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* - V.393 - P.452.
88. Barmak, K., On the relationship of magnetocrystalline anisotropy and stoichiometry in epitaxial L1₀ CoPt (001) and FePt (001) thin films / Barmak, K., Kim, J., Lewis, L.H., Coffey, K.R., Toney, M.F., Kellock, A.J., Thiele, J.-U. // *Journal of Applied Physics* - 2005 - V.98 - P.033904.
89. Yu, M., Orientation and magnetic properties of FePt and CoPt films grown on MgO(110) single-crystal substrate by electron-beam coevaporation / Yu, M., Ohguchi, H., Zambano, A., Takeuchi, I., Liu, J.P., Josell, D., Bendersky, L.A. // *Materials Science and Engineering B: Solid-State Materials for Advanced Technology* - 2007 - V.142 - P.139.
90. Maret, M., Structural order related to the magnetic anisotropy in epitaxial (111) CoPt₃ alloy films / Maret, M., Cadeville, M.C., Poinot, R., Herr, A., Beaurepaire, E., Monier, C. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* - 1997 - V.166 - P.45.
91. Okamoto, S., Chemical-order-dependent magnetic anisotropy and exchange stiffness constant of FePt (001) epitaxial films / Okamoto, S., Kikuchi, N., Kitakami, O., Miyazaki, T., Shimada, Y., Fukamichi, K. // *Physical Review B* - 2002 - V.66 - P.244131.
92. Gehanno, V., Magnetic domains in epitaxial ordered FePd(001) thin films with perpendicular magnetic anisotropy / Gehanno, V., Marty, A., Gilles, B. // *Physical Review B* - 1997 - V.55 - P.12552.
93. Farrow, R.F.C., Control of the axis of chemical ordering and magnetic anisotropy in epitaxial FePt films / Farrow, R.F.C., Weller, D., Marks, R.F., Toney, M.F., Cebollada, A., Harp, G.R. // *Journal of Applied Physics* - 1996 - V.79 - P.5967.
94. H. Callen, Dynamics of Magnetic Bubble Domains with an Application to Wall Mobilities / H. Callen, R.M. Josephs // *Journal of Applied Physics* - 1971 - V.42 - P.1977
95. Thiele, A.A., The Theory of Cylindrical Magnetic Domains / Thiele, A.A. // *Bell System Technical Journal* - 1969 - V.48 - P.3287.
96. Thiele, A.A., Theory of the static stability of cylindrical domains in uniaxial platelets / Thiele, A.A. // *Journal of Applied Physics* - 1970 - V.41 - P.1139.

97. M.J. Donahue, D.G. Porter, OOMMF User's Guide Version 1.0 / M.J. Donahue // National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 1999.
98. Devolder, T., Light ion irradiation of Co/Pt systems: Structural origin of the decrease in magnetic anisotropy / Devolder, T. // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics - 2000 - V.62 - P.5794.
99. Chappert, C., Planar patterned magnetic media obtained by ion irradiation / Chappert, C., Bernas, H., Ferré, J., Kottler, V., Jamet, J.-P., Chen, Y., Cambril, E., Launois, H. // Science - 1998 - V.280 - P.191.
100. Devolder, T., Magnetic properties of He⁺-irradiated Pt/Co/Pt ultrathin films / Devolder, T., Ferré, J., Chappert, C., Bernas, H., Jamet, J.-P., Mathet, V. // Physical Review B - 2001 - V.64 - P.064415.
101. Warin, P., Modification of Co/Pt multilayers by gallium irradiation - Part 2: The effect of patterning using a highly focused ion beam / Warin, P., Hyndman, R., Glerak, J., Chapman, J.N., Ferré, J., Jamet, J.P., Mathet, V., Chappert, C. // Journal of Applied Physics - 2001 - V.90 - P.3850
102. Jaworowicz, J., Magnetic coercivity of focused ion beam irradiated lines in a Pt/Co(1.4 nm)/Pt film / J. Jaworowicz, V. Zablotskii, J.-P. Jamet, J. Ferré, N. Vernier, J.-Y. Chauleau, M. Kisielewski, I. Sveklo, A. Maziewski, J. Gierak and E. Bourhis, // Journal of Applied Physics - 2011 - V.109 - P.093919.
103. Merkel, D.G., Magnetic patterning perpendicular anisotropy FePd alloy films by masked ion irradiation / Merkel, D.G., Bottyán, L., Tanczik, F., Zolnai, Z., Nagy, N., Vértesy, G., Waizinger, J., Bommer, L. // Journal of Applied Physics - 2011 - V.109 - P.124302.
104. E. Suharyadi, Nanoscale patterning of CrPt₃ magnetic thin films by using ion beam irradiation / E. Suharyadi, D. Oshima, T. Kato, and S. Iwata // Results Phys - 2016 - V.6 - P.186.
105. T. Okunoa, MFM study of magnetic vortex cores in circular permalloy dots: Behavior in external field / T. Okunoa, K. Shigetoa, T. Onob, K. Mibua, and T. Shinjo // J. Magn. Magn. Mater - 2002 - V.240 - P.1.
106. H. Yang, Anatomy of Dzyaloshinskii-Moriya Interaction at Co/Pt Interfaces / H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert, and M. Chshiev // Phys. Rev. Lett. - 2015 - V.115 - P.267210.
107. Гусев С.А., О влиянии микрокристаллической структуры на магнитные свойства ферромагнитных пленок и структур на их основе / Гусев С.А., Татарский Д.А., Климов А.Ю., Рогов В.В., Скороходов Е.В., Сапожников М.В., Грибков Б.А., Нефедов И.М., Фраерман А.А. // ФТТ - 2013 - Т.55 - С.435.
108. J. Lohau, Quantitative determination of effective dipole and monopole moments of magnetic force microscopy tips / J. Lohau, S. Kirsch, A. Carl, G. Dumpich, and E. F. Wassermann // J. Appl. Phys. - 1999 - V.86 - P.3410.

109. M. Eisenberg, A Proof of the Hairy Ball Theorem / M. Eisenberg, R. Guy // *The American Mathematical Monthly* - 1979 - V.86 - P.571–574.
110. V.P. Kravchuk, Out-of-surface vortices in spherical shells / V.P. Kravchuk, D.D. Sheka, R. Streubel, D. Makarov, O.G. Schmidt, Y. Gaididei // *Phys. Rev. B* - 2012 - V.85 - P.144433
111. T. C. Ulbrich, Effect of magnetic coupling on the magnetization reversal in arrays of magnetic nanocaps / T. C. Ulbrich, C. Bran, D. Makarov, O. Hellwig, J. D. Risner-Jamtgaard, D. Yaney, H. Rohrmann, V. Neu, and M. Albrecht // *Phys. Rev. B* - 2010 - V.81 - P.054421.
112. C. M. Günther, Microscopic reversal behavior of magnetically capped nanospheres / C. M. Günther, O. Hellwig, A. Menzel, B. Pfau, F. Radu, D. Makarov, M. Albrecht, A. Goncharov, T. Schrefl, W. F. Schlotter, R. Rick, J. Lüning, and S. Eisebitt // *Phys. Rev. B* - 2010 - V.81 - 064411
113. N. Mikuszeit, Quasiantiferromagnetic 120° Néel state in two-dimensional clusters of dipole-quadrupole-interacting particles on a hexagonal lattice / N. Mikuszeit, L. Baraban, E. Y. Vedmedenko, A. Erbe, P. Leiderer, and R. Wiesendanger // *Phys. Rev. B* - 2009 - V.80 - P.014402
114. T. C. Ulbrich, Magnetic properties of Co/Pt multilayers on self-assembled particle arrays / T.C. Ulbrich, D. Assmann, M. Albrecht // *Journal of Applied Physics* - 2008 - V.104 - P.084311.
115. E. Amaladass, Nanospheres generate out-of-plane magnetization / E. Amaladass, B. Ludescher, G. Schütz, T. Tyliczszak, M.-S. Lee, and T. Eimüller // *Journal of Applied Physics* - 2010 - V.107 - P.053911
116. Z. L. Han, Strong in-plane anisotropy of magneto-optical Kerr effect in corrugated cobalt films deposited on highly ordered two-dimensional colloidal crystals / Z.L. Han, J.H. Ai, P. Zhan, J. Du, H.F. Ding, Z.L. Wang // *Appl. Phys. Lett.* - 2011 - V.98 - P.031903.
117. Rather H. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*. Berlin: Springer-Verlag, 1988
118. Peng Zhan, The Anomalous Infrared Transmission of Gold Films on Two-Dimensional Colloidal Crystals / Peng Zhan, Zhenlin Wang, Han Dong, Jie Sun, Jun Wu, Hui-Tian Wang, Shining Zhu, Naiben Ming, Jian Zi // *Adv. Mater.* - 2006 - V.18 - P.1612.
119. P. Neuzil, Palm-Sized Biodetection System Based on Localized Surface Plasmon Resonance / P. Neuzil and J. Reboud // *Analytical Chemistry* - 2008 - V.80 - P.6100.
120. E. Ozbay, Plasmonics: Merging Photonics and Electronics at Nanoscale Dimensions / E. Ozbay // *Science* - 2006 - V.331 - P.189.
121. T. V. Murzina, Plasmonic and Magnetic Effects Accompanying Optical Second-Harmonic Generation in Au/Co/Au Nanodisks / T. V. Murzina, I. A. Kolmychek, A. A. Nikulin, E. A. Gan'shina, and O. A. Aktsipetrov // *JETP Letters* - 2009 - V.90 - P.504.
122. Clavero, Magnetic-field modulation of surface plasmon polaritons on gratings / Clavero, K. Yang, J. R. Skuza, and R. A. Lukaszew // *Optics Letters* - 2010 - V.35 - P.1557.

123. V. I. Belotelov, Giant magneto-optical orientational effect in plasmonic heterostructures // V.I. Belotelov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, A. N. Kalish, V. A. Kotov, and A. K. Zvezdin // *Opt.Lett.* - 2009 - V.34 - P.398.
124. V. N. Berzhansky, The Effect of Faraday Rotation Enhancement in Nanolayered Structures of Bi - Substituted Iron Garnets // Vladimir N. Berzhansky, Alexander N. Shaposhnikov, Andrey V. Karavainikov, Anatoly R. Prokopov, Tatyana V. Mikhailova, Nikolai F. Kharchenko, Irene N. Lukienko, Yuriy N. Kharchenko, Olga V. Miloslavskaya, Viacheslav A. Kotov, Vladimir I. Belotelov // *Solid State Phenomena* - 2013 - V.200 - P.233.
125. V. I. Belotelov, Faraday effect enhancement in metal-dielectric plasmonic systems / V.I. Belotelov; L.L. Doskolovich; V. A. Kotov; E. A. Bezus; D. A. Bykov; A. K. Zvezdin // *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* - 2007 - V.6581 - P.65810S.
126. M. Diwekar, Optical and magneto-optical studies of two-dimensional metallodielectric photonic crystals on cobalt films / M. Diwekar, V. Kamaev; J. Shi; Z. V. Vardeny // *Applied Physics Letters* - 2004 - V.84 - 3112.
127. G. Ctistis, Optical and Magnetic Properties of Hexagonal Arrays of Subwavelength Holes in Optically Thin Cobalt Films / G. Ctistis, E. Papaioannou, P. Patoka, J. Gutek, P. Fumagalli, M. Giersig // *Nano Letters* - 2009 - V.9 - P.1.
128. Farcau, Probing the unusual optical transmission of silver films deposited on two-dimensional regular arrays of polystyrene microspheres / Farcau and S. Astilean // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* - 2007 - V.9 - P.S345.
129. P. Pieranski Colloidal crystals / P. Pieranski // *Contemporary Physics* - 1983 - V.24 - P.25.
130. B. B. Troitskii, Influence of the synthesis conditions of emulsion poly(methyl methacrylate) on the surface structure of the specimens / B.B. Troitskii, L.V. Khokhlova, V.N. Denisova, M.A. Novikova, D.A. Smirnov, M.A. Baten'kin // *Russian Journal of Applied Chemistry* -2007 - V.80 - P.1424.
131. L.A. Giannuzzi, Introduction to Focused Ion Beams: Instrumentation, Theory, Techniques and Practice / L.A. Giannuzzi and F.A. Stevens // Springer Press - 2004.
132. G. McMahon, Applications of Multibeam SEM/FIB Instrumentation in the Integrated Sciences / G. McMahon, J. Rybczynski, Y. Wang, Y. Gao, D. Cai, P. Dhaka, N. Argenti, K. Kempa, Z.F. Ren, N. Erdman, M.J. Naughton // *Microscopy today* - 2009 - V.July - P.34
133. J. Lohau, Quantitative determination of effective dipole and monopole moments of magnetic force microscopy tips / J. Lohau, S. Kirsch, A. Carl, G. Dumpich, and E. F. Wassermann // *J. Appl. Phys.* - 1999 - V.86 - P.3410.

134. D.D. Sheka, Equilibrium states of soft magnetic hemispherical shell / D.D. Sheka, V.P. Kravchuk, M.I. Sloika, Y. Gaididei // SPIN - 2013 - V.3 - P.1340003.
135. M. Natali, Correlated Magnetic Vortex Chains in Mesoscopic Cobalt Dot Arrays / M. Natali, I. L. Prejbeanu, A. Lebib, L. D. Buda, K. Ounadjela, and Y. Chen // Phys. Rev. Lett. - 2002 - V.88 - P.157203.
136. H. Shima, Pinning of magnetic vortices in microfabricated permalloy dot arrays / H. Shima, V. Novosad, Y. Otani, K. Fukamichi, N. Kikuchi, O. Kitakamai, and Y. Shimada // J. Appl. Phys. -2002 - V.92 - P.1473.
137. Косевич А.М., Нелинейные коллективные возбуждения в легкоплоскостном магнетике / Косевич А.М., Воронов В.П., Манжос И.В. // ЖЭТФ - 1983 - Т.84 - С.148.
- 138 Mironov, V.L., Antivortex state in crosslike nanomagnets(Article) / Mironov, V.L., Ermolaeva, O.L., Gusev, S.A., Klimov, A.Yu., Rogov, V.V., Gribkov, B.A., Udalov, O.G., Fraerman, A.A., Marsh, R., Checkley, C., Shaikhaidarov, R., Petrashov, V.T. // Physical Review B - 2010 - V.81 - P.094436
139. Архимед, Сочинения / Государственное издательство физико-математической литературы М. 1962
140. M. Klaui, Vortex formation in narrow ferromagnetic rings / M. Klaui, C. A. F. Vaz, L. Lopez-Diaz, J. A. C. Bland // J. Phys. Condens. Matter - 2003 - V.15 - P.R985.
141. P. B. Johnson, Optical constants of transitional metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni and Pd / P. B. Johnson and R. W. Christy // Phys. Rev. B - 1974 -V.9 - P.5056.
142. M. V. Rybin, Fano Resonance between Mie and Bragg Scattering in Photonic Crystals / M.V. Rybin, A.B. Khanikaev, M.Inoue, K.B. Samusev, M.J. Steel, G.Yushin, M.F. Limonov // Phys.Rev.Lett. - 2009 - V.103 - P.023901.
143. A. E. Miroshnichenko, Fano resonances in nanoscale structures / A. E. Miroshnichenko, S. Flach, Y. S. Kivshar // Rev. Mod. Phys. - 2010 - V.82 - P.2257.
144. C. Chappert, Ferromagnetic resonance studies of very thin cobalt films on a gold substrate / C. Chappert, K. Le Dang, P. Beauvillain, H. Hurdequint, and D. Renard // Phys. Rev. B - 1986 - V.34 - P.3192.
145. R. Naik, Ferromagnetic-resonance studies of epitaxial Ni, Co, and Fe films grown on Cu(100)/Si(100) / R. Naik, C. Kota, J. S. Payson, and G. L. Dunifer // Phys. Rev. B -1993 - V.48 - P.1008
146. P. E. Tannenwald, Exchange Integral in Cobalt from Spin-Wave Resonance / P. E. Tannenwald and R. Weber // Phys. Rev. - 1961 - V.121 - P.715

147. A.Martins, Magnetic anisotropy of Co/Pt/FeMn multilayers grown on polystyrene nanospheres / A.Martins, F.Pelegri, M.M.Soaes, F.Garcia // Journal of Magnetism and Magnetic Materials - 2013 - V.327 - P.44.
148. R.W. Damon, Magnetostatic modes of a ferromagnet slab / R.W. Damon, J.R. Eshbach // J. Phys. Chem. Solids - 1961 - V.19 - P.308.
149. E.V. Skorohodov, Ferromagnetic resonance in submicron permalloy stripes / E.V. Skorohodov, R.V. Gorev, R.R. Yakubov, E.S. Demidov, Yu.V. Khivintsev, Yu. A. Filimonov, V.L. Mironov // J. Magn. Magn. Mater. - 2017 - V.424 - P.118.
150. L.R. Walker, Magnetostatic Modes in Ferromagnetic Resonance / L.R. Walker // Phys. Rev. - 1957 - V.105 - P.390.
151. M. Sparks, Magnetostatic modes in an infinite circular disk / M. Sparks // Solid State Commun. - 1970 - V.8 - P.731.
152. S. Prosandeev, Control of Vortices by Homogeneous Fields in Asymmetric Ferroelectric and Ferromagnetic Rings / S. Prosandeev, I. Ponomareva, I. Kornev, and L. Bellaiche // Phys. Rev. Lett. - 2008 - V.100 - P.047201.
153. S. Yakata, Control of vortex chirality in regular polygonal nanomagnets using in-plane magnetic field / S. Yakata, M. Miyata, S. Nonoguchi, H. Wada, and T. Kimura // Appl. Phys. Lett. -2010 - V.97 - P.222503.
154. E. A. Karashtin, Nonreciprocal light diffraction by a vortex magnetic particle of spherical shape / E. A. Karashtin // Phys. Rev. B - 2013 - V.87 - P.094418.
155. A. K. Zvezdin, Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials / A. K. Zvezdin, V. A. Kotov // CRC Press - 1997.
156. А. Бароне, Эффект Джозефсона. Физика и применения / Бароне, Д. Патерно // М. Мир - 1984
157. Л.Д. Ландау, Теоретическая Физика. т.7 Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // -М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982.
158. R.J. Hunter, Foundations of Colloid Science / R.J. Hunter, L.R. White, D.Y.C. Chan // Clarendon Press, Oxford, N.Y. - 1987.
159. W. Norde, Colloids and Interfaces in Life Sciences / W. Norde // CRC Press, 2003.
160. D. Frenkel, Soft condensed matter / D. Frenkel // Phys. A, Stat. Mech. Appl. - 2002 - V.313 - P.1.
161. M. Kléman, Soft Matter Physics: An Introduction / M. Kléman, O.D. Lavrentovich // Springer-Verlag, 2003.
162. T.A. Witten, Insights from soft condensed matter / T.A. Witten // Rev. Mod. Phys. - 1999 - V.71 - P.S367.

163. I.S. Aranson, *Granular Patterns* / I.S. Aranson, L.S. Tsimring // Oxford University Press, Oxford, 2009.
164. L.M.C. Sagis, *Dynamic properties of interfaces in soft matter: Experiments and theory* / L.M.C. Sagis, // *Rev. Mod. Phys.* - 2011 - V.83 - P.1367.
165. J.N. Israelachvili, *Intermolecular and Surface Forces* / J.N. Israelachvili // Academic Press, 2011.
166. F. Ebert, *Local crystalline order in a 2d colloidal glass former* / F. Ebert, P. Keim, G. Maret // *Eur. Phys. J. B* - 2008 - V.26 - P.161.
167. C.P. Royall, *Controlling competition between crystallization and glass formation in binary colloids with an external field* / C.P. Royall, E. Vermolen, A. van Blaaderen, H. Tanaka // *J. Phys. Condens. Matter* - 2008 - V.20 - P.404225.
168. P.A. Hiltner, *Diffraction of light by ordered suspensions* / P.A. Hiltner, I.M. Krieger // *J. Phys. Chem.* - 1969 - V.73 - P.2386.
169. G. Subramanian, *Ordered macroporous materials by colloidal assembly: A possible route to photonic bandgap materials* / V.N. Manoharan, J.D. Thorne, D.J. Pine // *Adv. Mater.* - 1999- V.11 - P.1261.
170. A.P. Hynninen, *Self-assembly route for photonic crystals with a bandgap in the visible region* / A.P. Hynninen, J.H.J. Thijssen, E.C.M. Vermolen, M. Dijkstra, A. Van Blaaderen // *Nat. Mater.* - 2007 - V.6 - P.202.
171. M.E. Leunissen, *Ionic colloidal crystals of oppositely charged particles* / M.E. Leunissen, C.G. Christova, A.P. Hynninen, C.P. Royall, A.I. Campbell, A. Imhof, M. Dijkstra, R. van Roij, A. van Blaaderen // *Nature* - 2005 - V.437 - P.235.
172. M.E. Leunissen, *Directed colloidal self-assembly with biaxial electric fields* / M.E. Leunissen, H.R. Vutukuri, A. van Blaaderen // *Adv. Mater.* - 2009 - V.21 - P.3116.
173. R.M. Erb, *Magnetic assembly of colloidal superstructures with multipole symmetry* / R.M. Erb, H.S. Son, B. Samanta, V.M. Rotello, B.B. Yellen // *Nature* - 2009 - V.457 - P.999.
174. D. Nykypanchuk, *Dna-guided crystallization of colloidal nanoparticles* / D. Nykypanchuk, M. Maye, D. Van Der Lelie, O. Gang // *Nature* - 2008 - V.451 - P.549.
175. K. Miszta, *Hierarchical self-assembly of suspended branched colloidal nanocrystals into superlattice structures* / K. Miszta, J. de Graaf, G. Bertoni, D. Dorfs, R. Brescia, S. Marras, L. Ceseracciu, R. Cingolani, R. van Roij, M. Dijkstra, L. Manna // *Nat. Mater.* - 2011 - V.10 - P.872.
176. T. Vissers, *Lane formation in driven mixtures of oppositely charged colloids* / T. Vissers, A. Wysocki, M. Rex, H. Löwen, C.P. Royall, A. Imhof, A. van Blaaderen // *Soft Matter* - 2011 - V. - P.2352.
177. S. Sacanna, *Lock and key colloids* / S. Sacanna, W.T.M. Irvine, P.M. Chaikin, D.J. Pine, // *Nature* - 2010 - V.464 - P.575.

178. T. Vissers, Electrophoresis of concentrated colloidal dispersions in low-polar solvents / T. Vissers, A. Imhof, F. Carrique, A.V. Delgado, A. van Blaaderen // *J. Colloid Interface Sci.* - 2011 - V.361 - P.443.
179. F.J. Martinez-Veracoechea, Design rule for colloidal crystals of DNA-functionalized particles / .J. Martinez-Veracoechea, B.M. Mladek, A.V. Tkachenko, D. Frenkel // *Phys. Rev. Lett.* - 2011 - V.107 - P.045902.
180. D. Frenkel, Colloidal self-assembly: Designed to yield / D. Frenkel, D.J. Wales// *Nat. Mater.* - 2011 - V.10 - P.410.
181. H. Löwen, Colloidal dispersions in external fields: Recent developments / H. Löwen // *J. Phys. Condens. Matter* - 2008 - V.20 - P.404201.
182. Q. Chen, Directed self-assembly of a colloidal kagome lattice / Q. Chen, S.C. Bae, S. Granick// *Nature* - 2011 - V.469 - P.381.
183. D.J. Kraft, Surface roughness directed self-assembly of patchy particles into colloidal micelles / D.J. Kraft, R. Ni, F. Smallenburg, M. Hermes, K. Yoon, D.A. Weitz, A. van Blaaderen, J. Groenewold, M. Dijkstra, W.K. Kegel // *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* - 2012 - V.109 - P.10787.
184. E. Winfree, Design and self-assembly of two-dimensional DNA crystals / Winfree E., Liu F., Wenzler L.A., Seeman N.C. // *Nature* - 1998- V.394, - P.539.
185. W. A. Lopes, Hierarchical self-assembly of metal nanostructures on diblock copolymer scaffolds / W. A. Lopes and H. M. Jaeger // *Nature* - 2001- V.414, - P.735.
186. S. I. Woods, Direct Investigation of Superparamagnetism in Co Nanoparticle Films / S. I. Woods, J. R. Kirtley, Shouheng Sun, and R. H. Koch // *Phys. Rev. Lett.* - 2001 - V.87, - P.137205.
187. D. L. Piet, Model of dynamic self-assembly in ferromagnetic suspensions at liquid interfaces / D. L. Piet, A. V. Straube, A. Snezhko, and I. S. Aranson // *Phys. Rev. E* - 2013 - V.88 - P.033024
188. D. L. Piet, Viscosity Control of the Dynamic Self-Assembly in Ferromagnetic Suspensions / D. L. Piet, A. V. Straube, A. Snezhko, and I. S. Aranson // *Phys. Rev. Lett.* - 2013 - V.110 - P.198001.
189. R. C. Hayward, Electrophoretic assembly of colloidal crystals with optically tunable micropatterns // R. C. Hayward, D. A. Saville, and I. A. Aksay, *Nature* - 2000 - V.404, - P.56.
190. Trau, M., Electric-field-induced pattern formation in colloidal dispersions / Trau, M., Sankaran, S., Saville, D.A., Aksay, I.A. // *Nature* - 1995 - V.374 - P.437.
191. Nadal, F., Electrically induced interactions between colloidal particles in the vicinity of a conducting plane / Nadal, F., Argoul, F., Hanusse, P., Pouligny, B., Ajdari, A. // *Physical Review E* - 2002 - V.65 - 061409.
192. Howell, J.C., Dynamics of electrostatically driven granular media: Effects of humidity / Howell, J.C., Aronson, I.S., Crabtree, G.W. // *Physical Review E* - 2001 - V.63 - P.050301.

193. Meerson, B., Nonlinear dynamics of radiative condensations in optically thin plasmas / Meerson, B. // *Reviews of Modern Physics* - 1996 - V.68 - P.215.
194. Hannon, J.B., Surface self-diffusion by vacancy motion: Island ripening on Cu(001) / Hannon, J.B., Klünker, C., Giesen, M., Ibach, H., Bartelt, N.C., Hamilton, J.C. // *Physical Review Letters* - 1997 - V.79 - P.2506.
195. Aranson, I., Front-curvature effects in the dynamics of confined radiatively bistable plasmas: Perfect patterns and Ostwald ripening / Aranson, I., Meerson, B., Sasorov, P.V. // *Physical Review E* - 1995 - V.52 - P.948.
196. Meerson, B., Topological singularities of domains in globally constrained bistable reaction-diffusion systems / Meerson, B., Mitkov, I. // *Physical Review E* - 1996 - V.54 - P.4644.
197. Conti, M., Phase ordering with a global conservation law: Ostwald ripening and coalescence / Conti, M., Meerson, B., Peleg, A., Sasorov, P.V. // *Physical Review E* - 2002 - V.65 - P.046117
198. C. Wagner, Theorie der Alterung von Niederschlägen durch Umlösen (Ostwald Reifung) / C. Wagner, // *Z.Electrochem* - 1961, - V.65 - P.581-591
199. М.Лифшиц, О кинетике диффузионного распада пересыщенных твердых растворов / М.Лифшиц, В.Слёзов // *ЖЭТФ* - 1958 - V.35 - P.479.
200. Meerson, B., Domain stability, competition, growth, and selection in globally constrained bistable systems / Meerson, B., Sasorov, P.V. // *Physical Review E* - 1996- V.53 - P.349.
201. Giron, B., Weak selection and stability of localized distributions in Ostwald ripening / Giron, B., Meerson, B., Sasorov, P.V. // *Physical Review E* - 1998 - V.58 - P.4213.
202. Meerson, B. Fluctuations provide strong selection in Ostwald ripening / Meerson, B. // *Physical Review E* - 1999- V.60 - P.3072.
203. A. Kitahara, in *Electric Phenomena at Interfaces. Fundamentals, Measurements and Applications* / edited by A. Kitahara and A. Watanabe // Dekker, New York, 1984 - P.119.
204. Higuchi, H., Kinetics of force generation by single kinesin molecules activated by laser photolysis of caged ATP / Higuchi, H., Muto, E., Inoue, Y., Yanagida, T. // *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* - 1997 - V.94 - P.439.
205. Gast, A.P., Electrorheological fluids as colloidal suspensions / Gast, A.P., Zukoski, C.F. // *Advances in Colloid and Interface Science* - 1989 - V.30 - P.15.
206. Bezryadin, A., Evolution of avalanche conducting states in electrorheological liquids / Bezryadin, A., Westervelt, R.M., Tinkham, M. // *Physical Review E* - 1999 - V.59 - P.6896.
207. Halsey, T.C., Structure of electrorheological fluids / Halsey, T.C., Toor, W. // *Physical Review Letters* - 1990 - V.65 - P.2820.
208. J. F. Richardson, Sedimentation and fluidisation: Part I / J. F. Richardson and W. N. Zaki // *Trans. Inst. Chem. Eng.* - 1954 - V.32 - P.35.

209. K. S. Alexander, A Comparison of the Coefficients in the Richardson and Zaki's and Steinour's Equations Relating to the Behavior of Concentrated Suspensions / K.S. Alexander, D. Dollimore, S.S. Tata, V. Uppala // *Separation Science and Technology* - 1991 - V.26 - P.819.
210. Olafsen, J.S., Clustering, Order, and Collapse in a Driven Granular Monolayer // Olafsen, J.S., Urbach, J.S. // *Physical Review Letters* - 1998 - V.81 - P.4369.
211. Olafsen, J.S., Velocity distributions and density fluctuations in a granular gas // Olafsen, J.S., Urbach, J.S. // *Physical Review* - 1999 - V.60 - P.R2468.
212. Kudrolli, A., Cluster formation due to collisions in granular material / Kudrolli, A., Wolpert, M., Gollub, J.P. // *Physical Review Letters* - 1997 - V.78 - P.1383.
213. Losert, W., Propagating front in an excited granular layer / Losert, W., Cooper, D.G.W., Gollub, J.P. // *Physical Review E* - 1999 - V.59 - P.5855.
214. Blair, D.L., Velocity correlations in dense granular gases / Blair, D.L., Kudrolli, A. // *Physical Review E* - 2001 - V.64 - P.050301.
215. Blair, D.L., Clustering transitions in vibrofluidized magnetized granular materials / Blair, D.L., Kudrolli, A. // *Physical Review E* - 2003 - V.67 - P.021302.
216. Baxter, G.W., Gaussian statistics in granular gases / Baxter, G.W., Olafsen, J.S. // *Nature* - 2003 - V.425 - P.680.
217. Grossman, E.L., Towards granular hydrodynamics in two dimensions / Grossman, E.L., Zhou, T., Ben-Naim, E. // *Physical Review E* - 1997 - V.55 - P.4200.
218. Carrillo, J.A., Steady states of a Boltzmann equation for driven granular media / Carrillo, J.A., Cercignani, C., Gamba, I.M. // *Physical Review E* - 2000 - V.62 - P.7700.
219. Л.Д. Ландау, Теоретическая Физика. т.6 Гидродинамика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // - М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986.
220. Aranson, I.S., Velocity fluctuations in electrostatically driven granular media / Aranson, I.S., Olafsen, J.S. // *Physical Review E* - 2002 - V.66 - P.4.
222. Ben-Naim, E., The Inelastic Maxwell Model / Ben-Naim, E., Krapivsky, P.L. // *Lect. Notes Phys.* - 2003 - V.624- P.65.
223. Ben-Naim, E., Scaling, multiscaling, and nontrivial exponents in inelastic collision processes / Ben-Naim, E., Krapivsky, P.L. // *Physical Review E* - 2002 - V.66 - P.011309.
224. Santos, A., Transport coefficients of d-dimensional inelastic Maxwell models / Santos, A. // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications* - 2003 - V.321 - P.442.
225. Gonzalez, Y.M., Fatty acid methyl esters as biosolvents of epoxy resins: A physicochemical study / Gonzalez, Y.M., De Caro, P., Thiebaud-Roux, S., Lacaze-Dufaure, C. // *Journal of Solution Chemistry* - 2007 - V.36 - P.437.

226. Bondi, A., Physical properties of 2,4,6-tri-dimethylaminomethyl-phenol triacetate / Bondi, A., Parry, H.L. // *Journal of Physical Chemistry* - 1956 - V.60 - P.1406.
227. Petro, A.J. The Dipole Moment of the Carbon-Carbon Bond / Petro, A.J. // *Journal of the American Chemical Society* - 1958 - V.80 - P.4230.
228. Nikolic, G., Fast fourier transform IR characterization of epoxy GY systems crosslinked with aliphatic and cycloaliphatic EH polyamine adducts / Nikolic, G., Zlatkovic, S., Cakic, M., Cakic, S., Lacnjevac, C., Rajic, Z. // *Sensors* - 2010 - V.10 - P.684.
229. Ramírez, C., Epoxy/POSS organic-inorganic hybrids: ATR-FTIR and DSC studies / Ramírez, C., Rico, M., Torres, A., Barral, L., López, J., Montero, B. // *European Polymer Journal* - 2008 - V.44 - P.3035.
230. Arasa, M., Anionic copolymerization of DGEBA with two bicyclic bis(γ -lactone) derivatives using tertiary amines as initiators / Arasa, M., Ramis, X., Salla, J.M., Mantecón, A., Serra, A. // *Polymer* - 2009 - V.50 - P.2228.
231. Van Dongen, P.G.J., Dynamic scaling in the kinetics of klustering / *Physical Review Letters* - 1985 - V.54 - P.1396.
232. Vutukuri, H.R. Colloidal analogues of charged and uncharged polymer chains with tunable stiffness / Vutukuri, H.R. // *Angew. Chem.* - 2012 - V.124 - P.11411.
233. Kang, K., Double-layer polarization induced transitions in suspensions of colloidal rods / Kang, K., Dhont, J.K.G. // *Europhys. Lett.* - 2008 - V.84 - P.14005.