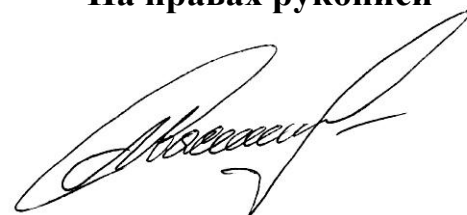


**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

УДК 533.9...15

На правах рукописи



**Васильев Михаил Михайлович**

**ЭВОЛЮЦИЯ ОТКРЫТЫХ ДИССИПАТИВНЫХ СТРУКТУР  
ЗАРЯЖЕННЫХ МАКРОЧАСТИЦ: МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ И  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ**

**01.04.08 - физика плазмы**

**Диссертация на соискание ученой степени доктора  
физико-математических наук**

**Научный консультант:  
д.ф.-м.н., проф., академик  
Петров Олег Федорович**

**Москва 2018**

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	5
<b>ГЛАВА 1. Методы диагностики и определение параметров макрочастиц в газоразрядной плазме</b> .....	15
1.1. Оптические методы диагностики пылевых образований.....	15
1.1.1. Применение оптических методов визуализации, определение координат и скоростей макрочастиц.....	15
1.1.2. Восстановление трехмерных изображений пылевой структуры на основе метода бинокулярного зрения. ....	18
1.1.3. Определение размеров частиц по рассеянию лазерного излучения на основе теории рассеяния Ми. ....	23
1.2. Методы отбора проб для анализа макрочастиц. ....	28
1.3. Заключение по Главе 1.....	29
<b>ГЛАВА 2. Экспериментальные комплексы и средства диагностики для изучения пылевых систем заряженных макрочастиц</b> .....	30
2.1. Экспериментальный стенд для изучения пылевой плазмы тлеющего разряда постоянного тока низкого давления. ....	30
2.1.1. Тлеющий разряд постоянного тока при комнатной температуре...30	
2.1.2 Тлеющий разряд постоянного тока при внешнем воздействии магнитного поля. ....	33
2.1.3. Тлеющий разряд постоянного тока при криогенных температурах.....	37
2.2. Экспериментальный стенд для изучения пылевой плазмы емкостного высокочастотного разряда низкого давления. ....	39
2.3. Экспериментальный стенд для изучения пылевых систем заряженных частиц в неоднородных магнитных полях. ....	48

2.3.1. Экспериментальный стенд на основе магнитной ловушки в лабораторных условиях и условиях микрогравитации.....	48
2.3.2. Экспериментальный стенд для магнитного удержания сверхпроводящих макрочастиц. ....	51
2.4. Заключение и выводы по Главе 2.....	54
<b>ГЛАВА 3. Анализ результатов диагностических измерений характеристик пылевой плазмы.....</b>	<b>56</b>
3.1. Метод восстановления профиля распределения скоростей пылевых частиц и их кинетической температуры.....	57
3.2. Метод определения пространственных корреляционных функций плазменно-пылевых структур.....	59
3.3. Метод восстановления эффективного параметра неидеальности структур макрочастиц.....	63
3.4. Определение числа топологических дефектов в квазидвумерных структурах макрочастиц.....	65
3.5. Заключение и выводы по Главе 3.....	67
<b>ГЛАВА 4. Структурные и динамические свойства пылевых систем в плазме тлеющего разряда постоянного тока.....</b>	<b>68</b>
4.1. Динамика плазменно-пылевых структур в тлеющем разряде постоянного тока.....	68
4.1.1. Динамика пылевых систем при воздействии магнитного поля.....	68
4.1.2. Развитие неустойчивостей в плазменно-пылевых структурах.....	80
4.1.3. Формирование вихревых плазменно-пылевых структур.....	83
4.2. Формирование цепочечных структур в плазме DC разряда.....	91
4.2.1. Обсуждение механизма формирования цепочечных пылевых структур.....	92
4.2.2. Динамические и структурные особенности цепочечных пылевых структур.....	95

4.2.3. Формирование пылевых цепочек при наличии примесей в буферном газе.....	101
4.2.4. Формирование цепочечных структур в криогенной газоразрядной плазме.....	107
4.3. Заключение и выводы по Главе 4.....	110
<b>ГЛАВА 5. Структурные и динамические свойства пылевых систем в плазме емкостного высокочастотного разряда.....</b>	<b>116</b>
5.1. Формирование течений в плазменно-пылевой структуре в приэлектродной области ВЧ разряда.....	116
5.2. Фазовые переходы в квазидвумерных плазменно-пылевых структурах в ВЧ разряде.....	125
5.3. Заключение и выводы по Главе 5.....	154
<b>ГЛАВА 6. Пространственно-упорядоченные структуры заряженных макрочастиц в неоднородных магнитных полях.....</b>	<b>157</b>
6.1. Формирование кластеров диамагнитных пылевых частиц в статических магнитных полях в лабораторных экспериментах.....	157
6.2. Кулоновские структуры из заряженных частиц в антипробкотронной магнитной ловушке в условиях микрогравитации.....	162
6.3. Кулоновские структуры из сверхпроводящих частиц в статических магнитных ловушках при криогенных температурах.....	169
6.4. Заключение и выводы по Главе 6.....	175
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....</b>	<b>179</b>
<b>ЛИТЕРАТУРА.....</b>	<b>188</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным представлениям более 99,9 % вещества во Вселенной является плазмой. Ионизация звезд вызвана высокой температурой; в туманностях и разреженном межзвездном газе ионизация может возникать под действием ультрафиолетового излучения. В свою очередь, макрочастицы в плазме могут существенным образом влиять на ее свойства. Для обозначения такой плазмы, как правило, применяется термин «пылевая плазма» (*англ. dusty plasma*). Можно также встретить другие обозначения: плазма с конденсированной дисперсной фазой, комплексная плазма, коллоидная плазма. Пылевые частицы в плазме могут возникать самопроизвольно в результате различных процессов, например в результате различных химических реакций, конденсации и др., либо инжектироваться в плазму преднамеренно.

Наибольший интерес представляют системы заряженных сильновзаимодействующих частиц. Именно таким системам посвящена настоящая работа. Попадая в плазму, макрочастицы могут приобретать заряд в результате потоков электронов и ионов на ее поверхность, в результате фотоэлектронной или термоэлектронной эмиссии [1-3]. При этом заряд, приобретаемый макрочастицами в плазме, не постоянен, зависит от локальных условий и постоянно флуктуирует.

Еще в 1924 году в своих исследованиях газовых разрядов низкого давления Ирвинг Ленгмюр описал первое лабораторное наблюдение пылевой плазмы [4]. Однако ее активное исследование началось лишь спустя семьдесят лет. Отчасти это оказалось связано с развитием целого ряда плазменных технологий: плазменной сепарацией, плазменного травления, выращиванием монокристаллов, разработкой новых композитных материалов и др., которые требуют понимания процессов образования и роста макрочастиц в газоразрядной плазме, механизма их переноса и влияния на свойства разряда.

## Актуальность темы исследований

В настоящее время исследование плазмы, в т.ч. с точки зрения ее практического применения, занимает существенное место в различных научно-технических областях, таких как электрофизика, астрофизика, магнитогидродинамика, ядерная физика. В свою очередь, реально применяемая плазма всегда имеет конечные размеры и ограничена или стенками газоразрядной камеры или газовой средой. Таким образом, вопрос о взаимодействии плазмы с конденсированным веществом и газом имеет важное значение. В то же время пылевая плазма является уникальным объектом, позволяющим изучать различные явления, в т.ч. процессы самоорганизации и эволюции на кинетическом уровне.

Одной из важных особенностей плазмы с пылевыми частицами является то, что заряд пылевых частиц  $Z_p$  может составлять  $10^3$ - $10^6$  зарядов электрона. Таким образом, энергия взаимодействия заряженных частиц  $\propto Z_p^2$  может быть существенно выше энергии их теплового движения, что характерно для сильнонеидеальных систем [5]. В качестве параметра, характеризующего неидеальность пылевой плазмы, принято использовать параметр неидеальности  $\Gamma$ , равный отношению потенциальной энергии кулоновского взаимодействия пылевых макрочастиц к их кинетической энергии хаотического («теплового») движения  $T_d$ :

$$\Gamma = Z_d^2 e^2 n_d^{1/3} / T_d,$$

где  $n_d^{1/3}$  - среднее расстояние между частицами.

В [6] на основе модели однокомпонентной плазмы было показано, что при  $\Gamma \gtrsim 1$  в системе зарядов появляется ближний порядок, а при  $\Gamma \cong 10^6$  однокомпонентная плазма «кристаллизуется». Аналогичные рассуждения позволили Икези предсказать возможность «кристаллизации» пылевой подсистемы в газоразрядной плазме [7]. А спустя несколько лет пылевой кристалл экспериментально наблюдался сначала в плазме высокочастотного емкостного разряда в приэлектродной области [8-9], а затем и в плазме

тлеющего разряда постоянного тока [10-11]. В тоже время пылевая система не может быть строго описана с помощью подходов равновесной термодинамики, поскольку не является замкнутой, и для нее характерен обмен энергией и веществом с окружающей плазмой. При этом в таких пылевых системах могут возникать условия, приводящие к их самоорганизации, т.е. к переходу ансамблей пылевых частиц от беспорядка к упорядоченным состояниям. В своих работах по неравновесной термодинамике И.Р. Пригожин назвал такие системы диссипативными, подчеркивая тем самым, что процесс диссипации может играть в формировании упорядоченных состояний основополагающую роль [12].

Формирование пылевых облаков происходит в плазменных ловушках, где в результате самосогласованного действия гравитационных, электрических и других сил возникают условия для удержания заряженных макрочастиц. В основном экспериментальное изучение пылевой плазмы ведется в плазме газовых разрядов при давлениях газа  $P$  от 0.01 до 1 Торр, где диссипация обусловлена столкновениями с молекулами или атомами газа и играет значительную роль. Пылевые частицы в газоразрядной плазме приобретают значительный отрицательный заряд в результате потоков на ее поверхность электронов и ионов. Заряженные макрочастицы взаимодействуют как между собой, так и с внешними электрическими и магнитными полями. Совместное действие сил на макрочастицы со стороны окружающей плазмы и сил межчастичного взаимодействия может приводить к формированию как квазидвумерных плазменно-пылевых структур, так и протяженных трехмерных пылевых структур. Таким образом, зарядовый состав плазмы и динамическое поведение частиц являются одними из важных вопросов при изучении эволюции пылевых систем в плазме. Квазидвумерные пылевые структуры, состоящие из одного или нескольких пылевых монослоев макрочастиц, могут быть экспериментально получены в приэлектродной области ВЧ разряда [13-16]. В свою очередь в стратифицированном тлеющем

разряде постоянного тока, как правило, наблюдаются трехмерные структуры [17-19].

**Цели настоящей работы** заключались в экспериментальном изучении динамических и структурных характеристик, механизмов и условий формирования сильнокоррелированных структур заряженных макрочастиц и их эволюции.

Для реализации данных целей были разработаны экспериментальные стенды для удержания и диагностики ансамблей макрочастиц в магнитных ловушках и плазме газовых разрядов; проведены экспериментальные исследования динамических и структурных особенностей пылевых структур в широком диапазоне параметров газового разряда и магнитных ловушек; проведен анализ экспериментальных наблюдений поведения макрочастиц в плазме; а также изучены механизмы, объясняющие наблюдаемые в экспериментах явления.

### **Научная новизна**

В результате были: разработаны и реализованы экспериментальные и диагностические стенды для формирования пылевых структур в электростатических и магнитных ловушках при различных внешних воздействиях: при криогенных температурах, лазерном воздействии, воздействии внешних магнитных полей. Предложена методика диагностики пылевых структур и восстановления информации о пространственном положении макрочастиц, траекторий и скорости их движения на основе метода бинокулярного зрения. На основе анализа проведенных экспериментальных исследований получены количественные данные о динамических характеристиках плазменно-пылевых структур в стратах тлеющего разряда постоянного тока в магнитном поле с индукцией  $0 - 2,5 \cdot 10^3$  Гс и предложен механизм объясняющий динамику пылевых частиц в тлеющем газовом разряде в магнитном поле. Впервые экспериментально



изучены условия формирования и эволюция пылевой подсистемы в плазме криогенного тлеющего разряда постоянного тока с повышением температуры нейтрального газа от 4 до 10 К. Предложена методика формирования кулоновских структур макрочастиц в статических магнитных ловушках в криогенных жидкостях, а также их парах при температурах до 94 К. Изучены динамические и структурные характеристики пылевых кластеров в магнитных ловушках в лабораторных условиях и условиях микрогравитации. Для квазидвумерных плазменно-пылевых структур в плазме ВЧ разряда проведен анализ трансляционного, ориентационного порядка в пылевой системе и ее топологических дефектов при фазовом переходе кристалл-жидкость с промежуточной гексатической фазой.

**Автор выносит на защиту следующие научные положения:**

1. Комплекс экспериментальных стендов для изучения структур макрочастиц в магнитных ловушках и плазме газовых разрядов при комнатной и криогенных температурах; воздействии сильных магнитных полей.
2. Результаты исследования формирования плазменно-пылевых структур и динамики движения пылевых частиц в аксиальном магнитном поле с индукцией до 700 Гс.
3. Результаты изучения эволюции пылевых структур, образование цепочечных структур в криогенном газовом разряде постоянного тока при изменении температуры нейтрального газа от 4 до 10 К.
4. Результаты наблюдения формирования пылевых структур в статических магнитных ловушках в жидком азоте и его парах при температурах до 94 К.
5. Исследование динамики движения заряженных макрочастиц и образование анизотропных (цепочечных) структур в условиях микрогравитации.
6. Методика кинетического разогрева пылевых макрочастиц на основе фотофореза в плазме газового разряда при воздействии лазерного излучения.

7. Экспериментальные результаты изучения фазового перехода кристалл-жидкость в пылевом монослое на основе анализа трансляционного, ориентационного порядка в пылевой системе и ее топологических дефектов.

8. Экспериментальное обнаружение промежуточной гексатической фазы при фазовом переходе в квазидвумерной плазменно-пылевой системе.

### **Научная и практическая значимость работы**

Одним из важнейших вопросов современного естествознания является вопрос о возникновении упорядоченности в открытых системах, далеких от равновесия. В химии и биологии диссипативные структуры играют особую роль – это и периодические реакции в химии, и различные коллективные явления в биологических средах, морфогенез, проблема предбиологической эволюции [20]. В физике ведутся исследования самоорганизации или фазовых переходов открытых диссипативных систем. Диссипативная самоорганизация – это фазовый переход структур вдали от состояния равновесия. Примером такой системы является плазма, содержащая пылевые макрочастицы. Данная система обладает целым рядом уникальных свойств. В таких системах могут формироваться пылевые структуры в результате сложного взаимодействия большого числа макрочастиц, которые в свою очередь находятся в диссипативной среде и участвуют в обмене энергией и веществом с плазмой. Значимость представленных в работе исследований определяется экспериментальными результатами и полученными сведениями об эволюции плазменно-пылевых систем и их свойствах. Полученные в работе данные могут использоваться для изучения явлений самоорганизации и фазовых переходов в открытых диссипативных системах.

Развитие методов диагностики динамических характеристик макрочастиц в плазменно-пылевых системах имеет большое прикладное значение. Так оптический метод трехмерной диагностики плазменно-пылевых структур позволяет находить пространственные координаты, скорости и траектории пылевых частиц и может использоваться не только

для диагностики пылевых частиц, но и любых малых объектов, например, биологических жидкостей (семенная жидкость, кровь и т.д.)

Результаты космического эксперимента «Кулоновский кристалл» по исследованию формирования пространственно-упорядоченных структур диаманитных частиц легли в основу нового метода для формативной трехмерной биофабрикации тканевых конструкций, осуществляемой методом программируемой самосборки живых тканей и органов в условиях земного притяжения и условиях микрогравитации посредством неоднородного магнитного поля [21]. Для практической реализации метода при участии автора была разработана соответствующая аппаратура.

Полученные в работе результаты по исследованию динамических плазменно-пылевых структур позволяют глубже понять возникновение и существование различного рода неустойчивостей: автоколебаний, мурмурации, вихревого движения в таких структурах.

Результаты исследования пылевой плазмы в магнитном поле могут найти приложения для выявления особенностей поведения высокодисперсной пылевой компоненты, например в установках термоядерного синтеза.

Полученные экспериментальные сведения о кинетике самоорганизации в пылевой плазме могут быть полезны для разработки практических методов управления пылевой компонентой в плазме, что может лечь в основу новых методов производства материалов с заданными свойствами и повышению качества различных технологических плазменных процессов.

Результаты, представленные в данной работе, могут найти применение в исследованиях широкого спектра специалистов, в т.ч. занимающихся изучением пылевой плазмы, ее свойств и практических приложений.

### **Достоверность результатов и апробация работы**

Представленные в диссертации результаты экспериментальных исследований с высокой точностью повторяются в экспериментах на

различных установках и согласуются с результатами численных исследований и теоретическими предсказаниями других авторов.

Результаты диссертационной работы докладывались на российских и международных конференциях: на 5th, 6th, 7th, 8th International Conference on the Physics of Dusty Plasmas 2008, 2011, 2014, 2017 гг.; на Научно-координационной Сессии "Исследования неидеальной плазмы" 2011-2016 гг.; 49–59й Всероссийских научных конференциях с международным участием: «Актуальные проблемы фундаментальных и прикладных наук в области физики» Московского физико-технического института 2006–2017 гг.; International Conference on Strongly Coupled Coulomb Systems 2005, 2011, 2014 гг.; 33-35, 37, 41, 42rd European Physical Society Conference on Plasma Physics 2006-2008, 2010, 2014, 2015 гг.; XXIV- XXX International conference «Interaction of intense energy fluxes with matter» 2007-2015 гг.; XXIII- XXX International conference «Equations of State for Matter» 2008-2016 гг.; 28st, 31st International Conference on Phenomena in Ionized Gases 2007, 2013 гг.; XXXIV, XXXV, XXXVII International Congress on Plasma Physics 2008, 2010, 2014 гг.; XIII, XV International Conference on the Physics of Non-Ideal Plasmas 2009, 2015 гг.; 1st Workshop on the "Dust in Fusion Plasmas" 2007 г., 2nd International Conference on the Physics of Dusty and Burning Plasmas 2007 г.; 23rd Symposium on Plasma Physics and Technology 2008г.; Международной научной конференции «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах» 2009 г.; Научных семинарах Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 8th Conference on Cryocrystals and Quantum Crystals 2010 г.; 3 International conference Dusty plasmas and applications 2010 г.; 20th European Conference on the Atomic and Molecular of Ionized Gases 2010 г.; XXXVIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС 2011 г.; Information Storage and Processing System ISPS 2011 г.; NATO Advanced Research Workshop 2011 г.; VII и VIII International Conference “Plasma Physics and Plasma Technology 2012, 2015 гг.; V Всероссийская молодежная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам

современной физики 2013 г.; 7й Международный симпозиум по теоретической и прикладной плазмохимии; 66th International Astronautical Congress 2015 г.; 22nd International Symposium on Plasma Chemistry ICPC 2015 г.; 57th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics 2015 г.; XXIII Europhysics Conference on the Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases 2016 г.; 14th International Workshop Complex Systems of Charged Particles and their Interaction with Electromagnetic Radiation 2016 г.; 26th IUPAP International conference on Statistical Physics 2016 г.

Работа автора по исследованию вихрей в пылевой плазме тлеющего разряда постоянного тока стала лауреатом конкурса «Новая генерация» в области энергетики и смежных наук Российской Академии наук и РАО ЕЭС России 2006 года. Автор является победителем конкурса «УМНИК» 2007 года за разработку и реализацию метода трехмерной диагностики плазменно-пылевых структур. Автор является лауреатом конкурса научных работ молодых ученых ОИВТ РАН, посвященного 50-летию института в 2010 году. За цикл работ «Разработка методов диагностики пылевой плазмы газового разряда» в 2011 году автору вручена золотая медаль РАН с премиями для молодых ученых. Автор является победителем конкурса 2012 года на право получения гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук в области технических и инженерных наук. Автор является призером Юбилейного конкурса научных работ, посвященного 100-летию чл.-корр. РАН Л.М. Бибермана. Автор является победителем Всероссийского конкурса научно-технических работ государственной корпорации Роскосмос «Орбита молодежи» и перспективы развития российской космонавтики» 2016 года.

### **Личный вклад автора**

Диссертация обобщает результаты, представленные в научных публикациях автора. Вклад автора в совместно написанные работы заключается в следующем:

1) Все экспериментальные установки, используемые в работах, разработаны и созданы либо лично автором, либо совместно с коллегами при определяющем участии автора.

2) Во всех работах автор проводил экспериментальные исследования, включая отладку экспериментальных и диагностических комплексов, проведение экспериментов, обработку и анализ полученных результатов.

3) Автор участвовал в постановке научных задач, совместных обсуждениях, а также подготовке рукописей к публикации.

Автором совместно с соавторами опубликована глава в монографии, 95 докладов, 1 патент и 40 статей в российских и зарубежных научных журналах из перечня ВАК, из них 25 статей легли в основу настоящей диссертационной работы.

### **Объем и структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. Текст диссертации составляет 211 страниц, включая 111 рисунков и 2 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 225 наименований.

## **ГЛАВА 1. Методы диагностики и определение параметров макрочастиц в газоразрядной плазме.**

Первая Глава посвящена описанию методов диагностики и определению параметров макрочастиц в газоразрядной плазме и плазменно-пылевых образований, сформированных ими. Методы диагностики основаны как на их непосредственной визуализации, так и на непосредственном измерении характеристик макрочастиц.

### **1.1 Оптические методы диагностики пылевых образований.**

При исследовании комплексной плазмы, помимо диагностики газовой фазы, необходимо определять основные характеристики макрочастиц, которые наряду с параметрами плазмы (температура и концентрация электронов, ионов и нейтралов) отвечают за ее основные свойства. В ходе диагностики плазменно-пылевой компоненты применяются различные методы для определения параметров макрочастиц и плазменно-пылевых образований сформированных ими, таких как размеры и концентрация макрочастиц, траектории движения частиц и профиль распределения их по скоростям, кинетическая температура (средняя кинетическая энергия) макрочастиц, межчастичные расстояния и пространственное положение частиц, величину заряда и их потенциал взаимодействия. Большинство методов для диагностики и определения параметров плазменно-пылевых систем относятся к оптическим методам поскольку последние, как правило, не вносят существенного возмущения в исследуемые пылевые системы.

#### **1.1.1 Применение оптических методов визуализации, определение координат и скоростей макрочастиц.**

В основе оптического метода определения пространственного положения макрочастиц в плазме газового разряда и их динамических характеристик лежит непосредственное наблюдение за пылевой подсистемой. Несмотря на малую объемную долю пылевой фракции, благодаря своим размерам, макрочастицы достаточно эффективно

рассеивают свет. Возможность видеорегистрации положения пылевых частиц в каждый момент времени, в отличие от обычных жидкостей и газов, создает уникальную возможность узнать микросостояние исследуемой системы и изучить её на кинетическом уровне. Для визуализации частиц в качестве подсветки, как правило, применяется лазерный пучок, который для некоторых задач с помощью цилиндрической линзы может формироваться в плоскопараллельный лазерный «нож» с толщиной перетяжки порядка сотни микрометров и шириной до нескольких десятков сантиметров. Рассеянный частицами свет фиксируется с помощью видеокамеры. Последующий анализ полученных видеозаписей позволяет определять координаты положения пылевых частиц в каждый момент времени, а на основе анализа смещений пылевых частиц между кадрами видеоизображения - скорости их движения. В результате анализа этих данных удастся получить такую важнейшую информацию о состоянии пылевой подсистемы как межчастичные расстояния и концентрацию пылевых частиц, их кинетическую температуру, а также силы, действующие на пылевые частицы в плазме. Для корректного определения скорости движения макрочастиц необходимо высокое пространственное и временное разрешение видеосистемы. Так время между двумя последовательными видеокадрами, за которое регистрируется смещение анализируемой макрочастицы, должно быть меньше характерного времени их торможения нейтральной компонентой  $\sim \nu_{fr}^{-1}$ . В противном случае, смещение пылевых частиц будет определяться диффузионным механизмом, что приведет к ошибке определения их скоростей.

Наличие пространственного порядка в пылевой системе может приводить к появлению дифракционной картины - максимумов интенсивности рассеянного оптического излучения [1]. Подобный метод анализа упорядоченности пылевой структуры в плазме можно использовать в том случае, если применение метода непосредственной визуализации макрочастиц оказывается невозможным.



Одним из простых и эффективных методов определения размера крупных пылевых макрочастиц является их непосредственное наблюдение в газоразрядной плазме. Для наблюдения частиц используется макрообъективы, с фокусным расстоянием не менее половины диаметра газоразрядной трубки (~ 3 см и более). Для подсветки пылевой частицы предпочтительно применять источник света с некогерентным излучением (Рисунок 1.1). Изображение стеклянной сферы диаметром 50 мкм, левитирующей в стратифицированном тлеющем разряде представлено на рисунке 1.2а. Следует отметить, что применение некогерентных источников света может вызывать существенный нагрев стенок газоразрядной камеры, что в свою очередь является причиной возникновения термомофоретической силы, действующих на макрочастицы, и затрудняет фокусировку оптической системы на постоянно смещающейся макрочастице.

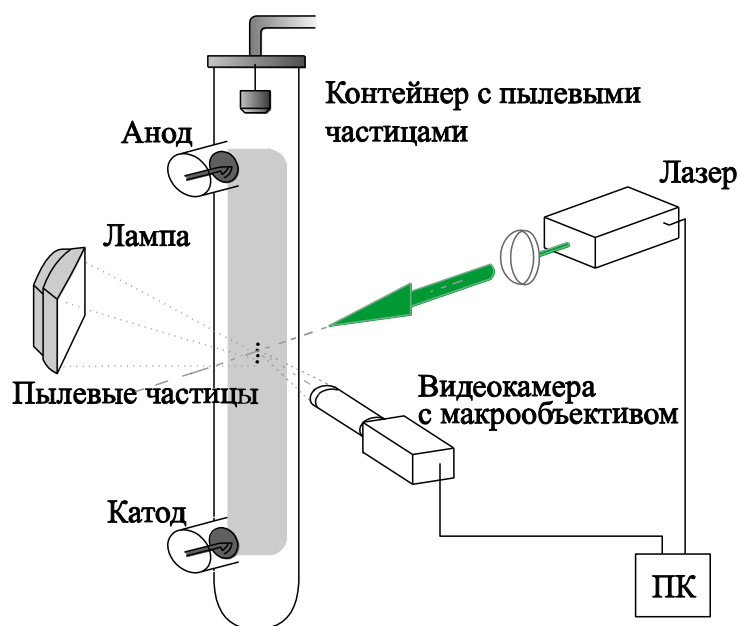


Рисунок 1.1 – Применение длиннофокусных макрообъективов для съемки пылевых частиц в плазме тлеющего разряда постоянного тока.

Для стеклянных сферических макрочастиц возможно применение лазерного излучения, а размер макрочастицы в этом случае определяется по расстоянию между кружками рассеяния на стенках сферы (Рисунок 1.2б) при

условии перпендикулярности оптической оси видеокамеры лазерному излучению.

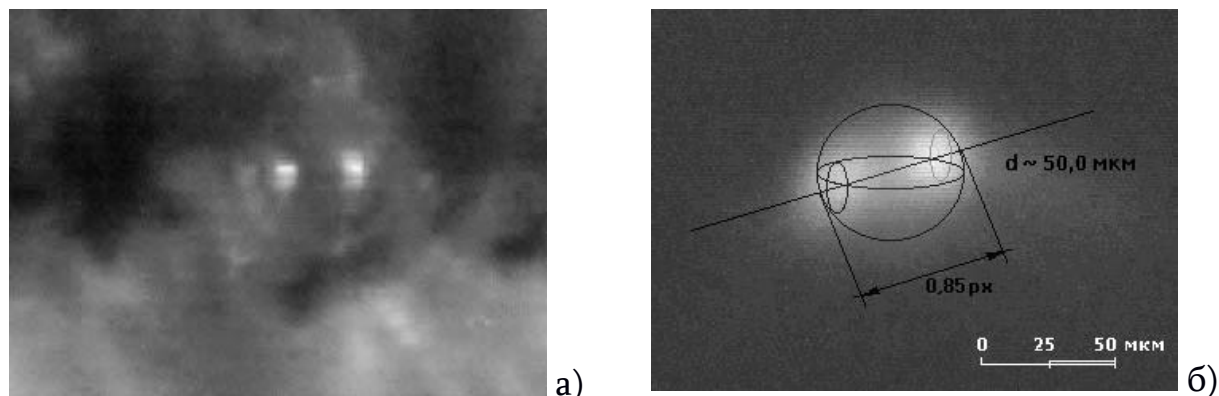


Рисунок 1.2 – Видеокадры стеклянной макрочастицы, левитирующей в газоразрядной плазме, полученные с помощью длиннофокусного макрообъектива: а) подсветка галогенной лампой; б) подсветка лазерным излучением.

### **1.1.2 Восстановление трехмерных изображений пылевой структуры на основе метода бинокулярного зрения.**

При исследовании динамических плазменно-пылевых структур необходимы другие методы восстановления 3D изображения. В работе [2] было предложено использование голографической видеосъемки. Однако метод этот сопряжен с большими техническими трудностями ведения эксперимента и последующей обработки полученных данных. Еще один подход для трехмерной диагностики основан на задании информации о третьей степени свободы при помощи формирования градиента интенсивности подсветки [3]. Данный метод используют ресурсы единственной видеокамеры, что приводит к существенным ограничениям как на технические параметры видеокамеры (чувствительность, глубина резкости, размер матрицы) так и на условия самого эксперимента (сферичность пылевых частиц, их монодисперсность, размер структуры, низкие концентрации пылевых частиц). Помимо этого точность восстановления третьей координаты таких методик остаётся невысокой. В

работе [4] было показано, что для корректного измерения скоростей частиц, а значит и величин, восстанавливаемых по этим скоростям, таких как кинетическая температура, давление и др. необходимо производить видеосъемку пылевой структуры с пространственным и временным разрешением, лежащим в определенных пределах, зависящих от параметров исследуемой структуры.

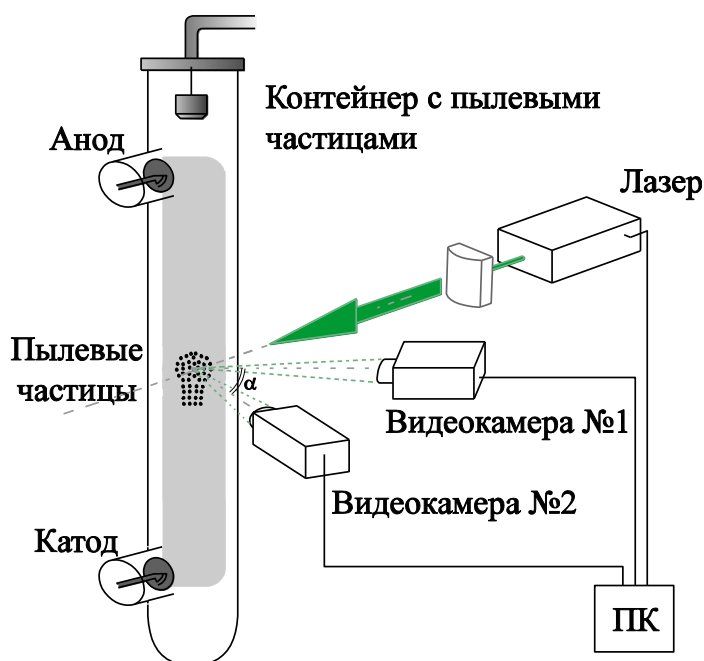


Рисунок 1.3 – Схематическое изображение реализации бинокулярного метода диагностики пылевого облака на примере установки с плазмой тлеющего разряда постоянного тока.

Поскольку описанные выше методы восстановления трехмерных координат имеют целый ряд ограничений и зачастую не применимы для исследуемых пылевых систем, в нашей работе была предложена альтернативная методика трехмерной диагностики [5-7]. На рисунке 1.3 представлена схема диагностического комплекса, состоящего из двух синхронизированных видеокамер, расположенных под углом  $\alpha$  друг к другу.

В экспериментах видеокамеры были ориентированы следующим образом, чтобы положение вертикальных осей ( $Z_R, Z_L$ ) координат на левом и правом изображениях совпадали в пространстве, а горизонтальные оси

$(X_R, X_L)$  находились под фиксированным углом  $\sim 45-90^\circ$  друг к другу. В таком случае, координаты изображений данной частицы на левой и правой камерах будут равны:

$$z_{Lp} = z_{Rp}; x_{Rp} = \Delta_R - y_{Lp} \sin \alpha + (\Delta_L - x_{Lp}) \cos \alpha; \quad (1.1)$$

где  $z_{Lp}, x_{Lp}$  и  $z_{Rp}, x_{Rp}$  – координаты частицы на плоскостях изображений левой и правой камер,  $y_{Lp}$  – третья координата в системе отсчета связанной с левой камерой,  $\Delta_L, \Delta_R$  – горизонтальные смещения камер,  $\alpha$  – угол между оптическими осями камер (Рисунок 1.4). Таким образом, искомая координата

$$y_{Lp} = \frac{\Delta_L \cos \alpha - \Delta_R - \frac{x_{Lp} \cos \alpha - x_{Rp}}{\sin \alpha}}{\sin \alpha} \quad (1.2)$$

есть функция координат изображений рассматриваемой частицы.

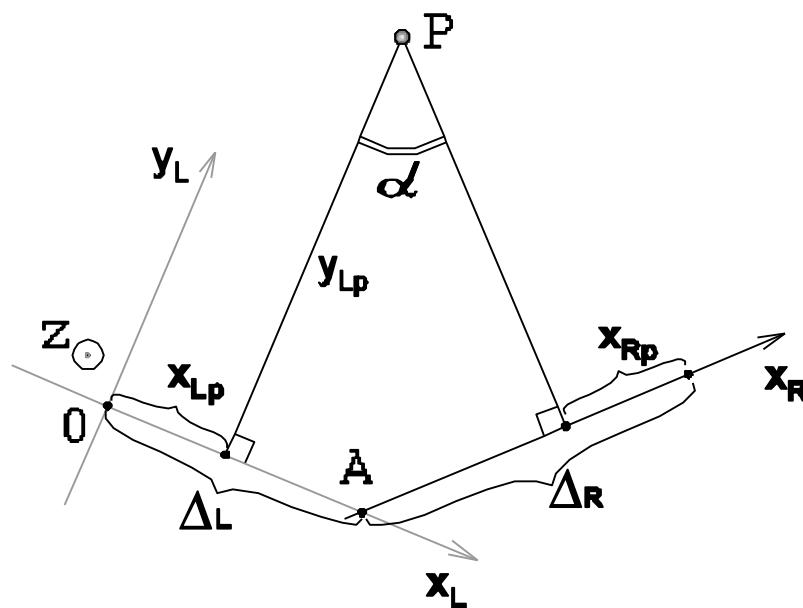


Рисунок 1.4 – Геометрическая схема эксперимента.

В данном случае, получение изображений видеокамерами рассматривалось как ортогональное проектирование.

Поскольку координаты  $x_{Lp}$  и  $x_{Rp}$  в (1.2) относятся к одной и той же частице то для применения данной формулы необходимо найти изображение выбранной частицы на кадрах обеих камер. Наиболее очевидный способ сделать это – искать пары изображений с одинаковыми координатами  $z_{Lp}$  и  $z_{Rp}$  (Рисунок 1.5)

Такой метод годиться только для структур с очень малым количеством частиц и высоким качеством видеозаписи, поскольку из-за конечной точности определения координат несколько изображений могут иметь равные координаты в пределах погрешности. Для преодоления проблем статической локализации можно проследивать историю изменения вертикальной координаты каждой частицы и сравнивать между собой эти истории (Рисунок 1.5). Подобным образом можно распознавать в несколько раз больше частиц и сохранить преимущества статической локализации.

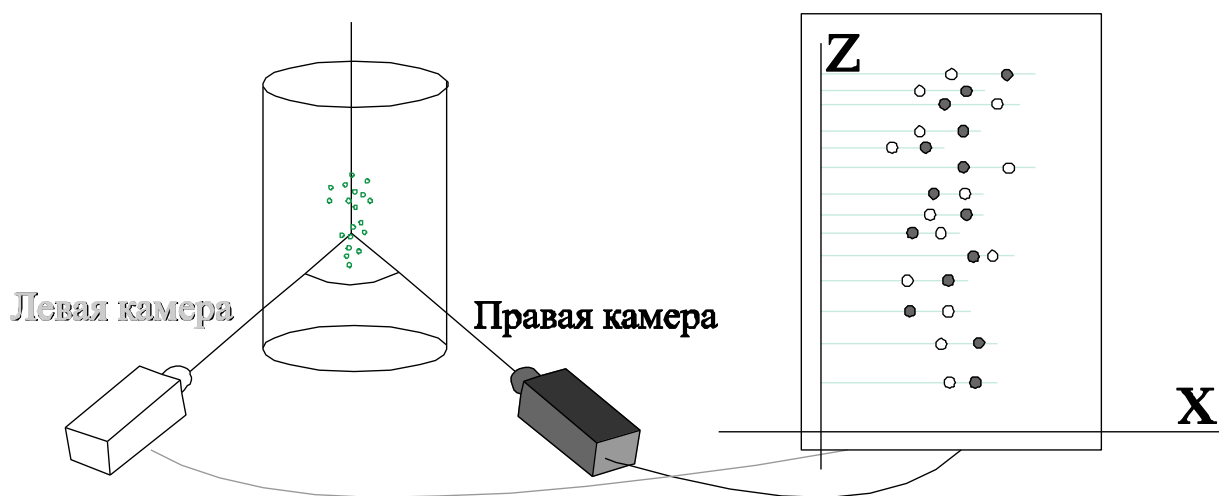


Рисунок 1.5 – Статическая локализация по координате  $z$ .

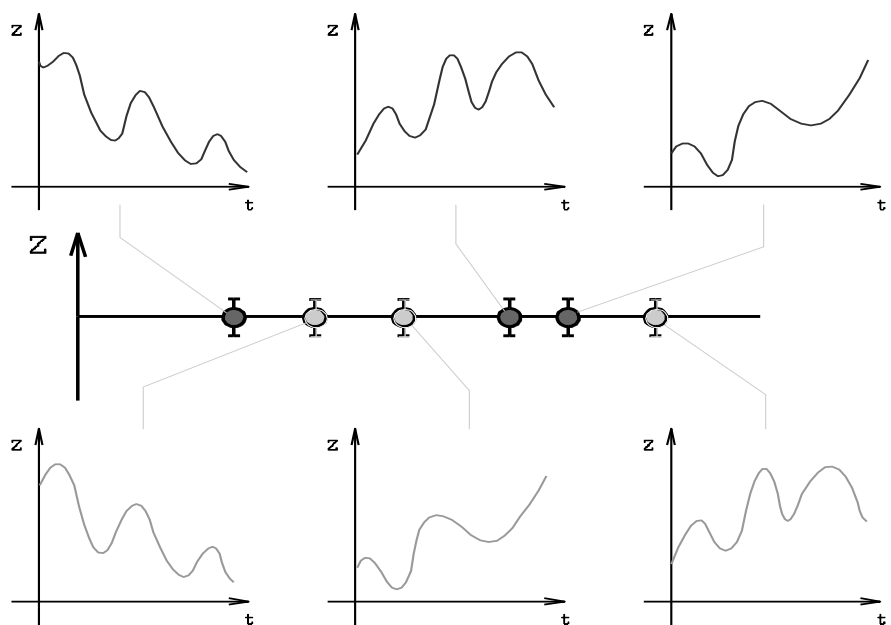


Рисунок 1.6 – Динамическая локализация по координате  $z$ .

При дальнейшем увеличении количества наблюдаемых частиц или ухудшении качества записи возникают проблемы связанные с перекрыванием и исчезновением изображений частиц,

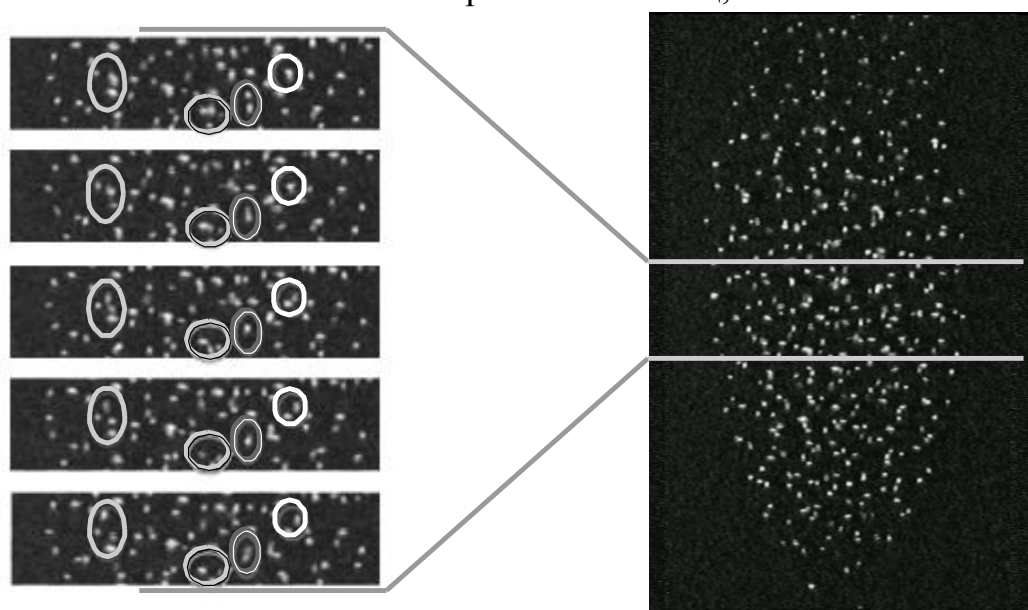


Рисунок 1.7 – Перекрывания изображений частиц, не позволяющие проследить их траектории на протяжении последовательности кадров.

что не дает возможность распознать траектории на достаточном для локализации интервале времени (Рисунок 1.7). В этом случае производится

распознавание видеозаписей отдельно с левой и правой камер, с которых получают траектории движения одних и тех же частиц. Далее сравниваются вертикальные координаты выбранной частицы на левой и правой камерах, которые должны совпадать с точностью до ошибки (предполагается, что основной причиной ошибок являются дробовой и другие шумы на видеозаписи).

### **1.1.3 Определение размеров частиц по рассеянию лазерного излучения на основе теории рассеяния Ми.**

В теории поглощения и рассеяния света малыми частицами, как правило, рассматривается два типа задач: прямая и обратная [8]. В прямой задаче определяется поле рассеянного на частице излучения при условии, что известны основные характеристики частицы, такие как ее размер, форма и комплексный показатель преломления материала частицы. Обратная задача заключается в восстановлении указанных параметров частицы по характеристикам рассеянного поля. В экспериментальных исследованиях плазмы с пылевыми макрочастицами наибольший интерес представляет именно обратная задача. Так для построения количественных моделей различных физических явлений в пылевой плазме необходимы данные о размерах пылевых частиц, содержащихся в плазме. Для этого в экспериментах, как правило, используют монодисперсные сферические частицы с заранее известным размером. Однако в ходе эксперимента частицы могут менять свои размеры. Исходные образцы монодисперсных частиц всегда содержат некоторое количество частиц с близкими, но отличными размерами, а плазменные потенциальные ловушки могут захватывать именно эти другие частицы, пропуская частицы основного размера. Слипаясь, частицы могут образовывать агломераты, которые в свою очередь, могут захватываться разрядом.

В основе метода решения обратной задачи теории рассеяния МИ лежит выбор подходящих аппроксимаций, связывающих измеряемые оптические

характеристики частицы с искомыми параметрами отдельных частиц или дисперсного объема из этих частиц. А также фитирование результатов расчетов для их наилучшего согласования с данными полученными в эксперименте, и на основе эмпирической инверсии определение характеристик макрочастиц, наблюдаемых в эксперименте.

В теории Ми рассматривается рассеяние и поглощение света отдельными частицами. Систему частиц характеризуют коэффициент ослабления (экстинкции)  $K_{ext}$ , коэффициент рассеяния  $K_{sca}$ , коэффициент поглощения  $K_{abs}$  и индикатриса рассеяния  $p_0 = p(\Omega, \Omega')$ . Коэффициенты  $K_{ext}$ ,  $K_{sca}$  и  $K_{abs}$  имеют смысл отнесенной к единице объема вероятности соответствующего процесса [9-11], а индикатриса  $p$  определяет вероятность того, что фотон, распространяющийся в определенном направлении, будет рассеян в каком-либо другом направлении ( $\Omega$ ). Связь коэффициентов  $K_{ext}$ ,  $K_{sca}$  и  $K_{abs}$  устанавливается соотношением:

$$K_{ext} = K_{sca} + K_{abs} \quad (1.3)$$

Для характеристики оптических свойств отдельных частиц также используются эффективности (или факторы эффективности) экстинкции  $Q_{ext}$ , рассеяния  $Q_{sca}$  и поглощения  $Q_{abs}$ :

$$Q_{ext} = n_d K_{ext} / S, \quad Q_{sca} = n_d K_{sca} / S, \quad Q_{abs} = n_d K_{abs} / S,$$

где  $S$  – площадь проекции частицы на плоскость, перпендикулярную падающему излучению.

Условиями, определяющими применимость этих соотношений, являются однократность и некогерентность (независимость) рассеяния [9]. Однократность рассеяния означает, что в окрестности каждой частицы поле, рассеянное всеми частицами, мало по сравнению с полем, создаваемым электромагнитной волной, падающей на частицу. Полное поле, рассеянное скоплением частиц, представляет собой сумму полей, рассеянных отдельными частицами. Некогерентность рассеяния означает, что фазы волн, рассеянных отдельными частицами, не связаны между собой какими-либо соотношениями.



Полная интенсивность рассеяния системой частиц в этом случае равна сумме интенсивностей рассеяния отдельными частицами. В теории Ми выражения для рассеянного поля представлены в предположении, что световой пучок имеет бесконечную ширину, а частица имеет сферическую форму.

В условиях однократности рассеяния выполним закон Бугера-Ламберта-Бера, который для однородных рассеивающих сред принимает вид [9]:

$$I = I_0 \exp(-K_{ext}l),$$

В рамках данных приближений теория Ми дает выражения для  $Q_{ext}$ ,  $Q_{sca}$ ,  $Q_{abs}$  и  $p_0$  в виде:

$$Q_{ext} = \frac{2\pi}{\rho^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \operatorname{Re}(C_l + B_l) \quad (1.4)$$

$$Q_{sca} = \frac{2\pi}{\rho^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (|C_l|^2 + |B_l|^2) \quad (1.5)$$

$$Q_{abs} = Q_{ext} - Q_{sca} \quad (1.6)$$

$$p_0 = \frac{1}{8\pi} \cdot \frac{i_1 + i_2}{\rho^2 Q_{sca}} \quad (1.7)$$

$$i_{1,2} = \frac{|S_{1,2}(m, r, q)|^2}{|S_{1,2}(m, r, q^0)|^2} \quad (1.8)$$

где  $B_l$  и  $C_l$  - коэффициенты, которые определены ниже;  $\rho = \pi B/\lambda$  - параметр дифракции;  $D = 2a$  - диаметр частицы,  $a$  - ее радиус;  $\lambda$  - длина волны падающего излучения,  $m = n - ik$  - комплексный показатель преломления вещества частицы;  $i_1$  и  $i_2$  - интенсивности рассеяния излучения, поляризованного параллельно и перпендикулярно плоскости рассеяния соответственно;  $S_1$  и  $S_2$  - амплитудные функции.

$$S_1(m, \rho, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} (C_l Q_l + B_l S_l) \quad (1.9)$$

$$S_2(m, \rho, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} (B_l Q_l + C_l S_l) \quad (1.10)$$

$$B_l(m,r) = \frac{j_l(r)[mD_l(mr) - D_l(r)]}{x_l(r)[mD_l(mr) - G_l(r)]} \quad (1.11)$$

$$C_l(m,r) = \frac{j_l(r)[D_l(mr) - mD_l(r)]}{x_l(r)[D_l(mr) - mG_l(r)]} \quad (1.12)$$

где  $Q_l(\theta)$  и  $S_l(\theta)$  – угловые функции, выражающиеся через полиномы Лежандра первого рода первого порядка;  $\theta$  – угол рассеяния;  $\varphi_l$  и  $\zeta_l$  – функции Риккати-Бесселя;  $D_l(z) = [\ln j_l(z)]\zeta$ ;  $G_l(z) = [\ln x_l(z)]\zeta$ . Индикатриса рассеяния для сферической пылевой частицы оксида алюминия  $Al_2O_3$  различного диаметра при  $\lambda = 0,633$  мкм для различных диаметров частиц приведена на рисунке 1.8.

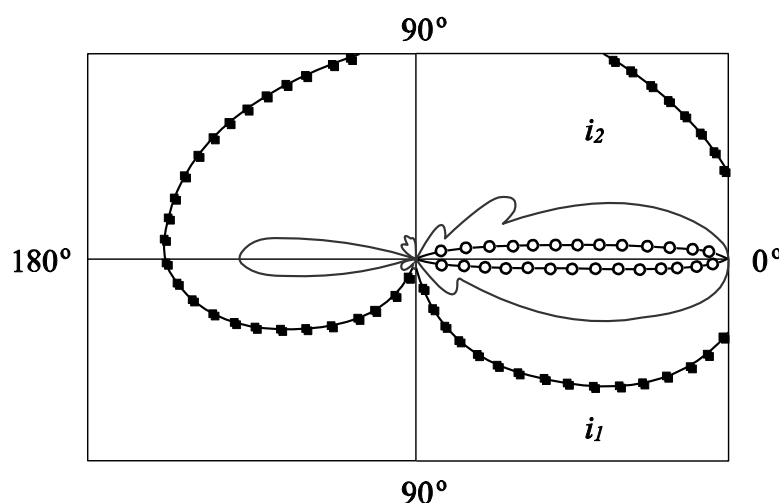


Рисунок 1.8 - Индикатриса рассеяния для частиц  $Al_2O_3$  различного диаметра  $D$ : (o) -10 мкм; (—) - 1мкм; (■) — 10 мкм [11].

Для определения размера пылевых частиц в ходе эксперимента осуществляется видеосъемка пылевого облака при помощи видеокамеры под разными углами к подсвечивающему лазерному излучению с шагом 1-2 градуса (Рисунок 1.9)

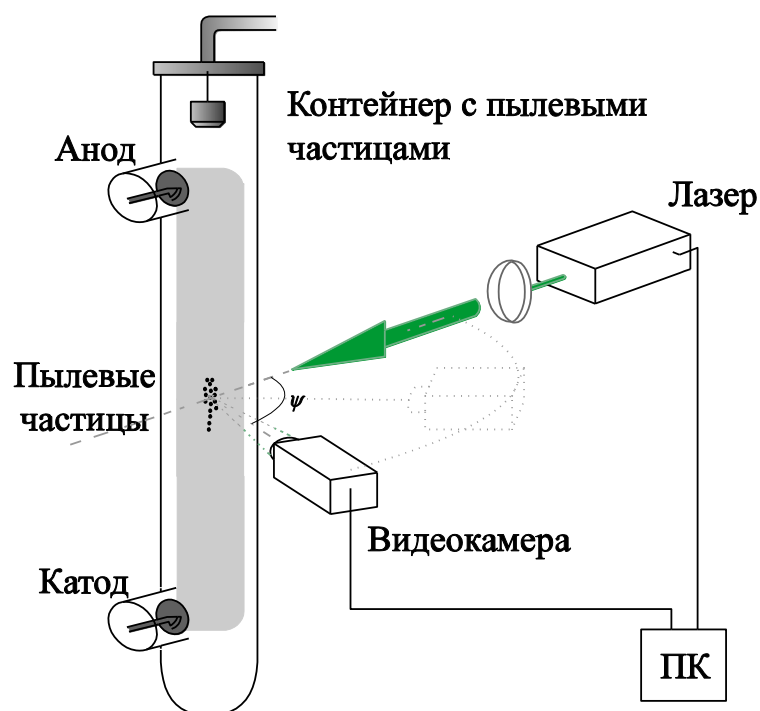


Рисунок 1.9 – Схематическое изображение измерения индикатрисы рассеяния пылевых частиц в плазме тлеющего разряда постоянного тока.

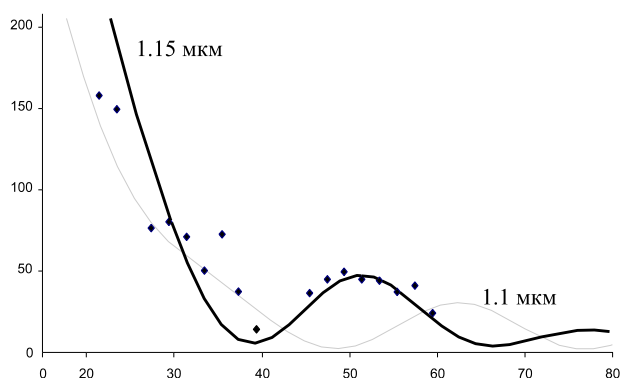


Рисунок 1.10 - Интенсивность рассеяния лазерного излучения пылевыми частицами в зависимости от угла (—) результаты расчетов; (◆) результаты измерений [12].

Размер анализируемых частиц определяется из аппроксимации результатов измерения распределения интенсивности углового рассеяния с результатами расчетов (Рисунок 1.10)

## 1.2 Методы отбора проб для анализа макрочастиц.

Помимо описанных выше, существуют методы, основанные на измерении характеристик пылевых макрочастиц, формирующие плазменно-пылевые образования в газоразрядной плазме, посредством их извлечения [13] и дальнейшего анализа методом растровой электронной микроскопии (РЭМ). Данный метод позволяет определять с высокой точностью размеры макрочастицы (Рисунок 1.11а), получать изображение ее поверхности с

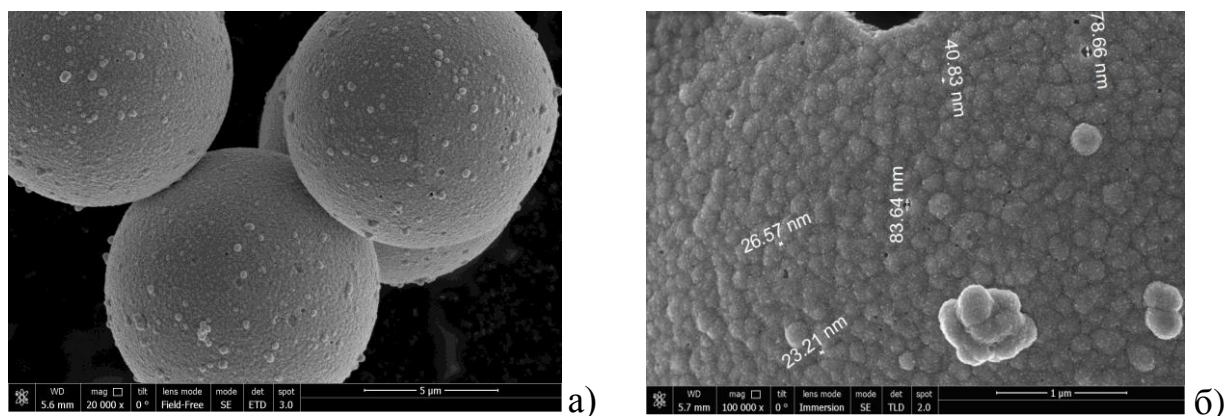


Рисунок 1.11 – Фотографии полученные методом РЭМ макрочастиц меламин-формальдегида с медным покрытием, отобранных из газового разряда: а) общий вид б) поверхность одной частицы.

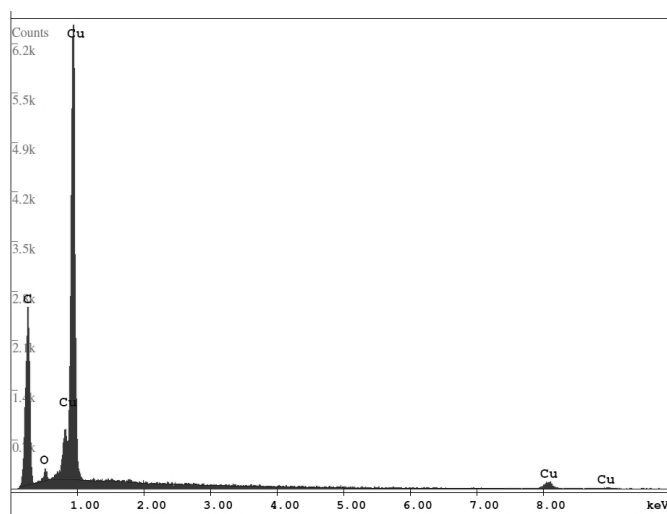


Рисунок 1.12 – Спектр, полученный на растровом электронном микроскопе в результате рентгеноспектрального микроанализа макрочастиц с медным покрытием.

высоким пространственным разрешением до десятых нанометров (Рисунок 1.11б), а так же проводить рентгеноспектральный микроанализ для определения элементного состава ее поверхности (Рисунок 1.12). Метод основан на принципе взаимодействия электронного пучка с исследуемым объектом.

### **1.3. Заключение по Главе 1**

В первой главе представлено описание методов диагностики и определения параметров пылевой плазмы в газовых разрядах низкого давления, основанных как на непосредственной визуализации, так и на основе измерения характеристик макрочастиц посредством их извлечения из газового разряда. Большинство методов для диагностики и определения параметров плазменно-пылевых систем относятся к оптическим методам, и зачастую являются предпочтительными, поскольку не вносят существенного возмущения в исследуемые пылевые системы.

## **ГЛАВА 2. Экспериментальные комплексы и средства диагностики для изучения пылевых систем заряженных макрочастиц.**

Вторая глава посвящена описанию экспериментальных и диагностических комплексов для изучения кулоновских систем макрочастиц в газовых разрядах низкого давления и магнитных ловушках различного типа. В главе обсуждается возможность удержания пылевого облака в различных газовых разрядах и магнитных ловушках. Способы формирования пылевых структур разных размеров и размерностей (квазиодномерные, квазидвумерные, трехмерные) с различными характеристиками.

### **2.1 Экспериментальный стенд для изучения пылевой плазмы тлеющего разряда постоянного тока низкого давления.**

В лабораторных условиях пылевая плазма активно изучается в плазме тлеющего разряда постоянного тока [1-4]. В результате стратификации разряда и потенциального барьера у стенок газоразрядной трубки возникают условия для «захвата» макрочастиц и их левитации в поле силы тяжести земли. В связи с формой электростатической ловушки в плазме тлеющего разряда постоянного тока возможно формирование как квазиодномерных пылевых цепочек [5,6], так и протяженных трехмерных пылевых облаков [7,8].

#### **2.1.1 Тлеющий разряд постоянного тока при комнатной температуре.**

Основным элементом экспериментальной установки с тлеющим разрядом постоянного тока является вертикально ориентированная стеклянная газоразрядная трубка с холодными электродами. К трубке подключается вакуумный стенд, состоящий из системы вакуумных сильфонов и вентилях, последовательно соединенных форвакуумного и турбомолекулярного насосов, блока индикации давления в трубке, газового тракта для заполнения трубки рабочим газом, газовых баллонов и газового

резервуара для приготовления газовых смесей, газового расходомера с регулировкой скорости потока для прокачки газоразрядной трубки рабочим газом. Схематически вакуумная система экспериментальной установки представлена на рисунке 2.1.

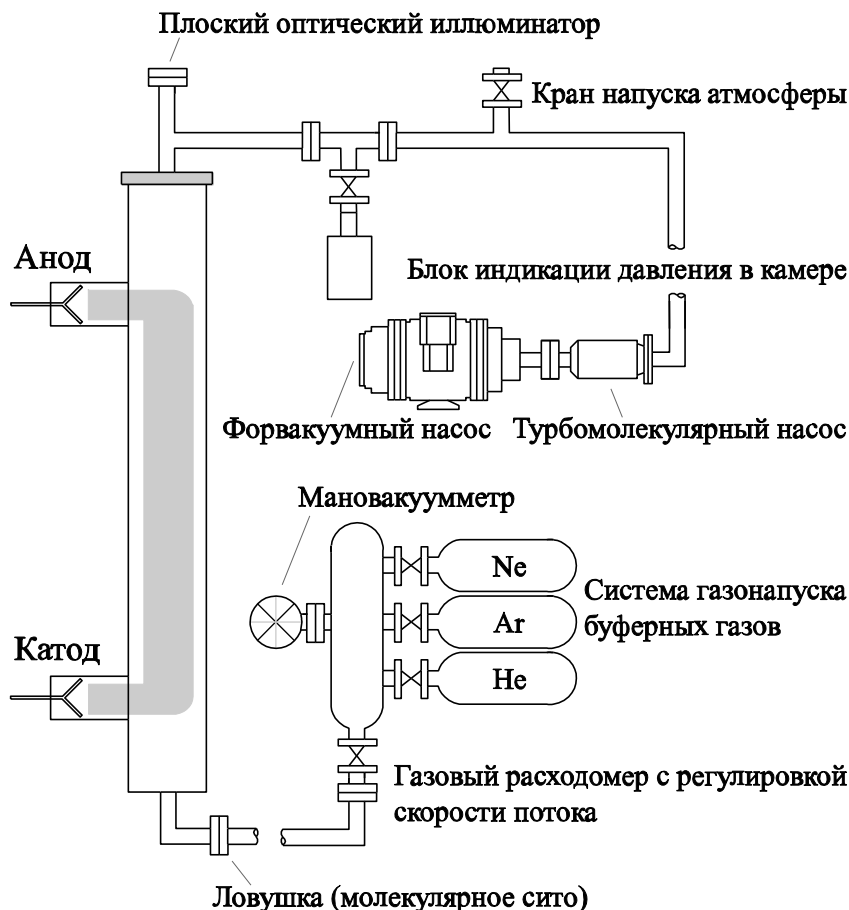


Рисунок 2.1 – Схема вакуумной системы экспериментальной установки с тлеющим разрядом постоянного тока.

Для формирования тлеющего разряда постоянного тока из трубки откачивается воздух посредством вначале форвакуумного, а затем турбомолекулярного насоса до давления  $10^{-5}$ - $10^{-6}$  Торр. Для предотвращения загрязнения буферного газа различными примесями, возникающими в результате натекания через уплотнения вакуумной системы, а также в результате дегазации стенок газоразрядной трубки, перед экспериментом производится продувка трубки рабочим газом при атмосферном давлении с последующей откачкой до давления  $10^{-5}$ - $10^{-6}$  Торр. Затем осуществляется напуск буферного газа в газоразрядную трубку до рабочих давлений 0,01-1

Торр. Для поддержания чистоты буферного газа в ходе эксперимента применяется газовый расходомер с регулировкой скорости потока буферного газа и блок управления соединенный с запорным клапаном насоса. Таким образом, в газоразрядной трубке поддерживается заданное рабочее давление и осуществляется замещение загрязненного примесями буферного газа чистым газом.

Для инъекции в газовый разряд пылевых частиц в верхней части трубки помещаются контейнеры с сетчатым дном, в результате механической вибрации которых производится вброс макрочастиц в разряд. Для предотвращения попадания пылевых частиц из газоразрядной трубки в вакуумную систему встроен фильтр «молекулярное сито».

Пылевые частицы заряжаются в плазме и захватываются стратами тлеющего разряда. Поэтому конструкция газоразрядной трубки должна обеспечивать формирование и стабилизацию стоячих страт. Для этого электроды в трубке вынесены в боковые отростки, а внизу трубки помещается специальная вставка - капилляр, над которой формируется стабильная стоячая страта.

Для стабилизации разряда и формирования стоячих страт в нижнюю часть газоразрядной трубки помещался капилляр. Капилляр является дополнительным конструктивным элементом разрядной трубки – цилиндрической трубки-вставки меньшего диаметра, которая устанавливается в разрядную трубку в межэлектродный промежуток. Один конец такой вставки, находящийся со стороны анода, имеет сужение в форме усеченного конуса или «бутылочного горлышка» с внутренним диаметром узкой части примерно в 10 раз меньшим внутреннего диаметра разрядной трубки. Поскольку функция  $\frac{E}{p}(pR)$  в тлеющем разряде постоянного тока в области малых значений  $pR$  быстро уменьшается ( $E$  – электрическое поле разряда, а  $R$  – радиус разряда), то при прохождении разряда через область



сужения вставки возникает скачок потенциала, который и способствует возникновению страт в положительном столбе разряда.

Для того чтобы управлять положением стоячих страт по оси разрядной трубки, необходимо иметь возможность изменять положение участка сужения вдоль оси разрядной трубки. Положение страты, при этом, будет следовать за сужением вставки в ту или другую сторону. Данный результат достигается при помещении вставки капилляра на разные участки канала. Для этого в качестве конструктивных элементов трубки-вставки со стороны анода предусмотрены дополнительные удлинительные кольца или «ножки» различной длины, на которые опирается трубка-вставка.

Визуализация пылевого облака в плазме осуществляется посредством его подсветки лазерным излучением, которое вводится либо аксиально через плоский оптический иллюминатор в верхней части трубки, либо радиально через стенку трубки.

### **2.1.2 Тлеющий разряд постоянного тока при внешнем воздействии магнитного поля.**

Для исследования воздействия магнитного поля на плазменно-пылевые структуры в тлеющем разряде постоянного тока нами была создана экспериментальная установка, схематически изображенная на рисунке 2.2, позволяющая создавать магнитное поле аксиально газоразрядной трубке.

Основным элементом генератора магнитного поля является сверхпроводящая цилиндрическая катушка индуктивности прямоугольного сечения. В качестве материала проводника катушки выбран Nb-Ti, высокие механические свойства которого позволяют использовать его без упрочняющих элементов. Катушка закреплена в гелиевой емкости, диаметр которой составляет 500 мм, имеющей три патрубка и два токоввода для ввода электродов питания.

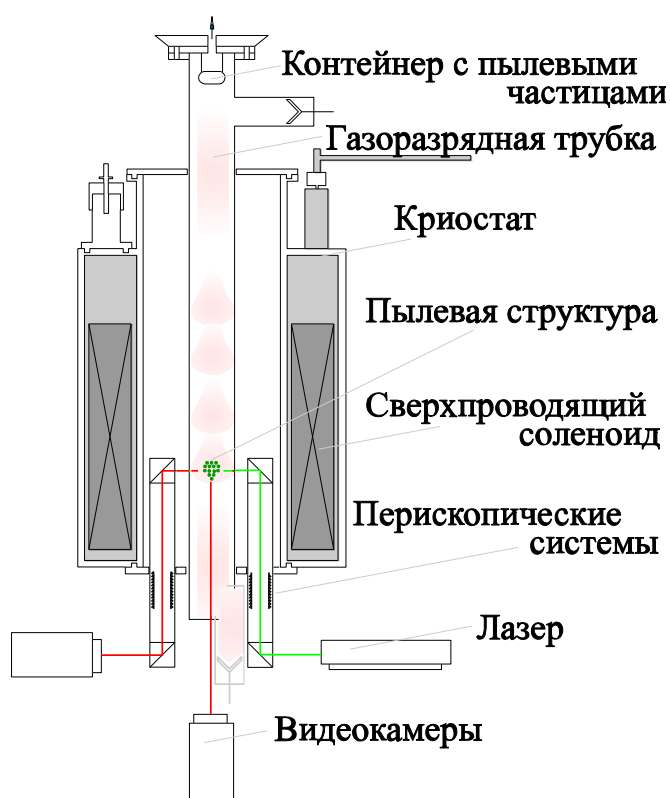


Рисунок 2.2 – Схематическое изображение экспериментальной установки: криостат сверхпроводящего магнита, в который помещена газоразрядная трубка.

Один из патрубков используется для заливки жидкого гелия в емкость, через второй производится отвод паров гелия в газгольдер, третий патрубок используется для размещения датчика уровнемера жидкого гелия в гелиевой емкости. Газгольдер оснащен предохранительной мембраной, обеспечивающей безопасный сброс газообразного гелия при критическом давлении. Критическое давление может возникать при спонтанном переходе катушки соленоида из сверхпроводящего в нормальное состояние. Тепловое экранирование гелиевой емкости осуществляется при помощи азотного экрана, представляющего собой медный кожух охлажденный до температуры жидкого азота 77 К. Заливка азотной емкости, захолаживающий азотный экран, производится через специальные патрубки в верхней части криостата. Пространство между азотным экраном и гелиевой емкостью, а также между внешней стенкой и азотным экраном вакуумируется до давления не выше 0.001 Торр. Электроды питания сверхпроводящей катушки представляют

собой полые перфорированные латунные трубки диаметром 10 мм которые перед монтажом в захлаженный криостат погружают в жидкий азот, после чего изолируются фланцами. Ток на электроды криостата подается источником питания соленоида с водяным охлаждением и при максимальном значении магнитного поля 30 кГс составляет 200 ампер. Сам криостат осесимметричен и имеет в центре так называемое «теплое отверстие», диаметр которого составляет 150 мм, куда и помещается газоразрядная трубка с исследуемой пылевой компонентой. Температура внутри этого отверстия при рабочем захлаженном соленоиде не опускается ниже 273 К. Установка позволяет изменять направление магнитного поля путем изменения направления тока в соленоиде.

Для поддержания рабочей температуры сверхпроводника в пределах 4-4.2 К катушка должна быть помещена в заполненную жидким гелием емкость криостата. Выход на рабочий режим производится в несколько этапов. Вначале производится вакуумирование простеночных полостей криостата до давления 0.001 торр. Следующим шагом производится захлаживание азотной рубашки от комнатной температуры до 77К. После заполнения азотной емкости жидким азотом приступают к захлаживанию гелиевой емкости, что может быть выполнено двумя способами. Первый и наиболее простой - продувка гелиевой емкости газообразным гелием барботируемым через специальную азотную ванну и охлажденным таким образом до температур 80-90 К. Второй способ это заливка жидкого азота в гелиевую емкость, с последующей откачкой паров азота до его полного испарения. После того как температура гелиевой емкости становится равной 80-90 К приступают к следующему этапу – охлаждению до 4 К переливом жидкого гелия в гелиевую емкость.

Регулирование уровня гелия в криостате определяется посредством температурного датчика расположенного над соленоидом. И по таблице значений сопротивления датчика вычисляется высота столба гелия покрывающего соленоид. Распределение индукции магнитного поля в

рабочей зоне криостата («теплом отверстия») представлено на рисунке 2.3. Для проведения экспериментов по воздействию магнитного поля на плазменно-пылевые структуры используется область криостата, где магнитное поле наиболее равномерно аксиально и радиально.

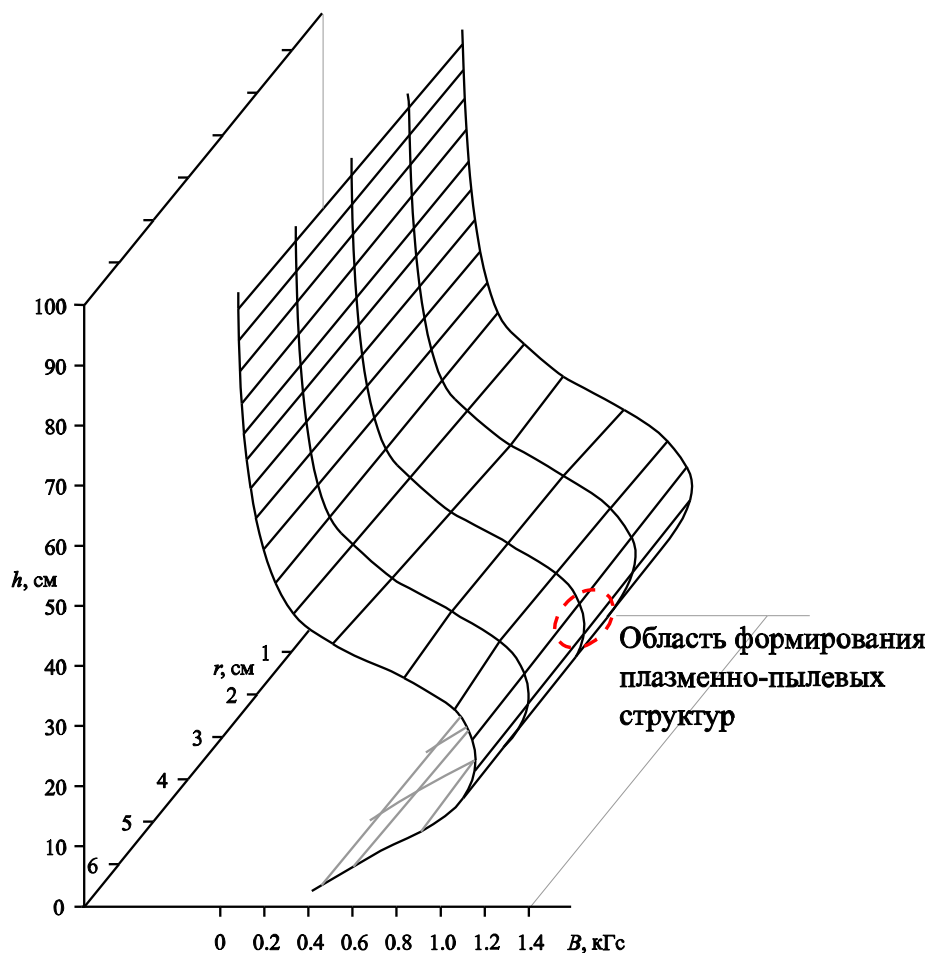


Рисунок 2.3 – Распределение магнитного поля внутри теплого отверстия криостата сверхпроводящего магнита.

Для диагностики и визуализации пылевых структур в газоразрядной трубке, расположенной внутри «теплого отверстия» криостата применяется перископическая система из двух оптических перископов монокулярного типа, позволяющая заводить лазерный пучок в область формирования структуры и посредством другого перископа с помощью видеокамеры, расположенной снаружи криостата, производить видеосъемку пылевого облака. Каждый из перископов представляет собой цилиндрическую трубу, в

верхнем и нижнем концах которой помещаются поворачивающиеся стеклянные призмы, две грани которых параллельны. Кроме того, каждый перископ может быть вертикально смещен на расстояние, равное его рабочей высоте (300-450 мм) для обзора необходимой области газоразрядной трубки. Для предотвращения влияния сильных магнитных полей вторая видеокамера также располагается снаружи криостата аксиально под газоразрядной трубкой и осуществляет съемку пылевой структуры через нижний плоский иллюминатор трубки. Такая организация видеофиксации позволяет получать изображения структур в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Изображение, принятое видеокамерами, фиксируется с помощью ПК и в дальнейшем обрабатывается.

### **2.1.3. Глеющий разряд постоянного тока при криогенных температурах.**

Для перехода к криогенным температурам при исследовании газоразрядной пылевой плазмы применяется метод охлаждения стенок разрядной трубки криогенными жидкостями или газами [9]. Основным элементом созданной нами экспериментальной установки является оптический гелиевый криостат с диапазоном рабочих температур в интервале от 300 до 4 К. Криостат представляет собой комплекс из двух коаксиальных емкостей – гелиевой шахты и азотного экрана, а также внешнего корпуса с оптическими окнами (Рисунок 2.4). Теплоизоляция гелиевой шахты от окружающей среды обеспечивается за счет азотного экрана и высокого вакуума в пространстве между внутренними емкостями. Азотный экран представляет собой резервуар с жидким азотом и присоединенный к нему на тепловой контакт медный экран. Сам азотный резервуар подвешен на двух тонкостенных металлических трубках, прикрепленных к внешнему корпусу криостата. Трубки, на которых подвешен азотный экран, используются для его заполнения жидким азотом, а также для отвода испаряющегося азота в атмосферу. В шахту криостата, в которой обеспечивается стабилизация

температуры, помещается стеклянная газоразрядная трубка, расположенная аксиально вдоль вертикальной оси криостата. В нижней части газоразрядной трубки помещается вставка, представляющая собой капилляр, через сужение которого поджигается разряд и, таким образом, регулируется положение первой страты разряда. Перед проведением эксперимента для предотвращения конденсации водяных паров на оптических окнах криостата, что в свою очередь может приводить к затруднению оптической диагностики пылевой подсистемы, из шахты криостата откачивается воздух, после чего она заполняется газообразным гелием до атмосферного давления.

Для обеспечения возможности плавного варьирования температуры возможна организация продувки шахты криостата, в которой расположена газоразрядная трубка, газообразным гелием барботируемым через жидкий гелий. При этом температура стенки газоразрядной трубки контролируется температурным датчиком вблизи области формирования пылевой структуры.

Для исключения высоковольтного пробоя по холодным парам гелия снаружи газоразрядной трубки, применяется изоляция электрических разъемов и электродов тефлоновой лентой, которая фиксируется эластичными бутираль-фенольными клеевыми составами (БФ-2 или БФ-6), сохраняющими свои свойства вплоть до температур жидкого гелия 4 К.

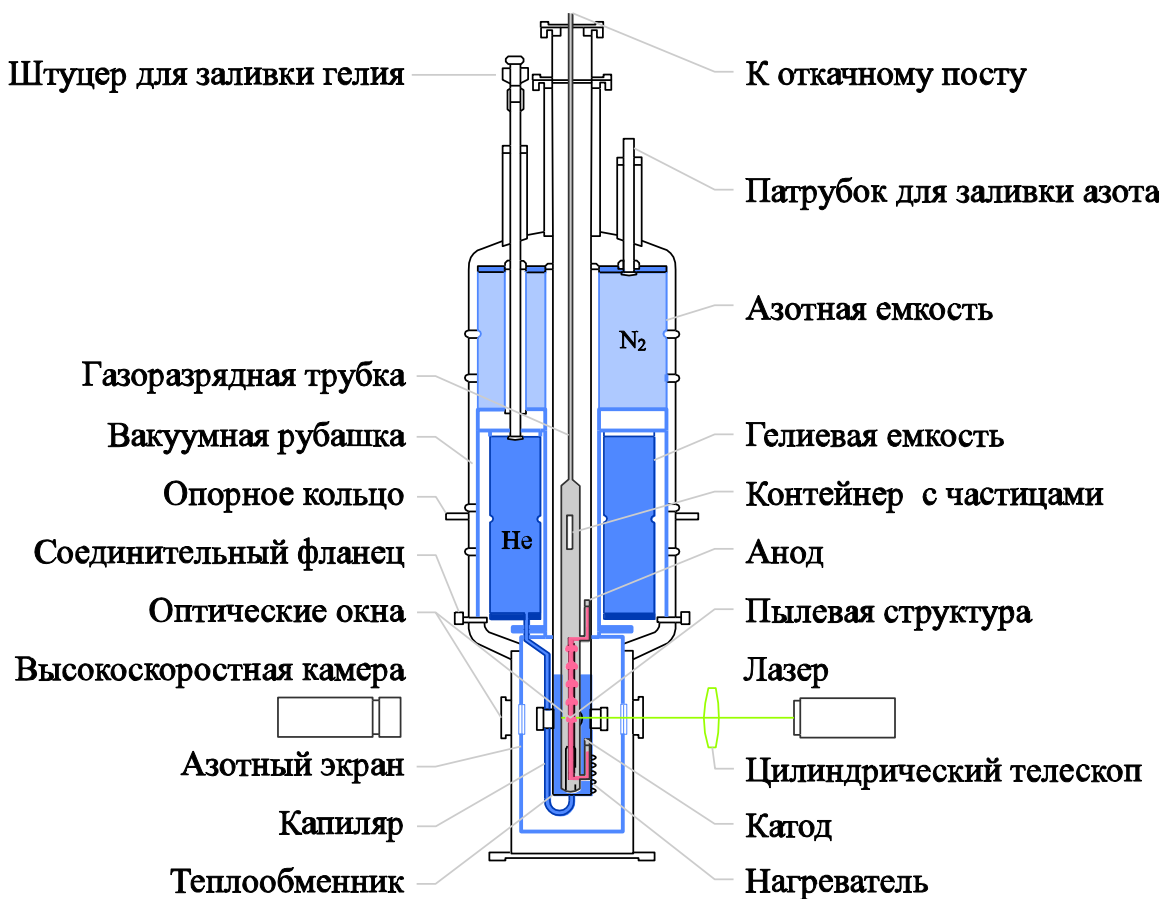


Рисунок 2.4 – Схематическое изображение экспериментальной установки криогенной газоразрядной плазмы, на основе оптического криостата.

Оптические окна в нижней части криостата позволяют проводить диагностику пылевой плазмы, посредством подсветки лазерным излучением пылевой структуры через одно из окон и проводить видеосъемку через другое, расположенное под углом  $90^\circ$  к первому.

## 2.2. Экспериментальный стенд для изучения пылевой плазмы емкостного высокочастотного разряда низкого давления.

Впервые в лабораторных условиях плазменно-пылевые структуры наблюдались в плазме высокочастотного (ВЧ) емкостного разряда [10-12]. В таком разряде пылевые частицы удерживаются в электростатической ловушке в приэлектродном слое. В ВЧ разряде, как правило, формируются

квазидвумерные пылевые структуры, состоящие из одного или нескольких слоев.

Для экспериментального исследования пылевой плазмы высокочастотного емкостного разряда использовался экспериментальный стенд, состоящий из газоразрядной вакуумной камеры, вакуумного поста, оптической и электрической системы, а также диагностического комплекса. Основным элементом экспериментальной установки является газоразрядная вакуумная камера, представляющая собой цилиндрический корпус с четырьмя отверстиями, расположенными в горизонтальной плоскости на двух перпендикулярных осях, и снабженный специальными вакуумными фланцами (Рисунок 2.5).

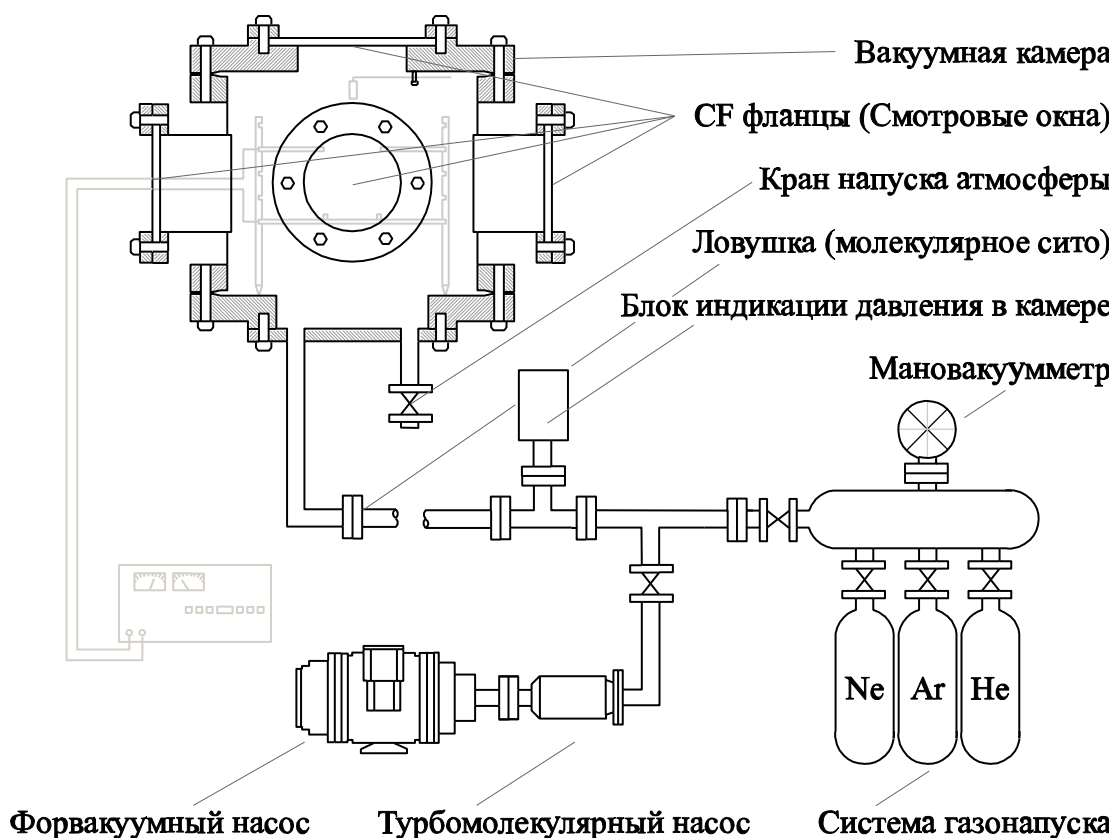


Рисунок 2.5 – Схема вакуумной системы экспериментальной установки с высокочастотным емкостным разрядом.



При этом, три отверстия используются в качестве смотровых окон, каждое из которых представляет собой иллюминатор из боросиликатного стекла диаметром 100 мм. Четвертое отверстие с фланцем используется для ввода электрических контактов от источника тока высокой частоты. В верхней части газоразрядной камеры установлен иллюминатор диаметром 290 мм, предназначенный для наблюдения за плазменно-пылевыми структурами в горизонтальной плоскости.

Откачка камеры для удаления воздушной атмосферы производится вакуумным постом, представляющим собой последовательно соединенные турбомолекулярный и форвакуумный насосы через клапан, регулирующий скорость откачки. В вакуумной системе вначале осуществляется включение форвакуумного насоса для разрежения атмосферы до значений менее 0,1 Торр, после чего осуществляется пуск турбомолекулярного насоса, который позволяет достигать значение вакуума в газоразрядной камере не менее  $10^{-5}$ - $10^{-6}$  Торр. После этого вакуумная камера заполняется рабочим газом до давлений от 0,01 до единиц Торр через систему газонапуска. Система газонапуска состоит из контроллера газового потока, датчика и блока индикации давления, соединенные с баллонами с рабочими газами. Контроллер управляет системой газонапуска, осуществляя подачу газа в вакуумную камеру с заданным расходом и открытие запорного вентиля для обеспечения откачки и поддержания заданного давления в газоразрядной камере. Контроль давления в камере осуществляется ёмкостным манометром – датчиком «Баратрон», который позволяет проводить измерения давления до  $10^{-5}$  Торр с точностью показаний до 0,05%. Сигнал с датчика давления поступает на электронный блок индикации и на запорный клапан, который автоматически подстраивает скорость откачки, и таким образом поддерживает заданное давление в газоразрядной камере. В нижней части вакуумной камеры находится кран напуска атмосферы, предназначенный для выравнивания внутреннего давления камеры с атмосферным при ее открытии. В экспериментах в качестве буферного газа, как правило,

используются такие инертные газы как аргон, гелий, неон, а также газовые смеси.

Внутри вакуумной камеры для генерации плазмы помещаются два плоских горизонтальных электрода из нержавеющей стали с контактами для крепления ВЧ кабеля (Рисунок 2.6). Нижний электрод представляет собой сплошной диск диаметром 190 мм. В центре верхнего электрода находится отверстие диаметром 60 мм, используемое для инъекции пылевых частиц в разряд, а также для наблюдения за формированием плазменно-пылевых структур.

Для получения однородных плазменно-пылевых структур особую важность представляет прецизионная установка электродов в горизонтальной плоскости. Выравнивание электродов в ВЧ разряде осуществляется двумя типами винтов. Первоначально при открытой ВЧ камере используется пузырьковый уровень установленный на нижнем электроде, для его грубого позиционирования в горизонтальной плоскости (на сколько позволяет точность нивелира) с помощью винтов *A* (Рисунок 2.6). После закрепления камеры и ее откачки в ней зажигается разряд и создается структура, предпочтительно монослой. При повышении мощности ВЧ разряда или повышении давления буферного газа, создаются условия, при которых образуется вояд в пылевой структуре. Положение вояда относительно центра электрода (кольца) зависит от горизонтальности нижнего электрода. При помощи опорных винтов *B* (Рисунок 2.6) регулируется положение вакуумной газоразрядной камеры целиком, и выставляется горизонтальность электрода путем перемещения вояда в центр электрода (кольца). Фиксация электродов осуществляется посредством опор с горизонтальными прорезями, позволяющими варьировать зазор между электродами с шагом 10 мм.

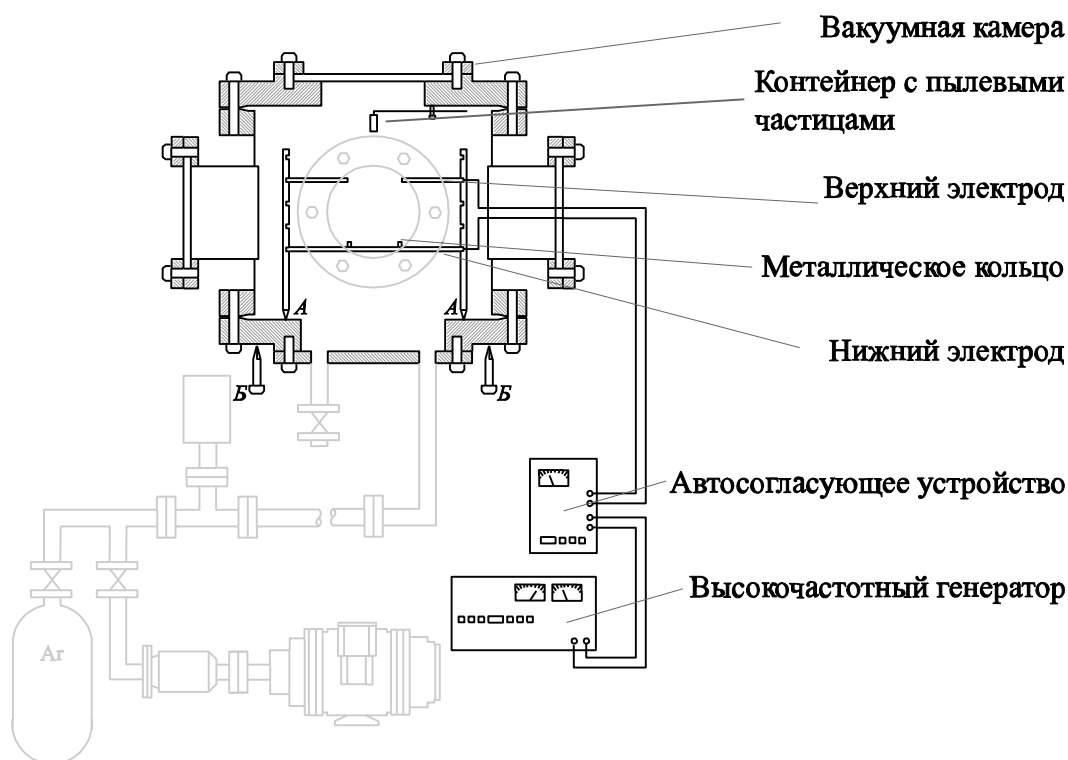


Рисунок 2.6 – Электрическая схема экспериментальной установки с высокочастотным емкостным разрядом.

Для формирования потенциальной ловушки и предотвращения разлета пылевых частиц из плоскости обзора вследствие взаимного отталкивания, на поверхности нижнего электрода устанавливалось металлическое кольцо, диаметр которого может варьироваться в зависимости задач эксперимента и размера плазменно-пылевой структуры, которую требуется получить в эксперименте.

На электроды через согласующее устройство подается напряжение от высокочастотного генератора с несущей частотой генерации 13,56 МГц, в результате чего в вакуумной камере возникает высокочастотный емкостной разряд (Рисунок 2.7). В ходе работы измеряется подаваемая мощность от высокочастотного генератора, варьируемая в диапазоне 1-50 Вт и отраженная мощность.

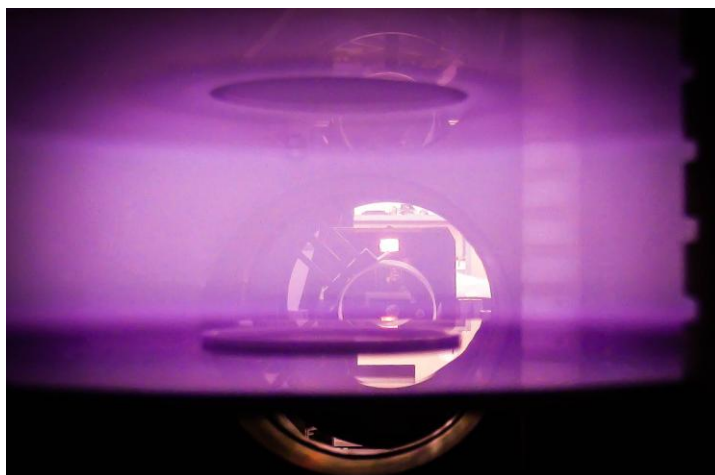


Рисунок 2.7 – Фотография разрядной области установки с высокочастотным емкостным разрядом с плазмообразующим газом - аргоном.

Для диагностики плазменно-пылевой системы используются две высокоскоростных камеры, аргоновый лазер, а также персональный компьютер с пакетом специализированных программ для регистрации частиц, видеозаписи, и обработки видеоданных. Схематическое изображение диагностической системы стенда представлено на рисунке 2.8.

С помощью видеокамер производится видеорегистрация положений и динамики пылевых частиц в горизонтальной и вертикальной плоскостях с регулируемой частотой съемки от 25 до 500 кадров в секунду в зависимости от требований конкретного эксперимента. Первая камера располагается сверху и регистрирует положение пылевых частиц в горизонтальном сечении, а вторая камера регистрирует через боковой иллюминатор положение частиц в вертикальном сечении анализируемых структур.

Для визуализации пылевых частиц, левитирующих в приэлектродном слое высокочастотного емкостного разряда осуществляется их подсветка лазерным излучением через оптическую схему. В качестве источника подсветки применяется твердотельный лазер с длиной волны  $\lambda = 532$  нм. Оптическая схема диагностического комплекса состоит из телескопа для расширения пучка, плоскоцилиндрической линзы для формирования

плоского лазерного пучка (лазерного «ножа»), плоскопараллельной пластины и диафрагмы, закрепленных на оптическом столе. Перед введением лазерного пучка в газоразрядную камеру он пропускается через диафрагму для создания однородного профиля интенсивности лазерного излучения.

Плоскопараллельная пластина применяется для управления вертикальным положением лазерного пучка, которое можно менять в зависимости от высоты зависания пылевых частиц в приэлектродной области ВЧ- разряда.

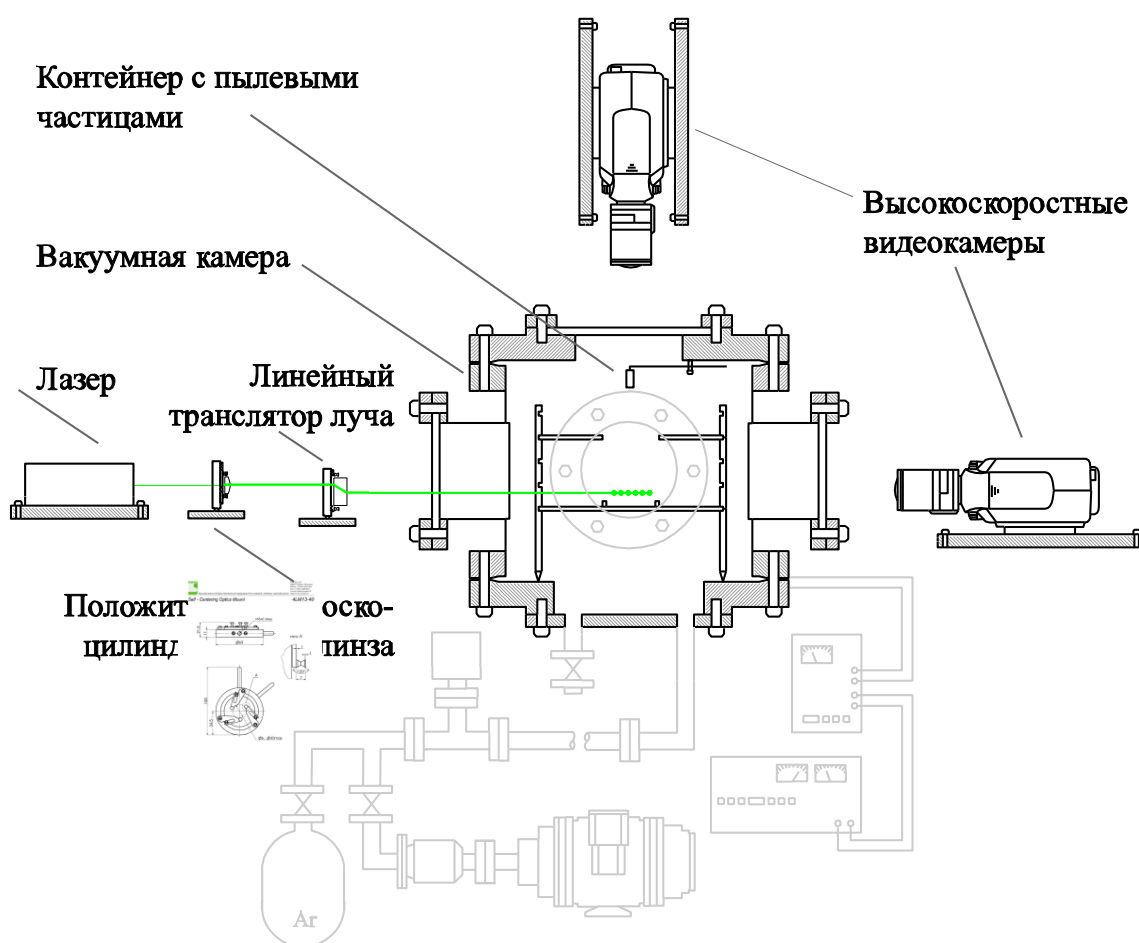


Рисунок 2.8 – Схема диагностического комплекса стенда с высокочастотным емкостным разрядом.

Инжекция пылевых частиц в плазму высокочастотного разряда осуществляется посредством механического встряхивания контейнера с пылевыми частицами, расположенного в верхней части вакуумной камеры.

Контейнер представляет собой металлический цилиндр с сетчатым дном, вибрация которого приводит к вбросу частиц в область разряда. После инъекции пылевых частиц, контейнер убирается из области зрения видеокамеры.

Одним из хорошо известных методов исследования любого объекта является внесение контролируемого возмущения и наблюдение за поведением данного объекта при внесенном возмущении. Внешнее воздействие может использоваться для управления упорядоченностью и пространственным положением макрочастиц в плазменно-пылевых системах.

Во многих экспериментах для исследования плазменно-пылевой системы применяется лазерное излучение. С помощью лазерного излучения могут создаваться ламинарные течения плазменно-пылевой жидкости [13]; определяться вязкостные свойства, такие как коэффициент сдвиговой вязкости, сдвиговое напряжение пылевой жидкости [14]; по динамике частиц проводится измерение коэффициента трения пылевых частиц в буферном газе; исследуется броуновское движение пылевых макрочастиц в плазме [15, 16]; в результате фотофоретической силы производится кинетический разогрев пылевой структуры и изучаются фазовые переходы в плазменно-пылевых системах [17,18].

В случае экспериментальных исследований с воздействием лазерного излучения на плазменно-пылевые структуры оптическая схема требует изменение стандартной конфигурации. Как правило, в таких случаях один лазер применяется для подсветки пылевых макрочастиц, а второй используется для внесения возмущений или манипуляции ими (Рисунок 2.9). Зачастую мощность воздействующего лазера оказывается значительно выше мощности подсвечивающего лазера, что может вносить заметную погрешность в определение по видеозаписям координат и скоростей таких макрочастиц. Для предотвращения этого применяются лазеры с разной длиной волны и соответствующие светофильтры перед видеокамерами, позволяющие либо ослабить, либо исключить излучение воздействующего

лазера. Помимо этого использование двух синхронизированных видеокамер и двух светофильтров позволяет получать по отдельности видеоизображения пылевых частиц, на которые оказывается воздействие со стороны лазерного излучения, и остальных макрочастиц.

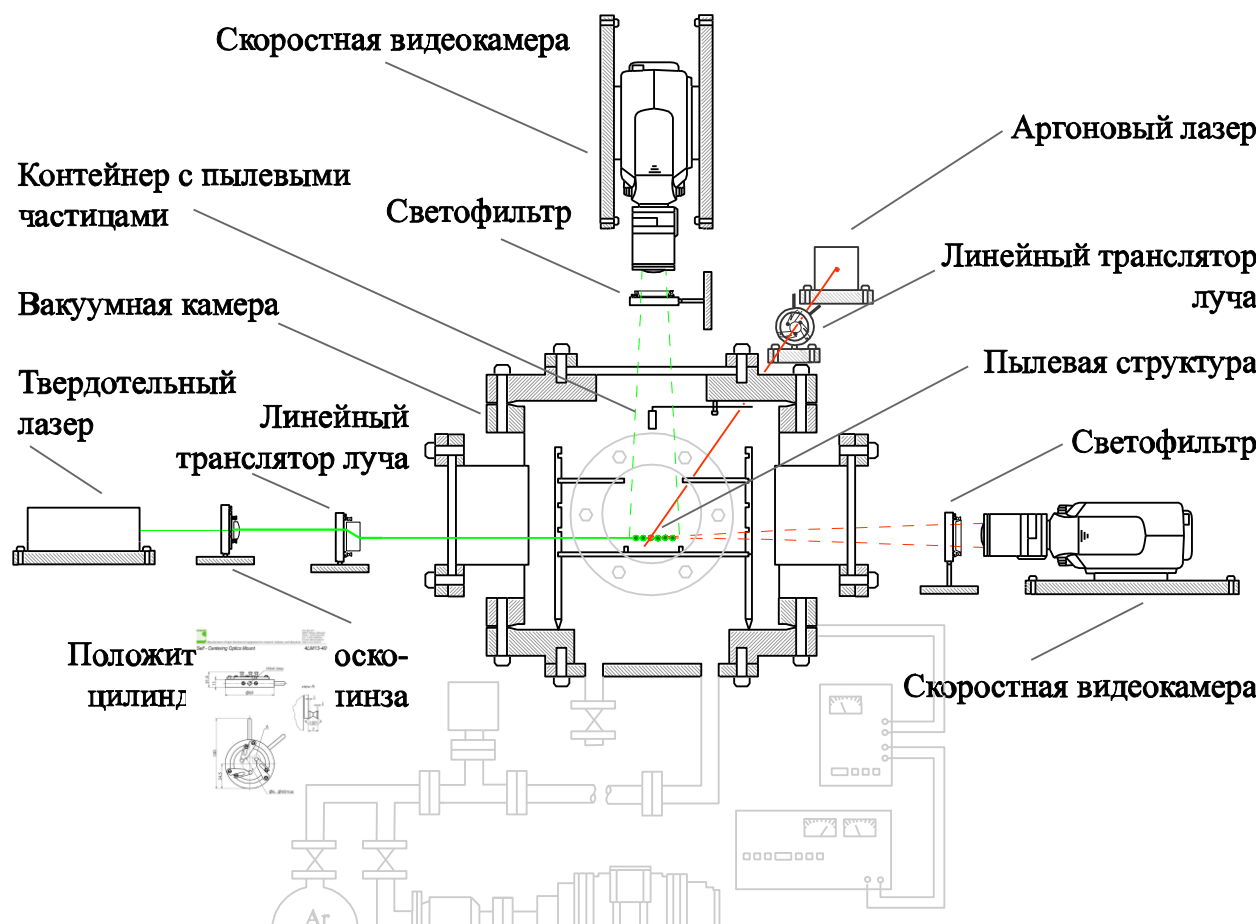


Рисунок 2.9 – Схематическое изображение экспериментального стенда пылевой плазмой ВЧ разряда при лазерном воздействии. Аргоновый лазер используется для подсветки всей структуры; твердотельный для внесения возмущений.

Для возможности контролируемого и прецизионного лазерного воздействия выбирают лазеры с минимальными флуктуациями мощности лазерного излучения. Помимо этого в ходе эксперимента дополнительно осуществляется измерения мощности излучения и профиля распределения интенсивности лазерного излучения в пучке, воздействующем на плазменно-пылевую структуру.

### **2.3. Экспериментальный стенд для изучения пылевых систем заряженных частиц в неоднородных магнитных полях.**

Упорядоченные пылевые структуры жидкостного и кристаллического типа в газоразрядной плазме часто рассматриваются в качестве физической модели сильно взаимодействующих кулоновских систем. Однако в газоразрядной плазме заряд на пылевых частицах не фиксирован, зависит от локальных условий и частично экранирован. При этом от заряда на частицах зависит как межчастичное взаимодействие, так и левитация частиц в электростатических ловушках, образующихся в стратах разряда постоянного тока или в приэлектродном слое ВЧ разряда. Таким образом, изменяя межчастичное взаимодействие, т.е. условия формирования самой структуры, мы меняем и условия ее левитации, ее пространственное положение.

Другой альтернативный способ для удержания пылевых структур и экспериментального формирования сильно взаимодействующих кулоновских систем основан на известной возможности левитации диамагнитных тел в неоднородном стационарном магнитном поле [19].

#### **2.3.1. Экспериментальный стенд на основе магнитной ловушки в лабораторных условиях и условиях микрогравитации.**

Согласно теореме Ирншоу, заряженное тело не может находиться в состоянии устойчивого равновесия в электростатическом поле. Это утверждение обобщается на парамагнитные и ферромагнитные тела в статическом магнитном поле. Такие тела втягиваются в область более сильного поля, но статических магнитных полей с локальными максимумами не существует.



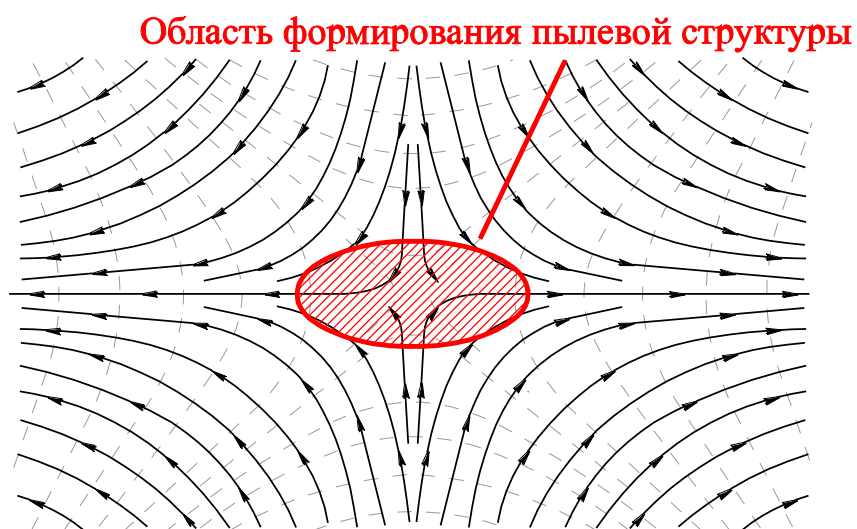


Рисунок 2.10 - Конфигурация антипробкотронного магнитного поля и области формирования пылевой структуры.

В тоже время диамагнитные тела выталкиваются в область с меньшим полем и возможно создание конфигурации поля, имеющее локальный минимум, так называемую «магнитную яму» [19]. Таким образом, для удержания пылевых структур и экспериментального изучения сильновзаимодействующих кулоновских систем может быть использована левитация диамагнитных тел в неоднородном стационарном магнитном поле (Рисунок 2.10). Некоторые свойства диамагнитной левитации действительно уникальны: во-первых, отсутствие подвеса обеспечивает возможность осуществить равномерную обработку объекта со всех сторон и проводить визуализацию объекта в оптических схемах; во-вторых, возможно статическое равновесие для таких объектов в отличие от их удержания в динамических ловушках Пауля; также существует возможность осуществлять «подвешивание» по всему объему ловушки. Помимо этого для однородного материала гравитация скомпенсирована фактически на уровне отдельных атомов и молекул. Это позволяет симулировать состояние невесомости в лабораторных экспериментах в хорошем приближении, что может быть важно, например, при изучении роста кристаллов без взаимодействия с опорой или подвесом.

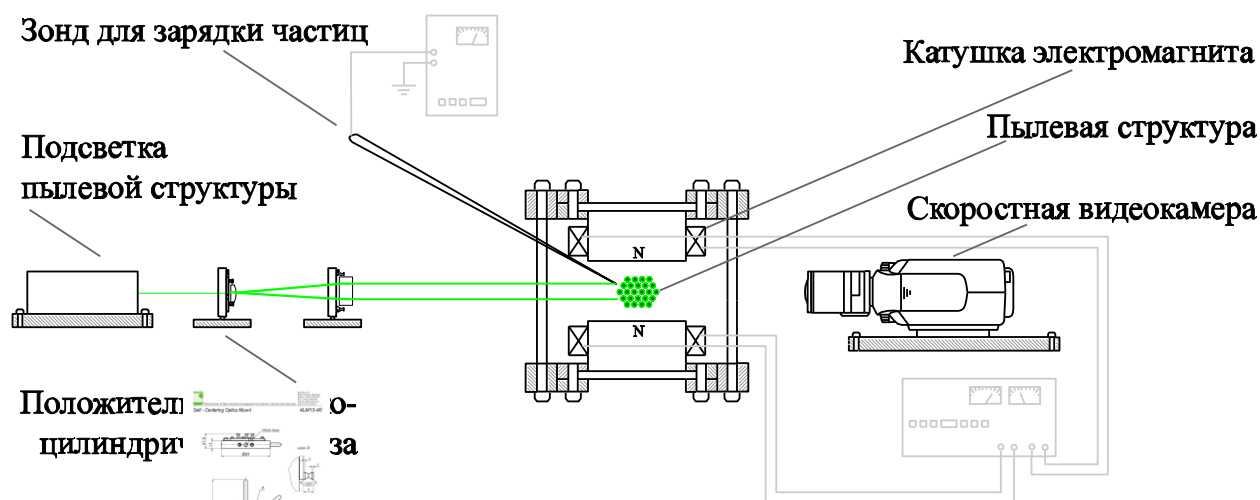


Рисунок 2.11 – Схематическое изображение экспериментального стенда для магнитного удержания диамагнитных пылевых макрочастиц.

Для формирования пылевой структуры из диамагнитных частиц используется экспериментальная установка, схематически представленная на Рисунке 2.11. Установка включает два электромагнита постоянного тока, инжектор для ввода диамагнитных макрочастиц в межполюсное пространство магнитов, зонд для зарядки макрочастиц, светолюминесцентную панель и лазер для подсветки, скоростную видеокамеру с набором длиннофокусных объективов. Регулировка профиля магнитного поля и положения магнитной ловушки осуществляется посредством изменения тока в катушках электромагнита либо посредством изменения зазора между полюсами магнитов.

Эксперименты проводятся в воздушной атмосфере при комнатной температуре, таким образом обеспечивается простой доступ в межполюсное пространство, где формируется пылевая структура и появляется возможность зарядки левитирующих частиц при помощи проволочного электрического зонда, вводимого в область левитации частиц. В эксперименте на зонд подается потенциал до 150 В и в зависимости от знака на зонде, макрочастицы приобретают как положительный так и отрицательный заряд и формируют кулоновский кластер (Рисунок 2.12) [19]. Левитирующие

частицы освещаются светолюминесцентной пластиной или лазерным «ножом» и снимаются на скоростную видеокамеру.

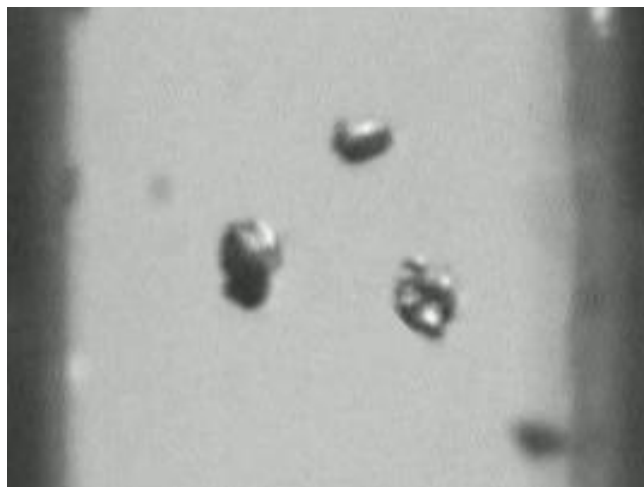


Рисунок 2.12 – Видеокадр кулоновского кластера графитовых частиц, левитирующих в магнитной ловушке в лабораторных условиях.

### **2.3.2. Экспериментальный комплекс для магнитного удержания сверхпроводящих макрочастиц.**

Другая методика формирования классической кулоновской системы - ансамбля заряженных частиц, которые могут нести заряд как положительного, так и отрицательного знака, основана на хорошо известном эффекте Мейснера вытеснения магнитного поля из области сверхпроводящей фазы и, формально, поведения сверхпроводника как идеального диамагнетика, который выталкивается в область с меньшим магнитным полем.

Устойчивая левитация диамагнитных тел обеспечивается в области локального минимума магнитного поля, однако в условиях гравитации можно использовать поля без локального минимума. В этом случае сила  $F = (\chi m/2) \nabla(B^2)$  уравнивается силой тяжести. Использование высокотемпературных сверхпроводников ограничено всего несколькими типами керамик (иттриевая, висмутовая, таллиевая, ртутная), обладающих слоистой структурой с плоскостями из атомов Cu и O (Рисунок 2.13).

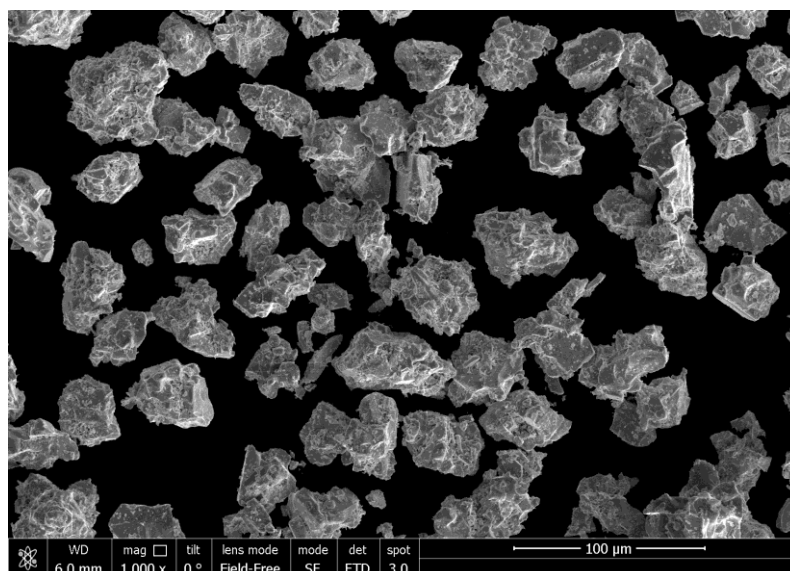


Рисунок 2.13 – Фотография порошка высокотемпературного сверхпроводника  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ .

В тоже время переход к более низким температурам (температурам жидкого гелия) существенно расширяет область доступных материалов, в том числе становится возможным использование сферических макрочастиц из металлов и их сплавов (алюминий, олово, свинец, ванадий, ртуть, ниобий и др.). Одним из преимуществ использования сверхпроводящих частиц по сравнению с диамагнитными частицами является то, что линии магнитного потока «закреплены» в сверхпроводнике, что дополнительно стабилизирует процесс левитации таких частиц и может использоваться для формирования сильно коррелированных систем.

На рисунке 2.14 представлено схематическое изображение предложенной нами экспериментальной установки, основным элементом которой является оптический гелиевый криостат с диапазоном рабочих температур в интервале от 273 до 1,8 К [20]. Криостат представляет собой систему коаксиальных сосудов, гелиевой и азотной емкостей, камеры термостатирования с теплообменником, корпуса с оптическими окнами. Теплоизоляция внутренних сосудов и рабочей камеры криостата от окружающей среды обеспечивается за счет высокого вакуума: пространство между внутренним сосудом, азотным экраном и внешним корпусом

вакуумируется перед проведением эксперимента до остаточного давления не более  $10^{-5}$  Торр. Азотный экран состоит из резервуара с жидким азотом и медного экрана, соединенного с резервуаром на тепловой контакт. Резервуар жидкого азота подвешен на 2-х тонкостенных металлических трубках, прикрепленных к верхнему фланцу наружного корпуса криостата. Трубки, на которых подвешен азотный экран, используются для его заполнения жидким азотом, а также для отвода паров азота в атмосферу. Для ограничения тепловых потоков извне наружные поверхности гелиевого и азотного резервуаров и поверхность азотного экрана покрыты несколькими слоями теплоотражающего материала.

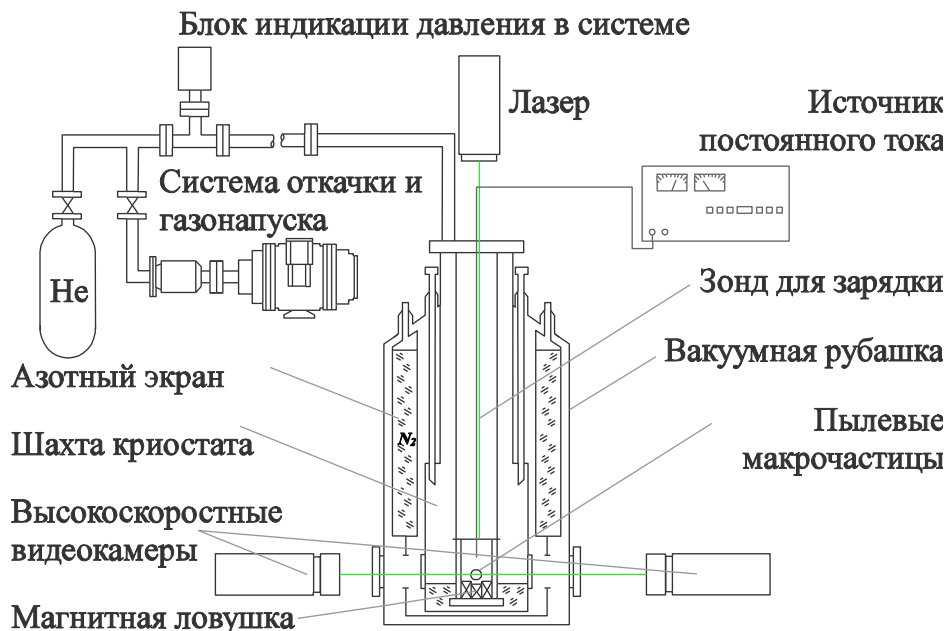


Рисунок 2.14 – Схематическое изображение экспериментального стенда для магнитного удержания сверхпроводящих макрочастиц при температурах от 95 до 1,8 К.

Заправка шахты хладагентом осуществляется через штуцера с витоновым уплотнением и накидной гайкой, расположенные в верхней части криостата. Перед заправкой шахты с целью предотвращения конденсации водяных паров в хладагенте и на оптических окнах криостата (что в свою очередь может приводить к затруднению диагностики пылевых макрочастиц)

из шахты криостата откачивается воздух, после чего она заполняется газообразным гелием до давления 1 атм.

В шахту криостата, в которой обеспечивается стабилизация температуры, помещается специальная вставка, расположенная аксиально вдоль вертикальной оси криостата. В нижней части вставки расположена платформа для фиксации магнитов, формирующих магнитную ловушку. Положение платформы регулируется с помощью микрометрических винтов и помещается напротив оптических окон криостата. Для предотвращения влияния потоков криогенных жидкостей на положение и динамику исследуемых пылевых кластеров магнитная ловушка окружалась стеклянным цилиндрическим экраном.

Зарядка макрочастиц осуществляется прямым контактным методом при соприкосновении острия электрического зонда с поверхностью макрочастиц. В зависимости от напряжения на электрическом зонде знак заряда, приобретаемый частицами, может быть как положительным, так и отрицательным. Визуализация пылевых частиц, левитирующих в магнитной ловушке, осуществляется путем их подсветки лазерным излучением и регистрации посредством высокоскоростных видеокамер через оптические окна криостата.

#### **2.4. Заключение и выводы по Главе 2.**

Во второй главе представлено описание оригинальных экспериментальных стендов для формирования кулоновских систем макрочастиц и средств их диагностики в газовых разрядах низкого давления и магнитных ловушках различного типа. Использование газоразрядных камер низкого давления с тлеющим разрядом постоянного тока и высокочастотным емкостным разрядом для изучения плазменно-пылевых систем обусловлено реализацией в них электрических полей, удерживающих отрицательно заряженные макрочастицы.

Представлен метод удержания пылевых структур, основанный на левитации диамагнитных тел в неоднородном стационарном магнитном поле, который представляет возможность экспериментального формирования сильно взаимодействующих кулоновских систем как отрицательно, так и положительно заряженных макрочастиц. При этом в таких системах заряд на пылевых частицах не зависит от локальных условий и не экранирован. Кроме того, изменяя заряд макрочастиц и таким образом изменяя межчастичное взаимодействие, мы не нарушаем, в отличие от газовых разрядов, условий левитации макрочастиц.

В главе обсуждаются способы формирования пылевых структур разных размеров и размерностей (квазиодномерные, квазидвумерные, трехмерные) с различными характеристиками. Описаны методики обеспечения устойчивой левитации ансамблей заряженных макрочастиц в различных типах электростатических и магнитных ловушек при температурах буферного газа от 273 до 1,8 К.

### **ГЛАВА 3. Анализ результатов диагностических измерений характеристик пылевой плазмы.**

В ходе экспериментальных исследований систем заряженных макрочастиц получают видеоданные или отдельные изображения пылевых структур. Видеозапись и информация о скорости и масштабе видеосъемки (отношение линейного размера к количеству пикселей матрицы фотоприемника) позволяет получать данные о пространственном положении макрочастиц и скорости их смещения от одного кадра к последующему. Основные сложности получения из исходных данных надежных сведений о координатах и траекториях наблюдаемых макрочастиц связаны: с наличием помех на видеоизображениях; с выходом макрочастиц из области наблюдения (либо области подсветки); с «миганием» на видеоизображениях отдельных макрочастиц, вызванных недостаточной яркостью свечения, с недостаточной чувствительностью матрицы видеокамеры и с другими факторами.

В тоже время, осуществляя фильтрацию помех, в большинстве случаев определение координат макрочастиц может быть осуществлено с субпиксельной точностью [1]. Большинство помех на видеоизображениях пылевых частиц вызвано паразитной засветкой фона при подсветке пылевых частиц; квазипериодических пульсаций интенсивности засветки фотоприемника, вызванных электрическими наводками регистрирующей аппаратуры; высокочастотной ряби, возникающей в результате статистических либо иных причин. Для фильтрации таких помех вначале из видеоизображений вычитается оптический фон, и затем осуществляется фурье–фильтрация полученного изображения.

Наличие информации о дискретных во времени положениях макрочастиц позволяет решать задачу, связанную с определением их траекторий движения. Данная задача сводится к определению положения конкретной макрочастицы на каждом из кадров видеозаписи. Полученные таким образом данные о динамике макрочастиц позволяют провести



кинетический анализ, в частности найти функцию распределения макрочастиц по скоростям.

### 3.1. Метод восстановления профиля распределения скоростей пылевых частиц и их кинетической температуры.

На основе полученных данных о скоростях всех макрочастиц пылевой системы в каждый момент времени можно получить распределение частиц по скоростям и их среднюю кинетическую энергию. Несмотря на открытость системы пылевых макрочастиц в газоразрядной плазме, зачастую это распределение описывается функцией Максвелла (Рисунок 3.1), и в литературе вводится понятие кинетической температуры макрочастиц [2-4].

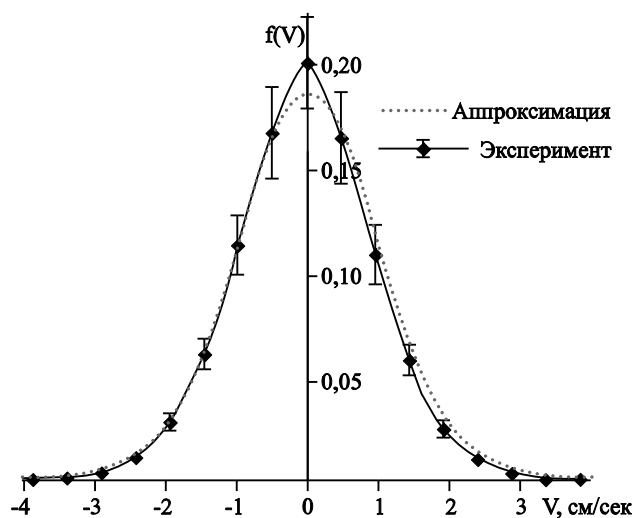


Рисунок 3.1 – Распределение частиц по скоростям и аппроксимация функцией Максвелла. Температура макрочастиц массой  $m = 3 \cdot 10^{-15}$  кг составляет  $T_p \sim 2,0$  эВ.

Температура макрочастиц определяется процессами их кинетического разогрева в результате «подкачки» энергии извне (движения заряженной частицы в электрических полях [5-7], передачи импульса при столкновении с ионами в плазме [7,8], движение обусловленное действием фото- и термофоретических сил [9]) и их «охлаждения» в результате диссипации кинетической энергии при столкновении с нейтралами. В тоже время при возникновении баланса этих процессов может реализовываться стационарное состояние такой системы, при котором скорости пылевых частиц

оказываются распределены по Максвеллу даже при достаточно сильных возмущениях.

Метод определения кинетической температуры пылевой системы основан на сравнении распределения скоростей макрочастиц с максвелловским распределением и фиттированием экспериментальных результатов с кривой аппроксимации (Рисунок 3.1). Наилучшее совпадение экспериментальной кривой с аппроксимацией, подобранное таким образом и определяют как кинетическую температуру пылевой компоненты. Другой способ восстановления кинетической температуры основан на анализе процессов массопереноса на малых временах наблюдения [10,11].

В некоторых лабораторных экспериментах реализуется ситуация в которой кинетическая энергия движения макрочастиц в вертикальной плоскости отлична от их энергии движения в горизонтальной плоскости. В тоже время распределение скоростей пылевых частиц в вертикальной и горизонтальной плоскостях могут быть максвелловскими. В этом случае для пылевых частиц иногда вводится понятие кинетической температуры (горизонтальной  $T_x$  и вертикальной  $T_y$  составляющей движения).

При необходимости получения распределения кинетической температуры пылевых частиц по структуре, восстановление распределения осложняется тем, что количество частиц, формирующих пылевую структуру, ограничено и зачастую не велико. Это обстоятельство затрудняет разбиение наблюдаемой структуры на более мелкие анализируемые области, при котором они содержали бы достаточное количество макрочастиц для построения достоверного распределения по их скоростям. В этом случае выбирается достаточно крупная область структуры, после чего ее границы плавно смещаются по всей структуре с малым шагом, достаточным для детального изучения функции  $f(x,y)$ . Как правило, этот шаг в несколько раз меньше размера области. Такой алгоритм построен аналогично алгоритму линейной регрессии и позволяет восстанавливать распределение

кинетической температуры макрочастиц для различных участков пылевого облака (Рисунок 3.2).

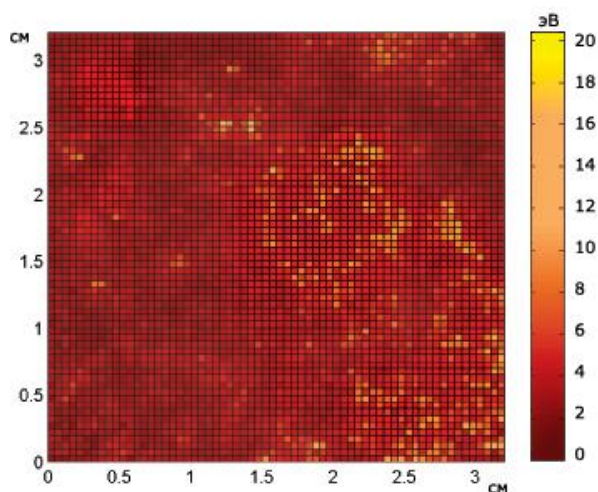


Рисунок 3.2 – Пример построения распределения кинетической температуры макрочастиц по структуре, состоящей из  $N = 4 \cdot 10^3$  частиц.

### 3.2. Метод определения пространственных корреляционных функций плазменно-пылевых структур.

Одной из основных функций описывающих структурные характеристики системы макрочастиц является парная (или трансляционная) корреляционная функция  $g_2(r)$ , которая показывает усредненное распределение плотности частиц относительно любой частицы в системе (Рисунок 3.3).

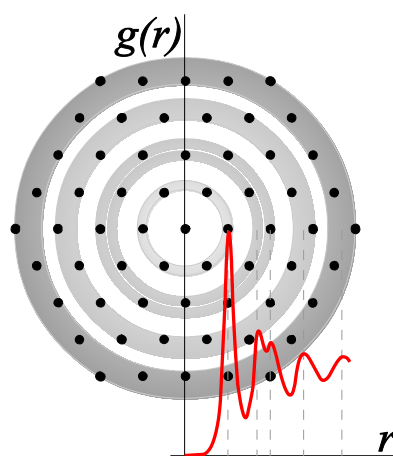


Рисунок 3.3 – Парная корреляционная функция для кристаллической структуры с гексагональной решеткой.

Парная корреляционная функция определяется как:  $g_2(r) = \frac{1}{n} \frac{dN(r)}{dV(r)}$ , и рассчитывается путем последовательного выбора каждой частицы в качестве центральной. Подсчитывается число частиц  $dN(r)$ , находящихся на расстоянии  $r$  от выбранной частицы, которые в случае трехмерных систем находятся на сферическом слое объемом  $dV(r)=4\pi r^2 dr$ , или для двумерных систем - в кольце площадью  $dV(r)=2\pi r dr$  [12]. Расстояние  $r$  меняется от нуля до  $r_{max}$ , равное максимально возможному радиусу окружности, которую можно вписать в исследуемую область системы с центром в выбранной частице. Затем полученные результаты усредняются по ансамблю и по времени (по кадрам) и нормируются на среднюю плотность частиц  $n$ .

Форма парной корреляционной функции: количество пиков, отношение первого минимума к первому максимуму, значение первого максимума и его положение, ширина первого пика используются в качестве критериев того или иного состояния системы, близости к фазовым переходам; при этом для сравнительного анализа часто используется функция от безразмерной величины  $r/r_p$ :  $g_2(r/r_p)$ , где  $r_p$  – среднее межчастичное расстояние (Рисунок 3.4).

Для описания структурной характеристики двумерной системы макрочастиц применяется также ориентационная корреляционная функция (*англ. bond-angular correlation function*)  $g_6(r)$ , которая определяет ориентационный порядок в системе. Так идеальная гексагональная решетка образует углы кратные  $60^\circ$  между любыми двумя бондами (умозрительными отрезками, соединяющими соседние частицы), при этом не важно, как далеко друг от друга находятся эти бонды. Чтобы посчитать ориентационную корреляционную функцию выполняется триангуляция Делоне [13-14] - нахождение всех связей (бондов) между ближайшими соседями (Рисунок 3.5).

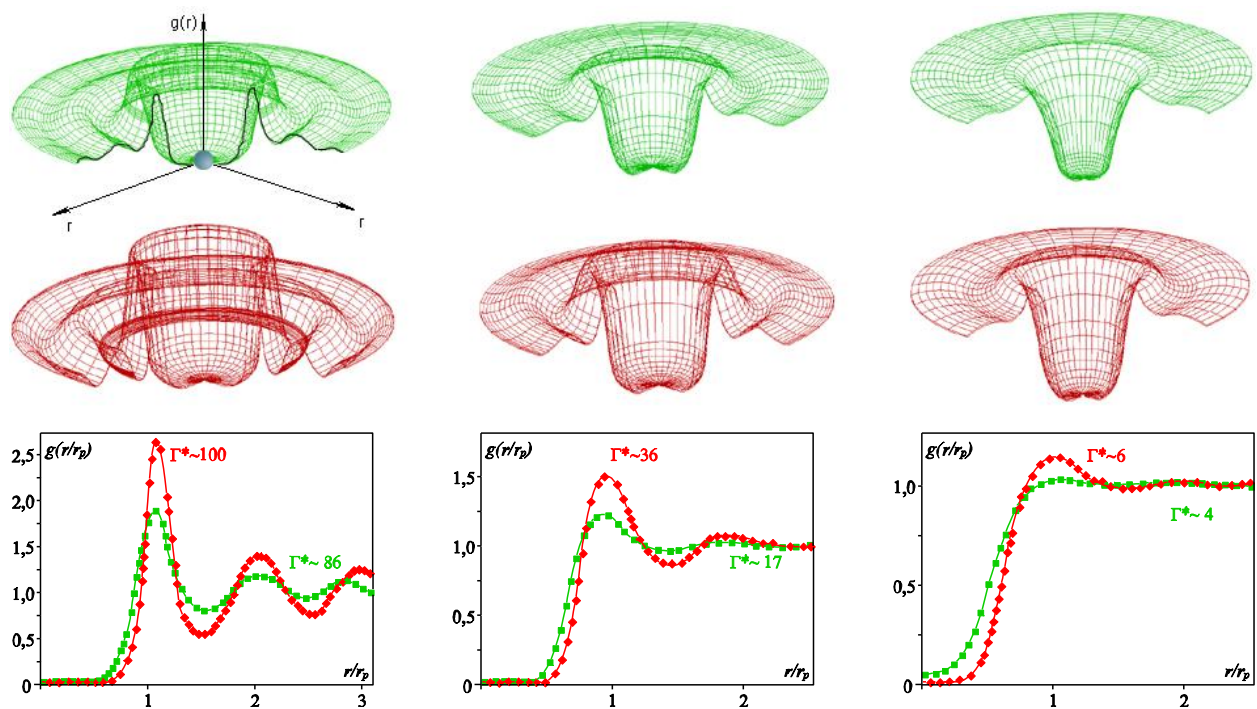


Рисунок 3.4 – Парные корреляционные функции плазменно-пылевых структур при различных значениях параметра неидеальности системы от  $\Gamma^* \sim 100$  до 4.

При триангуляции двумерная плоскость с точечными частицами покрывается сеткой треугольников, вершины которых задают соседние частицы, при этом линии треугольников (бондов) не должны пересекаться.

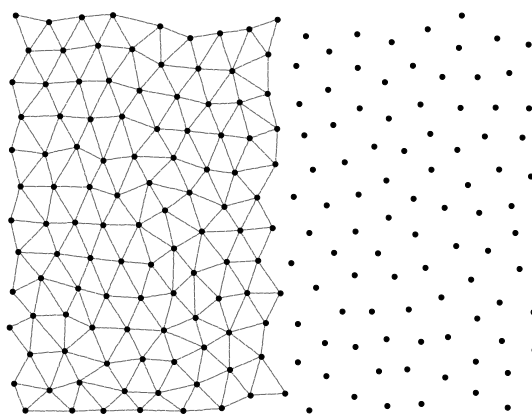


Рисунок 3.5 – Иллюстрация триангуляции Делоне для системы с параметром неидеальности  $\Gamma^* \sim 130$ . Точками отмечены положения частиц, а отрезками – бонды, соединяющие ближайших соседей.

Чтобы посчитать ориентационную корреляционную функцию в классической работе [15] было введено «промежуточное» понятие -

локальный параметр порядка  $\psi(\mathbf{r}) = \exp(6i\theta(\mathbf{r}))$ , где  $\theta(\mathbf{r})$  определяет ориентацию бонда относительно заданной фиксированной оси. Тогда ориентационная корреляционная функция будет выглядеть следующим образом:

$$g_6(\mathbf{r}) = \langle \psi^*(\mathbf{r})\psi(\mathbf{0}) \rangle \quad (3.1)$$

Способ расчета  $g_6(r)$  описан в работах [16, 17]. В [17] функция  $g_6(r)$  задается в виде

$$g_6(\mathbf{r}-\mathbf{r}') = \frac{\langle \psi_6^*(\mathbf{r})\psi_6(\mathbf{r}') \rangle}{\langle \rho(\mathbf{r})\rho(\mathbf{r}') \rangle}, \quad (3.2)$$

где  $\psi_6(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\psi_{6,i}$  - это локальный параметр ориентационного порядка,

задаваемого формулой  $\psi_{6,i} = \frac{1}{N_i} \sum_{j=1}^{N_i} \exp(6i\theta_{ij})$ , где суммирование ведется по всем

ближайшим соседям  $i$ -той частицы, а угол  $\theta_{ij}$  образован бондом между  $i$ -той и

$j$ -той частицей и фиксированной осью (Рисунок 3.6); а  $\rho(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$  -

микроскопическая плотность частиц. Процедура расчета состоит в том, что вначале находят локальный ориентационный порядок для каждой частицы, а затем производится усреднение этого параметра по ансамблю и нормировка на среднюю плотность частиц.

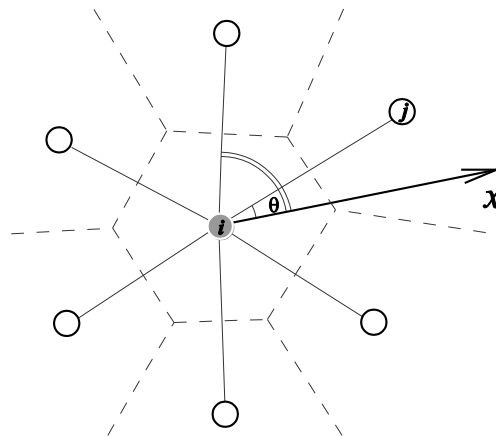


Рисунок 3.6 – Вычисление локального параметра ориентационного порядка для всех ближайших соседей  $i$ -той частицы, где угол  $\theta$  образован бондом между  $i$ -той и  $j$ -той частицей и фиксированной осью.

Если принять  $\mathbf{r}' = 0$ , то функция примет вид (3.2) с учетом нормировки на  $\langle \rho(\mathbf{r})\rho(\mathbf{0}) \rangle$ .

$$g_6(\mathbf{r}) = \frac{\langle \psi_6^*(\mathbf{r})\psi_6(\mathbf{0}) \rangle}{\langle \rho(\mathbf{r})\rho(\mathbf{0}) \rangle}. \quad (3.3)$$

Одним из важнейших свойств этой функции является то, что для идеальной гексагональной решетки  $g_6(r) \equiv 1$ . Для кристаллической фазы функция  $g_6(r)$  должна быть постоянна и близка к единице. В работах [18, 19] было предсказано, что в гексатической фазе эта функция убывает по степенному, а в жидкостной фазе по экспоненциальному закону. Таким образом, для неидеальных систем пространственная асимптотика данной функции указывает на фазовое состояние этой системы и может сохранять дальний порядок, в то время как дальний трансляционный порядок для нее может отсутствовать.

### **3.3. Метод восстановления эффективного параметра неидеальности структур макрочастиц.**

Как уже упомянуто во введении, одним из основных параметров, характеризующих фазовое состояние в неидеальных диссипативных системах, является параметр неидеальности  $\Gamma$ , определяемый как отношение потенциальной энергии кулоновского взаимодействия между соседними частицами к их средней кинетической энергии.

$$\Gamma = \frac{Z_p^2 e^2 n_p^{1/3}}{T_p}$$

При условии  $\Gamma > 1$  систему взаимодействующих частиц принято называть неидеальной. Большая часть численных исследований свойств диссипативных неидеальных систем макрочастиц базируется на модели экранированного кулоновского потенциала типа Юкавы. Способ восстановления параметра неидеальности в реальных экспериментах основан на интерпретации и

применении результатов численного моделирования. Исходя из качественных результатов, полученных в работах [20, 21] о соотношении величины параметра неидеальности и структурных характеристик системы - величины первого максимума  $g_{\max}$  и отношения первого максимума к первому минимуму  $g_{\max}/g_{\min}$  парных корреляционных функций, можно сделать выводы о степени неидеальности реальной экспериментально наблюдаемой системы макрочастиц (Таблица 3.1, 3.2). Для этого для нее строится парная корреляционная функция, по форме которой восстанавливается параметр неидеальности (Рисунок 3.7).

Таблица 3.1 – Значения параметра неидеальности  $\Gamma^*$  для трехмерной системы при различных значениях величины первого максимума  $g_{\max}$  и отношения первого максимума к первому минимуму  $g_{\max}/g_{\min}$  парных корреляционных функций [21].

$\Gamma^*$	1.5	6.1	10.2	17.3	22.5	29.2	40.0	49.4	64.2	77	92.2	102	106	117.5	150
$g_{\max}$	1	1.2	1.32	1.49	1.6	1.71	1.83	1.96	2.11	2.25	2.43	2.58	2.96	3.14	3.61
$g_{\max}/g_{\min}$	1	1.2	1.33	1.63	1.79	2.03	2.3	2.71	3.17	3.56	4.15	4.7	6.95	7.7	11.5

Таблица 3.2 – Значения параметра неидеальности  $\Gamma^*$  для двумерной системы при различных значениях величины первого максимума  $g_{\max}$  и отношения первого максимума к первому минимуму  $g_{\max}/g_{\min}$  парных корреляционных функций [21].

$\Gamma^*$	1.5	3	6	12.8	26.3	40.5	56.1	70.4	85.7	97	101	116.5	153	159	165	180	225
$g_{\max}$	1	1.03	1.16	1.4	1.78	2.08	2.34	2.57	2.75	2.8	2.9	3.17	3.52	3.8	3.95	4.1	4.5
$g_{\max}/g_{\min}$	1	1.03	1.19	1.61	2.42	3.29	4.30	5.51	6.79	7.22	8.19	11.6	22.4	30.9	32.1	33.3	36.6



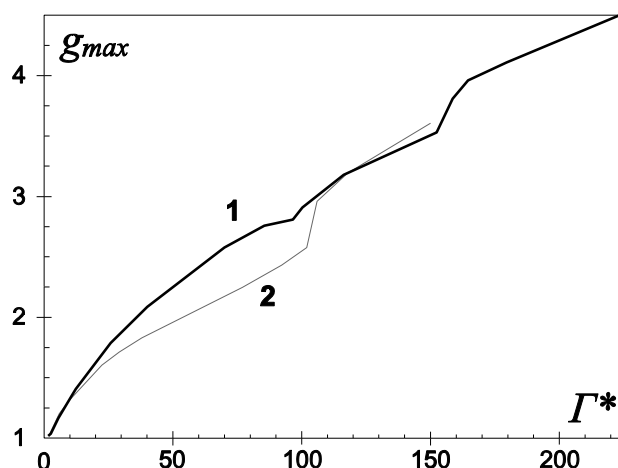


Рисунок 3.7 – Зависимости величины первого максимума  $g_{\max}$  парных корреляционных функций от параметра неидеальности системы  $\Gamma^*$  для двумерного (кривая 1) и трехмерного (кривая 2) случая [21].

Однако описанная методика имеет ряд недостатков. Так форма парной корреляционной функции  $g_2(r)$  существенно зависит от способа и длительности ее усреднения, ошибки в определении которой, могут значительно исказить корректное значение величины  $\Gamma^*$ .

### 3.4. Определение числа топологических дефектов в квазидвумерных структурах макрочастиц.

Дефектом называют любое нарушение трансляционной симметрии кристаллической структуры. Для двумерных систем возможными дефектами являются точечные дефекты (дисклинации) - наличие вакансий или внедренных «атомов». Решетка вокруг такого изолированного дефекта искажается таким образом, что кристаллическая структура при этом сохраняется. В идеальной гексагональной решетке каждая частица, расположенная в ее узле, имеет ровно шесть ближайших соседей. При этом наиболее распространенными дефектами такой решетки являются 5-ти связные и 7-ми связные частицы, а также их комбинации (связанные в пары либо четверки). (Рисунок 3.8).

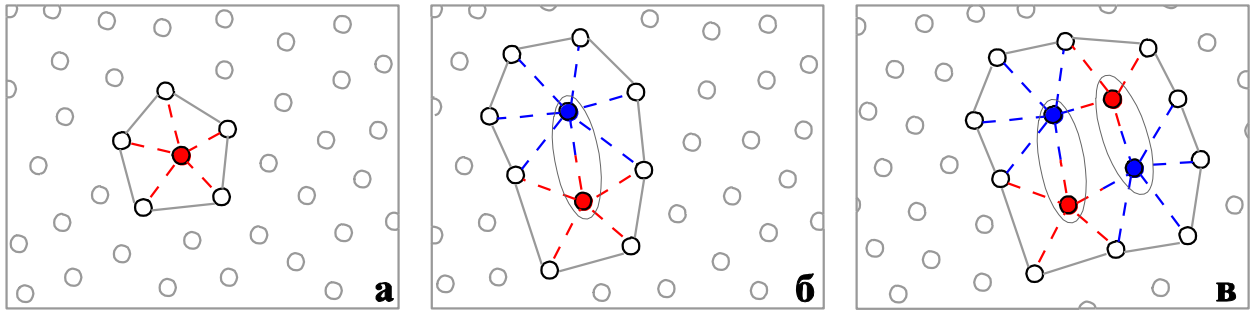


Рисунок 3.8 – (а) Свободная дисклинация с 5 связями, (б) Свободная дислокация (пара из 7-связной и 5-связной дисклинаций), (в) – дислокационная пара. Штриховая линия показывает связи между ближайшими соседями (бонды).

Для нахождения положений точечных дефектов в двумерной решетке применяется триангуляция Делоне [13, 14]. При этом в каждом узле образовавшейся решетки будет располагаться частица, а количество бондов будет определять количество и положение всех ближайших соседей частиц. В двумерной гексагональной структуре узел будет являться дефектом при количестве бондов отличных от шести.

Триангуляция Делоне взаимно однозначно соответствует диаграмме Вороного для того же набора точек [13, 14]. Диаграмма Вороного строится путем восстановления серединного перпендикуляра для бондов, соединяющих пары ближайших частиц (Рисунок 3.9).

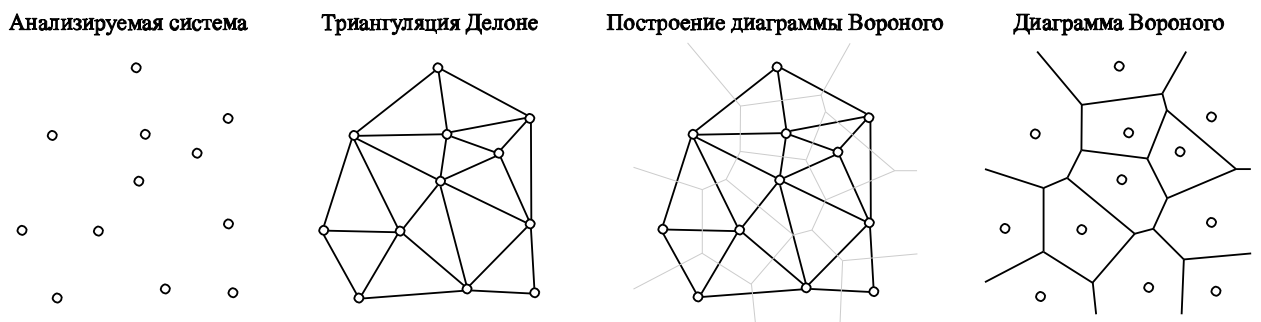


Рисунок 3.9 – Иллюстрация построения триангуляции Делоне и диаграммы Вороного для произвольного набора точек.

Количество сторон в ячейках Вороного определяет количество ближайших соседей у частицы и применяется для анализа дефектов структуры.

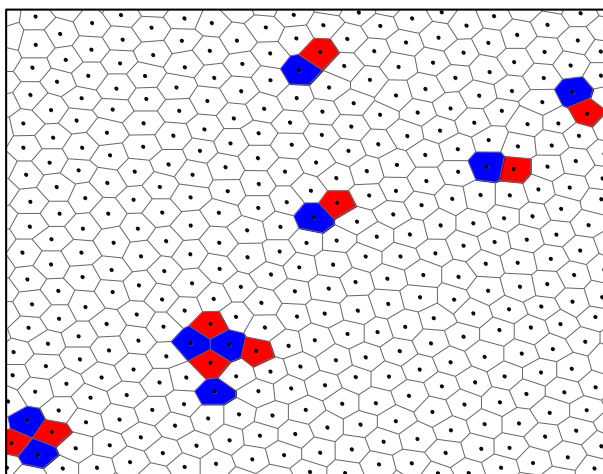


Рисунок 3.10 – Пример диаграмма Вороного для структуры  $\Gamma^* \sim 130$ . Белые ячейки соответствуют частицам с шестью ближайшими соседями, красные с пятью и синие с семью ближайшими соседями.

Для наглядного представления о том, как формируются топологические дефекты на рисунке 3.10 представлена диаграмма Вороного для кристаллической квазидвумерной структуры пылевых макрочастиц в приэлектродном слое ВЧ разряда.

### 3.5. Заключение и выводы по Главе 3.

Третья глава посвящена основным методикам обработки экспериментальных данных и восстановления информации о пространственном положении макрочастиц, траекторий и скорости их движения. Описано восстановление эффективного параметра неидеальности структур макрочастиц, характеризующего фазовое состояние в неидеальных диссипативных системах. Обсуждается метод определения кинетической температуры пылевой структуры, а также получение распределения кинетической температуры макрочастиц по структуре. Для структурной

характеристики системы макрочастиц приведено получение парной (трансляционной) и ориентационной корреляционных функций. Представлен анализ и определение топологических дефектов для структур макрочастиц.

## **ГЛАВА 4. Структурные и динамические свойства пылевых систем в плазме тлеющего разряда постоянного тока.**

### **4.1. Динамика плазменно-пылевых структур в тлеющем разряде постоянного тока.**

В плазменно-пылевых структурах зачастую наблюдаются различные динамические явления, такие как волны или вихри, которые представляют собой коллективное движение макрочастиц с направленной скоростью отличной от нуля (в отличие от средней скорости теплового движения макрочастиц в квазистационарных кристаллических или жидкоподобных структурах). Возникновение устойчивых динамических пылевых структур в вязкой среде, такой как слабоионизованная лабораторная плазма, возможно только при наличии источников, компенсирующих рассеяние энергии [1]. В данном разделе рассмотрены динамические пылевые структуры, возникающие в плазме тлеющего разряда постоянного тока.

#### **4.1.1. Динамика пылевых систем при воздействии магнитного поля**

Различные внешние воздействия могут использоваться для управления пространственным положением, степенью упорядоченности, а также динамикой плазменно-пылевых структур. Одним из возможных механизмов, способных обеспечить формирование динамических структур и преобразование потенциальной энергии внешнего воздействия в энергию движения макрочастиц является наложение внешнего магнитного поля. В работах [2-7] показано, что в газоразрядной плазме с вертикальным магнитным полем может возникать вращательное движение плазменно-пылевых структур в горизонтальной плоскости. Учет влияния магнитного поля востребован, например, при рассмотрении поведения частиц конденсированной дисперсной фазы в пристеночной плазме установок типа ТОКАМАК.

В нашей работе для исследования плазменно-пылевых структур в тлеющем разряде постоянного тока при воздействии магнитных полей использовалась экспериментальная установка, описанная в разделе 2.1.2. Объемные структуры, содержащие  $10^3 - 10^4$  пылевых частиц, исследовались в экспериментах с неоном в качестве плазмообразующего газа. В экспериментах использовались монодисперсные сферические частицы меламин-формальдегида диаметром 5,5 мкм. При индукции аксиального магнитного поля 100 Гс в тлеющем разряде при давлении буферного газа 0,1 Торр и токе разряда 1 мА в структуре наблюдались автоколебания (Рисунок 4.1).

Действие магнитных сил вызывают проскальзывание ионов и увеличивают местную диссипацию. В свою очередь и эффект Холла может приводить к возрастанию диссипации вследствие того, что он вызывает искажение картины протекания тока в плазме [8]. Таким образом, при повышении индукции аксиального магнитного поля до 120 Гс экспериментально наблюдалась стабилизация автоколебаний в структуре.

Помимо этого на движущуюся частицу действует сила сопротивления со стороны окружающей среды. В случае газоразрядной плазмы низкого давления основной вклад в эту силу дает нейтральная компонента. И при увеличении давления буферного газа до 0,15 Торр экспериментально фиксировалось исчезновение автоколебаний в плазменно-пылевой структуре. Для определения структурных и динамических характеристик пылевого облака при магнитных полях до 300 Гс были вычислены кривые массопереноса, представленные на рисунке 4.2.

На основании экспериментально полученных кривых массопереноса в пылевой системе по начальным участкам этих кривых можно оценить коэффициент трения пылевых частиц о нейтралы  $\nu_{fr}$  и характерную частоту

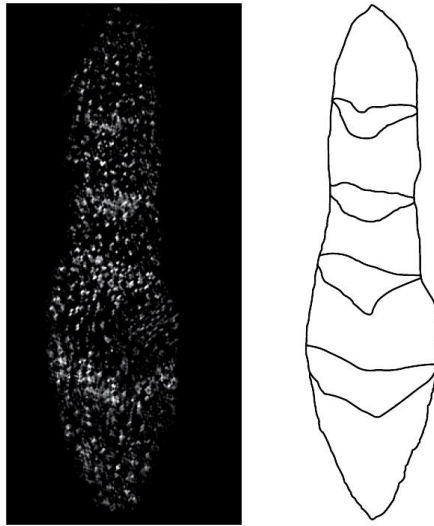


Рисунок 4.1 – Пылевая структура с автоколебаниями при аксиальном магнитном поле 100 Гс. Структура сформирована в тлеющем разряде постоянного тока  $I = 1$  мА,  $U = 1,2$  кВ при давлении неона 0,1 Торр.

колебаний частиц  $\omega_c$  [9]. Определив по положению пика кривой массопереноса значения  $D_{max}$  и  $t_{max}$ , подставим их в следующую систему уравнений

$$D_{max} \approx D_0 / (1 + 2\xi^*), \quad (4.1)$$

$$t_{max} v_{fr} \approx 4\sqrt{2}/\pi / (1 + 8\sqrt{2}\xi^*), \quad (4.2)$$

где  $D_0 = \frac{T}{m v_{fr}}$ ,  $\xi^* = \frac{\omega_c}{v_{fr}}$ ,  $T = mV^2$ ,  $V(t) = dx/dt$  – компонента скорости по одной

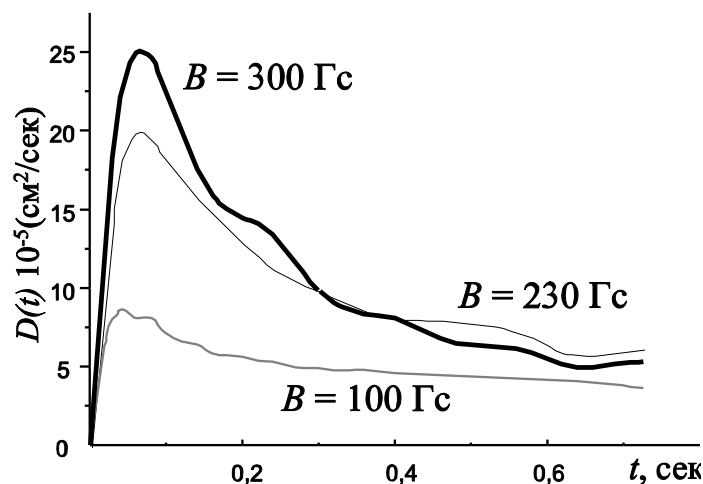


Рисунок 4.2 – Кривые массопереноса для пылевого облака при  $B = 100, 230, 300$  Гс.

координате. Из этой системы находим частоту  $\omega_c$  и затем эффективный параметр неидеальности [9]:

$$\Gamma^* \approx \frac{\pi}{4} \omega_c^2 l_p^2 \frac{1}{V_T^2}. \quad (4.3)$$

Здесь  $V_T$  – тепловая скорость макрочастиц,  $l_p$  – межчастичное расстояние в пылевом облаке, определяемое из видеоданных и составляющее в нашем случае 250-300 мкм.

При воздействии на разряд магнитного поля с индукцией до 300 Гс вращательного движения в протяженных плазменно-пылевых структурах не наблюдалось. При дальнейшем повышении значения индукции магнитного поля наблюдалась деградация пылевых структур: большая часть макрочастиц, формирующих структуру, выпадала из страты и просыпалась на дно газоразрядной трубки, после чего оставшиеся макрочастицы начинали вращение.

Результаты восстановления кинетической энергии и коэффициента диффузии макрочастиц при различных значениях магнитного поля приведены на рисунке 4.3.

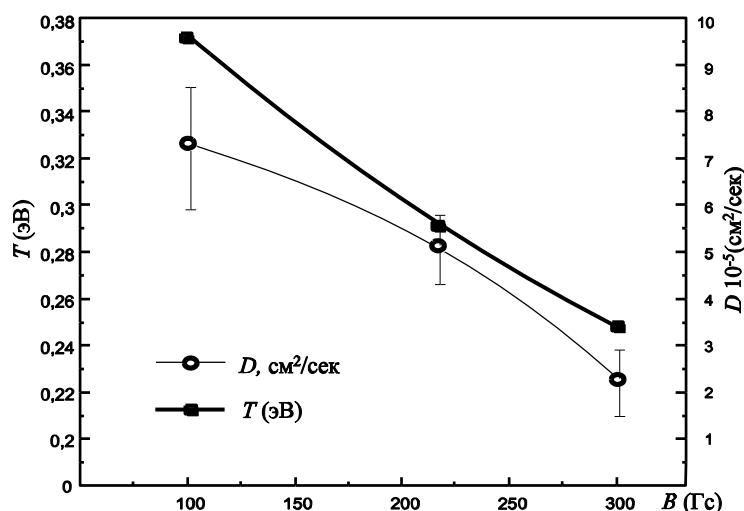


Рисунок 4.3 – Зависимости кинетической температуры (■) и коэффициента диффузии (○) плазменно-пылевой структуры от магнитного поля.



Хорошо видно, что с увеличением аксиального магнитного поля обе величины уменьшаются. Соответственно, увеличивается параметр неидеальности плазменно-пылевой структуры (Рисунок 4.4).

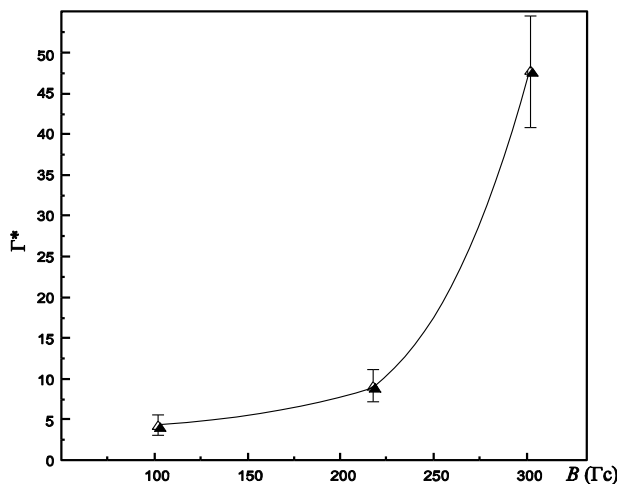


Рисунок 4.4 – Зависимость параметра неидеальности ( $\blacktriangle$ ) плазменно-пылевой структуры от индукции магнитного поля.

При воздействии аксиального магнитного поля на структуры с количеством частиц до сотни, левитирующих в стратифицированном разряде с неоном в качестве плазмообразующего газа, наблюдалось их вращение в горизонтальной плоскости вокруг вертикальной оси симметрии разряда. При индукции поля 75 Гс вектор угловой скорости вращения пылевого облака имел направление противоположное направлению магнитного поля (Рисунок 4.5а). Однако при дальнейшем увеличении поля, вращение замедлялось и затем прекращалось при 500 Гс (Рисунок 4.5б). В поле 630 Гс зафиксировано вращение пылевой структуры в противоположном направлении (Рисунок 4.5в), в этом случае вектор угловой скорости вращения пылевого облака оказывался сонаправленным с вектором магнитного поля.

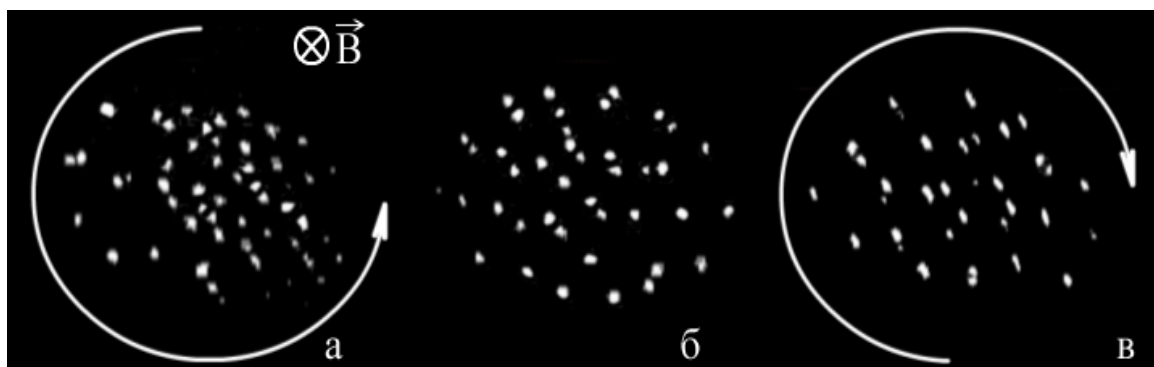


Рисунок 4.5 – Горизонтальное сечение плазменно-пылевой структуры в тлеющем разряде постоянного тока с направлением вращения против часовой стрелки в магнитном поле  $B=75$  Гс (а), прекратившимся вращением при  $B \approx 500$  Гс (б) и вращением в противоположном направлении при  $B = 630$  Гс (в).

На Рисунке 4.6 представлены экспериментальные полученные значения угловой скорости вращения пылевого облака в страте тлеющего разряда постоянного тока при различных значениях магнитного поля.

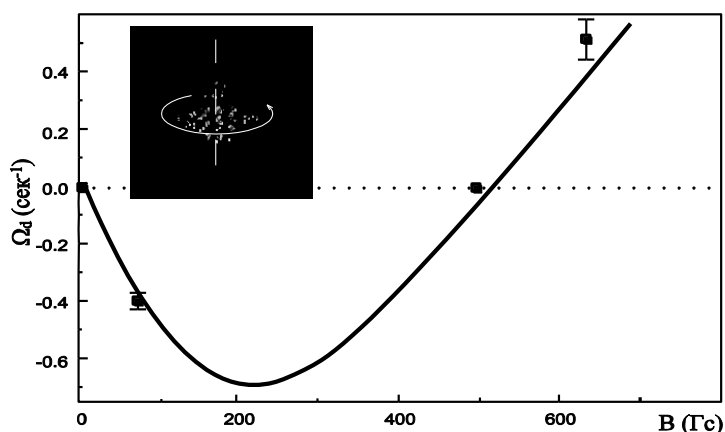


Рисунок 4.6 – Угловая скорость вращения пылевой структуры в зависимости от индукции магнитного поля.

Дальнейшее повышение индукции аксиального магнитного поля до 700 Гс приводит к тому, что частицы, образующие структуру в приосевой области разряда, смещаются к его периферии – к стенкам разрядной трубки (Рисунок 4.7). При этом угловая скорость вращения частиц не изменяется и

составляет 3,5 рад/с. Наблюдались также небольшие осцилляции пылевых частиц в вертикальном направлении, вероятно вызванные нестабильностью тлеющего разряда в магнитном поле.

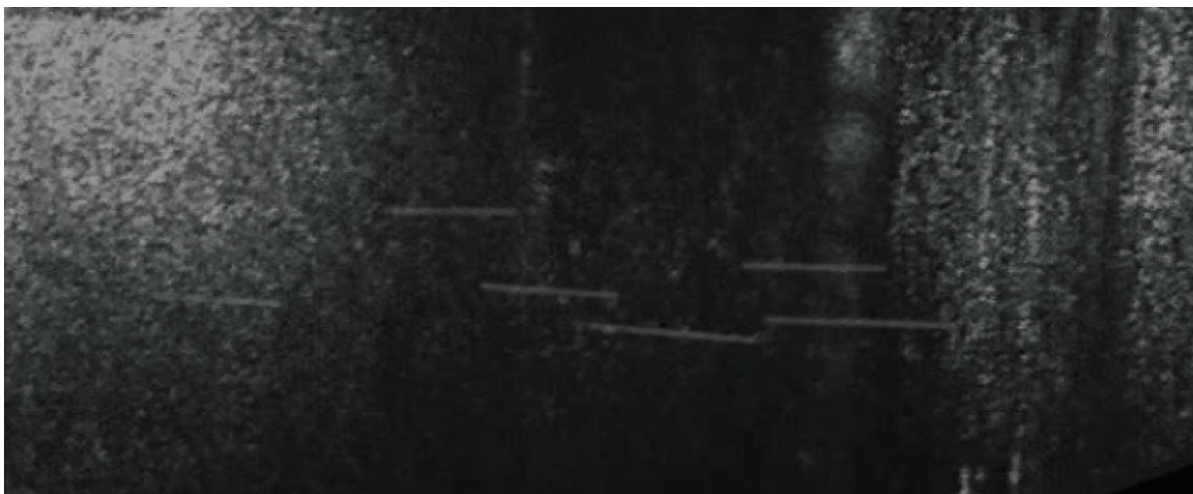


Рисунок 4.7 – Вращение пылевых частиц в пристеночной области при воздействии магнитного поля  $\sim 700$  Гс.

Магнитное поле воздействует на пылевые частицы через плазму разряда, их вращение в осевом магнитном поле происходит за счет сил ионного увлечения [2-6, 10-13]. Сила ионного увлечения при равномерном вращении уравновешивается силой трения о нейтралы. Эти силы,  $F_i$  и  $F_a$ , приложенные к пылинке с радиусом  $a$  и зарядом  $Z_d < 0$ , можно оценить как [14]

$$F_i \approx \frac{8}{3} \sqrt{2\pi T_i m_i} a^2 n_i \left( 1 + \frac{1}{2} z\tau + \frac{1}{4} z^2 \tau^2 \Pi \right) (u_i - u_d), \quad (4.4)$$

$$F_a \approx \frac{8}{3} \sqrt{2\pi T_a m_a} a^2 n_a (u_a - u_d), \quad (4.5)$$

где  $m_\alpha$ ,  $T_\alpha$ ,  $n_\alpha$  и  $u_\alpha$  - масса, температура, плотность и скорость частиц  $\alpha$  ( $\alpha = i, a$ ) соответственно;  $u_d$  - скорость пылевых частиц;  $\tau = T_e/T_i$  - отношение электронной к ионной температуре;  $z = |Z_d| e^2 / a T_e$  - безразмерный заряд пылевых частиц, и  $\Pi$  - модифицированный кулоновский логарифм, проинтегрированный по функции распределения ионов по скоростям. Из

уравнений (4.4) и (4.5), и уравнения  $F_i + F_a = 0$  (которое является условием равномерного вращения пылевой частицы по окружности радиуса  $r$ ) и, считая, что  $u_d \ll u_i$ ,  $T_i \approx T_a$  и  $m_i = m_a$ , получаем

$$u_d(r) \approx \frac{n_i}{n_a} \left( 1 + \frac{1}{2} z\tau + \frac{1}{4} z^2 \tau^2 \Pi \right) u_i(r) + u_a(r). \quad (4.6)$$

Азимутальная скорость ионов  $u_i$  (мы берем  $u_i > 0$ , если вектор соответствующей угловой скорости  $\omega_i$  направлен по линиям магнитного поля) определяется двумя механизмами (см., например, [15]),

$$u_i(r) = \frac{-eE_r(r) + n_i^{-1}(r) d(n_i T_i)/dr}{m_i \omega_{iB} (1 + v_{ia}^2 / 4\omega_{iB}^2)}. \quad (4.7)$$

Первый член в уравнении (4.7) обусловлен дрейфом ионов в пересекающихся радиальных электрических  $E_r$  и осевых магнитных  $B$  полях, а второй член связан с радиальным градиентом ионного давления (диамагнитный ионный ток). Следует отметить, что дрейф ионов и электронов происходит в одном направлении с одинаковой скоростью, а движение, связанное с диамагнитным током, имеет разные направления для ионов и электронов. Так как масса электрона много меньше ионной, то электронным сопротивлением можно пренебречь. Амбиполярное электрическое поле, ортогональное к магнитному полю, выражается формулой [17]

$$E_r(r) = -\frac{T_e}{e} \frac{1 - \beta(B)/\tau}{[1 + \beta(B)]n_i(r)} \frac{dn_i}{dr}, \quad (4.8)$$

где  $\beta(B) = 2 \frac{\omega_{iB} \omega_{eB}}{v_{ia} v_{ea}}$ ;  $v_{\alpha a}$ , и  $\omega_{\alpha B}$  – транспортная частота столкновений с атомами,

и циклотронная частота ионов ( $\alpha = i$ ) и электронов ( $\alpha = e$ ). Подставим уравнение (4.8) в уравнение (4.7) в предположении, что ионная температура  $T_i$  постоянна вдоль радиуса. Тогда мы можем найти угловую скорость ионов

$$\Omega_i(r) = \frac{u_i(r)}{r} = \frac{4\omega_{iB} T_i (1 + \tau)}{m_i [1 + \beta(B)] (v_{ia}^2 + 4\omega_{iB}^2)} \frac{dn_i/dr}{n_i(r)}. \quad (4.9)$$

В первом приближении радиальный градиент плотности ионов  $dn_i/dr$  можно оценить, предположив бesselевский профиль радиального

распределения заряженных частиц в страте [17], что не противоречит измеренным данным [18]. Тогда

$$\frac{dn_i}{dr} \approx -\frac{2.9n_i(0)}{R^2}r, \quad (4.10)$$

где  $R$  – радиус газоразрядной трубки. Здесь мы предполагаем, что радиальное распределение заряженных частиц не зависит от наличия малых плоских пылевых структур. Таким образом,  $u_i < 0$ , и частицы пыли вращаются против часовой стрелки (если смотреть в направлении магнитного поля) относительно нейтрального газа.

Подставляя уравнения (4.9) и (4.10) в (4.6), находим

$$\Omega_a \approx -\frac{n_i}{n_a} \left( 1 + \frac{1}{2}z\tau + \frac{1}{4}z^2\tau^2\Pi \right) \frac{2.9}{R^2} \frac{4T_i(1+\tau)\omega_{iB}}{m_i(4\omega_{iB}^2 + \nu_{ia}^2)[1+\beta(B)]} + \Omega_a. \quad (4.11)$$

В нашей работе [19] мы предположили, что изменение направления вращения связано с изменением направления радиального диффузионного потока плазмы, которое происходит, когда скорость рекомбинации плазмы на пылевых макрочастицах становится выше, чем на стенках трубки, что, в свою очередь, происходит из-за замагничивания плазмы. Однако такая причина была бы более существенной для довольно крупных объемных структур, в то время как в случае малой плоской структуры радиальный поток плазмы на пылевую структуру не столь существенен по сравнению с осевым. Поэтому для таких структур необходим учет движения нейтрального газа, а для оценки  $\Omega_a = u_a/r$ , рассмотрим механизм, рассмотренный в работе Недоспасова [20]. Если направление тока в нейтральном газе отличается от направления магнитного поля, то на газ действует сила Ампера (из-за столкновений с заряженными частицами), плотность которой равна  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ , где  $\mathbf{j}$  – плотность тока. Таким образом, в однородном столбе разряда постоянного тока в трубке с изолированной стенкой в присутствии аксиального магнитного поля эта сила отсутствует. Она может возникать на торцевых поверхностях соленоида, где магнитное поле имеет радиальную составляющую, вызывающую азимутальную силу Ампера, а крутящий

момент может быть передан по трубке посредством вязкости газа. Если этот эффект значителен, то при смещении разрядной трубки вдоль соленоида должны быть заметны изменения направления вращения пылевой структуры. Однако мы не наблюдали подобных изменений. Такие изменения также не наблюдались и у Карасева и др. [21]. Следует отметить, что даже в однородном столбе разряда нейтральный газ может вращаться из-за взаимодействия с плазмой, двигающейся в пересекающихся радиальных электрических  $E_r$  и осевых магнитных  $B$  полях. Однако соответствующая скорость  $u_a$  очень мала и ее можно не учитывать (по нашим оценкам она на два-три порядка меньше  $u_d$ ).

Другая возможная причина вращения газа может быть связана с неравномерностью стратифицированного разряда постоянного тока и изменением параметров плазмы вдоль трубки [20]. Неколлинеарность градиентов электронной плотности и температуры приводит к возникновению вихревых токов, которые могут быть описаны следующим уравнением [20]:

$$\frac{e}{m_e \nu_{ea}} \nabla n_e \times \nabla T_e = -\text{curl } \mathbf{j}. \quad (4.12)$$

Полагая, что  $|\nabla n_e| \approx n_e / R$  и  $|\nabla T_e| \approx T_e / l$  ( $l$  – длина страты,  $l \approx 2R$ ), А.В. Недоспасов получил оценки для радиального тока и движущей силы и, как следствие, оценку скорости вращения нейтрального газа [20]

$$\Omega_a \approx \frac{1}{3} n_e \tau \sigma_a \frac{\omega_{eB}}{\nu_{ea}} \sqrt{\frac{T_e}{m_a}}, \quad (4.13)$$

где  $\sigma_a$  – газокинетическое сечение атомного рассеяния. Уравнение (4.12) выведено без учета магнитного поля; однако этого достаточно для оценки, так как члены, связанные с магнитным полем, не имеют ощутимых азимутальных составляющих.

Таким образом, учитывая  $n_e = n_i = n$ ,  $\Pi \sim 1$ ,  $\tau \gg 1$ , и  $z \sim 1$ , мы получаем из уравнений (4.11) и (4.13) приближенное выражение для угловой скорости пылевой структуры

$$\Omega_d \approx n\tau \sqrt{\frac{T_a}{m_a}} \left[ \frac{\sigma_a \omega_{eB}}{3v_{ea}} - \frac{2.9z^2 \tau^2 \omega_{iB} \sqrt{T_i / m_i}}{R^2 n_a (4\omega_{iB}^2 + v_{ia}^2) [1 + \beta(B)]} \right]. \quad (4.14)$$

Она постоянна вдоль радиуса, что соответствует наблюдениям. Если условие

$$\frac{\sigma_a}{3m_e v_{ea}} > \frac{2.9z^2 \tau^2 \omega_{iB} \sqrt{T_i}}{R^2 m_i^{3/2} n_a v_{ia}^2} \quad (4.15)$$

выполняется, то для всех значений магнитного поля должно наблюдаться вращение пылевых частиц только по часовой стрелке.

Для наших экспериментальных условий  $T_i \approx 300$  К,  $n_a \approx 8 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $n \approx 10^8$  см<sup>-3</sup>,  $\sigma \approx 2 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>,  $v_{ia} \approx 2 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>,  $v_{ea} \approx 10^9$  с<sup>-1</sup>,  $\tau \approx 10^2$ . Обычно  $z = 2-3$ , положим  $z = 2.5$ . Тогда получим

$$\Omega_d \approx 10^{-3} B \left[ 4 - \frac{11}{(1 + 2 \cdot 10^{-7} B^2)(1 + 10^{-6} B^2)} \right], \quad (4.16)$$

где  $B$  выражено в гауссах. Как видно из рисунка 4.6 это выражение обеспечивает качественно правильную зависимость угловой скорости пылевой структуры от магнитного поля и хорошее согласие с экспериментальными данными.

Сравнение теоретической оценки, даваемой уравнением. (4.14), с измеренными результатами Карасева и др. [21] представлено на рисунке 4.8. В этом случае имеем

$$\Omega_d \approx 10^{-2} B \left[ 1.7 - \frac{0.16z^2}{1 + 1.3 \cdot 10^{-6} B^2} \right] \quad (4.17)$$

и должны брать некоторое более высокое значение  $z$ , поскольку для  $z < \sqrt{1.7/0.16} = 3.26$  условие (4.15) выполняется, что противоречит экспериментальным данным. Две кривые на рисунке 4.8 соответствуют  $z = 3.4$  (верхняя) и  $3.6$  (нижняя) и показывают качественное согласие с экспериментом. Здесь следует отметить, что пылевые макрочастицы, использованные в эксперименте [21], были полидисперсными и произвольными по форме, поэтому использование данных оценок может быть сомнительным.

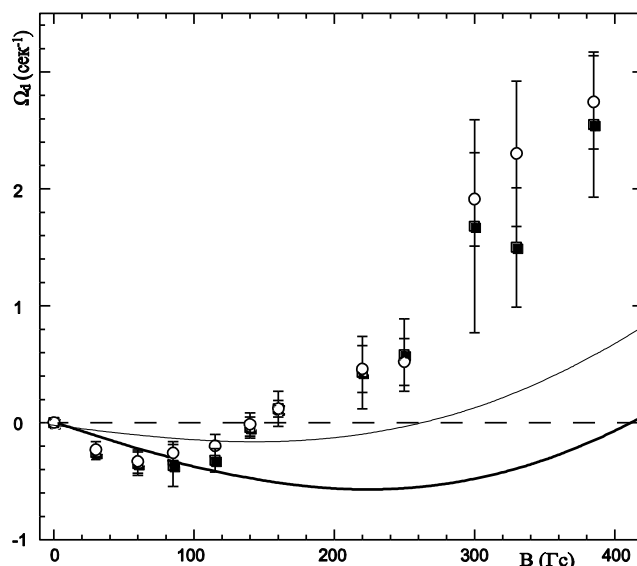


Рисунок 4.8 – Угловая скорость пылевой структуры в плазме тлеющего разряда постоянного тока (давление неона 0,7 торр, ток 2,5 мА) в зависимости от индукции аксиального магнитного поля [21]: ■ – для верхней части структуры, и ○ – для нижней части структуры. Кривые оценка по уравнению (4.17) для  $z = 3.4$  (верхняя) и  $3.6$  (нижняя) [22].

Таким образом, мы полагаем, что инверсия вращения плазменно-пылевой структуры с увеличением аксиального магнитного поля может быть объяснена конкуренцией между двумя механизмами. Первый - это вращение пылевых частиц вместе с нейтральным газом, но из-за вихревых токов угловая скорость газа в области расположения пылевой структуры направлена по часовой стрелке относительно направления магнитного поля. Второй - это вращение пылевых частиц под действием силы ионного увлечения в противоположном направлении. В слабых магнитных полях оба механизма вызывают вращение со скоростями, пропорциональными полю  $B$ , но второй механизм преобладает, и вращение пылевых частиц становится направленным против часовой стрелки. По мере увеличения магнитного поля вторая скорость уменьшается за счет намагниченности плазмы и становится обратно пропорциональна  $B$ , в этом случае преобладает первый механизм и происходит инверсия вращения (в нашем эксперименте при  $B = 500$  Гс).



При дальнейшем увеличении магнитного поля радиальное электрическое поле (4.8) уменьшается и перестает удерживать пылевые частицы в осевой области. Таким образом, они смещаются к периферии разряда, как это наблюдалось в неоне при  $B \approx 700$  Гс (Рисунок 4.7). При еще более высоких магнитных полях ионы становятся более подвижными, чем электроны (в уравнении (4.8), коэффициент  $1 - \beta/\tau \approx 1 - 10^{-6}B^2 < 0$ ), стенка приобретает положительный заряд, и к ней прилипают отрицательно заряженные пылевые частицы. Этот результат, по всей видимости, наблюдался во время экспериментов в атмосфере водорода с магнитными полями  $B > 10^3$  Гс. Стратификация разряда все еще сохранялась, но инжектированные частицы не были обнаружены в разрядном объеме. В неоне перезарядка на стенке не происходит, так как разряд теряет устойчивость и контрагирует до достижения такого высокого магнитного поля.

Рассмотренный механизм вращения пылевой структуры может объяснить наличие различных угловых скоростей различных горизонтальных слоев структуры, наблюдаемой Карасевым и др. [21]. В стратифицированном разряде постоянного тока структура поднимается над областью наибольшего значения  $T_e$  (головой страты), где газ вращается по часовой стрелке ( $\Omega_a > 0$ ) с максимальной угловой скоростью. Над структурой имеется область между стратами, где вращение газа происходит против часовой стрелки ( $\Omega_a < 0$ ). Таким образом, в области расположения структуры вертикальный градиент  $d\Omega_a/dh < 0$ . Предполагая, что в первом приближении азимутальная скорость ионов не зависит от вертикальной координаты  $h$ , получаем для угловой скорости пылевой структуры  $d\Omega_a/dh < 0$ , что находится в согласии с наблюдениями [21].

#### **4.1.2. Развитие неустойчивостей в плазменно-пылевых структурах.**

В большинстве экспериментальных исследованиях отрицательно заряженные макрочастицы могут левитировать только в областях достаточно

сильного электрического поля, где сила тяжести может быть скомпенсирована электростатической силой. Такой областью является страта тлеющего разряда постоянного тока, распределение электрических полей в которой создает электростатическую ловушку для захвата макрочастиц. Если в результате флуктуации заряда пылевой частицы, например при его уменьшении, под действием силы тяжести частица смещается вниз ближе к голове страты (в область более высоких электрических полей), то она приобретает дополнительный заряд и в результате действия электрической силы поднимается обратно. Аналогично при появлении избыточного заряда на пылевой частице, в результате преобладания электрической силы над силой тяжести частица поднимается вверх, разряжается и возвращается на исходное положение.

Практически одновременно с формированием упорядоченных плазменно-пылевых структур экспериментально было обнаружено существование низкочастотных пылевых колебаний (пылевого звука) и неустойчивостей, приводящих к самовозбуждению линейных и нелинейных волн [23-26]. Характерной особенностью колебаний в пылевой плазме является то, что заряд пылевых частиц не является фиксированным и зависит от локальных параметров окружающей плазмы (концентрации ионов и электронов, их скорости, потенциала плазмы) и при смещении макрочастицы в процессе колебаний ее заряд постоянно изменяется. Таким образом, для создания кинетической модели и корректного теоретического описания колебаний в пылевой плазме, помимо необходимости корректного вычисления интегралов упругих и неупругих столкновений, необходим учет постоянно меняющегося заряда пылевых макрочастиц. Попытки создания кинетической теории были предприняты в работах [27-31].

Для экспериментального исследования пылезвуковых колебаний широко использовался разряд постоянного тока [32-34]. Нами наблюдались низкочастотные колебательные движения пылевых частиц наблюдались при проведении экспериментов в атмосфере инертного газа Ne, при давлении

0.0080 Торр и токе разряда  $\sim 0.5$  мА. В разряд инжектировались монодисперсные частицы меламин-формальдегида, размер которых составлял  $a = (1.1 \pm 0.04)$  мкм. Наблюдалась волна плотности пылевых частиц, с длиной  $\sim 1$  мм, распространяющаяся в структуре сверху вниз. (Рисунок 4.9)

В верхней части структуры, пылевые частицы не участвовали в образовании волны плотности. Наиболее яркая часть плазменно-пылевой структуры соответствует фронту волны плотности. За волной плотности образуется область разрежения. Заметные вертикальные осцилляции пылевых частиц в верхней части структуры отсутствовали, что может служить индикатором того, что разряд оставался стабильным и «дрожание» страт отсутствовало. В противном случае неустойчивость разряда влияла бы на поведение частиц во всей структуре.

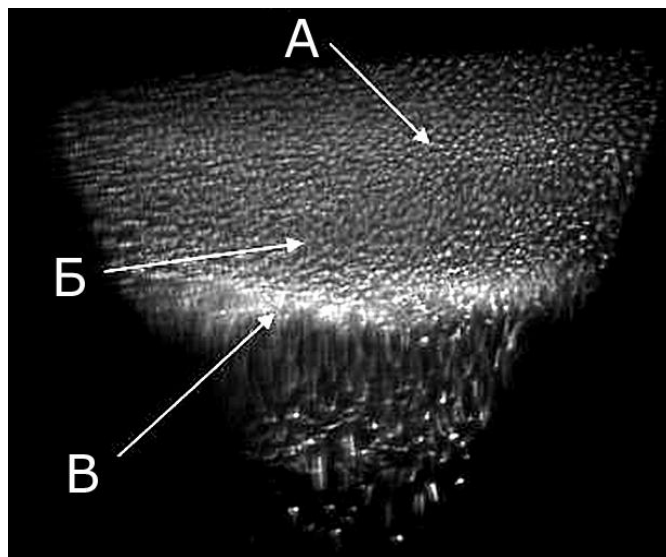


Рисунок 4.9 – Видеокадр плазменно-пылевой структуры с автоколебаниями, подсвеченной лазерным «ножом».

Межчастичное расстояние в различных частях плазменно-пылевой структуры отличаются довольно сильно. На рисунке 4.10 приведена зависимость межчастичного расстояния от тока разряда. Понижение тока разряда способствует раскачке автоколебаний, которая выражается в увеличении амплитуды колебания частиц. При уменьшении тока разряда межчастичное расстояние в верхней части структуры существенно не

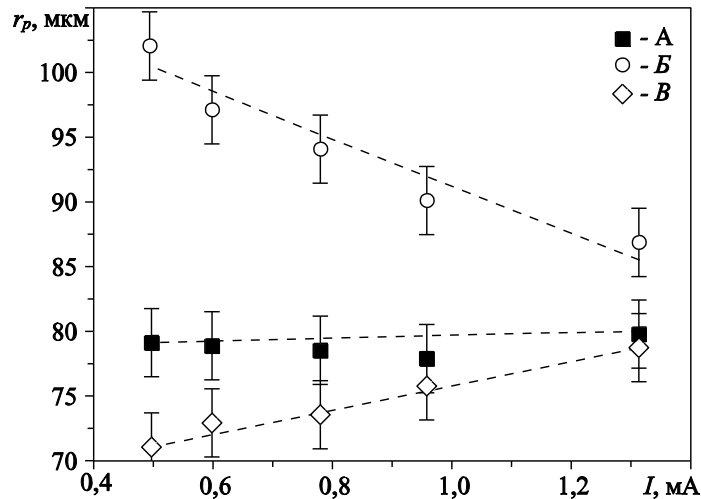


Рисунок 4.10 – Межчастичное расстояние  $r_p$  [мкм] от тока разряда  $I$  [мА].

изменяется, структуры существенно не изменяется, в области фронта волны наблюдается уменьшение, а в области разряджения увеличение межчастичного расстояния (Рисунок 4.10).

#### 4.1.3. Формирование вихревых плазменно-пылевых структур.

Образование самовозбуждающегося вихревого плазменно-пылевого движения наблюдалось в многочисленных наземных и космических экспериментах. Исследование образования вихрей на кинетическом уровне представляет большой интерес для различных областей физики. Системы активных частиц, способные извлекать энергию из окружающей среды и, таким образом, находящиеся в состоянии далеком от равновесия могут демонстрировать различные динамические особенности, включая формирование вихревого движения [35]. В плазменно-пылевой системе заряженных макрочастиц подкачка энергии осуществляется электрическими полями. Заряд пылевой частицы зависит как от времени, так и от положения частицы, что, в конечном счете, приводит к переходу части потенциальной энергии электрического поля в кинетическую энергию частицы.

Формирование плазменно-пылевых структур с вихревым движением нами наблюдалось в плазме тлеющего разряда постоянного тока на

экспериментальной установке (Рисунок 2.1), описание которой было представлено в Главе 2.1. В ходе эксперимента формировалось вихревое движение частиц меламин-формальдегида диаметром  $a_p = 2,02$  мкм и плотностью  $1.51$  г/см<sup>3</sup>. Для трехмерной диагностики (Рисунок 1.2) использовался диагностический комплекс, состоящий из двух синхронизированных видеокамер, расположенных под углом  $\alpha \sim 22^\circ$  друг к другу.

На основе метода трехмерной визуализации были получены трехмерные координаты пылевых частиц данной вихревой структуры [36]. Пространственное распределение векторов скоростей этих макрочастиц представлены на рисунке 4.11

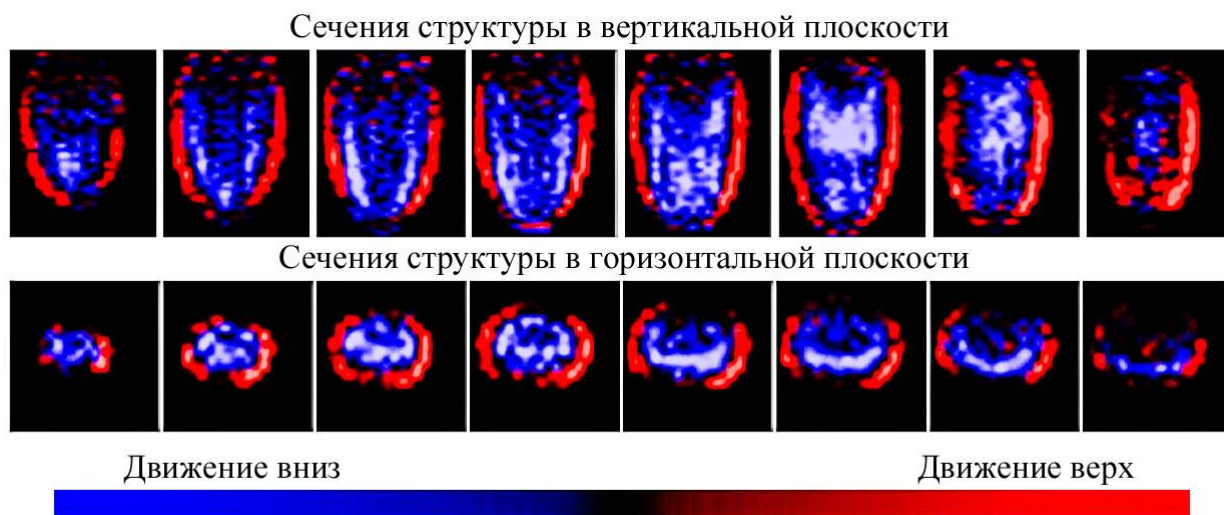


Рисунок 4.11 – Пространственное распределение потока пылевых частиц в вихревой структуре в плазме тлеющего разряда постоянного тока при давлении  $P=0,4$  Торр и токе  $I=0,41$  мА.

На основе полученных данных о координатах макрочастиц могут быть восстановлены траектории движения частиц. На рисунке 4.12 представлены видеокادر пылевой структуры в плазме тлеющего разряда постоянного тока и траектории пылевых частиц вихревой структуры за промежуток времени 0,5 сек. На рисунке 4.13 представлена зависимость скоростей макрочастиц от их радиального расположения в вихревой структуре.

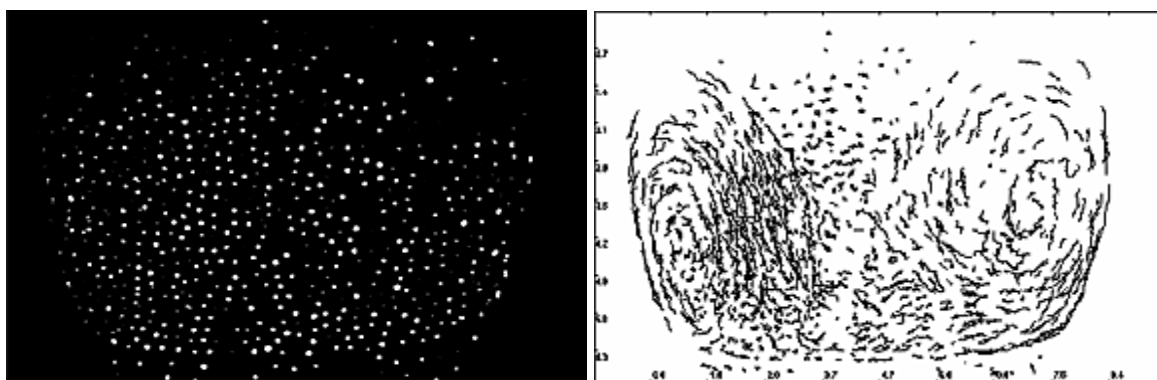


Рисунок 4.12 – Видеокадр и траектории частиц в плазменно-пылевой структуре с вихревым движением за  $t \sim 0.5$  сек.

Таким образом, скорость движения макрочастиц на периферии вихря в 1.3 раза выше скорости макрочастиц в центральной части вихревого движения.

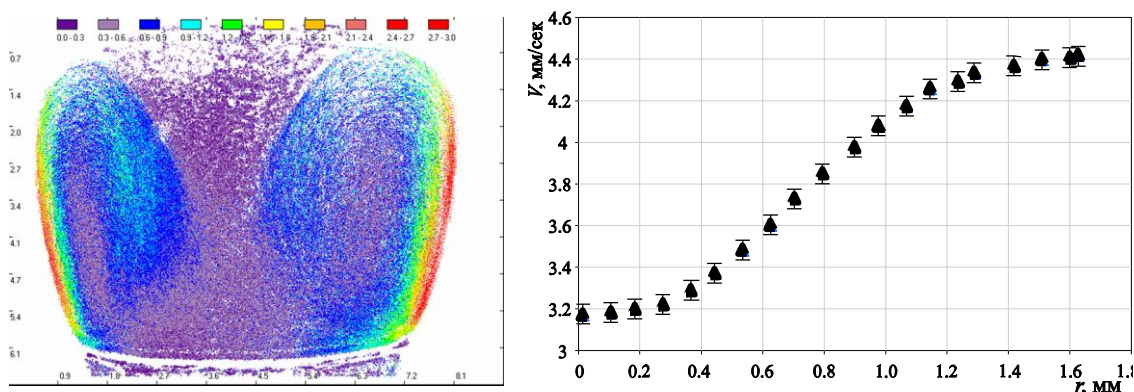


Рисунок 4.13 – График зависимости распределения скоростей пылевых частиц в вихре в зависимости от их радиального положения [37].

При этом период полного обращения макрочастицы на периферии более чем в 2 раза превосходит время обращения частицы в центральной части вихря. На рисунке 4.14 представлена зависимость распределения периода вращения макрочастиц в пылевой структуре от их радиального расположения в вихревой структуре.

Вихревые движения макрочастиц наблюдаются в различных типах плазмы и источником этого движения являются электрические силы. Один из механизмов, способных обеспечить преобразование потенциальной энергии внешнего электрического поля в энергию движения макрочастиц, связан с

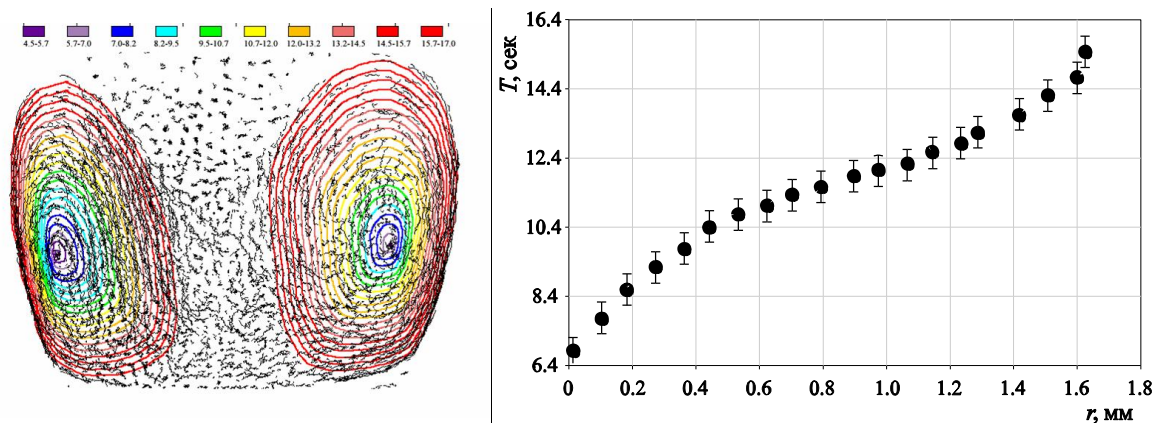


Рисунок 4.14 – График зависимости периода обращения макрочастиц от их радиального расположения в вихре.

пространственным изменением заряда макрочастиц [38-42, 44]. Существующие математические модели, описывающие возникновение и развитие вихревых неустойчивостей в неравновесных нелинейных системах с диссипацией, основаны на анализе дифференциальных волновых уравнений [43].

В работе [44, 45] предложено объяснение формирования вихревого движения с точки зрения подкачки энергии в систему в результате воздействия неэлектростатической силы и градиента заряда макрочастиц в структуре (Рисунок 4.15). Показано, что если частица находится в устойчивом состоянии в поле потенциальных электрических сил ( $QE = -QE'$ , где  $Q = eZ_p$ ), то ротор сил действующих на эту частицу при ее отклонении от положения равновесия равен нулю, вне зависимости от того, имеются ли в системе пространственные изменения пылевого заряда  $\nabla Q = e\nabla Z_p$  или нет. Если же устойчивое положение макрочастицы определяется балансом электрических и неэлектростатических сил ( $F_{\text{non}} = Q E_y$ ), то при отклонении такой частицы от положения равновесия поле  $E_y$  может совершать работу  $A \neq 0$  при наличии градиента заряда ортогонально силе  $F_{\text{non}}$ . Причем, такая работа будет положительна и сможет компенсировать диссипативные потери энергии, в случае движения макрочастицы по направлению действия силы  $F_{\text{non}}$  в той области, где ее заряд

минимален и против силы, где заряд макрочастицы имеет наибольшее значение. Предложенная модель дает качественное описание условий формирования вихревого движения в плазме.

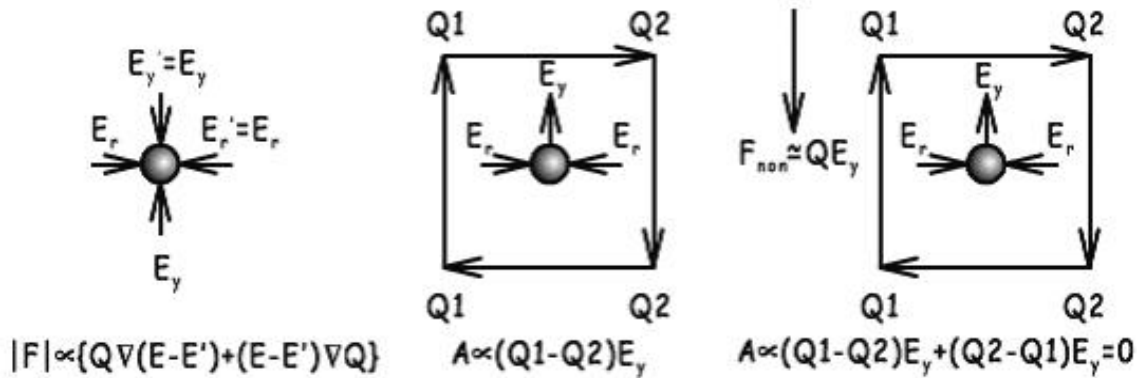


Рисунок 4.15 – Иллюстрация движения частиц с изменяющимся зарядом  $Q$  в поле неэлектростатической силы  $F_{\text{non}}$  [45].

Оценим величину кинетической энергии  $K_{(i)}$ , которую может приобрести пылевая частица в поле тяжести земли после развития диссипативной неустойчивости для случая линейного изменения заряда  $Z(r) \sim Z_0 + \beta_r r$  в пределах траектории движения частицы. Тогда величина  $\omega^2$  может быть принята равной  $\omega_\Omega^2 \equiv \Omega^2/4 = (g\beta_r)^2/(2Z_0 v_{fr}^2)^2$ , а кинетическая энергия  $K_{(i)}$  записана в виде:

$$K_{(i)} = m_p g^2 \chi^2 / (8 v_{fr}^2),$$

где параметр  $\chi = A\beta_r/Z_0$  определяет относительные изменения заряда  $Z(r)$  в пределах траектории движения частицы. Частоту трения примем равной  $v_{fr} = 20 \text{ с}^{-1}$ , что примерно соответствует давлению  $P=0.46$  Торр в неоне при комнатной температуре в рамках свободномолекулярного приближения [46]. Оценка величины  $\beta_r$  может быть сделана из измерений скоростей  $V \approx A\Omega/2$  частиц, и амплитуды  $A$  их вращения. Таким образом, мы найдем, что  $\beta_r/Z_p = 2Vv_{fr}/A g \approx 0,054 \text{ см}^{-1}$

Значение радиуса экранирования  $\lambda$  может быть оценено из

$$E(r) \approx -\frac{T_e}{en_e} \frac{\partial n_e}{\partial r} \approx \frac{T_e}{e\Lambda},$$



где  $\Lambda$  – характерная диффузионная длина, которая определяется граничными условиями задачи с точностью до коэффициента близкого к 2 [47] и для цилиндра радиусом  $R$  -  $\Lambda \sim R/2.4$ ,  $E \cong 2.4T_e/(eR)$ . Принимая  $2\pi eZ_p \exp(-\kappa)/l_p^2 \approx E$ , мы можем исключить неизвестное  $T_e$  ( $Z_p \propto T_e$ ) и оценить параметр экранирования  $\kappa = l_p/\lambda$  для разных частей облака. Таким образом, для пылевого облака  $\kappa = 0,56$ , ( $l_p \sim 300$  мкм) мы имеем  $\lambda \approx 535$  мкм.

В качестве одного из классических примеров самоорганизации и возникновения структуры приводится конвективная ячейка Бенара. Если слой жидкости подогревается снизу, то при малой разности температур её верхней и нижней поверхностей тепловая энергия переносится посредством механизма теплопроводности. Однако при достижении  $\Delta T$  критического значения этот механизм уже не справляется с переносом большого количества тепла и возникает конвективное движение жидкости. В 1900 г. была опубликована работа французского исследователя Бенара с фотографией структуры, наблюдаемой в микроскоп: при нагревании снизу ртути, налитой в плоский широкий сосуд [48]. В работе отмечено, что при нагревании весь слой распадается на схожие вертикальные шестигранные ячейки, в центральной части которых жидкость поднимается, а вблизи вертикальных граней опускается (т.е. наблюдается возникновение упорядоченных направленных потоков). На рисунке 4.16 представлено изображение кюветы с жидкостью, в которой наблюдаются ячейки Бенара.

Все рассматриваемые механизмы возбуждения конвективного движения и возникновения конвективных ячеек основаны на принципе преобразования внешней энергии нагрева в движение газа или жидкости. Одной из основных теорий о свободной конвекции является теория Рэлея. [51]. Если рассмотреть некоторый элемент жидкости, который имеет

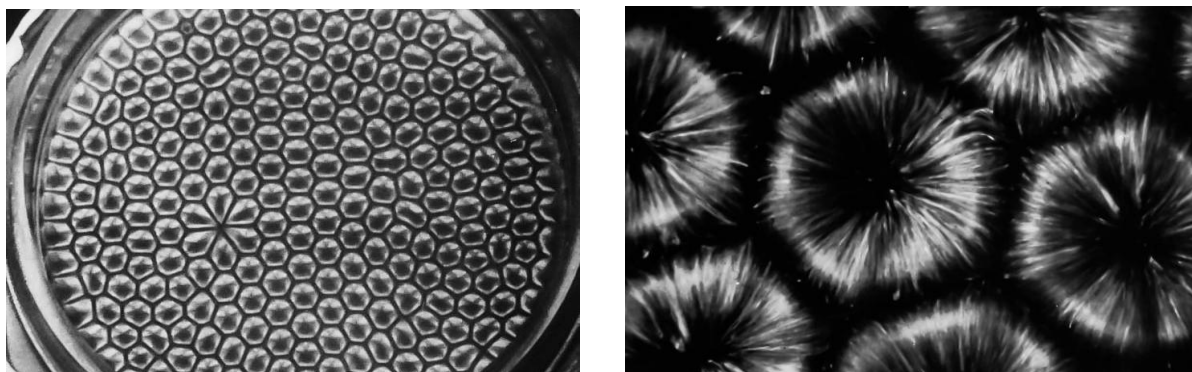


Рисунок 4.16 – Гексагональная конвективная структура в слое силиконового масла: а) [49], б) [50].

флуктуационную скорость  $v$ , при перемещении он создает поток тепла  $\rho C_p v A$  ( $C_p$  - теплоемкость жидкости при постоянном давлении). Вследствие этого возникает флуктуация  $T^*$  - малое изменение температуры от первоначальной в данном месте среды до возмущения. Такой поток должен уравниваться потоком, связанным с теплопроводностью  $\rho C_p \kappa \Delta T^*$ , где  $\kappa$  - коэффициент температуропроводности, а  $\rho C_p \kappa$  - коэффициент теплопроводности,  $\Delta$  расход (дивергенция) градиента. При оценках по порядку величины можно полагать  $\Delta \sim 1/h^2$ , где  $h$  — характерный размер флуктуационного движения (толщина слоя). Таким образом малое отклонение температуры это  $T^* = v A h^2 / \kappa$ .

Кроме того, нагрев жидкости приводит к ее тепловому расширению, характеризуемому коэффициентом  $\beta = -(1/\rho) \delta \rho / \delta T$ . После смещения нагретого элемента жидкости в более холодные области он расширяется и становится легче более холодных, следовательно, возникает избыточная сила  $\rho \beta T^* g$ , представляющая собой архимедову силу, действующую на нагретый элемент жидкости. При  $\beta > 0$  возможно возникновение движения, когда более холодные слои находятся выше горячих. В обратном случае сила плавучести возвращала бы более нагретый элемент обратно в более нагретые области, то есть равновесие было бы всегда устойчивым.

Чтобы равновесие нарушилось, сила  $\rho \beta T^* g$  должна превысить силу вязкости  $\rho \gamma \Delta v$  ( $\gamma$  – коэффициент кинематической вязкости, а  $\rho \gamma$  обычный

коэффициент вязкости). Сравнивая эти силы между собой, получим, что необходим нагрев  $A$ , обеспечивающий выполнение условия  $\rho\beta gAh^4 > \rho\gamma\kappa$ . Это необходимое условие возникновения свободной конвекции под действием силы плавучести (условие Буссинеска). Число Рэлея  $Ra$  показывает отношение силы создающей неустойчивость (подъемной силы) к силам диссипации  $Ra = \rho\beta gAh^4 / \rho\gamma\kappa$ . Для обычной конвекции условие возбуждения  $Ra > Ra^* = 27\pi^4/4 \approx 660$ .

Движение жидкости стабилизируется её вязкостью, т.к. силы трения направлены против него. Жидкость поднимается, растекается по поверхности, и вследствие охлаждения вновь опускается вниз, где вновь нагревается и так далее (см. рисунок 4.17)

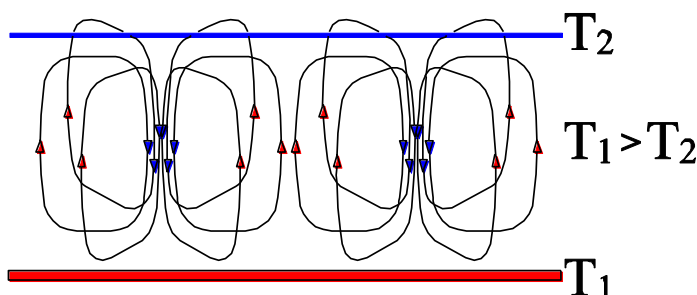


Рисунок 4.17 – Схематическое изображение вихревого движения ячеек Бенара с градиентом температуры.

Рассмотрим движение вихревых плазменно-пылевых структур в тлеющем разряде постоянного тока как ячейку Бенара в слое пылевой жидкости. Критическое число Рэлея, при котором начинается вихревое движение в плазменно-пылевой жидкости можно оценить введя характерные значения для температур  $T_1 \sim 1,5$  эВ,  $T_2 \sim 0,5$  эВ, коэффициент температуропроводности  $\kappa \sim 10^{-2}$  см<sup>2</sup>/сек, коэффициент кинематической вязкости  $\gamma \sim 1$  см<sup>2</sup>/сек,  $\beta A \sim 1$ , характерный размер флуктуационного движения  $h \sim 0,5$  см. Таким образом, условие возникновения вихревого движения в плазменно-пылевой жидкости  $Ra^* \sim 10^2$ , и как раз при таких условиях экспериментально удалось наблюдать вихревые пылевые структуры.

## 4.2. Формирование цепочечных структур в плазме DC разряда

Зачастую в лабораторных экспериментах с плазменно-пылевыми структурами наблюдаются эффекты, связанные с анизотропностью плазмы. В такой плазме ионы имеют направленную скорость по отношению к пылевым частицам, при этом может происходить ионная фокусировка за макрочастицами. Это в свою очередь приводит к формированию пылевых цепочек - структур с выделенным направлением, которое обычно совпадает с направлением разрядной оси и/или вертикальным направлением. В этом направлении структуры характеризуются ярко выраженной упорядоченностью, при которой пылевые частицы расположены строго друг под другом (Рисунок 4.18). Пылевые цепочки в свою очередь могут сильно взаимодействовать между собой и формировать таким образом трехмерную анизотропную кристаллическую структуру. Подобные трехмерные пылевые

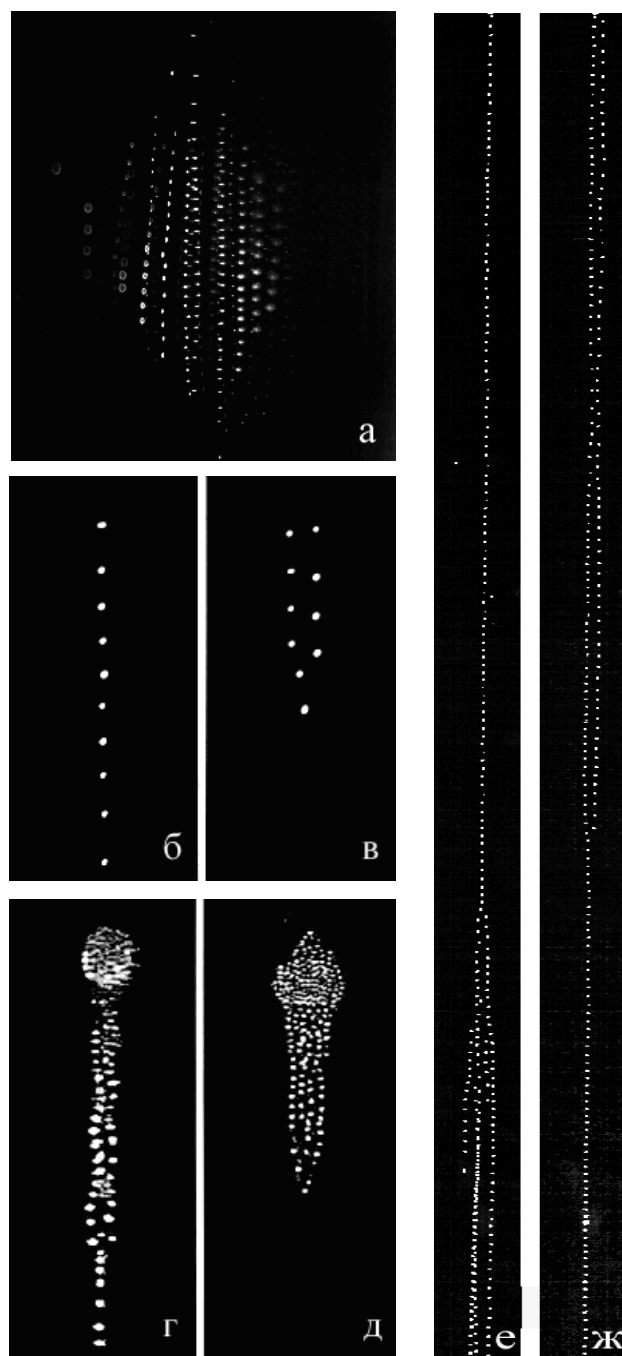


Рисунок 4.18 – Иллюстрация цепочечных структур в газовых разрядах: а) в стратифицированном тлеющем разряде постоянного тока; б,в) в ВЧ разряде [57]; г,д) в индукционном разряде [56]; е,ж) в однородном столбе тлеющего разряда постоянного тока.

структуры обычно состоят из нескольких единиц или нескольких десятков таких цепочек и могут существовать как отдельные структуры (Рисунок 3.18 а, в), так и входить в состав более сложных пылевых структур, состоящих из нескольких частей, характеризующихся разной степенью упорядоченности (Рисунок 3.18 г, д).

Цепочечные структуры наблюдаются в тлеющем разряде постоянного тока [3, 39, 52-54]. Такая вертикальная упорядоченность пылевых частиц обычно объясняется с помощью кильватерного потенциала [55]. Цепочечные структуры могут также формироваться в индукционном газовом разряде [56] и в емкостном ВЧ разряде [57]. Так в работе [57] для формирования электростатической ловушки и удержания пылевых частиц в радиальном направлении на нижний электрод ВЧ разряда устанавливался стеклянный бокс круглого или квадратного сечения. Это позволило сформировать пылевые цепочки, расположенные в центре ловушки.

#### **4.2.1. Обсуждение механизма формирования цепочечных пылевых структур**

В первых теоретических работах, посвященных исследованию ионной фокусировки в пылевой плазме, была аналитически исследована структура кильватерного следа под точечным зарядом в бесстолкновительной плазме [58-60]. Вслед за развитием возможностей вычислительной техники росло число публикаций, посвященных данным исследованиям [61-63]. В различных моделях обсуждается зависимость кильватерного потенциала от материала, размера и формы пылевых макрочастиц; дрейфовой скорости плазмы; отношения температур электронов и ионов; столкновений между ионами и нейтралами. Так, столкновительные процессы в плазме и затухание Ландау может приводить к ослаблению осциллирующей формы кильватерного потенциала за макрочастицей, в результате чего формируется лишь ее первый максимум [55, 63]. При этом считается, что вторая и последующие макрочастицы, формирующие пылевую цепочку,

взаимодействуют как с отрицательно заряженными макрочастицами, так и с положительным ионным фокусом. На рисунке 4.19 представлена иллюстрация распределения потенциала вокруг отрицательно заряженной сферической макрочастицы в плазме. Такое дипольное приближение кильватерного взаимодействия обычно приводится для объяснения формирования цепочечных пылевых структур (Рисунок 4.18), наблюдаемых в лабораторных экспериментах.

Явление пространственной сепарации макрочастиц в пылевой плазме по размерам является важной особенностью пылевых систем и обуславливается зависимостью от размера частиц величины сил, действующих на частицы. При инъекции полидисперсных порошков в газовый разряд расстояние между пылевыми частицами, образующими цепочку, зависят от их размеров и, соответственно, их зарядов и взаимодействия.

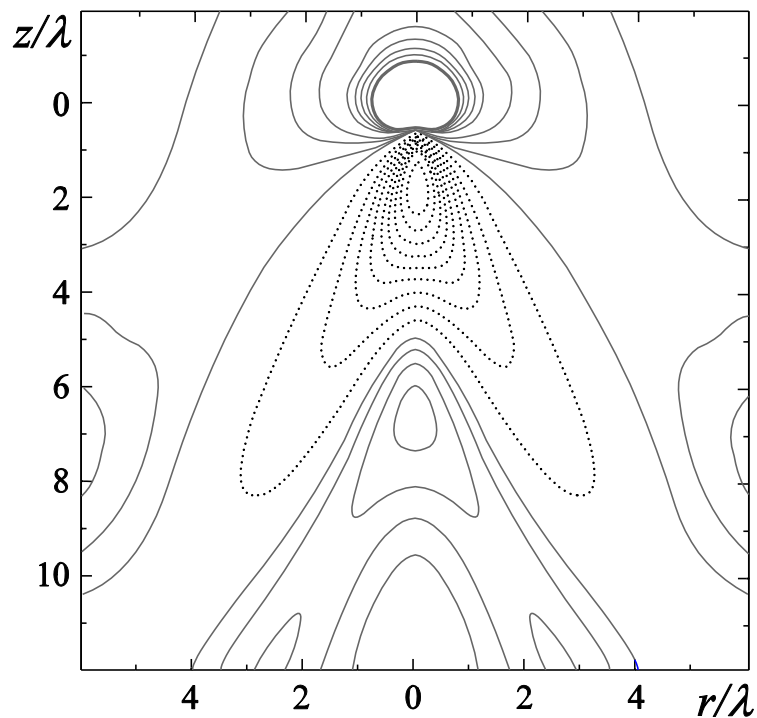


Рисунок 4.19 – Иллюстрация распределения потенциала вокруг отрицательно заряженной макрочастицы в плазме, находящейся в точке (0, 0). Сплошные линии – отрицательный, пунктирные – положительный потенциал [55].

В тоже время в нашей работе было показано, что при инъекции калиброванных сферических макрочастиц в тлеющий разряд постоянного тока в страте могут формироваться цепочечные пылевые структуры макрочастицами одного размера [64]. В экспериментах, реализованных на стенде с вертикально ориентированной стеклянной газоразрядной трубкой с тлеющим разрядом постоянного тока (экспериментальная установка описана в п. 2.1.1), наблюдалось формирование цепочечной структуры из монодисперсных макрочастиц меламин-формальдегида диаметром  $2.10 \pm 0,05$  мкм. Внутренний диаметр трубки составлял 40 мм, расстояние между электродами 800 мм. Тлеющий разряд создавался в неоне при давлении буферного газа 0.1 Торр и разрядном токе 1.0 мА. При инъекции пылевых макрочастиц наблюдалось их движение вниз вдоль оси разрядной трубки под действием силы тяжести и далее захват и удержание в электростатической ловушке стоячей страты разряда. Измеряя угловое распределение интенсивности рассеянного света и решая обратную задачу теории Ми, восстанавливался размер захваченных макрочастиц, сформировавших пылевую цепочку (Рисунок 4.20). Метод определения размеров частиц по рассеянию лазерного излучения на основе теории рассеяния Ми описан в разделе 1.1.4. Коэффициент преломления макрочастиц брался равным  $n=1.61$ .

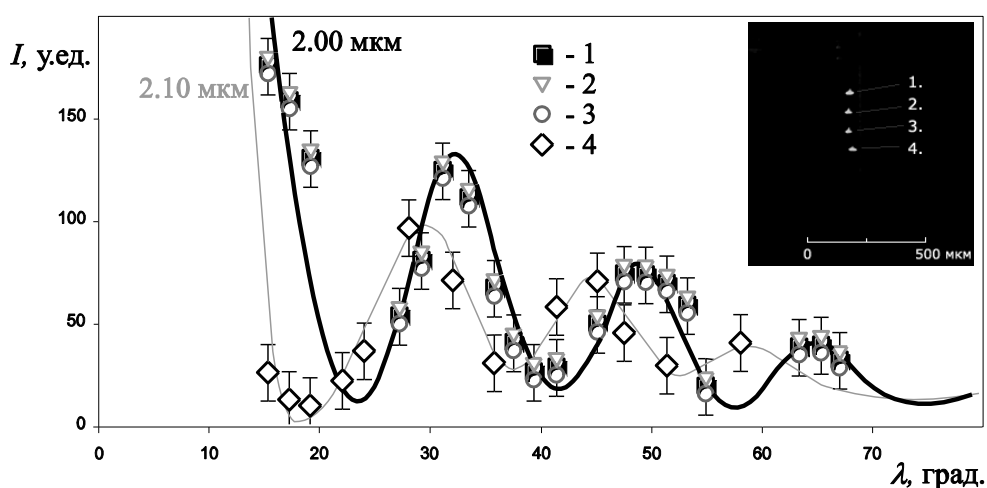


Рисунок 4.20 – Восстановление размеров пылевых макрочастиц, сформировавших цепочку в тлеющем разряде постоянного тока. Газ неон, давление 0.1 Торр, ток 1.0 мА.

Для наблюдения за частицами использовалась система визуализации, включающая в себя лазер с длиной волны 532 нм для освещения пылевых частиц и камеру, сигнал с которой записывается и в дальнейшем анализировался. В ходе эксперимента были получены видеоизображения пылевой цепочки под углами с  $13^0 \pm 0.1^0$  по  $68^0 \pm 0.1^0$  включительно.

В результате сравнения экспериментально полученных индикатрис рассеяния с индикатрисами, рассчитанными по теории Ми, были определены размеры отдельных пылевых частиц, формирующих цепочечную структуру. Таким образом, было обнаружено, что цепочка может формироваться частицами одного размера.

#### **4.2.2. Динамические и структурные особенности цепочечных пылевых структур.**

Как правило, при изучении плазменно-пылевых структур для их формирования используют калиброванные монодисперсные сферические пластиковые частицы меламин-формальдегида или полистирола. В тоже время плазменно-пылевые структуры, состоящие из сильно асимметричных макрочастиц, могут проявлять уникальные свойства. В работах [65-67] экспериментально изучались плазменно-пылевые структуры из цилиндрических макрочастиц. В данных работах обсуждается, что наряду с обычно наблюдаемыми жидкостными и кристаллическими структурами, в таких системах могут формироваться фазы с разной степенью ориентационного и позиционного упорядочения, включая горизонтальную, «угловую», вертикальную пространственную ориентацию и их комбинации.

Исследование свойств пылевой плазмы с асимметричными частицами представляет значительный интерес с точки зрения понимания процессов, происходящих в природе в комплексной плазме. Наши эксперименты показали, что при использовании медных пылевых частиц дендритной формы (Рисунок 4.21) происходит формирование упорядоченных структур, состоящих из



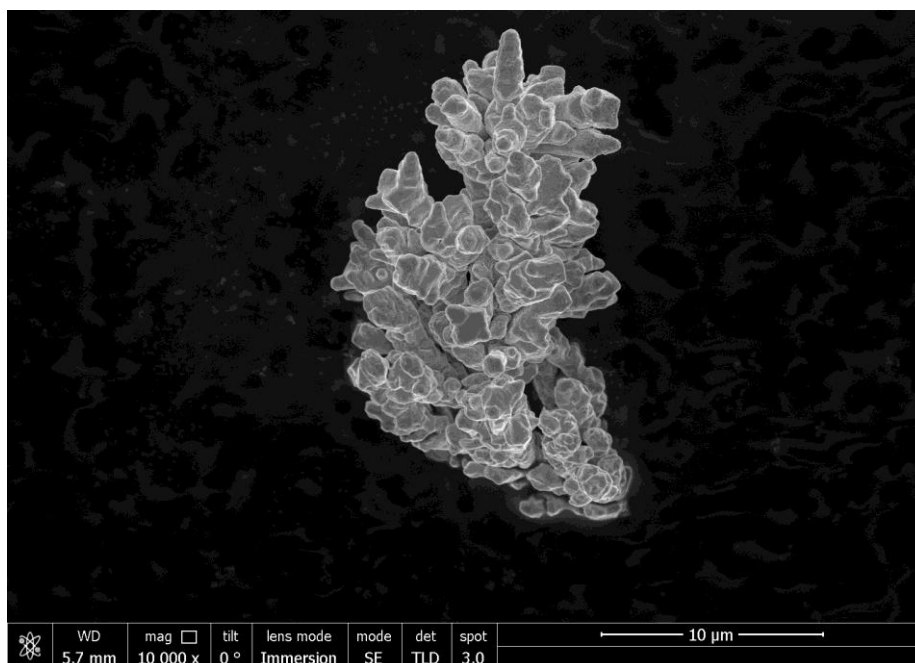


Рисунок 4.21 – Фотографии полученные методом РЭМ макрочастиц меди дендритной формы.

набора цепочек. При этом сложность такой системы открывает широкие возможности для существования в ней различных коллективных явлений – самоорганизации и эволюции, проявления роли кооперации при образовании структур, коллективного отклика на внешние возмущения и др.

Цепочечная пылевая структура из полидисперсных медных частиц формировалась в неоновой плазме тлеющего разряда постоянного тока при давлении 0,14 Торр и токе разряда 1,02 мА в вертикально ориентированной стеклянной газоразрядной трубке. Описание установки приведено в разделе 2.1.1. Для диагностики пылевая структура подсвечивалась расширенным пучком твердотельного лазера с длиной волны 532 нм и снималась двумя синхронизированными видеокамерами для восстановления пространственных координат и траекторий пылевых частиц. Метод восстановления трехмерного изображения пылевой структуры на основе принципа бинокулярного зрения описан в разделе 1.1.3. На рисунке 4.22 представлен видеокادر цепочечной пылевой структуры, состоящей из 6

полидисперсных макрочастиц меди и результат восстановления ее траекторий.

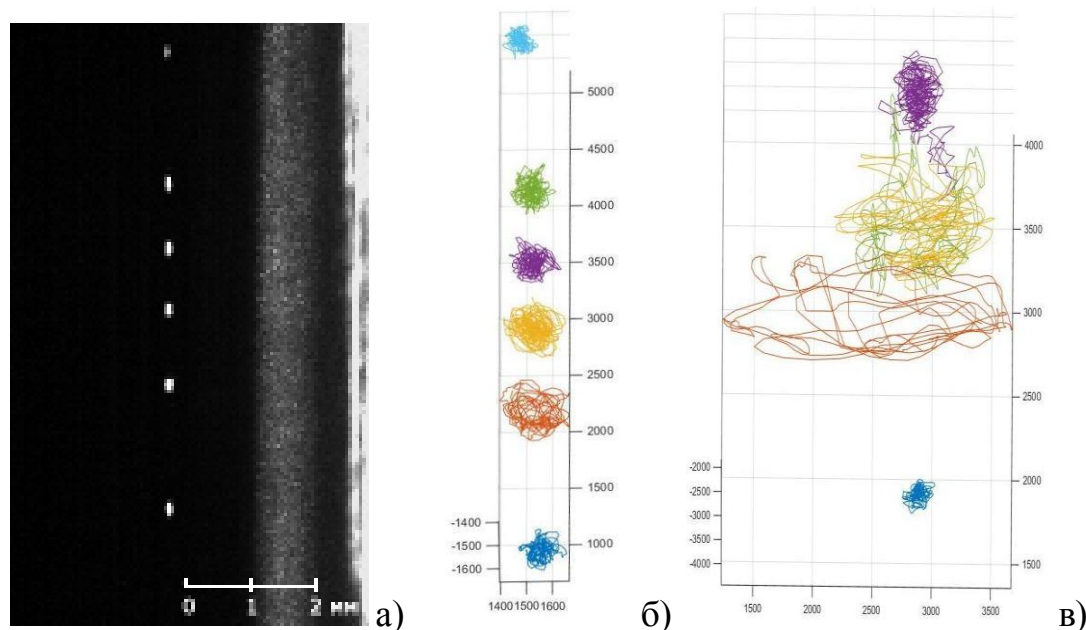


Рисунок 4.22 – Фрагмент видеокadra с цепочечной пылевой структурой из шести полидисперсных макрочастиц меди (а) и результат восстановления ее траекторий при мощности лазерного излучения 40 мВт (б) и 500 мВт (в).

Основной целью эксперимента было изучение динамики и структуры пылевой цепочки при подкачке энергии в плазменно-пылевую систему в результате действия радиометрической силы со стороны лазерного излучения. Для этого в эксперименте при неизменных параметрах газового разряда изменялась мощность лазерного излучения. Характер распределения скоростей для медных макрочастиц существенно менялся при увеличении мощности воздействующего лазерного излучения. Горизонтальная составляющая скорости макрочастиц  $v_x$  увеличивается с ростом мощности лазерного излучения, в то же время вертикальная составляющая  $v_y$  практически не претерпевает изменений (Рисунок 4.23). Эти результаты подтверждают экспериментально наблюдаемый характер хаотизации пылевой структуры, состоящей из набора цепочек, с исчезновением порядка в расположении цепочек друг относительно друга.

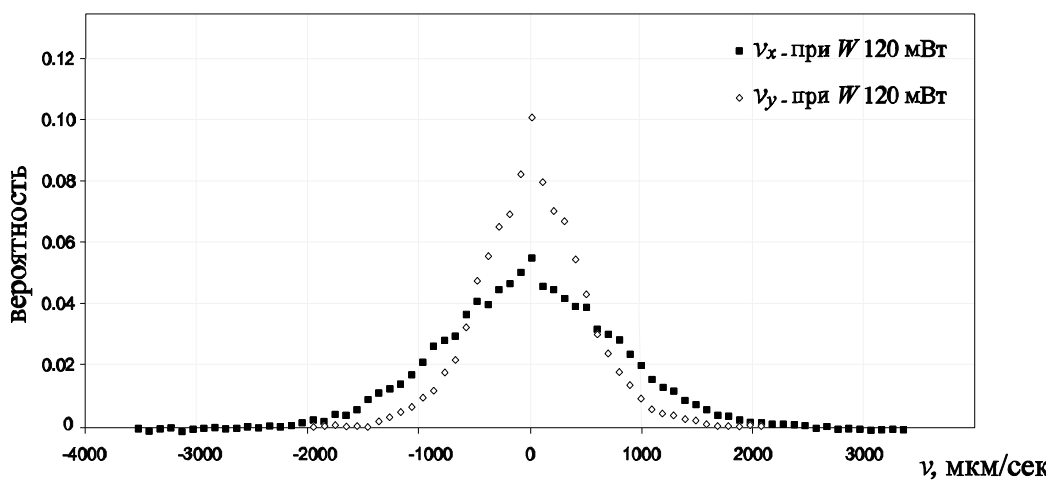
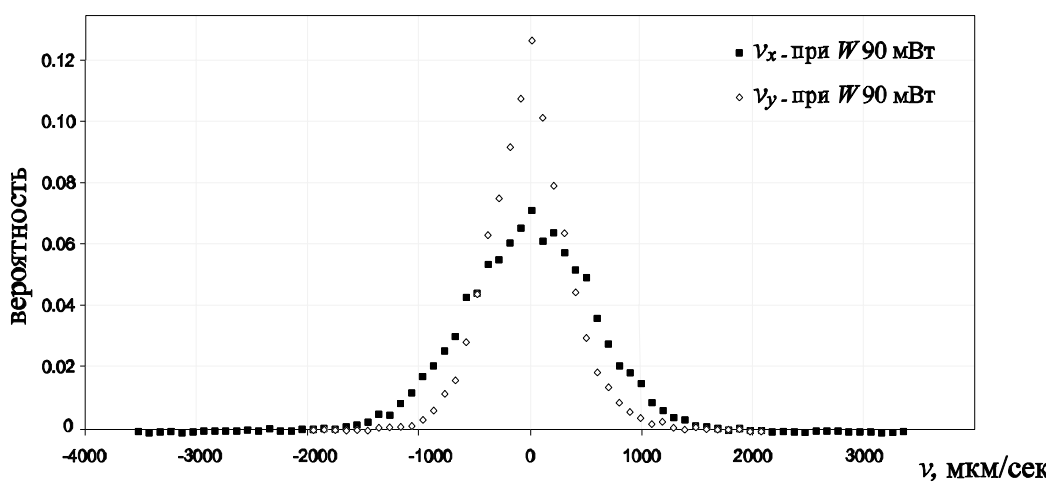
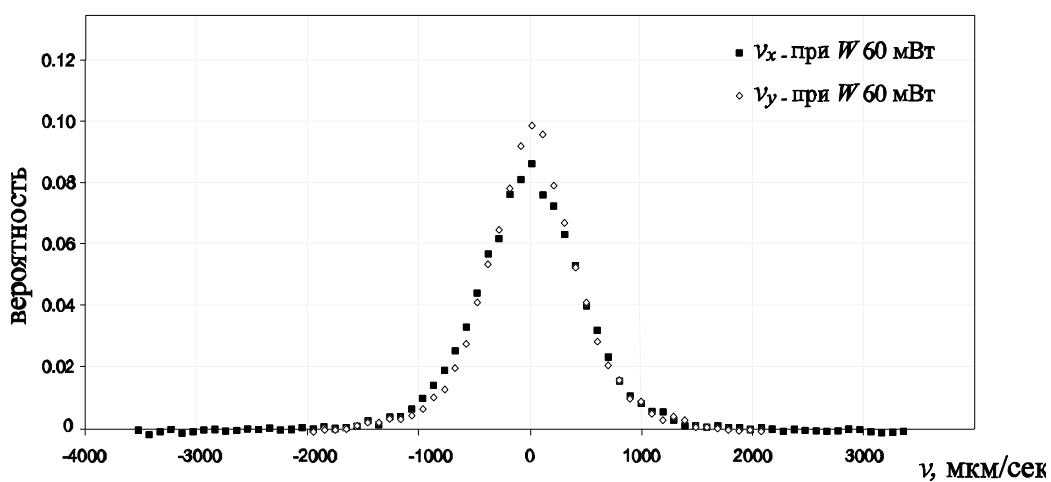


Рисунок 4.23 – Распределения вертикальной -  $\diamond$  и горизонтальной -  $\blacksquare$  скорости в цепочечной структуре полидисперсных макрочастиц меди при мощности возмущающего лазера 60 мВт, 90 мВт и 120 мВт.

В процессе кинетического разогрева пылевых структур, состоящих из нескольких цепочек, наблюдался обмен их фрагментами (Рисунок 4.24). При

минимальных мощностях воздействующего лазерного излучения пылевые частицы располагались одна под другой. С увеличением мощности лазерного излучения наблюдается увеличение кинетической энергии макрочастиц в нижней части цепочки. Вслед за этим наблюдается процесс, сопровождающийся отделением части цепочки, ее перемещение и «встраивание» в другую цепочку. В свою очередь в ряде экспериментов наблюдалось достраивание цепочки, потерявшей фрагмент, до первоначальной длины. На рисунке 4.25 представлен анализ межчастичных расстояний до и после обмена фрагментами цепочек для цепочечной плазменно-пылевой структуры в неоновой плазме тлеющего разряда постоянного тока при давлении буферного газа 0,2 Торр и токе разряда 0,76 мА.

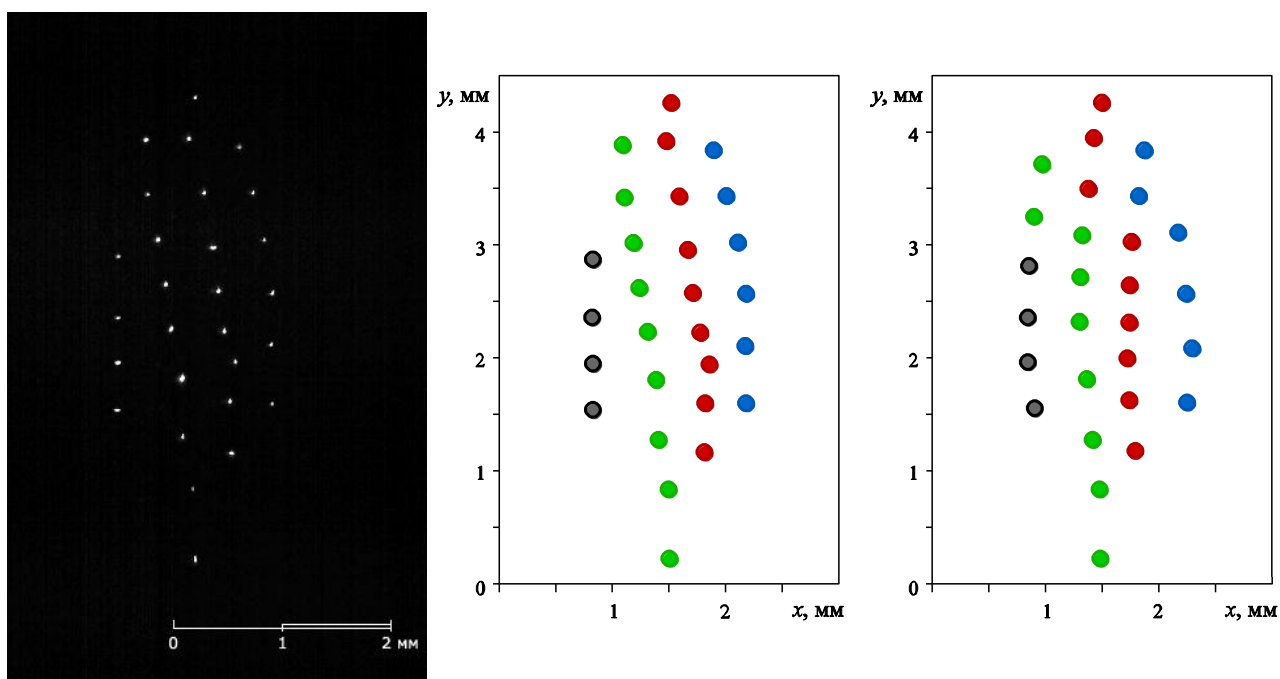


Рисунок 4.24 – Структура из медных полидисперсных макрочастиц до (слева) и после (справа) обмена фрагментами между цепочками.

По полученным данным можно сделать вывод, что при обмене, структура межчастичных расстояний в нижней части цепочки не изменяется (Рисунок 4.26), в то время как межчастичные расстояния в верхних частях цепочек могут изменяться.

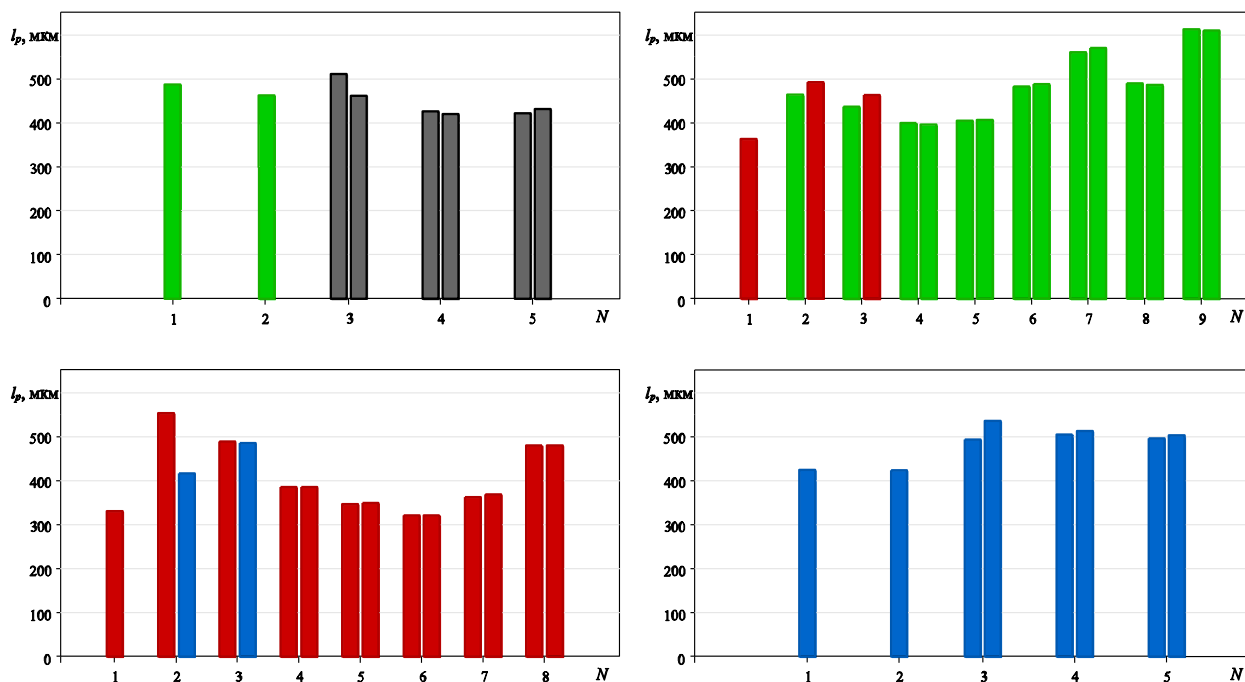


Рисунок 4.25 – Межчастичные расстояния  $r_p$  до и после перестроения в пылевой структуре для каждой из четырёх цепочек.  $N$  – порядковый номер межчастичного расстояния.

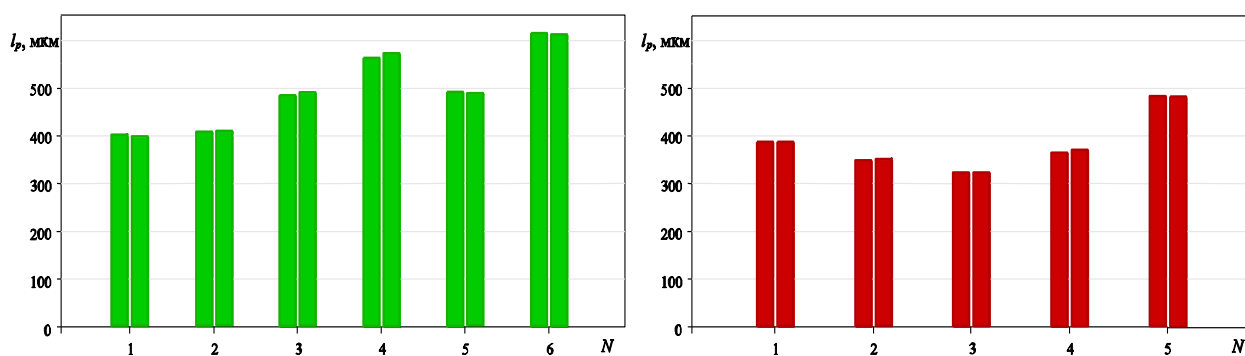


Рисунок 4.26 – Межчастичные расстояния  $r_p$  в фрагментах зеленой и красной цепочек до и после их перестроения в пылевой структуре.  $N$  – порядковый номер межчастичного расстояния.

Таким образом было показано, что в цепочечных плазменно-пылевых структурах возможен обмен фрагментами между цепочками при этом расстояния между пылевыми частицами в перемещенном фрагменте могут сохраняться, в то время как межчастичные расстояния в верхней части цепочек изменяются.

### **4.2.3. Формирование пылевых цепочек при наличии примесей в буферном газе.**

Один из вопросов о свойствах структур заряженных макрочастиц в газовом разряде касается влияния состава газа на их характеристики [68]. Разряд в смеси различных газов приводит к весьма значительному изменению характеристик как электронной, так и ионной компоненты плазмы. Причем, характеристики газового разряда могут сильно зависеть даже от очень небольшой концентрации примеси. В свою очередь кинетические свойства ионного потока играют важную роль в формировании пылевых цепочечных структур в плазме газового разряда, таким образом, выбором газовой смеси можно менять свойства таких структур.

Дрейф ионов в смеси газов обладает рядом особенностей, которые могут быть использованы для формирования ионного потока с требуемыми характеристиками. Например, получить поток с высокой анизотропией распределения ионов по скоростям. Параметры, которые в первую очередь важны при выборе газовой смеси – это потенциал ионизации, атомный вес и поляризуемость атомов. Кроме того, важную роль играет и процентное соотношение между различными газами. Выбором этих параметров можно обеспечить желаемые характеристики ионного потока. Так разряд в гелии с добавкой незначительного количества тяжелого газа (например, криптона, ксенона) или паров металлов с большим атомным весом позволит получить резкое изменение характеристик ионного потока и следует ожидать, соответственно, значительного изменения свойств пылевых структур в таком разряде [69].

В сильном поле, при значительном разогреве ионов и большом отличие атомных весов ионов и атомов, возможна очень сильная анизотропия функции распределения ионов. Поскольку анизотропия функции распределения ионов в свою очередь может вызывать значительное изменение свойств пылевых структур в плазме, в работе [69] была предложена идея экспериментов по разряду в смеси легкого и тяжелого газов

– гелия и ксенона. Результаты расчетов для смеси тяжелого, легко ионизируемого, газа позволяет прогнозировать сильное влияние состава газа на характеристики плазменно-пылевых структур в разрядах. А именно, получать те особенности, которые обусловлены сверхзвуковым характером течения – конус Маха, анизотропию взаимодействия пылинок и т.д. Незначительное наличие примеси в рабочих газах также может приводить к сильному (и неконтролируемому) изменению свойств разряда.

Другая возможность управления характеристиками ионного потока – формирование дрейфа легких ионов среди тяжелых атомов. Для пылевой плазмы это означает подавление силы ионного увлечения, действующей со стороны ионов на пылинку, и уменьшение разогрева ионов из-за значительного уменьшения скорости дрейфа.

Дрейф ионов в смеси газов в равной пропорции и с близкими потенциалами ионизации и массами также будет обладать новыми свойствами. Из-за уменьшения концентрации атомов собственного газа будет пропорционально уменьшаться частота столкновений с резонансной перезарядкой, и, как следствие, увеличится длина свободного пробега ионов. Параметры разряда соответственно также будут другими – из-за увеличения скорости дрейфа уменьшится плотность ионов, увеличится число Маха.

В нашей работе [68] рассмотрена модель электрон атомных столкновений, позволяющая учитывать энергобаланс электронов с учетом неупругих столкновений. На основе численного эксперимента протабулированы характеристики функции распределения электронов по скоростям, энергетические характеристики дрейфа электронов в постоянном электрическом поле в смеси гелия и криптона. Приведены значения скорости дрейфа, средней энергии электронов, характеристической энергии Таунсенда, средние энергии электрона, приводящие к актам возбуждения и ионизации атомов, соотношение между энергопотерями в упругих и неупругих столкновениях, ионизационный коэффициент Таунсенда. В работе [70] представлены результаты расчетов характеристик ионного потока при

дрейфе в смесях различных газов. Показано, что эксперименты с пылевой плазмой при разряде в смесях He-Hg, He-Xe, He-Kr, He-Ar, Ne-Ar-Kr, K-Xe, Na-Xe, K-Kr дают новые возможности по формированию пылевых структур.

Для получения данных об особенностях пылевой структуры в тлеющем разряде постоянного тока в смеси газов использовалась экспериментальная установка на основе газоразрядной трубки со стратифицированным тлеющим разрядом постоянного тока, подробно описанная в разделе 2.1.1. Газоразрядная трубка предварительно откачивалась с помощью вакуумной системы до остаточного давления  $\sim 10^{-5}$  Торр и затем заполнялась инертным газом. Для целей настоящих исследований установка была оснащена системой напуска смеси газов в заданной пропорции, которая позволяла менять соотношение газов в смеси с точностью до 1%.

В ходе эксперимента исследовались пылевые структуры, образованные монодисперсными сферическими частицами меламин-формальдегида плотностью  $1,61 \text{ г/см}^3$  и диаметрами 1,8 и 5,0 мкм. Визуализация структур осуществлялась при помощи подсветки широким лазерным пучком, освещающим структуру целиком, либо плоским лазерным пучком («лазерным ножом») твердотельного лазера с диодной накачкой с длиной волны 532 нм и мощностью в несколько десятков мВт. Плоский луч имел следующие характерные параметры: толщина перетяжки  $\sim 100$  мкм, ширина  $\sim 1$  см, и располагался вертикально или горизонтально, что позволяло получать различные сечения плазменно-пылевых образований.

При исследовании формирования плазменно-пылевых структур в смеси He/Kr пылевые частицы, как и в случае чистых газов, могли формировать цепочечные структуры (Рисунок 4.27). В экспериментах при содержании Kr в смеси в количестве 1%-10% одной из особенностей формирующихся плазменно-пылевых цепочечных структур по сравнению со структурами в чистых газах являлась значительно более сильная связь между частицами в цепочках. Формирующиеся при этом вертикальные пылевые цепочки



характеризовались исключительной жесткостью – пылевые частицы выстраивались в практически идеальные прямые.

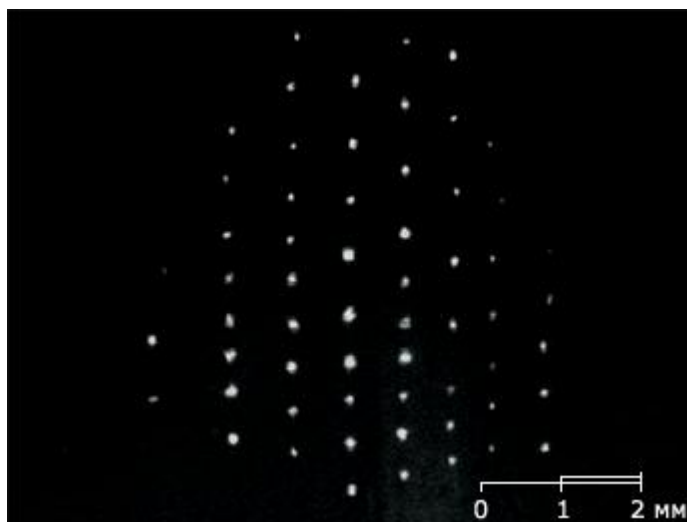


Рисунок 4.27 – Вертикальное сечение цепочечной плазменно-пылевой структуры из сферических макрочастиц диаметром 5 мкм в смеси He и Kr для давления в смеси 0,35 торр,  $i = 0.5$  mA, доля Kr в смеси-1% [68].

В смесях газов колебания частиц в узлах цепочек были практически неразрешимы используемой видеотехникой, в отличие от случая цепочек в чистых инертных газах, где их амплитуда обычно составляла порядка десятых долей периода цепочки. Такое поведение позволяет говорить об увеличении степени взаимодействия (усилении связи) между пылевыми частицами в вертикальном направлении, т.е. в направлении дрейфа ионов в разряде, что, в свою очередь, указывает на существенное влияние механизма образования пылевых цепочек, связанного с распределением ионов вокруг пылевых частиц, находящихся во внешнем поле [55].

При инъекции одновременно двух фракций макрочастиц диаметрами 1,8 и 5,0 мкм наблюдалась их сепарация по высоте структуры в зависимости от их размера. В нижней части структуры формировались цепочки из крупных частиц, в то время как в верхних частях могли наблюдаться хаотически движущиеся макрочастицы либо вихревые движения из частиц меньшего размера. При формировании плазменно-пылевых структур в смеси He-Kr при 10% содержании Kr токе разряда  $I = 1-1,5$  mA и давлении газовой

смеси  $P = 0,3$  Торр было обнаружено, что часть частиц в структуре приобретала значительную кинетическую энергию, которая на 2-3 порядка превышала кинетическую энергию остальных частиц в структуре (Рисунок 4.28).

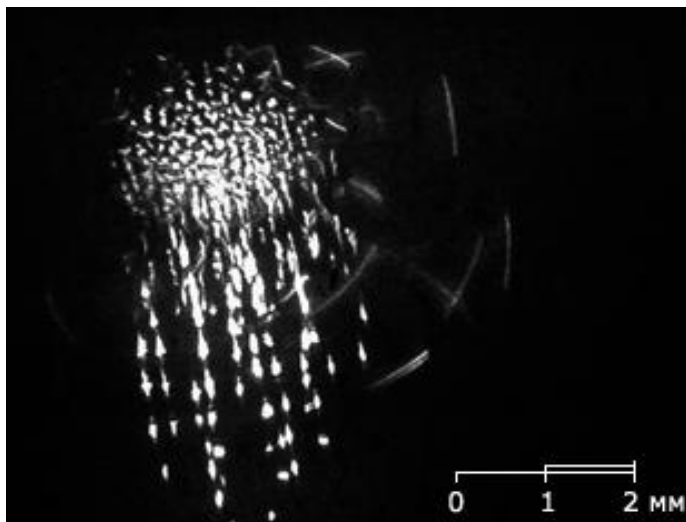


Рисунок 4.28 – Иллюстрация пылевой структуры с активными макрочастицами в разряде ( $p = 0,3$  Торр,  $I = 1,2$  мА) в смеси He и Kr (10 %) при освещении структуры широким лазерным пучком (Съемка сверху под углом  $45^\circ$  к вертикальной оси) [68].

При наблюдаемом аномальном разогреве в верхней части пылевой структуры возникали макрочастицы, движущиеся со скоростями  $\sim 5$  см/с вокруг приосевой области структуры по различным финитным траекториям. Вращаясь по пересекающимся траекториям частицы могли взаимодействовать с другими частицами через упругие столкновения, после чего частицы продолжали движение в произвольном направлении.

Нами было проведено экспериментальное исследование зависимости межчастичных расстояний в цепочечных плазменно-пылевых структурах от давления газа и процентного состава газов в смеси – при содержании Kr в количестве 1%-10% в газовой смеси He-Kr. В вертикальном и горизонтальном сечениях структуры наблюдалось уменьшение межчастичного расстояния при увеличении давления при заданном соотношения Kr-He в смеси и увеличение межчастичного расстояния от

уменьшения процентного содержания Кг в газовой смеси Кг-Не. На рисунке 4.29 представлены средние расстояния между пылевыми частицами – в вертикальном и горизонтальном направлении в структуре. Символами  $\diamond$  и  $\blacksquare$  обозначены средние расстояния между частицами в цепочках, а  $\circ$  и  $\nabla$  средние расстояния между цепочками для плазменно-пылевой структуры в газовых смесях Не-Кг при давлении  $P = 0,15$  Торр и  $P = 0,42$  Торр соответственно. Сплошными линиями нанесены аппроксимации по закону Бланка результатов численного моделирования скоростей дрейфа ионов криптона (в км/с) при соответствующих параметрах разряда [68].

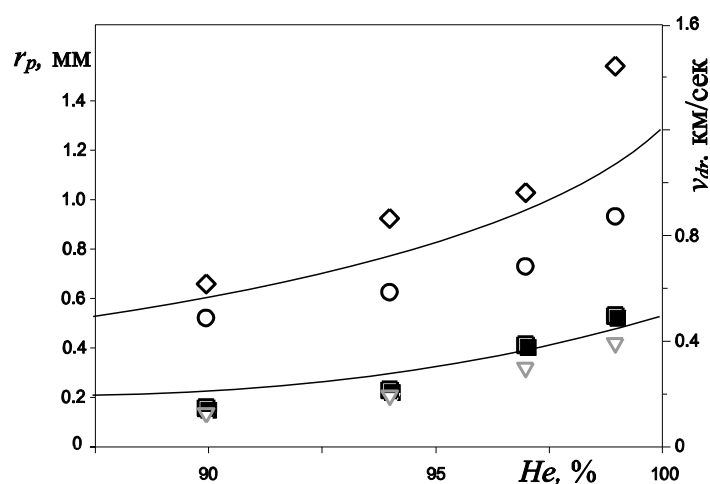


Рисунок 4.29 – Экспериментальная зависимость межчастичных расстояний в цепочечной плазменно-пылевой структуре в зависимости от концентрации гелия в смеси Не-Кг. Средние расстояния между частицами в цепочке -  $\diamond$  и средние расстояния между цепочками -  $\circ$  для плазменно-пылевой структуры при давлении  $P = 0,15$  Торр и токе разряда  $I = 0.5$  мА; Средние расстояния между частицами в цепочке -  $\blacksquare$  и средние расстояния между цепочками -  $\nabla$  для плазменно-пылевой структуры при давлении  $P = 0,42$  Торр и токе разряда  $I = 0.5$  мА. Сплошные линии – результаты численного моделирования скоростей дрейфа ионов криптона (в км/с) при соответствующих параметрах разряда.

Таким образом, показано, что при низкой концентрации криптона в Кг-Не смеси увеличивается анизотропия взаимодействия макрочастиц, что наиболее сильно проявляется в большой разнице расстояний между

макрочастицами в цепочке и между цепочками в структуре при 1% криптона. При высоком давлении изменение концентрации криптона влияет более значительно на средние расстояния между пылевыми частицами, причем расстояния в цепочке и между цепочками приблизительно равны.

#### 4.2.4. Формирование цепочечных структур в криогенной газоразрядной плазме.

При понижении температуры буферного газа в газоразрядной трубке до температуры жидкого гелия в результате уменьшения диссипации кинетической энергии макрочастиц может наблюдаться хаотизация пылевой компоненты [71-77] (Рисунок 4.30).

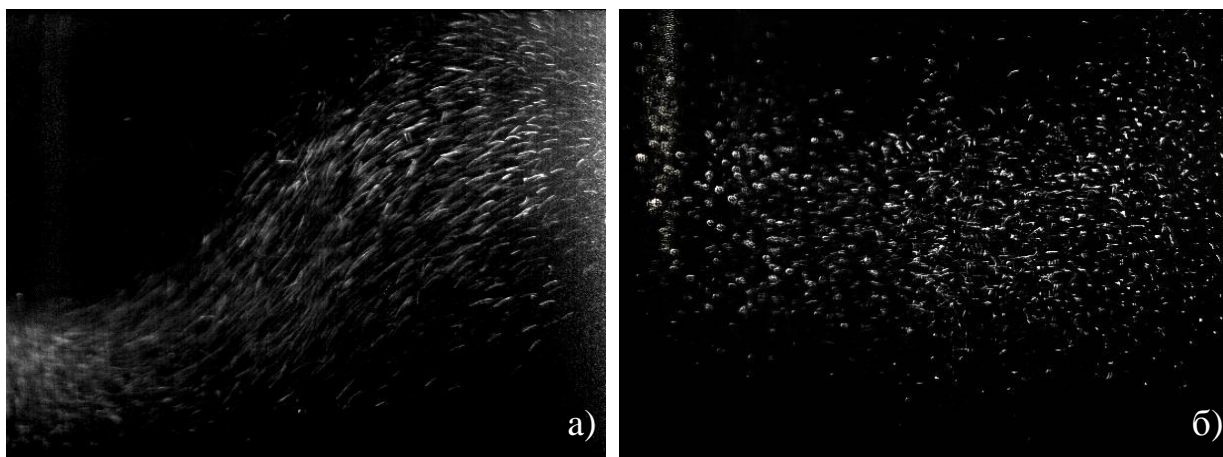


Рисунок 4.30 – Иллюстрация пылевой структур из макрочастиц оксида церия в криогенном тлеющем разряде постоянного тока при температуре а)  $T \sim 4,2$  К; б)  $T \sim 5,8$  К. Буферный газ He, давление  $P = 0.086$  Торр,  $I = 0,2$  мА [77].

Экспериментальные исследования проводились нами на установке, подробное описание которой приведено в разделе 2.1.3. В ходе эксперимента стенки газоразрядной трубки, расположенной в шахте гелиевого криостата охлаждались криогенными жидкостями и их парами. В качестве макрочастиц использовался порошок оксида церия (Рисунок 4.31). Удержание макрочастиц в поле силы тяжести осуществлялось электрическим полем стоячей страты, которая формировалась над капилляром в нижней части газоразрядной трубки напротив оптических окон криостата.

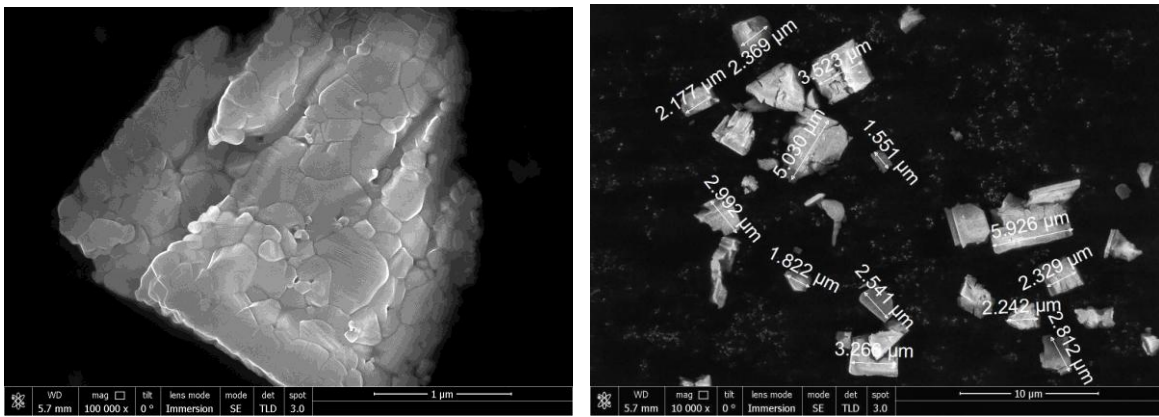


Рисунок 4.31 – Фотографии полученные методом РЭМ макрочастиц оксида церия, применяемых для формирования пылевых структур в криогенном газовом разряде.

В ходе эксперимента с ростом температуры в шахте криостата от 4,2 К до 5,8 К наблюдалось уменьшение кинетической энергии макрочастиц, формирующих пылевую структуру и стабилизация неустойчивости, проявляющейся в виде колебаний структуры [77]. В результате уменьшения кинетической энергии для части макрочастиц наблюдалась их локализация. Кинетическая энергия быстро движущихся макрочастиц в 2-3 раза превосходила энергию локализованных пылевых частиц в структуре (Рисунок 4.32).

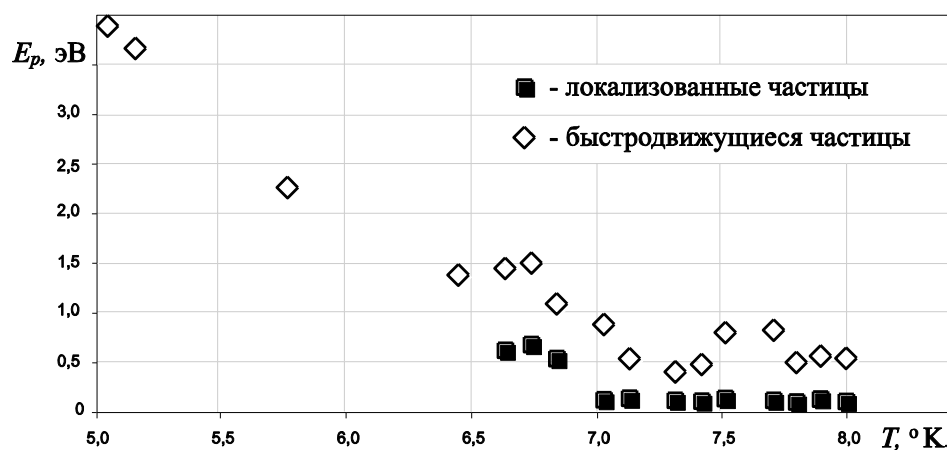


Рисунок 4.32 – Зависимость кинетической энергии быстро движущихся и локализованных пылевых макрочастиц от температуры буферного газа. Буферный газ He, давление  $P = 0.086$  Торр,  $I = 0,2$  мА.

В результате формирования ионного фокуса за макрочастицей вслед за ней происходит «захват» и удержание следующей частицы. На рисунке 4.33 представлена последовательность видеок кадров, иллюстрирующих процесс формирования цепочечной пылевой структуры в плазме тлеющего разряда постоянного тока при температуре  $\sim 8$  К.

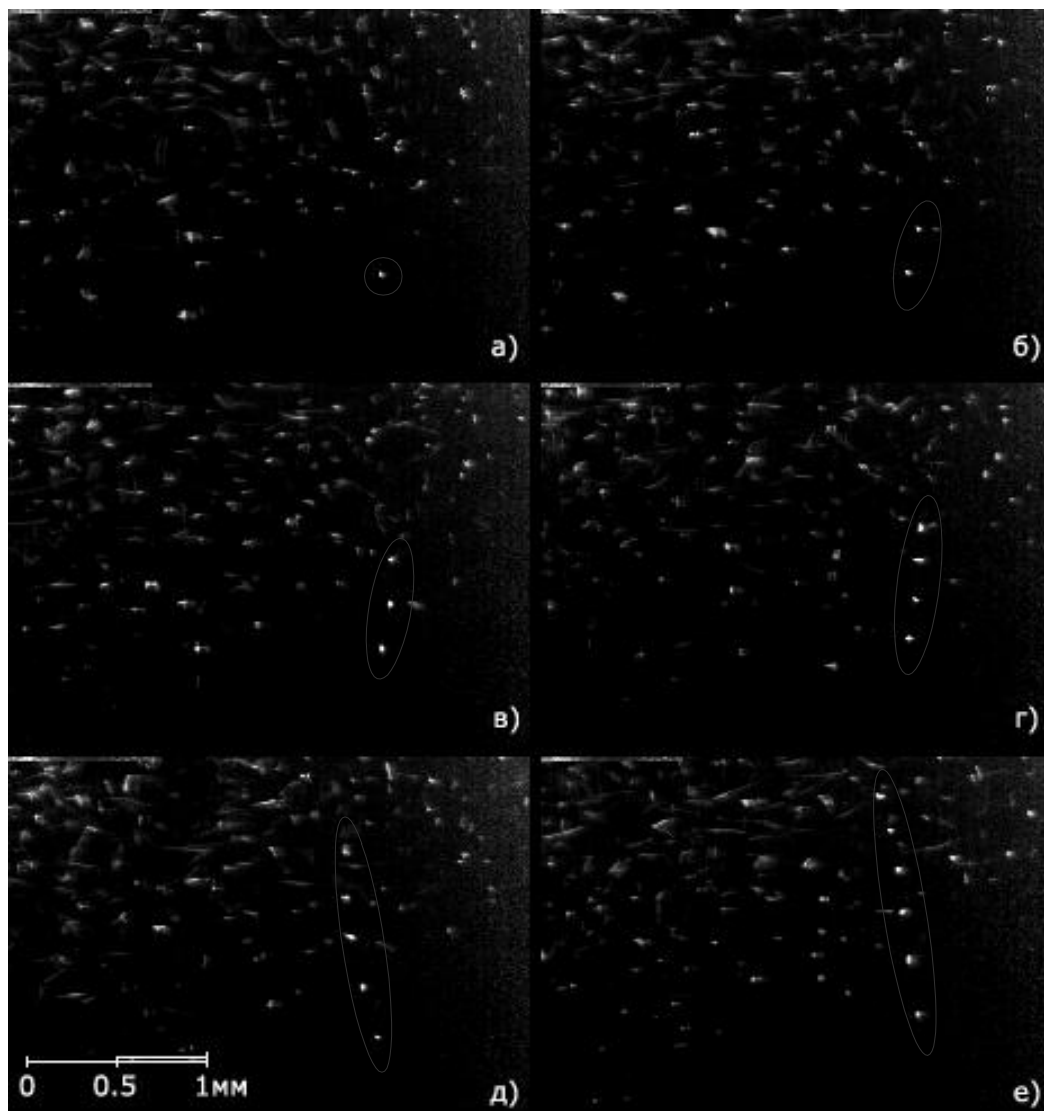


Рисунок 4.33 – Последовательность видеок кадров иллюстрирующих процесс формирования цепочечной пылевой структуры из шести макрочастиц оксида церия в плазме тлеющего разряда постоянного тока при температуре  $\sim 8$  К

Время существования пылевой цепочки при температуре буферного газа 5 - 6 К составляет доли секунды, при этом длина таких цепочек всего 2-3 макрочастицы. С ростом температуры наблюдается увеличение как времени

существования цепочек, так и их длины. С повышением температуры буферного газа в эксперименте наблюдалось уменьшение концентрации пылевых частиц в облаке. На рисунке 4.34 представлено межчастичное расстояние в пылевом облаке при криогенных температурах, которые на порядок меньше, наблюдаемых в экспериментах с температурой буферного газа  $\sim 300$  К.

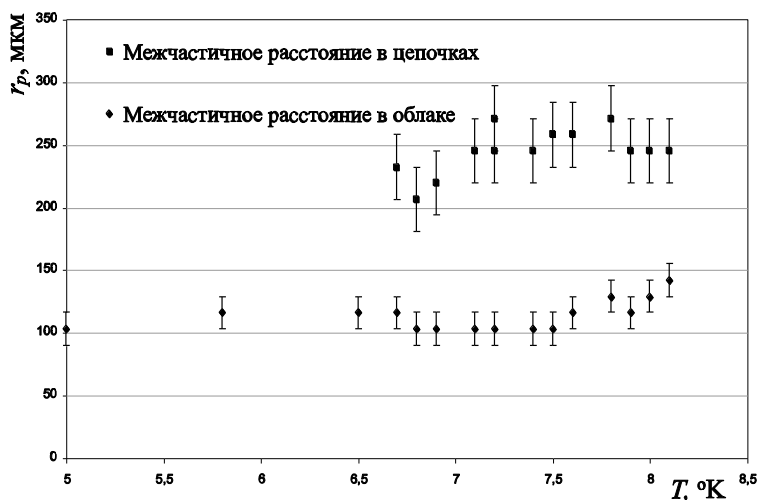


Рисунок 4.34 – Среднее межчастичное расстояние  $r_p$  в пылевом облаке и плазменно-пылевых цепочках при различных значениях температуры плазмообразующего газообразного гелия.

Таким образом, наблюдался процесс самоорганизации в плазменно-пылевой системе. При этом цепочечные структуры могли образовываться, терять свои части и достраиваться, обмениваться фрагментами и разрушаться. Самоорганизация является результатом конкуренции фотофоретических сил, сил межчастичного взаимодействия с ионным фокусом и диссипации со стороны буферного газа.

#### 4.3. Заключение и выводы по Главе 4.

В четвертой главе представлены результаты экспериментальных исследований и анализ динамических и структурных свойств пылевых образований в плазме тлеющего разряда постоянного тока в лабораторных

условиях. Обсуждаются динамические особенности пылевых структур, такие как волны или вихри.

Для структур с вихревым движением на основе метода бинокулярного зрения восстановлены пространственные координаты, скорости и траектории частиц. Получены зависимости скоростей и периодов вращения макрочастиц от их радиального расположения в вихре. Рассмотрена теоретическая модель, показывающая, что формирование вихревой структуры может происходить при наличии градиента заряда, ортогонального неэлектростатической силе, и что в лабораторных условиях достаточно небольшого изменения заряда. Для экспериментально полученной вихревой структуры приведены оценки значения радиуса экранирования  $\lambda \approx 535$  мкм и градиента заряда, который составил несколько процентов. В качестве иллюстрации вихревого движения плазменно-пылевой жидкости рассмотрена конвективная модель: пылевой вихрь как ячейка Бенара. Число Рэлея, показывающее отношение силы создающей неустойчивость к силам диссипации для плазменно-пылевой жидкости, было оценено как  $10^2$ , и как раз при таких условиях экспериментально удалось наблюдать вихревые пылевые структуры.

Одной из динамических особенностей, наблюдаемых в экспериментах, является возникновение автоколебаний. Экспериментально показано, что понижение тока разряда приводит к раскачке автоколебаний. Замечено, что при воздействии аксиального магнитного поля на плазменно-пылевые структуры с автоколебаниями при повышении индукции магнитного поля до 120 Гс наблюдается их стабилизация.

В главе представлены результаты экспериментальных исследований формирования структур макрочастиц и их динамики в тлеющем разряде постоянного тока при воздействии аксиального магнитного поля с индукцией до 2500 Гс. Наблюдалось вращение пылевых структур в горизонтальной плоскости вокруг вертикальной оси симметрии разряда. При индукции поля 75 Гс вектор угловой скорости вращения пылевого облака имел направление, противоположное направлению магнитного поля. При дальнейшем



увеличении поля вращение замедлялось и затем прекращалось при 500 Гс. В поле 630 Гс зафиксировано вращение пылевой структуры в противоположном направлении, вектор угловой скорости вращения пылевого облака оказывался сонаправленным с вектором магнитного поля. Дальнейшее повышение индукции аксиального магнитного поля до 700 Гс приводило к тому, что вращающиеся частицы в приосевой области разряда разлетались в пристеночную область. При этом угловая скорость вращения частиц не изменялась и составляла 1-2 рад/с. Наблюдалась также небольшие осцилляции пылевых частиц в вертикальном направлении, вероятно вызванные нестабильностью тлеющего разряда в магнитном поле. Помимо этого, представлены результаты исследования больших плазменно-пылевых структур, содержащих  $\sim 10^3$  частиц. Эксперименты проводились в разряде неона при воздействии аксиального магнитного поля индукцией до 300 Гс, при этом вращения таких структур не наблюдалось. При дальнейшем повышении магнитного поля структура теряла большую часть частиц и, только после этого, возникало ее вращение.

В работе представлено объяснение вращения плазменно-пылевой структуры, наблюдаемое при воздействии аксиального магнитного поля. Инверсия вращения плазменно-пылевой структуры с увеличением аксиального магнитного поля объяснена конкуренцией между двумя механизмами. Первый – это вращение пылевых частиц вместе с нейтральным газом, но из-за вихревых токов угловая скорость газа в области расположения пылевой структуры направлена по часовой стрелке относительно направления магнитного поля. Второй – это вращение пылевых частиц под действием силы ионного увлечения в противоположном направлении. В слабых магнитных полях оба механизма вызывают вращение со скоростями, пропорциональными полю  $B$ , но второй механизм преобладает, и вращение пылевых частиц становится направленным против часовой стрелки. По мере увеличения магнитного поля вторая скорость уменьшается за счет намагниченности плазмы и становится обратно

пропорциональна  $B$ , в этом случае преобладает первый механизм и происходит инверсия вращения. При дальнейшем увеличении  $B$  область инверсии диффузионного потока расширяется, исчезает потенциальная ловушка в приосевой области, и пылевая структура разлетается, что наблюдается при  $B \approx 700$  Гс. При этом ловушка, как показывают результаты эксперимента, не пропадает совсем, а смещается в периферийную область разряда. При еще более высоких магнитных полях ионы становятся более подвижными, чем электроны, стенка может приобретать положительный заряд и притягивать отрицательно заряженные пылевые частицы. Этот результат, по всей видимости, наблюдался во время экспериментов в атмосфере водорода с магнитными полями  $B > 2,5 \cdot 10^3$  Гс. Стратификация разряда все еще сохранялась, но инжектированные частицы не были обнаружены в разрядном объеме. В неоне перезарядка на стенке не происходила, так как разряд теряет устойчивость и контрагирует до достижения такого высокого магнитного поля.

В главе обсуждается формирование пылевых цепочек в различных газовых разрядах. Такая вертикальная упорядоченность пылевых частиц обычно объясняется с помощью кильватерного потенциала. Явление пространственной сепарации макрочастиц в пылевой плазме по размерам является важной особенностью пылевых систем и обуславливается зависимостью от размера частиц величины сил, действующих на них. При инъекции полидисперсных порошков в газовый разряд расстояние между пылевыми частицами, образующими цепочку, зависят от их размеров и, соответственно, их зарядов и взаимодействия. В тоже время при инъекции калиброванных сферических макрочастиц в тлеющий разряд постоянного тока в страте могут формироваться цепочечные пылевые структуры макрочастицами одного размера. В главе представлены результаты восстановления размеров монодисперсных сферических пылевых частиц меламин-формальдегида, формирующих цепочку, по теории рассеяния МИ. Определены условия формирования плазменно-пылевых структур и описаны

динамические и структурные характеристики пылевой цепочки, сформированной асимметричными медными макрочастицами. Изучено влияние возмущающего лазерного излучения на динамическое поведение макрочастиц, формирующих плазменно-пылевую цепочку. Исследована динамика макрочастиц, формирующих цепочечную структуру, при подкачке энергии в плазменно-пылевую систему в результате действия радиометрической силы. Для этого в эксперименте при неизменных параметрах газового разряда изменялась мощность лазерного излучения. Характер распределения скоростей для медных макрочастиц существенно менялся при увеличении мощности воздействующего лазерного излучения. Горизонтальная составляющая скорости макрочастиц  $v_x$  увеличивается с ростом мощности лазерного излучения, в то же время вертикальная составляющая  $v_y$  практически не претерпевает изменений. Показано, что в цепочечных плазменно-пылевых структурах возможен обмен фрагментами между цепочками. При этом расстояния между пылевыми частицами в перемещенном фрагменте могут сохраняться, в то время как межчастичные расстояния в её верхней части изменяются.

Представлены результаты экспериментальных исследований пылевых структур в плазме тлеющего разряда в смеси газов двух типов: «легкого» Ne и «тяжелого» Kr. Экспериментально обнаружено, что при низкой концентрации криптона в Kr-Ne смеси увеличивается анизотропия взаимодействия макрочастиц, что наиболее сильно проявляется в большой разнице расстояний между макрочастицами в цепочке и между цепочками в структуре при 1% криптона. При высоком давлении изменение концентрации криптона влияет более значительно на средние расстояния между пылевыми частицами, причем расстояния в цепочке и между цепочками приблизительно равны. Этот факт может быть связан с тем обстоятельством, что, как показывают расчеты, изменение концентрации криптона сильнее влияет на среднюю энергию электронов из-за больших

энергозатрат на возбуждение атомов гелия при практически полном отсутствии его ионизации.

В главе представлены результаты экспериментальных исследований образования пылевых структур и кинетика их фазовых переходов в плазме криогенного разряда постоянного тока в атмосфере инертного газа (гелия) в диапазоне температур  $\sim 4-10^\circ \text{ K}$ . В ходе исследования было изучено формирование пылевых облаков в стоячих стратах газового разряда в атмосфере гелия при криогенных температурах, в том числе исследовано влияние температуры буферного газа и параметров разряда на количество и размеры удерживаемых пылевых частиц, на структурные и динамические свойства формирующихся пылевых образований. Было обнаружено, что с увеличением температуры наблюдается уменьшение кинетической энергии отдельных частиц, из которых формируются цепочечные пылевые образования. В результате обработки экспериментальных видеоданных были получены профили распределения пылевых частиц по их скоростям. Сделаны оценки кинетической температуры для пылевых частиц двух сортов: совершающих быстрое движение по всей области ловушки (страты) и формирующих цепочечные пылевые структуры в зависимости от температуры буферного газа.

## **ГЛАВА 5. Структурные и динамические свойства пылевых систем в плазме емкостного высокочастотного разряда.**

В отличие от плазмы тлеющего разряда постоянного тока в высокочастотном емкостном разряде пылевые структуры формируются в приэлектродном слое и носят преимущественно квазидвумерный характер. Это существенно облегчает анализ и диагностику наблюдаемых пылевых образований. Впервые экспериментально наблюдалась упорядоченная кристаллическая структура заряженных макрочастиц именно в плазме ВЧ разряда, вблизи электрода, где за счет большой величины электрического поля возможна компенсация силы тяжести и левитация макрочастиц [1, 2]. В то же время свойства двумерных и квазидвумерных систем могут существенным образом отличаться от трехмерных. Так, например, сценарий плавления в двумерных системах может отличаться от фазового перехода кристалл-жидкость.

### **5.1. Формирование течений в плазменно-пылевой структуре в приэлектродной области ВЧ разряда.**

Экспериментальные наблюдения показывают, что пылевые частицы в плазме ВЧ разряда могут приобретать энергии  $\sim 1-100$  эВ. При этом в структурах могут возникать различные динамические явления, такие как волны или пылевые колебания в плоскости пылевой структуры либо ортогонально ей. При внесении дополнительного возмущения, например в виде дополнительного лазерного пучка, возможно осуществление локального «разогрева» пылевой структуры, формирование пылевых течений или раскачки колебаний отдельных пылевых макрочастиц. Так в работе [3] экспериментально наблюдалось распространение фронта теплового возмущения и расширения нагретой области пылевой структуры макрочастиц в ВЧ разряда. Для возбуждения волн в плазменно-пылевых структурах широко применяется метод “электростатического” воздействия на структуры, формируемые макрочастицами в плазме [4], посредством подачи дополнительного низкочастотного напряжения на электроды либо на

зонд вблизи пылевого облака. В работе [5] экспериментально наблюдалось течение плазменно-пылевой жидкости. Были получены зависимости коэффициента сдвиговой вязкости от величины приложенного сдвигового напряжения и давления буферного газа.

Наши исследования влияния лазерного излучения на динамические характеристики квазидвумерной пылевой системы проводились на экспериментальной установке, подробное описание которой представлено в разделе 2.2.2. Основным элементом экспериментальной установки была вакуумная камера с оптическими окнами, внутри которой располагались горизонтально два плоских электрода на расстоянии 5 см друг от друга. В центральной части верхнего электрода имеется отверстие диаметром 6 см, над которым помещался инжектор пылевых частиц. В качестве пылевой компоненты в экспериментах использовались монодисперсные сферы меламин-формальдегида плотностью  $\rho_p = 1.61 \text{ г/см}^{-3}$  и диаметром 9.95 мкм без покрытия и с поверхностью, покрытой медью (Рисунок 5.1).

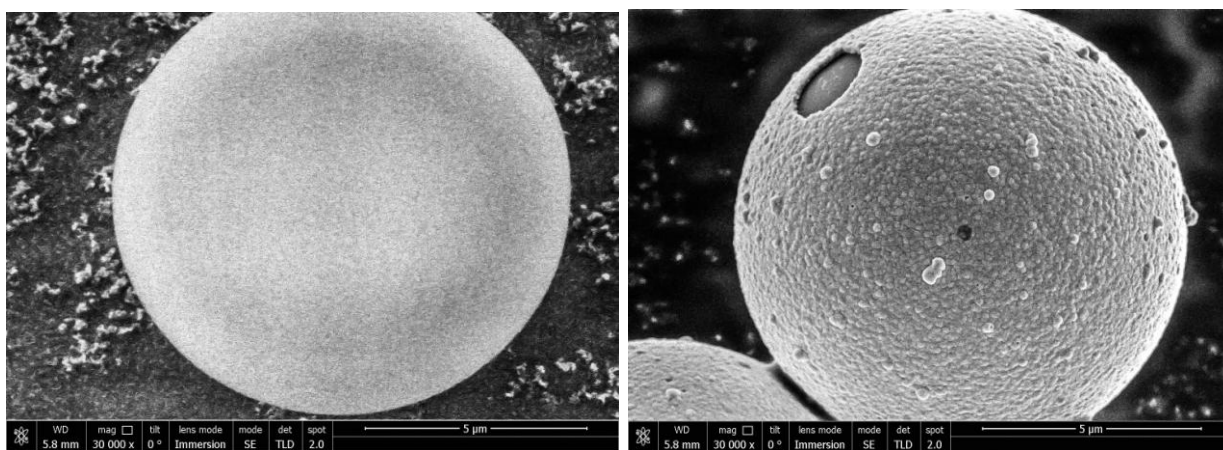


Рисунок 5.1 – Фотографии полученные методом РЭМ сферических монодисперсных макрочастиц меламин-формальдегида диаметром 9,95 мкм без покрытия и с медным покрытием поверхности толщиной 200 нм.

В ходе эксперимента после вакуумирования камеры производилось ее заполнение рабочим газом до давлений 3-5 Па. В экспериментах в качестве буферного газа использовался аргон или воздух. От высокочастотного

генератора через согласующее устройство на электроды подавалось напряжение 300В с частотой 13,56 МГц, в результате чего между ними зажигался тлеющий разряд. Для формирования потенциальной ловушки и предотвращения разлета пылевых частиц в центре нижнего электрода устанавливалось металлическое кольцо диаметром 51 мм. Инжектированные в разряд частицы приобретали отрицательный заряд и зависали в приэлектродном слое, формируя монослойную плазменно-пылевую структуру.

Для кинетического разогрева и подсветки макрочастиц в пылевой структуре использовался плоский пучок аргонового лазера с длиной волны 514 нм. Методика кинетического разогрева заключалась в использовании пылевых макрочастиц с поглощающей излучение металлической оболочкой (Рисунок 5.1), при воздействии лазерного излучения на которые, в результате возникновения фотофоретической силы, наблюдалось увеличение их кинетической энергии хаотического движения. Для формирования течения в структуре использовался второй лазер с длиной волны 532 нм диаметром 2 мм (будем далее его называть «продавливающим»). Регистрация положения макрочастиц в горизонтальной плоскости осуществлялась посредством высокоскоростной видеокамеры (Рисунок 2.9), расположенной над верхним оптическим окном установки. Для контроля монослойности структуры использовалась вторая видеокамера, расположенная в горизонтальной плоскости. Полученные видеозаписи обрабатывались при помощи специальной программы с целью определения положения отдельных пылевых частиц на видеокдрах. В ходе работы параметры эксперимента подбирались таким образом, чтобы степень корреляции плазменно-пылевой структуры была от высококоррелированной (кристаллической) до жидкостной. Для частиц меламин-формальдегида без покрытия варьировалось давление  $P = 0,025; 0,04; 0,055$  Торр при неизменных значениях ВЧ мощности разряда  $W_{rf} = 12,5$  Вт и мощности подсвечивающего лазера 300 мВт. Изменяя мощность продавливающего лазерного пучка в

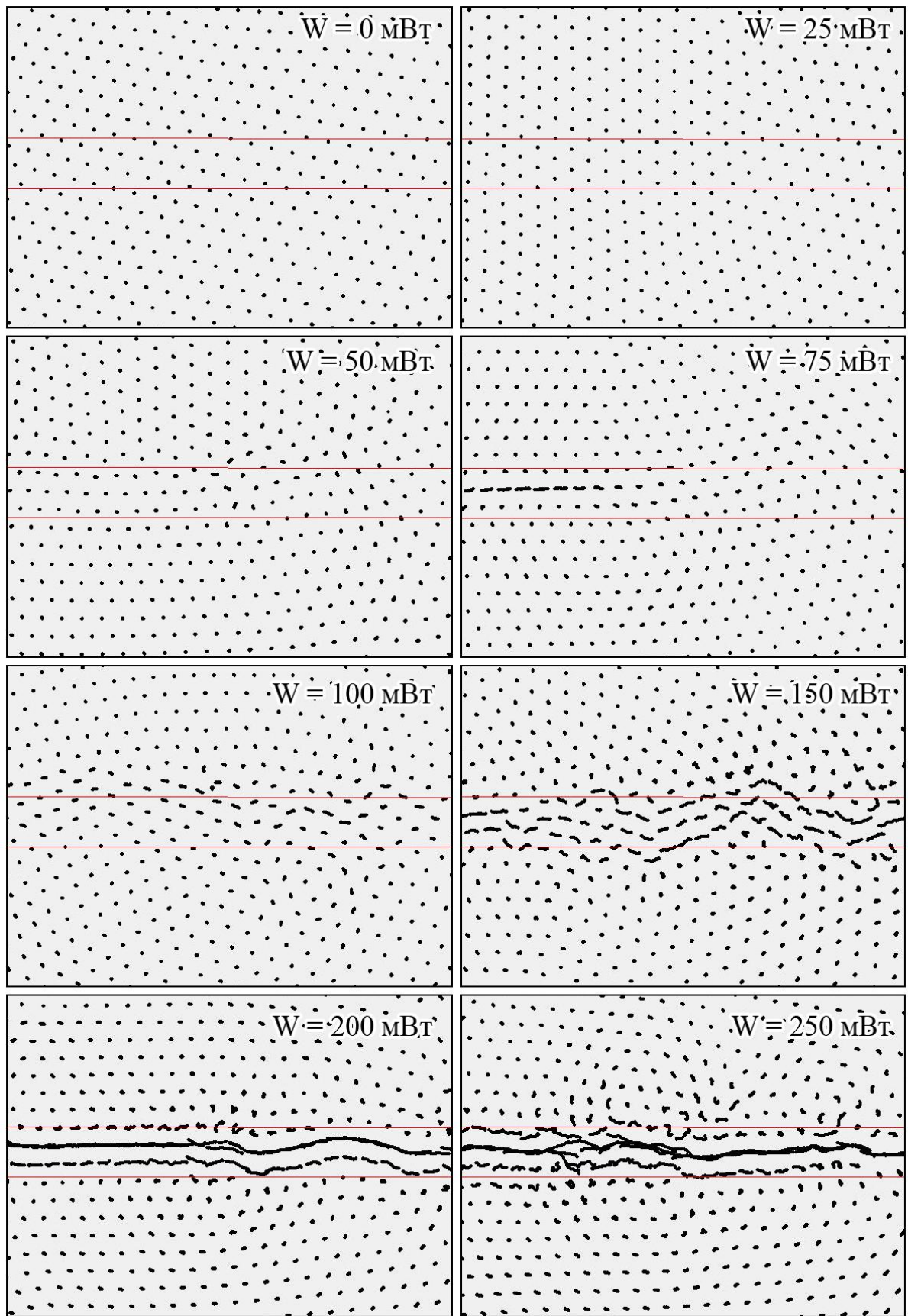


Рисунок 5.2 – Траектории частиц в плазменно-пылевой структуре за  $t = 0,5$  сек при воздействии лазерного пучка шириной  $\sim 2$  мм и мощностью  $W = 0; 25; 50; 75; 100; 150; 200$  и  $250$  мВт соответственно.



диапазоне от 0 до 250 мВт экспериментально наблюдалось формирование течения в пылевой структуре. На рисунке 5.2 представлены траектории пылевых частиц в плазменно-пылевой структуре за время 0,5 секунды при давлении буферного газа (воздуха) 0,04 Торр при различных значениях мощности продавливающего лазера.

Сплошными красными линиями отмечено место воздействия продавливающего лазерного пучка на плазменно-пылевую структуру. На основе анализа парной корреляционной функции для невозмущенной монослойной структуры, сформированной из частиц меламин-формальдегида при давлении буферного газа (воздуха)  $P = 0,025; 0,04$  и  $0,055$  Торр, по значению ее первого максимума была сделана оценка параметра неидеальности пылевой структуры, которая составила  $\Gamma^* \sim 70, 400$  и  $500$  соответственно (см. раздел 3.3).

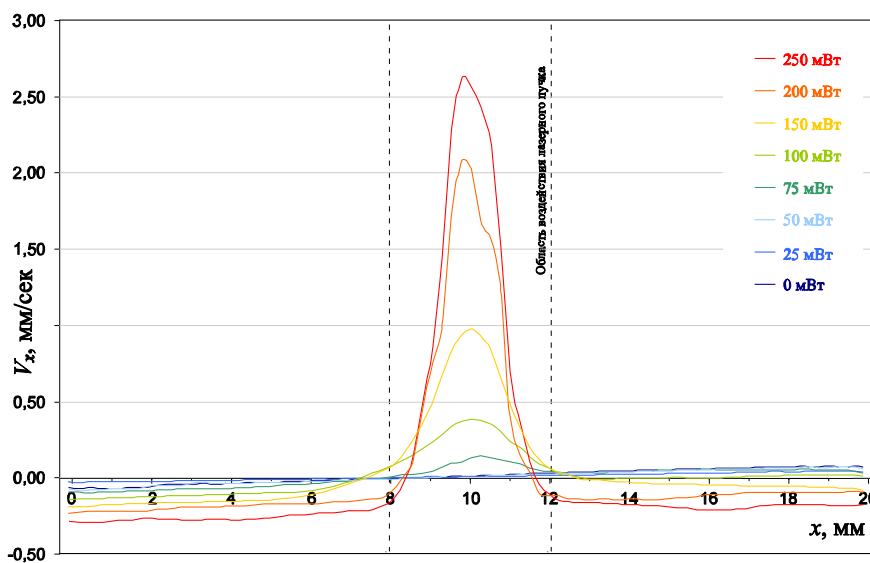


Рисунок 5.3 – Распределение скоростей макрочастиц меламин-формальдегида монослойной плазменно-пылевой структуры при значениях мощности продавливающего лазера  $W = 0; 25; 50; 75; 100; 150; 200$  и  $250$  мВт.

При использовании в качестве плазмообразующего газа аргона при давлении  $P = 0,018; 0,026$  и  $0,04$  Торр параметр неидеальности пылевой структуры составлял  $\Gamma^* \sim 160, 460$  и  $530$  соответственно. Из анализа траекторий движения макрочастиц, а также распределения их скоростей по

структуре (Рисунок 5.3) можно сделать вывод о пороговом характере течения, что согласуется с экспериментальными результатами полученными в работах [4, 5].

При мощности продавливающего лазерного излучения до критического значения  $W_k$  наблюдалась деформация структуры, однако течение не проявлялось. При дальнейшем росте мощности лазерного излучения наблюдалось формирование направленного движения пылевых частиц в области воздействия лазерного пучка. На рисунке 5.4 представлена зависимость величины порогового значения мощности лазерного пучка, при котором возникает течение, от параметра неидеальности плазменно-пылевой структуры. Анализ экспериментальных данных показал, что с уменьшением параметра неидеальности плазменно-пылевой системы, пороговое значение мощности лазерного излучения  $W_k$ , после которого возникает пылевое течение, растет.

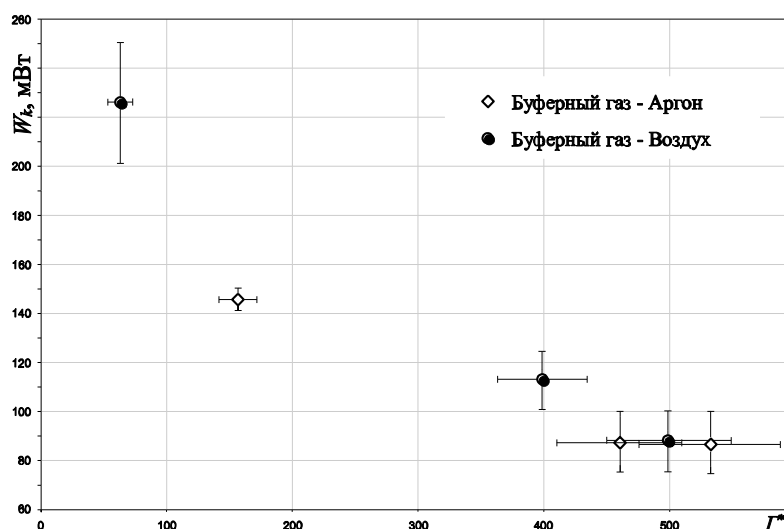


Рисунок 5.4 – Зависимость от параметра неидеальности пылевой системы порогового значения мощности лазерного излучения  $W_k$ , при котором в монослойной плазменно-пылевой структуре возникает течение.

При использовании макрочастиц меламин-формальдегида с медным покрытием для формирования структур кристаллического и жидкостного типа в эксперименте варьировалась мощность излучения разогревающего аргонового лазера. При близких параметрах разряда:  $P = 0,04$  Торр,  $W_{rf} =$

14,5 Вт и мощности разогревающего лазера 36, 62, 100 мВт параметры неидеальности для невозмущенной монослойной пылевой структуры, восстановленные по первым пикам парной корреляционной функции (см. раздел 3.3) в атмосфере аргона, составили  $\Gamma^* \sim 370, 170$  и  $100$ ; при использовании в качестве буферного газа воздуха  $\Gamma^* \sim 300, 180$  и  $100$  соответственно.

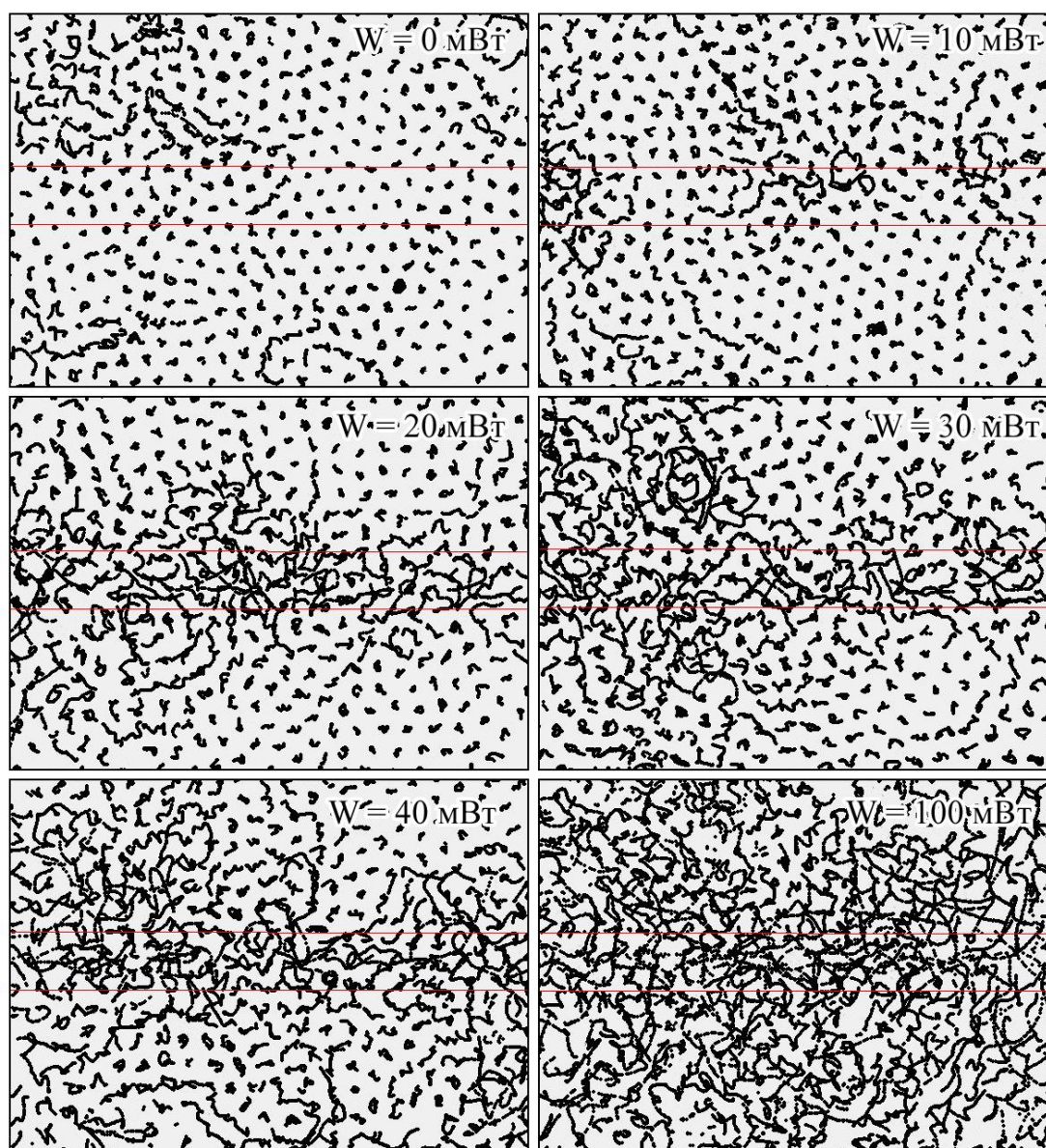


Рисунок 5.5 – Траектории частиц в плазменно-пылевой структуре, сформированной частицами меламин-формальдегида с медным покрытием в воздухе при давлении  $P = 0,04$  Торр и мощности разряда  $W_{rf} = 14,5$  Вт за  $t = 0,5$  сек при воздействии лазерного пучка шириной  $\sim 2$  мм мощностью  $W = 0; 10; 20; 30; 40$  и  $100$  мВт соответственно.

Варьирование мощности продавливающего лазера при использовании макрочастиц с медным покрытием приводило к кинетическому разогреву пылевой структуры: вначале в области лазерного воздействия и, в дальнейшем, в периферийных областях структуры. При этом составляющая скорости пылевых частиц вдоль направления пучка не была равна тепловой скорости частиц. На рисунке 5.5 приведены траектории пылевых макрочастиц в монослойной плазменно-пылевой структуре, сформированной частицами меламин-формальдегида с медным покрытием, за  $t = 0,5$  сек при воздействии лазерного пучка шириной  $\sim 2$  мм мощностью  $W = 0; 10; 20; 30; 40$  и  $100$  мВт. Визуально выраженного канала течения в структуре не наблюдается. Однако распределение скоростей макрочастиц при различных значениях мощности продавливающего лазера (рисунок 5.6) демонстрирует рост составляющей скорости, направленной вдоль пучка.

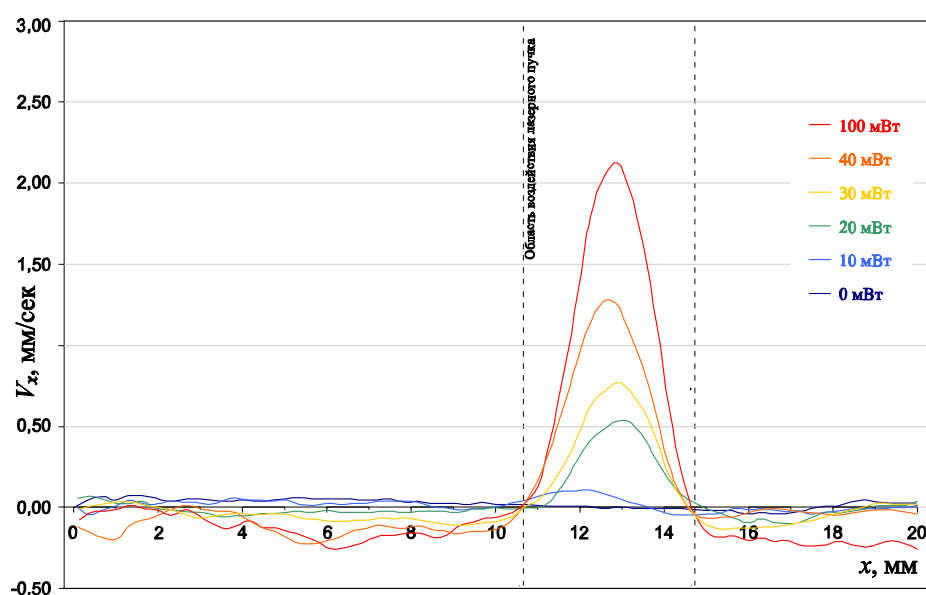


Рисунок 5.6 – Распределение скоростей макрочастиц меламин-формальдегида с медным покрытием при значениях мощности продавливающего лазера  $W = 0; 10; 20; 30; 40$  и  $100$  мВт при давлении  $P = 0,04$  Торр,  $W_{rf} = 14,5$  Вт.

С ростом мощности лазерного излучения в центральной части структуры наблюдается увеличение кинетической энергии движения

пылевых частиц. В периферийной части структуры кинетическая энергия также возрастает.

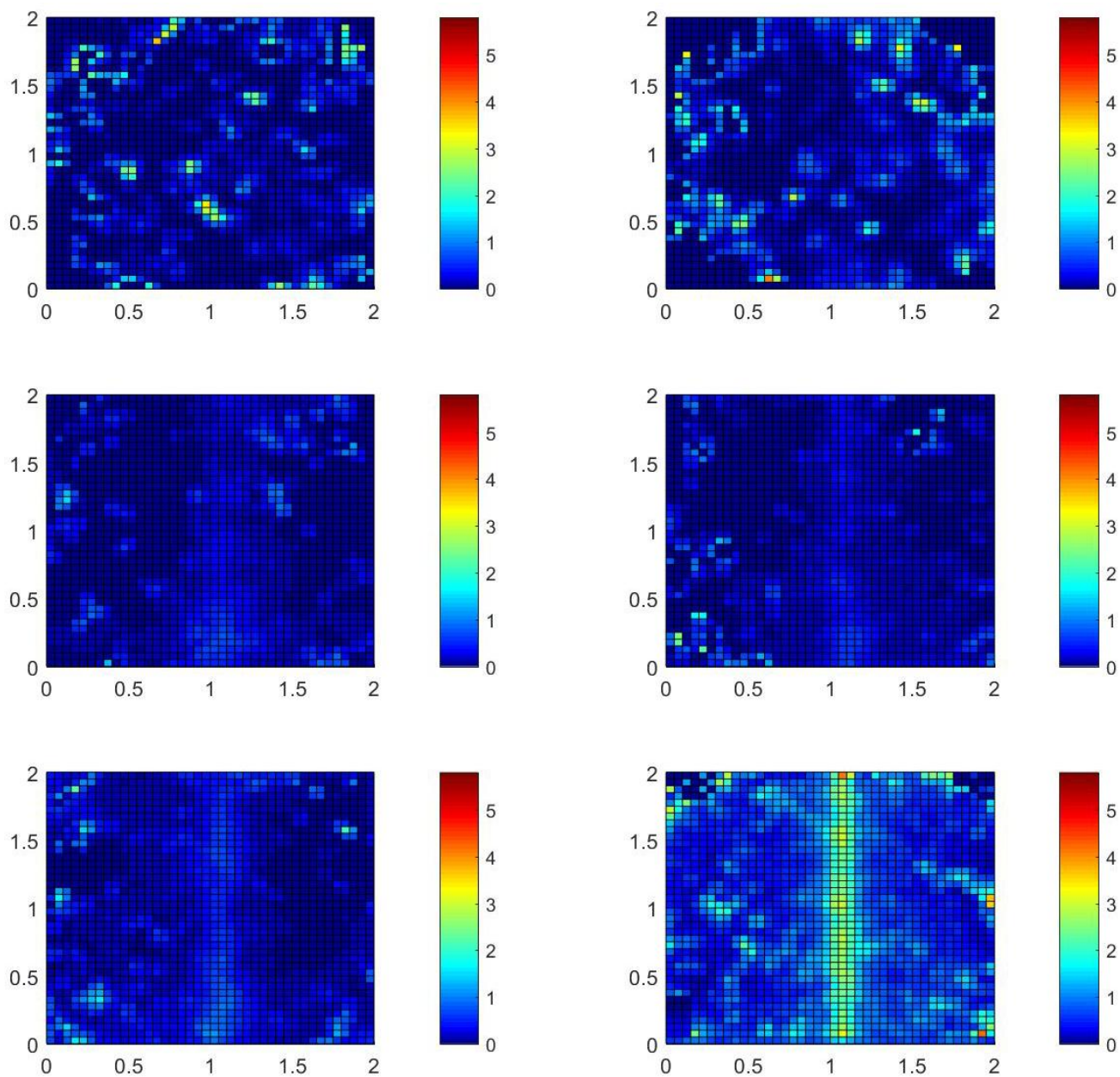


Рисунок 5.7 – Распределения кинетической температуры макрочастиц по структуре при мощности продавливающего лазера  $W = 0; 10; 20; 30; 40$  и  $100$  мВт соответственно.

## 5.2. Фазовые переходы в квазидвумерных плазменно-пылевых структурах в ВЧ разряде.

Пылевая плазма может существовать в состояниях, подобных жидкости или кристаллу, и образовывать трехмерные, квазидвумерные и

квазиодномерные структуры [6]. Особый интерес, как с теоретической, так и с практической точки зрения, вызывают переходы в квазидвумерных системах, поскольку они могут отличаться от фазового перехода «твердое тело – жидкость» трехмерной системы [7-9]. Так, нобелевской премией по физике 2016 года была отмечена теоретическая работа "о топологических фазовых переходах и топологических фазах материи" [10], предсказывающая образование промежуточной (гексатической) фазы в термодинамически равновесных двумерных системах.

В настоящее время существуют две основные теоретические модели, которые применяются для описания плавления двумерных систем. Согласно теории Березинского-Костерлица-Таулесса (БКТ) (*в англоязычной литературе Kosterlitz-Thouless-Halperin-Nelson-Young (KTHNY) теория*), переход в двумерной системе из кристаллического в жидкое состояние носит двухстадийный характер с образованием промежуточной, так называемой, гексатической фазы [11–16]. В кристаллической структуре ориентационная и трансляционная симметрия (см. раздел 3.2) имеют дальний порядок. При переходе в гексатическую фазу сохраняется ориентационный порядок, но при этом нарушается трансляционный дальний порядок. В жидкостной фазе как ориентационный, так и трансляционный порядок имеют короткодействующий характер.

Согласно другой известной теории (*в англоязычной литературе Grain-Boundary-Induced melting (GBI) теория*) плавление двумерных систем описывается как фазовый переход от кристалла к жидкости без формирования какой-либо промежуточной фазы [17, 18].

Доказательства в пользу БКТ теории для систем с различными потенциалами межчастичного взаимодействия были представлены в ряде экспериментальных и численных работ [19–25], в том числе для электронов на поверхности жидкого гелия [20], в коллоидных растворах с полимерными частицами [21,22], для магнитных пузырьков в тонких пленках [24,25]. Отдельные попытки обнаружить гексатическую фазу были сделаны и в

экспериментах с пылевой плазмой [26-31]. В работе [31] сообщается о том, что в исследованиях для двумерных плазменно-пылевых систем авторам не удалось наблюдать формирования промежуточной фазы, и реализовывался сценарий фазового перехода согласно GVI теории.

В нашей экспериментальной работе [32] впервые наблюдалось образование промежуточной гексатической фазы при плавлении пылевого монослоя в плазме ВЧ разряда. Эксперименты проводились на экспериментальной установке, подробное описание которой представлено в разделе 2.2. В качестве плазмообразующего газа использовался аргон высокой чистоты при рабочих давлениях  $P = 4-7$  Па и мощностях ВЧ разряда  $W = 4-12$  Вт. Расстояние между электродами в вакуумной камере составляло 5 см. Для удержания пылевых макрочастиц на нижний электрод помещалось металлическое кольцо высотой 2 мм и диаметром 100 мм, внутри которого формировалась квазидвумерная пылевая структура, состоящая из  $10^3-10^4$  макрочастиц (Рисунок 5.8). В качестве материала макрочастиц использовался полистирол либо меламин-формальдегид. Частицы имели сферическую форму, поверхность которых была покрыта металлом толщиной 200 нм (медью, кобальтом или никелем). Диаметр макрочастиц составлял  $9,95 \pm 0,05$  мкм.

Движение пылевых частиц в горизонтальной плоскости регистрировалось высокоскоростной видеокамерой с частотой съемки 100-200 кадров/сек. Для визуализации и внешнего воздействия на структуру использовался аргоновый лазер. По мере увеличения интенсивности

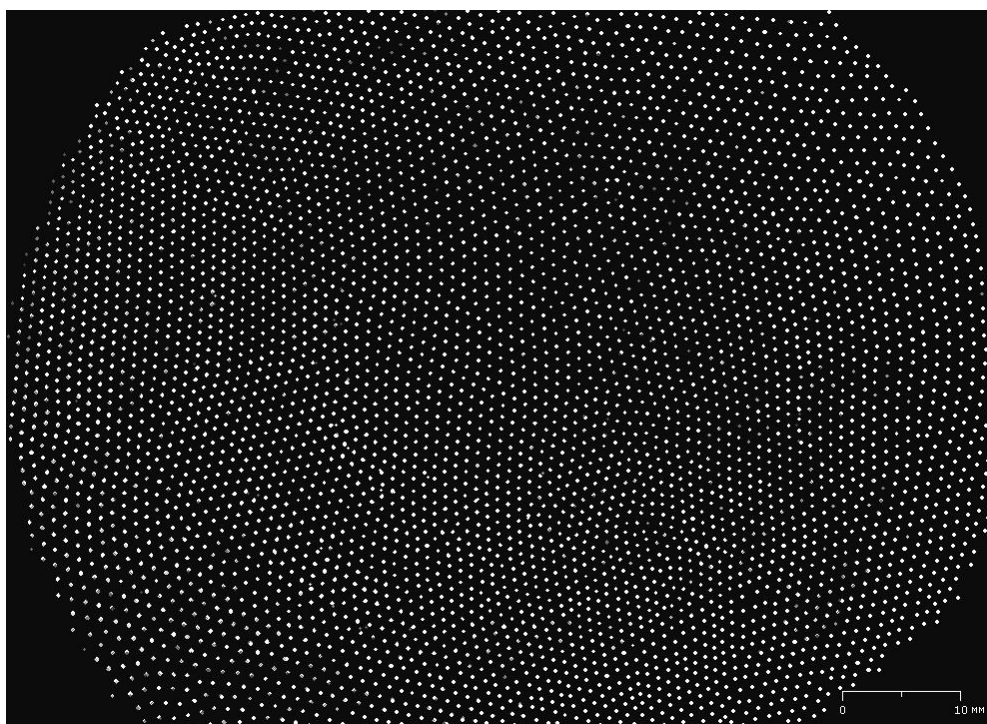


Рисунок 5.8 – Фрагмент видеокadra монослойной плазменно-пылевой структуры, образованной монодисперсными частицами меламин-формальдегида с покрытием никелем в приэлектродном слое ВЧ разряда в аргоне при давлении 5 Па, и мощности разряда 19 Вт.

лазерного излучения происходил кинетический разогрев пылевых частиц, и структура переходила из кристаллического состояния в жидкостное. При этом монослойность плазменно-пылевой структуры контролировалась дополнительной видеокамерой, расположенной у бокового иллюминатора

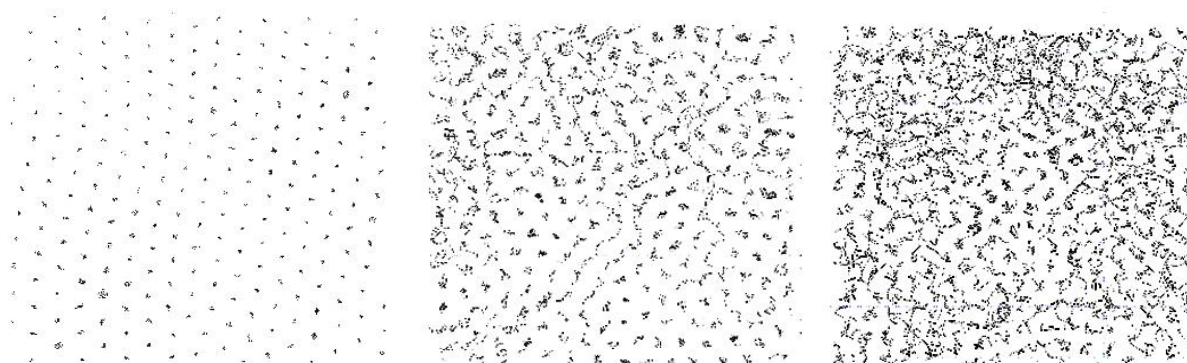


Рисунок 5.9 – Иллюстрация траекторий макрочастиц за  $t = 0,5$  сек в монослойной плазменно-пылевой структуре при кинетическом разогреве лазерным излучением  $W = 20$  мВт; 100 мВт и 220 мВт.



разрядной камеры. Полученные видеоизображения обрабатывались при помощи оригинальных компьютерных программ, в результате чего были определены координаты частиц, их траектории (Рисунок 5.9) и скорости движения.

Получив информацию о скоростях макрочастиц, формирующих пылевую структуру, были построены функции распределения частиц по скоростям (Рисунок 5.10). В общем случае вид этой функции может быть любым, однако для стационарных плазменно-пылевых структур это распределение может описываться функцией Максвелла. В этом случае может быть введено понятие кинетической температуры пылевых макрочастиц, как энергетической характеристики их стохастического движения.

Пылевая плазма является открытой диссипативной системой, находящейся в неравновесном состоянии. Однако при определенных лабораторных условиях в плазме ВЧ разряда плазменно-пылевые системы

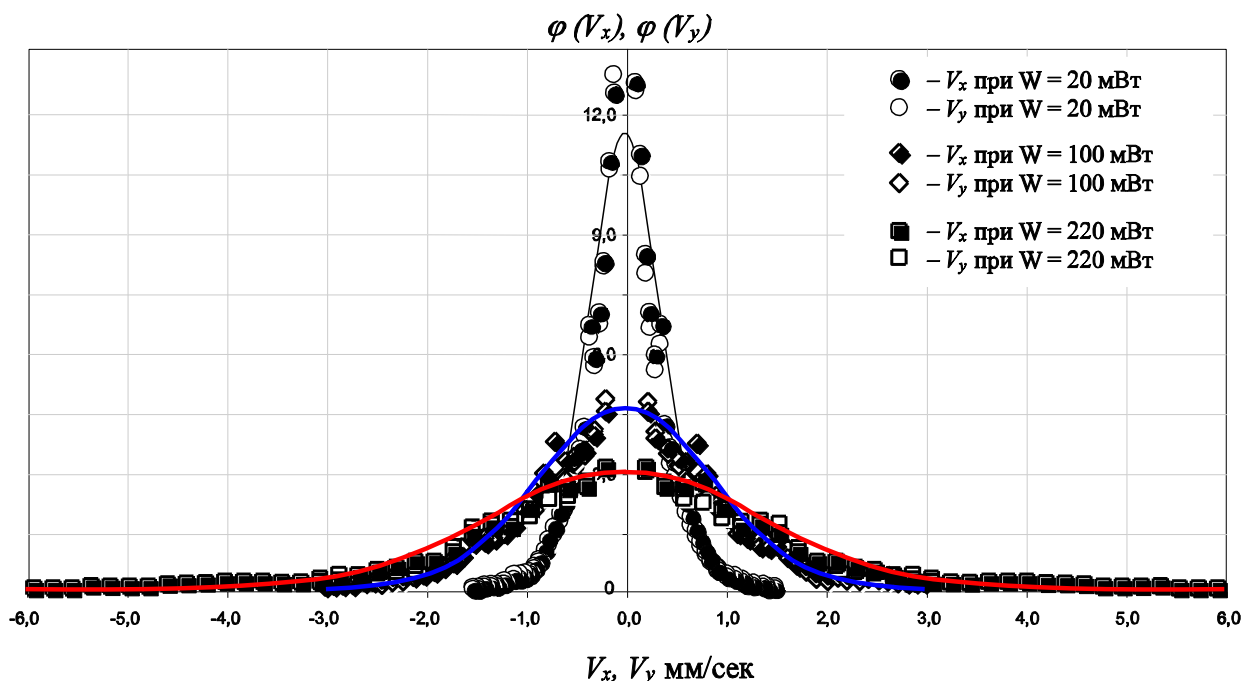


Рисунок 5.10 – Функции распределения скоростей макрочастиц  $\varphi(V_x)$  и  $\varphi(V_y)$  в монослойной плазменно-пылевой структуре при кинетическом разогреве лазерным излучением  $W = 20$  мВт; 100 мВт и 220 мВт. А также (линия) их среднеквадратичное фитирование функцией Максвелла.

могут находиться в стационарном состоянии, а скорости пылевых макрочастиц максвеллизуются даже при достаточно сильных возмущениях, в нашем случае создаваемых лазерным излучением. Полученные экспериментальные кривые распределения скоростей пылевых частиц аппроксимировались функцией Максвелла (Рисунок 5.10), и определялось значение соответствующей кинетической температуры пылевых макрочастиц.

На рисунке 5.11 представлены результаты измерения средней скорости стохастического движения частиц  $V^2$  при различных значениях мощности лазерного излучения, полученные посредством фитирования распределения скоростей частиц  $\rho(V)$  максвелловскими функциями.

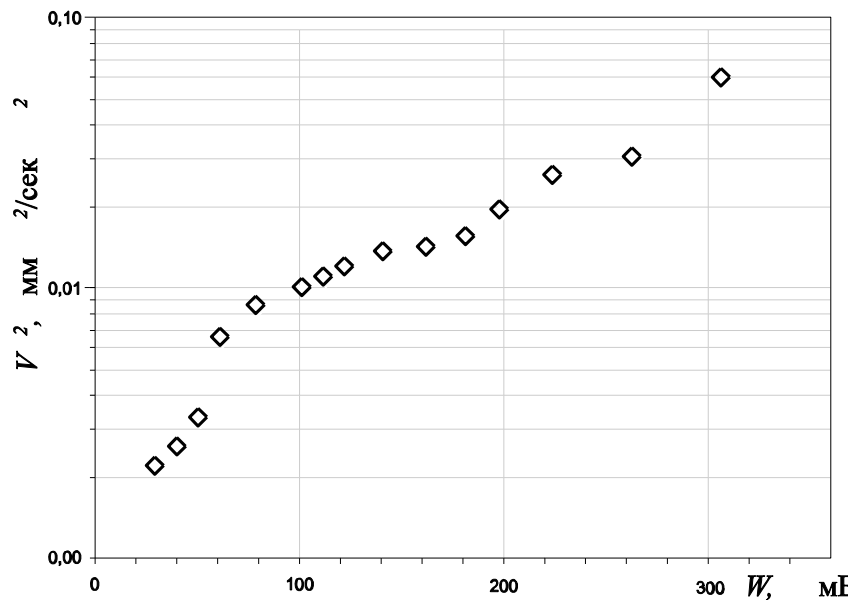


Рисунок 5.11 – Зависимость квадрата средней скорости стохастического движения макрочастиц в квазидвумерной пылевой структуре ( $V^2$ , см<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>) от мощности лазерного излучения.

С помощью метода, основанного на анализе первого пика парной корреляционной функции (подробное описание приведено в разделе 3.3), был определен эффективный параметр неидеальности  $\Gamma^*$  для плазменно-пылевой структуры (Рисунок 5.12).

Для количественного и качественного описания фазового состояния системы, как правило, применяется анализ парных  $g_2(r)$  и ориентационных  $g_6(r)$  корреляционных функций, наряду с анализом динамики различных топологических дефектов [7-9, 18, 33-34]. Парная корреляционная функция  $g_2(r)$  определяет вероятность нахождения некоторой частицы на расстоянии  $r$  от заданной и является мерой трансляционного порядка в системе взаимодействующих частиц. Ориентационная корреляционная функция  $g_6(r)$  определяется углом  $\theta(\mathbf{r})$ , образованным отрезком (бондом), соединяющим соседние частицы, относительно выбранного направления  $\mathbf{r}$ .

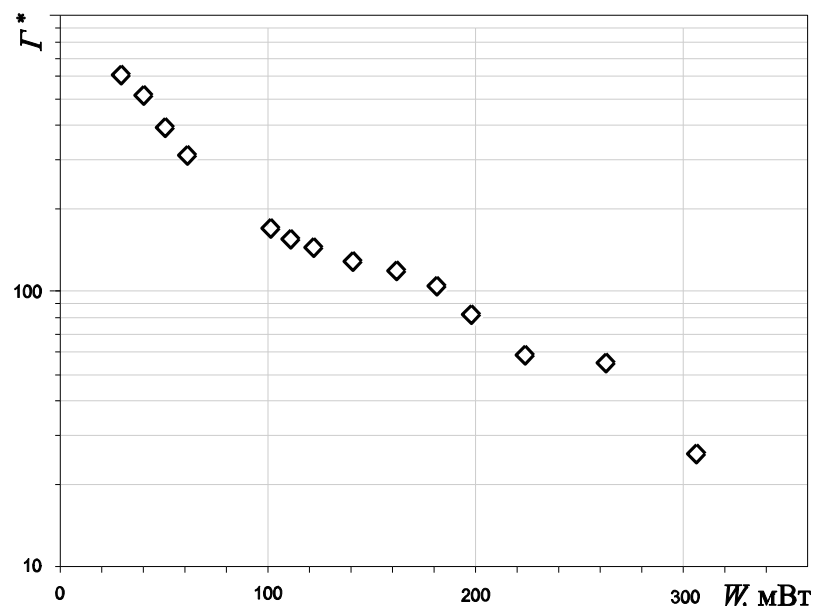


Рисунок 5.12 – Эффективный параметр неидеальности  $\Gamma^*$  для монослойной плазменно-пылевой структуры, восстановленный по первым пикам парной корреляционной функции в зависимости от мощности лазерного излучения.

Для идеальной гексагональной структуры функция  $g_6(r) \equiv 1$ , в то время как для других фазовых состояний системы она убывает с расстоянием. Подробное описание восстановления пространственных корреляционных функций плазменно-пылевых структур приведено в разделе 3.2.

Асимптотика безразмерных парных  $g_2(r/r_p)$  и ориентационных  $g_6(r/r_p)$  корреляционных функций может использоваться для анализа фазового

состояния системы [23]. Так для двумерных неидеальных систем пространственное убывание пиков парной корреляционной функции в идеальном кристалле описывается степенной функцией  $g_2 \propto (r/r_p)^{-\eta}$  при  $\eta < 1/3$ , в гексатической фазе и жидкости - экспоненциальной зависимостью  $g_2 \propto \exp(-\mu r/r_p)$  при  $\mu = \mu_h \equiv const$  и  $\mu > \mu_h$ , соответственно. Для ориентационной же корреляционной функции характерна степенная асимптотика в гексатической фазе и экспоненциальная – в жидкостной [23, 32].

На рисунке 5.13 приведены парные корреляционные функции  $g_2(r/r_p)$ , полученные в эксперименте при различных значениях параметра неидеальности  $\Gamma^*$  вблизи фазовых переходов.

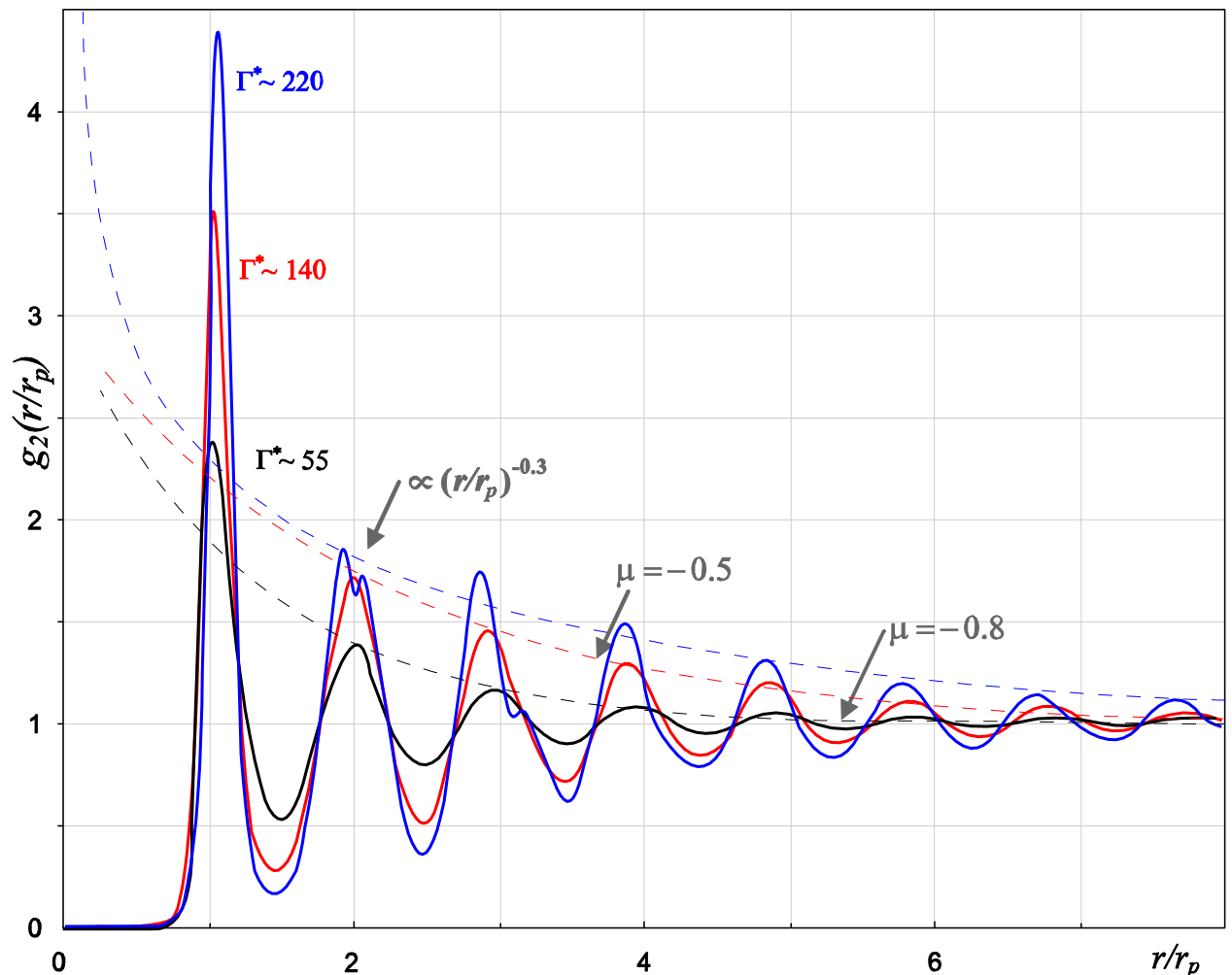


Рисунок 5.13 – Парные корреляционные функции  $g_2(r/r_p)$  при параметре неидеальности  $\Gamma^*$  пылевой системы: кристаллической ( $\Gamma^* = 220$ ), гексатической ( $\Gamma^* = 140$ ) и жидкостной фазы ( $\Gamma^* = 55$ ). Штриховые линии - аппроксимации пиков парных корреляционных функций.

Важно отметить, что результаты исследования пространственной асимптотики ориентационных корреляционных функций  $g_6(r/r_p)$  в экспериментальных и численных работах разных авторов весьма разнообразны. Это может быть связано как с разным числом частиц в анализируемых системах, так и с выбором формы аппроксимирующих функций и пространственного участка для аппроксимации (асимптотика хвостов  $g_6(r/r_p)$ , либо же начальные участки и затухания первых пиков функции). Кроме того в литературе нет окончательного согласия в вопросе, о том должна ли аппроксимация выполняться по пикам функции  $g_6(r/r_p)$  или по ее минимумам, учитывается ли при этом свободный постоянный член или нет (в зависимости от этого  $g_6(r/r_p)$  будет либо стремиться к нулю, либо к некоторому постоянному значению).

Касательно вопроса влияния числа макрочастиц в системе на форму ориентационных корреляционных функций  $g_6(r/r_p)$ , то в работе [35, 36] было показано, что количество частиц существенно влияет на форму функции, как на ее величину, так и пространственную асимптотику. Было показано, что для анализа жидкостных структур достаточно 700 анализируемых частиц и при увеличении их количества форма функции  $g_6(r/r_p)$  не изменялась. В тоже время для анализа гексатической и кристаллической структур зависимость формы функции от числа частиц исчезала при количестве анализируемых частиц  $\sim 1500 - 2500$ . Этот факт важно учитывать, и при недостаточном количестве частиц в поле зрения исследуемых структур применение функций ориентационных корреляционных функций  $g_6(r/r_p)$  для анализа гексатической или кристаллической фаз будет не корректным.

На рисунке 5.14 приведены ориентационные корреляционные функции монослойной пылевой системы при параметрах неидеальности  $\Gamma^* = 220, 140$  и  $55$ . Красной кривой нанесены результаты численного моделирования функции  $g_6(r/r_p)$  с параметрами, близкими к экспериментальным [37].

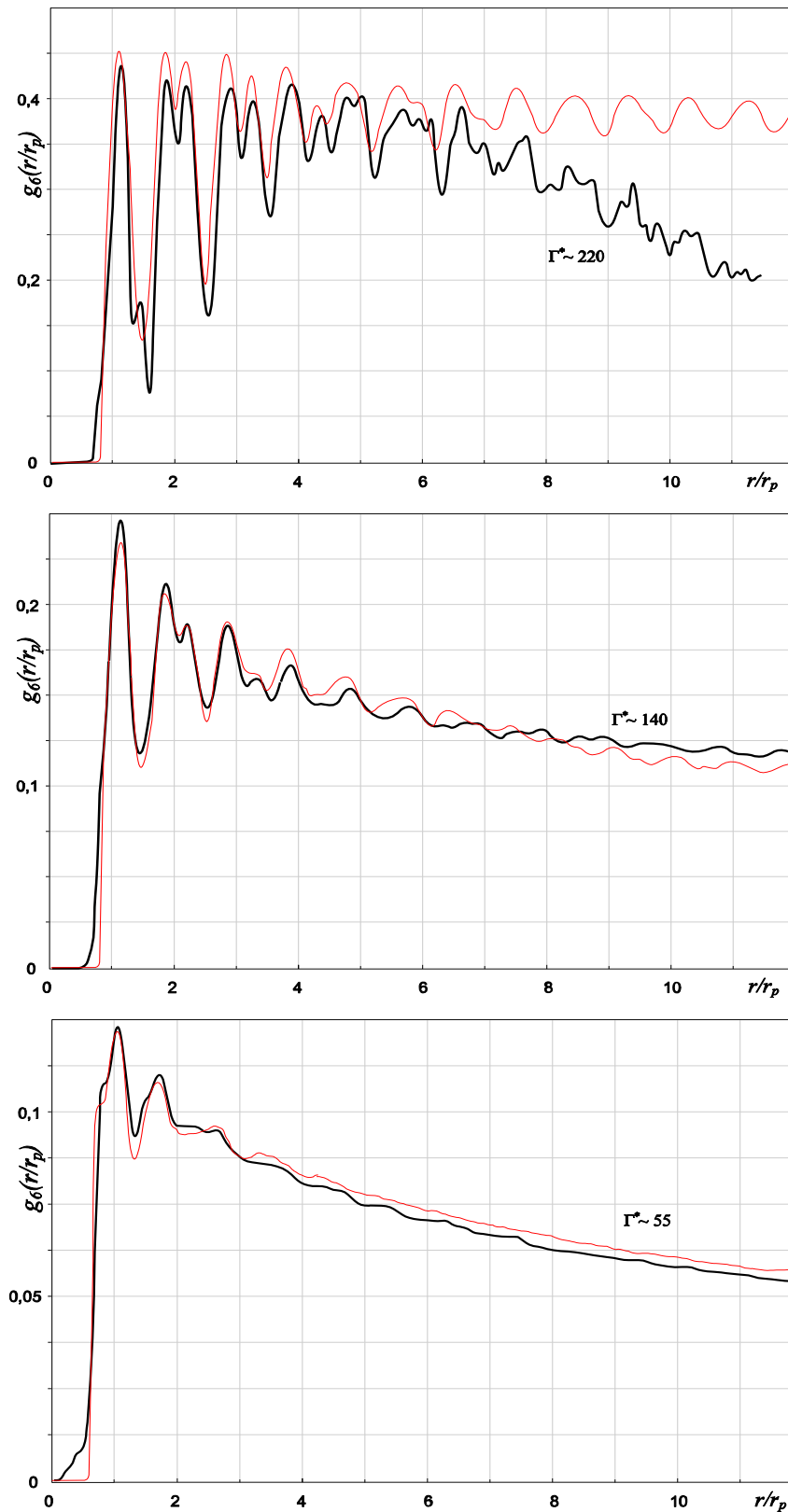


Рисунок 5.14 – Ориентационные корреляционные функции  $g_6(r/r_p)$  при параметре неидеальности  $\Gamma^*$  пылевой системы: кристаллической ( $\Gamma^* = 220$ ), гексатической ( $\Gamma^* = 140$ ) и жидкостной фазы ( $\Gamma^* = 55$ ). Красные кривые - результаты численного моделирования функций  $g_6(r/r_p)$  с параметрами, близкими к экспериментальным [37].

Зависимости числа частиц с шестью ближайшими соседями  $N_6$  (% от общего числа частиц в области наблюдения) от параметра неидеальности системы  $\Gamma^*$  и числа дефектов  $\delta = 100 - N_6$  (%) от  $1/\Gamma^*$  показаны на рисунке 5.15 и рисунке 5.16 соответственно, где вертикальные линии указывают на фазовые переходы при значениях  $\Gamma^* \sim 100$  и  $\Gamma^* \sim 150$ , полученных в работах [26, 38].

На рисунке 5.17 в двойном логарифмическом масштабе представлены нормированные ориентационные корреляционные функции  $g_6^* = 100g_6(r/r_p)/N_6$  для кристаллической, гексатической и жидкостной фазы при значениях параметра неидеальности  $\Gamma^* = 220, 160; 140, 110$  и  $85, 10$  соответственно.

Результаты анализа корреляционных функций, полученных в рамках эксперимента показывают, что для монослойной плазменно-пылевой структуры при параметре неидеальности  $\Gamma^*=220$  пространственное убывание пиков парной корреляционной функции соответствует степенной зависимости  $g_2 \propto (r/r_p)^{-0.3}$  (рисунок 5.13), тогда как ориентационная функция с увеличением расстояния  $r$  не убывает (см. рисунок 5.17), что соответствует кристаллической структуре и подтверждается наблюдениями.

С ростом кинетической температуры пылевых макрочастиц при лазерном разогреве в системе с параметром неидеальности  $\Gamma^*=140$  наблюдается экспоненциальное убывание пиков парной корреляционной функции  $\propto \exp(-0.5r/r_p)$ , при этом ориентационный порядок убывает, как степенная функция,  $\propto (r/r_p)^{-\eta}$  при  $\eta = 1/5$ . (рисунок 5.13). Прямая линия на рисунке 5.17, соответствующая степенной зависимости  $r^{-1/4}$ , является пределом для квазидальнего порядка в теории Березинского-Костерлица-Таулесса. Такое поведение характерно для гексатической фазы.

При дальнейшем увеличении кинетической температуры макрочастиц при параметре неидеальности в пылевой системе  $\Gamma^* = 85$  пространственное убывание пиков парной корреляционной функции соответствует жидкостной фазе. Асимптотика затухания ориентационной корреляционной функции в соответствии с КТНУ теорией для жидкости должна соответствовать

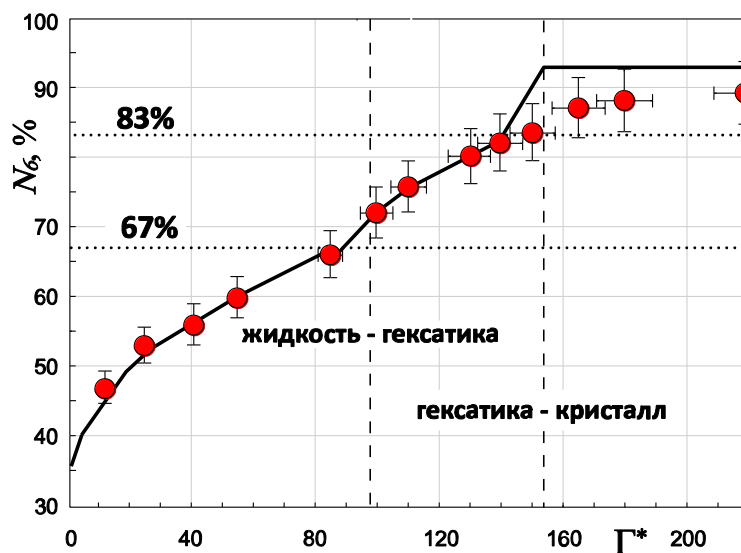


Рисунок 5.15 – Зависимости числа частиц  $N_6$  с 6-тью ближайшими соседями в процентном соотношении от параметра неидеальности  $\Gamma^*$  монослойной плазменно-пылевой системы. Сплошная линия – результаты численного моделирования [26].

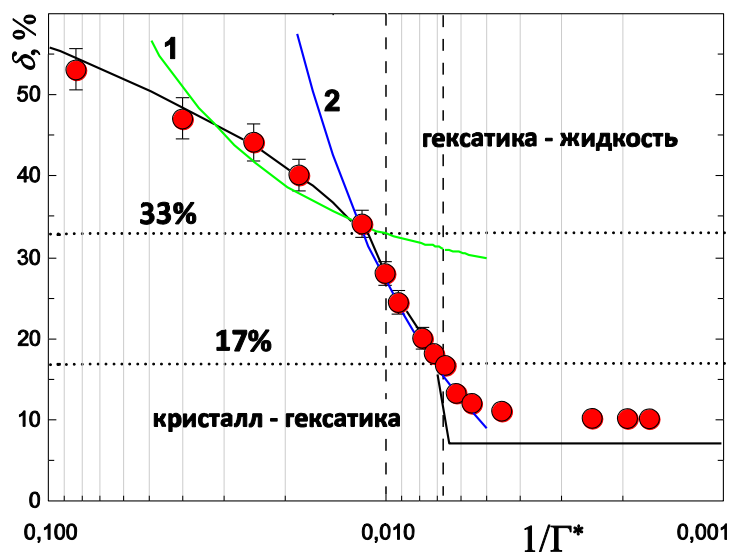


Рисунок 5.16 – Зависимости числа дефектов  $\delta = 100 - N_6$  (%) в монослойной плазменно-пылевой системе от  $1/\Gamma^*$  Сплошные кривые – линейные аппроксимации температурной зависимости числа дефектов в различных фазовых состояниях: **1** -  $f(\Gamma^*) \cong 27 + 600/\Gamma^*$ ; **2** -  $f(\Gamma^*) \cong -9 + 3600/\Gamma^*$  [32]. Сплошная черная кривая – результаты численного моделирования. Пунктирные прямые – области фазовых переходов  $\Gamma^* \approx 100$  и  $\Gamma^* \approx 150$ , найденные в работе [26].



экспоненте на больших расстояниях  $r/r_p \gg 1$  [18, 39]. На рисунке 5.17 видно, что асимптотика кривых для жидкостной плазменно-пылевой структуры с параметром неидеальности в диапазоне  $\Gamma^* = 10 - 85$ , отличается от асимптотики, теоретически предсказанной, для гексатической фазы ( $\eta < 1/4$ ). Таким образом, показано что фаза, соответствующая параметрам неидеальности  $\Gamma^*$  в интервале от 100 до 140 является гексатической, причем при переходе системы в изотропную жидкостную фазу (в точке  $\Gamma^* \approx 100$ ) наблюдается экспоненциальное убывание как парной функции  $g(r)$ , так и функции  $g_6(r/r_p)$ . Это свидетельствует в пользу того, что сценарий плавления, предложенный в теории Березинского-Костерлица-Таулесса, может реализовываться для монослойных плазменно-пылевых систем.

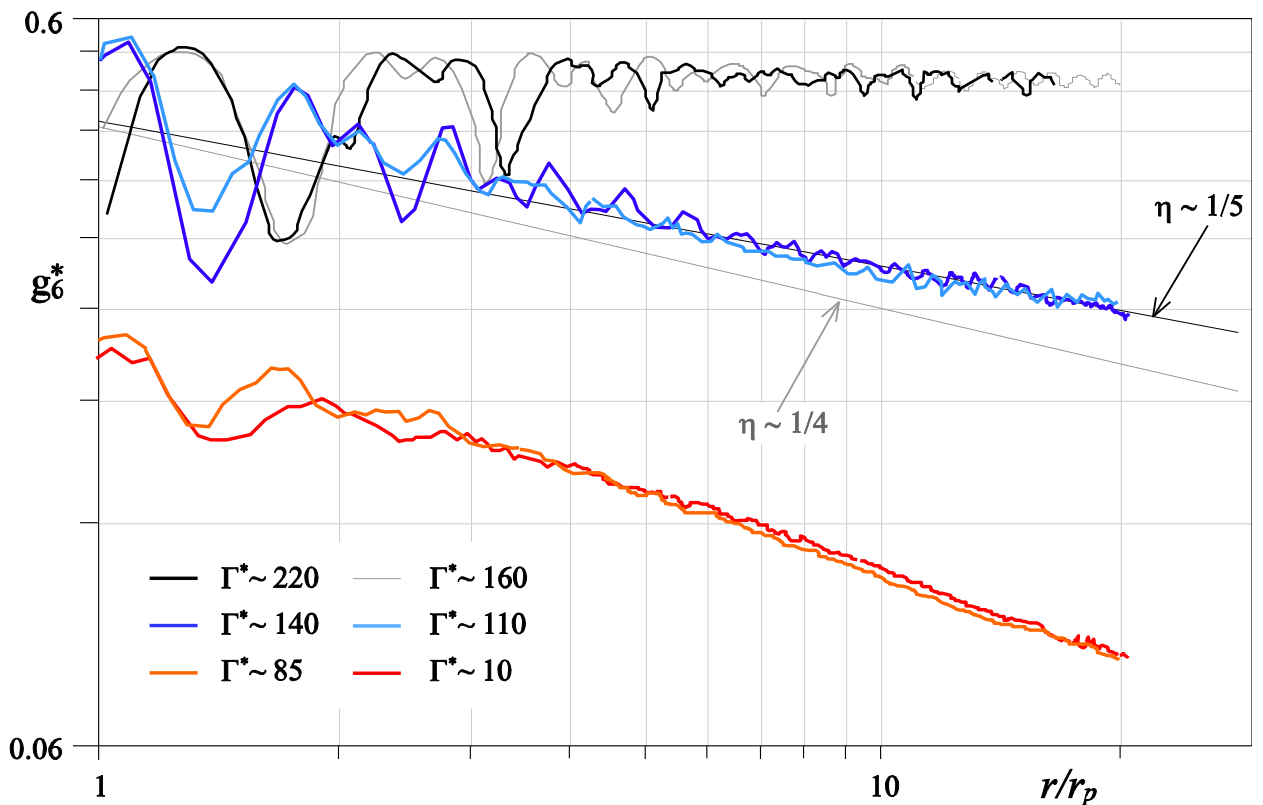


Рисунок 5.17 – Ориентационные корреляционные функции  $g_6^* = 100g_6(r/r_p)/N_6$  монослойной пылевой структуры, нормированные на число частиц  $N_6$  с 6-тью ближайшими соседями (в % отношении) при различных значениях параметра неидеальности  $\Gamma^* = 10, 85, 110, 140, 160, 220$ . Прямыми линиями показаны аппроксимации экспериментальных данных функцией  $\sim (r/r_p)^{-\eta}$  при  $\eta = 1/5$  и при  $\eta = 1/4$  (предел для КТННУ теории).

Анализ формы нормированных ориентационных корреляционных функций, представленных на рисунке 5.17, также показал, что форма этих функций различна в жидкостной и гексатической фазах, но сохраняется в пределах упомянутых фаз. Так при параметрах неидеальности пылевой системы  $\Gamma^* = 110-140$  и  $\Gamma^* = 10-85$  форма нормированных ориентационных корреляционных функций сохраняется, а при изменении  $\Gamma^*$  от 85 до 110 происходит резкое изменение асимптотики (с пределом при  $\eta = 1/4$ ) и абсолютных значений указанных функций, что также указывает на переход из одной фазы (гексатической) при  $\Gamma^* = 110$  в другую (жидкостную) при  $\Gamma^* = 85$ .

Дополнительную информацию качественного характера о фазовых состояниях исследуемой системы можно извлечь из анализа дифракционной картины, соотнесенной с конфигурацией частиц в данной фазе. Для этого был рассчитан статический структурный фактор  $s(\mathbf{k}_{xy})$ , определяемый по формуле [40]:

$$s(\mathbf{k}_{xy}) = \frac{1}{N} \left\langle \sum_{n=1}^N e^{iq\mathbf{k}_{xy} \cdot \mathbf{r}_n} \sum_{m=1}^N e^{-iq\mathbf{k}_{xy} \cdot \mathbf{r}_m} \right\rangle,$$

где  $\mathbf{k}_{xy}$  - волновой вектор, а  $\mathbf{r}_n$  и  $\mathbf{r}_m$  – проекции радиус-векторов для  $n$ -той и  $m$ -той частицы на плоскость  $xy$ , соответственно. Скобки  $\langle \rangle$  обозначают усреднение по ансамблю и времени. На рис. 5.20 представлены двумерные структурные факторы, полученные для различных эффективных параметров неидеальности  $\Gamma^*$ , иллюстрирующие различные дифракционные картины, характерные для кристаллической (а), гексатической (б) и жидкостной (в) фазы неидеальной системы. Из рисунка 5.18 хорошо видно, что в кристаллической фазе наблюдаются четкие интерференционные максимумы,

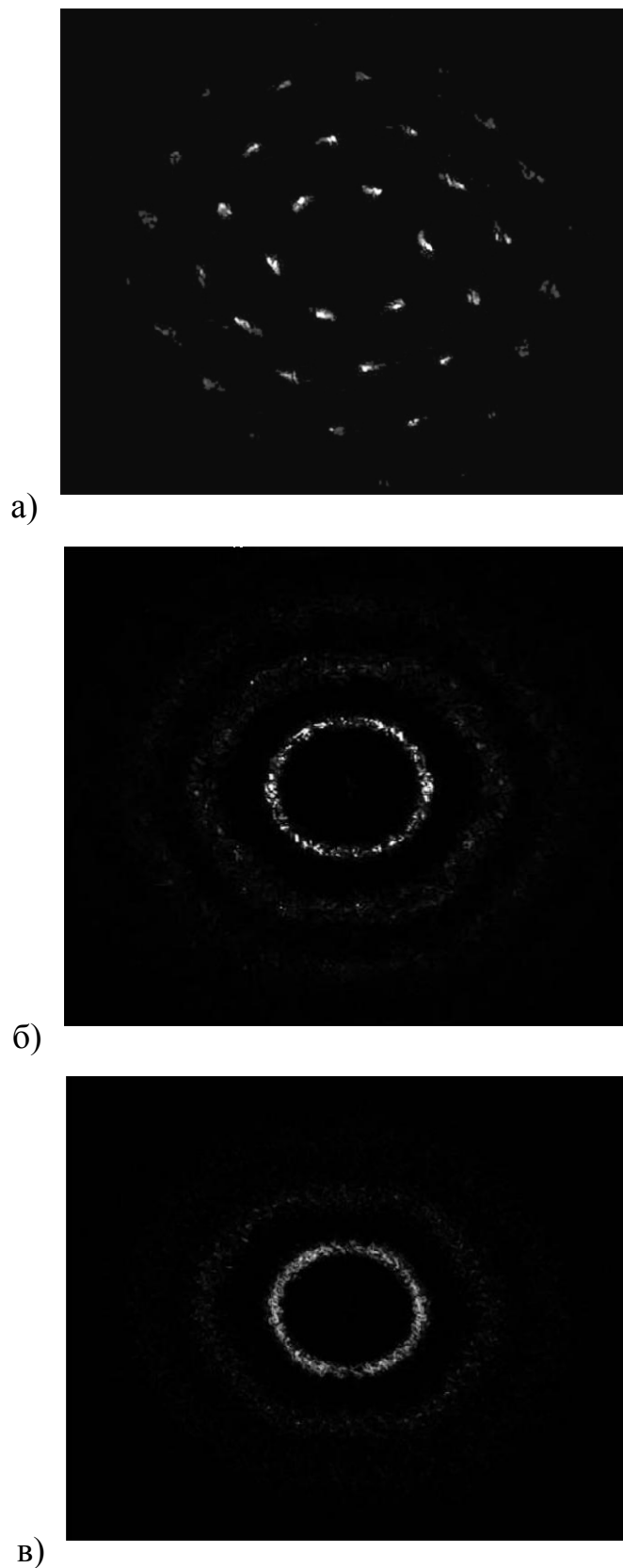


Рисунок 5.18. Двумерный статический структурный фактор  $s(\mathbf{k}_{xy})$ , рассчитанный для различных эффективных параметров неидеальности  $\Gamma^*$ : а)  $\Gamma^* \sim 600$ ; б)  $\Gamma^* \sim 140$ ; в)  $\Gamma^* \sim 50$ .

соответствующие гексагональной кристаллической решетке, а с увеличением температуры происходит размытие пиков с образованием шестиугольников, свидетельствующих об образовании переходного состояния, а затем и концентрических окружностей, характерных для жидкостной фазы.

Анализ асимптотического поведения корреляционных функций и дифракционных картин, полученных из расчета структурного фактора, позволяет различать разные фазовые состояния двумерных неидеальных систем, но он становится менее информативным при рассмотрении асимптотики в области фазовых переходов, где возрастает погрешность определения различных термодинамических и структурных характеристик в непосредственной близости к критической точке фазового перехода. Чтобы избежать неоднозначности анализа, связанного с флуктуациями пространственных параметров, и краевыми эффектами, возникающими из-за конечного размера структуры и времени усреднения, а также, чтобы аккуратно определить точки фазовых переходов, был использован метод, описанный в работе [41]. Он основан на анализе флуктуаций ориентационного и трансляционного параметров порядка с помощью расчета функции дисперсии соответствующих параметров порядка, определяемой следующей формулой:

$$\chi_{\alpha L} = L^2 (\langle |\Psi_{\alpha}^2| \rangle - \langle |\Psi_{\alpha}| \rangle^2).$$

Здесь  $L$  – размер рассматриваемой системы, индекс  $\alpha = 6$ ,  $T$  обозначает ориентационный и трансляционный порядок соответственно, а

$\Psi_{\alpha} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \psi_{\alpha,i}$  – глобальный параметр порядка, равный усредненному локальному параметру порядка  $\psi_{\alpha,j}$  по всем  $N$  частицам  $j$ , взятым в квадратной области размером  $L \times L$ , выраженном в средних межчастичных расстояниях. Формула для расчета локального параметра ориентационного порядка была приведена в главе 3 (см. описание к формуле 3.2, стр. 62).

Аналогично вводится локальный параметр трансляционного порядка:

$$\psi_{T,j} = \exp(i\mathbf{G}\mathbf{r}_j),$$

где  $\mathbf{r}_j$  – радиус-вектор для  $j$ -той частицы, а  $\mathbf{G}$  – первичный вектор обратной решетки, определяемый по пику двумерного структурного фактора  $s(\mathbf{k}_{xy})$  для каждого значения температуры. Для жидкостной и гексатической фазы зачастую непросто определить  $\mathbf{G}$ . В этом случае для первичной оценки мы использовали значение  $\mathbf{G}$ , найденное для кристаллической фазы, а затем максимизировали значение  $\psi_T$ , путем варьирования вектора  $\mathbf{G}$  в окрестности начальной оценки, найденной из  $s(\mathbf{k}_{xy})$ . Результирующее значение  $\mathbf{G}$  предполагалось оптимальным для конкретного значения температуры и использовалось в последующих расчетах глобального и локального трансляционного параметра порядка и соответствующей дисперсии. Такой подход использовался ранее в работах [42-45]

Для корректного расчета дисперсии  $\chi$  необходимо набрать достаточную статистику по времени (в нашем случае вычисления усреднялись по 2000 кадрам). А для устранения краевых эффектов, связанных с конечным размером структуры, расчет  $\chi_L$  велся в подобластях различного размера  $L$ , а затем экстраполировался в термодинамическом пределе к  $\chi_\infty$ . Начиная с  $L = 30-40$  межчастичных расстояний (т.е. область с 1500-2000 частицами) значение параметра  $\chi_L$  практически не менялось, и было равно  $\chi_\infty$ , т.е.  $\chi_L \rightarrow \chi_\infty \equiv \chi$ . На рисунке 5.19 (б) представлен график зависимости дисперсий трансляционного,  $\chi_T$ , и ориентационного,  $\chi_6$ , параметров порядка, от эффективного параметра неидеальности  $\Gamma^*$ . Всплеск функций  $\chi_T$  и  $\chi_6$  явно указывает на две точки фазовых переходов при  $\Gamma^* \sim 100$  и  $\Gamma^* \sim 160$  соответственно, что показано вертикальными штриховыми линиями. Дисперсия, рассчитанная для областей с меньшим числом частиц (около 400-500) также имела менее выраженный, но уверенно детектируемый скачок в точке фазовых переходов. Таким образом, использованная методика анализа дисперсии параметров порядка показала хорошую устойчивость к краевым эффектам и возможность ее использования не только для

протяженных плазменно-пылевых структур, но и для относительно небольшого числа частиц, в отличие от методики, основанной на расчете и анализе корреляционных функций и структурного фактора.

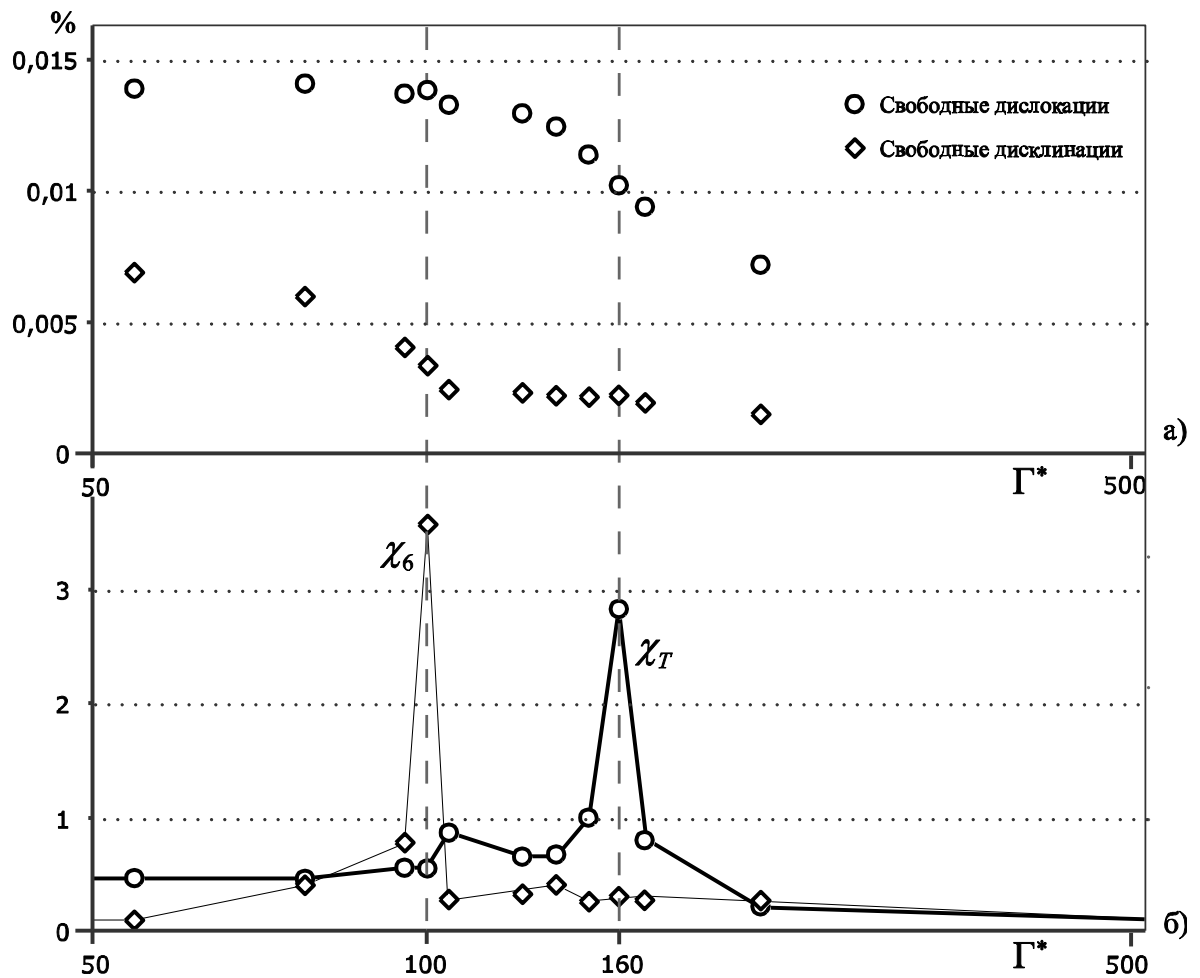


Рисунок 5.19 – (а) Концентрация свободных дислокаций (круги) и свободных дисклинаций (ромбы); (б) дисперсия трансляционного,  $\chi_T$ , и ориентационного,  $\chi_6$ , параметров порядка, в зависимости от эффективного параметра неидеальности  $\Gamma^*$ . Всплеск функций  $\chi_T$  и  $\chi_6$  явно указывает на две точки фазовых переходов при  $\Gamma^* \sim 100$  и  $\Gamma^* \sim 160$  соответственно (вертикальные штриховые линии).

В заключении стоит более внимательно остановиться на анализе возникающих в двумерной неидеальной плазменно-пылевой структуре дефектов. Как уже было сказано в разделе 3.4 для гексагональной кристаллической решетки, наиболее часто встречающимися дефектами

являются *дисклинации* – изолированные дефекты с 5-ю или 7-ю ближайшими соседями (см. рисунок 3.8 (а)); *дислокации* – связанные 5-7 пары дисклинаций (см. рисунок 3.8 (б)), а также *дислокационные пары* – связанные 5-7-5-7 четверки дисклинаций (см. рисунок 3.8 (в)). Картину возникающих дефектов, а также их эволюцию во времени удобно визуализировать с помощью диаграммы Вороного. Иллюстрация построения диаграммы Вороного для экспериментально полученной плазменно-пылевой структуры при  $\Gamma^* \sim 140$  представлена на рисунке 5.20.

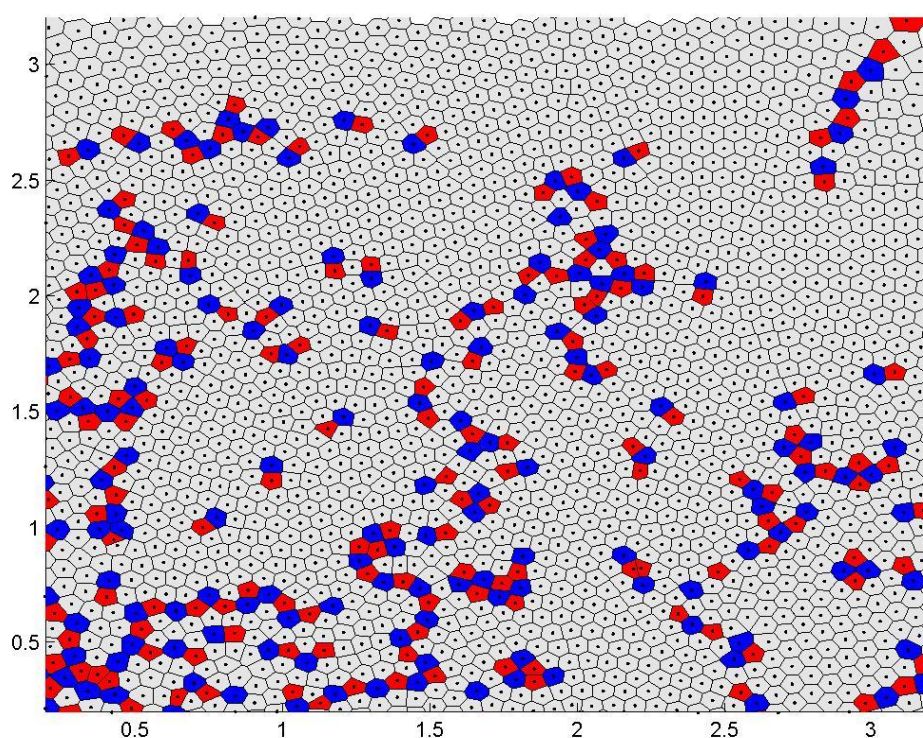


Рисунок 5.20 – Иллюстрация диаграммы Вороного для гексатической фазы при  $\Gamma^* \sim 140$ . Красные и синие ячейки Вороного отмечены для частиц с 5-ю и 7-ю ближайшими соседями, соответственно.

Дефекты могут быть описаны с помощью т.н. вектора Бюргерса [46, 47]. Если нарисовать контур вокруг дислокации, «прыгая» от одного узла решетки к другому, то тот же контур (то есть равное количество «прыжков» в том же направлении, что и раньше), но уже в идеальной решетке будет

незамкнут. Вектор Бюргерса является дополнительным вектором необходимым для того, чтобы замкнуть этот контур. Он перпендикулярен линии дислокации, то есть вектору, соединяющему две дисклинации. В случае дислокационной пары, вектор Бюргерса будет равен нулю, т.к. контур, проведенный вокруг дефекта, является замкнутым. Для этого две дислокации не обязательно должны быть рядом в решетке, важна только их ориентация (направление вектора Бюргерса).

Согласно КТНУ – теории, диссоциация (в англ. литературе «*unbinding*» - «развязывание») дислокационных пар на свободные дислокации (т.е. изолированные 5-7 пары) является причиной фазового перехода «кристалл – гексатическая фаза», а диссоциация дислокаций на свободные дисклинации (т.е. изолированные 5- или 7- дефекты) приводит к фазовому переходу «гексатическая фаза - жидкость». Дислокация выступает в роли дополнительного ряда частиц, который дает ненулевой вектор Бюргерса и эффективно рушит трансляционный порядок в системе, при этом, по сути, сохраняя ориентационный порядок. Две противоположно направленных дислокации образуют пару с нулевым вектором Бюргерса, которая не нарушает трансляционную и ориентационную симметрию. Поэтому дислокационные пары могут формироваться вследствие теплового возбуждения даже при низких температурах в кристалле.

Мы экспериментально измерили концентрацию свободных дисклинаций и дислокаций, возникающих в системе, в зависимости от эффективного параметра неидеальности  $\Gamma^*$  (см. рисунок 5.19 (а)). На рисунке видно, что в кристаллической фазе концентрации свободных дефектов исчезающе малы. При увеличении температуры в системе (а значит, уменьшении значения эффективного параметра неидеальности  $\Gamma^*$ ) происходит резкий рост концентрации свободных дислокаций при  $\Gamma^* \sim 170$ , а затем начинается постепенное увеличение числа свободных дисклинаций при  $\Gamma^* \sim 110$ .



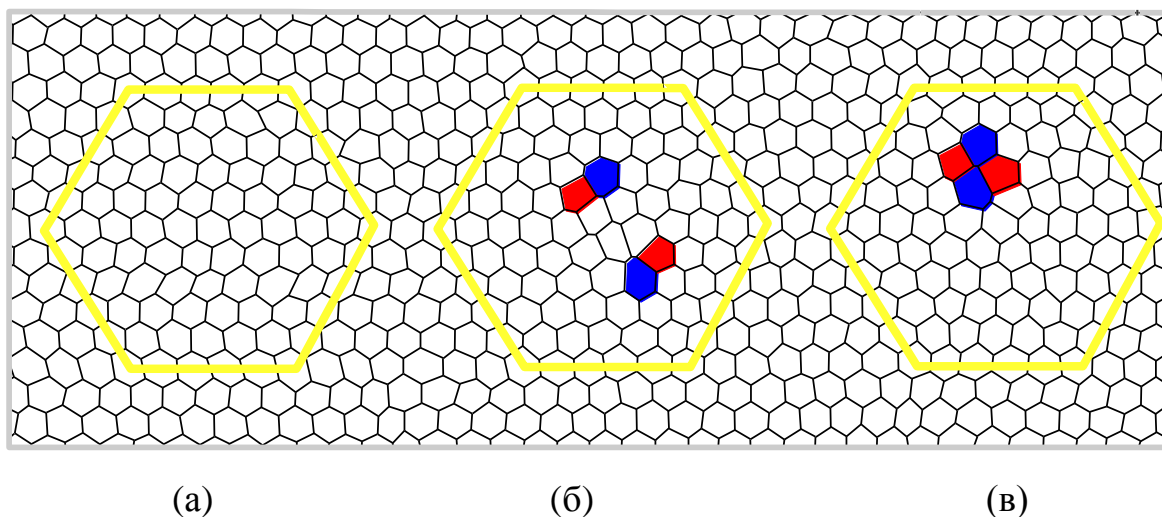


Рисунок 5.21 – Иллюстрация фрагмента диаграммы Вороного во времени для кристаллической фазы. Красные и синие ячейки Вороного отмечены для частиц с 5-ю и 7-ю ближайшими соседями, соответственно. Все три варианта дают нулевой вектор Бюргерса, т.к. контур (показан желтым цветом), проведенный вокруг дефектов замкнут. Дислокации могут быстро образовывать пары и исчезать, если они находятся на одной и той же линии решетки.

Несмотря на то, что этот график качественно отражает процесс двухстадийного плавления, описанный в КТНУ – сценарии, точного определения положения критических точек он не дает. Проблема заключается в том, что статистические данные неминуемо включают в себя дислокации, которые не совсем являются «свободными», т.е. имеют пару на одной линии решетки, и, таким образом, имеют нулевой вектор Бюргерса (см. рисунок 5.21). Такие дислокации быстро эволюционируют во времени, постоянно то «схопываясь», то образуя дислокационную пару, то разбегаясь вдоль одной линии решетки на какое-то расстояние друг от друга. Другая проблема заключается в большой чувствительности расчета к систематическим ошибкам, так как дефекты стремятся формировать большие кластеры, которые могут соответствовать разному числу свободных дислокаций, или дисклинаций. Например, 6-мер 5-7-5-7-5-7 можно считать как одну дислокацию плюс дислокационную пару, либо как три дислокации с

сонаправленными векторами Бюргера. Этим можно объяснить тот факт, что нарастание дислокаций на графике происходит немного ранее, чем плавление в системе. Можно предположить, что перед плавлением в системе частиц должна накопиться некоторая затравочная концентрация кластеров несвободных дефектов, необходимая для начала образования стабильных свободных дислокаций.

Другая теория двумерного плавления (*в англоязычной литературе Grain-Boundary-Induced melting (GBI) теория*) также основана на анализе возникающих дефектов, но сценарий плавления идет путем спонтанного образования межзеренных границ, состоящих из цепочек дислокаций [17,18]. Вследствие этого, формирование однородной гексатической фазы предвосхищается образованием поликристаллической структуры, а плавление представляет собой одностадийный фазовый переход первого рода. Авторы этой теории предсказали, что такой сценарий плавления будет происходить в случае, когда энергия кора (*core energy*) свободных дислокаций,  $E_c$ , будет меньше чем  $2.84 k_B T$  [17,18]. В противном случае реализуется КТНУ – сценарий плавления. Значение  $E_c$  можно получить из больцмановского распределения свободных дислокаций [31, 48]:

$$\frac{\eta}{1-\eta} \propto \exp(-E_c/k_B T),$$

где  $\eta$  – плотность свободных дислокаций. Однако сложная структура возникающих дефектов делает определение концентрации свободных дислокаций довольно проблематичным, как было упомянуто ранее. Энергию кора можно грубо оценить с помощью измерения плотности частиц с числом ближайших соседей, отличных от шести,  $(1-N_6)$ , т.е. учесть все дефекты. Такой метод был использован ранее в работах [48, 49], при этом он не учитывает взаимодействие дефектов и приводит к переоценке числа дислокаций, а значит и недооценке величины  $E_c$ :

$$\frac{1-N_6}{N_6} \propto \exp(-E_c/k_B T).$$

График зависимости величины  $(1-N_6)/N_6$  от эффективного параметра неидеальности  $\Gamma^*$ , который в данном случае выступает как эквивалент обратной температуры  $1/T$  (т.е.  $\Gamma^* \propto 1/T$ ) представлен на рисунке 5.22. Как видно из графика, экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую, угол наклона которой дает возможность оценить энергию кора  $E_c$ :  $E_c=3,11\pm 0,1k_B T$ . Реальное значение величины  $E_c$  выше, так как полученная из графика оценка является границей снизу. Как видно из приведенных расчетов, измеренная величина  $E_c$  заведомо выше порогового значения  $2,84k_B T$ , предсказанного в работе [17], что в очередной раз подтверждает, что процесс плавления двумерных плазменно-пылевых структур идет по КТНУ – сценарию.

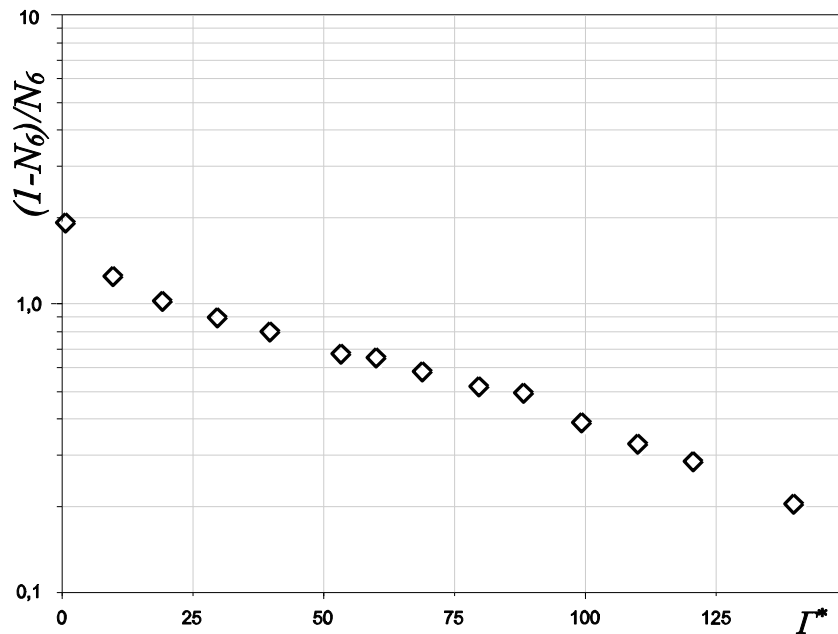


Рисунок 5.22 – График зависимости отношения плотностей дефектных к недефектным частицам,  $(1-N_6)/N_6$  от эффективного параметра неидеальности  $\Gamma^*$ .

Таким образом, с помощью развернутого анализа асимптотики корреляционных функций, статического структурного фактора, глобальных параметров ориентационного и трансляционного порядка, а также анализа

характера возникающих дефектов и изменения их взаимной концентрации с учетом оценки величины энергии кора дислокаций в системе мы показали, что процесс плавления 2D плазменно-пылевых структур происходит двухстадийно, с образованием промежуточной гексатической фазы, что полностью согласуется с теорией Березинского-Костерлица-Таулесса и результатами численного моделирования. Это первое, насколько нам известно, прямое свидетельство существования фазовых переходов между кристаллом и гексатической фазой и между гексатической фазой и жидкостью в физически реализованной экспериментальной квазидвумерной плазменно-пылевой системе.

В то время как в протяженных квазидвумерных плазменно-пылевых структурах реализуется двухстадийный фазовый переход с образованием гексатической фазы согласно БКТ теории, сценарий переходов для малых систем взаимодействующих частиц может существенно отличаться.

Наши эксперименты по изучению кинетического разогрева и плавления квазидвумерных пылевых кластеров проводились в атмосфере аргона при рабочих давлениях  $P = 3$  Па и при мощности ВЧ разряда  $W \approx 9.4$  Вт. Подробное описание экспериментальной установки представлено в разделе 2.2. Электроды, помещенные в вакуумную камеру, устанавливались на расстоянии 5 см друг от друга. Для создания потенциальной ловушки для удержания пылевых частиц на нижнем электроде было установлено металлическое кольцо диаметром 3,4 см и высотой 0,25 см, внутри которого и осуществлялось формирование пылевой структуры. В ходе экспериментов наблюдалось формирование квазидвумерных пылевых кластеров, состоящих из 7 – 19 – 37 – 61 частиц (см. рисунок 5.23). При этом использовались полистирольные частицы с никелевым покрытием.

Движение пылевых частиц регистрировалось в горизонтальной плоскости при помощи высокоскоростной видеокамеры с частотой видеосъемки 200 кадров/с и пространственным разрешением 32,6 мкм/пикс.

Аргонный лазер использовался не только для визуализации пылевых структур, но являлся также источником внешнего воздействия на структуру. По мере увеличения интенсивности лазерного излучения (в диапазоне от 24 до 330 мВт) происходил кинетический разогрев пылевых частиц, и структура переходила из кристаллического состояния в жидкостное. При этом

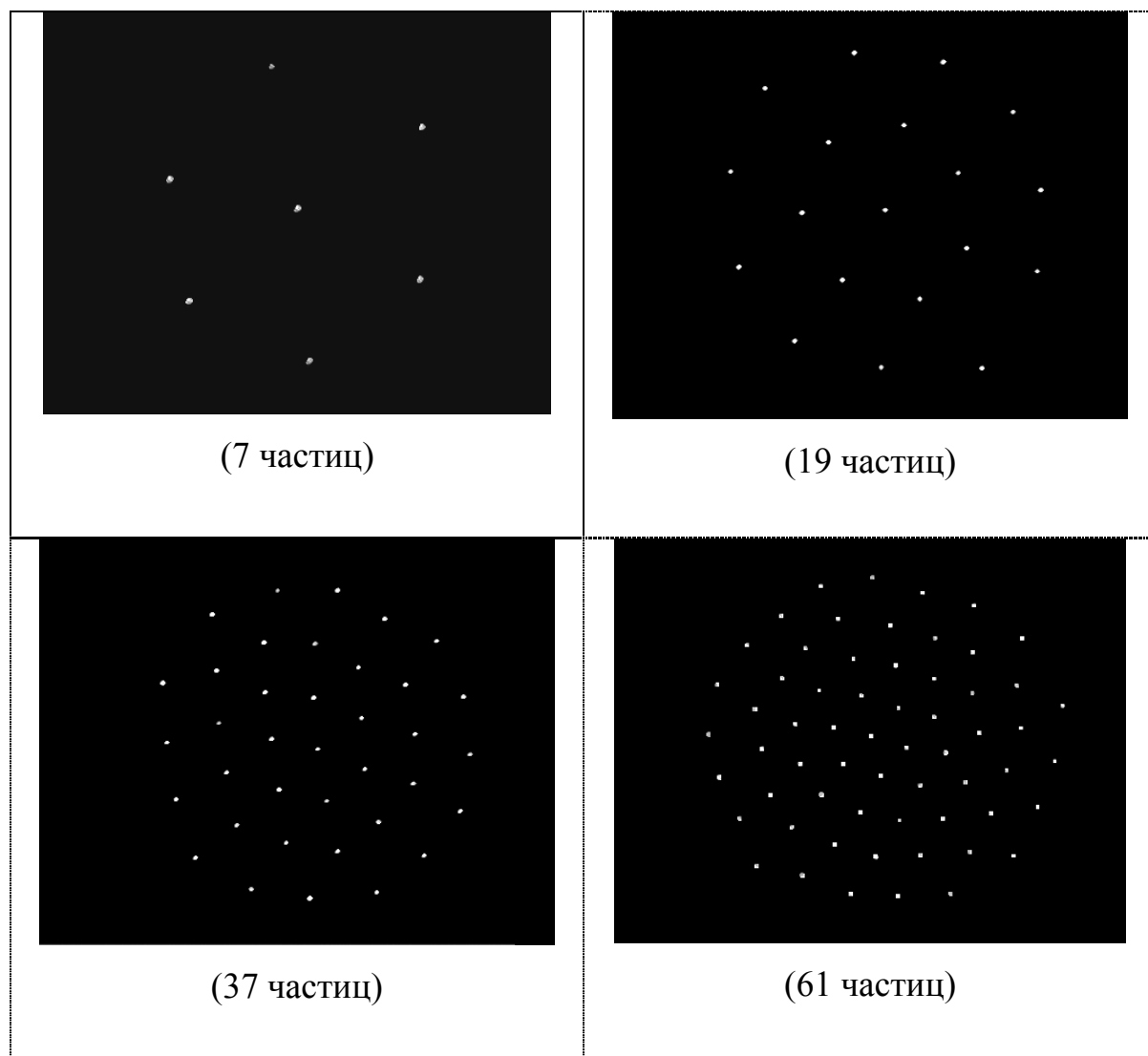


Рисунок 5.23 – Иллюстрация видеоизображения протяженной (7-61 частиц) монослойной плазменно-пылевой структуры, образованной в приэлектродном слое ВЧ разряда в аргоне при давлении 3 Па, и мощности 9.4 Вт.

монослойность плазменно-пылевой структуры не нарушалась, что было видно при наблюдениях за структурой через боковую видеокамеру. Полученные видеоизображения обрабатывались при помощи специальных компьютерных программ, в результате чего были определены координаты

частиц, их траектории и скорости движения, средние межчастичные расстояния, кинетическая температура пылевых частиц.

Сценарий фазового перехода в малых 2D системах носит отличный характер от сценария плавления для протяженных квазидвумерных систем. Описание фазового перехода для малых систем с помощью хорошо известных термодинамических функций не корректно. Поэтому для качественного определения коррелированности системы мы построили смещения частиц в кластере при различных значениях мощности воздействующего лазерного излучения (см. рисунок 5.24- 5.27).

При мощности лазерного излучения 0,03-0,3 Вт кластеры были стабильны, и частицы двигались медленно в окрестности их положения равновесия. При дальнейшем увеличении мощности лазера центральная частица (частица в 1й оболочке) увеличивала область своего теплового движения. Кинетическая энергия пылевых частиц во второй и следующих оболочках также возрастала, однако для них превалировала угловая составляющая движения над радиальной (рисунок 5.28).

Частицы, распределенные по оболочкам, продолжали свое движение в этих оболочках до определенной мощности лазерного излучения, после чего угловая составляющая движения пылевых частиц становилась сопоставимой с радиальной и частицы начинали «перепрыгивать» между оболочками. Описанный сценарий хорошо согласуется с кинетической теорией жидкости вблизи фазового перехода предложенной Я. И. Френкелем [50]. Согласно этой теории передвижение молекул в жидкости совершается таким образом, что когда какая-нибудь молекула меняет свое место, происходит перегруппировка соседних молекул и эта перегруппировка продолжается до

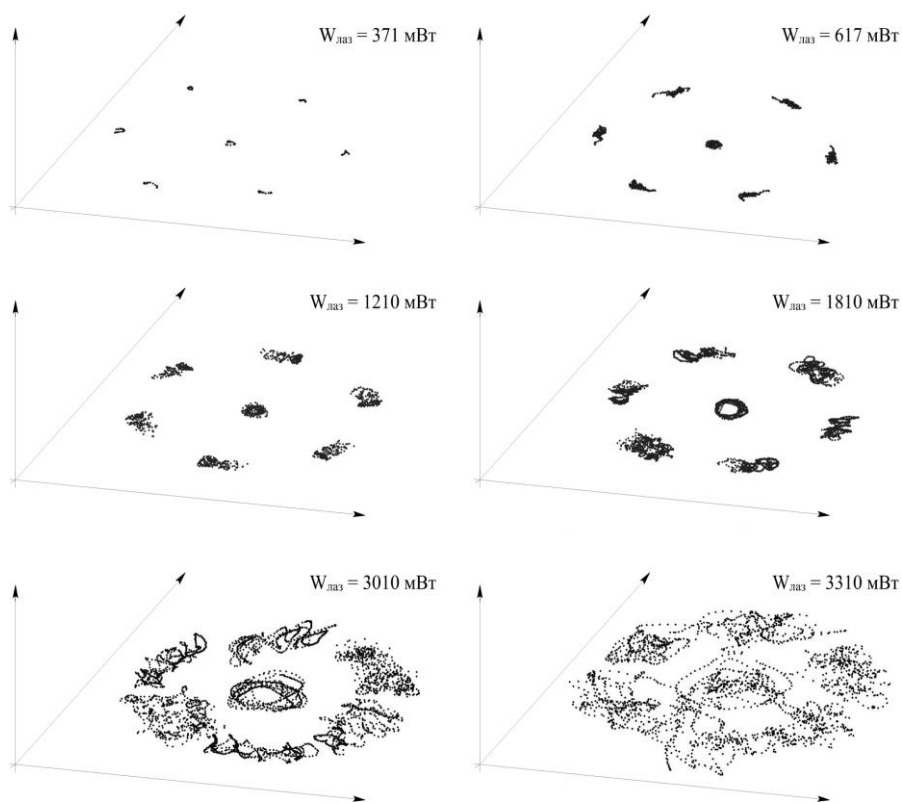


Рисунок 5.24 – Траектории движения пылевых частиц в кластере, состоящем из 7 частиц за 10 секунд.

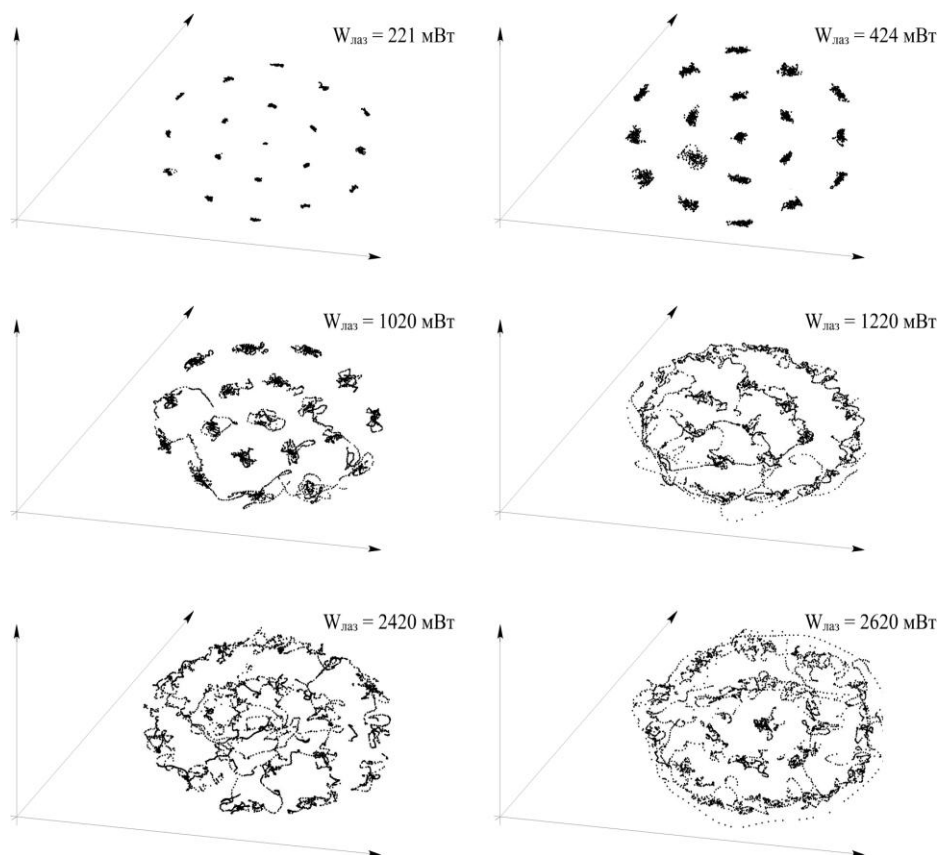


Рисунок 5.25 – Траектории движения пылевых частиц в кластере, состоящем из 19 частиц за 10 секунд.

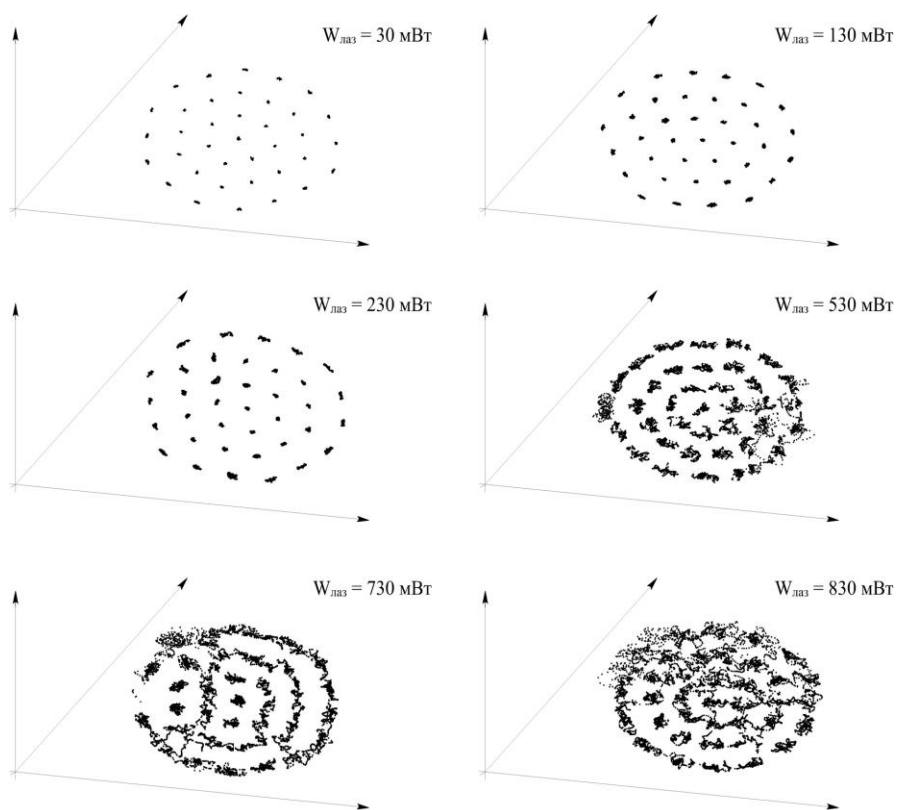


Рисунок 5.26 – Траектории движения пылевых частиц в кластере, состоящем из 37 частиц за 10 секунд

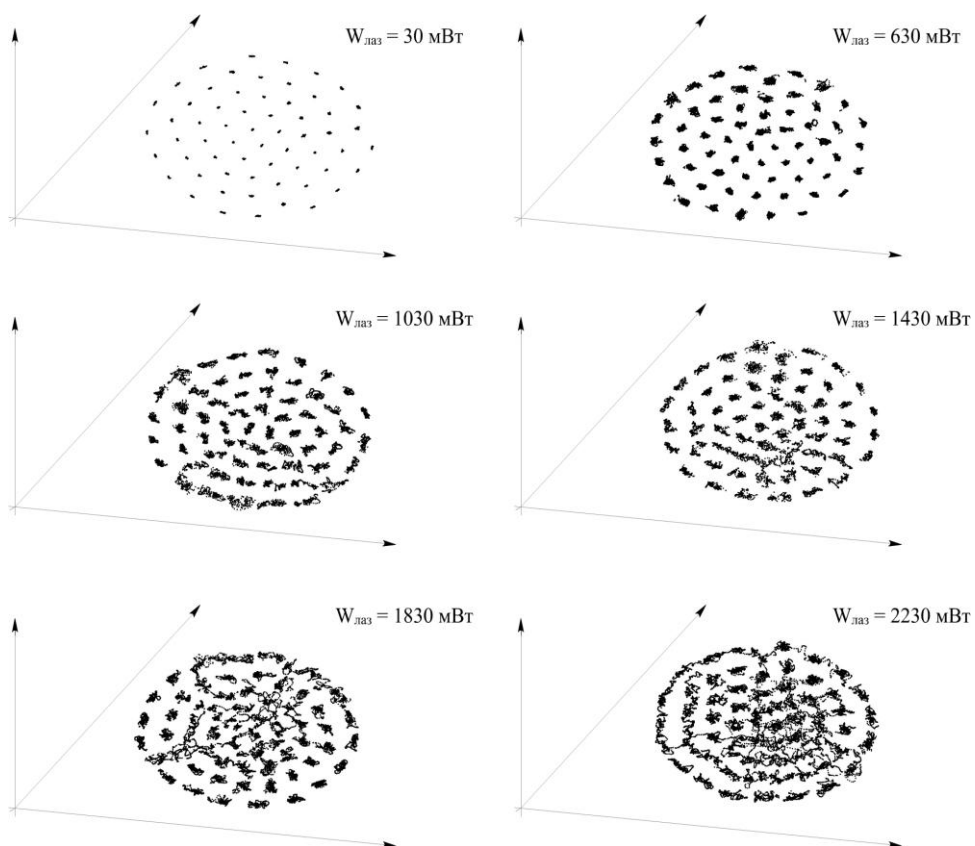


Рисунок 5.27 – Траектории движения пылевых частиц в кластере, состоящем из 61 частиц за 10 секунд



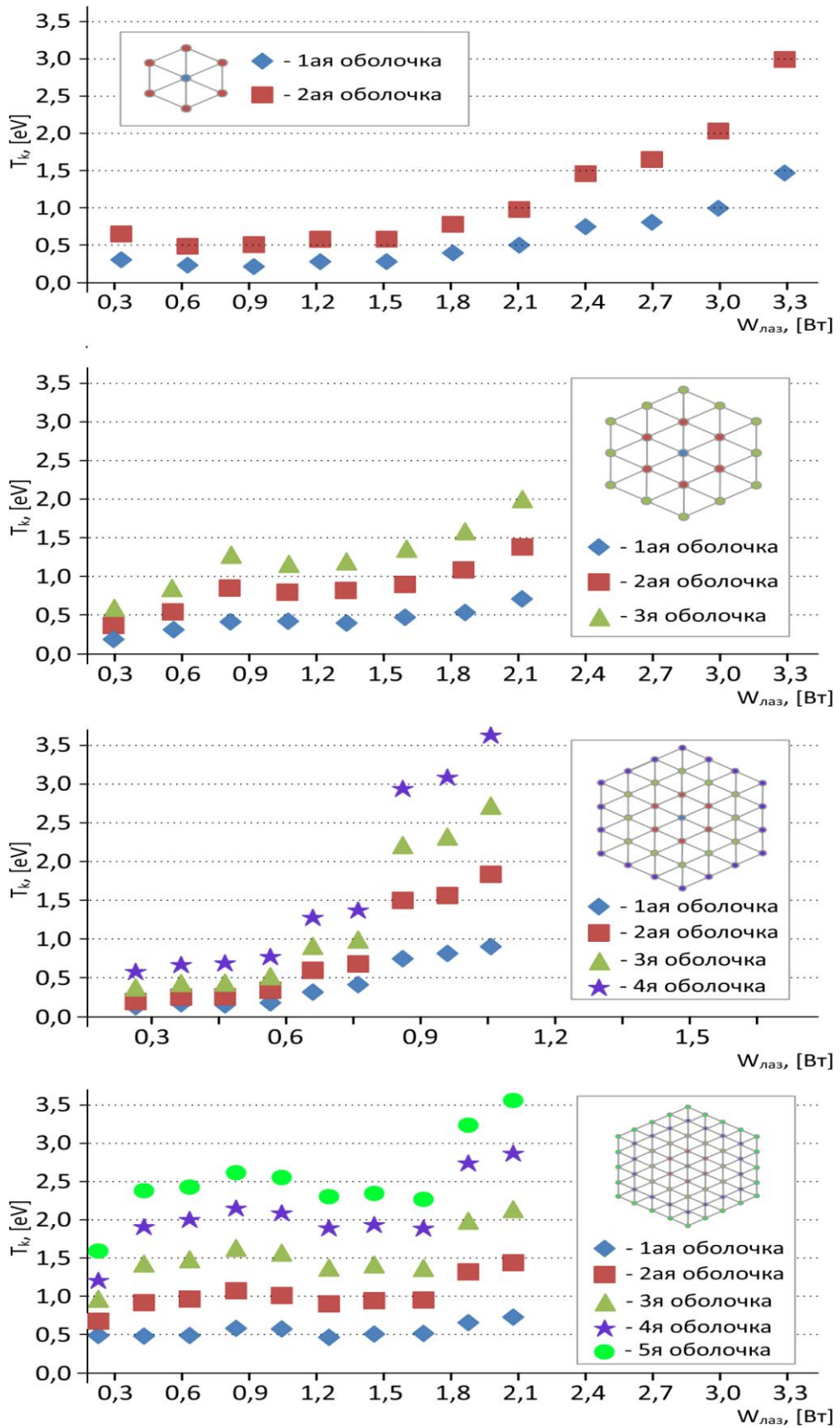


Рисунок 5.28 – Распределение кинетической энергии пылевых частиц в различных оболочках кластеров 7 – 19 – 37 – 61 при различных мощностях лазерного излучения

тех пор, пока каждая молекула снова не займет положение, наиболее выгодное в энергетическом отношении.

Для кластера из 7 частиц мощность лазерного излучения, при которой начинается процесс обмена частицами между оболочками, составляет 3,31 Вт, для кластеров из 19 – 37 – 61 частиц процесс плавления начинается при мощности лазерного излучения 1 Вт. В тоже время с ростом числа оболочек наблюдается уменьшение угловой составляющей движения пылевых частиц над их радиальной составляющей. А при формировании квазидвумерной пылевой структуры состоящей из большого числа оболочек такая структура начинает проявлять свойства на переходе кристалл-жидкость, описанные в работе [32], а сценарий плавления идет согласно КТННУ теории.

В нашей работе [53] был предложен метод и приведены результаты изучения фазовых переходов в малых системах, основанный на анализе функции динамической энтропии, а также результаты численного моделирования методом молекулярной динамики Ланжевена кластеров, состоящих из 7 и 18 частиц. В данной работе для вычисления динамической энтропии используется простое приближение, легко применимое для анализа, как экспериментальных результатов, так и результатов численного моделирования - динамическая энтропия первого пересечения (в английской литературе mean first-passage time (MFPT) dynamic entropy). Динамическая энтропия вычисляется, выбором в начальный момент времени  $t = 0$  вокруг частицы сферы радиуса  $\epsilon$  с центром в точке нахождения частицы, а затем определением момента времени  $\tau$ , при котором частица впервые пересечет описанную сферу  $\epsilon$ . Усредняя это время первого пересечения  $\tau(\epsilon)$  по всем анализируемым частицам, для них была получена динамическая энтропия первого пересечения  $S(\epsilon)$ :  $S(\epsilon) \equiv 1/\tau(\epsilon)$ . Полученные в нашей экспериментальной работе [53] данные о механизме фазовых переходов в кластерах находятся в хорошем согласии с результатами численного моделирования и анализа методом динамической энтропии [51-52].

### 5.3. Заключение и выводы по Главе 5.

В пятой главе представлены результаты экспериментальных исследований и анализ динамических и структурных свойств пылевых образований в плазме высокочастотного емкостного разряда в лабораторных условиях. Экспериментальные наблюдения показывают, что пылевые частицы в плазме ВЧ разряда могут приобретать значительную кинетическую энергию  $\sim 1-100$  эВ.

В главе представлены результаты экспериментальных исследований и анализ формирования структур макрочастиц с пылевым течением. Формирование течения в пылевой структуре, сформированной из макрочастиц меламина-формальдегида, носило пороговый характер. При мощности продавливающего лазерного излучения до критического значения  $W_k$  наблюдалась деформация структуры, однако течение не проявлялось. При дальнейшем росте мощности лазерного излучения наблюдалось формирование направленного движения пылевых частиц в области воздействия лазерного пучка. Экспериментально обнаружено, что значение мощности лазерного излучения  $W_k$ , при котором наблюдается формирование пылевого течения, зависит от степени коррелированности плазменно-пылевой системы. Так с ростом параметра неидеальности  $\Gamma^*$  наблюдалось уменьшение порогового значения  $W_k$ . В плазменно-пылевых структурах, сформированных макрочастицами с медным покрытием, варьирование мощности продавливающего лазера приводило к кинетическому разогреву пылевой структуры сперва в области лазерного воздействия, и в дальнейшем в периферийных областях структуры. Визуально выраженного канала течения в структуре не наблюдалось. Однако распределение скоростей макрочастиц при различных значениях мощности продавливающего лазера демонстрировало рост составляющей скорости, направленной вдоль пучка.

В экспериментальных исследованиях впервые был подтвержден двухстадийный характер процесса плавления для квазидвумерных плазменно-пылевых систем пылевых частиц в плазме. С помощью развернутого анализа асимптотики корреляционных функций, статического структурного фактора, глобальных параметров ориентационного и трансляционного порядка, а также анализа характера возникающих дефектов и изменения их взаимной концентрации с учетом оценки величины энергии кора дислокаций в системе было показано, что процесс плавления происходит с образованием промежуточной гексатической фазы. Это полностью согласуется с теорией Березинского-Костерлица-Таулесса и результатами численного моделирования.

Для частиц с медным покрытием проведены эксперименты с малыми кластерами, состоящими из 7-61 частиц. При этом обнаружено, что сценарий фазового перехода отличается от сценария плавления для протяженных квазидвумерных систем. Для качественного определения коррелированности системы были построены смещения частиц в кластере при различных значениях мощности воздействующего лазерного излучения. При лазерном разогреве кластеров наблюдалось увеличение кинетической температуры макрочастиц. При малых мощностях лазерного излучения ( $\sim 0,03$  Вт) кластеры были стабильны, и частицы двигались в окрестности их положения равновесия. При дальнейшем увеличении мощности лазера центральная частица (частица в 1й оболочке) увеличивала область своего теплового движения. Кинетическая энергия пылевых частиц во второй и следующих оболочках также возрастала, однако для них превалировала угловая составляющая движения над радиальной. Частицы, распределенные по оболочкам, продолжали свое движение в этих оболочках до определенной мощности лазерного излучения, после чего угловая составляющая движения пылевых частиц становилась сопоставимой с радиальной и частицы начинали «перепрыгивать» между оболочками. Описанный сценарий хорошо согласуется с кинетической теорией жидкости вблизи фазового перехода

предложенной Я. И. Френкелем. Полученные в экспериментальной работе данные и механизм фазовых переходов в рассмотренных кластерах находятся в хорошем согласии с результатами численного моделирования и анализа методом динамической энтропии [52-53].

## **ГЛАВА 6. Пространственно-упорядоченные структуры заряженных макрочастиц в неоднородных магнитных полях.**

В предыдущих главах представлены результаты экспериментального исследования пылевых структур сильнодействующих кулоновских частиц в газоразрядной плазме. Следует отметить, что в газоразрядной плазме заряд на пылевых частицах не является фиксированной величиной, а зависит от локальных параметров плазмы и может изменяться как во времени, так и в пространстве. Помимо этого заряд на макрочастицах может быть частично экранирован ионами плазмы. В свою очередь заряд на частицах влияет как на межчастичное взаимодействие, так и на левитацию частиц в электрических ловушках, образующихся в стратах разряда постоянного тока или в приэлектродном слое ВЧ разряда. Таким образом, изменяя межчастичное взаимодействие, т.е. условия формирования самой структуры, мы меняем и условия ее левитации, ее пространственное положение. Чтобы развязать эти характеристики, необходимо реализовать ловушку, удерживающую частицы не электростатическими силами. Для удержания пылевых структур и экспериментального изучения сильнодействующих кулоновских систем может быть использована левитация диамагнитных тел в неоднородном стационарном магнитном поле [1].

### **6.1. Формирование кластеров диамагнитных пылевых частиц в статических магнитных полях в лабораторных экспериментах**

В наших работах [1, 2] был описан метод удержания пылевых частиц и формирования сильнодействующих кулоновских структур. Метод основан на хорошо известной возможности левитации диамагнитных тел, в том числе биологических [3], в неоднородном стационарном магнитном поле. Согласно теореме Ирншоу [4] заряженное тело не может находиться в состоянии устойчивого равновесия в электростатическом поле. Это утверждение обобщается на парамагнитные и ферромагнитные тела в

статическом магнитном поле. Такие тела втягиваются в область более сильного поля, однако статических магнитных полей с локальными максимумами не существует. В то же время диамагнитные тела выталкиваются из области с большим магнитным полем в область с меньшим полем, и экспериментально возможно создание конфигурации поля, имеющего локальный минимум, так называемую «магнитную яму» [5].

В магнитном поле на макрочастицу действует эффективная сила [4]

$$\mathbf{F} = (\chi m/2)\nabla(\mathbf{B}^2), \quad (6.1)$$

где  $m$  – масса частицы, а  $\chi$  – удельная магнитная восприимчивость вещества (для парамагнетиков  $\chi > 0$ , для диамагнетиков  $\chi < 0$ ). Приближенно можно считать, что частица находится во внешнем потенциальном поле

$$U(\mathbf{r}) = -(\chi m/2)\mathbf{B}^2(\mathbf{r}). \quad (6.2)$$

В области локального минимума магнитного поля обеспечивается устойчивая левитация диамагнитных тел, в то же время в условиях гравитации можно использовать магнитные поля, не имеющие локального минимума. В этом случае сила (6.1) будет уравниваться силой тяжести. Если в зоне устойчивой левитации находится несколько одноименно заряженных частиц, то силы кулоновского отталкивания между ними уравниваются силами со стороны магнитного поля ловушки(6.1).

Основным элементом экспериментальной установки (Рисунок 6.1) является электромагнит постоянного тока. В качестве материала частиц был выбран графит, как материал с наибольшей диамагнитной восприимчивостью  $\chi \approx -3.0 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{г}$ .

Для визуализации частиц, левитирующих в межполюсном зазоре электромагнита, осуществлялась их подсветка и видеосъемка, с последующей передачей и обработкой видеоизображений на компьютере. Зарядка левитирующих частиц производилась электрическим вольфрамовым зондом, вводимым в область левитации частиц. Между зондом и полюсами электромагнита подавалось напряжение до 45 V.

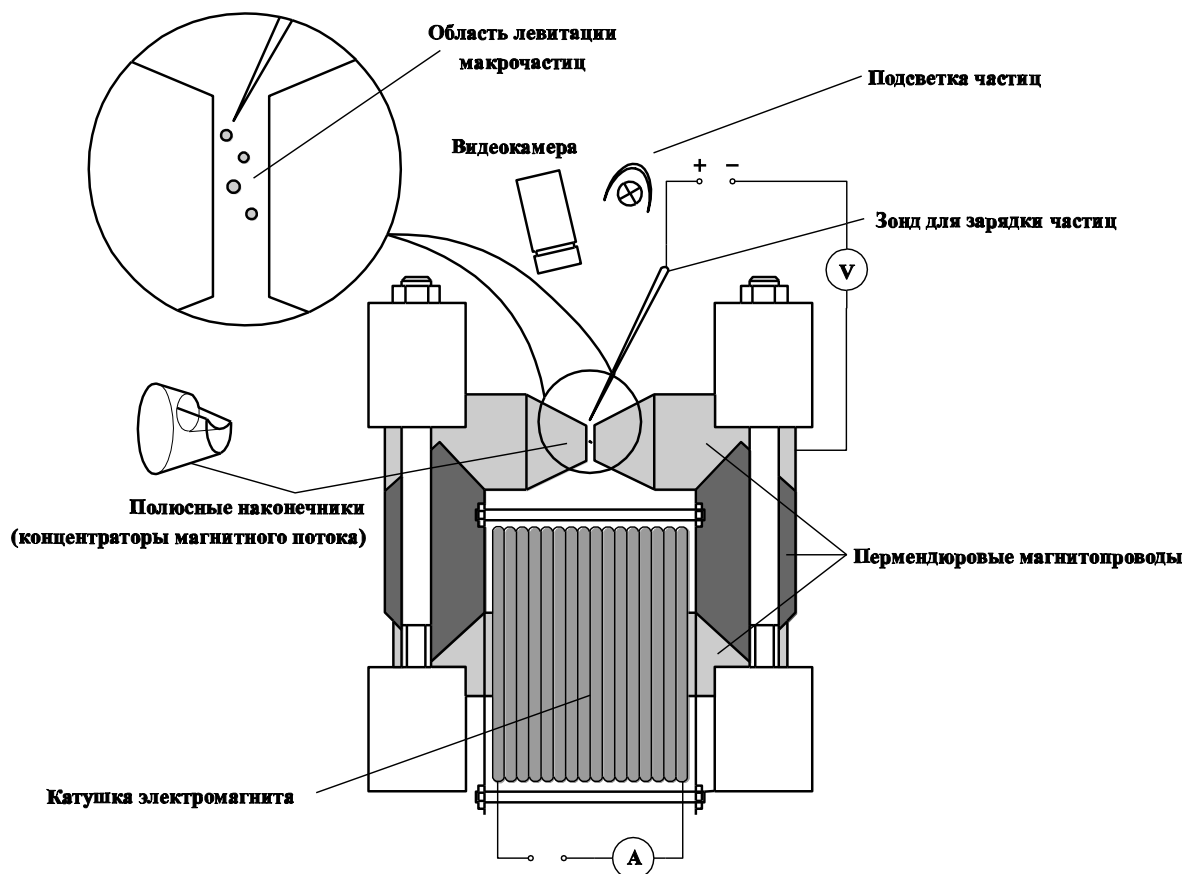


Рисунок 6.1 – Схема экспериментальной установки, предложенной С.Ф. Савиным в работах [1, 2].

В ходе эксперимента были найдены условия устойчивой левитации частиц графита в зазоре между полюсами электромагнита. Опытным путём было определено, что при зазоре 2 мм и токе в обмотке 1.6–2.4 А в зазоре между полюсами несколько ниже верхних кромок полюсных наконечников возможна устойчивая левитация макрочастиц диаметром от 10 до 300 мкм и их агломератов диаметром до 1.5 мм. Увеличение тока приводило к выталкиванию частиц графита вверх, уменьшение – к их падению вниз. При слабом динамическом воздействии на агломерат частиц он, как единое целое, совершал колебания в потенциальной яме. Более интенсивные воздействия выводили агломерат из потенциальной ямы, и он разрушался.

На рисунке 6.2 представлены силовые линии магнитного поля и эквипотенциали между полюсными наконечниками магнитопровода. Начало отсчета оси  $z$  выбрано на уровне верхней границы плоских торцевых



вертикальных поверхностей полюсных наконечников, где начинается закругление их верхних кромок.

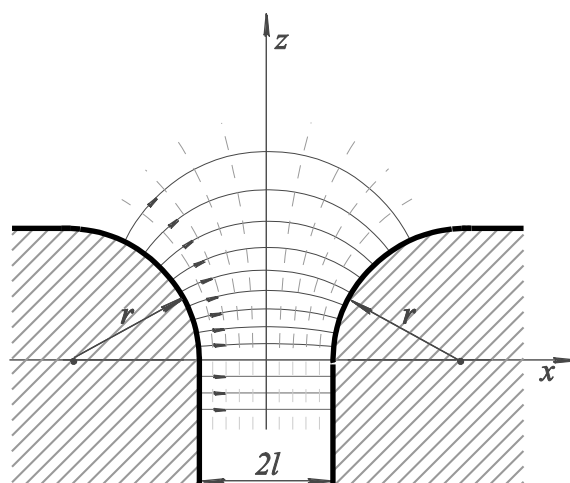


Рисунок 6.2 – Сечения зазора между полюсными наконечниками в плоскости  $(x, z)$ . Силовые линии магнитного поля показаны сплошными линиями со стрелками, эквипотенциали - штриховыми.

При увеличении зазора в два раза для обеспечения устойчивой левитации потребовалось увеличение тока в обмотке до 5 А. При этом область устойчивой левитации уменьшилась. Небольшие движения воздуха вызывали смещения частиц, и они покидали область левитации. Это объясняется тем, что при больших зазорах между полюсами потенциальная яма уменьшается.

Агломераты из частиц графита диаметром 30–70 мкм при соприкосновении с заряжающим зондом на отдельные частицы не разделялись, даже при потенциале на зонде выше 45 В, однако в результате отталкивания от зонда могли выпадать из зоны левитации. Это связано с тем, что силы адгезии между мелкими частицами графита превосходят силы кулоновского отталкивания. Эксперименты показали, что агломераты распадаются на отдельные заряженные частицы, если размер частиц превышает 100 мкм, а потенциал между зондом и полюсами электромагнита превышал 30 В. После деления агломерата на отдельные макрочастицы образовывался устойчивый кулоновский кластер (Рисунок 6.3).

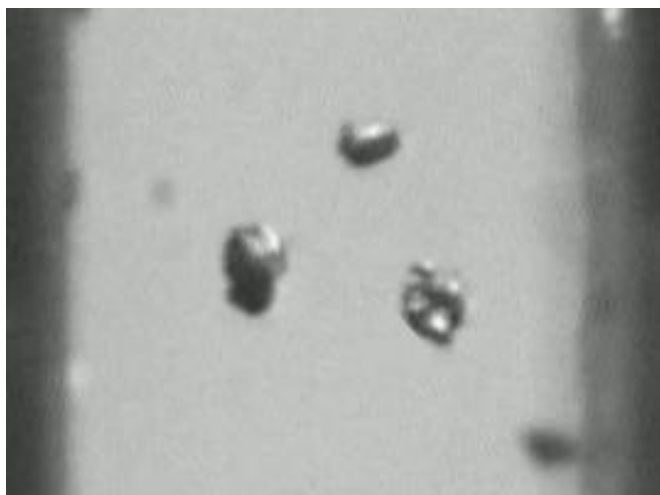


Рисунок 6.3 – Кулоновский кластер графитовых 200 мкм частиц, левитирующих в магнитной ловушке в лабораторных условиях.

В нашей работе [1] проведена оценка заряда  $q$  на частицах в кластере. Для частиц размером 100 мкм заряд составляет  $q \sim 10^6$  элементарных зарядов. Заряд на частицах сохранялся в течение десятков минут. При скоростях движения частиц  $\sim 0,1$  мм/сек параметр неидеальности для кластера составляет  $\Gamma \sim 10^5$ .

В отличие от плазменно-пылевых кристаллов, описанная методика формирования устойчивых пространственных структур, состоящих из заряженных диамагнитных частиц, позволяет проводить эксперименты как в неионизованном газе, так и в вакууме. Однако для создания и изучения больших по размерам (объёмом несколько десятков кубических сантиметров) устойчивых трёхмерных структур – кулоновских кристаллов и кулоновских жидкостей, содержащих десятки тысяч диамагнитных частиц, в наземных условиях необходимы электромагниты, создающие поля  $B$  более 10 Тл с градиентами  $\sim 10$  Тл/см. В то же время в условиях невесомости для формирования протяженных структур заряженных диамагнитных частиц достаточны поля  $B \sim 0.1$  Тл с градиентами  $\sim 0.1$  Тл/см [7].

## **6.2. Кулоновские структуры из заряженных частиц в антипробкотронной магнитной ловушке в условиях микрогравитации.**

Для изучения протяженных кулоновских структур макрочастиц в условиях микрогравитации на Российском сегменте Международной космической станции (РС МКС) нами был проведен космический эксперимент «Кулоновский кристалл», Шифр «КУК» (Рисунок 6.4).



Рисунок 6.4 – Размещение блоков научной аппаратуры «КУК» в Российском сегменте МКС. М.В. Сураев выполняет сеанс эксперимента "Кулоновский кристалл".

В установке космического эксперимента «КУК» магнитная ловушка создавалась антипробкотронным магнитным полем между двумя соосными электромагнитами. Ток в соленоидах циркулировал в противоположных направлениях, создавая между ними магнитную «яму». Подробное описание принципа действия установки приведено в разделе 2.3.1.

В межполюсном зазоре между соленоидами размещался сменный контейнер со стеклянной ампулой, содержащей  $\sim 10^3$  калиброванных графитовых частиц размером 100, 200, 300 или 400 мкм. Фотографии сменных контейнеров приведены на рисунке 6.5. Экспериментальная ампула представляет собой стеклянный цилиндр диаметром 50 и высотой 32 мм, заполненный аргоном при атмосферном давлении. Для зарядки пылевых

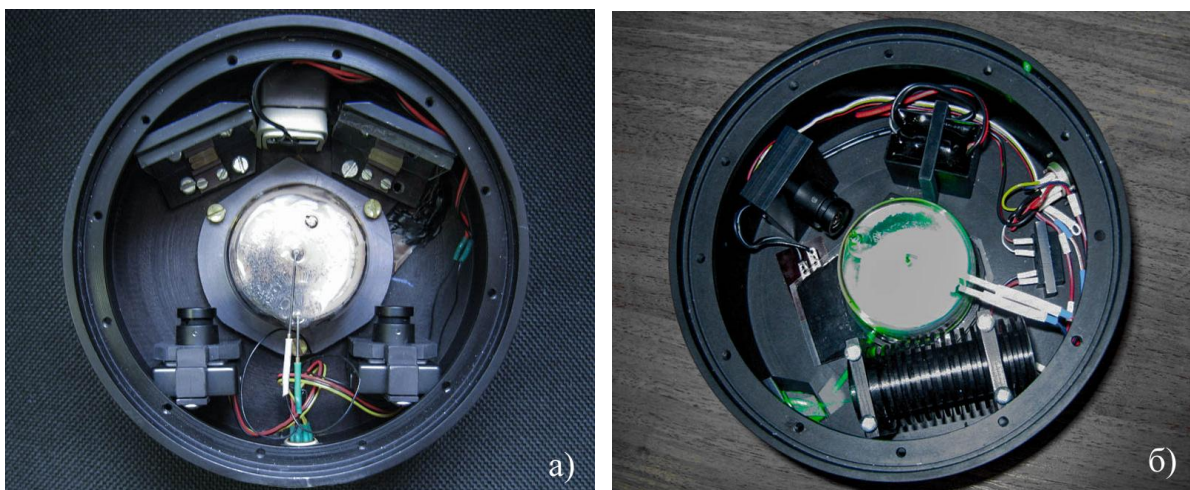


Рисунок 6.5 – Фотографии сменных контейнеров с экспериментальной ампулой и системой диагностики: а) с двумя видеокамерами и подсветкой плоской электролюминесцентной пластиной, б) одной видеокамерой, подсветкой электролюминесцентной пластиной и лазерным «ножом».

частиц в центре ампулы помещен проволочный электрод диаметром 200 мкм. Внешний электрод расположен полукругом у стенки ампулы и занимает половину ее периметра. Вторая половина стенки ампулы используется для видеосъемки и лазерной подсветки. Частицы графита в исходном состоянии находились на стенках стеклянной ампулы, а после встряхивания заполняли её объем. Включение электромагнитов приводило к вытеснению частиц в центральную область вблизи точки с нулевым магнитным полем, где при контакте с центральным электродом под потенциалом от 24 В до 150 В частицы получали электрический заряд (Рисунок 6.6). При подаче потенциала на центральный электрод до включения магнитного поля процесс зарядки частиц происходил плавно, в результате формировался кулоновский ансамбль в форме сплющенного эллипсоида вращения с отношением полуосей близким к теоретическому и равному 0.2934 [8, 9] для однородно заряженного эллипсоида.

Видеоданные о движении частиц графита в ампулах во время проведения сеансов эксперимента на РС МКС регистрировалась с помощью видеокамер в сменном контейнере, и в дальнейшем доставлялись на Землю в спускаемых аппаратах космических кораблей «Союз» для проведения



Рисунок 6.6 – Формирование структуры частицами графита размером 300 мкм при включении антипробкотронного магнитного поля а) 0 сек, б) 5 сек, в) 10 сек.

анализа. Также видеоинформация, полученная в сеансах эксперимента, оперативно передавалась на Землю в Центр управления полетом по телевизионным каналам МКС.

Одним из экспериментов было исследование отклика кулоновского кластера на внешнее возмущение, создаваемое изменением тока в катушках электромагнита. При изменении тока в одной из катушек, магнитная яма смещалась в сторону того электромагнита, где ток был меньше, а все частицы получали динамический импульс в том же направлении (Рисунок 6.7).

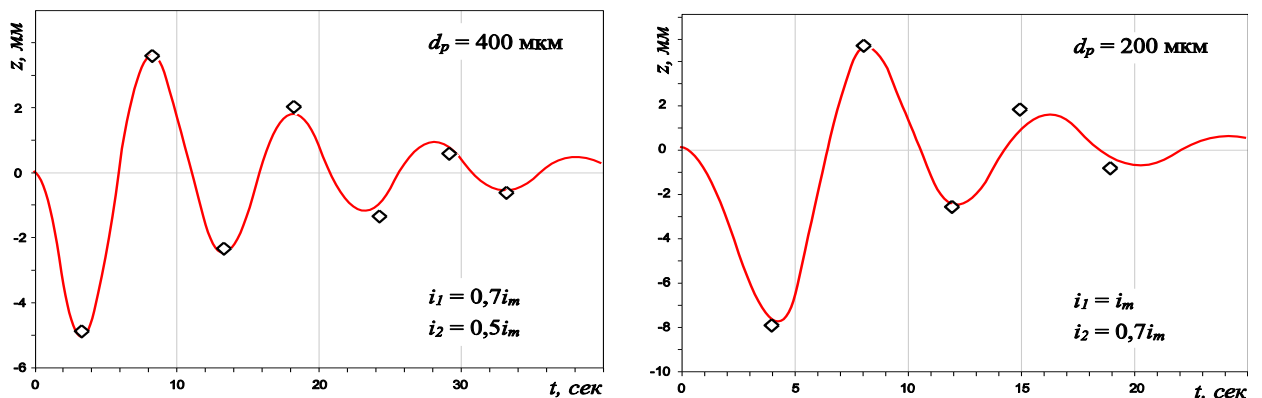


Рисунок 6.7 – Амплитуды затухающих колебаний центра масс кулоновского ансамбля частиц графита с размерами 400 и 200 мкм: точки - экспериментальные данные; кривые - аппроксимации с декрементом затухания  $0.07$  и  $0.14 \text{ сек}^{-1}$  для 400 и 200 мкм частиц соответственно.

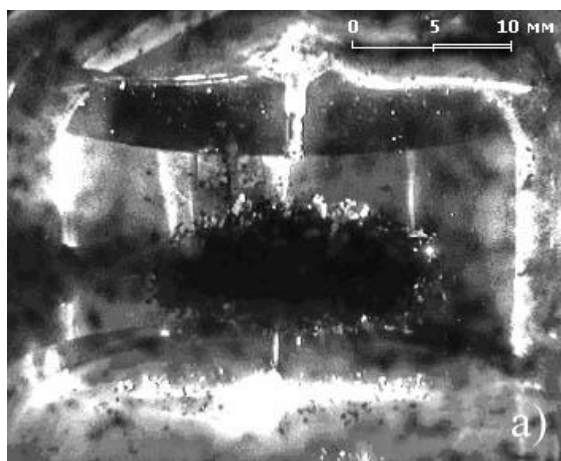
При выравнивании токов через некоторое время магнитная яма возвращалась в прежнее положение. Полученный импульс возбуждал

осцилляции ансамбля частиц, как целого, вдоль оси ампулы. Осцилляции затухали вследствие трения о буферный газ в течение нескольких периодов колебания [8]. По результатам наблюдений за динамикой кластера можно получить информацию о его свойствах, например, определить удельную магнитную восприимчивость  $\chi$  материала частиц. Как известно, графит имеет слоистую структуру, и его свойства вдоль и поперек слоев могут сильно различаться, в некоторых случаях – на порядки величины. В то же время для поликристаллической структуры они принимают некоторые средние значения. В частности, для поликристаллического графита в среднем  $\chi = -(2.3-3) \times 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/г. В то же время для малых частиц, с которыми проводился эксперимент, анизотропия свойств может проявляться и сказываться на среднем по ансамблю частиц значении. Например, для частиц размером 200 мкм было найдено  $\chi \approx -4 \times 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/г.

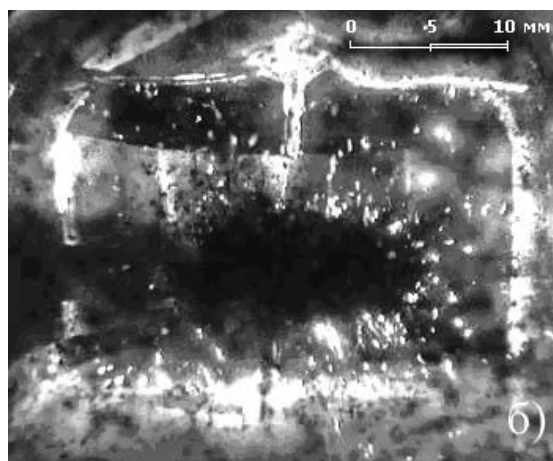
Для оценки заряда на частицах, формирующих кулоновский кластер, решалось уравнение баланса магнитной  $F_B = (\chi m/2) \nabla(B^2)$  и электростатической сил. Электростатическая сила определялась взаимодействием с другими заряженными частицами. Полагая плотность распределения частиц в структуре постоянной, а поле между электродами цилиндрически симметричным, для частицы в плоскости симметрии, перпендикулярной оси  $z$ , можно записать следующее уравнение:

$$m_p \chi \left( \frac{\partial |B|}{\partial r} \right)^2 r = \frac{N q_p^2}{R^3} r,$$

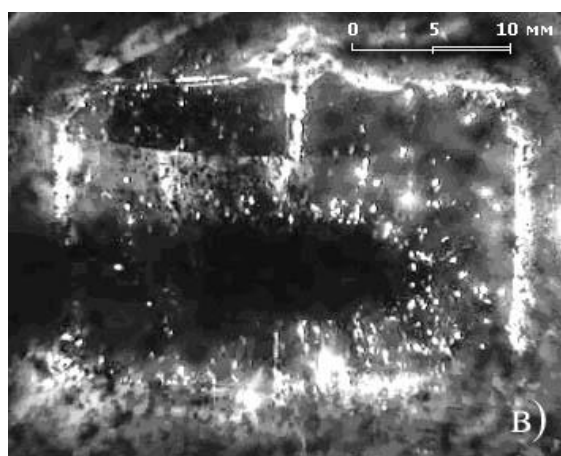
где  $m_p$  – масса частицы,  $q_p$  – заряд частицы,  $N$  – количество частиц в ансамбле. Для частиц размером 400 мкм и токах в обмотках электромагнита  $i_1 = i_2 = 0.7 i_m$  (таким образом  $\partial |B| / \partial r = 140$  Гс/см). Кластер имеет радиус  $R \approx 0.5$  см, массу  $m_p \approx 7 \cdot 10^{-5}$  г, и  $\chi = -5.1 \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/г. Для  $r \sim R$  находим  $q_p \approx 4 \cdot 10^4 e$  при  $N = 2000$ . Для частиц 200 мкм  $i_1 = i_2 = i_m$  ( $\partial |B| / \partial r = 200$  Гс/см),  $m_p \approx 9 \cdot 10^{-6}$  г, и  $\chi = -4 \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/г. Для  $R \approx 0.5$  см и  $N = 2000$ , мы получили  $q_p \approx 2 \cdot 10^4 e$ .



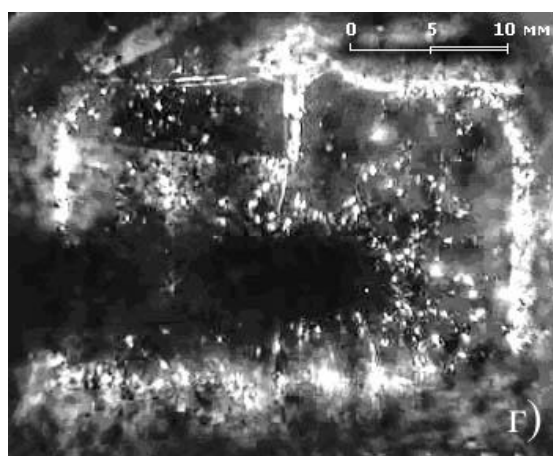
$t = 0$  сек



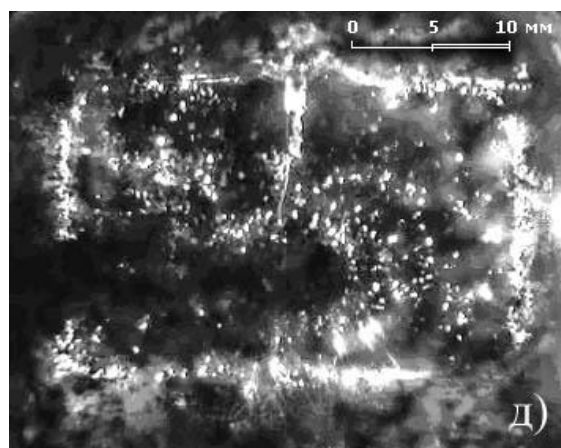
$t = 1$  сек



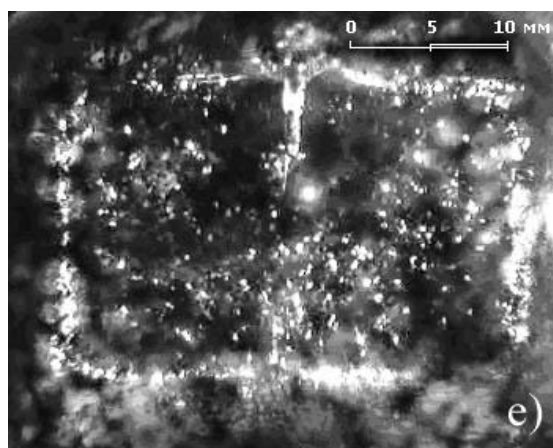
$t = 2$  сек



$t = 3$  сек



$t = 7$  сек



$t = 11$  сек

Рисунок 6.8 – Последовательность кадров видеосъемки, демонстрирующая разлет кластера из  $3 \cdot 10^4$  частиц при подаче потенциала 150 В на центральный электрод. Диаметр частиц 200 мкм, ток в верхней обмотке электромагнита  $0.7i_m = 4.55$  А, в нижней –  $0.5i_m = 3.25$  А.

Если при включении магнитного поля потенциал на центральном электроде был нулевым, то в магнитной яме формировался кластер из незаряженных частиц в форме эллипсоида вращения с отношением полуосей близким к теоретическому значению  $1/2$  [9, 10]. При подаче на центральный электрод потенциала 150 вольт в результате зарядки пылевых частиц происходил их интенсивный разлет к стенкам ампулы, вначале внешних частиц кластера, а затем и внутренних по мере того как они оказывались на поверхности. Процесс разлета продолжался до полного распада кластера за время около 10 с. Скорость разлета частиц была порядка 1–5 см/с и уменьшалась по мере распада кластера. На рисунке 6.8 представлена последовательность видеок кадров, демонстрирующих разрушение кластера.

Такой эффект можно объяснить тем, что при отсутствии электрического поля между электродами незаряженные частицы графита могут соприкасаться, создавая электрический контакт. При включении электрического поля заряд «перетекал» от центрального электрода на частицы, расположенные на внешней оболочке кластера. Если их заряд оказывался достаточно большим, и силы электростатического отталкивания между ними и взаимодействия с электрическим полем превышали удерживающую их силу магнитного поля и силы автоадгезии, то частицы покидали кластер, разлетаясь к стенкам ампулы. После разлета внешнего слоя заряжался следующий слой, который также разлетался, что в конечном итоге приводило к полному разрушению кластера [11, 12].

Другой эффект обнаружен при включении плоской электролюминесцентной пластины, расположенной в нижней части экспериментальной ампулы. При включении пластины над ее поверхностью возникает потенциал  $\sim 2\text{В}$ , а при смещении магнитной «ямы» (в результате изменения токов в обкладках электромагнита) из центральной части ампулы (Рисунок 6.9а) в периферийную область рядом с электролюминесцентной пластиной (Рисунок 6.9б) из кластера вытягивались нитевидные цепочки частиц [12]. Находясь в неоднородном электрическом поле, проводящие



частицы графита поляризуются и формируют линейную структуру, которая также может иметь ответвления. Данные цепочки формируют устойчивые образования и пространственное изменение положения магнитной «ямы» (Рисунок 6.9в,г) не приводит к разрушению образовавшихся цепочек.

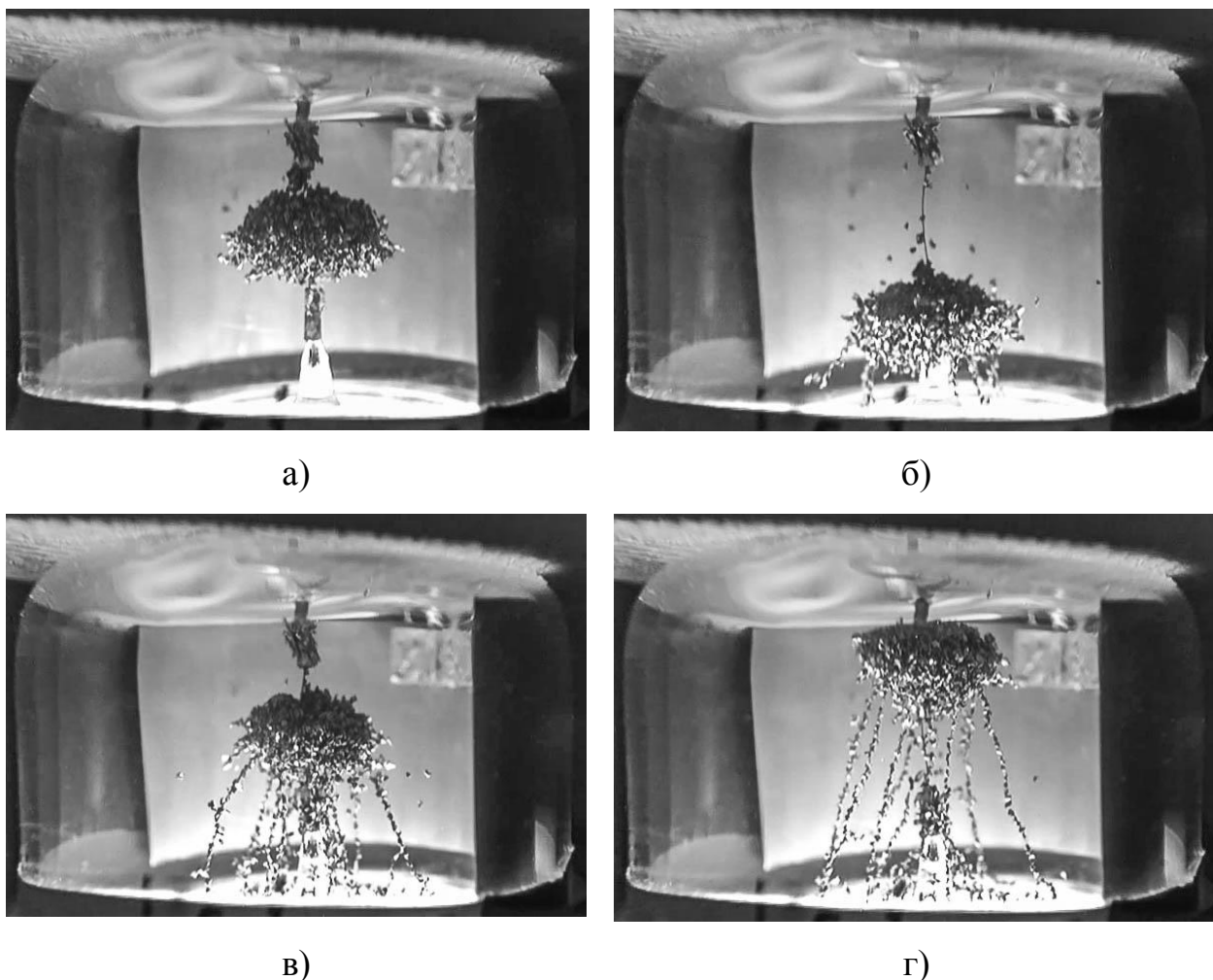


Рисунок 6.9 – Формирование цепочечных структур графитовыми частицами диаметром 300 мкм.

Можно также предположить, что из подобных проводящих цепочек состоит и сама, достаточно рыхлая, структура кластера.

Эксперименты по изучению динамического поведения дисперсных частиц графита в неоднородном магнитном поле в условиях микрогравитации проводились на РС МКС с ноября 2010 г. по январь 2017 г. На РС МКС эту работу выполняли космонавты А.Ю. Калери, А.И.

Борисенко, Г.И. Падалка, А.Н. Шкаплеров и космонавты последующих экспедиций на МКС. В анализе и обработке результатов экспериментов принимали участие сотрудники ОИВТ РАН и РКК «Энергия» им. С.П. Королёва.

### **6.3. Кулоновские структуры сверхпроводящих частиц в статических магнитных ловушках при криогенных температурах.**

Для формирования классической кулоновской системы - ансамбля заряженных частиц, которые могут нести заряд как положительного, так и отрицательного знака, в нашей работе [13] была предложена методика удержания частиц, основанная на эффекте Мейснера вытеснения магнитного поля из области сверхпроводящей фазы и левитации сверхпроводников.

Экспериментальные наблюдения пространственных структур сильнозаряженных макрочастиц микронных размеров из сверхпроводящей высокотемпературной керамики  $YBa_2Cu_3O_7$  осуществлялись в статической магнитной ловушке в жидком азоте и его парах при температурах 77-91 К. Следует отметить, что использование высокотемпературных сверхпроводников ограничено всего несколькими типами керамик (иттриевая, висмутовая, таллиевая, ртутная), обладающих слоистой структурой с плоскостями из атомов Cu и O [14], тогда как в области температур жидкого гелия количество доступных материалов значительно расширяется, включая, в том числе, металлы и их сплавы (алюминий, олово, свинец, ванадий, ртуть, ниобий и др.) [15].

Основным элементом экспериментальной установки является оптический гелиевый криостат с диапазоном рабочих температур 1,8- 273<sup>0</sup> К. Подробное описание экспериментальной установки приведено в разделе 2.3.2. В ходе эксперимента в качестве основного хладагента использовался жидкий азот, что позволяло проводить работу в интервале температур до 77 К. Визуализация пылевых частиц, левитирующих в магнитной ловушке, осуществлялась путем их подсветки лазерным излучением.

Оптическая схема диагностического комплекса состояла из положительной плоскоцилиндрической линзы, телескопа и диафрагмы, закрепленных на оптическом столе. При помощи плоскоцилиндрической линзы формировался плоский лазерный пучок с длиной волны  $\lambda = 523$  нм (лазерный «нож»), толщина которого в перетяжке составляла от 150 до 250 мкм. Затем пучок расширялся телескопической системой и вводился через оптическое окно криостата в ячейку с пылевыми частицами. Освещенные лазерным излучением макрочастицы регистрировались с помощью скоростной видеокамеры через оптическое окно криостата, расположенное под углом 90 град к лазерному пучку. Полученные видеоизображения обрабатывались при помощи специально разработанных компьютерных программ, в результате чего были определены координаты частиц, их траектории и скорости движения, средние межчастичные расстояния, кинетическая температура пылевых частиц.

Для формирования магнитной ловушки использовались два постоянных неодимовых магнита с индукцией магнитного поля  $\sim 0,5$  Тл. На рисунке 6.10 представлен профиль распределения индукции магнитного поля и силовые линии магнитного поля над магнитной ловушкой.

Одной из отличительных особенностей удержания сверхпроводящих макрочастиц в магнитной ловушке от их удержания в газовых разрядах является отсутствие сепарации частиц по размерам. Это позволяет экспериментально получать «стеклообразную» структуру. В настоящей работе использовались полидисперсные частицы сверхпроводящей иттриевой керамики  $YBa_2Cu_3O_7$  диаметром от 30 до 60 мкм.

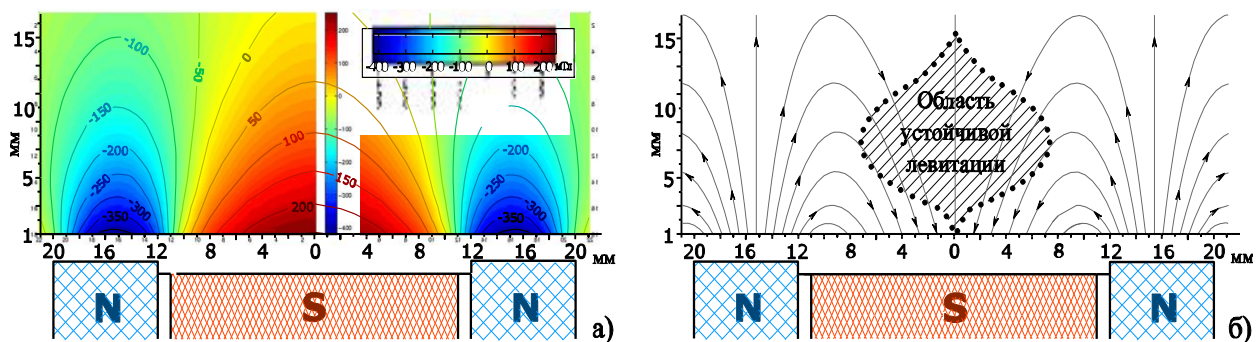


Рисунок 6.10 – Профиль распределения индукции магнитного поля (а), и силовые линии магнитного поля (б) с областью устойчивой левитации кулоновских структур заряженных макрочастиц иттриевой керамики  $YBa_2Cu_3O_7$  в магнитной ловушке [16].

Макрочастицы инжектировались в область магнитной ловушки с температурой буферного газа  $\sim 77$  К. После охлаждения частиц до температуры ниже  $T_{\text{крит.}} \sim 91 \pm 3$  К наблюдалось формирование кластера из агломерировавшихся сверхпроводящих частиц, левитирующих в приосевой области магнитной ловушки (рисунок 6.11а). Зарядка макрочастиц осуществлялась прямым контактным методом при соприкосновении острия электрического зонда с поверхностью макрочастиц. В зависимости от напряжения на электрическом зонде, знак заряда, приобретаемый частицами, мог быть как положительным, так и отрицательным [17]. В настоящих экспериментах потенциал на острие зонда составлял  $\varphi \sim 2 \cdot 10^3$  В. В результате соприкосновения зонда с частицами ими приобретался заряд  $q$ , который может быть оценен как  $\varphi d/2$ . Для частиц диаметром  $d=30$  мкм величина заряда составила  $q \sim 10^6 - 10^7 e$ .

Для заряженных макрочастиц наблюдалось формирование упорядоченных кулоновских структур (рисунок 6.11б). Распределение межчастичных расстояний представлено на Рисунке 6.12, расстояния в структурах находятся в диапазоне от 160 до 1060 мкм.

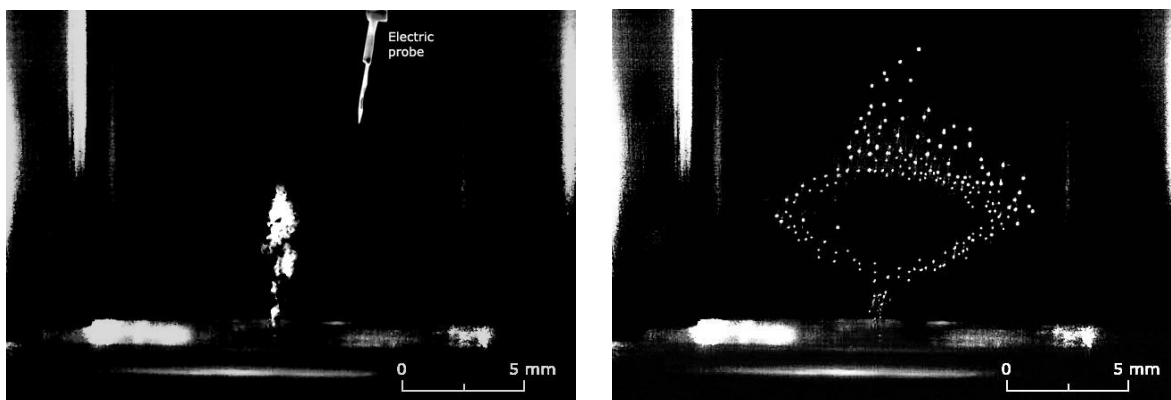


Рисунок 6.11 – Облако незаряженных (а) и структура заряженных (б) сверхпроводящих макрочастиц керамики  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ , левитирующих в магнитной ловушке.

Для данного распределения характерно наличие сильной межчастичной корреляции, что подтверждается как прямыми визуальными наблюдениями, так и отсутствием в распределении малых межчастичных расстояний [18, 19]. Среднее межчастичное расстояние составило  $l_p \sim 475$  мкм.

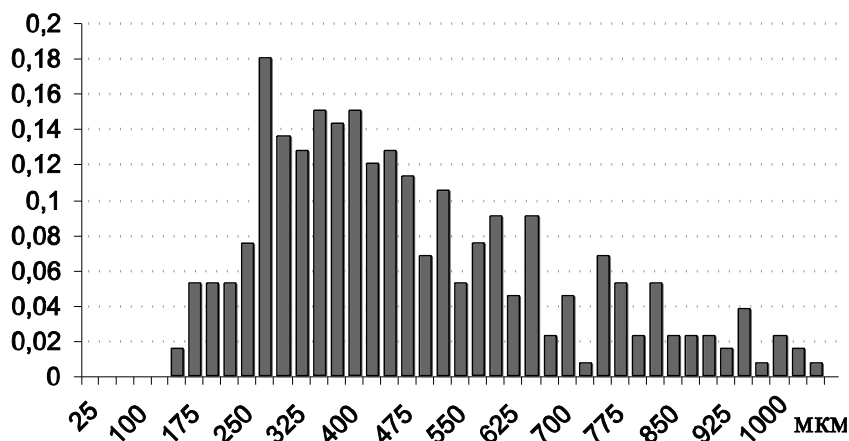


Рисунок 6.12 – Распределение межчастичных расстояний в структуре заряженных сверхпроводящих частиц керамики  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ .

Потенциальная энергия взаимодействия заряженных частиц может быть оценена как  $q^2/l_p \sim 10^8$  эВ. Для нахождения кинетической энергии движения заряженных частиц было построено распределение скоростей движения частиц в горизонтальном и вертикальном направлениях (Рисунок 6.13) и получена средняя скорость макрочастиц  $V_p \sim 180$  мкм/сек. Для

частицы с массой  $m_p \sim 9 \cdot 10^{-8}$  г кинетическая энергия имеет значение  $\sim 10$  эВ. Таким образом, параметр неидеальности  $\Gamma$  системы, определяемый как отношение потенциальной энергии взаимодействия частиц в системе к их кинетической энергии, имеет значение  $\sim 10^7$ .

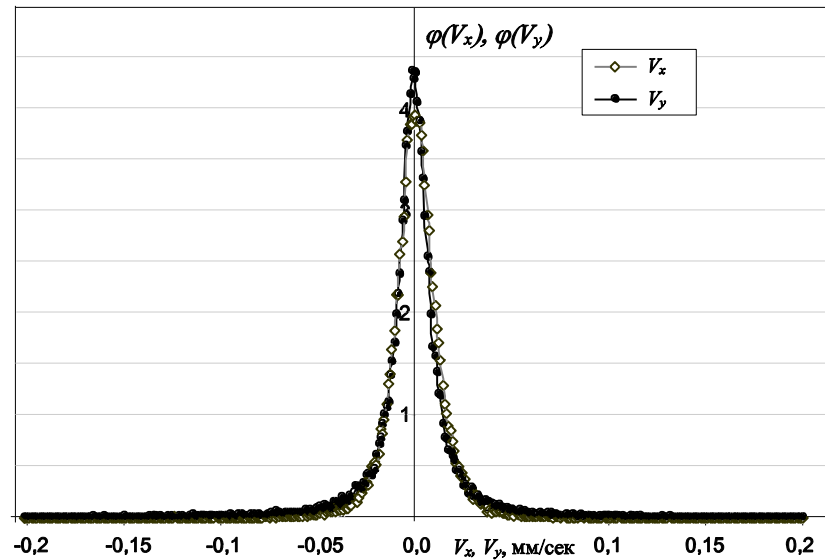


Рисунок 6.13 - Распределение заряженных макрочастиц керамики  $YBa_2Cu_3O_7$  по скоростям в горизонтальном и вертикальном направлении (вдоль оси криостата).

Для изучения отклика пылевой системы на внешнее воздействие и изменение ее состояния в ходе эксперимента, на пылевую систему осуществлялось воздействие интенсивным лазерным излучением. При этом отдельные частицы проявляли себя как активные, преобразуя энергию лазерного излучения в кинетическую энергию собственного движения, демонстрируя следующие динамические особенности. Воздействие на кулоновскую структуру в радиальном направлении лазерного излучения мощностью 500 мВт приводило к увеличению кинетической энергии движения отдельных частиц, формирующих пылевую структуру. При этом среднее значение вертикальной составляющей скорости «быстрых» частиц превышало их среднюю радиальную составляющую скорости более чем в 3 раза. В тоже время средние скорости локализованных частиц в структуре были меньше на два порядка скорости активных «быстродвижущихся» частиц. На рисунке 6.14 приведены распределения скорости  $V_x$ ,  $V_y$  и

траектории заряженных макрочастиц керамики  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  при воздействии лазерного пучка мощностью 500 мВт. Верхний график для активных частиц, нижний для локализованных частиц.

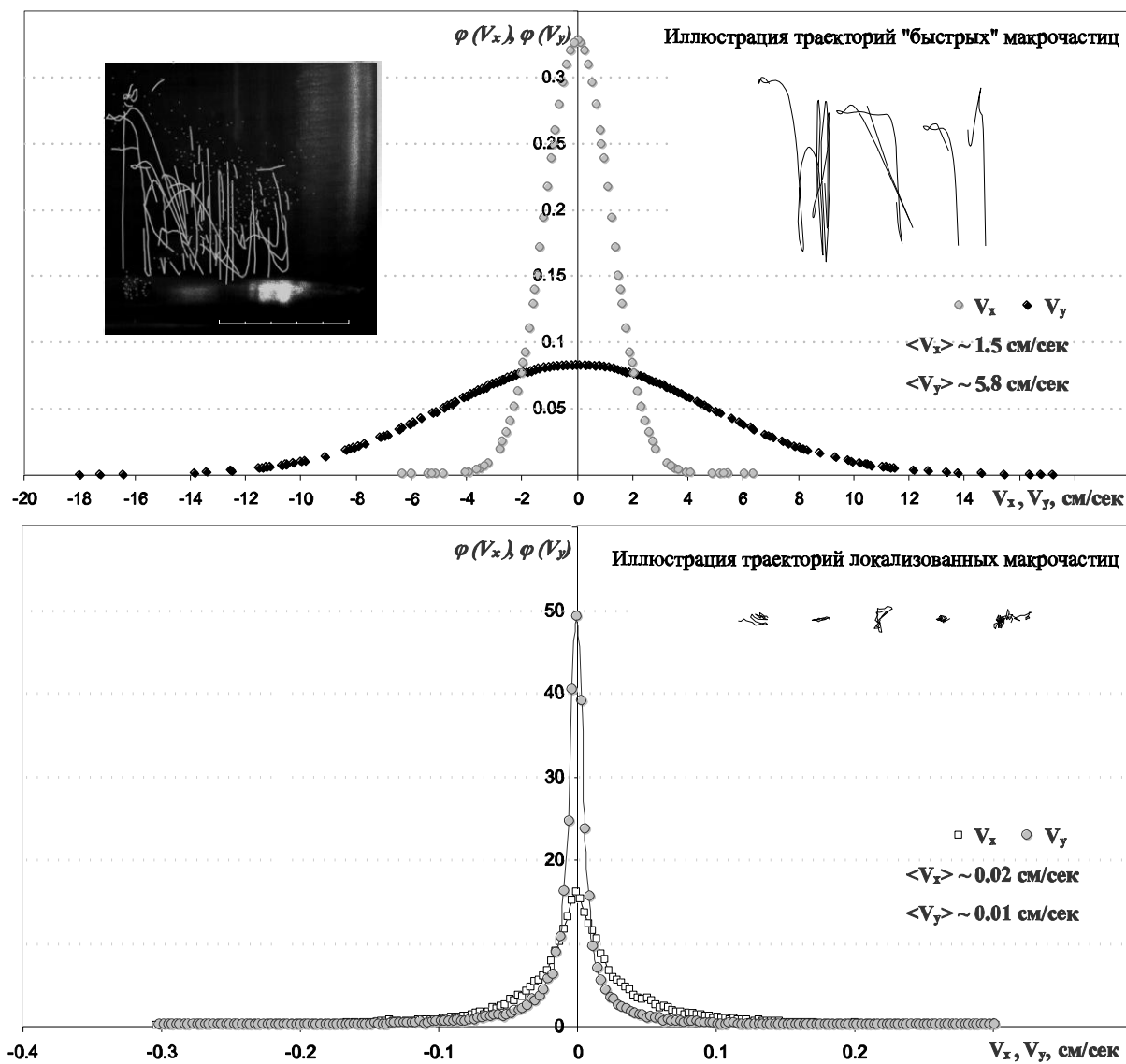


Рисунок 6.14 - Скорости и траектории заряженных макрочастиц керамики  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  в горизонтальном и вертикальном направлении при лазерном воздействии. Верхний график для «быстрых» частиц, нижний для локализованных частиц.

При уменьшении мощности лазерного излучения наблюдалось уменьшение количества «быстрых» частиц и их скоростей. При мощности 100 мВт

скорости всех частиц выравнивались, среднее значение которых составляло  $\langle V_x \rangle \sim \langle V_y \rangle \sim 0,02$  см/сек.

Согласно критерию Линдемана, при плавлении кристалла среднеквадратичная амплитуда теплового движения атомов достигает некоторого критического значения относительно характерного межатомного расстояния  $L = \langle \Delta x^2 \rangle^{1/2} / l_p$ . [20]. Из результатов экспериментальных измерений среднеквадратичное смещение частиц относительно их положений равновесия в эксперименте составило  $\langle \Delta x^2 \rangle^{1/2} \sim 13,2$  мкм. Таким образом, при среднем межчастичном расстоянии  $l_p \sim 475$  мкм параметр Линдемана имеет величину  $\sim 0.03$ , что характерно для сильнокоррелированных кристаллических или стеклоподобных систем.

#### **6.4. Заключение и выводы по Главе 6**

В главе описан метод удержания пылевых частиц и формирования сильно взаимодействующих кулоновских структур, основанный на возможности левитации диамагнитных тел в неоднородном стационарном магнитном поле, позволяющий развязать эти характеристики. Представлены результаты формирования кластеров частицами графита, левитирующих в магнитной ловушке в лабораторных условиях. Экспериментально достижимые значения заряда на частицах размером 100 мкм в кластере составляют  $q \sim 10^6$  элементарных зарядов. При этом заряд на частицах сохраняется в течение десятков минут. Оценка параметра неидеальности для таких кластеров составляет  $\Gamma \sim 10^5$ .

Однако описанный подход позволяет формировать пылевые кластеры, состоящие всего из нескольких частиц. Для создания и изучения больших по размерам (объёмом несколько десятков кубических сантиметров) устойчивых трёхмерных структур – кулоновских кристаллов и кулоновских жидкостей, содержащих десятки тысяч диамагнитных частиц описанным методом в лабораторных условиях, необходимы электромагниты, создающие поля  $B$  более 10 Т с градиентами  $\sim 10$  Т/см.



В то же время в условиях невесомости для формирования протяженных структур заряженных диамагнитных частиц достаточны значительно меньшие магнитные поля  $B \sim 0.1$  Т с градиентами  $\sim 0.1$  Т/см. В главе представлены результаты космического эксперимента «Кулоновский кристалл» на Международной космической станции по формированию в магнитной ловушке в условиях микрогравитации устойчивых пространственно-упорядоченных структур из нескольких тысяч заряженных частиц. В отличие от плазменно-пылевых структур в электрических разрядах, предлагаемый метод позволяет формировать устойчивые пространственные структуры заряженных частиц как в неионизованном газе различной плотности, так и в вакууме. Приведено описание экспериментов по исследованию отклика кулоновского кластера на внешнее возмущение, создаваемое изменением тока в катушках электромагнита. Полученный импульс возбуждал осцилляции ансамбля частиц как целого вдоль оси ампулы, которые затухали вследствие трения о буферный газ в течение нескольких периодов колебания. По результатам наблюдений за динамикой кластера может быть получена информация о его свойствах, например, определена удельная магнитная восприимчивость  $\chi$  материала частиц, которая для данных экспериментов составила  $\chi \approx -4 \times 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/г. Описан экспериментально наблюдаемый разлет пылевого кластера из  $\sim 10^3$  частиц при подаче на заряжающий электрод потенциала 150 вольт. Разрушение кластера происходит, когда силы кулоновского отталкивания между частицами превышают не только силы удержания магнитной ловушки, но и силы молекулярного сцепления между частицами. В результате зарядки пылевых частиц происходил их интенсивный разлет к стенкам ампулы, вначале внешних частиц кластера, а затем и внутренних, по мере того как они оказывались на поверхности. Экспериментально наблюдалось при включении плоской электролюминесцентной пластины, расположенной в нижней части экспериментальной ампулы, формирование пылевых нитей. Можно предположить, что из подобных проводящих нитей состоит

образованная незаряженными частицами довольно рыхлая структура кластера.

В главе представлена методика формирования пылевых структур в статических магнитных ловушках в криогенных жидкостях, а также их парах при криогенных температурах от 0,1 до 94 К, основанная на эффекте Мейснера - вытеснения магнитного поля из области сверхпроводящей фазы и магнитной левитации сверхпроводников. Приведены результаты экспериментального наблюдения электрически заряженных (до  $10^7 e$ ) макрочастиц высокотемпературной сверхпроводящей иттриевой керамики  $YBa_2Cu_3O_7$  микронных размеров, левитирующих в статической магнитной ловушке в жидком азоте и в его парах при температурах 77-91 К. Представлены экспериментальные результаты формирования сильнокоррелированных структур, состоящих из  $\sim 10^3$  макрочастиц диаметром 30 – 60 мкм и величиной заряда (положительного или отрицательного знака) до  $10^7 e$ . Среднее межчастичное расстояние составило 475 мкм. Описана экспериментальная установка для получения кулоновских структур из сверхпроводящих частиц с размерами до 60 мкм, левитирующих в неоднородном постоянном магнитном поле  $B \sim 2500$  Гс. Представлены экспериментальные результаты динамики активных заряженных макрочастиц в статических магнитных ловушках при лазерном воздействии. Получены оценки значений параметра неидеальности  $\Gamma$  ( $\sim 10^7$ ) и параметра Линдемана ( $\sim 0.03$ ), характерные для сильнокоррелированных кристаллических или стеклоподобных структур.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В соответствии с указанными во введении целями работы в диссертации представлены результаты экспериментального изучения динамических и структурных характеристик, механизмов и условий формирования сильнокоррелированных структур заряженных макрочастиц.

1) Разработан, создан и отлажен комплекс из экспериментальных стендов для изучения структур макрочастиц в магнитных ловушках и плазме газовых разрядов в составе следующих стендов:

- Стенд для изучения пылевой плазмы тлеющего разряда постоянного тока при различных внешних воздействиях: при криогенных температурах, лазерном воздействии, воздействии внешних магнитных полей.

- Стенд для изучения пылевой плазмы емкостного высокочастотного разряда низкого давления, в т.ч. при лазерном воздействии.

- Стенд для изучения пылевых систем заряженных макрочастиц в неоднородных магнитных полях.

Принцип действия экспериментальных стендов основан на формировании электростатической или магнитной ловушек для макрочастиц, их инжекции в область наблюдения, визуализации и дальнейшего анализа с использованием оригинальных программных средств.

2) Представлены полученные нами результаты экспериментальных исследований формирования структур макрочастиц и их динамики в тлеющем разряде постоянного тока при воздействии аксиального магнитного поля с индукцией до 2500 Гс. Наблюдалось вращение пылевых структур в горизонтальной плоскости вокруг вертикальной оси симметрии разряда. При индукции поля 75 Гс вектор угловой скорости вращения пылевого облака имел направление, противоположное направлению магнитного поля. При дальнейшем увеличении поля вращение замедлялось и затем прекращалось при 500 Гс. В поле 630 Гс зафиксировано вращение пылевой структуры в противоположном направлении, вектор угловой скорости вращения пылевого облака оказывался сонаправленным с вектором магнитного поля.

Предложено объяснение изменения направления вращения плазменно-пылевых структур и уход пылевых частиц из приосевой области разряда в пристеночную область в замагниченной газоразрядной плазме. Инверсия вращения плазменно-пылевой структуры с увеличением аксиального магнитного поля объяснена конкуренцией между двумя механизмами. Первый – это вращение пылевых частиц вместе с нейтральным газом, но из-за вихревых токов угловая скорость газа в области расположения пылевой структуры направлена по часовой стрелке относительно направления магнитного поля. Второй – это вращение пылевых частиц под действием силы ионного увлечения в противоположном направлении. В слабых магнитных полях оба механизма вызывают вращение со скоростями, пропорциональными полю  $B$ , но второй механизм преобладает, и вращение пылевых частиц становится направленным против часовой стрелки. По мере увеличения магнитного поля вторая скорость уменьшается за счет замагниченности плазмы и становится обратно пропорциональна  $B$ , в этом случае преобладает первый механизм и происходит инверсия вращения. При дальнейшем увеличении  $B$  область инверсии диффузионного потока расширяется, исчезает потенциальная ловушка в приосевой области, и пылевая структура разлетается, что наблюдается при  $B \approx 700$  Гс. При этом ловушка, как показывают результаты эксперимента, не пропадает совсем, а смещается в периферийную область разряда.

3) Представлены полученные нами результаты экспериментальных исследований образования и эволюции пылевых структур в плазме криогенного разряда постоянного тока в атмосфере инертного газа (гелия) при изменении температуры нейтрального газа  $\sim 4,2 - 10$  К. Изучено формирование пылевых облаков в стоячих стратах газового разряда в атмосфере гелия при криогенных температурах. Исследовано влияние температуры буферного газа и параметров разряда на количество и размеры удерживаемых пылевых частиц, на структурные и динамические свойства формирующихся пылевых образований. Обнаружено, что при увеличении

температуры наблюдается уменьшение кинетической энергии отдельных частиц, из которых формируются пылевые цепочки. Путем обработки видеоданных были получены профили распределения пылевых частиц по их скоростям и сделаны оценки кинетической температуры для пылевых частиц двух сортов: совершающих быстрое движение по всей области ловушки (страты) и формирующих цепочечные структуры.

4) Исследованы и проанализированы динамические и структурные свойства пылевых образований в плазме тлеющего разряда постоянного тока в лабораторных условиях при комнатной температуре. Рассмотрены динамические особенности пылевых структур, такие как волны или вихри. Приведено описание методики диагностики пылевых структур и восстановления информации о пространственном положении макрочастиц, траекторий и скорости их движения на основе метода бинокулярного зрения. Получены зависимости скоростей и периода вращения макрочастиц от их радиального расположения в вихре. Рассмотрена теоретическая модель, показывающая, что формирование вихревой структуры может происходить при наличии градиента заряда, ортогонального неэлектростатической силе, и что в лабораторных условиях достаточно небольшого изменения заряда. Для экспериментально полученной вихревой структуры приведены оценки значения радиуса экранирования  $\lambda \approx 0,5$  мм и градиента заряда, который составил несколько процентов. Рассмотрена конвективная модель пылевого вихря, как ячейки Бенара. Число Рэлея, показывающее отношение силы, создающей неустойчивость, к диссипативным силам для плазменно-пылевой жидкости, было оценено как  $10^2$ , и именно при этих условиях удалось наблюдать вихревые пылевые структуры экспериментально.

5) Представлена методика кинетического разогрева пылевых макрочастиц на основе фотофореза в плазме газового разряда при воздействии лазерного излучения. Изучен эффект воздействия лазерного излучения на степень упорядоченности пылевой структуры, плавление пылевого кристалла при воздействии лазерного излучения. Получены

результаты экспериментальных исследований и анализ формирования структур макрочастиц с пылевым течением в плазме емкостного высокочастотного разряда низкого давления при воздействии лазерного излучения.

6) Экспериментально был подтвержден двухстадийный характер процесса плавления для квазидвумерных плазменно-пылевых систем пылевых частиц в плазме емкостного высокочастотного разряда. С помощью развернутого анализа асимптотики корреляционных функций, статического структурного фактора, глобальных параметров ориентационного и трансляционного порядка, а также анализа характера возникающих дефектов и изменения их взаимной концентрации с учетом оценки величины энергии кора дислокаций в системе было показано, что процесс плавления происходит с образованием промежуточной гексатической фазы. Это полностью согласуется с теорией Березинского-Костерлица-Таулесса и результатами численного моделирования.

7) Представлено описание космического эксперимента «Кулоновский кристалл» на Международной космической станции и его результаты исследования динамики заряженных макрочастиц и образования анизотропных (цепочечных) структур в условиях микрогравитации. Исследован разлет пылевого кластера из  $\sim 10^3$  частиц, когда силы кулоновского отталкивания между частицами превышают силы молекулярного сцепления между частицами. Исследовано образование анизотропных структур из диамагнитных макрочастиц в магнитной ловушке при наложении неоднородного электрического поля в условиях микрогравитации.

8) Предложена методика удержания пылевых макрочастиц на основе эффекта Мейснера - вытеснения магнитного поля из области сверхпроводящей фазы и магнитной левитации сверхпроводников. Исследовано формирование пылевых структур в статических магнитных ловушках в жидком азоте и его парах при температурах ниже 94 К. В основе

методики удержания пылевых лежит. Приведены результаты экспериментального наблюдения ансамблей состоящих из  $\sim 10^3$  заряженных (до  $10^7 e$ ) макрочастиц высокотемпературной сверхпроводящей иттриевой керамики  $YBa_2Cu_3O_7$  с диаметром 30 - 60 мкм, левитирующих в статической магнитной ловушке в жидком азоте и в его парах при температурах 77-94 К. Среднее межчастичное расстояние составило  $\sim 0,5$  мм. Представлены экспериментальные результаты динамики активных заряженных макрочастиц в статических магнитных ловушках при лазерном воздействии, получены оценки значений параметра неидеальности  $\Gamma$  ( $\sim 10^7$ ) и параметра Линдемана ( $\sim 0.03$ ), которые характерны для сильнокоррелированных кристаллических или стеклоподобных структур.

Таким образом, был разработан и реализован комплекс из экспериментальных стендов для изучения структур макрочастиц в магнитных ловушках и плазме газовых разрядов. Предложена методика диагностики пылевых структур и восстановления информации о пространственном положении макрочастиц, траекторий и скорости их движения на основе метода бинокулярного зрения. Получены данные о динамических характеристиках пылевых структур в тлеющем разряде постоянного тока в магнитном поле с индукцией 0 -  $2,5 \cdot 10^3$  Гс и предложен механизм объясняющий их динамику. Изучены условия формирования и эволюция пылевой подсистемы в плазме криогенного тлеющего разряда постоянного тока при температуре ниже 10 К. Предложена методика формирования кулоновских структур макрочастиц в статических магнитных ловушках в криогенных жидкостях, а также их парах при температурах ниже 94 К. Изучены динамические и структурные характеристики пылевых кластеров в магнитных ловушках в лабораторных условиях и условиях микрогравитации. Экспериментально подтвержден двухстадийный характер процесса плавления для квазидвумерных плазменно-пылевых систем пылевых частиц в плазме емкостного высокочастотного разряда.

## Публикации по теме диссертации

1. Болтнев Р.Е., Васильев М.М., Кононов Е.А., Петров О.Ф., Явления самоорганизации в криогенной газоразрядной плазме: формирование пылевого облака наночастиц и плазменно-пылевых волн // ЖЭТФ, Т.153, Вып. 4, стр. 679–684, 2018.

2. G.I. Sukhinin, A.V. Fedoseev, M.V. Salnikov, A. Rostom, M.M. Vasiliev and O.F. Petrov, Plasma anisotropy around a dust particle placed in an external electric field // PHYSICAL REVIEW E, V.95, pp. 063207, 2017.

3. Мясников М.И., Дьячков Л.Г., Петров О.Ф., Васильев М.М., Фортов В.Е., Савин С.Ф., Серова Е.О., Кулоновский разлет диамагнитных пылевых частиц в антипробкотронной магнитной ловушке в условиях микрогравитации // ЖЭТФ, Т. 151, Вып. 2, стр. 372–378, 2017.

4. T.S. Ramazanov, L.G. D'yachkov, K.N. Dzhumagulova, M.T. Gabdullin, M.K. Dosbolayev, Y.A. Ussenov, Zh.A. Moldabekov, O.F. Petrov, M.M. Vasiliev, M.I. Myasnikov, V.E. Fortov, S.F. Savin, Zh.Sh. Zhantayev, A.A. Aimbetov, Experimental investigations of strongly coupled Coulomb systems of diamagnetic dust particles in a magnetic trap under microgravity conditions // EPL, V. 116, pp. 45001, 2016.

5. Antipov S.N., Schepers L.P.T., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Dynamic Behavior of Polydisperse Dust System in Cryogenic Gas Discharge Complex Plasmas // Contributions to Plasma Physics, V.56, I. 3-4, pp. 296-301, 2016.

6. К.Г. Косс, О.Ф. Петров, М.И. Мясников, К.Б. Стаценко, М.М. Васильев, Фазовые переходы и динамическая энтропия в малых двумерных системах: эксперимент и численное моделирование // ЖЭТФ, Том 123, Вып.1, стр. 98-107, 2016.

7. О.Ф. Петров, М.М. Васильев, Й. Тун, К.Б. Стаценко, О.С. Ваулина, Е.В. Васильева, В.Е. Фортов, Двумерный фазовый переход в сильнонеидеальной пылевой плазме // ЖЭТФ, Том 147, вып.2, стр. 372-378, 2015.



8. М. М. Васильев, О. Ф. Петров, К. Б. Стаценко, Кулоновские структуры из заряженных макрочастиц в статических магнитных ловушках при криогенных температурах // Письма в ЖЭТФ, Т.102, Вып.11, стр. 881–885, 2015.

9. S.N. Antipov, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov, Dust structures in cryogenic dc discharge: Some suggestions for future research // J. Phys. Conf. Ser, V.653, p. 012134, 2015.

10. O.F. Petrov, M.M. Vasiliev, O.S. Vaulina, Stacenko K.B., Vasilieva E.V., Lisin E.A., Tun Y., Fortov V.E., Solid-hexatic-liquid transition in a two-dimensional system of charged dust particles // EPL, V. 111 (4), pp. 45002, 2015.

11. X.G. Koss, O.F. Petrov, M.I. Myasnikov, K.B. Statsenko and M.M. Vasiliev, Melting of small clusters with Yukawa interaction potential research // J. Phys. Conf. Ser, V.653, p. 012135, 2015.

12. Vasiliev M.M., Petrov O.F., Statsenko K.B., Clusters of the Charged Dust Particles in a Magnetic Trap at Cryogenic Temperatures // J. Phys. Conf. Ser, V.653, p.012133, 2015.

13. S.N. Antipov, M.M. Vasiliev, M.M. Alyapyshev, O.F. Petrov, V.E. Fortov, Dense dust structures in cryogenic complex plasma // J. Phys. Conf. Ser, V.511, p. 012008, 2014.

14. Петров О.Ф., Ваулина О.С., Васильев М.М., Е.А. Лисин, М.И. Мясников, С.Н. Антипов, В.М. Чепелев, К.Г. Косс, Й. Тун и В.Е.Фортвов, Кулоновские системы сильновоздействующих пылевых частиц: эксперименты в лаборатории и условиях микрогравитации // Автометрия, Т.5, стр. 19-36, 2014.

15. O. F. Petrov, M. I. Myasnikov, L. G. D'yachkov, M. M. Vasiliev, Fortov V.E., Savin S.F., Kaleri A.Y., Borisenko A.I., Morfill G.E., Coulomb clusters of dust particles in a cusp magnetic trap under microgravity conditions // PHYSICAL REVIEW E, V.86, p.036404, 2012.

16. Antipov S. N., Vasiliev M. M., Petrov O. F., Non-Ideal Dust Structures in Cryogenic Complex Plasmas // Contributions to Plasma Physics, V.52, I.3, pp. 203-206, 2012.

17. Antipov S.N., Vasiliev M.M., Alyapyshev M.M, Petrov O. F., Fortov V.E., Compact Globular Structures in Cryogenic Complex Plasmas // Dusty/complex Plasmas: Basic and Interdisciplinary Research, V.1397, I.1, p. 295, 2011.

18. С. Ф. Савин, Л. Г. Дьячков, М. И. Мясников, О. Ф. Петров, М. М. Васильев, Калери А.Ю., Борисенко А.И., Морфилл Г.Е., Кулоновский ансамбль заряженных диамагнитных макрочастиц в неоднородном магнитном поле в условиях микрогравитации // Письма в ЖЭТФ, Т.94, Вып. 7, стр. 548-552, 2011.

19. С.Н. Антипов, М.М. Васильев, С.А. Майоров, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов, Плазменно-пылевые структуры в He-Kr тлеющем разряде постоянного тока // ЖЭТФ, Т.139, Вып. 3, стр. 554-567, 2011.

20. M.M. Vasiliev, L.G. D'yachkov, S.N. Antipov, R. Huijink, O. F. Petrov and V. E. Fortov Dynamics of dust structures in a dc discharge under action of axial magnetic field // EPL, V.93, p. 15001, 2011.

21. Vasiliev M.M., Alyapyshev M.M., Antipov S.N., Petrov O. F., Fortov V.E., Evolution of Dusty Plasma Instabilities in Cryogenic DC Discharge, Dusty/complex Plasmas: Basic and Interdisciplinary Research, V.1397, I.1, p. 399, 2011.

22. S.F. Savin, L.G. D'yachkov, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov, V.E. Fortov, Clusters of charged diamagnetic particles levitating in nonuniform magnetic field // EPL, V.88, p.64002, 2009.

23. С.Ф. Савин, Л.Г. Дьячков, М.М. Васильев, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов, Формирование кулоновских кластеров заряженными диамагнитными макрочастицами в неоднородном магнитном поле // Письма в ЖТФ, Т.35, Вып. 24, стр. 42-51, 2009.

24. Васильев М.М., Дьячков Л.Г., Антипов С.Н., Петров О.Ф., Фортвов В.Е., Плазменно-пылевые структуры в магнитных полях в разряде постоянного тока // Письма в ЖЭТФ, Т.86, Вып. 5-6, стр. 414-419, 2007.

25. Vasiliev M.M., Antipov S.N., Petrov O.F., Large-scale vortices in DC glow discharge dusty plasmas // Journal of Physics A: Mathematical and General, V.39, p.4539-4543, 2006.

Публикации по теме диссертации в сборниках конференций:

- Antipov S.N., Fortov V.E., Petrov O.F., Statsenko K.B., Vasiliev M.M., Levchenko V.D., Vortices in DC discharge dusty plasmas: one mechanism and 3D diagnostics // EPS 2006 - Europhysics Conference Abstracts, pp.2426-2429, 2006.

- Стаценко К.Б., Васильев М.М., Антипов С.Н., Левченко В.Д., Петров О.Ф., Вихревые пылевые структуры в стратах тлеющего разряда постоянного тока: трехмерная диагностика и конвективная модель // Научно-координационная сессия “Исследования неидеальной плазмы”, стр. 38, 2006.

- М.М. Васильев, С.Н. Антипов, К.Б. Стаценко, Ю.В. Хрусталева, В.Д. Левченко, О.Ф. Петров, Трехмерная диагностика плазменно-пылевых структур // Сборник статей Физика экстремальных состояний вещества, стр. 302-305, 2007.

- Борисенко А.М., Калери А.Ю., Марков А.В., Савин С.Ф., Чурило КВ., Васильев М.М., Мясников М.И., Петров О.Ф., Фортвов В.Е., Емельянов Г.А., Левтов В.Л., Романов ВВ. Космический эксперимент «Кулоновский кристалл» на МКС // В сб. «Космический форум 2011, 50-летию полёта в космос Ю.А. Гагарина», Звёздный городок, 2011.

Патент:

- Антипов С.Н., Васильев М.М., Быхало И.Б., Петров О.Ф., Болтнев Р.Е., Крушинская И.Н., Пельменёв А.А., Реверсивный термомеханический насос для сверхтекучего гелия // Патент RU 2 521 520 C1 от 27.06.2014.

## ЛИТЕРАТУРА

### Список использованных источников во Введении:

1. Coy C., Гидродинамика многофазных систем // М.: Мир, 1971.
2. Rosenberg M., Mendis D.A., UV-Induced Coulomb Crystallization in a Dusty Gas // IEEE Trans. on Plasma Science, V.23, p.177, 1995.
3. Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Пылевая плазма: Эксперимент и теория // М.: Издательство физико-математической литературы, 2009.
4. Irving Langmuir, C. G. Found, A. F. Dittmer, A new type of electric discharge: the streamer discharge // Science, V.60, I.1557, pp. 392-394, 1924.
5. Fortov V.E., Nefedov A.P., Torchinsky V.M. et al., Crystalline structures of strongly coupled dusty plasmas in dc glow discharge strata // Physics Letters A, V.229, I.5, pp. 317-322, 1997.
6. Ichimaru S., Strongly coupled plasmas: high-density classical plasmas and degenerate electron liquids // Reviews of Modern Physics, V.54, pp.1017, 1982.
7. H. Ikezi, Coulomb Solid of Small Particles in Plasmas // Physics of Fluids, V.29, pp.1764-1766, 1986.
8. H. Thomas, G. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher and D. Mohlmann, Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasma // Physical Review Letters, V.73, N.5, p. 652-655, 1994.
9. Melzer A., Trottenberg T. and Piel A., Experimental Determination of the Charge on Dust Particles Forming Coulomb Lattices // Physical Letters A., V.191, p. 301, 1994.
10. Фортвов В.Е., Нефедов А.П., Торчинский В.М., Молотков В.И., Храпак А.Г., Петров О.Ф., Волыхин К.Ф., Кристаллизация пылевой плазмы в положительном столбе тлеющего разряда // Письма в ЖЭТФ, Т. 64, Вып. 2, стр. 86-91, 1996.
11. Липаев А.М., Молотков В.И., Нефедов А.П., Петров О.Ф., Торчинский В.М., Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Упорядоченные

структуры в неидеальной пылевой плазме тлеющего разряда // ЖЭТФ, Т. 112, стр. 2030-2044, 1997.

12. Ilya Prigogine, Isabelle Stengers, Order out of chaos. Man's new dialogue with nature // Heinemann. London. 1984

13. J.B. Pieper, J. Goree and R.A. Quinn, Three-Dimensional Structure in a Crystallized Dusty Plasma // Physical Review E, V. 54, pp. 5636-5640, 1996.

14. G.E. Morfill, H.M. Thomas, U. Konopka, and M. Zuzic, The plasma condensation: Liquid and crystalline plasmas // Physics of Plasmas, V.6, pp. 1769-1780, 1999.

15. P. Hartmann, G. J. Kalman, Z. Donko, and K. Kutasi, Equilibrium properties and phase diagram of two-dimensional Yukawa systems // Physical Review E, V.72, pp. 026409, 2005.

16. Hiroo Totsuji, Tokunari Kishimoto, Yoshihiko Inoue, Chieko Totsuji, Shigetoshi Nara, Yukawa system (dusty plasma) in one-dimensional external fields // Physics Letters A, V. 221, I. 3-4, pp. 215-219, 1996.

17. Vladimir E. Fortov, Anatoli P. Nefedov, Vladimir M. Torchinsky, Vladimir I. Molotkov, Oleg F. Petrov, Alex A. Samarian, Andrew M. Lipaev, Alexei G. Khrapak, Crystalline structures of strongly coupled dusty plasmas in dc glow discharge strata // Physics Letters A, V. 229, I.5, pp. 317-322, 1997.

18. M.M. Vasiliev, S.N. Antipov and O.F. Petrov, Large-scale vortices in dc glow discharge dusty plasmas // Journal of Physics A: Mathematical and General, V.39, N.17, pp.4539-4543, 2006.

19. Петров О.Ф., Ваулина О.С., Васильев М.М. и др., Кулоновские системы сильно взаимодействующих пылевых частиц: эксперименты в лаборатории и условиях микрогравитации // Автометрия, Т.5, стр. 19-36, 2014.

20. Николис Г., Пригожин И., Самоорганизация в неравновесных системах: от диссипативных структур к упорядоченности через флуктуации // М. Мир. 1979. 512 с.

21. Parfenov V., Koudan E., Bulanova E., Karalkin P., Pereira F., Norkin N., Knyazeva A., Gryadunova A., Petrov O., Vasiliev M. et al., Scaffold-free, label-free and nozzle-free biofabrication technology using magnetic levitational assembly // Biofabrication, 2018 (in press)

### **Список использованных источников в Главе 1:**

1. Жуховицкий А.А., Швацман Л.А., Физическая Химия, Москва: Металлургия, 1987.
2. Hinsch Klaus D., Herrmann Sven F., Holographic Particle Image Velocimetry // Measurement Science and Technology, Volume 15, Issue 4, 2004.
3. T. Antonova, B. M. Annaratone: Interaction Among Particles in 3D Plasma Clusters //Volume 799, pp. 299-302 New vistas in dusty plasmas: Fourth International Conference on the Physics of Dusty Plasmas, 2005.
4. Fortov V.E., Gavrikov A.V., The measurement of kinetic temperature of dust component of complex plasma in rf-discharge //New vistas in dusty plasmas, Fourth international conference on the physics of dusty plasmas, Vol.79, 2005.
5. M.M. Vasiliev, S.N. Antipov, V.E. Fortov, V.D. Levchenko, O.F. Petrov, K.B. Statsenko, Vortices in dc Discharge Dusty Plasmas: One Mechanism and 3D Diagnostics // EPS 2006 - Europhysics Conference Abstracts, pp.2426-2429, 2006.
6. Васильев М.М., Антипов С.Н. Трехмерная диагностика плазменно-пылевых структур // Сборник статей Физика Экстремальных Состояний Вещества, Черногловка, с. 302-305, 2007.
7. Стаценко К.Б., Васильев М.М., Антипов С.Н., Левченко В.Д., Петров О.Ф., Вихревые пылевые структуры в стратах тлеющего разряда постоянного тока: трехмерная диагностика и конвективная модель // Научно-координационная сессия “Исследования неидеальной плазмы”, стр. 38, 2006.
8. К.С. Шифрин, Рассеяние света в мутной среде, Государственное издательство технико-теоретической литературы, Москва, 1951.

9. Розенберг Г.В., Физические основы спектроскопии светорассеивающих веществ, УФН, Т. 91, Вып. 4, с. 569-608, 1967.
10. Борен К., Хафмен Д., Поглощение и рассеяние света малыми частицами, М.: Мир, 1986.
11. О.С. Ваулина, А.П. Нефедов, О.Ф. Петров, Применение вычислительных алгоритмов в экспериментальных исследованиях оптических свойств моно- и полидисперсных частиц в высокотемпературных потоках, М. ИВТАН, с. 2-15, 1990.
12. V.V. Pestrikov, D.A. Grigoriev, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov, V.E. Fortov, Separation and Determination of Particle Sizes in a DC Glow Discharge basing on the Mie Scattering Theory // Book of Articles 31st International Conference on Phenomena in Ionized Gas, p.12, 2013.
13. Е.С. Дзлиева, М.А. Ермоленко, В.Ю. Карасев, Определение размеров левитирующих частиц в пылевой плазме в тлеющем разряде, Журнал технической физики, Т.82, Вып. 1, с. 147-150, 2012.

#### **Список использованных источников в Главе 2:**

1. Fortov V.E., Nefedov A.P., Torchinsky V.M. et al., Crystalline structures of strongly coupled dusty plasmas in dc glow discharge strata // PHYSICS LETTERS A, V.229, I.5, pp. 317-322, 1997.
2. Thomas E., Direct measurements of particle transport in dc glow discharge dusty plasmas // PHYSICA SCRIPTA, V.89, pp. 20-24, 2001.
3. Ma J.X., Yu M.Y., Liang X.P., et al., Steady state of the dusty plasma in a dc discharge // CHINESE PHYSICS LETTERS, V.19, I.5, pp. 695-697, 2002.
4. Fortov V.E., Petrov O.F., Molotkov V.I., et al., Large-amplitude dust waves excited by the gas-dynamic impact in a dc glow discharge plasma // PHYSICAL REVIEW E, V.69, I.1, pp. 016402, 2004.
5. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, M. Y. Poustylnik, Dusty plasmas in a dc glow discharge // AIP Conference Proceedings, V.649, I.1, pp. 394-397, 2002.

6. E.A. Lisin, I.I. Lisina and O.S. Vaulina, Chain-like dust particles structure formation and diagnostics (numerical simulation) // IEEE, pp. 3P-13, 2012.
7. Vasiliev M.M., Antipov S.N. Petrov O.F., Large-scale vortices in dc glow discharge dusty plasmas // Journal of Physics A: Mathematical and General, V.39, I.17, pp. 4539-4543, 2006.
8. Usachev A., Hoefner H., Thoma M., et al., Structural and dynamical properties of microrod dusty plasma in a uniform DC discharge under microgravity // Multifacets Of Dusty Plasma, V.1041, pp. 335-336, 2008.
9. Болтнев Р.Е., Васильев М.М., Кононов Е.А., Петров О.Ф., Явления самоорганизации в криогенной газоразрядной плазме: формирование пылевого облака наночастиц и плазменно-пылевых волн // ЖЭТФ, Т.153, Вып. 4, стр. 679–684, 2018.
10. J. H. Chu and Lin I, Direct observation of Coulomb crystals and liquids in strongly coupled RF dusty plasmas // Physical Review Letters, V.72, pp. 4009-4012, 1994.
11. H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher, and D. Möhlmann, Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasma // Physical Review Letters, V.73, pp. 652-655, 1994.
12. Melzer A, Trottenberg T, Piel A, Experimental determination of the charge on dust particles forming Coulomb lattices // Physics Letters A, V.191(3-4), pp. 301-308, 1994.
13. О. С. Ваулина, О. Ф. Петров, В.Е. Фортов и др., Экспериментальные исследования динамики частиц в плазме газовых разрядов // Физика плазмы, Т.29, Вып. 8, 2003.
14. A.V. Gavrikov, I.A. Shakhova, O.S. Vaulina, O.F. Petrov, V.E. Fortov, Study of Diffusion Coefficient and Phase Transitions in Structures Formed by Dust Particles in RF-Discharge // Physica Scripta, V. T107, pp.83-85, 2004.
15. Sheridan T.E., Effect of radio frequency discharge power on dusty plasma parameters // Journal Of Applied Physics, V.106, I.3, p.033303, 2009.



16. Кононов Е.А., Васильев М.М., Петров О.Ф., Лазерно-индуцированный фазовый переход в монослое полимерных частиц, левитирующих в газоразрядной плазме низкого давления // ЖЭТФ, Том 153, Вып.4, 2018.

17. О.Ф. Петров, М.М. Васильев, Й. Тун, К.Б. Стаценко, О.С. Ваулина, Е.В. Васильева, В.Е. Фортон, Двумерный фазовый переход в сильнонеидеальной пылевой плазме // ЖЭТФ, том 147, вып.2, стр. 372, 2015.

18. К.Г. Косс, О.Ф. Петров, М.И. Мясников, К.Б. Стаценко, М.М. Васильев, Фазовые переходы и динамическая энтропия в малых двумерных системах: эксперимент и численное моделирование // ЖЭТФ, Т.123, Вып.1, стр. 98-107, 2016.

19. С.Ф. Савин, Л.Г. Дьячков, М.М. Васильев и др., Формирование кулоновских кластеров заряженными диамагнитными макрочастицами в неоднородном магнитном поле // Письма в ЖТФ, Т.35, Вып.24, стр. 42-51, 2009.

20. М. М. Васильев, О. Ф. Петров, К. Б. Стаценко, Кулоновские структуры из заряженных макрочастиц в статических магнитных ловушках при криогенных температурах // Письма в ЖЭТФ, Т.102, Вып.11, стр. 881–885, 2015.

### **Список использованных источников в Главе 3:**

1. Стаценко К.Б., Хрусталева Ю.В., Шахова И.А., Петров О.Ф., // Сборник трудов 20 Международной конференции «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество», стр. 200-202, 2005.

2. H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher, and D. Möhlmann, Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasma // Physical Review Letters, V.73, pp. 652-655, 1994.

3. Quinn R.A., Goree J., Experimental investigation of particle heating in a strongly coupled dusty plasma // Physics of Plasmas, V.7 (10), pp. 3904–3911, 2000.

4. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф., Пылевая плазма // УФН., Т. 174, стр. 495-544, 2004.
5. Quinn R.A., Goree J. Singleparticle Langevin model of particle temperature in dusty plasmas // Physical Review E, V. 61(3), pp. 3033–3041, 2000.
6. Ваулина О.С., Петров О.Ф., Репин А.Ю., Адамович К.Г., Кинетическая температура и заряд пылевой частицы в слабоионизированной газоразрядной плазме // ЖЭТФ, Т. 129, Вып.6, стр. 1118-1131, 2006.
7. А.В. Тимофеев, Аномальная кинетическая температура и особенности динамики пылевой плазмы // ТРУДЫ МФТИ, Т.1, Вып.1, стр. 104-110, 2009.
8. G.I. Sukhinin, A.V. Fedoseev, M.V. Salnikov, A. Rostom, M.M. Vasiliev and O.F. Petrov, Plasma anisotropy around a dust particle placed in an external electric field // PHYSICAL REVIEW E, V.95, pp. 063207, 2017.
9. Кононов Е.А., Васильев М.М., Петров О.Ф., Лазерно-индуцированный фазовый переход в монослое полимерных частиц, левитирующих в газоразрядной плазме низкого давления // ЖЭТФ, Том 153, Вып.4, 2018.
10. Vaulina O.S., Adamovich X.G., Petrov O.F. and Fortov V.E., Evolution of the mass-transfer processes in nonideal dissipative systems. I. Numerical simulation. // Physical Review E, V.77, pp. 066403, 2008.
11. Vaulina O.S., Adamovich X.G., Petrov O.F. and Fortov V.E., Evolution of the mass-transfer processes in nonideal dissipative systems II: Experiments in dusty plasma. // Physical Review E, V.77, pp. 066404, 2008.
12. D. C. Wallace, Statistical Physics of Crystals and Liquids // World Scientific Publishing, Ch5., 2002.
13. Скворцов А.В., Триангуляция Делоне и её применение // Томск: Изд. Томского университета, 2002.

14. Bradford C.B., David P.D., Hannu H., The quickhull algorithm for convex hulls // ACM Transactions on Mathematical Software, V.22, pp. 469-483, 1996.
15. D. R. Nelson, B. I. Halperin, Dislocation-mediated melting in two dimensions // Physical Review B, V.19, pp. 2457-2484, 1979.
16. K. J. Strandburg, Two-dimensional melting // Reviews of Modern Physics, V. 60(1), pp. 161–207, 1988.
17. A. Jaster, Computer simulations of the two-dimensional melting transition using hard disks // Physical Review E, V.59, pp. 2594-2602, 1999.
18. Березинский В.Л., Разрушение дальнего порядка в одномерных и двумерных системах с непрерывной группой симметрии // ЖЭТФ, Т.61, Вып. 3, стр. 1144-1156, 1971.
19. B. I. Halperin, D. R. Nelson, Theory of two-dimensional melting // Physical Review Letters, V.41, p.121, 1978.
20. Vaulina O.S., Vladimirov S.V., Petrov O.F. et al., Phase state and transport of non-Yukawa interacting macroparticles (complex plasma) // Plasma Physics, V.11, pp. 3234, 2004.
21. Vaulina O. S., Drangevski I. E., Transport of macroparticles in dissipative two-dimensional Yukawa systems // Physica Scripta, V.73, pp. 577-586, 2006.

#### **Список использованных источников в Главе 4:**

1. О. С. Ваулина, А. А. Самарян, О. Ф. Петров, Б. Джеймс, Ф. Меландсо, Формирование вихревых пылевых структур в неоднородной плазме газовых разрядов // Физика плазмы, Т.30, Вып.11, стр. 988-1007, 2004.
2. U. Konopka, D. Samsonov, A.V. Ivlev, J. Goree, V. Steinberg, G.E. Morfill, Rigid and differential plasma crystal rotation induced by magnetic fields // Physical Review E, V.61, I.2, pp.1890-1898, 2000
3. Дзлиева Е.С., Карасев В.Ю., Эйхвальд А.И., Воздействие продольного магнитного поля на плазменно-пылевые структуры в стратах в

тлеющем разряде // Оптика и спектроскопия, Т. 98., Вып. 4., стр. 621-626, 2005.

4. Дзалиева Е.С., Карасев В.Ю., Эйхвальд А.И., Возникновение вращательного движения плазменно-пылевых структур в стратах в тлеющем разряде в магнитном поле // Оптика и спектроскопия, Т. 100, Вып.3, стр. 503-510, 2006.

5. F. Cheung, A. Samarian, B. James, The rotation of planar-2 to planar-12 dust clusters in an axial magnetic field // New Journal of Physics, V.5, p.75.2-15, 2003.

6. N. Sato, G. Uchida, T. Kaneko, S. Shimizu, S. Iizuka, Dynamics of fine particles in magnetized plasmas // Physics of Plasmas, V.8, I.5, pp. 1786-1790, 2001.

7. Y. Saitou, Motions of dust particles in a complex plasma with an axisymmetric nonuniform magnetic field // Physics of Plasmas, V.23, pp.013709 2016.

8. Р. Роза, Магнитогидродинамическое преобразование энергии // Мир, Москва, 1970.

9. Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортов В.Е., Моделирование процессов массопереноса на малых временах наблюдения в неидеальных диссипативных системах // ЖЭТФ, Т.127, Вып. 5, стр. 1153-1165, 2005.

10. Kaw P.K., Nishikawa K., Sato N., Rotation in collisional strongly coupled dusty plasmas in a magnetic field // Physics of Plasmas, V.9, pp. 387-390, 2002.

11. Ishihara O., Kamimura T., Hirose K.I., Sato N., Rotation of a two-dimensional Coulomb cluster in a magnetic field // Physical Review E, V.66, pp. 046406, 2002.

12. Paeva G.V., Dahiya R.P., Kroesen G.W., Stoffels W.W., Rotation of particles trapped in the sheath of a radio-frequency capacitively coupled plasma // IEEE Transactions on Plasma Science, V. 32, I. 2, pp. 601 - 606, 2004.

13. Lu-Jing Houa, You-Nian Wang, Miskovic Z.L., Formation and rotation of two-dimensional Coulomb crystals in magnetized complex plasma // *Physics of Plasmas*, V.12, pp. 042104, 2005.
14. Фортов В Е, Храпак А Г, Храпак С А, Молотков В И, Петров О Ф, Пылевая плазма // *УФН*, Т.174, стр. 495–544, 2004.
15. Golant V.E., Zhilinskii A.P., and Sakharov I.E., *Fundamentals of Plasma Physics* // Wiley, New York, 1980.
16. Конопка У., Schwabe M., Knapek C., Kretschmer M., Morfill G.E., *Complex Plasmas in Strong Magnetic Field Environments* // *AIP Conference Proceedings*, V. 799, I. 1, pp. 181-185, 2005.
17. Недоспасов А.В., Страты // *УФН*, Т. 94, Вып. 3, стр. 439-462, 1968.
18. Голубовский Ю.Б., Нисимов С.У., О двумерном характере страт в разряде низкого давления в инертных газах // *ЖТФ*, Т. 65, Вып. 1, стр. 46-54, 1995.
19. Васильев М.М., Дьячков Л.Г, Антипов С.Н., Петров О.Ф., Фортов В.Е., Плазменно-пылевые структуры в магнитных полях в разряде постоянного тока // *Письма в ЖЭТФ*, Т.86, Вып. 5-6, стр. 414-419, 2007.
20. Nedospasov A.V., Motion of plasma-dust structures and gas in a magnetic field // *Physical Review E*, V.79, pp. 036401, 2009.
21. Karasev V.Yu., Dzlieva E.S., Ivanov A.Yu., Eikhval'd A.I., Rotational motion of dusty structures in glow discharge in longitudinal magnetic field // *Physical Review E*, V.74, pp. 066403, 2006.
22. M.M. Vasiliev, L.G. D'yachkov, S.N. Antipov et. al., Dynamics of dust structures in a dc discharge under action of axial magnetic field // *EPL*, V.93, p. 15001, 2011.
23. V. E. Fortov, A. G. Khrapak, S. A. Khrapak, V. I. Molotkov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov, V. M. Torchinsky, Mechanism of dust-acoustic instability in a direct current glow discharge plasma // *Physics of Plasmas*, V.7, pp.1374-1380, 2000.

24. R. L. Merlino, A. Barkan, C. Thompson, N. D'Angelo, Laboratory studies of waves and instabilities in dusty plasmas // *Physics of Plasmas*, V. 5, pp. 1607-1614, 1998.
25. H. R. Prabhakara and V. L. Tana, Trapping of dust and dust acoustic waves in laboratory plasmas // *Physics of Plasmas*, V. 3, No. 8, pp. 3176-3181, 1996.
26. J.B. Pieper and J. Goree, Dispersion of Plasma Dust Acoustic Waves in the Strong Coupling Regime // *Physical Review Letters*, V. 77, pp. 3137-3140, 1996.
27. V.N. Tsytovich and U. de Angelis, Kinetic theory of dusty plasmas. I. General approach // *Physics of Plasmas*, V. 6, No. 4, pp. 1093-1106, 1999.
28. V.N. Tsytovich and U. de Angelis, Kinetic theory of dusty plasmas II. Dust-plasma particle collision integrals // *Physics of Plasmas*, V.7, No. 2, pp. 554-563, 2000.
29. V.N. Tsytovich and U. de Angelis, Kinetic theory of dusty plasmas. III. Dust-dust collision integrals // *Physics of Plasmas*, V. 8, No. 4, pp. 1141-1153, 2001.
30. V.N. Tsytovich and U. de Angelis, Kinetic theory of dusty plasmas. IV. Distribution and fluctuations of dust charges // *Physics of Plasmas*, V.9, No. 6, pp. 2497-2506, 2002.
31. V. N. Tsytovich, U. de Angelis and R. Bingham, Low-Frequency Responses and Wave Dispersion in Dusty Plasmas // *Physical Review Letters*, V.87, pp. 185003, 2001.
32. C. Thompson, A. Barkan, N. D'Angelo, and R. L. Merlino, Dust acoustic waves in a direct current glow discharge // *Physics of Plasmas*, V.4, No.7, pp. 2331-2335, 1997.
33. R. L. Merlino, A. Barkan, C. Thompson and N. D'Angelo, Laboratory studies of waves and instabilities in dusty plasmas // *Physics of Plasmas*, V.5, No.5, pp. 1607-1614, 1998.

34. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Пылевая плазма // Под ред. В.Е. Фортова, Москва Янус-К, 2006.
35. Schweitzer F., Brownian agents and active particles: Collective dynamics in the natural and social sciences // Springer-Verlag, Heidelberg, Germany, 2007.
36. Васильев М.М., Антипов С.Н., Стаценко К.Б. и др., Трехмерная диагностика плазменно-пылевых структур // Физика экстремальных состояний вещества, С.4, стр. 302-305, 2007.
37. Vasiliev M.M., Antipov S.N., Petrov O.F., Large-scale vortices in dc glow discharge dusty plasmas // Journal of Physics A: Mathematical and General, V.39, p.4539-4543, 2006.
38. Ваулина О.С., Самарян А.А., Джеймс Б., Петров О.Ф., Фортов В.Е., Анализ зарядки макрочастиц в приэлектродном слое емкостного высокочастотного разряда // ЖЭТФ, Том 123, Вып. 6, стр. 1179, 2003.
39. Жаховский В.В., Молотков В.И., Нефедов А.П., Торчинский В.М., Храпак А.Г., Фортов В.Е., Аномальный нагрев системы пылевых частиц в газоразрядной плазме // Письма в ЖЭТФ, Т.66, Вып. 6, стр. 392-397, 1997.
40. Bouchoule A., Morfill G., Tsytovich V., Comments on Modern Physics Part C // Comments in Plasma Physics and Controlled Fusion, V.1, p.131, 1999.
41. Морфилл Г., Цытович В., Ионизационная неустойчивость и структуризация пылевой плазмы // Физика плазмы, Т.26 (8), стр. 727-736. 2000.
42. Vaulina O.S., Khrapak S.A., Petrov O.F., Nefedov A.P., Charge fluctuations induced heating of dust particles in a plasma // Physical Review E, V. 60, pp.5959-5965, 1999.
43. Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортов В.Е. и др., Экспериментальные исследования динамики макрочастиц в плазме газовых разрядов. // Физика плазмы, Т.29, Вып.8, стр. 698-713, 2003.

44. Ваулина О.С., Транспортные процессы в пылевой плазме: численное моделирование и анализ экспериментов // Дис. д-ра физ.-мат. наук, ОИВТ РАН, Москва, 2003.
45. Ваулина О.С., Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортов В.Е., Неустойчивость плазменно-пылевых систем с градиентом заряда макрочастиц // ЖЭТФ, Т.118, Вып. 6, стр. 1325-1340, 2000.
46. Голубовский Ю.Б., Нисимов С.У., О двумерном характере страт в разряде низкого давления в неоне // Журнал технической физики, Т.65, Вып. 1, стр. 46-54, 1995.
47. Райзер Ю.П., Физика газового разряда // М.: Наука, 1987
48. H. Benard, Les Tourbillons Cellulaires Dans Une Nappe Liquide (Cellular Eddies in a Horizontal Liquid Layer) // PhD dissertation, University of Paris, France, 1900.
49. E.L. Koschmieder, S.G. Pallas, Heat transfer through a shallow, horizontal convecting fluid layer // International Journal of Heat and Mass Transfer, V.17, I.9, pp. 991-1002, 1974.
50. М. Ван-Дайк, Альбом течений жидкости и газа: пер., с англ. // М.: Мир, стр.85, 1986.
51. Е.Д. Эйдельман, Конвекция в жидких кристаллах // Соросовский Обр. Журн., Т.6, Вып.5, стр. 94-100, 2000.
52. С.Н. Антипов, М.М. Васильев, С.А. Майоров, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов, Плазменно-пылевые структуры в He-Kr тлеющем разряде постоянного тока // ЖЭТФ, Т.139, Вып. 3, стр. 554-567, 2011.
53. А.П. Нефедов, О.Ф. Петров, В.И. Молотков, В.Е. Фортов, Возникновение жидкостных и кристаллических структур в пылевой плазме // Письма в ЖЭТФ, Т.72, Вып.4, стр. 313-326, 2000.
54. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, M. Y. Poustylnik, V. M. Torchinsky, and A. G. Khrapak, Dusty plasmas in a dc glow discharge // American Institute of Physics, V.649, pp.394-397, 2002.



55. M Lampe, G Joyce, G Ganguli, V Gavrishchaka, Interactions between dust grains in a dusty plasma // *Physics of plasmas*, V.7, I.10, pp.3851-3861, 2000.
56. Зобнин А.В., Нефедов А.П., Синельщиков В.А., Фортов В.Е., О заряде пылевых частиц в газоразрядной плазме низкого давления // *ЖЭТФ*, Т. 118, стр. 554, 2000.
57. Hyde T.W., Kong J., Matthews L.S., Helical structures in vertically aligned dust particle chains in a complex plasma // *Physical Review E*, V.87, pp. 053106, 2013.
58. Melandso F., Goree J., Polarized supersonic plasma flow simulation for charged bodies such as dust particles and spacecraft // *Physical Review E*, V. 52, pp. 5312-5326, 1995.
59. Schweigert V.A., Schweigert I.V., Melzer A., Homann A., Piel A., Alignment and instability of dust crystals in plasmas // *Physical Review E*, V. 54 (4), pp. 4155-4166, 1996.
60. Ishihara O., Vladimirov S.V., Wake potential of a dust grain in a plasma with ion flow // *Physics of Plasma*, V. 4, No. 1, pp. 69-74, 1997.
61. Vladimirov S.V., Maiorov S.A., Cramer N.F., Kinetics of plasma flowing around two stationary dust grains // *Physical Review E*, V. 67, pp. 016407, 2003.
62. Miloch W.J., Trulsen J., Pecseli H.L., Numerical studies of ion focusing behind macroscopic obstacles in a supersonic plasma flow // *Physical Review E*, V. 77, pp. 056408, 2008.
63. Hutchinson I.H., Intergrain forces in low-Mach-number plasma wakes // *Physical Review E*, V. 85, pp. 066409, 2012.
64. V.V. Pestrikov, D.A. Grigoriev, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov, V.E. Fortov, Separation and Determination of Particle Sizes in a DC Glow Discharge basing on the Mie Scattering Theory // *Book of Articles 31st ICPIG*, p.12, 2013.
65. В.И. Молотков, А.П. Нефедов, М.Ю. Пустыльник, В.М. Торчинский, В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, К. Ёшино, Жидкий плазменный

кристалл: кулоновская кристаллизация цилиндрических макрочастиц в газоразрядной плазме // Письма в ЖЭТФ, Т. 71, стр. 152-156, 2000.

66. B. M. Annaratone, A. G. Khrapak, A. V. Ivlev, G. Sollner, P. Bryant, R. Sutterlin, U. Konopka, K. Yoshino, M. Zuzic, H. M. Thomas and G. E. Morfill, Levitation of cylindrical particles in the sheath of an rf plasma // Physical Review E, V. 63, p. 036406, 2001.

67. Ivlev A.V., Konopka U., Morfill G., Joyce G., Melting of monolayer plasma crystals // Physical Review E, V. 68, pp. 026405, 2003.

68. С.Н. Антипов, М.М. Васильев, С.А. Майоров, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов, Плазменно-пылевые структуры в He-Kr тлеющем разряде постоянного тока // ЖЭТФ, Т.139, Вып. 3, стр. 554-567, 2011.

69. С.А. Майоров, О сверхзвуковом потоке ионов в легком газе // Кр. сообщ. по физ. ФИАН, №.7, стр. 44-50, 2007.

70. С.А. Майоров, О дрейфе ионов в газе во внешнем электрическом поле // Физика плазмы, Т. 35, № 9, стр. 869-880, 2009.

71. В.Е. Фортов, Л.М. Василяк, С.П. Ветчинин и др., Плазменно-пылевые структуры при криогенных температурах // ДАН, Т.382, стр. 50-53, 2002.

72. Vasiliev M.M., Alyapyshev M.M., Antipov S.N. et al., Evolution of Dusty Plasma Instabilities in Cryogenic DC Discharge, Dusty/complex Plasmas: Basic and Interdisciplinary Research, V.1397, I.1, p. 399, 2011.

73. Antipov S. N., Vasiliev M. M., Petrov O. F., Non-Ideal Dust Structures in Cryogenic Complex Plasmas // Contributions to Plasma Physics, V.52, I.3, pp. 203-206, 2012.

74. Antipov S.N., Vasiliev M.M., Alyapyshev M.M. et al., Compact Globular Structures in Cryogenic Complex Plasmas // Dusty/complex Plasmas: Basic and Interdisciplinary Research, V.1397, I.1, p. 295, 2011.

75. S.N. Antipov, M.M. Vasiliev, M.M. Alyapyshev, O.F. Petrov, V.E. Fortov, Dense dust structures in cryogenic complex plasma // J. Phys. Conf. Ser, V.511, p. 012008, 2014.

76. S.N. Antipov, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov, Dust structures in cryogenic dc discharge: Some suggestions for future research // J. Phys. Conf. Ser, V.653, p. 012134, 2015.

77. Antipov S.N., Schepers L.P.T., Vasiliev M.M. et. al., Dynamic Behavior of Polydisperse Dust System in Cryogenic Gas Discharge Complex Plasmas // Contributions to Plasma Physics, V.56, I. 3-4, pp. 296-301, 2016.

### **Список использованных источников в Главе 5:**

1. Thomas H., Morfill G., Demmel V. et al., Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasma // Physical Review Letters, V.73, p. 652, 1994.

2. Melzer A., Trottenberg T. and Piel A., Experimental Determination of the Charge on Dust Particles Forming Coulomb Lattices // Physical Letters A., V.191, p. 301, 1994.

3. Фортов В.Е., Ваулина О.С., Петров О.Ф., Шахова И.А., Гавриков А.В., Хрусталеv Ю.В., Экспериментальное исследование процессов теплопереноса для макрочастиц в пылевой плазме // Письма в ЖЭТФ, Т.82, Вып. 7-8, стр. 549-555, 2005.

4. Ваулина О. С., Петров О. Ф., Фортов В.Е., Чернышев А.В., Гавриков А.В., Шахова И.А., Семенов Ю.П., Экспериментальные исследования динамики частиц в плазме газовых разрядов // Физика плазмы, Том 29, № 8, 2003.

5. Ворона Н.А., Гавриков А.В., Иванов А.С., Петров О.Ф., Фортов В.Е., Шахова И.А., Вязкость плазменно-пылевой жидкости // ЖЭТФ, Т. 132, Вып. 4, стр. 941-948, 2007.

6. V.E. Fortov, A.V. Ivlev, S.A. Khrapak, A.G. Khrapak, G.E. Morfill, Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives // Physics reports, 421, pp. 1-103, 2005.

7. И.Ф. Люксов, А.Г. Наумовец и В.Л. Покровский. Двумерные кристаллы // Киев. Наукова думка, 1988.
8. 40 Years of Berezinskii-Kosterlitz-Thouless Theory // Ed. by J.V. Jose. World Scientific, 2013.
9. D.R. Nelson, Defects and geometry in condensed matter physics // Cambridge University Press 2002.
10. D.J. Thouless, F.D.M. Haldane, J.M. Kosterlitz, The Nobel Prize in Physics 2016 // Kungl. Vetenskaps Akademien, pp. 1-26, 4 oct. 2016.
11. В.Л. Березинский, Разрушение дальнего порядка в одномерных и двумерных системах с непрерывной группой симметрии. I. Классические системы // ЖЭТФ, Т.59, Вып. 3, стр. 907-920, 1970.
12. В.Л. Березинский, Разрушение дальнего порядка в одномерных и двумерных системах с непрерывной группой симметрии. II. Квантовые системы // ЖЭТФ, Т. 61, Вып. 3, стр. 1144-1156, 1971.
13. J.M. Kosterlitz and D. J. Thouless, Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems // J. Phys. C: Solid State Phys, V.6, pp. 1181, 1973.
14. J.M. Kosterlitz, The critical properties of the two-dimensional XY model // J. Phys. C: Solid State Phys, V.7, pp. 1046, 1974.
15. A. P. Young, Melting and the vector Coulomb gas in two dimensions // Physical Review B: Condensed Matter, V. 19, pp. 1855, 1979.
16. D.R. Nelson, B. I. Halperin, Dislocation-mediated melting in two dimensions // Physical Review B: Condensed Matter, V. 19, pp. 2457, 1979.
17. S. T. Chui, Grain-boundary theory of melting in two dimensions // Physical Review B: Condensed Matter, V. 28, p. 178, 1983.
18. K.J. Strandburg, Two-dimensional melting // Reviews of Modern Physics, V.60, pp. 161-207, 1988.
19. A. Jaster, Computer simulations of the two-dimensional melting transition using hard disks // Physical Review E, V. 59, No.3, pp. 2594-2602, 1999.

20. D. C. Glattli, E. Y. Andrei, and F. I. B. Williams, Thermodynamic measurement on the melting of a 2-Dimensional electron solid // *Physical Review Letters*, V. 60, p. 420, 1988.
21. C. A. Murray and R. A. Wenk, Microscopic particle motions and topological defects in two-dimensional hexatics and dense fluids // *Physical Review Letters*, V. 62, p. 1643, 1989.
22. A. H. Marcus and S. A. Rice, Observation of First Order Liquid-to-Hexatic and Hexatic-to-Solid Phase Transitions in a Confined Colloid Suspension // *Physical Review Letters*, V. 77, pp. 2577, 1996.
23. R. Seshadri and R. Westervelt, Hexatic-to-liquid melting transition in two-dimensional magnetic-bubble lattices // *Physical Review Letters*, V. 66, pp. 2774, 1991.
24. K. Zahn and G. Maret, Dynamic Criteria for Melting in Two Dimensions // *Physical Review Letters*, V. 85, pp. 3656, 2000.
25. R. E. Kusner, J. A. Mann, J. Kerins, and A. J. Dahm, Two-Stage Melting of a Two-Dimensional Colloidal Lattice with Dipole Interactions // *Physical Review Letters*, V. 73, pp. 3113, 1994.
26. O.S. Vaulina, I.E. Drangevski, X.G. Adamovich, O.F. Petrov, and V.E. Fortov, Two-Stage Melting in Quasi-Two-Dimensional Dissipative Yukawa Systems // *Physical Review Letters*, V. 97, pp. 195001, 2006.
27. R. A. Quinn, C. Cui, J. Goree, J. B. Pieper, H. Thomas, and G. E. Morfill, Structural analysis of a Coulomb lattice in a dusty plasma // *Physical Review E*, V. 53, pp. 2049, 1996.
28. A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, Experimental investigation of the melting transition of the plasma crystal // *Physical Review E*, V. 53, pp. 2757, 1996.
29. C. A. Knapek, D. Samsonov, S. Zhdanov, U. Konopka and G. E. Morfill, Recrystallization of a 2D plasma Crystal // *Physical Review Letters*, V. 98, pp. 015004, 2007.

30. T. E. Sheridan, Experimental work from the DONUT experiment on melting in two dimensions // *Physics of Plasmas*, V. 15, pp. 103702, 2008.
31. V. Nosenko, S. K. Zhdanov, A. V. Ivlev, C. A. Knapek, and G. E. Morfill, 2D Melting of Plasma Crystals: Equilibrium and Nonequilibrium Regimes // *Physical Review Letters*, V. 103, pp. 015001, 2009.
32. О.Ф. Петров, М.М. Васильев, Й. Тун, К.Б. Стаценко, О.С. Ваулина, Е.В. Васильева, В.Е. Фортов, Двумерный фазовый переход в сильнонеидеальной пылевой плазме // *ЖЭТФ*, том 147, вып.2, стр. 372, 2015.
33. D.R. Nelson, Defects and geometry in condensed matter physics // Cambridge University Press, 2002.
34. K.J. Strandburg, Bond-Orientational Order in Condensed Matter Systems // Springer, New York, 1992.
35. Е.В. Васильева, О.С. Ваулина, Ориентационный порядок и формирование топологических дефектов в двумерных системах // *ЖЭТФ*, Т. 144, Вып. 1(7), стр. 195 -204, 2013.
36. Васильева Е.В., Структурные свойства и пространственная корреляция в пылевой плазме // Дис. к-та физ.-мат. наук, ОИВТ РАН, Москва, 2013.
37. O.F. Petrov, M.M. Vasiliev, O.S. Vaulina et. al., Solid-hexatic-liquid transition in a two-dimensional system of charged dust particles // *EPL*, V. 111 (4), pp. 45002, 2015.
38. O. S. Vaulina and I. E. Drangevski, Transport of macroparticles in dissipative two-dimensional Yukawa systems // *Physica Scripta*, V. 73, pp. 577-586, 2006.
39. A. Derzsi, A. Zs. Kovacs, Z. Donko, and P. Hartmann, On the metastability of the hexatic phase during the melting of two-dimensional charged particle solids // *Physics of Plasmas*, V. 21, pp. 023706, 2014.
40. Dmitriy S. Chekmarev, David W. Oxtoby, and Stuart A. Rice, Melting of a quasi-two-dimensional metallic system // *Physical Review E*, V.63, pp. 051502, 2001.

41. Y. Han, N. Y. Ha, A. M. Alsayed, and A. G. Yodh, Melting of two-dimensional tunable-diameter colloidal crystals // *Physical Review E*, V. 77, pp. 041406, 2008.
42. Dongxu Li and Stuart A. Rice, Melting of quasi-two-dimensional crystalline Pb supported on liquid Ga // *Physical Review E*, V. 72, pp. 041506, 2005.
43. H. Pang, Q. Pan, and P. H. Song, Molecular dynamics study of two-dimensional melting transition in copper via the embedded atom method // *Physical Review B*, V. 76, pp. 064109, 2007.
44. Dmitriy S. Chekmarev, David W. Oxtoby, and Stuart A. Rice, Melting of a quasi-two-dimensional metallic system // *Physical Review E*, V. 63, pp. 051502, 2001.
45. C. Udink and J. van der Elsken, Determination of the algebraic exponents near the melting transition of a two-dimensional Lennard-Jones system // *Physical Review B*, V. 35, pp. 279, 1987.
46. J. M. Burgers, Geometrical considerations concerning the structural irregularities to be assumed in a crystal // *Proceedings of the Physical Society*, V. 52, No.1, pp. 23–33, 1940.
47. C. Kittel, *Introduction to solid state physics* // Wiley, Toronto, 1976.
48. W.K. Qi, Z. Wang, Y. Han, Y. Chen, Melting in two-dimensional Yukawa systems: A Brownian dynamics simulation // *The Journal of chemical physics*, V.133 (23), pp. 234508, 2010.
49. Jan Tobochnik and G.V. Chester, Monte Carlo study of melting in two dimensions // *Physical Review B*, V. 25, pp. 6778, 1982.
50. Френкель Я. И., *Кинетическая теория жидкостей* // Изд-во АН СССР, 1945 и Л.: Наука, 1975.
51. Косс К.Г., Стаценко К.Б., Мясников М.И., Петров О.Ф., Анализ фазовых переходов в двумерных кулоновских кластерах методом динамической энтропии // *Письма в ЖЭТФ*, Т.102, Вып. 9(10), стр.: 745-751, 2015.

52. X.G. Koss, O.F. Petrov, M.I. Myasnikov, K.B. Statsenko and M.M. Vasiliev, Melting of small clusters with Yukawa interaction potential research // J. Phys. Conf. Ser, V.653, p. 012135, 2015.

53. К.Г. Косс, О.Ф. Петров, М.И. Мясников, К.Б. Стаценко, М.М. Васильев, Фазовые переходы и динамическая энтропия в малых двумерных системах: эксперимент и численное моделирование // ЖЭТФ, Т.123, Вып.1, стр. 98-107, 2016.

### **Список использованных источников в Главе 6:**

1. С.Ф. Савин, Л.Г. Дьячков, М.М. Васильев, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов, Формирование кулоновских кластеров заряженными диамагнитными макрочастицами в неоднородном магнитном поле // Письма в ЖТФ, Т.35, Вып. 24, стр. 42-51, 2009.

2. S.F. Savin, L.G. D'yachkov, M.M. Vasiliev, O. F. Petrov, and V. E. Fortov., Clusters of charged diamagnetic particles levitating in nonuniform magnetic field // EPL, V.88, p.64002, 2009.

3. A. Geim. // Phys. Today. 1998. V. 51. N. 9. P. 36.

4. Тамм И.Е., Основы теории электричества // М.: Наука, 1966.

5. Кадомцев Б.Б., Коллективные явления в плазме // М.: Наука, 1976.

6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Теория поля // М.: Наука, 1976.

7. Савин С.Ф., Марков А.В., Петров О.Ф., Фортов В.Е. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, Т.6, стр. 55–58, 2004.

8. Борисенко А.М., Калери А.Ю., Марков А.В., Савин С.Ф., Чурило КВ., Васильев М.М., Мясников М.И., Петров О.Ф., Фортов В.Е., Емельянов Г.А., Левтов В.Л., Романов ВВ. Космический эксперимент «Кулоновский кристалл» на МКС // В сб. «Космический форум 2011, 50-летию полёта в космос Ю.А. Гагарина», Звёздный городок, 2011.

9. С. Ф. Савин, Л. Г. Дьячков, М. И. Мясников, О. Ф. Петров, М. М. Васильев и др., Кулоновский ансамбль заряженных диамагнитных



макрочастиц в неоднородном магнитном поле в условиях микрогравитации // Письма в ЖЭТФ, Т.94, Вып. 7, стр. 548-552, 2011.

10. O. F. Petrov, M. I. Myasnikov, L. G. D'yachkov, M. M. Vasiliev et. al, Coulomb clusters of dust particles in a cusp magnetic trap under microgravity conditions // PHYSICAL REVIEW E, V.86, p.036404, 2012.

11. T.S. Ramazanov, L.G. D'yachkov, K.N. Dzhumagulova, M.T. Gabdullin, M.K. Dosbolayev, Y.A. Ussenov, Zh.A. Moldabekov, O.F. Petrov, M.M. Vasiliev et. al., Experimental investigations of strongly coupled Coulomb systems of diamagnetic dust particles in a magnetic trap under microgravity conditions // EPL, V. 116, pp. 45001, 2016.

12. Мясников М.И., Дьячков Л.Г., Петров О.Ф., Васильев М.М. и др., Кулоновский разлет диамагнитных пылевых частиц в антипробкотронной магнитной ловушке в условиях микрогравитации // ЖЭТФ, Т. 151, Вып. 2, стр. 372–378, 2017.

13. V.L. Ginzburg, E.A. Andryushin, Superconductivity // World Scientific, 2004.

14. J.G. Bednorz, K.A. Muller, Possible high  $T_c$  superconductivity in the Ba-La-Cu-O system // Zeitschrift fur physik b-condensed matter, V.64, I.2, pp.189-193, 1986.

15. A.A. Pelmenev, I.N. Krushinskaya, I.B. Vykhalo, Optical spectroscopy and current detection during warm-up and destruction of impurity–helium condensates // Low Temperature Physics, V.41, pp.419-423, 2015.

16. М. М. Васильев, О. Ф. Петров, К. Б. Стаценко, Кулоновские структуры из заряженных макрочастиц в статических магнитных ловушках при криогенных температурах // Письма в ЖЭТФ, Т.102, Вып.11, стр. 881–885, 2015.

17. Vasiliev M.M., Petrov O.F., Statsenko K.B., Clusters of the Charged Dust Particles in a Magnetic Trap at Cryogenic Temperatures // J. Phys. Conf. Ser, V.653, p.012133, 2015.

18. В.Е. Фортов, А.П. Нефедов, О.Ф. Петров, А.А. Самарян, А.В. Чернышев, Сильнонеидеальная классическая термическая плазма: экспериментальное изучение упорядоченных структур макрочастиц // ЖЭТФ, Т.111, Вып. 2, стр. 467-477, 1997.

19. Fortov V.E., Nefedov A.P., Petrov O.F., Samarian A.A., and Chernyshev A.V., Emission Properties and Structural Ordering of Strongly Coupled Dust Particles in a Thermal Plasma // Physics Letters A, V. 219, p. 89, 1996.

20. F.A. Lindemann, The calculation of molecular vibration frequencies // Zeitschrift für Physik, V.11, pp. 609-612, 1910.

## **Благодарности**

Автор искренне признателен своему научному консультанту и руководителю Петрову О.Ф. за обсуждения задач и постоянное внимание к работе, Майорову С.А. за ценные рекомендации и полезные дискуссии. Особую благодарность автор хотел бы выразить коллегам Дьячкову Л.Г. за помощь при анализе результатов и Вальяно Г.Е. за помощь в исследовании макрочастиц методом РЭМ. А также своим коллегам Стаценко К.Б., Лисину Е.А., Косс К.Г., Васильевой Е.В., Кононову Е.А., Савину С.Ф., Мясникову М.И., Антипову С.Н. за всестороннюю поддержку.