

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

УДК 533.9

На правах рукописи

АЛЕКСЕЕВСКАЯ АНАСТАСИЯ АЛЕКСАНДРОВНА

**Активные броуновские частицы и их структуры в плазме высокочастотного  
емкостного разряда**

1.3.9 - физика плазмы

Диссертация

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Васильев Михаил Михайлович

**Москва 2023**

## Содержание:

Введение.....	3
Глава 1 Обзор литературных источников .....	13
Глава 2 Экспериментальный стенд и средства диагностики для изучения коллоидной плазмы.....	17
Заключение и выводы по Главе 2.....	21
Глава 3 Квазидвумерные плазменно-пылевые системы в приэлектродной области ВЧ разряда.....	22
3.1 Формирование малых кластеров и их динамика в ВЧ разряде.....	22
3.2 Монослойные структуры с различной анизотропией в радиальном направлении.....	47
3.3 Формирование направленного движения в плазменно-пылевых структурах в приэлектродной области ВЧ разряда при воздействии лазерного излучения.....	69
3.4 Выводы по Главе 3.....	78
Глава 4. Динамические и структурные переходы в квазидвумерной системе янус-частиц в ВЧ разряде .....	80
4.1 Описание эксперимента.....	80
4.2 Обработка и анализ экспериментальных данных.....	81
4.3 Выводы по Главе 4.....	93
Заключение.....	95
Литература.....	97

## Введение

Коллоидная плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий заряженные частицы конденсированного вещества. Для обозначения таких систем используется также термин "пылевая плазма".

Пылевая плазма широко распространена в природе. Она присутствует в планетных кольцах, хвостах комет, в межпланетных и межзвездных облаках. Пылевая плазма обнаружена вблизи искусственных спутников и ионосферы земли, вблизи космических аппаратов, а также в различных технологических процессах, в том числе в термоядерных установках с магнитным удержанием. Поэтому исследованиям пылевой плазмы посвящено большое количество работ.

Появление макрочастиц в плазме может реализовываться в различных техпроцессах, где есть контакт плазмы со стенкой газоразрядной камеры или электродами. В ряде таких технологических процессов наличие пыли является нежелательным фактором, например, в установках термоядерного синтеза или при производстве микрочипов методом плазменного травления. В этом случае требуется разработка методов управления пылевыми частицами с целью удаления их из газоразрядной области. В ряде случаев пылевые частицы в плазму вводятся преднамеренно, например, для плазменной сепарации, модификации поверхностных свойств и их химической активностью, изменения смачиваемости, получения композитных порошков и др. Размер частиц, дисперсный состав, структура и состав порошка могут быть заданы в соответствии со специфическими требованиями конкретной технологии. В связи с этим, в прикладных исследованиях пылевой плазмы могут быть выделены такие направления как технологии модификации поверхностей, где сама поверхность пылевых частиц является предметом обработки. С целью получения частиц, обладающих специфическими свойствами, может быть использовано плазменное напыление, поверхностная активация, травление или разделение пылевых комплексов в плазме. Другим направлением является получение новых наноструктурных материалов, таких, например, как тонкие пленки с включением частиц нанометрового размера. Это особенно востребовано при

разработке и создании активных броуновских частиц, в частности броуновских моторов, которые находят свое применение в медицине, химии, микробиологии и других областях.

Экспериментальное изучение коллоидной плазмы проводится преимущественно в газовых разрядах низкого давления (при давлениях  $1-10^3$  Па). Газоразрядная плазма в этих экспериментах является неизотермической, температура ионов много ниже температуры электронов. При этом концентрация ионов и электронов в плазме тлеющего разряда составляет  $10^8-10^{10}$  см<sup>-3</sup>. Диаметр макрочастиц, используемых в лабораторных экспериментах, обычно составляет от 1 - 10 мкм. Благодаря высокой подвижности электронов неземитирующие пылевые частицы, вводимые в газоразрядную плазму, приобретают в ней значительный отрицательный заряд (величиной около  $Z = 10^3-10^5$  элементарных зарядов). В результате этого частицы сильно взаимодействуют и могут формировать квазистационарные пылевые структуры, подобные жидкости или кристаллу.

Энергия взаимодействия заряженных частиц  $\propto Z^2$  может быть существенно выше энергии их теплового движения, что характерно для сильнонеидеальных систем. 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  $T_d$ :

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

- среднее расстояние между частицами.

На основе модели однокомпонентной плазмы было показано, что при  $\Gamma > 1$  в системе зарядов появляется ближний порядок, а при  $\Gamma \sim 10^6$  однокомпонентная плазма «кристаллизуется».

Плазменно-пылевая система является принципиально открытой, поскольку в ней существует обмен энергией и веществом со средой. Так со стороны плазмы на поверхность пылевых частиц есть потоки электронов и ионов, частицы заряжаются и

взаимодействуют с электрическими полями, т.е. возможна «подкачка» энергии со стороны электромагнитных полей; на поглощающие излучение макрочастицы действует радиометрическая сила; на поверхности частицы могут рекомбинировать ионы и осаждаться атомы из плазмообразующего газа; возможен унос вещества с поверхности частицы в результате ее ионного травления («etching»); при взаимодействии макрочастиц с нейтралами буферного газа, возникает канал диссипации энергии.

Ключевым свойством открытых и диссипативных систем является их способность к самоорганизации и эволюции. В таких системах возникает механизм «сброса» энтропии, в результате чего может наблюдаться их усложнение (эволюция). В отличие от термодинамически замкнутых систем, где подвод энергии приводит к росту температуры (и энтропии), в открытых системах энергия может преобразовываться, например, в направленное (не тепловое) движение, формирование сложных структур, накопление (запасание) энергии.

Коллективное поведение частиц в коллоидной плазме, при котором наблюдается выстраивание векторов скорости ее отдельных частиц, является примером такой самоорганизации. Развитие волнового процесса, формирование вихревого движения, направленного течения в пылевой структуре являются экспериментальными примерами самоорганизации в пылевой плазме.

В нашей работе предложен механизм прецизионного управления состоянием структур пылевых макрочастиц вдали от равновесия (на характер и интенсивность активного движения), левитирующих в газоразрядной плазме, заключающийся в воздействии лазерного излучения на поглощающую поверхность макрочастиц.

Пылевая плазма исследуется в различных типах тлеющего газового разряда (ВЧ-разряде или тлеющем разряде постоянного тока). В тлеющем разряде образовывается преимущественно трехмерная структура, и при низких температурах формируются различные неустойчивости, возникают солитоны, нелинейные волны и т.д. В нашей лаборатории был проведен эксперимент, посвященный исследованию акустической неустойчивости в плазме тлеющего разряда [9]. В ВЧ-разряде

формируются в основном двумерные системы, изучению которых и посвящена данная работа.

### **Актуальность темы исследования**

Коллоидная (пылевая) плазма широко распространена в природе. Она может быть обнаружена, например, в планетарных кольцах или вблизи комет, в межзвездных пылегазовых облаках, в припланетной ионосфере Земли и вокруг ее искусственных спутников, может такая плазма с конденсированной фазой возникать и в различных технологических процессах, а именно, в установках термоядерного синтеза с магнитным удержанием, микроэлектронике, в процессах плазменной сепарации. В коллоидных открытых системах возможно формирование структур активных броуновских частиц. Такие частицы могут найти свое применение как основа композитных материалов с заданными свойствами нового поколения, для транспортировки лекарственных средств, в приложениях микробиологии и коллоидной химии. Таким образом, изучение свойств и методов диагностики пылевой плазмы и разработка способов управления ее пылевой компонентой – актуальное и перспективное направление исследований.

**Цель диссертационной работы** заключалась в экспериментальном изучении динамики активных броуновских частиц и образованных ими структур в плазме тлеющего высокочастотного разряда емкостного типа.

**Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:** модифицирован экспериментальный стенд для формирования и диагностики квазидвумерных ансамблей макрочастиц с высокой аксиальной симметрией в плазме высокочастотного газового разряда; проведены экспериментальные исследования динамических и структурных свойств кластеров и протяженных пылевых структур в широком диапазоне параметров газового разряда; проведен анализ экспериментально наблюдаемых явлений и характеристик квазидвумерных структур активных броуновских макрочастиц в газоразрядной плазме; установлены механизмы, описывающие экспериментально наблюдаемые явления.

## Научная новизна работы

В данной работе представлено исследование квазидвумерных систем в газоразрядной плазме высокочастотного емкостного разряда низкого давления. Экспериментально показано, что в приэлектродной области ВЧ-разряда возможно формирование как однородных квазидвумерных структур заряженных частиц, так и с неизотропным распределением частиц в радиальном направлении: разреженных на периферии и более плотных в центре, и наоборот, более плотных по краям и разреженных в центральной части. Показано, что, меняя мощность разряда и/или давление плазмообразующего газа, можно влиять на радиальное распределение межчастичного расстояния в пылевом монослое и на однородность структуры.

В работе исследовано формирование «течения» в квазидвумерной плазменно-пылевой системе активных броуновских частиц при воздействии лазерного излучения. При этом свойства поверхности частиц и их способность к поглощению лазерного излучения влияют как на динамические свойства самих частиц, так и на кинетику процесса развития пылевого «течения». Экспериментально исследовано формирование «течения» для монослойных структур с различной степенью упорядоченности (параметром неидеальности). Чем больше параметр неидеальности в системе, тем выше пороговое значение мощности лазерного излучения, при котором возникает течение в структуре. Для частиц с поглощающей лазерное излучение поверхностью (с металлической оболочкой) при воздействии на часть структуры наблюдалось формирование не только направленного движения в этой области, но и кинетический разогрев всей структуры.

Было экспериментально исследовано формирование кластеров и протяженных квазидвумерных структур активных броуновских частиц с анизотропией свойств (т.н. Янус-частиц) и их динамики в плазме низкого давления. Экспериментально обнаружено, что при малых мощностях лазера характер движения таких частицы является преимущественно направленно-хаотическим. С ростом мощности лазерного излучения сперва наблюдается уменьшение их кинетической энергии, а затем заметный рост. Для малого кластера, состоящего из 19 частиц (2 оболочки),

обнаружено, что с ростом мощности лазерного излучения наблюдается уменьшение их динамической энтропии. При этом с ростом кинетической энергии частиц фрактальная размерность для ими образованной системы уменьшалась. Это фактически означает, что повторяемость динамических образцов поведения (траекторий) отдельных частиц уменьшается.

Экспериментально было исследовано формирование протяженных квазидвумерных структур из  $\sim 10^3$  частиц и проведен анализ их динамических характеристик: траекторий, среднеквадратичного смещения, кинетической энергии. На основе анализа парных корреляционных функций, параметра неидеальности системы, топологических дефектов было изучено изменение упорядоченности структуры при различных значениях мощности лазерного излучения. Так, с увеличением мощности лазерного излучения от 0.05 Вт до 1.5 Вт наблюдался рост параметра неидеальности  $\Gamma^*$  в системе от 180 до 240 и уменьшение числа дислокаций и дисклинаций в системе.

Дальнейшее увеличение мощности лазерного излучения с 1.5 до 4 Вт приводило к кинетическому разогреву пылевой структуры. При значении мощности лазерного излучения 2.5 Вт пропадало «расщепление» второго максимума парной корреляционной функции, что свидетельствует об исчезновении гексагональной кристаллической решетки и формировании жидкоподобной структуры.

### **Положения, выносимые на защиту:**

- 1) Формирование квазидвумерных кластеров активных броуновских макрочастиц и их динамика в плазме высокочастотного разряда емкостного типа. Результаты анализа траекторий, среднеквадратичного смещения, изменения их кинетической энергии, фрактальной размерности и динамической энтропии при различных значениях плотности мощности лазерного излучения.
- 2) Экспериментальное обнаружение упорядочивания структуры кластера с увеличением плотности мощности лазерного излучения. При увеличении мощности лазерного излучения на поглощающей поверхности частиц в 10 раз,



наблюдается структурный фазовый переход с увеличением эффективного параметра неидеальности с  $\Gamma^* \sim 120$  до 330.

- 3) Условия формирования квазидвумерных структур заряженных макрочастиц в параболической электростатической ловушке с изотропным и неизотропным распределением частиц в радиальном направлении.
- 4) Формирование направленного движения активных броуновских макрочастиц в монослойной плазменно-пылевой структуре в ВЧ разряде. Экспериментальное обнаружение порогового характера развития «течения» и его зависимость от степени корреляции пылевой системы и свойств поверхности пылевых частиц.
- 5) Формирование протяженных квазидвумерных структур из янус-частиц и их динамика в плазме высокочастотного разряда емкостного типа. Результаты анализа траекторий, среднеквадратичного смещения, кинетической энергии и топологических дефектов.

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

Вопрос о возникновении упорядоченности в открытых системах, далеких от равновесия - один из важнейших вопросов современного естествознания. В таких науках как биология и химия диссипативные структуры играют особую роль. Например, периодические реакции в химии, разнообразные коллективные явления в биологических средах, морфогенез и проблема предбиологической эволюции. С точки зрения физики ведутся исследования самоорганизации и фазовых переходов открытых диссипативных систем. Диссипативная самоорганизация – это фазовый переход структур вдали от состояния равновесия (например, 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.

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

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 и апробация результатов работы**

Представленные в данной диссертационной работе результаты экспериментальных исследований с высокой точностью воспроизводятся в многочисленных экспериментах. Работа обобщает результаты, представленные в научных публикациях автора.

Автор диссертации выступал с докладами на 57-й, 58-й, 59-й, 60-й, 61-й, 62-й и 63-й конференциях МФТИ. Принимала участие в 32-й, 33-й, 34-й конференциях: International Conference on Equations of State for Matter and International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes, Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia. По теме исследований опубликованы 5 научных работ в ведущих зарубежных и российских рецензируемых научных журналах из перечня ВАК:

1. F. M. Trukhachev, R. E. Boltnev, **A. A. Alekseevskaya**, M. M. Vasiliev, O. F. Petrov // Dust-acoustic waves in weakly-coupled (gaseous) cryogenic dusty plasma // Physics of Plasmas 2021, 28(9):093701; DOI:10.1063/5.0058560
2. Mikhail M. Vasiliev, Oleg F. Petrov, **Anastasiya A. Alekseevskaya**, Alexander S. Ivanov and Elena V. Vasilieva // Dynamic Effects of Laser Action on Quasi-Two- Dimensional Dusty Plasma Systems of Charged Particles // Molecules 2020, 25(15), 3375; <https://doi.org/10.3390/molecules25153375>
3. **Anastasiya A. Alekseevskaya**, Elena V. Vasilieva, Anatoly V. Filippov, Mikhail M. Vasiliev and Oleg F. Petrov // Isotropic and Anisotropic Monolayer Structures in RF Discharge Plasma // Molecules 2023, 28(7), 3259; <https://doi.org/10.3390/molecules28073259>
4. К. Г. Косс, И. И. Лисина, М. М. Васильев, **А. А. Алексеевская**, Е. А. Кононов, О. Ф. Петров // Фрактальное броуновское движение коллоидных частиц в плазме // Физика плазмы, 2023, Т. 49, № 1, стр. 33-41; DOI: 10.31857/S0367292122600972
5. Ф. М. Трухачёв, Р. Е. Болтнев, **А. А. Алексеевская**, М. М. Васильев, О. Ф. Петров, Нелинейные пыле-акустические волны в околоидеальной (газоподобной) криогенной пылевой плазме тлеющего разряда // Физика плазмы, 2023, Т. 49, № 1, стр. 85-9, DOI: 10.31857/S0367292122600923

### **Личный вклад автора**

Все представленные в диссертационной работе результаты получены автором лично или при его непосредственном участии. Автор принимал участие в подготовке и проведении экспериментальных работ, обработке и анализе результатов. Также автор принимал участие во всех совместных обсуждениях результатов и подготовке рукописей к публикации.

## **Структура и объем диссертации**

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка используемой литературы. Общий объем работы составляет 107 страниц, включая 61 рисунок, 5 таблиц и список цитируемой литературы, содержащий 110 наименований.

## Глава 1. Обзор литературных источников.

В последнее годы появляется все большее число работ, посвященных исследованию систем активной материи, в том числе систем, состоящих из активных броуновских частиц в коллоидной плазме. Активные броуновские частицы – это частицы, способные преобразовывать энергию внешнего источника в энергию собственного (не теплового) движения [54-56]. Коллоидная плазма является открытой диссипативной системой, в которой заряженные гранулы микронных и субмикронных размеров левитируют в плазме и из-за сильного электростатического взаимодействия между собой образуют тем или иным образом упорядоченные структуры: цепочечные, вихревые, автоколебательные, кристаллические и т.д. Подобные системы удастся исследовать на кинетическом уровне, наблюдая и анализируя движение отдельных частиц системы. Принципиальным свойством таких систем является их способность к самоорганизации [57] – формированию коллективных движений (вихрей [58], солитонов [59] и т.д.), усложнения структур, в т.ч. неравновесных фазовых переходов [60]. Особенностью формирования систем частиц в коллоидной плазме является наличие электростатической ловушки (конфаймента), которая позволяет удерживать от разлета одноименно заряженные в плазме гранулы. Этот конфаймент может оказывать значительное влияние на свойства таких систем. Впервые неоднородность плотности в электростатической ловушке систем частиц, взаимодействие которых описывается экранированным кулоновским потенциалом, обсуждалось в работах [61] и [62]. В работе [63] обсуждалось влияние параболической ловушки на радиальное распределение межчастичного расстояния в системе. В ряде численных и теоретических работ [63-68] авторы заявляют о принципиальной радиальной неоднородности пылевого монослоя, в частности, утверждая, что в монослойной структуре межчастичное расстояние на периферии структуры больше межчастичного расстояния в ее центре. Таким образом, ставится под сомнение сам термин «плазменно-пылевой кристалл» применительно к упорядоченным системам пылевых частиц в плазме газовых разрядов.

В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты, подтверждающие факт того, что межчастичное расстояние в пылевом монослое (которое зависит от параметров газового разряда) может быть не только неизотропным, более разреженным на периферии структуры, но и изотропным по всему ее диаметру, и снова неизотропным, но уже более разреженным в центральной части структуры. Это важный факт, который необходимо принципиально учитывать при постановке экспериментальных исследований различных процессов в таких системах, включая кинетику фазовых переходов, формирование направленных течений, развитие колебательного процесса и др. При этом следует вначале задавать параметры разряда для получения монослоя с изотропными свойствами, и далее, не меняя параметров разряда, изменять свойства структуры, внося внешнее возмущение, например, лазерным излучением в случае кинетического разогрева активных броуновских макрочастиц в результате фотофореза.

Изучение движения активных броуновских частиц и управление ими – задача, актуальная для различных областей науки и технологии, в том числе для медицины, биологии, разработки “умных” материалов [1]. Активная материя обладает способностью брать энергию из окружающей среды и переходить в состояние, далёкое от равновесия [2]. Благодаря этой способности поведение таких систем может сильно отличаться от поведения термодинамически равновесных систем, что представляет обширное поле для фундаментальных исследований. В частности, в активной материи могут наблюдаться специфические динамические фазовые переходы и коллективные явления [1, 3]. Самые яркие примеры активных, или самодвижущихся, частиц – объекты живой природы: подвижные клетки [4], микроорганизмы [5, 6], насекомые [7, 8]; даже поведение крупных животных может быть описано в рамках модели активных броуновских частиц [9, 10]. Огромно разнообразие искусственных активных частиц: среди них коллоиды в буферной среде [11, 12], химически активируемые гранулы [13-15] и даже механические объекты [16-19]. В системах АБЧ наблюдаются явления кластеризации [20], самопроизвольного механического разделения фаз (motility-induced phase separation, MIPS) [21, 22], необычного взаимодействия частиц с препятствиями [23, 24]. Эффект неравновесной

сепарации таких коллоидов может использоваться для самосборки [25]. Среди способов создания активной материи следует отдельно отметить янус-частицы, названные так в честь двуликого бога древнеримской мифологии. Это объекты, состоящие из двух или более частей, различающихся по своим физическим или химическим свойствам, зачастую противоположных друг другу [26, 27]. Янус-частицы могут иметь анизотропные оптические, электрические, магнитные и другие свойства, что создаёт широкие возможности для исследований [28].

Один из примеров активной материи, которую удобно создавать, наблюдать и анализировать – это дисперсные микрочастицы в плазме газовых разрядов и иных разреженных средах. В настоящее время в этой области ведется большое число исследований. Протяжённые системы активных частиц в ВЧ-разряде исследуются в работах [29, 30], малые системы (пылевые кластеры) в ВЧ-разряде [31, 32], структуры активных частиц при криогенных температурах [33], разряде постоянного тока [34]. Важная особенность таких систем, в отличие от исследуемых в большинстве теоретических и экспериментальных работ по активным системам – то, что вязкость среды, окружающей частицы, мала. При движении частицы в среде малой плотности (например, газообразной) числа Рейнольдса высоки, и необходимо принимать во внимание инерцию частицы [35]. К таким “инертным” частицам относятся гранулы, самодвижущиеся на вибрирующей подложке или имеющие вибрационный мотор [16, 18], минироботы [17], насекомые [36] и микроколлоиды в плазме, рассматриваемые в настоящей работе. В целом, динамика активных броуновских частиц в газоразрядной плазме существенно отличается от поведения активных коллоидов в жидкости, т.к. вязкость буферного газа может быть на несколько порядков меньше. Численное исследование таких систем было проведено в работе [37].

Так как активные броуновские частицы в газовой среде – сравнительно новый и неизученный объект, представляет интерес исследование движения отдельно взятых частиц. Такие эксперименты были проведены в работах [38, 39]. В работе [38] экспериментально и теоретически изучен механизм проявления активности у янус-частиц в ВЧ-разряде, облучаемых плоским лазерным пучком, а также представлены экспериментально полученные различные типы траекторий таких янус-частиц. В

работе [39] проведено экспериментальное сравнение движения в ВЧ-разряде коллоидных частиц различных типов: пластиковой непоглощающей частицы (меламин-формальдегид), поглощающей частицы с тонкой металлической оболочкой, а также янус-частицы - пластиковой частицы, частично покрытой металлом. Продемонстрирован механизм преобразования энергии облучающего лазера в кинетическую энергию движения частиц.

Важным вопросом при исследовании одиночных активных частиц, равно как и структур, состоящих из них, является количественный анализ реакции исследуемой системы на внешние воздействия. Показано [39], что при воздействии лазерным излучением кинетическая энергия частиц растёт.

В исследуемых открытых системах микрочастиц постоянно присутствует приток внешней энергии (которую активные частицы способны преобразовывать в кинетическую энергию движения), они являются открытыми, и применить методы классической термодинамики не представляется возможным. Тем не менее, открытые системы могут эволюционировать при изменении внешних условий, и для количественной оценки сложности их состояния используются различные подходы [40]. Наиболее удобным для изучения нашего объекта - коллоидных частиц в плазме – представляется вычисление фрактальной размерности их траекторий. [40, 41] В настоящей работе мы используем методику вычисления фрактальной размерности и области локализации частицы из динамической энтропии первого пересечения [42, 43]. С помощью этих характеристик мы можем проследить эволюцию движения частицы при изменении её кинетической энергии.



## Глава 2. Экспериментальный стенд и средства диагностики для изучения коллоидной плазмы.

Для решения экспериментальных задач по изучению свойств плазменно-пылевой жидкости был модифицирован экспериментальный стенд (рисунок 2.1), который позволяет варьировать параметры пылевой плазмы высокочастотного разряда емкостного типа в широких пределах, а также осуществлять воздействие на исследуемую пылевую структуру лазерным излучением.

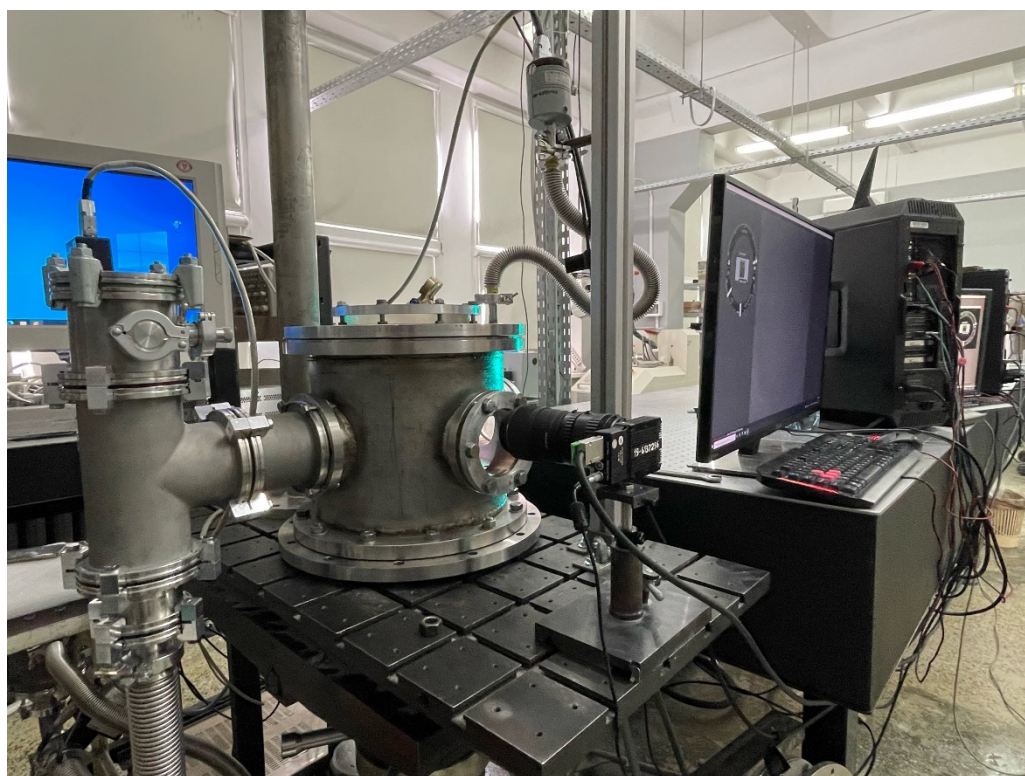


Рисунок 2.1. Экспериментальная установка

Схема установки представлена на рисунке 2.2. Основными элементами экспериментального стенда являются его вакуумная система, электрическая часть, обеспечивающая генерацию плазмы и комплекс для диагностики пылевой компоненты в газовом разряде. Вакуумная часть, в свою очередь, состоит из газоразрядной вакуумной камеры и системы, которая контролирует напуск газа и давление в камере.

Газоразрядная вакуумная камера представляет собой металлический цилиндр с оптическими окнами (иллюминаторами): один в верхней части камеры и три в ее боковой поверхности. Диаметр каждого бокового иллюминатора составляет 10 см, которые используются для подсветки и воздействия лазерным излучением, а также для осуществления видеосъемки структуры в горизонтальной плоскости (вид сбоку). Смотровое окно в верхней части камеры имеет диаметр 30 см и используется для получения видеоизображения структуры в вертикальной плоскости (вид сверху).

Вакуумная система состоит из последовательно соединенных форвакуумного и турбомолекулярного насосов. Для регулировки скорости подачи и откачки атмосферы в газоразрядной камере используется вакуумный затвор с электроприводом и обратной связью с цифровым датчиком давления, расположенного в верхней части вакуумной камеры. Сперва газоразрядная камера откачивается до давления  $10^{-2}$  Па с помощью форвакуумного насоса, после чего начинается откачка турбомолекулярным насосом до остаточного давления не хуже  $10^{-5}$  Па. Далее в систему подается плазмообразующий (буферный) газообразный аргон. Для экспериментальных наблюдений значение давления обычно устанавливается в диапазоне 1-10 Па. В качестве датчика давления использовался емкостной вакуумметр «Баратрон», точность измерения которого составляла 0.05%. Блок электронного управления получает сигнал с датчика давления и регулирует положение клапана, автоматически подстраивая скорость удаления газа из вакуумной системы. Все это позволяет поддерживать необходимое для эксперимента давление. Для наполнения камеры воздухом (при необходимости ее дальнейшей разгерметизации и открытия) к ней присоединен клапан напуска атмосферы.

Электрическая часть состоит из ВЧ генератора, плоских медных электродов, расположенных внутри камеры и согласующего устройства. При подаче напряжения 300 В с несущей частотой 13,56 МГц на электроды от ВЧ генератора между электродами зажигался ВЧ емкостной разряд. Диаметр электродов во всех экспериментах составлял 19 см. Они располагались в газоразрядной камере горизонтально на диэлектрических стойках на расстоянии 5 см друг от друга. Для данной установки возможна регулировка мощности для генерации плазмы в

диапазоне от 0.1 до 30 Вт. При этом минимизация отраженной мощности обеспечивалась согласующим устройством.

Над верхним электродом был закреплен специальный цилиндрический контейнер с сетчатым дном, внутри которого располагались микрочастицы. Инжекция частиц в область разряда обеспечивалась механическим воздействием на контейнер с помощью постоянного магнита. После инъекции частиц контейнер перемещался в периферийную область камеры, для предотвращения перекрытия изображения пылевой структуры, снимаемого видеокамерой, расположенной сверху. В экспериментах использовались различные типы частиц: монодисперсные сферические пластиковые частицы, пластиковые частицы с металлическим (медным) покрытием, частично покрытые металлом пластиковые частицы. Инжекция и наблюдение за формируемыми структурами в приэлектродной области газового разряда осуществлялось через отверстие в верхнем электроде диаметром 8 см.

Для прецизионного позиционирования в горизонтальной плоскости электродов, и, таким образом, обеспечения формирования монослойных структур была разработана двухступенчатая система позиционирования. На первом этапе горизонтальность обеспечивалась при установке электродов в камеру, посредством классического гидростатического нивелира. На втором этапе, после формирования структуры в газоразрядной плазме, посредством варьирования давления газа и мощности разряда в ней формировалась область разрежения (войд). Если вакуумная камера и электроды в ней оказывались отклоненными от горизонтального положения, то войд находился не в центре пылевой структуры, а был смещен в ее периферийную часть. Поэтому посредством микрометрических винтов камера дополнительно выравнивалась так, чтоб войд находился в центре структуры. Таким образом обеспечивалось прецизионное выравнивание электродов в горизонтальной плоскости, не доступное другими методами.

Для предотвращения разлета частиц в горизонтальном направлении на нижний электрод помещалось металлическое кольцо, которое обеспечивало формирование параболической электростатической ловушки. Диаметр данного кольца подбирался в соответствии с размером исследуемой плазменно-пылевой системы.

Для визуального наблюдения плазменно-пылевой структуры производилась подсветка лазерным излучением. В наших экспериментах использовался аргоновый лазер с длиной волны 514 нм. Коррелированность структуры и ее «фазовые» состояния менялись посредством воздействия на структуру расширенным однородным пучком аргонового лазера, а для локального воздействия, например, для формирования «течения» использовался дополнительный лазерный пучок, генерируемый твердотельным лазером.

Для регистрации частиц использовались две видеокамеры. Одна видеокамера располагалась сбоку газоразрядной камеры, вторая - над установкой. В результате были получены видеоизображения плазменно-пылевой структуры «вид сверху» и «вид сбоку». Видеокамеры были синхронизированы. Размеры кадра составляли 1440/1440 пикселей, а частота съемки 400 кадров/сек. После обработки видеоизображения были получены различные характеристики пылевых частиц (их координаты, скорости и траектории движения), используемые в дальнейшем для анализа плазменно-пылевых структур.

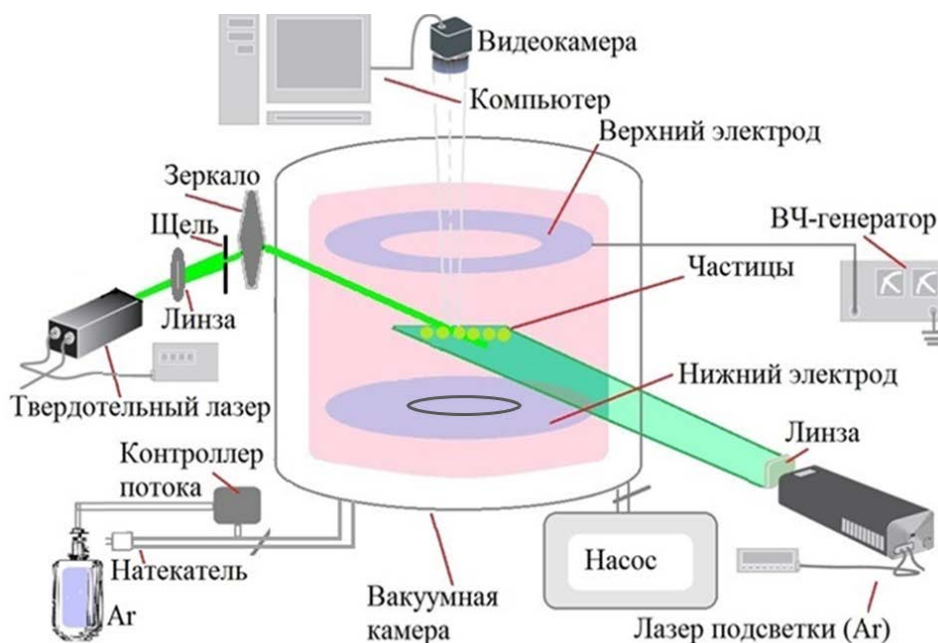


Рисунок 2.2. Схема установки

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

Модифицирован экспериментально-диагностический комплекс для исследования активного броуновского движения заряженных микрочастиц в плазме высокочастотного разряда. Электростатическое поле с топологией ловушки создавалось путем подбора нужной конфигурации электродов и металлических колец. Диагностический инструментарий включал в себя комплекс высокоскоростных видеокамер, позволяющих исследовать параметры движения пылевых частиц в горизонтальном и вертикальном направлении.

## **Глава 3. Квазидвумерные плазменно-пылевые системы в приэлектродной области ВЧ разряда.**

### **3.1. Формирование малых кластеров и их динамика в ВЧ разряде.**

В данной работе исследуется состояние одиночной коллоидной частицы в ВЧ-разряде с помощью фрактального анализа её траектории.

Схема установки, на которой проводились эксперименты, показана на рисунке 2.1. Эксперименты проводились в газоразрядной вакуумной камере, имеющей оптические окна для ввода лазерного излучения и проведения наблюдений. Камера откачивалась до глубокого вакуума, далее заполнялась аргоном (давление 3.5 Па). Для формирования электростатической ловушки на нижнем электроде располагалось медное кольцо диаметром 3.5 см [39].

Эксперименты проводились с частицами трех типов. Во всех экспериментах использовались монодисперсные сферические пластиковые частицы (МФ) диаметром 10 мкм. Частицы первого типа не имели покрытия, частицы второго типа имели медную оболочку, а частицы третьего типа частично были покрыты металлом (янус-частицы). Способ изготовления таких янус-частиц описана в статьях [39, 45]).

Эксперименты проводились следующим образом. Одиночная частица помещалась в ВЧ-разряд, где заряжалась потоками электронов и ионов и левитировала, двигаясь в пределах ловушки. Для каждой мощности лазера производилась видеозапись длиной 30 секунд. При этом мощность лазера варьировалась от 0.05 до 1.5 Вт. Данный эксперимент повторялся для каждого типа частиц. После обработки видеоданных были получены координаты, а также траектории частиц, которые представлены на рисунке 3.1.2. По данным этого графика можно сделать вывод, что все частицы двигались по круговой траектории. Отличительной особенностью каждой частицы являлась степень зашумлённости из-за случайных колебаний частиц. Следует также отметить, что диаметры траекторий также отличались в зависимости от типа частиц. Это вызвано воздействием на частицы внешних силы, инициируемой лазерным излучением.

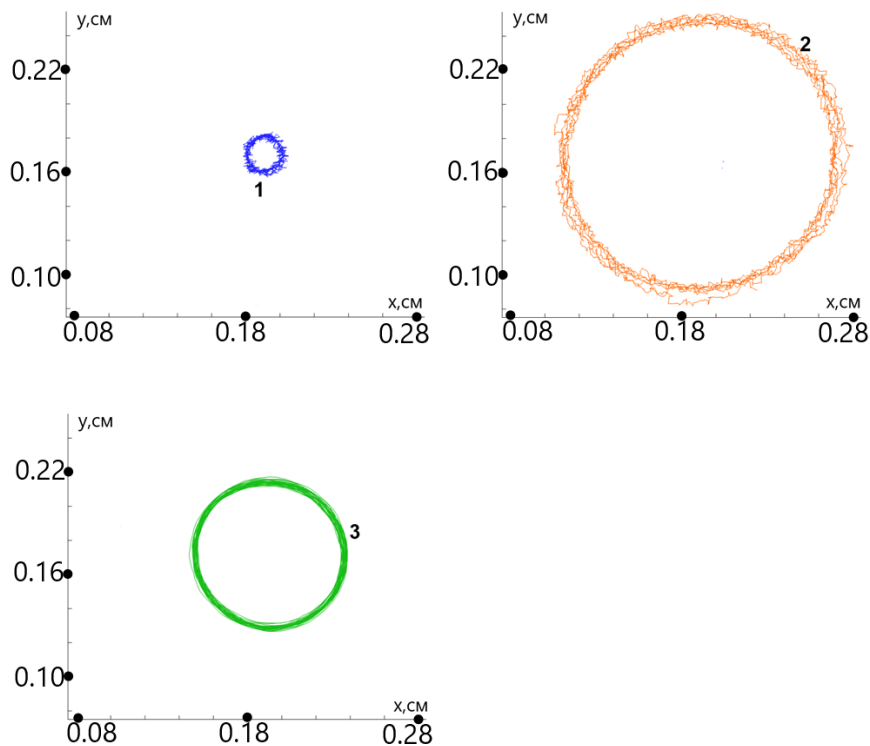


Рисунок 3.1.2. Траектории частиц за 8 секунд для 1 Вт. Цифрой «1» голубым цветом отмечена пластиковая МФ-частица, «2» оранжевым - пластиковая частица с медной оболочкой, «3» зеленым – частица, частично покрытая медью (янус-частица).

Далее проводился подсчет средних кинетических энергии для всех трех видов частиц. Основная проблема корректного определения скоростей (а, следовательно, и кинетических энергий) частиц связана с выбором временного шага, с которым анализируются их траектории [46, 47, 48]. Мгновенные скорости частиц вычисляются по формуле

$$V_N^{(x)}(t) = [x(t + N\tau) - x(t)] / (N\tau), \quad (1)$$

где  $\tau$  – минимальный шаг по времени, который соответствует частоте кадров видеозаписи. Это постоянная величина. А число  $N$  позволяет подобрать оптимальный шаг по времени. Этого можно добиться с помощью пропуска кадров, что позволит нам минимизировать экспериментальные ошибки измерения мгновенных скоростей частиц.

Пространственное разрешение видеокамеры и особенности в определении центра масс частицы приводят к ошибке измерения ее положения в пространстве. Если величина  $N\tau$  слишком мала, то ошибки в определении положения частицы приводят к завышению посчитанной скорости, которая значительно отличается от реальной скорости движения частиц [46, 48]. Частица должна двигаться в баллистическом режиме, это важно для правильного определения скорости частицы. Если временное разрешение низкое, то есть если шаг  $N\tau$  слишком велик, то наблюдается диффузионный режим. Это приводит к сильному занижению посчитанной скорости [47, 47].

Для броуновской частицы, двигающейся в ловушке, баллистический режим движения реализуется при  $t \ll \tau_{fr} = v_{fr}^{-1}$ . Для правильного определения кинетической энергии необходимо подобрать оптимальное значение  $N_0$  ( $K_N = \frac{M\langle V_N^2(N\tau) \rangle}{2}$ ). Необходимо выбрать минимальный интервал времени, за который среднее смещение частицы значительно больше средней ошибки в значениях координат. Согласно исследованиям динамики модельной частицы, если искомое значение  $N_0\tau \lesssim v_{fr}^{-1}$ , то значение  $t = N_0\tau$  определяется экстремумом первой производной функции  $f_{\langle V^2 \rangle}(N) = \langle V_N^2(N) \rangle$ ,  $\max \left( \frac{\partial f_{\langle V^2 \rangle}(N\tau)}{\partial(N\tau)} \Big|_{N=N_0} \right)$ , то есть точкой перегиба функции  $f_{\langle V^2 \rangle}$ ,  $\frac{\partial^2 f_{\langle V^2 \rangle}(N)}{\partial(N)^2} \Big|_{N=N_0} = 0$ . С помощью представленного критерия был определен подходящий шаг по времени и посчитаны средние кинетические энергии частиц, которые представлены на рисунке 3.1.3.



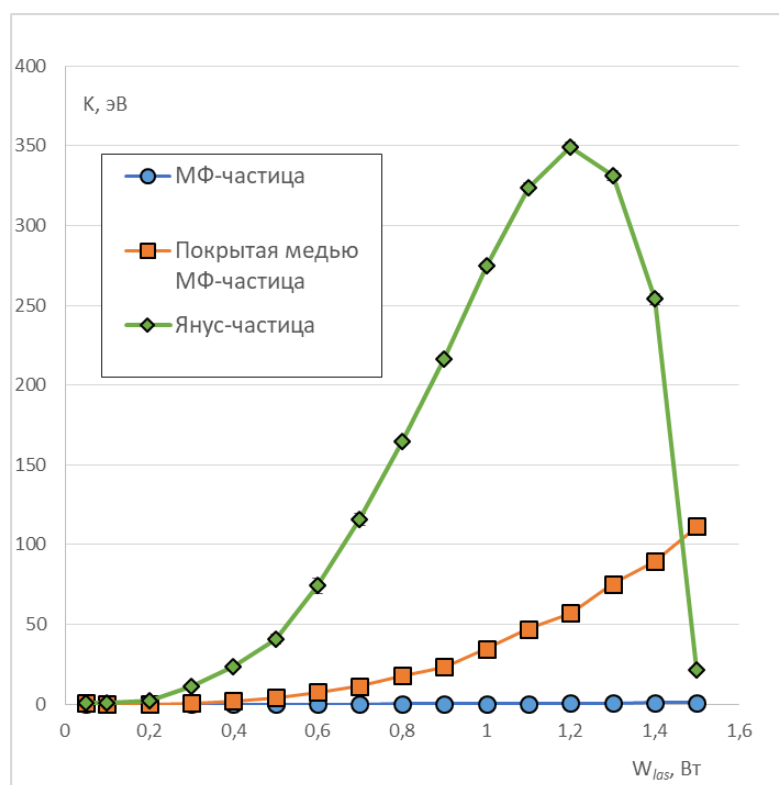


Рисунок 3.1.3. Кинетическая энергия при различных мощностях лазера для трех типов частиц.

Для всех трех видов частиц посчитаны кинетические энергии в зависимости от мощности лазерного пучка. По графику можно отметить, что разные частицы с разной эффективностью преобразуют энергию лазерного излучения в кинетическую энергию движения частиц. Для пластиковой частицы без покрытия видно, насколько мало меняется кинетическая энергия (от 0.04 до 1 эВ). А для частиц с медной оболочкой энергия увеличивается в несколько раз сильнее. При минимальной мощности лазера кинетическая энергия для таких частиц составляет 0.7 эВ, а для максимальной мощности достигает 130 эВ.

В работе [30] продемонстрировано, что на частицы с медной оболочкой действует значительная фотофоретическая сила. Была проведена оценка нагрева пластиковой частицы с медным покрытием в ходе эксперимента. Как показано в работе [49], разогрев частицы без покрытия тоже может быть связан с фотофоретической силой, если она действовала на частицы с небольшими дефектами на поверхности.

По графику кинетической энергии заметно, как нестандартно меняется значение энергии для частицы, поверхность которой только частично содержала металл. Для начала следует отметить, насколько сильно меняется энергия для такой частицы в зависимости от мощности лазера. Сначала энергия возрастает от 0.6 до 350 эВ. Затем кинетическая энергия частицы уменьшается после превышения мощности лазера 1.2 Вт. Этот эффект, возможно, объясняется неоднородностью покрытия на поверхности частицы, частично покрытой медью. Металлическое покрытие неравномерно и не занимает ровно 50% поверхности частицы. Пластиковая частица имеет на своей поверхности лишь металлические островки. Если разогревать такую поверхность лазерным излучением, это может приводить к случайному вращению частицы. А резкое изменение направления движения янус-частицы приводит к немонотонному изменению кинетической энергии. Из-за этого разогрев и поведение частично покрытых металлом частиц могут отличаться друг от друга.

Рассматриваемая система активных броуновских частиц находится вдали от равновесия. Динамика частиц определяется вкладом энергии извне и её превращением в кинетическую энергию их движения. Таким образом, методики, с помощью которых анализируется состояние пылевых частиц, не должны опираться на предположение об их термодинамической изолированности. Этому условию удовлетворяет функция динамической энтропии, которая была предложена в работах [31, 32] для описания кинетики активных броуновских систем. Известно, что максимальная экспонента Ляпунова достигает экстремума в точке фазового перехода “жидкость – твёрдое тело” [50]. Положение этого экстремума соответствует максимуму энтропии Колмогорова-Синяя  $\sum_i \lambda_i = h_{KS}$ , которая представляет собой сумму показателей экспоненты Ляпунова. Но применить к анализу броуновских систем непосредственно энтропию Колмогорова-Синяя невозможно, так как траектории броуновских частиц недифференцируемы, и  $h_{KS}$  расходится [42, 43]. Поэтому в случае стохастических систем более удобно использовать динамическую энтропию  $h(\varepsilon)$ , зависящую от параметра огрубления  $\varepsilon$  [42]. В данной работе был использован подход, который называется “динамическая энтропия первого пересечения” (mean first-passage time dynamic entropy, MFPT) [42, 43].

Далее предложен способ для вычисления динамической энтропии для наших систем. В момент времени равным 0 строится сфера радиуса  $\varepsilon$  с центром в точке нахождения частицы. Затем находится момент времени  $\tau$ , в который частица впервые пересекает заданную границу  $\varepsilon$ . Динамическая энтропия первого пересечения будет определяться: [43]

$$S(\varepsilon) \equiv 1/\tau(\varepsilon) \quad (2)$$

где  $\tau(\varepsilon) = \int_0^\infty P_\varepsilon(t) dt$ , а  $P_\varepsilon(t)$  – вероятность того, что частица достигнет границы  $\varepsilon$  в момент времени между  $t$  и  $t + dt$ .

Чем дальше частица уходит от начального положения, тем меньше  $S(\varepsilon)$ . Вся траектория частицы уместится в данный радиус, когда радиус сферы станет достаточно большим. Это произойдет в точке  $\varepsilon_0$ , где  $S(\varepsilon)$  резко уходит в 0. В нашем случае  $\varepsilon_0$  – это расстояние от начальной точки, дальше которого частица не уйдет. Таким образом,  $\varepsilon_0$  представляет собой область локализации частицы.

Если функция распределения смещений частицы гауссова, её среднеквадратичные смещения имеют следующую асимптотику [66]:

$$\langle r^2(t) \rangle \propto t^{2\nu}, \quad (3)$$

а время первого пересечения

$$\tau(\varepsilon) \propto \varepsilon^{1/\nu}, \quad (4)$$

где  $\nu$  – константа, зависящая от характеристик системы и от временного масштаба наблюдений.

Для малых времён наблюдения, на которых движение частицы имеет баллистический характер,  $\nu = 1$ . Для очень больших времён  $\nu = 1/2$ .

Пусть  $\Delta(\varepsilon) = -d(\lg(S(\varepsilon)))/d(\lg \varepsilon)$  – логарифмическая производная  $S(\varepsilon)$ . Тогда для больших  $\varepsilon$

$$\Delta(\varepsilon) \rightarrow \Delta_f = \frac{1}{\nu}, \quad (5)$$

где величина  $\Delta_f$  соответствует фрактальной размерности траектории частицы.

Для систем с типом движения, отличным от пассивного броуновского, значение  $\Delta(\varepsilon)$  при больших  $\varepsilon$  может отличаться от 2. Значения  $1 < \Delta_f < 2$  соответствуют персистентному фрактальному броуновскому движению, значения  $\Delta_f > 2$  – антиперсистентному фрактальному броуновскому движению [51].

Отметим, что функция  $S(\varepsilon)$  (как и её логарифмическая производная) является разрывной в точке  $\varepsilon = \varepsilon_0$ . Мы берём  $\Delta_f = -d(\lg(S(\varepsilon)))/d(\lg \varepsilon)$  как левостороннюю логарифмическую производную функции  $S(\varepsilon)$  при  $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_0$ . На рисунке 3.1.4 представлено вычисление  $\varepsilon_0$  и  $\Delta_f$  для траекторий исследуемых частиц при мощности лазерного излучения 1 Вт.

Анализируя зависимости энтропии первого пересечения и её производной от параметра огрубления  $\varepsilon$ , получаем область локализации и фрактальную размерность траекторий частиц, которые позволяют нам описать степень рандомизации системы [29, 32].

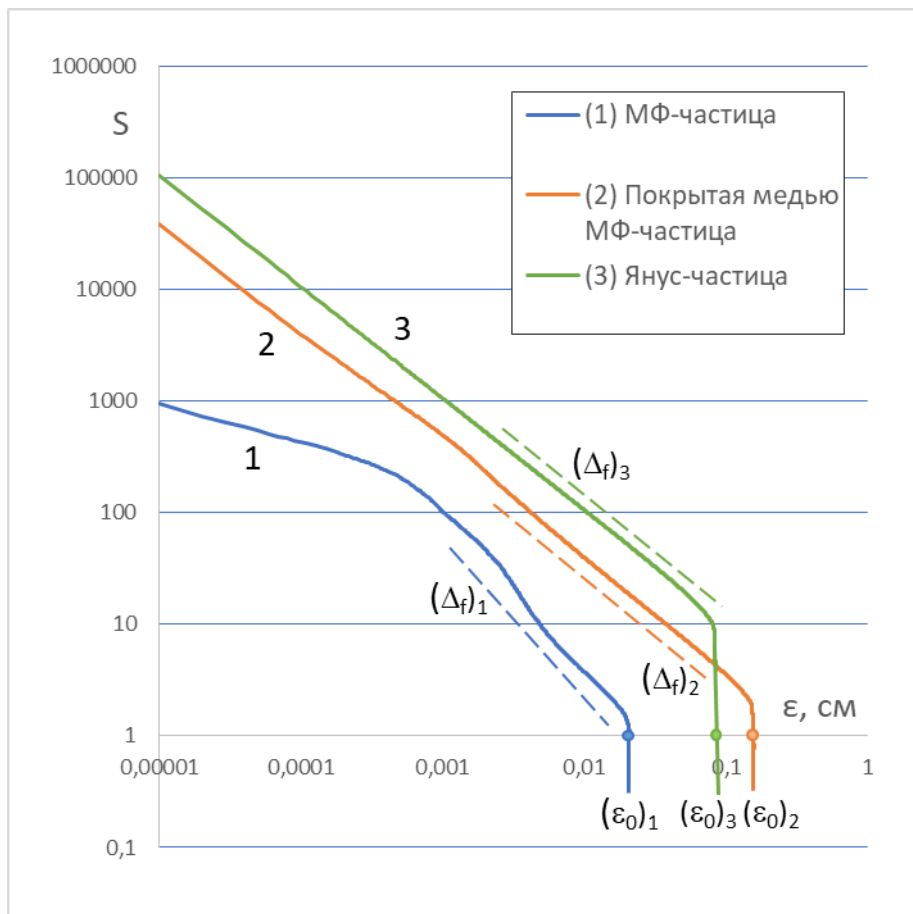
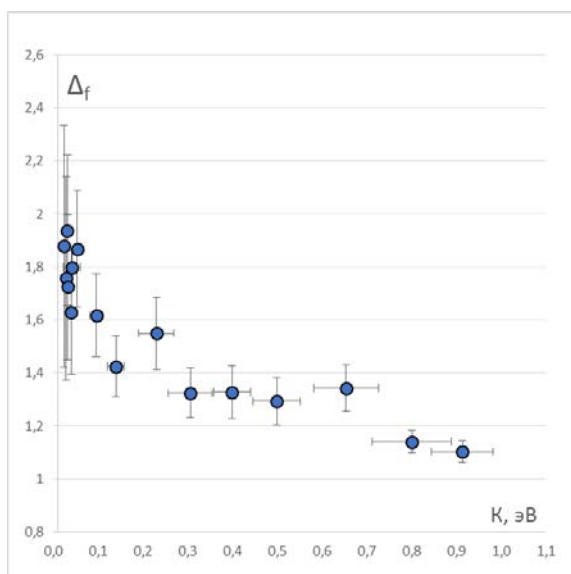


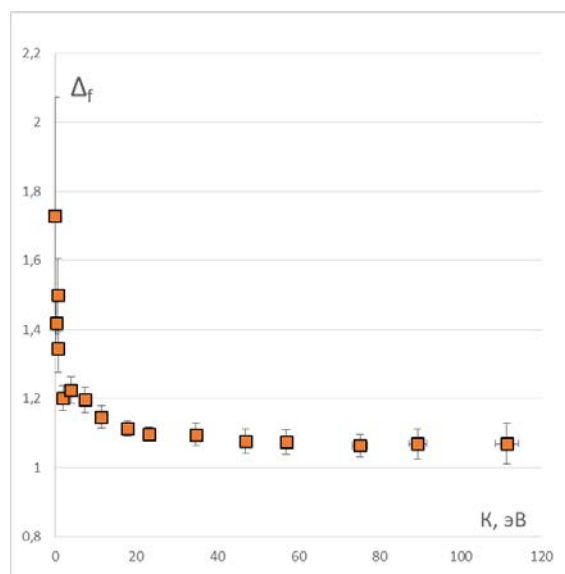
Рисунок 3.1.4. Динамическая энтропия первого пересечения для трех видов частиц при мощности лазера 1 Вт. Отмеченные пунктиром линии - логарифмические

производные  $d(\lg(S(\varepsilon)))/d(\lg \varepsilon)$ . Точки на пересечении с осью абсцисс - величины областей локализации.

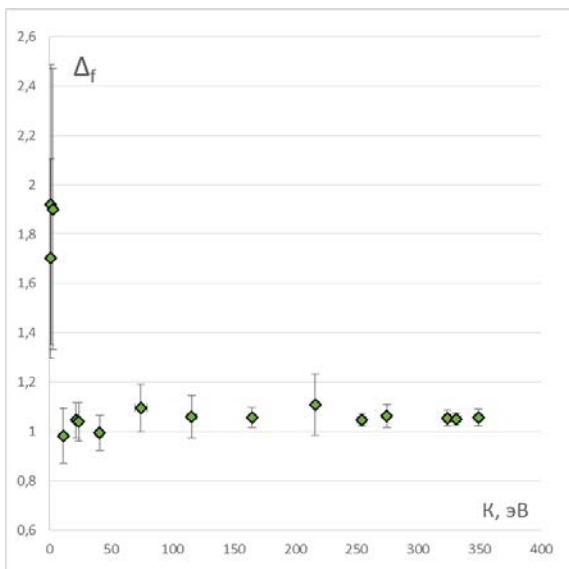
Взяв логарифмическую производную от функции динамической энтропии для частицы в каждом эксперименте и найдя угловой коэффициент её линейного приближения  $\Delta_f$  для  $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_0$ , были найдены значения фрактальной размерности траектории частицы. Полученные результаты представлены на рисунке 3.1.5 для трех видов используемых частиц. Фрактальная размерность для всех частиц при малых кинетических энергиях была близка к двум. Что совпадает со значениями для классического броуновского движения [51]. При больших значениях кинетических энергий фрактальная размерность стремится к единице. Уменьшение фрактальной размерности происходило плавно для пластиковых частиц без покрытия и для частиц с медной оболочкой. Характер движения частиц, которые частично были покрыты металлом, отличался от предыдущих двух видов частиц. Это связано с тем, что покрытие таких частиц неоднородно, и их траектории движения могут меняться произвольно в зависимости от мощности лазера. Кинетическая энергия от мощности лазера зависит немонотонно, и фрактальная размерность частично покрытых медью частиц падает резко, выходя ступенькой на значение  $\Delta_f \sim 1$ .



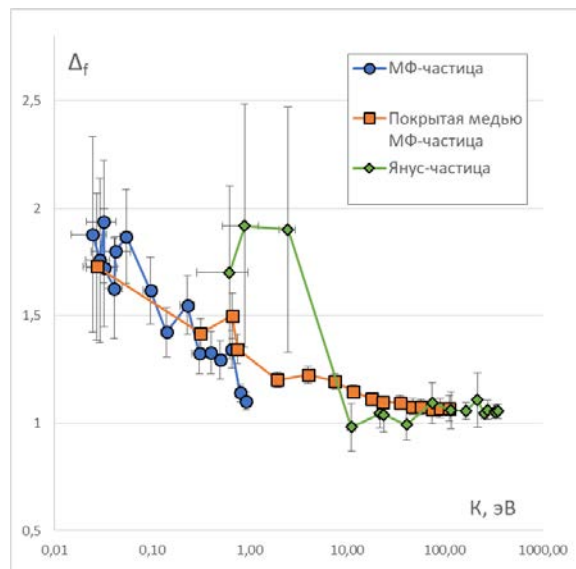
**а**



**б**



**В**



**Г**

Рисунок 3.1.5. Фрактальная размерность от кинетической энергии: (а) – непокрытая пластиковая (МФ) частица, (б) – пластиковая частица с медной оболочкой, (в) - частично покрытая металлом пластиковая частиц (янус-частица), (г) – график для всех типов частиц.

Далее была определена область локализации частиц. То есть найден диаметр окружности, за пределы которой частицы не выходит во время всего эксперимента. Соответствующий график показан на рисунке 3.1.6. Для всех типов частиц  $\epsilon_0$  растёт с увеличением их кинетической энергии. Характер роста для всех похож – это степенная зависимость с показателем  $1/2$ , т.е.  $K = A\epsilon_0^2$ .

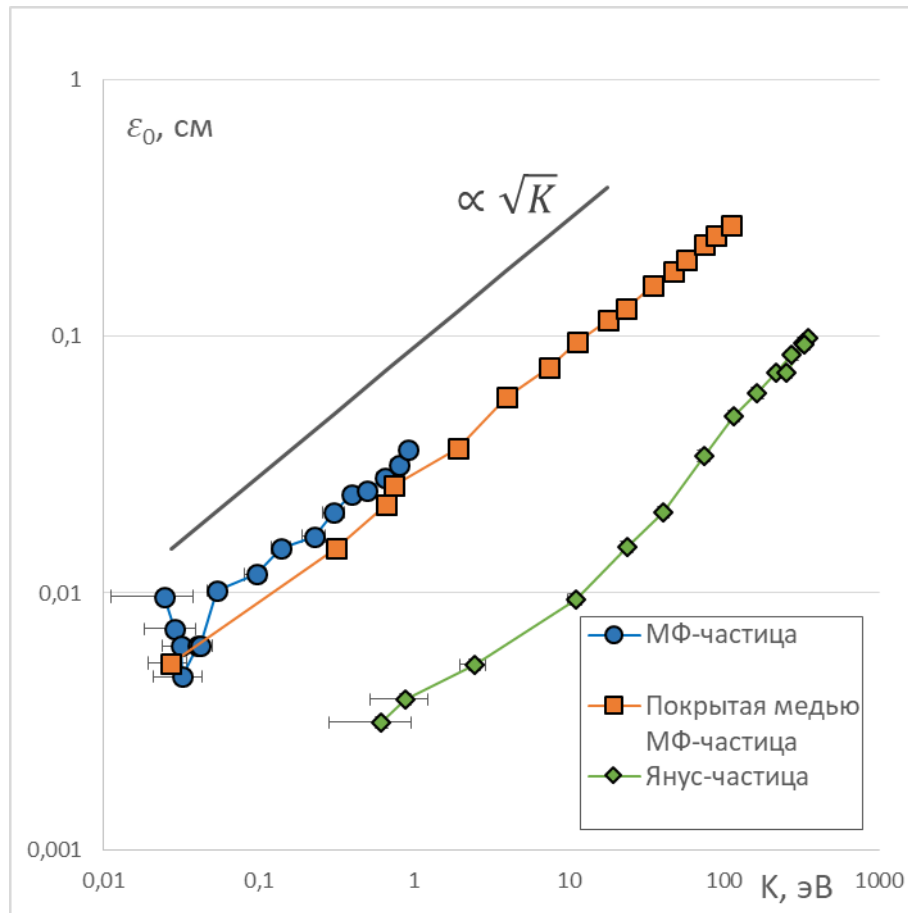


Рисунок 3.1.6. Область локализации от кинетической энергии для трех видов частиц. Черная линия - аппроксимация  $\varepsilon_0 \propto \sqrt{K}$ .

Рассмотрим движение частицы по окружности с некоторой постоянной скоростью  $v$ , зависящей от покрытия частицы и мощности лазерного излучения. В этом случае радиус круговой траектории частицы  $r$  определяется равенством центробежной силы и силы, действующей на частицу со стороны ловушки:

$$m\omega^2 r = \alpha r,$$

где  $a$  - градиент силы ловушки.

При движении по окружности  $\omega = v/r$ ,

$$\frac{\alpha r^2}{2} = \frac{mv^2}{2}.$$

Для области локализации  $\varepsilon_0 = 2r$  имеем  $\varepsilon_0 \propto \sqrt{K}$ , где коэффициент пропорциональности определяется типом коллоидной частицы.

Далее были посчитаны среднеквадратичные смещения

$$\langle r^2(t) \rangle = (\langle x^2(t) \rangle + \langle y^2(t) \rangle) \text{ (рисунок 3.1.7).}$$

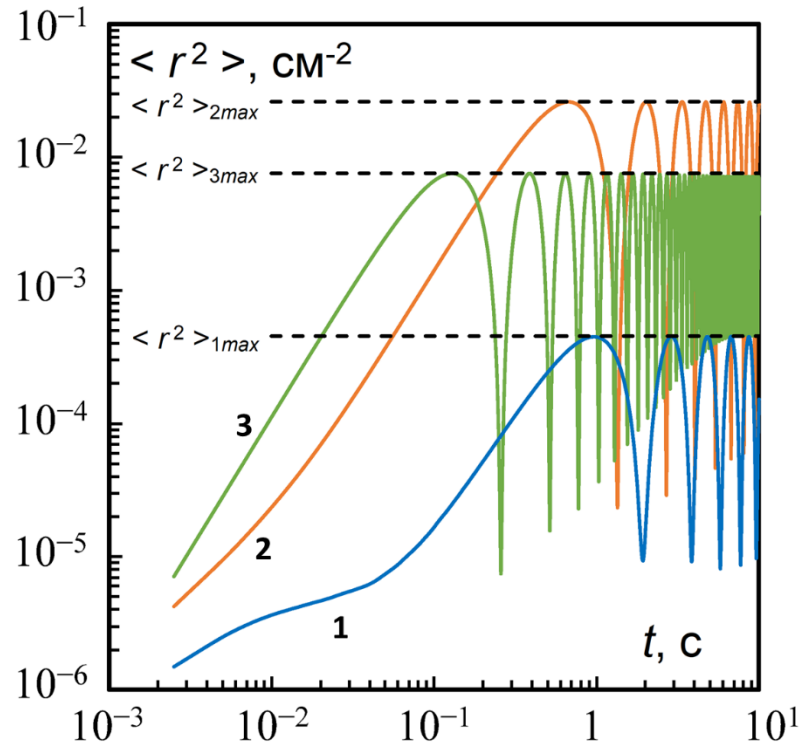


Рисунок 3.1.7. Среднеквадратичные смещения: **1** (голубой график) - непокрытая МФ-частица, **2** (оранжевый график) – пластиковая (МФ) частица с медной оболочкой, **3** (зеленый график) – частично покрытая медью пластиковая частица (янус-частица).

Так как частица движется в ловушке, на больших временах значение среднеквадратичного смещения выходит на константу  $\langle r^2 \rangle_{max}$  [52, 53]. В случае периодического движения (например, по окружности)  $\langle r^2(t) \rangle$  осциллирует с постоянным максимумом  $\langle r^2 \rangle_{max}$ . Эта константа связана с максимальным средним линейным смещением частицы  $\langle L \rangle_{max}$  соотношением  $\langle L \rangle_{max} = 0,5\sqrt{2\langle r^2 \rangle_{max}}$ . Постоянные  $\langle r^2 \rangle_{max}$  и  $\langle L \rangle_{max}$  были найдены для всех экспериментов. Значения  $\langle L \rangle_{max}$  с хорошей точностью (не превышающей ошибку эксперимента) совпадают с найденными величинами области локализации  $\epsilon_0$  в области больших энергий, где частица движется по окружности. (рисунок 3.1.8).



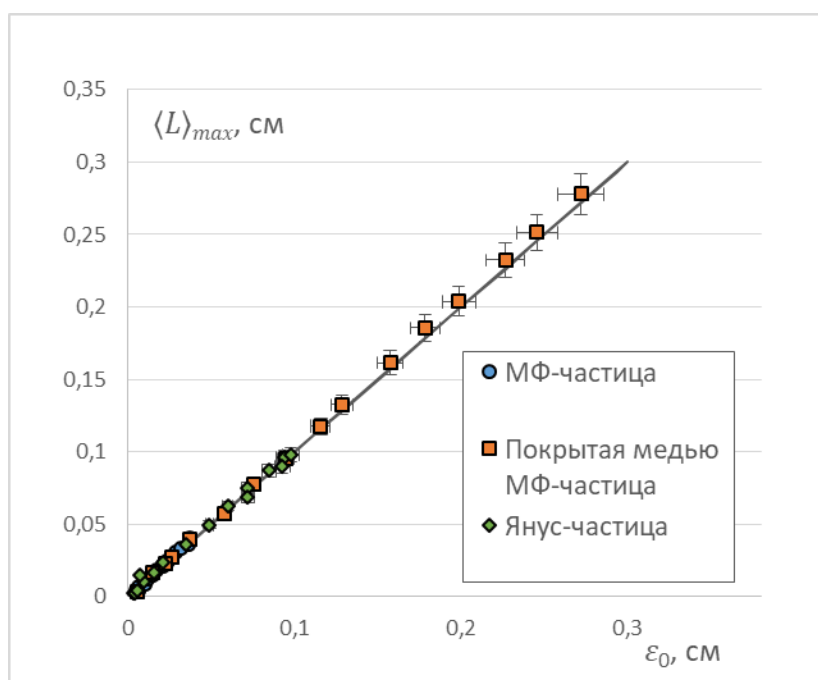


Рисунок 3.1.8. Соотношение между максимальным средним смещением и областью локализации для трех видов частиц.

Итак, в данной работе проанализированы экспериментальные данные по движению одиночных частиц трёх типов в ловушке в высокочастотном емкостном разряде: 1) пластиковая частица без покрытия (МФ), 2) пластиковая частица с медной оболочкой, 3) пластиковые частицы, частично покрытая металлом. Кинетическая энергия пластиковых частиц, полностью или частично покрытых металлом, сильно меняется с увеличением мощности лазера. Это подтверждает тот факт, что данные частицы являются активными. Для частиц, частично покрытых металлом, кинетическая энергия меняется немонотонно (из-за неоднородности поверхности). А кинетическая энергия для частиц с медной оболочкой при увеличении мощности лазера увеличивается на два порядка больше, чем для частиц без покрытия.

Фрактальная размерность траекторий падает с двух до единицы с ростом энергии частицы. Для пластиковой частицы без покрытия и для частицы с медной оболочкой изменение происходило плавно, а для частиц, частично покрытых металлом, фрактальная размерность меняется скачком.

Область локализации  $\epsilon_0$  (диаметр окружности, внутри которой частица движется в течение эксперимента) растёт с ростом кинетической энергии частицы, зависимость

$\varepsilon_0 \propto \sqrt{K}$ . Область локализации для рассмотренных экспериментов с хорошей точностью совпадает с максимальным средним смещением частицы, полученным из максимального среднеквадратичного смещения.

Было проведено наблюдение качественной и количественной разницы в изменении характеристик движения пылевых частиц в плазме при варьировании внешнего потока энергии. Продемонстрировано, что движение исследуемых частиц является фрактальным, т.е. их траектории имеют дробную фрактальную размерность. Фрактальная размерность траекторий зависит от кинетической энергии частицы и меняется при изменении мощности внешнего лазерного излучения.

Далее была исследована структура, состоящая из 19 частиц. Изображения структуры «вид сверху» и «вид сбоку» представлены на рисунках 3.1.9 и 3.1.10 соответственно. Использовалась экспериментальная установка, изображенная на рисунке 2.1. Для предотвращения ухода пылевых частиц в горизонтальном направлении на нижнем электроде устанавливалось металлическое кольцо. Диаметр данного кольца составлял 60 мм, а высота 3 мм. Используемое металлическое кольцо формировало электростатическую ловушку. В качестве буферного газа использовался аргон. Давление газа 1.24 Па. Подаваемая на электроды мощность от ВЧ генератора составляла 11 Вт, отраженная 0.1 Вт.

Мощность аргонового лазера менялась в диапазоне от 0.05 до 4 Вт. При этом характер движения частиц как при увеличении мощности лазера, так и при уменьшении мощности лазера менялся одинаково для соответствующих значений плотности лазерного излучения. Результаты серии экспериментов из 21 видео регистрировались видеокамерой, которая располагалась вертикально. Дополнительно использовалась также вторая видеокамера, которая располагалась горизонтально. Длительность каждого эксперимента 30 секунд (400 кадров/сек).

После обработки видеоданных были получены координаты частиц, их скорости, траектории, параметр неидеальности, парные корреляционные функции, среднеквадратичные смещения, фрактальная размерность и динамическая энтропия.

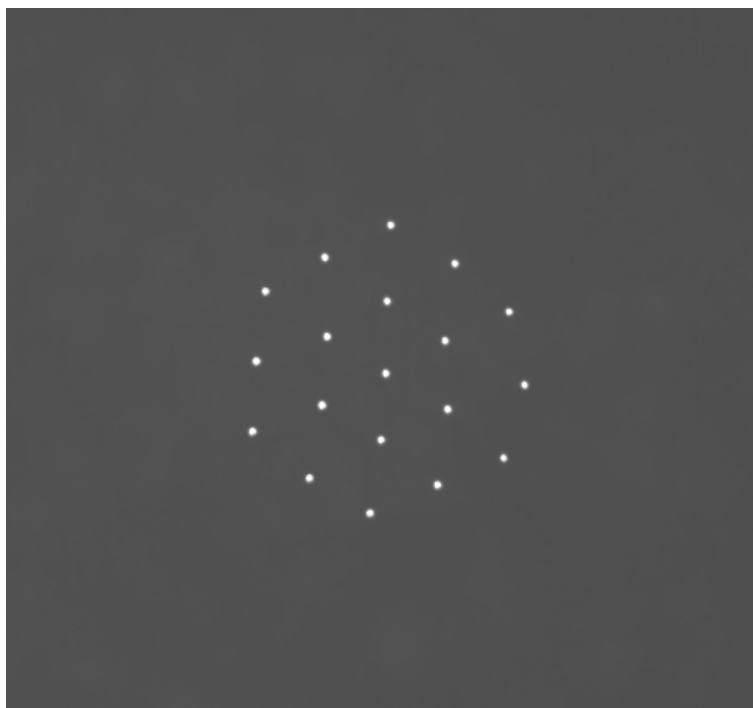


Рисунок 3.1.9. Изображение структуры (вид сверху)



Рисунок 3.1.10. Изображение структуры (вид сбоку)

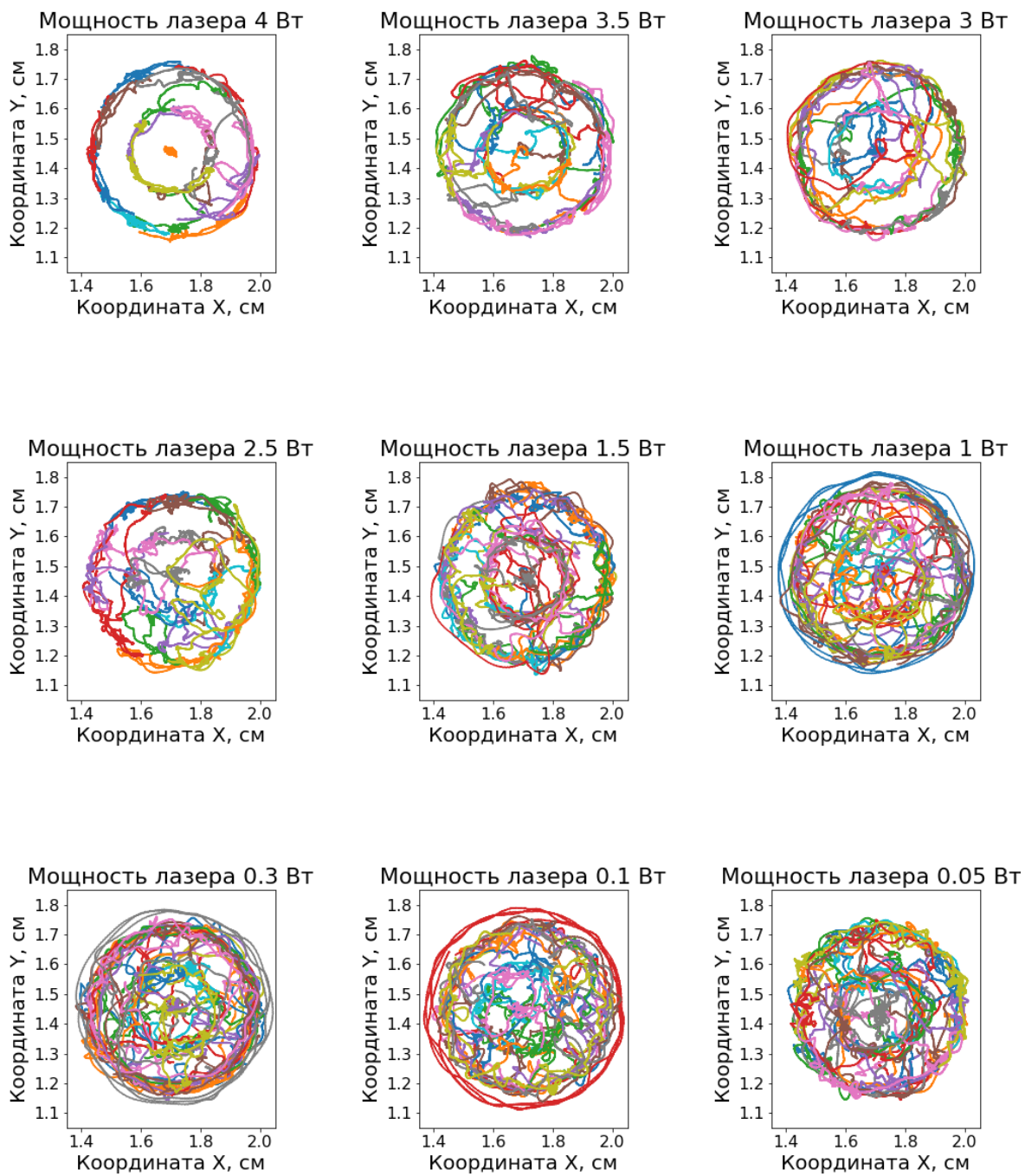


Рисунок 3.1.11. Траектории Янус частиц при уменьшении мощности лазера за 30 секунд.

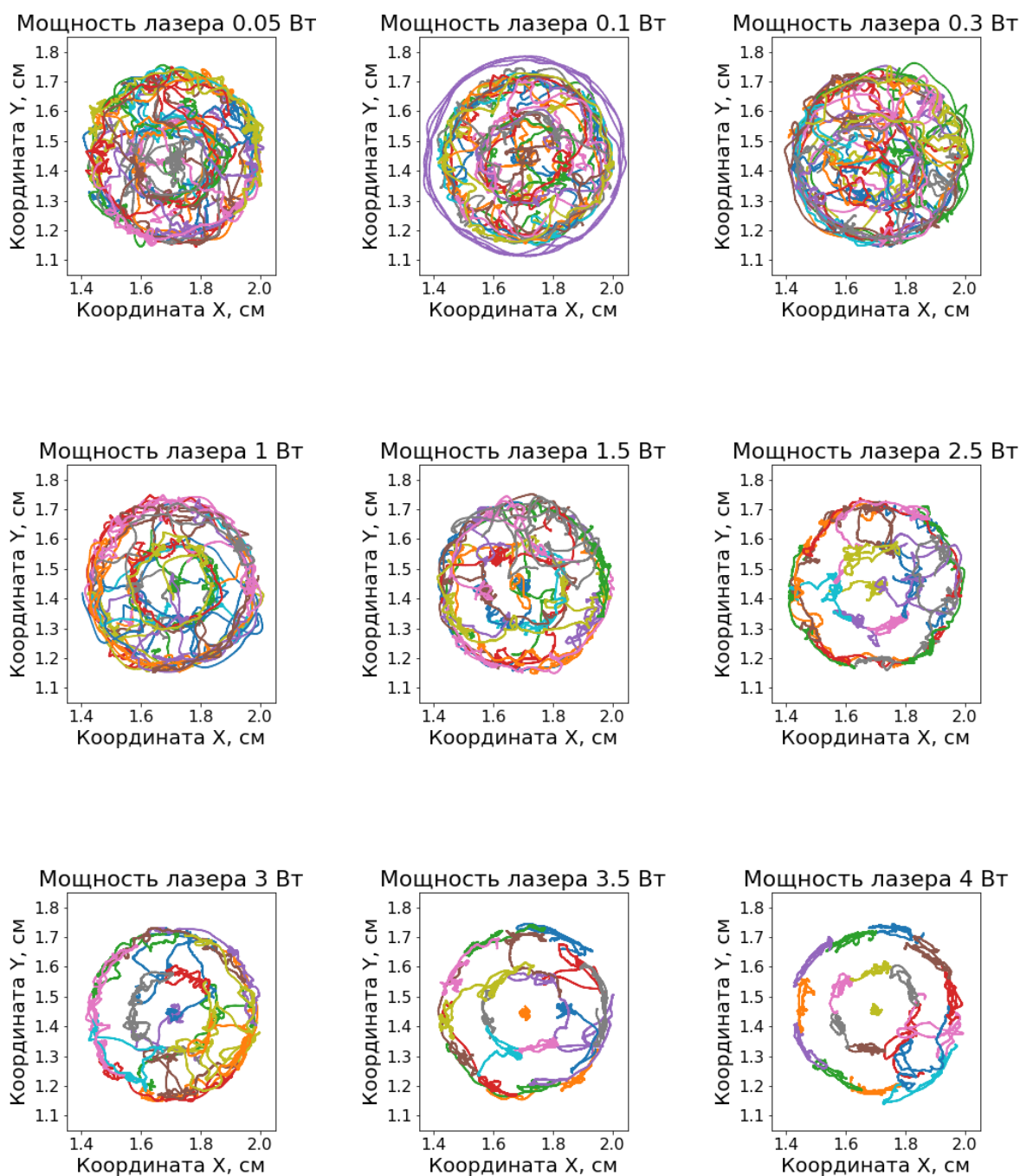


Рисунок 3.1.12. Траектории Янус частиц при увеличении мощности лазера за 30 секунд.

На траекториях, изображенных на рисунках 3.1.11 и 3.1.12, можно заметить, как меняется упорядоченность структуры при различных мощностях лазера. При уменьшении мощности лазера структура становится более разупорядоченной (3.1.11). А чем больше мощность лазера (3.1.12), тем менее «разогретой» становится структура Янус частиц. Это поведение ровно противоположно другим типам частиц. В то время

как для полностью покрытых частиц рост мощности лазерного излучения приводил к «плавлению» кластера, где сперва наблюдалось увеличение траектории внутри своей оболочки, затем происходили перескоки между оболочками, для кластера из Янус частиц наблюдается противоположная картина. При малых значениях мощности лазерного излучения мы наблюдаем движение частиц не только внутри своей оболочки, но и их перескоки между центральным положением и двумя оболочками. А увеличение мощности лазерного излучения приводит не к дополнительному разогреву, а к уменьшению кинетической энергии частиц и возникновению упорядоченного состояния кластера.

На рисунке 3.1.13 на одном графике представлены парные корреляционные функции от максимальной мощности лазера до минимальной. А на рисунке 3.1.14 представлены парные корреляционные функции из второй части эксперимента, когда мощность лазера, наоборот, увеличивалась от минимальной до максимальной. По первому пику данных функций были определены параметры неидеальности при различных мощностях лазера (3.1.15). По графикам также видно, как разупорядочивается структура при уменьшении мощности лазера. А далее при увеличении мощности лазера снова становится более упорядоченной.

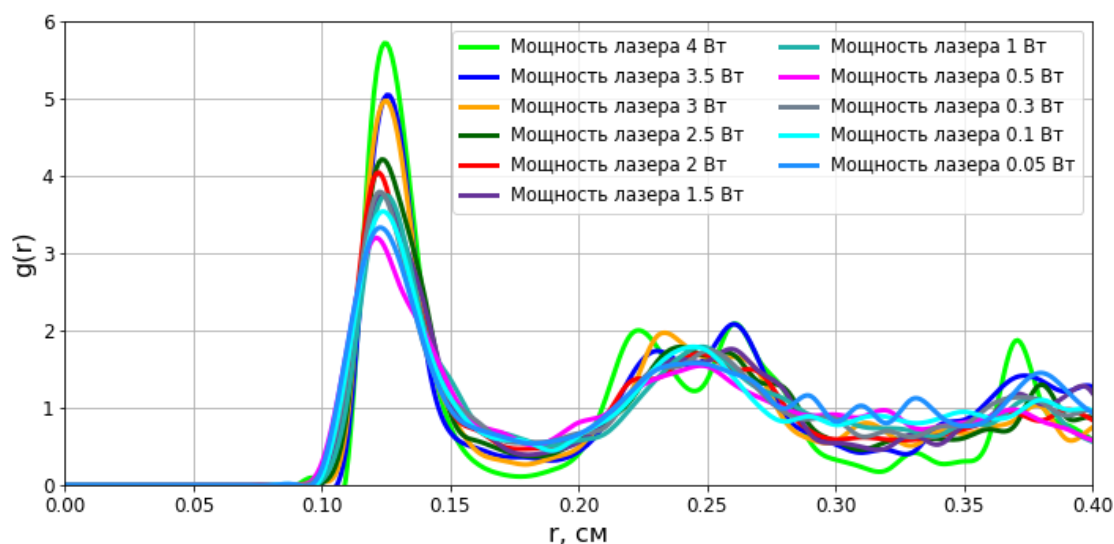


Рисунок 3.1.13. Парные корреляционные функции Янус частиц при мощности лазера от 4 Вт до 0.05 Вт.

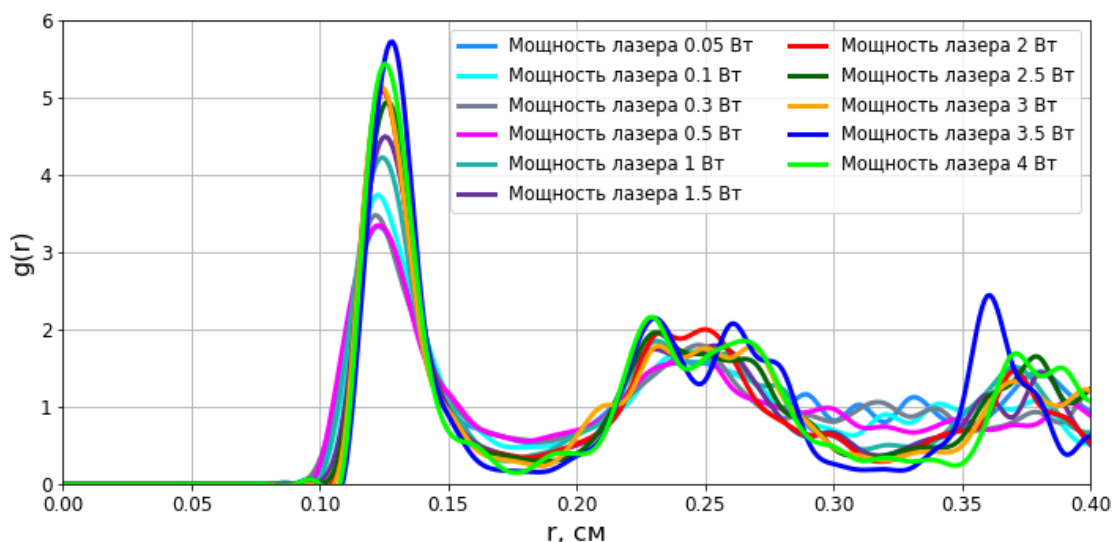


Рисунок 3.1.14. Парные корреляционные функции Янус частиц при мощности лазера от 0.05 Вт до 4 Вт.

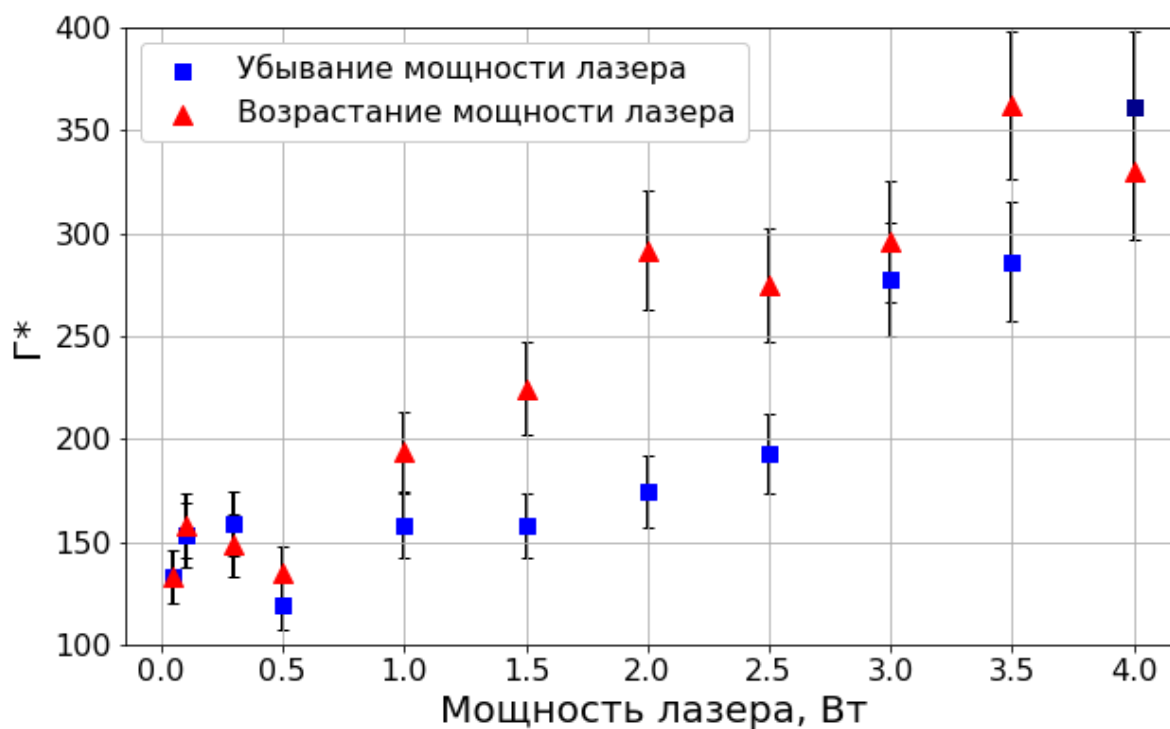


Рисунок 3.1.16. Параметры неидеальности при различной мощности лазера.

На рисунке 3.1.15 представлены кинетические энергии в зависимости от мощности лазера. 1 – первый эксперимент с мощностью 4 Вт. 11 – эксперимент с минимальной мощностью лазера 0.05 Вт. 21 эксперимент – последний с мощностью

лазера 4 Вт. Для построения кинетической энергии оптимальный пропуск кадров был равен 9.

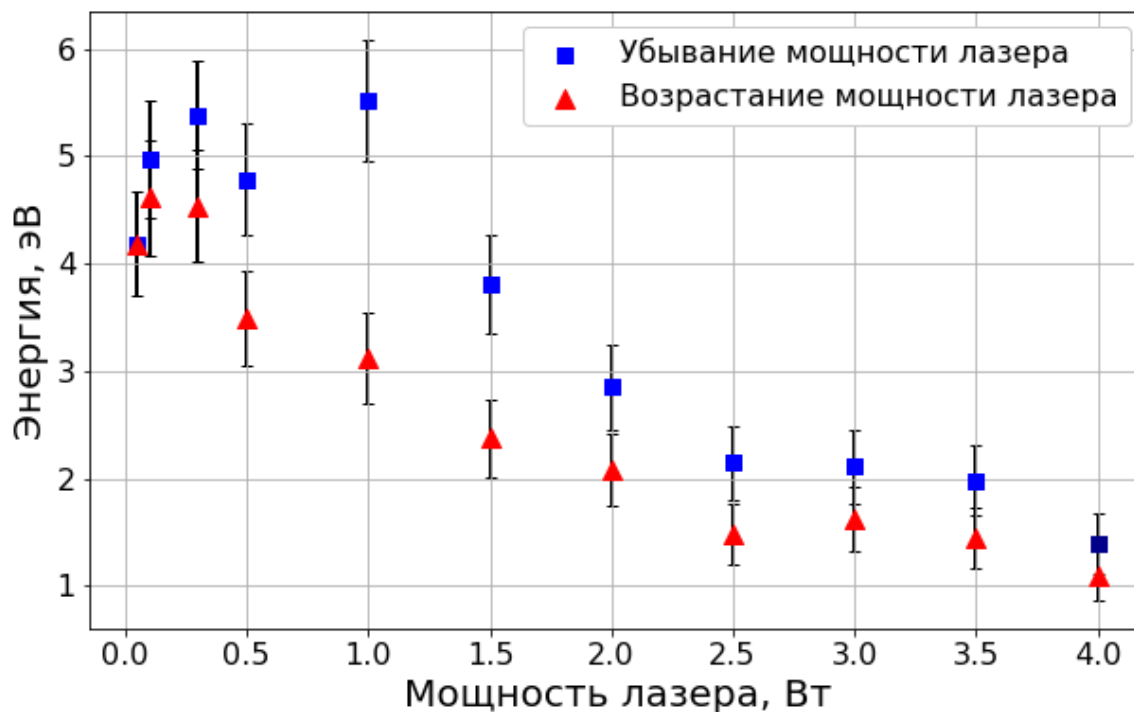


Рисунок 3.1.16. Кинетическая энергия при различных мощностях лазера.

На рисунке 3.1.17 на одном графике представлены среднеквадратичные смещения от максимальной мощности лазера до минимальной. А на рисунке 3.1.18, наоборот, от минимальной до максимальной.



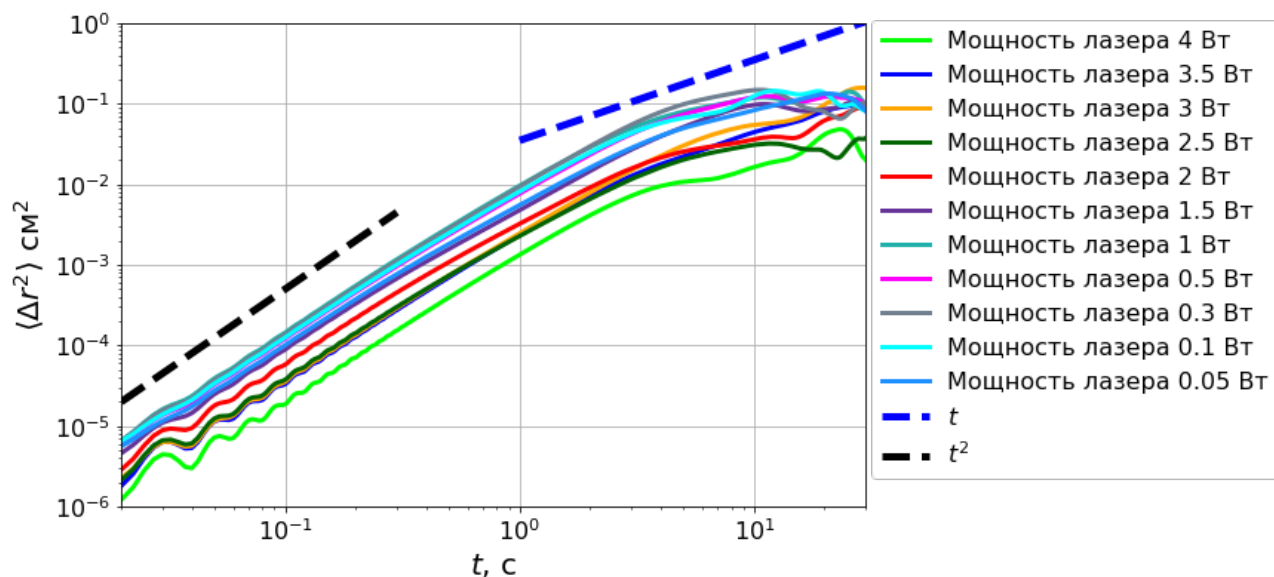


Рисунок 3.1.17. Среднеквадратичные смещения при мощности лазера от 4 Вт до 0.05 Вт (эксперименты 1-11).

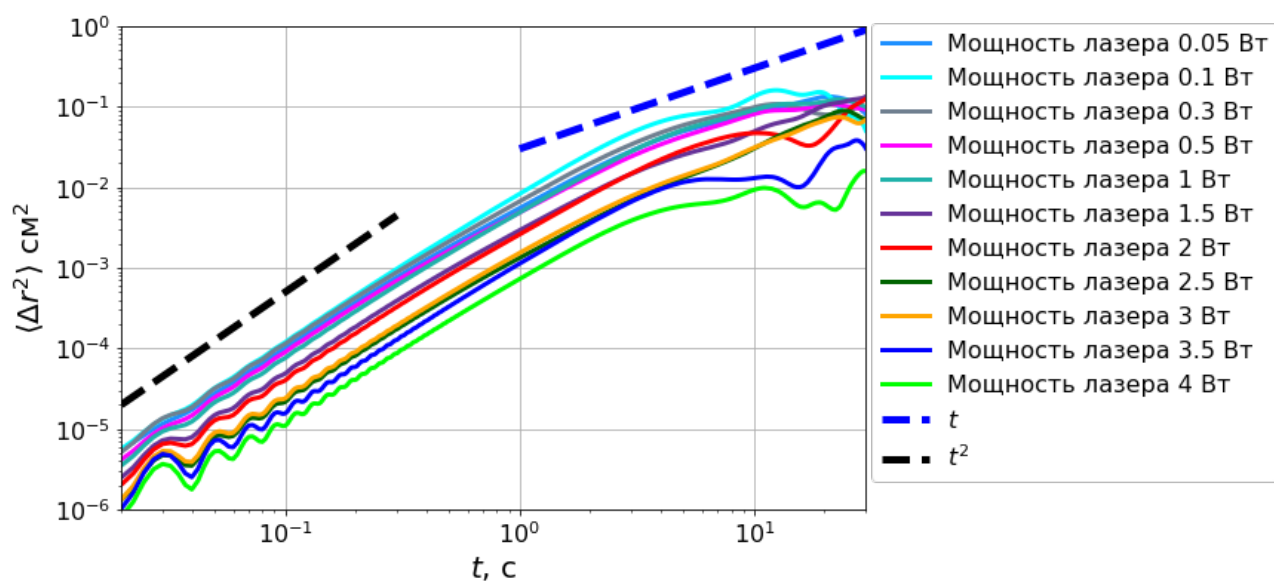


Рисунок 3.1.18. Среднеквадратичные смещения при мощности лазера от 0.05 Вт до 4 Вт (эксперименты 11-21).

На рисунке 3.1.19 представлены динамические энтропии для каждой частицы при мощности лазера 4 Вт. Движение центральной частицы на данном графике описывается синей линией, что хорошо согласуется с ее траекторией. На рисунке 3.1.20 представлены динамические энтропии для каждой частицы при мощности лазера 0.1 Вт. Красный график соответствует частице, которая двигалась по окружности. Далее

представлены динамические энтропии для всей структуры при различных мощностях лазера (3.1.21 и 3.1.22).

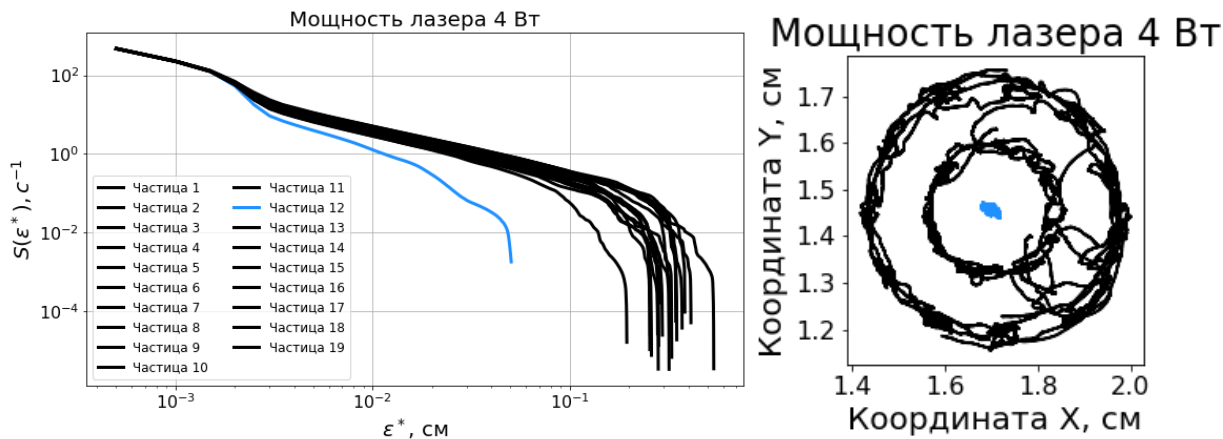


Рисунок 3.1.19. Динамические энтропии и траектории для каждой частицы при мощности лазера 4 Вт.

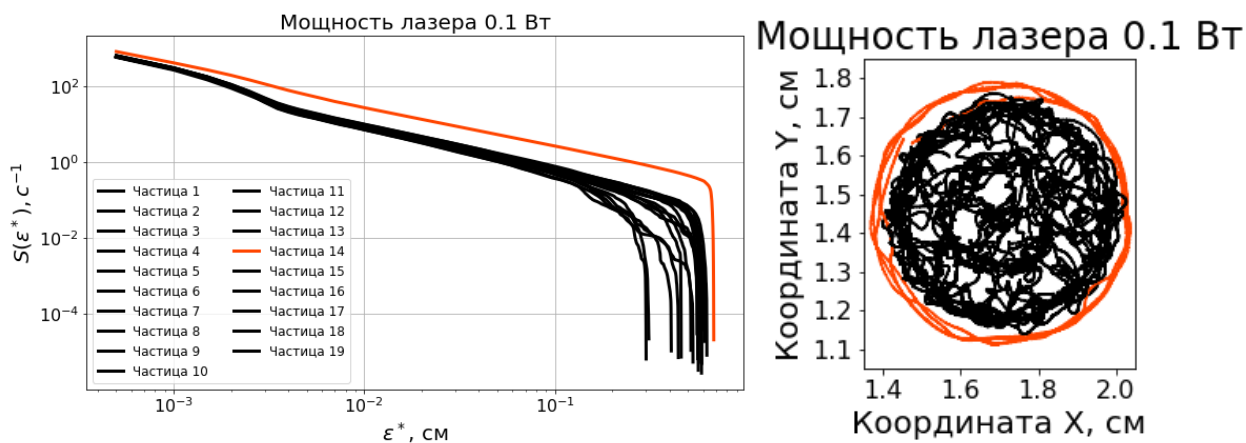


Рисунок 3.1.20. Динамические энтропии и траектории для каждой частицы при мощности лазера 0.1 Вт.

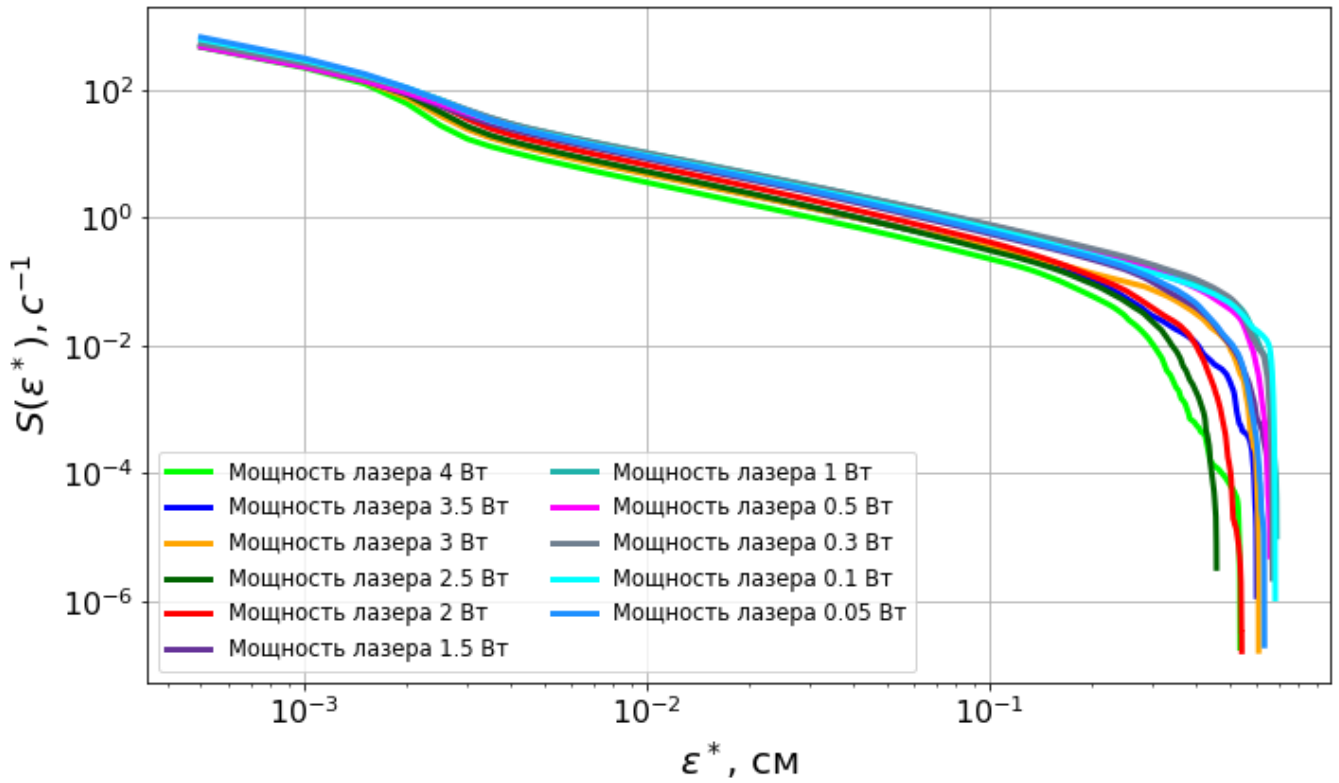


Рисунок 3.1.21. Динамические энтропии для мощности лазера от 4 Вт до 0.05 Вт (эксперименты 1-11).

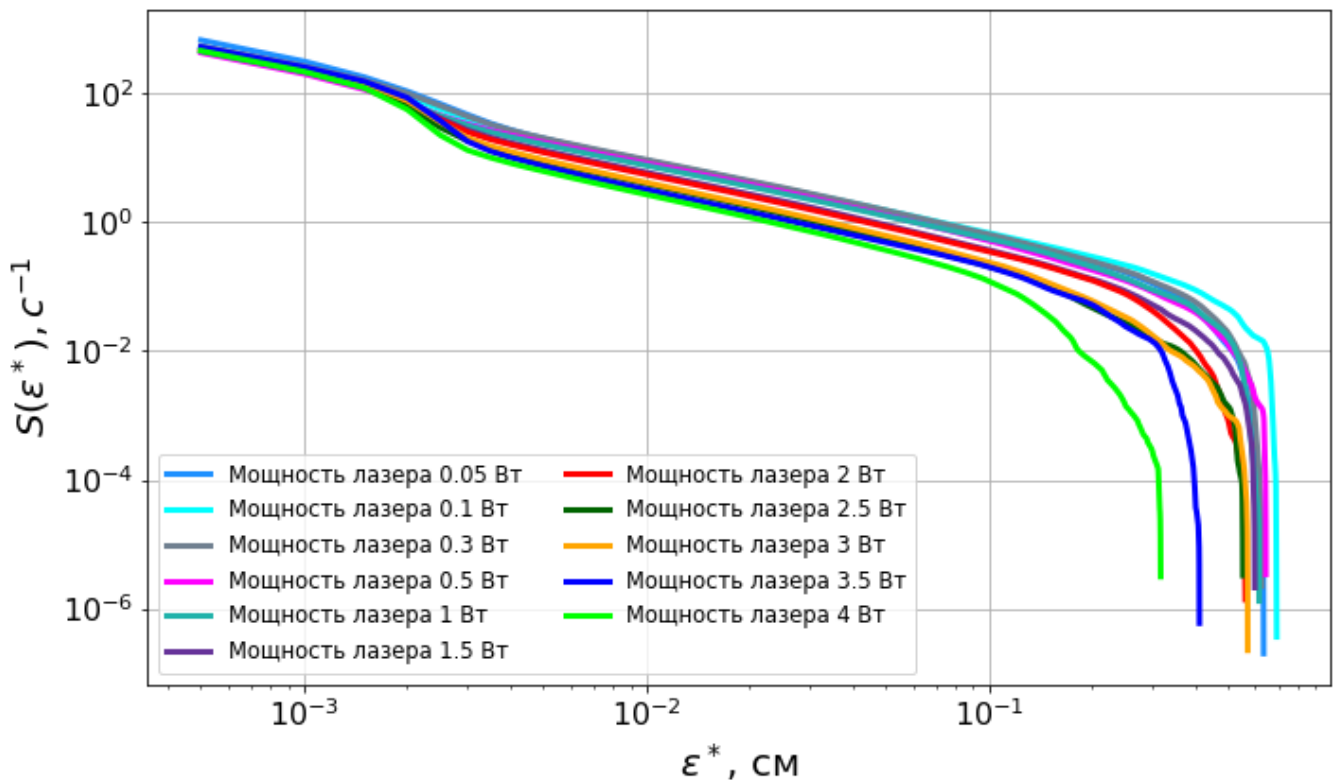


Рисунок 3.1.22. Динамические энтропии для мощности лазера от 0.04 Вт до 4 Вт (эксперименты 11-21).

Из функции динамической энтропии можно получить функцию фрактальной размерности:

$$\Delta(\varepsilon^*) = d(\log(\tau(\varepsilon^*))) / d(\log(\varepsilon^*)) = -d(\log(S(\varepsilon^*))) / d(\log(\varepsilon^*)) \quad (***)$$

Эта производная представлена на рисунках 3.1.23 и 3.1.24.

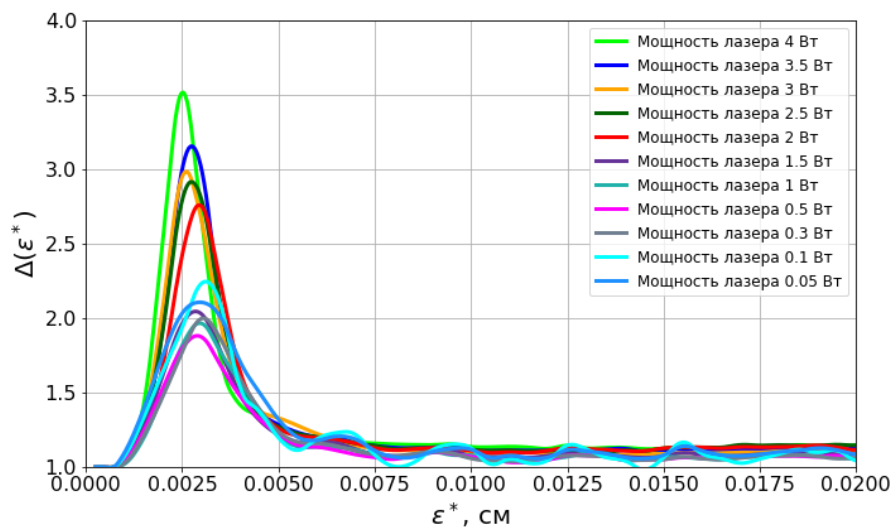


Рисунок 3.1.23. Функция фрактальной размерности для мощности лазера от 4 Вт до 0.05 Вт (эксперименты 1-11).

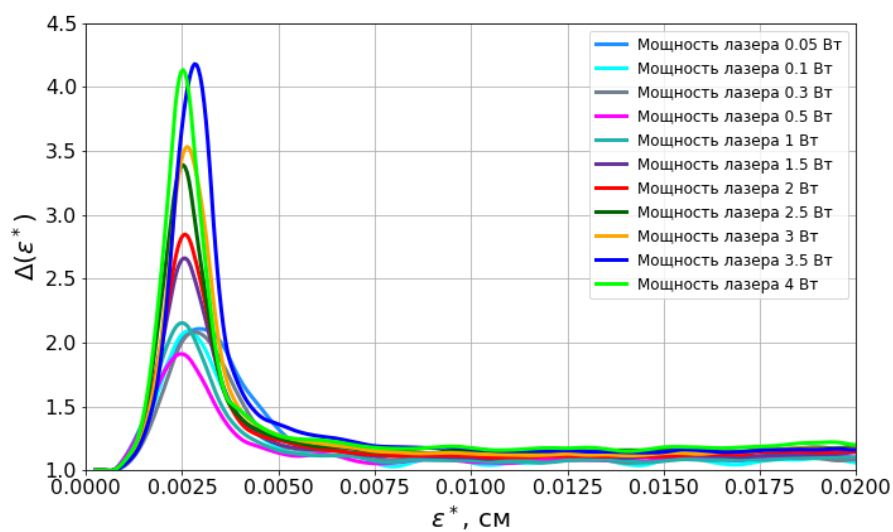


Рисунок 3.1.24. Функция фрактальной размерности для мощности лазера от 0.05 Вт до 4 Вт (эксперименты 11-21).

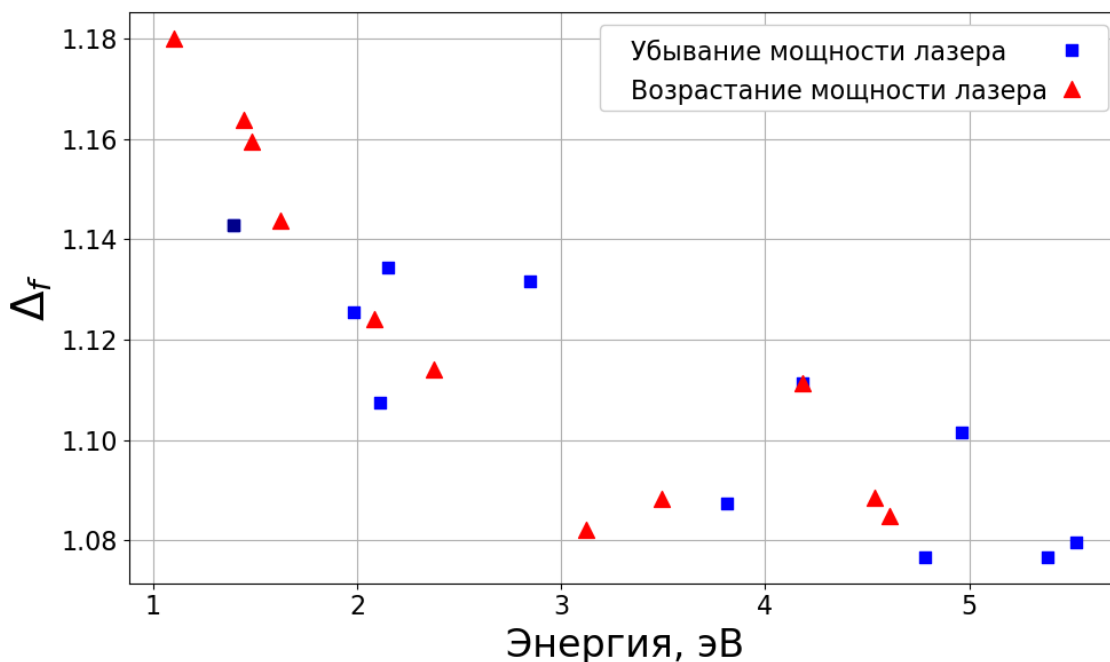


Рисунок 3.1.25. Фрактальная размерность от кинетической энергии.

На графике 3.1.25 можно видеть, что значение фрактальной размерности находится в промежутке от 1.05 до 1.18, что соответствует дробному броуновскому движению (фрактальная размерность равна значению от 1 до 2). Это говорит о том, что движение Янус-частиц в эксперименте отличается от классического броуновского, фрактальная размерность которого равна 2. То есть мы имеем дело с дробным, или фрактальным, броуновским движением. Судя по всему, такой характер движения обусловлен наличием дополнительной постоянной силы, направление которой хаотически меняется, то есть активным характером броуновского движения исследуемых частиц.

На траектории локализованной частицы (3.1.26) можно заметить, что ее движение состоит из витков спирали, радиусом  $\sim 0.002$  см. Это значение примерно соответствует максимуму на графике функции фрактальной размерности для каждого эксперимента. Таким образом, функция фрактальной размерности показывает, что траектория частицы склонна к самоповторениям при достижении  $\varepsilon^* \sim 0.002$ .

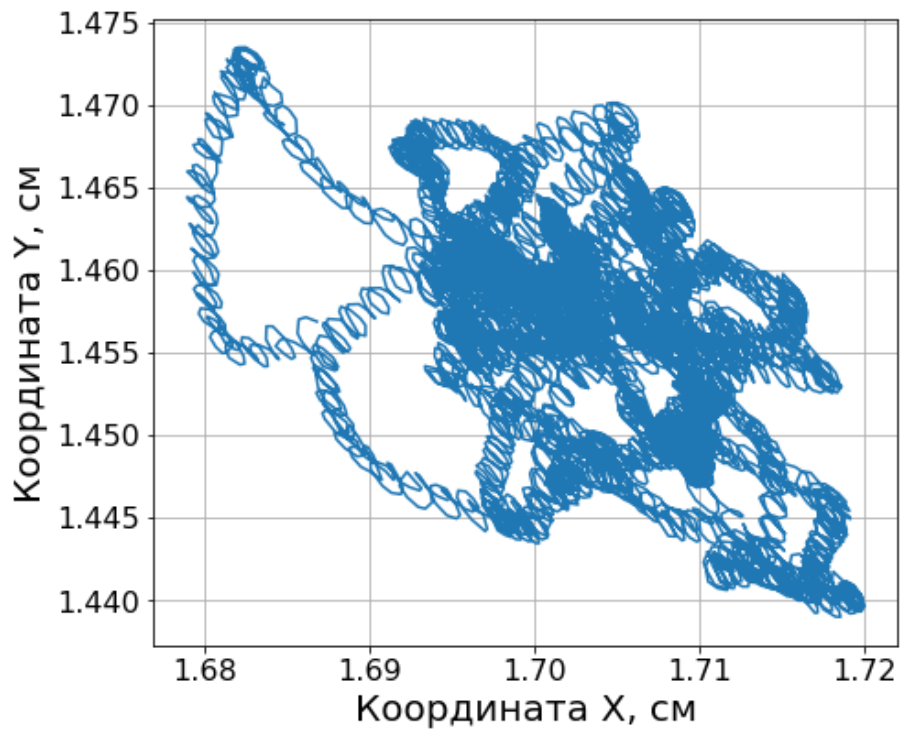


Рисунок 3.1.26. Траектория локальной (не изменяющей своего положения в структуре) центральной частицы при мощности лазера 4 Вт.

Далее было построено значение максимума функции фрактальной размерности в зависимости от энергии системы (3.1.27). На данном графике можно заметить, что с увеличением энергии системы траектории частиц все менее склонны к повторяемости.

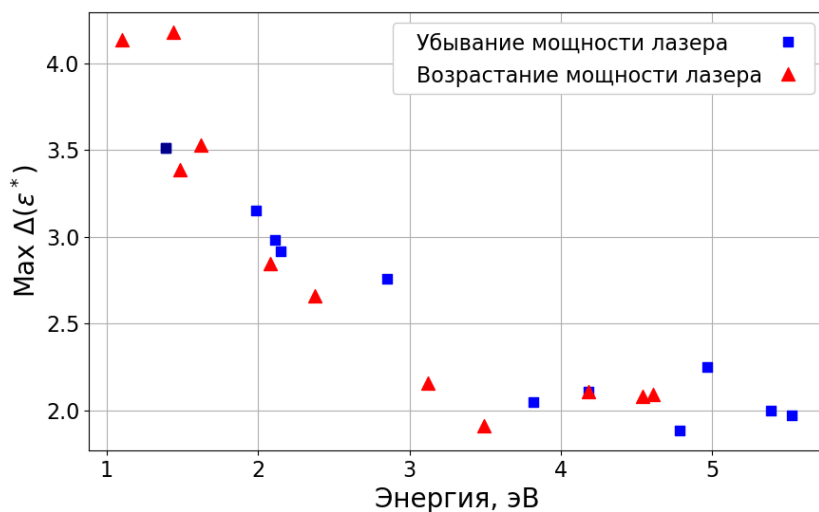


Рисунок 3.1.27. Максимумы функции фрактальной размерности для экспериментов 1-21.

### **3.2. Монослойные структуры с различной анизотропией в радиальном направлении.**

Для экспериментального исследования квазидвумерных структур заряженных макрочастиц, формируемых в плазме ВЧ разряда применялся экспериментальный стенд, представленный на рисунке 2.1. Основным элементом стенда являлась вакуумная камера с оптическими окнами в горизонтальной плоскости, и иллюминатором в верхней части камеры. Воздушная атмосфера из камеры откачивается и наполняется плазмообразующим газом – аргоном, до рабочего давления 3-9 Па. В центре камеры расположены два плоских горизонтальных электрода, расстояние между которыми составляет 5 см. В разряд вбрасывались пластиковые частицы, диаметр которых 10.6 мкм (плотность 1.51 г/см<sup>3</sup>). Для создания электростатической ловушки на нижнем электроде устанавливалось кольцо. Диаметр используемого кольца 80 мм, а высота 2 мм. Данное кольцо удерживало от разлета заряженные в плазме пылевые частицы в радиальном направлении. Движение частиц, подсвеченных плоским горизонтальным пучком аргонного лазера, регистрировалось видеокамерой. Камера располагалась над структурой и снимала вид структуры сверху [110].

Были проведены две серии экспериментов с монослойной структурой: первая при изменении мощности разряда от 5 до 30 Вт и постоянном давлении рабочего газа 5 Па; а вторая при изменении давления от 3 до 9 Па и постоянной мощности ВЧ генератора  $W=13.1$  Вт. Были отобраны по четыре наиболее характерных эксперимента для каждой серии и далее приводятся изображения пылевых структур в этих отобранных экспериментах и данные о свойствах пылевых структур, полученные в результате обработки видеопленок длительностью 30 секунд, снятых с частотой 400 кадров в секунду. В таблице 1 приведены условия проведения отобранных экспериментов и их условное обозначение. Целью данных экспериментов было изучение и описание изменения плотности и кинетической энергии частиц монослоя по мере удаления от центра ВЧ разряда при изменении таких параметров ВЧ разряда, как давление и мощность.

На рисунке 3.2.1 представлен видеокادر монослойной структуры заряженных частиц в плазме ВЧ разряда. Экспериментально наблюдалась эволюция структуры при изменении параметров разряда. По измеренным из видеозаписи координатам частиц было проанализировано радиальное распределение межчастичных расстояний в структуре.

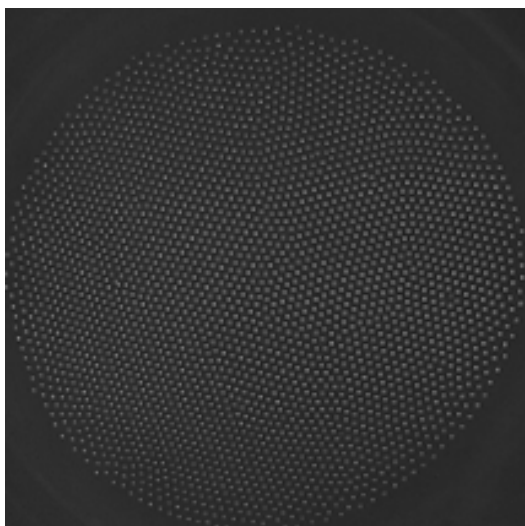


Рисунок 3.2.1. Кадр видеозаписи однородной монослойной структуры в плазме ВЧ разряда.  $W=6.9$  Вт,  $P=5$  Па

Экспериментально наблюдалось, что при фиксированном давлении плазмообразующего аргона  $P=5$  Па изменение мощности разряда приводит к изменению межчастичного расстояния в структуре (Рис.3.2.2).



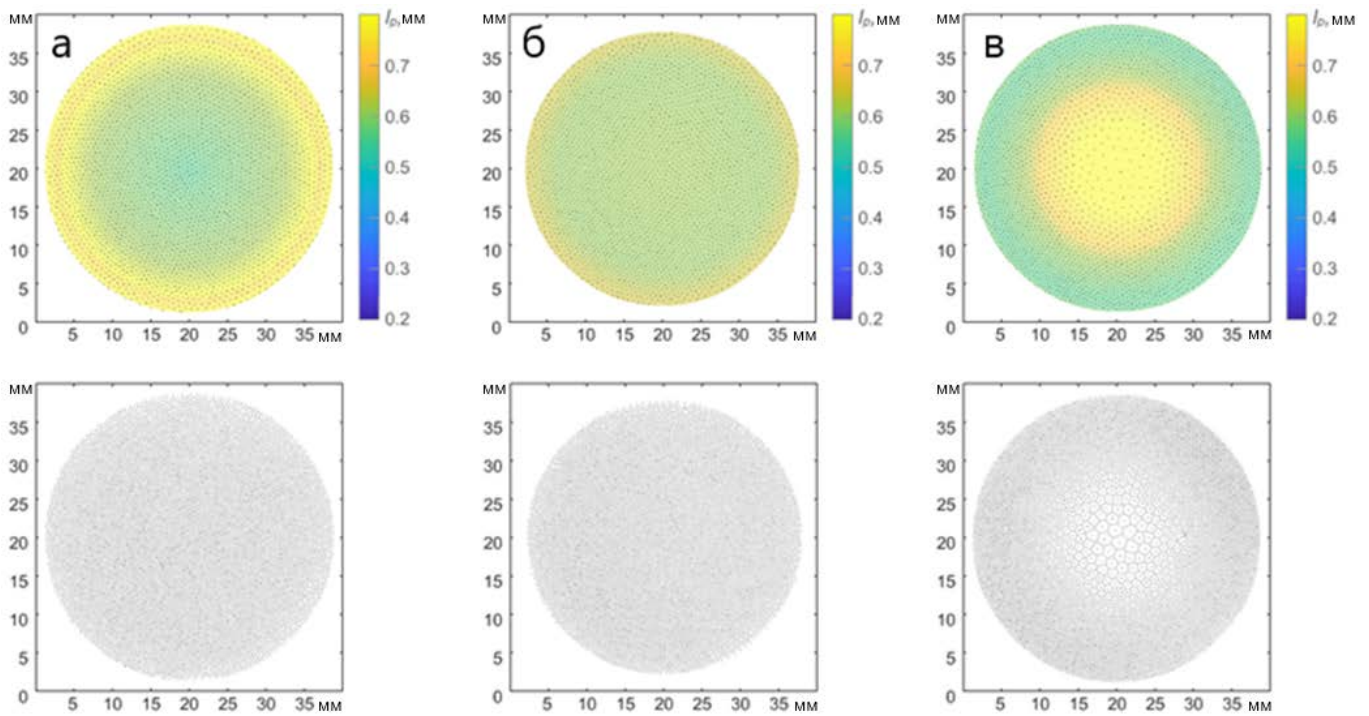


Рисунок 3.2.2. Квазидвумерная структура пылевых частиц в аргоновой плазме ( $P = 5$  Па) при различной мощности ВЧ разряда: а) 4.4 Вт, б) 6.9 Вт, в) 16.7 Вт. На цветовой диаграмме приведено радиальное распределение межчастичного расстояния при различной мощности газового разряда. Снизу представлено изменение в однородности структуры - ячейки Вороного.

При мощности  $W = 4.4$  Вт межчастичное расстояние в центральной части структуры оказывалось примерно в 1,5 раза меньше межчастичного расстояния на периферии структуры. Однако с ростом мощности пылевой монослой менялся и при  $W = 6,9$  Вт межчастичные расстояния в структуре выравнивались. Дальнейший рост мощности разряда до  $W = 16,7$  Вт приводил к формированию разреженного участка в центральной части структуры, где межчастичные расстояния были значительно больше чем на периферии структуры (Рис.3.2.3). Дальнейшее увеличение мощности приводило к формированию войда в центральной части структуры. Формирование войда в плазменно-пылевых структурах ранее наблюдалось в работах [105-108].

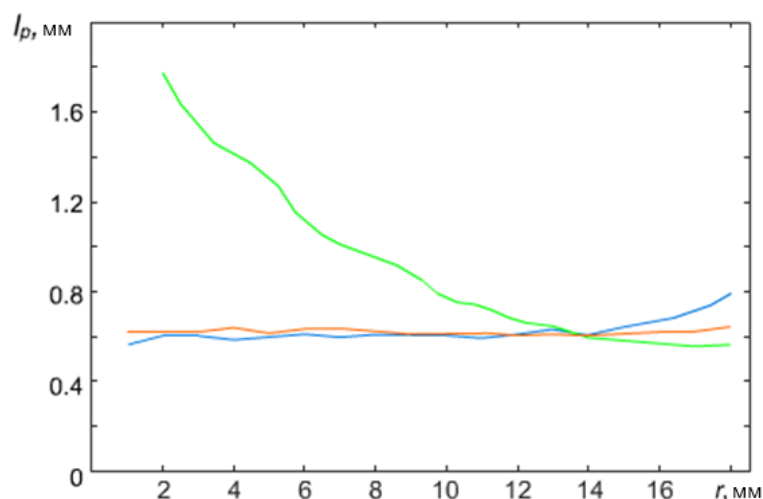


Рисунок 3.2.3. График зависимости радиального распределения среднего межчастичного расстояния в квазидвумерной структуре пылевых частиц в аргонной плазме (давление 5 Па) при различной мощности ВЧ разряда: синий график при  $W=4.4$  Вт; красный график при 6.9 Вт; зеленый график при 16.7 Вт.

Аналогичные наблюдения были проведены при мощности разряда  $W=13.1$  Вт и изменении давления аргона в газоразрядной камере (рисунок 3.2.4). При давлении  $P=3$  Па межчастичное расстояние в центральной части структуры оказывалось примерно в 2 раза меньше межчастичного расстояния на периферии структуры. С ростом давления до  $P=4$  Па межчастичные расстояния в структуре выравнивались. Дальнейший рост давления до  $P=5$  Па приводил к формированию разреженного участка в центральной части структуры (Рисунок 3.2.5)

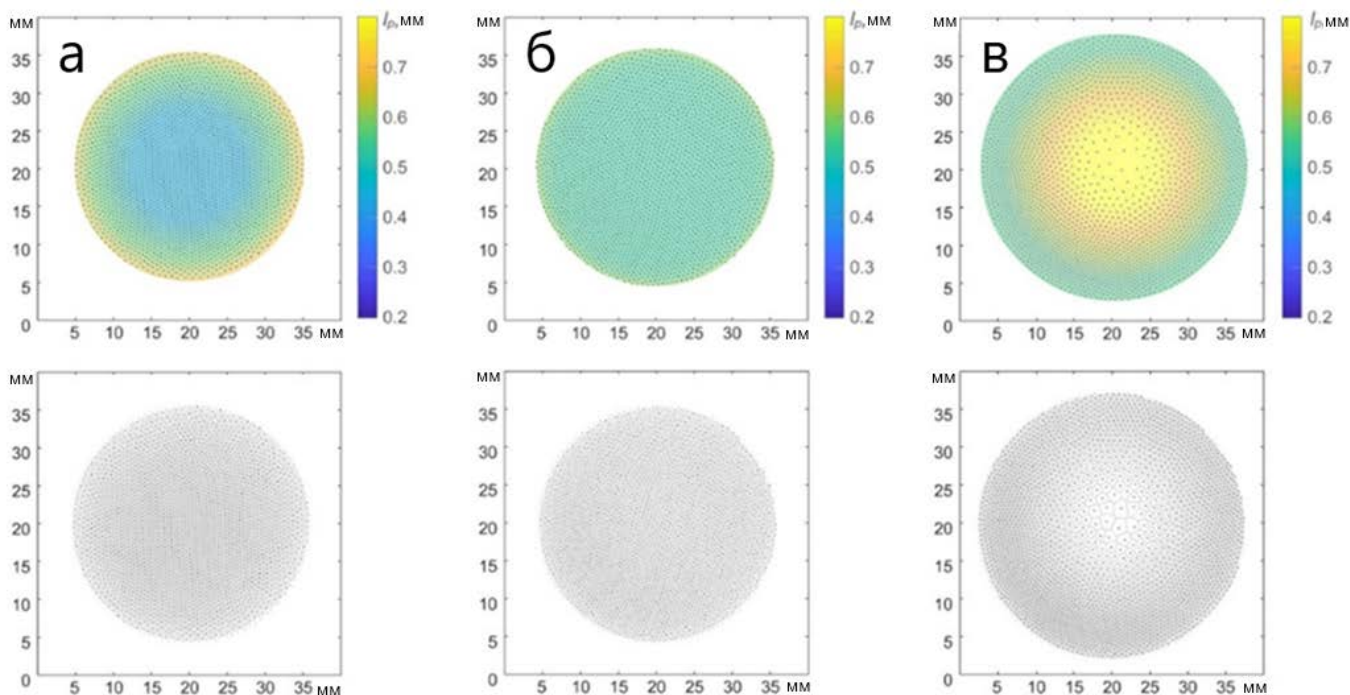


Рисунок 3.2.4. Квазидвумерная структура пылевых частиц в аргонной плазме ВЧ разряда при мощности ВЧ разряда  $W=13.1$  Вт и различном давлении буферного газа: а) 3 Па, б) 4 Па, в) 5 Па. На цветовой диаграмме приведено радиальное распределение межчастичного расстояния при различной мощности газового разряда. Снизу представлено изменение в однородности структуры - ячейки Вороного.

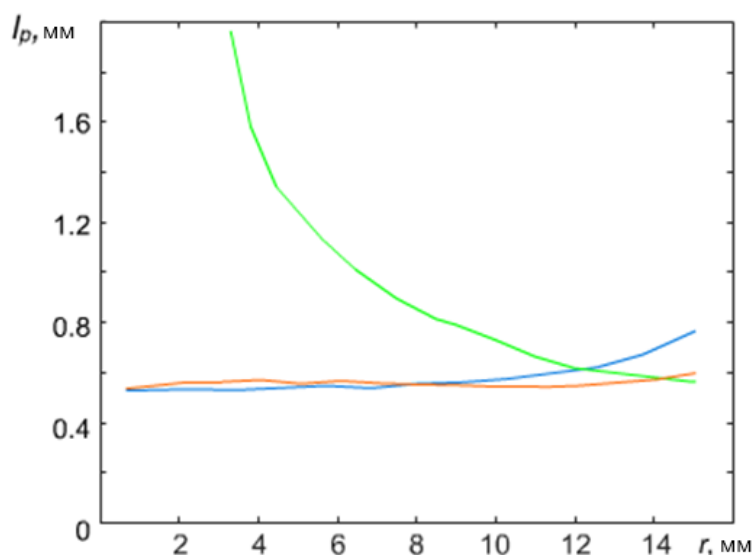


Рисунок 3.2.5. График зависимости радиального распределения среднего межчастичного расстояния в квазидвумерной структуре пылевых зерен в аргонной плазме ВЧ разряда при мощности ВЧ разряда  $W=13.1$  Вт и давлении буферного газа: синяя кривая при  $P=3$  Па; красная при 4 Па; зеленая при 5 Па.

В работе [63] теоретически исследовалось влияние параболической ловушки удерживающих структуру пылевых частиц, взаимодействующих по экранированному кулоновскому потенциалу. При этом из упрощенной модели пылевой плазмы делается вывод, что структуры будут принципиально неоднородными. Вместе с тем на основе гидродинамической модели пылевой плазмы в емкостном ВЧ разряде можно показать, что без учета силы ионного увлечения плотность частиц в структуре становится более разреженной к периферии. Электронная компонента в пылевой плазме ВЧ разряда в гидродинамическом приближении с усредненными за период ВЧ поля величинами (концентрацией, средней энергией и скоростью дрейфа) для электронов описывается уравнениями баланса числа частиц и энергии электронов (вывод уравнений см. например, в работах [91,92,93]):

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div } \mathbf{j}_e = k_{ion} n_e N - J_d n_d, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (n_e \langle \varepsilon \rangle)}{\partial t} + \text{div } \mathbf{h}_e = e \mathbf{E}_p \cdot \text{grad} (n_e D_e) + e \mu_e n_e E_p^2 + \frac{1}{2} e \mu_{e,Re} n_e E_0^2 - \\ - n_e N W_{el} - k_{ex} n_e N E_{ex} - k_{ion} n_e N E_{ion} - \frac{1}{3} \langle \varepsilon \rangle J_d n_d, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $n_e$  — плотность электронов,  $\mathbf{j}_e$  — плотность потока электронов в дрейфово-диффузионном приближении, определяемая формулой  $\mathbf{j}_e = -\text{grad} (n_e D_e) - \mu_e n_e \mathbf{E}_p$ ,

$D_e, \mu_e$  - коэффициент диффузии и подвижность,  $E_p$  – напряженность постоянного поля поляризации электродных оболочек,  $k_{ion}$  - суммарный коэффициент ионизации газа,  $J_d$  - суммарный сток электронов и ионов на пылевой частице,  $n_d$  - плотность частиц пыли,  $N$  – плотность атомов,  $\langle \varepsilon \rangle$  - средняя энергия электронов,  $\mathbf{h}_e$  - плотность потока энергии электронов, определяемая как

$$\mathbf{h}_e = -\text{grad} (n_e D_\varepsilon) - \mu_\varepsilon n_e \mathbf{E}_p$$

$\mu_{e,Re}$  - действительная часть подвижности, совпадающая по фазе с радиочастотным полем,  $\mu_\varepsilon$  - подвижность энергии,  $D$  - коэффициент диффузии энергии,  $W_{el}$  - суммарная чистая скорость потери энергии из-за упругих электронно-нейтральных столкновений,  $E_{ion}$  - потенциал ионизации,  $k_{ex}$  - коэффициент возбуждения атома,  $E_{ex}$  - потенциал возбуждения атома.

В уравнение баланса числа электронов (1) добавлен член, учитывающий поглощение электронов пылевыми частицами, где сток электронов  $J_e$  и равный им сток ионов  $J_i$  (так как характерные времена зарядки много меньше характерных времен перемещения пылевых частиц и формирования плазменно-пылевых структур) определим в приближении ограниченных орбит (ПОО) [72]:

$$J_e = \pi a^2 n_e \left( \frac{16 \langle \varepsilon \rangle}{3 \pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left( \frac{3 e \phi_d}{2 \langle \varepsilon \rangle} \right),$$

$$J_i = \pi a^2 n_i \left( \frac{8 T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{e z_i \phi_d}{T_i} \right),$$
(3)

где  $J_e$ ,  $J_i$  – число электронов и ионов плазмы, поглощаемых пылевой частицей радиусом  $a$  в единицу времени,  $\phi_d$  – потенциал поверхности пылевой частицы, который находится из равенства стоков электронов и ионов:

$$J_e(\phi_d) = J_i(\phi_d) \equiv J_d. \quad (4)$$

Другими процессами гибели (например, рекомбинацией) и рождения электронов (например, ступенчатой ионизацией с участием метастабильно возбужденных атомов) в условиях низких давлений и низкой степени ионизации можно пренебречь.

Расчеты коэффициентов переноса электронов и констант скоростей ионизации и возбуждения проводились с использованием программы BOLSIG+ [73,74] с сечениями из набора LXCat [75]. На рис. 3.2.6 и 3.2.7 приведены полученные в результате этих расчетов зависимости средней энергии электронов от приведенного поля и электронные коэффициенты как функции средней энергии электронов. Отметим, что на рис.3.2.6  $E$  есть амплитуда ВЧ поля  $E_0$ , деленная на корень из двух:  $E = E_0/\sqrt{2}$ . Также отметим, что при указанных в подписи к рисункам давлениях значения приведенной круговой частоты ВЧ поля  $\omega/N$  образуют равномерную сетку.

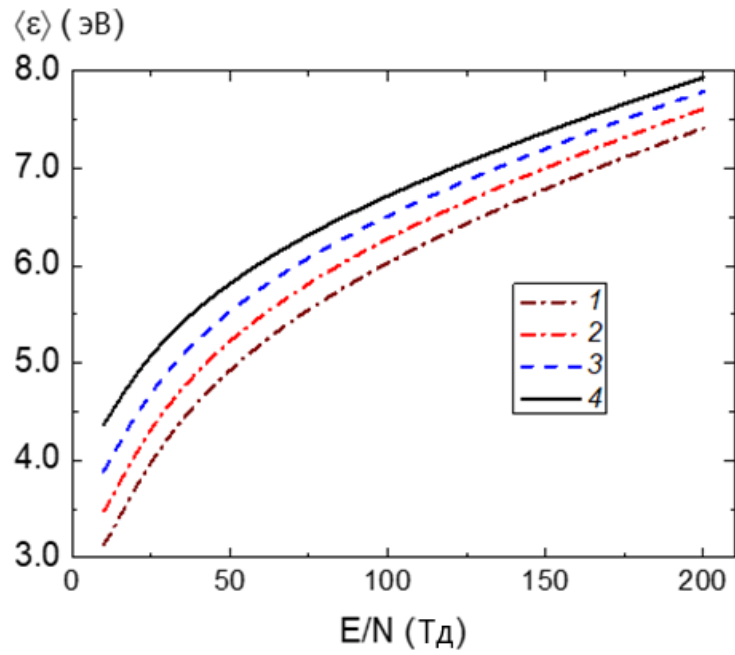
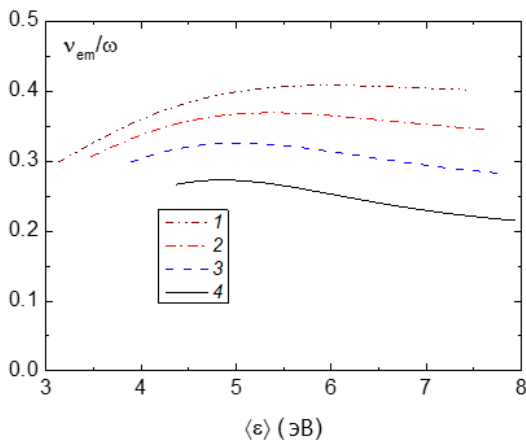
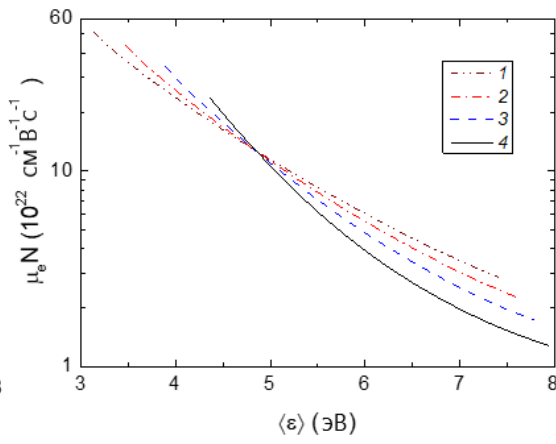


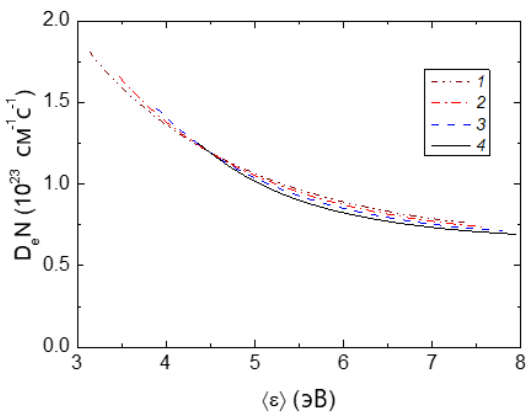
Рисунок 3.2.6. Зависимость средней энергии электронов от приведенной напряженности электрического ВЧ поля частотой 13.56 МГц в аргоне при давлении 1 – 3 Па, 2 – 3.6 Па, 3 – 4.5 Па, 4 – 6 Па.



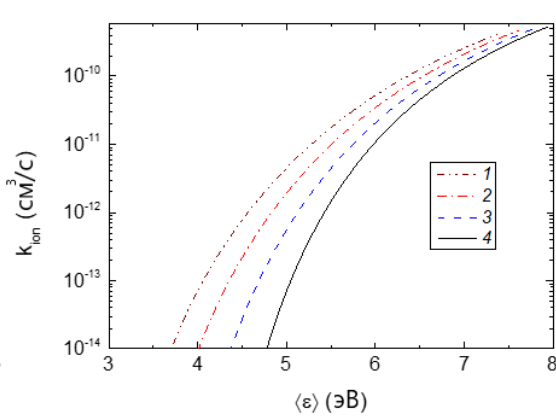
(A)



(B)



(C)



(D)

Рисунок 3.2.7. Зависимости отношения усредненной транспортной частоты электронов к круговой частоте ВЧ поля (А), подвижности (В) и коэффициента диффузии электронов (С), константы скорости ионизации атомов (D) от средней энергии электронов в ВЧ поле частотой 13.56 МГц в аргоне при давлении 1 – 3 Па, 2 – 3.6 Па, 3 – 4.5 Па, 4 – 6 Па.

Из рис. 3.2.6 видно, что средняя энергия электронов растет с давлением, а отношение транспортной частоты  $\nu_m$  к круговой частоте ВЧ поля  $\omega$  падает (см. рис 2.2.7(А)). Отметим, что функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в высокочастотном поле при выполнении условия:  $\omega \gg \nu_u$  ( $\nu_u$  - характерная частота установления энергии электронов:  $\nu_u \approx 2m_e\nu_m/M$ ,  $m_e$  – масса электрона,  $M$  – масса атомов рабочего газа) определяется эффективным значением поля [71]:

$$E_{eff} = \frac{\nu_m}{\sqrt{\omega^2 + \nu_m^2}} \frac{E_0}{\sqrt{2}}. \quad (5)$$

Так как транспортная частота зависит от энергии электронов, то и эффективное поле тоже зависит от энергии электронов. Отмеченное выше поведение средней энергии электронов и отношения  $\nu_m/\omega$  является следствием сложного поведения сечения столкновения электронов с атомами аргона, которое проходит через глубокий минимум Рамзауэра [75]. Из рис. 3.2.7 видно, что коэффициент диффузии  $D_e$  является слабой функцией давления аргона (аналогичное поведение имели также величины  $\mu_e$ ,  $D_e$ , и  $W_{el}$ ), а подвижность электронов  $\mu_e$  и константа скорости ионизации  $k_{ion}$  заметно меняются при изменении давления (аналогичными были зависимости  $\mu_{e,Re}$ ,  $k_{exc}$  и  $P_e$ ).

Поляризационное поле приэлектродных слоев (или так называемое амбиполярное поле) определяется уравнением Пуассона:

$$\text{div } \mathbf{E}_p = 4\pi e(z_i n_i - n_e + z_d n_d), \quad (6)$$

где  $e$  - заряд протона,  $z_i$  - зарядовое число ионов (здесь и далее предполагается, что  $z_i=1$ ),  $n_i$  - плотность ионов,  $z_d$  - заряд пылевых частиц в элементарных зарядах, который связан с потенциалом поверхности пыли соотношением

$$z_d = \phi_d a (1 + k_D a), \quad (7)$$

где  $k_D$  - обратный дебаевский радиус.

Ионная компонента описывается уравнениями баланса числа и для плотности потока ионов:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}_i = k_{\text{ion}} n_e N - J_d n_d, \quad (8)$$

где  $\mathbf{j}_i$  - плотность потока ионов, определенная без учета диффузии:

$$\mathbf{j}_i = \mu_i n_i \mathbf{E}_p, \quad (9)$$

$\mu_i$  - подвижность ионов.

Экспериментальные подвижности иона аргона (см. рис. 3.2.8), приведенные к нормальным условиям при температуре 300 К [75-81] хорошо аппроксимируются зависимостью ( $\mu_i$  в  $\text{см}^2/(\text{В с})$ ,  $E/N$  в Тд):

$$\mu_i = 0.286 + 0.669 \exp\left(-\frac{E/N}{179.5}\right) + 0.679 \exp\left(-\frac{E/N}{1305}\right). \quad (10)$$

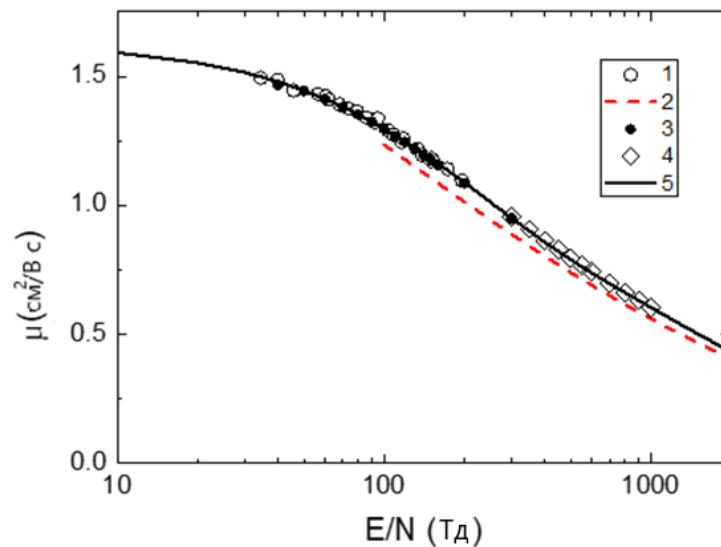


Рисунок 3.2.8. Приведенная к нормальным условиям подвижность ионов аргона  $\text{Ar}^+$  в аргоне при температуре 300 К как функция приведенного поля  $E/N$ : 1 – экспериментальные данные [76], 2 – аппроксимация из работы [77], 3 – работа [78], 4 – [79], 5 – аппроксимация (80).

На рис. 3.2.8 приведены только часть литературных данных (более полные данные приведены в работах [77-80]). Отметим, что в ряде работ (см., например, [80]) для



определения скорости дрейфа ионов при высоких значениях  $E/N$  использовалась ее связь с измеренной средней энергией ионов  $E_i$  в форме [81,82]:

$$E_i = \frac{\pi m_i v_{i,dr}^2}{2}, \quad (11)$$

где  $m_i$  - масса иона,  $v_{i,dr}$  - скорость дрейфа ионов. В нашей работе мы используем приближение Ванье [83,84],

$$E_i = \frac{3}{2} T_g + \frac{(m_i + m_g) v_{i,dr}^2}{2}, \quad (12)$$

где  $m_g$  - масса атома газа,  $T_g$  - температура газа.

Пылевая компонента описывается уравнениями баланса числа частиц и скорости движения (см., например, [85-86]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_d}{\partial t} + \text{div}(n_d \mathbf{v}_d) &= 0; \\ \frac{\partial \mathbf{v}_d}{\partial t} &= \mathbf{g} + \frac{1}{m_d} (e z_d \mathbf{E}_p + \mathbf{F}_{id} - \mathbf{F}_{nf}) \end{aligned} \quad (13)$$

где  $\mathbf{g}$  – ускорение свободного падения,  $\mathbf{F}_{id}$  – сила ионного дрэга или сила, вызванная фокусировкой ионного потока,  $\mathbf{F}_{nf}$  – сила сопротивления газа, которая при низких давлениях в предположении о полной аккомодации импульса атомов газа определяется формулой Эпштейна [87]:

$$F_{nf} = -\frac{4}{3} \pi a^2 \delta M N v_g v_d, \quad (14)$$

$v_g$  – тепловая скорость атомов газа:  $v_g = \sqrt{8T/\pi M}$ ,  $\delta \approx 1$  – коэффициент, зависящий от характера отражения атомов газа от поверхности пылевой частицы после столкновения.

В работе [72] (см также работы [88,89] и цитированную в них литературу) для силы ионного дрэга получено выражение

$$F_{id,\varphi} = n_i v_s m_i v_i \pi (b_c^2 + 4b_L^2 \Lambda), \quad (15)$$

где  $v_{Ti}$ ,  $v_s$ ,  $\Lambda$ ,  $b_L$ ,  $b_c$ ,  $R_{De}$  – тепловая и полная с учетом дрейфового движения скорости ионов, кулоновский логарифм, радиус Ландау, радиус захвата ионов и электронный дебаевский радиус, соответственно, определенные выражениями:

$$v_{Ti}^2 = \frac{8T_i}{\pi m_i}, \quad v_s^2 = v_i^2 + v_{Ti}^2, \quad \Lambda = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{R_d^2 + b_L^2}{b_c^2 + b_L^2} \right),$$

$$b_L = \frac{e^2 |z_d|}{m_i v_s^2}, \quad b_c = a \left[ 1 - \frac{2e\phi_d}{m_i v_s^2} \right], \quad R_D^2 = \frac{\langle \varepsilon \rangle}{6\pi e^2 n_e}. \quad (16)$$

В данной работе для изучения динамики пылевых частиц проведем моделирование в одномерном приближении вдоль оси  $z$ , которую направим вверх навстречу силе тяжести. В качестве первого приближения положим, что коэффициенты переноса электронов и константа скорости ионизации газа постоянны (это оправдано, поскольку в рассматриваемом режиме в положительном столбе поле мало, а в прикатодных слоях мала концентрация электронов).

В установившемся режиме скорость движения газа можно положить равной нулю, поскольку скорость нагрева газа в рассматриваемом слаботочном режиме горения ВЧ разряда мала. Также, характерное время установления скорости пылевых частиц значительно превосходит характерное время установления их концентрации, поэтому можно пренебречь инерцией пылевых частиц и их скорость определять из стационарного уравнения движения пылевых частиц.

Сила ионного увлечения может быть по величине сравнимой с силой тяжести. В этом случае учет силы ионного увлечения является принципиально важным, так как именно она становится ответственной за изменение характера распределения пылевых частиц по радиусу в ВЧ разряде. В научной литературе имеется достаточно много работ, посвященных аналитическому приближенному решению ВЧ-разряда ([93-98], но все они не лишены недостатков и имеют ограниченную область применимости, которая либо лежит в области редких столкновений, либо в области частых столкновений. В наших экспериментах реализуется случай, когда параметр  $\alpha_c$ , определенный соотношением [94]

$$\alpha_c = \frac{\pi R_{De}}{l_i}, \quad (17)$$

который и определяет столкновительный или бесстолкновительный характер переноса ионов в приэлектродных слоях, является величиной порядка единицы (см. ниже таблицы 3 и 4). Здесь  $R_{De}$  – электронный дебаевский радиус,  $l_i$  – длина

свободного пробега ионов. Поэтому предлагаем следующий метод определения параметров ВЧ разряда в наших условиях.

Рассмотрим стационарное решение уравнений (1), (6) и (8) для симметричного ВЧ разряда вблизи центра разрядного промежутка, где поле поляризации еще достаточно мало и поэтому пылевые частицы не могут левитировать. Положим постоянными коэффициенты переноса и частоту ионизации газа в этой области  $v_{ion} = k_{ion} N$ . Уравнения (1), (6) и (8) для одномерной задачи принимают вид:

$$\begin{aligned} -D_e \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2} - \mu_e \frac{\partial (n_e E_p)}{\partial z} &= v_{ion} n_e, \\ \mu_i \frac{\partial (n_i E_p)}{\partial z} &= v_{ion} n_e, \\ \frac{\partial E_p}{\partial z} &= 4\pi e (z_i n_i - n_e). \end{aligned} \quad (18)$$

Из уравнений (18) после простых вычислений находим

$$\frac{\partial E_p^2}{\partial z^2} = 8\pi e \left[ \left( \frac{1}{\mu_e} + \frac{1}{\mu_i} \right) v_{ion} n_e + \frac{D_e}{\mu_e} \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2} \right]. \quad (19)$$

Выберем начало оси  $z$  в центре разрядного промежутка. Будем искать решение для концентрации электронов в виде (см., например, [96]):

$$n_e = n_{e0}(z) \cos(\alpha z), \quad (20)$$

где  $\alpha$  – неизвестная пока постоянная. Нас интересует решение вблизи центра разрядного промежутка, поэтому положим, что в этой области  $n_{e0}$  является слабой функцией координаты  $z$  и пренебрежем ее производными. Теперь из (19), используя условие симметрии разряда и нулевое значение поля в центре, находим:

$$E_p^2 = 8\pi e \left[ \frac{1}{\alpha^2} \left( \frac{1}{\mu_e} + \frac{1}{\mu_i} \right) v_{ion} - \frac{D_e}{\mu_e} \right] n_{e0} [1 - \cos(\alpha z)]. \quad (21)$$

Из системы (14), используя (16), также находим:

$$\begin{aligned} n_e E_p &= \left( \frac{D_e \alpha}{\mu_e} - \frac{v_{ion}}{\alpha \mu_e} \right) n_{e0} \sin(\alpha z), \\ n_i E_p &= \frac{v_{ion}}{\alpha \mu_i} n_{e0} \sin(\alpha z). \end{aligned} \quad (22)$$

Отсюда для отношения концентраций электронов и ионов вблизи центра разряда получаем:

$$\frac{n_e}{n_i} = \frac{\alpha\mu_i}{v_{ion}} \left( \frac{D_e\alpha}{\mu_e} - \frac{v_{ion}}{\alpha\mu_e} \right) = \frac{\mu_i}{\mu_e} \left( \frac{D_e\alpha^2}{v_{ion}} - 1 \right). \quad (23)$$

Так как вблизи центра ВЧ разряда для формирования квазинейтральной плазмы должно быть  $n_e \approx n_i$ , то из (23) находим, что для этого должно быть выполнено равенство:

$$\frac{D_e\alpha^2}{v_{ion}} = 1 + \frac{\mu_e}{\mu_i}. \quad (24)$$

Вообще говоря, величина  $\alpha$  здесь не определена, но можно ожидать, что она будет порядка  $2\pi/L$ ,  $L$  – межэлектродное расстояние. В этом случае будут выполнены обычно используемые нулевые граничные условия для концентрации электронов на электродах. Тогда условие формирования квазинейтральной плазмы в центре ВЧ разряда будет иметь вид:

$$\zeta \equiv \frac{\mu_i}{\mu_e} \left( \frac{4\pi^2 D_e}{v_{ion} L^2} - 1 \right) = 1. \quad (25)$$

Отметим, что хотя у нас имеется четыре уравнения для определения  $n_e$ ,  $n_i$  и  $E_p$  в центре разряда, но ввиду их приблизительного характера они не позволяют определить значение параметра  $\alpha$ . Выражение (25) позволяет определить значение приведенного поля  $E/N$ , при котором выполнено это условие. Далее значение этого поля будем означать как  $E_{HF}$ . На рис. 3.2.9 приведены значения параметра  $\zeta$  как функции приведенного поля  $E/N$  при разных значениях давления аргона.

Из рис. 3.2.9 видно, что требуемое для зажигания ВЧ разряда поле с ростом давления уменьшается, что связано с уменьшением частоты диффузионного ухода электронов.

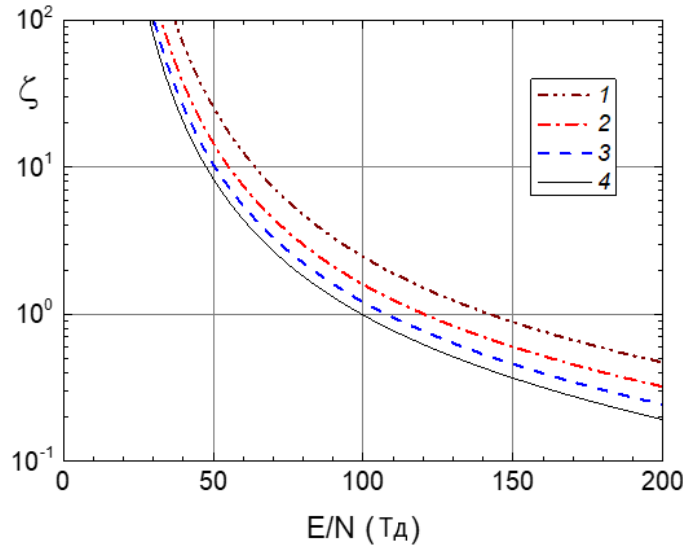


Рисунок 3.2.9. Зависимость параметра  $\zeta = \mu_i/\mu_e(4\pi^2 D_e/v_{ion} L^2 - 1)$  от приведенного поля  $E/N$  в ВЧ разряде с частотой 13.56 МГц и межэлектродном расстоянии  $L = 5$  см при разных значениях давления аргона: кривая 1 – 3 Па, 2 – 4 Па, 3 – 5 Па, 4 – 6 Па.

Мощность энерговклада в ВЧ разряд складывается из электронной и ионной частей, что можно записать в виде [94]:

$$W_d = W_e + W_i = \frac{1}{2}(V_p I + R_{sh} I^2), \quad (26)$$

где  $R_{sh}$  – омическое сопротивление приэлектродных слоев, для оценки которого используем соотношение  $R_{sh} S_{HF} \approx 10^4 \Omega \text{ см}^2$  [94],  $S_{HF}$  – площадь электрода,  $V_p$  – омическая часть падения ВЧ поля на разрядном промежутке, который учитывает также так называемый стохастический нагрев электронов за счет их отражения в приэлектродных слоях. На данном этапе пренебрежем стохастическим нагревом, поскольку в литературе имеются сомнения насчет механизма данного нагрева, аналитическая модель которого развивалась в работах [90-92] (см. работы [96-101]).

Так как толщина приэлектродных слоев, которая составляет несколько электронных радиусов экранирования, пренебрежимо мала по сравнению с длиной разрядного промежутка  $L$ , то для оценок примем

$$V_p = E_0 L \left( 1 + \frac{\omega^2}{v_m^2} \right)^{-1/2}, \quad (27)$$

$E_0$  – амплитуда ВЧ поля. Тогда по известному значению поля  $E$ , найденному из условия (25), и экспериментальной вкладываемой мощности ВЧ поля  $W_d$  можно

определить ток ВЧ разряда и для отношения ионного и электронного нагревов получить выражение:

$$\eta \equiv \frac{W_i}{W_e} = \frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{4R_{sh}W_d}{E^2L^2} \frac{(v_m^2 + \omega^2)}{v_m^2}} - 1 \right) \quad (28)$$

В итоге для определения концентрации электронов мы получим уравнение:

$$n_e = \frac{W_d}{P_e(1+\eta)}, \quad (29)$$

где  $P_e$  - энергия в единицу времени, поглощаемая электронами из электрического поля:  $P_e/N = (\mu_{e,Re} N)(E/N)^2$ . В таблицах 1-4 приведены параметры плазмы в ВЧ разряде и пылевой компоненты в области левитации, где выполнено условие:

$$ez_d E_p = m_d g. \quad (30)$$

Это поле далее будет обозначать как  $E_{lev}$ . Приведенные в таблицах 1-4 электронные коэффициенты определены по значению приведенного поля  $E/N$ , найденного из (25), а концентрация электронов определена из (29). Полагалось, что концентрация ионов равна концентрации электронов. Энергия ионов в области левитации пылевых частиц  $E_{l,ion}$  определялась из выражения (12), при этом скорость дрейфа определялась со значением поля, равного  $\sqrt{E^2 + E_{lev}^2}$ . Это значение энергии ионов использовалось при определении потенциала пылевых частиц  $\phi_d$  из трансцендентного уравнения (4) и их заряда  $z_d$  из соотношения (7).

**Таблица 1.** Параметры ВЧ разряда в первой серии экспериментов при одинаковой мощности энергозклада ( $W_{in} = 15$  Вт,  $W_{out} = 4.7$  Вт) и при разных давлениях

$P$ (Па)	$E/N$ (Тд)	$n_e$ (см <sup>-3</sup> )	$T_e$ (эВ)	$R_{Di}$ (мкм)	$R_{De}$ (мкм)	$l_e$ (см)	$l_i$ (см)
3	142.46	$3.39 \times 10^8$	4.457	379.4	851.9	2.304	0.078
4	120.45	$2.95 \times 10^8$	4.472	354.1	915.0	1.663	0.061
5	107.89	$2.61 \times 10^8$	4.478	336.7	974.1	1.297	0.050
6	99.66	$2.34 \times 10^8$	4.476	324.1	1028.4	1.063	0.042

**Таблица 2.** Параметры ВЧ разряда во второй серии экспериментов при одинаковом давлении  $P = 5$  Па ( $E/N = 107.9$  Тд,  $T_e = 4.478$  эВ,  $l_e = 1.297$  см,  $l_i = 0.05$  см).

$W_{in}$ (Вт)	$W_{out}$ (Вт)	$w_e$ (eV см <sup>-3</sup> с <sup>-1</sup> )	$n_e$ (см <sup>-3</sup> )	$R_{Di}$ (мкм)	$R_{De}$ (мкм)	$\eta = W_i/W_e$
30	4.60	$4.03 \times 10^{15}$	$4.21 \times 10^8$	264.5	767.0	10.14
20	3.30	$3.24 \times 10^{15}$	$3.37 \times 10^8$	295.7	856.4	8.13
8	1.10	$2.01 \times 10^{15}$	$2.10 \times 10^8$	375.5	1085.5	5.06
5	0.60	$1.57 \times 10^{15}$	$1.64 \times 10^8$	425.4	1228.6	3.95

**Таблица 3.** Параметры ВЧ разряда и пылевых частиц (радиусом  $r_0 = 5.3$  мкм и плотностью  $\rho = 1.5$  г/см<sup>3</sup>) в области левитации в первой серии экспериментов при одинаковой мощности.

$P$ (Па)	$\phi_0$ (V, $T_i=T_{gas}$ )	$z_{d0}$ ( $T_i=T_{gas}$ )	$\phi_d$ (V)	$z_d$	$E_{lev}$ (В/см)	$E$ , (В/см)	$E_{l,ion}$ (эВ)
3	-9.906	$-3.94 \times 10^4$	-15.53	$-5.81 \times 10^4$	9.87	1.068	1.326
4	-9.934	$-3.94 \times 10^4$	-15.14	$-5.66 \times 10^4$	10.12	1.205	1.005
5	-9.945	$-3.93 \times 10^4$	-14.80	$-5.54 \times 10^4$	10.35	1.349	0.803
6	-9.941	$-3.91 \times 10^4$	-14.49	$-5.43 \times 10^4$	10.56	1.495	0.667

**Таблица 4.** Параметры ВЧ разряда и пылевых частиц (радиусом  $r_0 = 5.3$  мкм и плотностью  $\rho = 1.5$  г/см<sup>3</sup>) в области левитации во второй серии экспериментов при одинаковом давлении  $P = 5$  Па.

$w_e$ (эВ/см <sup>3</sup> с)	$\phi_0$ (V, $T_i=T_{gas}$ )	$z_{d0}$ ( $T_i=T_{gas}$ )	$\phi_d$ (В)	$z_d$	$E_{lev}$ (В/см)	$E$ , (В/см)	$E_{l,ion}$ (эВ)
$4.03 \times 10^{15}$	-9.945	$-3.99 \times 10^4$	-14.79	$-5.56 \times 10^4$	10.31	1.349	0.799
$3.24 \times 10^{15}$	-9.945	$-3.96 \times 10^4$	-14.80	$-5.55 \times 10^4$	10.33	1.349	0.801
$2.01 \times 10^{15}$	-9.945	$-3.90 \times 10^4$	-14.80	$-5.53 \times 10^4$	10.36	1.349	0.804
$1.57 \times 10^{15}$	-9.945	$-3.87 \times 10^4$	-14.80	$-5.52 \times 10^4$	10.38	1.349	0.805

В таблицах 3 и 4 также приведены значения заряда  $z_{d0}$  и плавающего потенциала пылевых частиц  $\phi_0$ , определенные с эффективной температурой ионов:  $T_i = \frac{2}{3} E_i$ , где  $E_i$  - энергия ионов, определенная по формуле (12) с учетом только дрейфового движения в ВЧ поле. Видно, что это приводит к заметному уменьшению заряда пылевых частиц

(по абсолютной величине). Это является следствием того, что сток ионов на поверхность пылевой частицы при высоких значениях ее заряда, когда можно пренебречь вторым слагаемым (с единицей в круглых скобках) в выражении для ионного стока (3) от температуры ионов зависит как  $T_i^{-1/2}$ . Поэтому при учете дрейфа ионов только в ВЧ поле эффективная температура оказывается меньше, поэтому сток ионов вырастает и для сохранения баланса со стоком электронов потенциал пылевой частицы по абсолютной величине должен уменьшиться. Как видно из таблиц 3 и 4, электрическое поляризационное поле в области левитации пылевых частиц значительно превышает напряженность ВЧ поля.

В таблице 5 приведены удельные значения мощности энергоклада и стохастического нагрева, сила ионного увлечения, транспортная частота и отношения ионной и электронной плазменных частот к круговой частоте высокочастотного поля в восьми описанных выше экспериментах. Видно, что сила ионного увлечения оказывается только незначительно ниже силы тяжести и должна учитываться при нахождении высоты левитации пылевых частиц.

Как видно из таблицы 5, в наших экспериментах электронная плазменная частота оказывается значительно выше круговой частоты ВЧ поля, а ионная – много меньше. Это именно те условия, для которых развивалась аналитическая теория в работе [92].



**Таблица 5.** Сила ионного увлечения, мощность стохастического нагрева электронов, транспортная частота ( $\nu_m$ ) и отношение ионной и электронной плазменных частот к круговой частоте ВЧ разряда  $\omega = 2\pi \times 13.56$  МГц =  $8.52 \times 10^7$  с<sup>-1</sup>.

P (Па)	$W_{in}$ (Вт)	$w_e$ (эВ см <sup>-3</sup> с <sup>-1</sup> )	$W_{st}$ (эВ см <sup>-3</sup> с <sup>-1</sup> )	$F_{id}$ (Дин)*	$\nu_m$ (с <sup>-1</sup> )	$\left(\frac{\omega_{pi}}{\omega}\right)^2$	$\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2$
3	15	$2.79 \times 10^{15}$	$1.23 \times 10^{16}$	$8.36 \times 10^{-7}$	$3.46 \times 10^7$	$2.04 \times 10^{-3}$	149
4	15	$2.62 \times 10^{15}$	$7.77 \times 10^{15}$	$7.51 \times 10^{-7}$	$2.80 \times 10^7$	$1.78 \times 10^{-3}$	129
5	15	$2.50 \times 10^{15}$	$5.32 \times 10^{15}$	$6.60 \times 10^{-7}$	$2.34 \times 10^7$	$1.57 \times 10^{-3}$	114
6	15	$2.41 \times 10^{15}$	$3.86 \times 10^{15}$	$5.74 \times 10^{-7}$	$2.00 \times 10^7$	$1.41 \times 10^{-3}$	103
5	30	$4.03 \times 10^{15}$	$1.02 \times 10^{15}$	$8.57 \times 10^{-7}$	$2.34 \times 10^7$	$2.53 \times 10^{-3}$	184
5	20	$3.24 \times 10^{15}$	$7.61 \times 10^{15}$	$7.64 \times 10^{-7}$	$2.34 \times 10^7$	$2.03 \times 10^{-3}$	148
5	8	$2.01 \times 10^{15}$	$3.89 \times 10^{15}$	$5.80 \times 10^{-7}$	$2.34 \times 10^7$	$1.26 \times 10^{-3}$	92.0
5	5	$1.57 \times 10^{15}$	$2.68 \times 10^{15}$	$4.96 \times 10^{-7}$	$2.34 \times 10^7$	$9.86 \times 10^{-3}$	71.9

\*  $m_d g = e z_d E_{lev} = 9.17 \times 10^{-7}$  Дин

Мощность стохастического нагрева электронов в таблице 5 определялась согласно:

$$W_{st} = \frac{3}{8} n_e v_{th,e} T_e \left( \frac{\tilde{u}_e}{v_{th,e}} \right)^2 HG_k(H), \quad (31)$$

где  $\tilde{u}_e$  - амплитуда дрейфовой скорости электронов,  $v_{th,e}$  - тепловая скорость электронов:  $v_{th,e} = \sqrt{8T_e/\pi m_e}$ ,  $\tilde{s}_e$  - амплитуда колебаний электронов в объемной плазме,  $H$  - параметр, определяемый соотношением  $H = \tilde{s}_e^2 / \pi R_D^2$ ,  $G_k(H)$  - интеграл, который хорошо аппроксимируется выражением [97]

$$G_k(H) \approx \frac{24}{H + 55}. \quad (32)$$

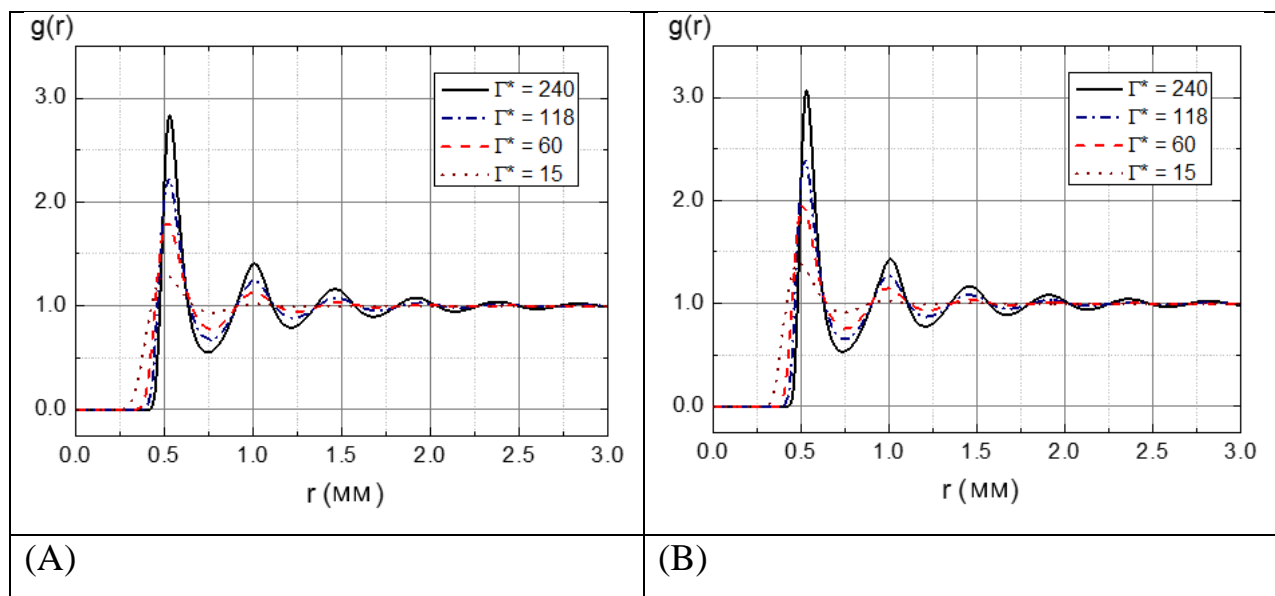
Амплитуды дрейфовой скорости и колебаний в ВЧ поле определялись из соотношений:

$$\tilde{u}_e = \frac{E}{\omega} \sqrt{2} \sqrt{\mu_{e,Re}^2 + \mu_{e,Im}^2}, \quad \tilde{s}_e \approx \frac{\tilde{u}_e}{\omega}. \quad (33)$$

С найденными значениями радиуса экранирования были проведены расчеты парной корреляционной функции (ПКФ) пылевых частиц при разных их зарядах или приведенных параметрах неидеальности [102]:

$$\Gamma^* = \frac{e^2 z_d^e}{a_d T_d} \left( 1 + k_D a_d + \frac{1}{2} k_D^2 a_d^2 \right) e^{-k_D a_d}, \quad (34)$$

где  $a_d$  - среднее расстояние между частицами пыли:  $a_d = n_d^{-1/3}$ . На рис. 3.2.10(A) приведены зависимости ПКФ от расстояния, найденные путем численного решения Орштейна-Цернике (Ornstein-Zernike OZ) методом итераций [103,104] в гиперцепном приближении (hypernetted chain HNC). В подписи к рисунку указано значение заряда при  $\Gamma^*=240$ . Заряд пылевых частиц, приведенный в таблице 5, на порядок выше этого значения. Как видно из рис. 3.2.10, с ростом заряда растет высота первого пика, поэтому отличие высоты пика в экспериментах, где она была чуть выше, может быть связано именно с более высоким значением заряда. К сожалению, итерационный метод решения уравнения OZ в HNC приближении при более высоких значениях параметра неидеальности перестает сходиться.



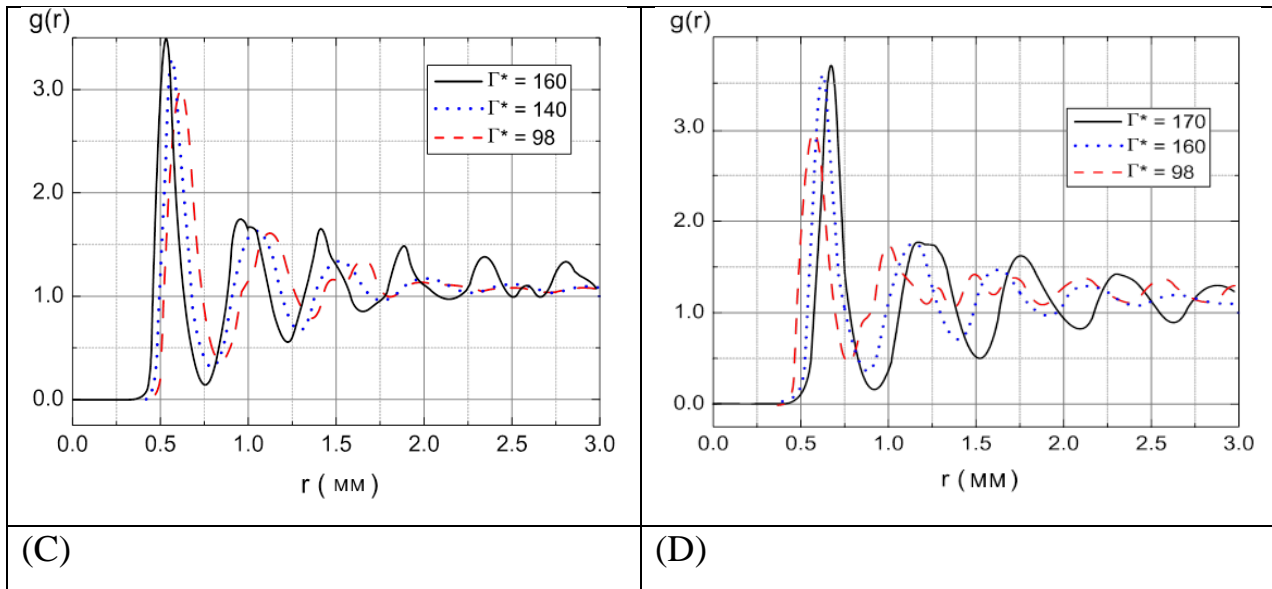


Рисунок 3.2.10. Парные корреляционные функции пылевых частиц  $g(r)$ , (А, В) найденные численным решением уравнения ОЗ в ННС приближении при разных значениях приведенного параметра неидеальности  $\Gamma^*$  при  $n_d = 8.0 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$  и (С, D) полученные экспериментально при следующих параметрах:

(А)  $\eta = 5.53$ ,  $R_D = 1/k_D = 293.3 \text{ мкм}$ ,  $\lambda = 1.7$ ,  $z_d = -1687.7$ ; (В)  $\eta = 0$  ( $W_i=0$ ),  $R_D = 113.4 \text{ мкм}$ ,  $\lambda = 4.4$ ,  $z_d = -3420.6$ ; (С) Мощность разряда  $W=13.1 \text{ Вт}$ , давление  $P = 3-5 \text{ Па}$ ; (D) Мощность разряда  $W=4.4 - 16.7 \text{ Вт}$ , давление  $P = 5 \text{ Па}$ .

Поскольку определение доли мощности ВЧ разряда, связанной с ионной компонентой, имеет приближенный характер, то парная корреляционная функция была рассчитана и при нулевой ионной мощности  $\eta = 0$  (см. рис. 3.2.10В). При этом естественно, более 6 раз выросла концентрация электронов, упал дебаевский радиус и значение структурного параметра  $\lambda = k_D a_d$  выросло с 1.7 до 4.4. Так как в многочисленных экспериментах по исследованию пылевой плазмы значение структурного параметра не превышало двух, можно сказать, что учет ионной составляющей мощности приводит к более согласующимся с экспериментом данным.

Приведенные на рис. 3.2.10 зависимости ПКФ от расстояния похожи на определенные экспериментально, что позволяет нам сделать вывод о применимости данного аналитического подхода для оценки параметров пылевой плазмы в ВЧ разряде.

Как видно из таблицы 5, согласно аналитическим оценкам, сила ионного увлечения в условиях экспериментов оказывается сравнимой с силой тяжести, следовательно ее необходимо учитывать при нахождении условий левитации пылевых частиц.

### 3.3. Формирование направленного движения в плазменно-пылевых структурах в приэлектродной области ВЧ разряда при воздействии лазерного излучения.

Для формирования течения в плазменно-пылевых структурах использовался экспериментальный стенд, который представлен на рисунке 2.1. Он позволяет менять параметры пылевой плазмы ВЧ разряда в довольно широких пределах. И что немало важно, установка позволяет воздействовать на структуру лазерным излучением извне.

Схема установки показана на рисунке 2.2. Эксперименты проводились в газоразрядной вакуумной камере. В разряд вбрасывались пластиковые частицы без оболочки и пластиковые частицы с медной оболочкой, диаметр которых 9.95 мкм. На нижнем электроде устанавливалось кольцо. Диаметр используемого в данном эксперименте кольца составлял 85 мм, а высота 2 мм. Аргон использовался в качестве буферного газа.

Течение в однослойной плазменно-пылевой системе создавалось при помощи излучения твердотельного лазера, направленного в центральную часть исследуемой структуры. Для изменения параметра неидеальности в системе кинетический «разогрев» плазменно-пылевой структуры производился при помощи лазерного излучения различной мощности предварительно расширенного лазерного «ножа». Результаты регистрировались видеокамерой, которая располагалась над структурой вертикально.

Было показано, что кинетическая «температура» пылевых частиц может быть прецизионно изменена в широком диапазоне значений параметра неидеальности  $\Gamma^*$ . При этом существуют по крайней мере два способа изменения кинетической температуры. Прежде всего, это изменение кинетической энергии пылевой компоненты при изменении давления газа. Давление газа  $P_n$  непосредственно влияет на силу трения, действующую на частицы пыли. В свободномолекулярном режиме при небольших скоростях частиц пыли ( $u_d \ll v_{Tn}$ ) эта сила равна:

$$F_{fr} \sim r_d^2 P_n \left( \frac{u_d}{v_{Tn}} \right), \quad (*)$$

где  $r_d$  – радиус частицы,  $u_d$  – средняя скорость частиц пыли,  $v_{T_n}$  – средняя скорость атомов плазмообразующего газа. При этом средняя скорость частиц пыли оказывается обратно пропорциональной давлению плазмообразующего газа. Именно таким способом изменяли кинетическую температуру при изучении зависимости вязкости пылевой плазмы от величины параметра неидеальности системы.

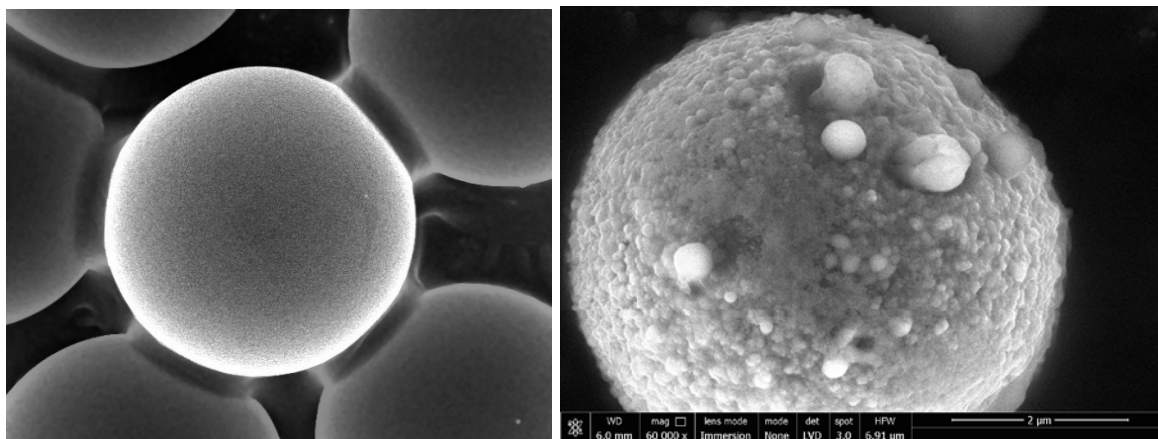


Рисунок 3.3.3. Фотографии частиц меламин-формальдегида без покрытия и с медным покрытием (диаметр 10мкм).

Как отмечено выше меламин-формальдегидные частицы практически не поглощают свет на длине волны 532 нм. Однако при нанесении на поверхность частиц тонкого медного покрытия их поглощающая способность резко возрастает. В связи с этим поверхность частиц разогревается, что может приводить по крайней мере к двум наблюдаемым эффектам. Во-первых, наблюдается заметное повышение кинетической температуры частиц и, во-вторых, возможно их направленное течение под действием фотофоретической силы. Фотофоретическая сила зависит от теплопроводности частиц пыли и равна:

$$F_{ph} = \frac{\pi r_d^3 P_n}{6\alpha T_n} I, \quad (**)$$

где  $\alpha$  – теплопроводность частиц,  $I$  – плотность светового потока.

Теплопроводность меламин-формальдегида  $\alpha_{mf} \approx 0,2$  Вт/м К весьма мала, а теплопроводность медного покрытия  $\alpha_{Cu} \approx 400$  Вт/м К, наоборот, очень велика. Следовательно, распределение температуры на поверхности частиц, которое, по существу, и является причиной возникновения фотофоретической силы, будет

определяться, в основном, теплопроводностью меди. Элементарная оценка показывает, что характерное время выравнивания температуры на поверхности используемых нами частиц составляет  $\sim 10^{-6}$  с. Прогрев же внутренней области частицы осуществляется за время  $\sim 10^{-3}$  с. Кроме того, на распределение температур может сказаться неоднородность медного покрытия, которая имеет место, согласно рисунку 3.3.3. Поэтому направление действия фотофоретической силы для различных частиц может не вполне совпадать с направлением лазерного пучка.

Буферным газом являлся аргон. Один лазер использовался для подсветки структуры, второй для создания течения. Результат эксперимента регистрировался двумя видеокамерами. Полученные данные обрабатывались с помощью специальной программы, которая позволяет определить местоположение каждой частицы.

На рисунке 3.3.4 можно рассмотреть траектории частиц за 0,5 секунды. По данным эксперимента были посчитаны параметры неидеальности  $\Gamma \sim 70, 400$  и  $500$ .

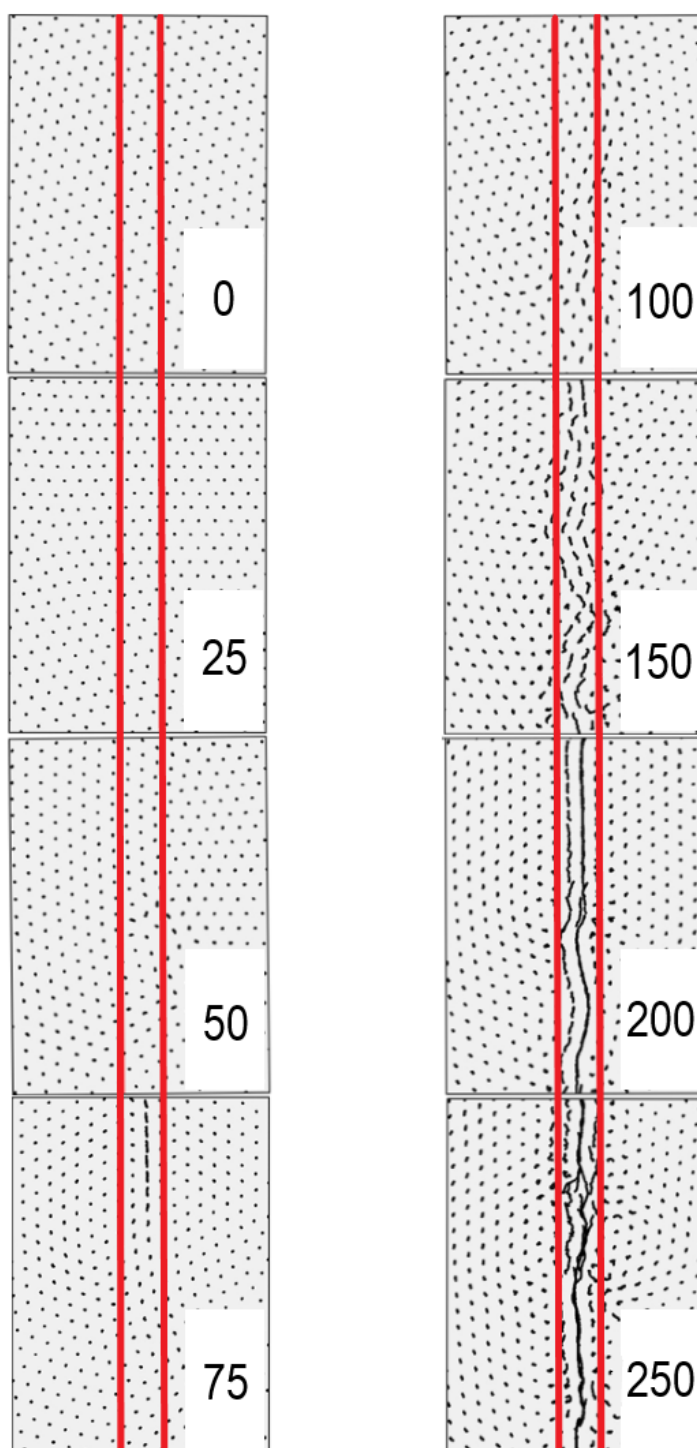


Рисунок 3.3.4. Траектории пластиковых частиц без покрытия при значениях мощности лазера  $W = 0; 25; 50; 75; 100; 150; 200$  и  $250$  мВт.

Из анализа траекторий движения и распределения скорости пылевых частиц можно сделать вывод о пороговом типе течения. При минимальных мощностях лазерного воздействия не возникало никакого течения. Далее мы увеличивали мощность лазера, что приводило к формированию направленного движения частиц.



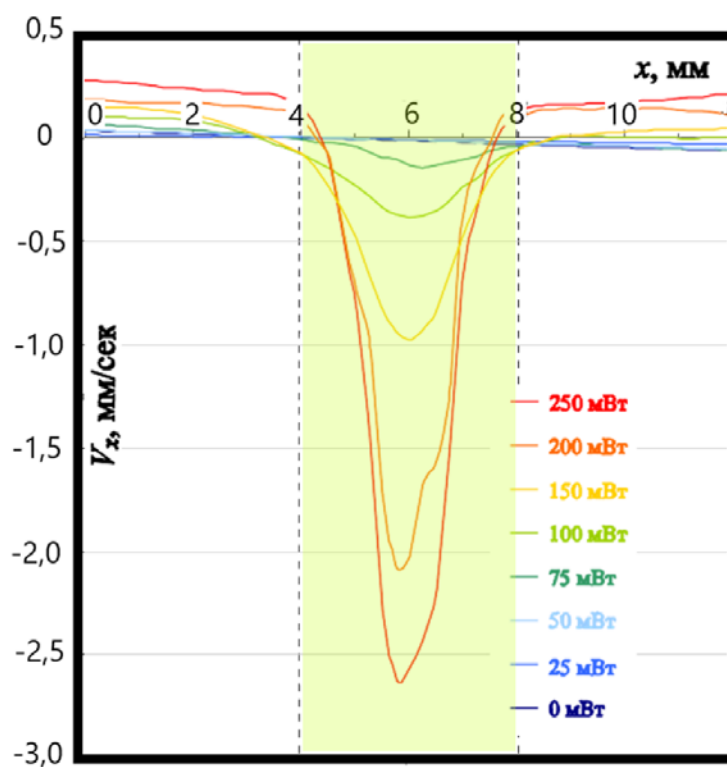


Рисунок 3.3.5. Распределение скоростей пластиковых частиц без покрытия при мощностях лазера  $W = 0; 25; 50; 75; 100; 150; 200$  и  $250$  мВт. Область воздействия лазерного пучка отмечена зеленым цветом.

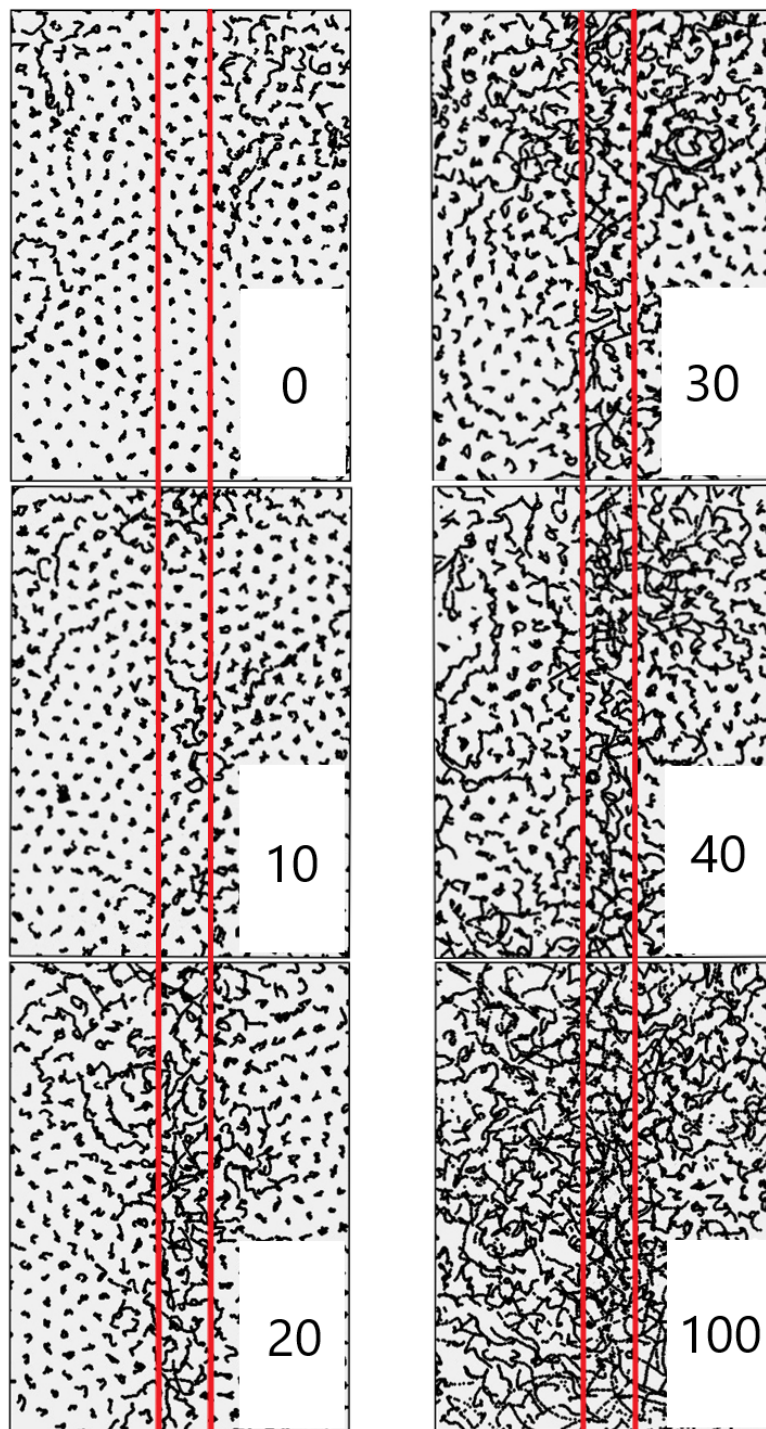


Рисунок 3.3.6. Траектории частиц с медным покрытием ( $\Gamma^* \sim 180$ ) при мощностях лазера  $W = 0; 10; 20; 30; 40; 100$  мВт.

Изменение мощности лазера, который создает течение, приводило к кинетическому разогреву системы сначала в центре, затем на периферии структуры. На рисунке 3.3.6 показаны траектории пылевых макрочастиц с медным покрытием. Время эксперимента составляло 0.5 секунды. Мощность лазера была  $W = 0; 10; 20;$

30; 40 и 100 мВт. Визуально течение заметить невозможно, но распределение скоростей показывает рост составляющей скорости, которая направлена вдоль пучка.

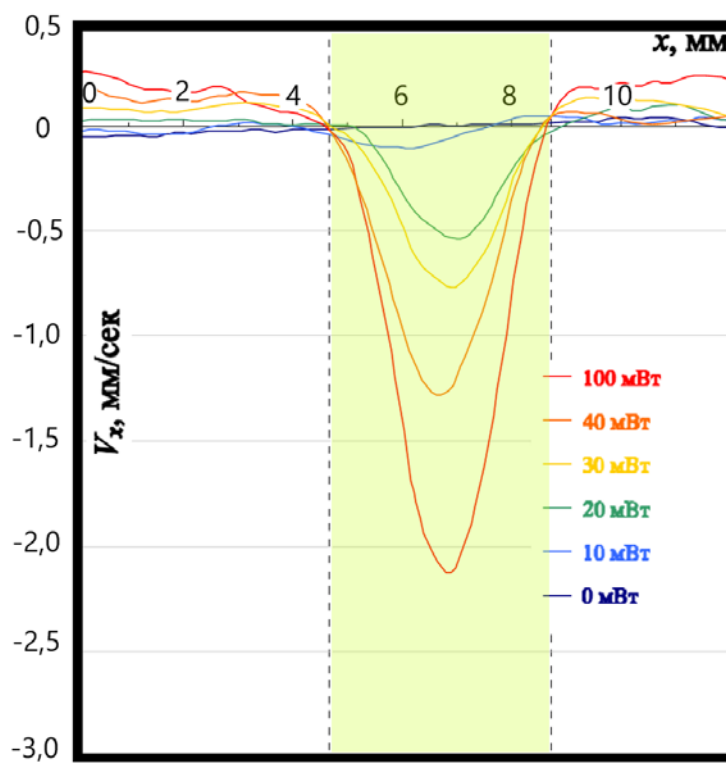


Рисунок 3.3.7. Распределение скоростей частиц с медным покрытием при мощностях лазера  $W = 0; 10; 20; 30; 40; 100$  мВт.

Для того, чтобы понять различие лазерного воздействия в случае частиц с медным покрытием и без него оценим величины силы светового давления, фотофоретической силы и порогового давления, необходимого для возникновения течения в рассматриваемой среде.

Световое давление  $P_\gamma$  определяется мощностью излучения  $W$ :

$$P_\gamma = \frac{W(1 + \theta)}{S_\gamma c},$$

где  $S_\gamma$  – площадь поперечного сечения светового пучка,  $c$  – скорость света. Соответствующая этому давлению сила, действующая на частицу, равна  $P_\gamma S_d$ , где  $S_d$  – площадь поперечного сечения пылевой частицы.

Например, в случае пучка, создаваемого разогревающим лазером с поперечными размерами 5 x 70 мм и максимальной мощностью 100 мВт, это давление равно  $\approx 10^{-9}$  Па, а соответствующая ему сила, действующая на пылевую частицу размером 10 мкм, составляет  $0,79 \cdot 10^{-19}$  Н.

Пороговое давление на частицу, при котором возникает течение, согласно рисунку 3.3.5 создается цилиндрическим пучком мощностью  $\sim 75$  мВт с поперечным размером 2 мм. Это давление равно  $10^{-7}$  Па, а соответствующая сила  $0,83 \cdot 10^{-17}$  Н. Сравнение приведенных величин показывает, что световое давление разогревающего лазера на два порядка слабее действия продавливающего лазера, при котором возникает течение непокрытых частиц. Таким образом действие разогревающего лазера не может привести к возникновению течения плазменно-пылевой среды.

Сравним теперь силу светового давления продавливающего лазера и создаваемую им фотофоретическую силу. Для оценки силы светового давления в рассматриваемом случае покрытых частиц положим коэффициент  $\theta$  в соотношении для  $P_\gamma$  равным 0, предполагая полное поглощение светового потока. Для покрытых частиц максимальная мощность лазерного излучения, которая использовалась в наших экспериментах, составляла 100 мВт, при диаметре пучка 2 мм. При этом  $F_\gamma \approx 0,83 \cdot 10^{-17}$  Н. Т.е. эта сила достигает значений, при которых в случае непокрытых частиц возникало ламинарное течение. В рассматриваемом случае покрытых частиц, как отмечено выше, явного течения пылевой компоненты не наблюдали. Вместе с тем, детальная обработка изображений позволяет зафиксировать увеличение средней скорости частиц в направлении продавливающего лазерного пучка.

Для оценки фотофоретической силы воспользуемся соотношением для  $F_{ph}$ . Полагая теплопроводность частиц равной  $\alpha \approx 400$  Вт/м К, при прочих равных условиях, находим  $F_{ph} \approx 0,92 \cdot 10^{-19}$  Н (\*\*). Т.е. максимальное значение фотофоретической силы в рассматриваемом случае на два порядка ниже пороговой и эта сила не должна приводить к возникновению ламинарного течения в плазменно-пылевой структуре. Однако, даже при сравнительно небольшой мощности продавливающего лазера ( $\sim 20$  мВт) визуально наблюдается разогрев пылевой

структуры в области действия продавливающего лазера, который заметно возрастает с ростом мощности пучка.

Следует отметить, что фотофоретическая сила при мощности разогревающего лазера  $W = 100$  мВт составляет всего  $0,83 \cdot 10^{-21}$  Н, что на два порядка меньше фотофоретической силы от продавливающего лазера эквивалентной мощности. Но и при воздействии столь незначительной фотофоретической силы, происходит разогрев пылевой компоненты.

Таким образом, непокрытые и покрытые частицы ведут себя в пылевой плазме под действием лазерного облучения совершенно по-разному. В случае непокрытых меламин-формальдегидных частиц имеет место воздействие светового давления, приводящее к возникновению ламинарного течения. В случае покрытых частиц имеется две силы – световое давление и фотофоретическая сила. Причем действие этих сил существенно различно. Световое давление приводит к некоторому движению в направлении светового пучка, а фотофоретическая сила ведет к разогреву пылевой компоненты. Вопрос в том - каков механизм разогрева? По-видимому, мы должны допустить, что при воздействии лазерного излучения на покрытые частицы происходит изменение направления их движения, т.е. под действием излучения частицы отклоняются от прямолинейного направления, задаваемого лазерным лучом. Поскольку, разогрев частиц, вероятно, обусловлен фотофоретической силой (сила светового давления действует строго по направлению светового луча и не приводит к разогреву пылевой компоненты плазмы), следует констатировать, что эта сила, во-первых, согласно оценкам, недостаточна для образования ламинарного течения и, во-вторых, направление ее действия не совпадает с направлением лазерного луча. Одной из причин проявления такого странного поведения может быть, как уже отмечалось выше, дефекты в покрытии, приводящие к асимметрии разогрева частиц и, обусловленным этим, хаотическим для разных частиц отклонением фотофоретической силы от направления лазерного луча. Кроме того, при оценке величины этой силы мы предполагали, что покрытие является однородным и не образует проплешин. Однако, если на поверхности частиц имеются непокрытые

участки, то распределение температур может сильно измениться, что приведет к существенному увеличению фотофоретической силы.

В представленной работе показаны результаты исследования поведения плазменно-пылевой жидкости, образованной покрытыми и непокрытыми макрочастицами под действием лазерного облучения. Изучены зависимости распределения скоростей макрочастиц меламина формальдегида с медным покрытием и без от значений мощности продавливающего лазера. Установлено, что в случае непокрытых меламина-формальдегидных частиц имеет место воздействие светового давления, приводящее к возникновению ламинарного течения. В случае покрытых медью меламина-формальдегидных частиц имеются две силы – световое давление и фотофоретическая сила. Световое давление приводит к некоторому движению в направлении светового пучка, а фотофоретическая сила ведет к разогреву пылевой компоненты. Высказано предположение, что одной из причин проявления такого поведения могут быть дефекты в покрытии, приводящие к асимметрии разогрева частиц и хаотическим для разных частиц отклонениям фотофоретической силы от направления лазерного луча.

### **3.4. Выводы по Главе 3.**

Проведено наблюдение качественной и количественной разницы в изменении характеристик движения коллоидных частиц в плазме при варьировании внешнего потока энергии. Продемонстрировано, что движение исследуемых частиц является фрактальным, т.е. их траектории имеют дробную фрактальную размерность. Фрактальная размерность траекторий зависит от кинетической энергии частицы и меняется при изменении мощности внешнего лазерного излучения.

Также приведены результаты экспериментальных наблюдений, однозначно показывающих, что в плазме ВЧ разряда возможно формирование структур заряженных частиц не только разреженных на периферии и более плотных в центре, но и с изотропным межчастичным расстоянием, а также более разреженных в центральной части. Показано, что, меняя мощность разряда или давление плазмообразующего газа, можно влиять на радиальное распределение межчастичного

расстояния в пылевом монослое и на однородность структуры. Ранее на основе гидродинамической модели пылевой плазмы в емкостном ВЧ разряде без учета силы ионного увлечения было предположено, что при помещении частиц в параболическую ловушку они формируют структуру, в которой плотность частиц становится более разреженной к периферии. Однако было показано, что сила ионного увлечения может быть по величине сравнимой с силой тяжести. Полагается, что в модели важно учитывать силу ионного увлечения, т.к. именно она является ответственной за изменение характера распределения пылевых частиц по радиусу в ВЧ разряде. Известно, что эта сила приводит к формированию войдов в ВЧ разряде и в наших экспериментах образование войдов также имело место при определенных параметрах плазмы. Проверка гипотезы о влиянии силы ионного увлечения на характер неоднородности в распределении пылевых частиц требует проведения более точных расчетов.

Далее были показаны результаты исследования поведения плазменно-пылевой жидкости, образованной покрытыми и непокрытыми макрочастицами под действием лазерного облучения. Изучены зависимости распределения скоростей пластиковых частиц с медным покрытием и без от значений мощности продавливающего лазера. Установлено, что в случае непокрытых меламин-формальдегидных частиц имеет место воздействие светового давления, приводящее к возникновению ламинарного течения. В случае покрытых медью меламин-формальдегидных частиц имеется две силы – световое давление и фотофоретическая сила. Световое давление приводит к некоторому движению в направлении светового пучка, а фотофоретическая сила ведет к разогреву пылевой компоненты. Высказано предположение, что одной из причин такого поведения могут быть дефекты в покрытии, приводящие к асимметрии разогрева частиц и хаотическим для разных частиц отклонением фотофоретической силы от направления лазерного луча.

## Глава 4. Динамические и структурные переходы в квазидвумерной системе янус-частиц в ВЧ разряде.

### 4.1. Описание эксперимента.

В данном эксперименте исследована структура, состоящая из  $\sim 10^3$  частиц. Использовалась экспериментальная установка, изображенная на рисунке 2.1.

Схема установки представлена на рисунке 2.2. Эксперименты проводились в газоразрядной вакуумной камере, в которую были помещены два электрода. В разряд вбрасывались частицы, частично покрытые металлом (янус-частицы), которые, попадая в разряд, приобретали отрицательный заряд и зависали в приэлектродном слое ВЧ ёмкостного разряда за счет баланса гравитационной и электрической силы. Для удержания пылевого облака и предотвращения ухода частиц в горизонтальном направлении на нижнем электроде устанавливалось кольцо. Диаметр используемого в данном эксперименте кольца составлял 80 мм, а высота 3 мм. Данное кольцо формировало потенциальную ловушку. В качестве буферного газа использовался аргон. Давление газа 1.24 Па. Подаваемая мощность 10 Вт, отраженная 0.2 Вт.

Фазовые состояния плазменно-пылевой системы менялись при помощи воздействия на структуру аргонового лазера. Мощность лазера варьировалась от 0.05 до 4 Вт. Эксперимент проводился в прямом и обратном направлении. Результаты серии экспериментов из 21 видео регистрировались видеокамерой, которая располагалась вертикально. Дополнительно использовалась также вторая видеокамера, которая располагалась горизонтально. Длительность каждого эксперимента 30 секунд (400 кадров/сек). После обработки видеоизображений были получены координаты частиц, их скорости и траектории движения, параметр неидеальности, парные корреляционные функции, среднеквадратичное смещение, фрактальная размерность и динамическая энтропия.



## 4.2 Обработка и анализ экспериментальных данных.

Запись эксперимента велась с двух видеокамер, расположенных горизонтально и вертикально. Кадры с данной видеосъемки можно наблюдать на рисунках 4.2.1 и 4.2.2.

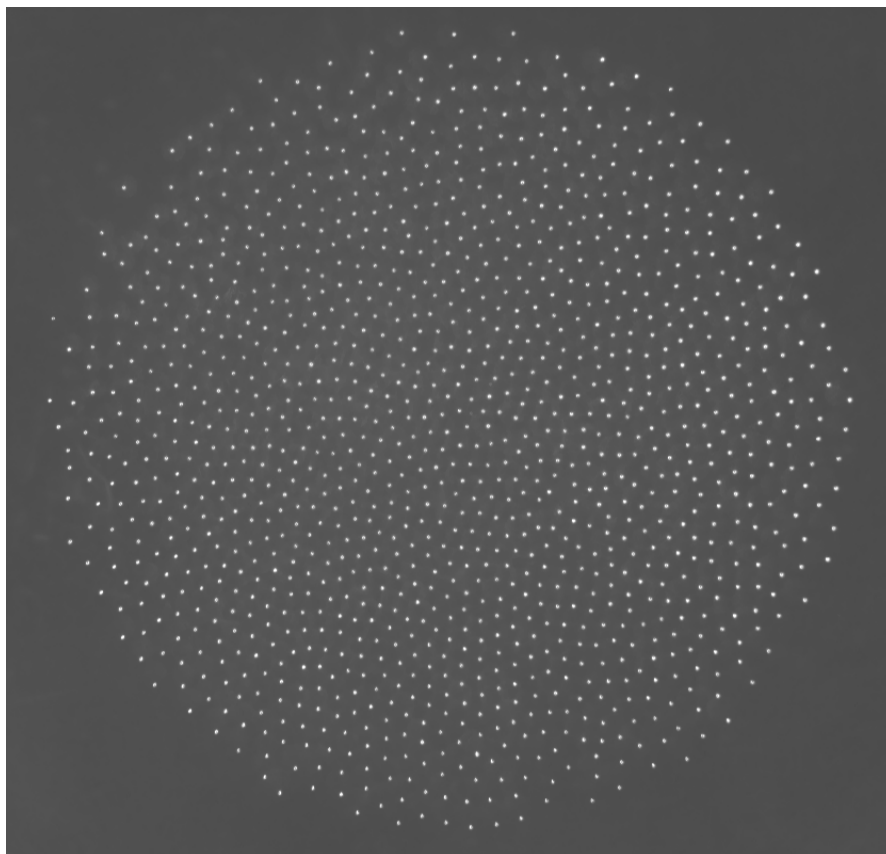


Рисунок 4.2.1 Изображение структуры (вид сверху)

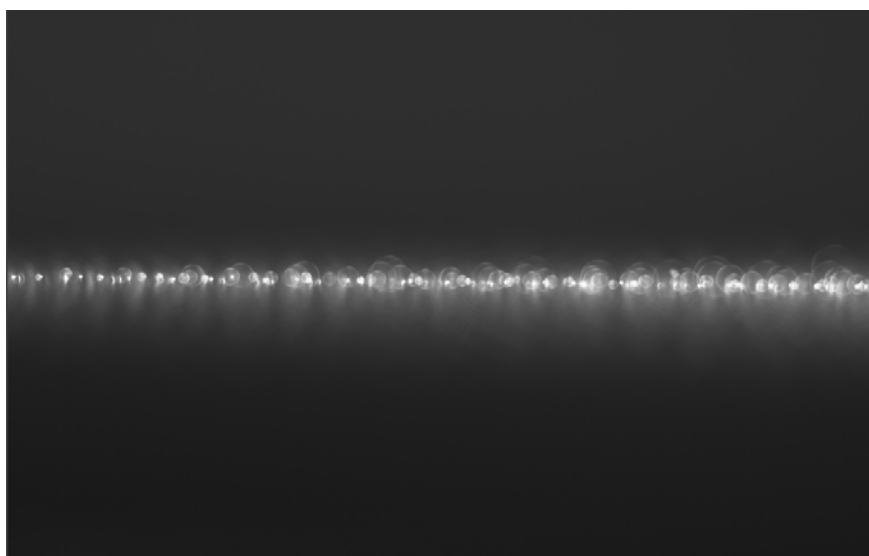


Рисунок 4.2.2 Изображение структуры (вид сбоку)

На траекториях, изображенных на рисунках 4.2.3 и 4.2.4, можно заметить, как меняется упорядоченность структуры при различных мощностях лазера. При увеличении мощности лазера структура сначала становится более упорядоченной, а начиная с мощности 3 Вт становится все более «разогретой». А при уменьшении мощности лазера с максимальной до минимальной структура становится сначала менее разогретой, а начиная с 1 Вт снова начинает разупорядочиваться.

Для анализа упорядоченности данной структуры были построены парные корреляционные функции при различных мощностях лазера для прямого и обратного эксперимента (рисунки 4.2.5 и 4.2.6). При мощностях лазера от 0.05 до 2.5 Вт (для прямого и обратного эксперимента) на графиках присутствует «расщепление» второго максимума. При увеличении мощности лазера от 2.5-4 Вт «расщепление» второго максимума парной корреляционной функции пропадает, что свидетельствует об исчезновении гексагональной кристаллической решетки и формировании жидкоподобной структуры. Также по первому пику парной корреляционной функции были посчитаны параметры неидеальности, представленные на рисунке 4.2.7. По данному графику видно, что при мощности лазера 1-1.5 Вт структура находится в самом упорядоченном состоянии.

Далее для данной структуры были посчитаны кинетические энергии частиц (рисунок 4.2.8). По алгоритму расчета скоростей пылевых частиц, представленному в третьей главе, был подобран оптимальный пропуск кадров, соответствующий нулю второй производной зависимости кинетической энергии от числа пропусков. Оптимальный пропуск был равен 9 кадрам. По графику 4.2.8 видно, при мощностях лазера 1-1.5 Вт кинетическая энергия принимает минимальные значения. При уменьшении мощности лазера от 1 до 0.05 Вт кинетическая энергия возрастает. При значениях 1.5-4 Вт заметно резкое увеличение кинетической энергии до своего максимального значения. Все посчитанные кинетические энергии совпадают с визуальным наблюдением за структурой.

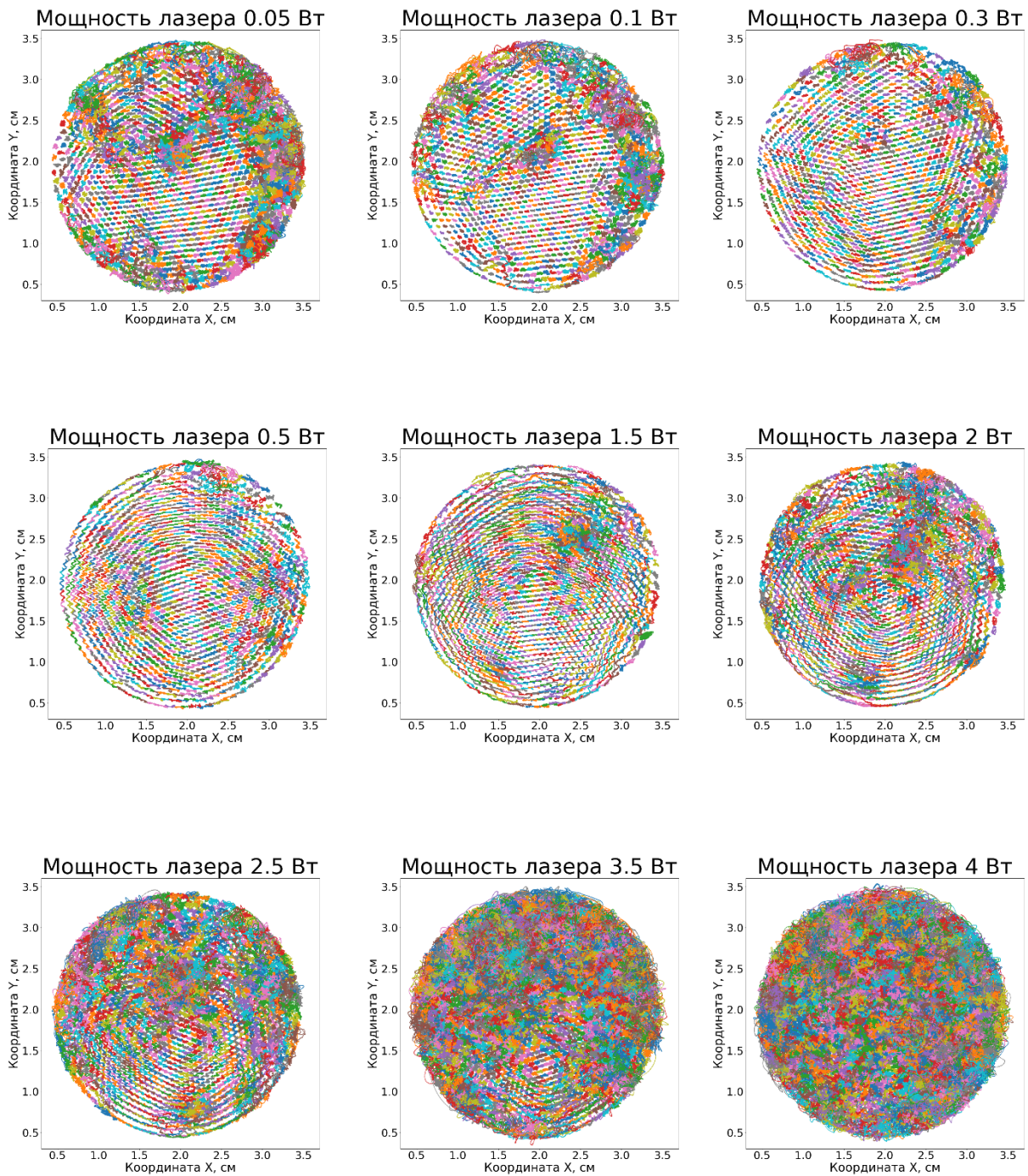


Рисунок 4.2.3 Траектории Янус частиц при увеличении мощности лазера за 30 секунд.

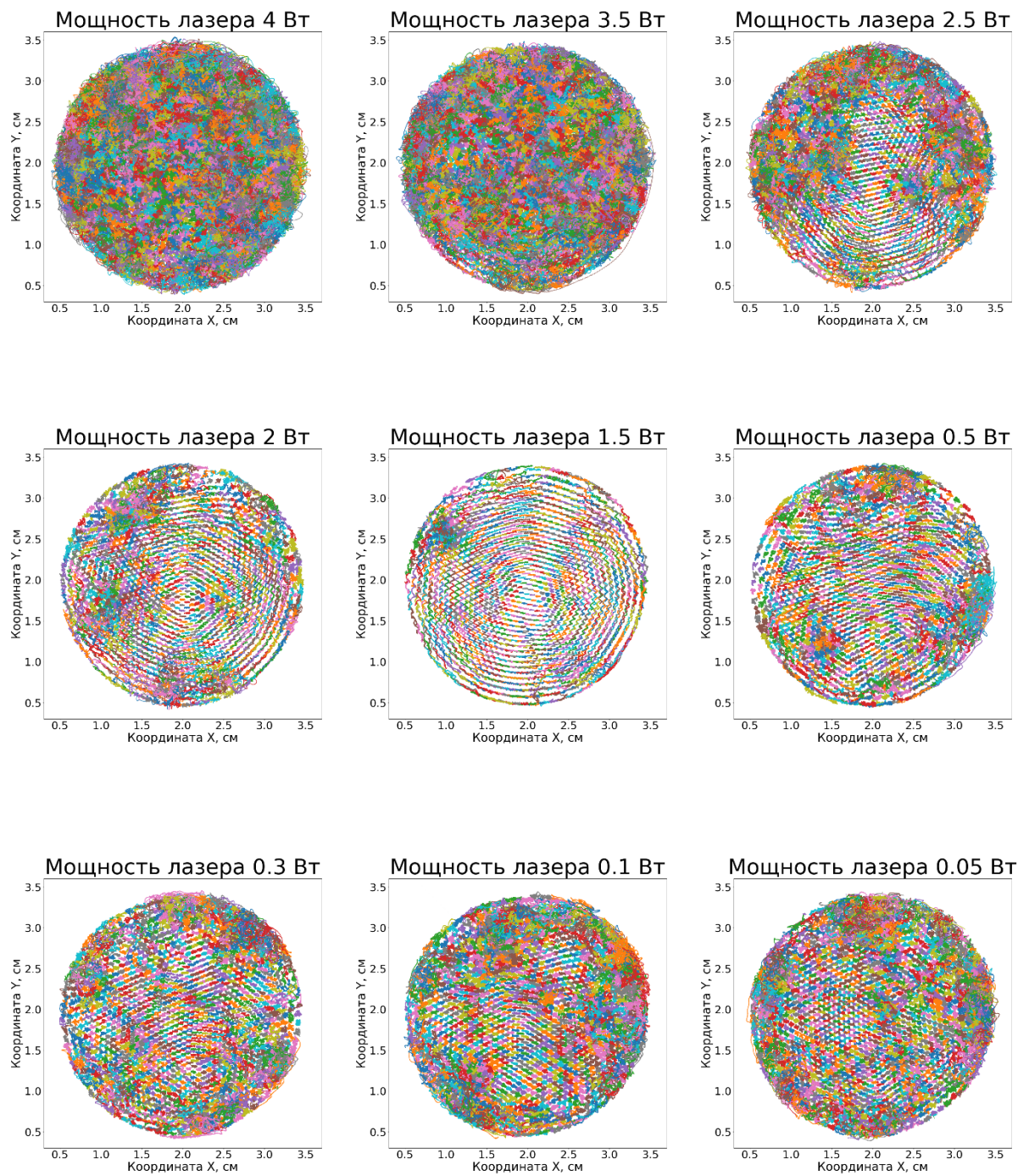


Рисунок 4.2.4 Траектории Янус частиц при уменьшении мощности лазера за 30 секунд.

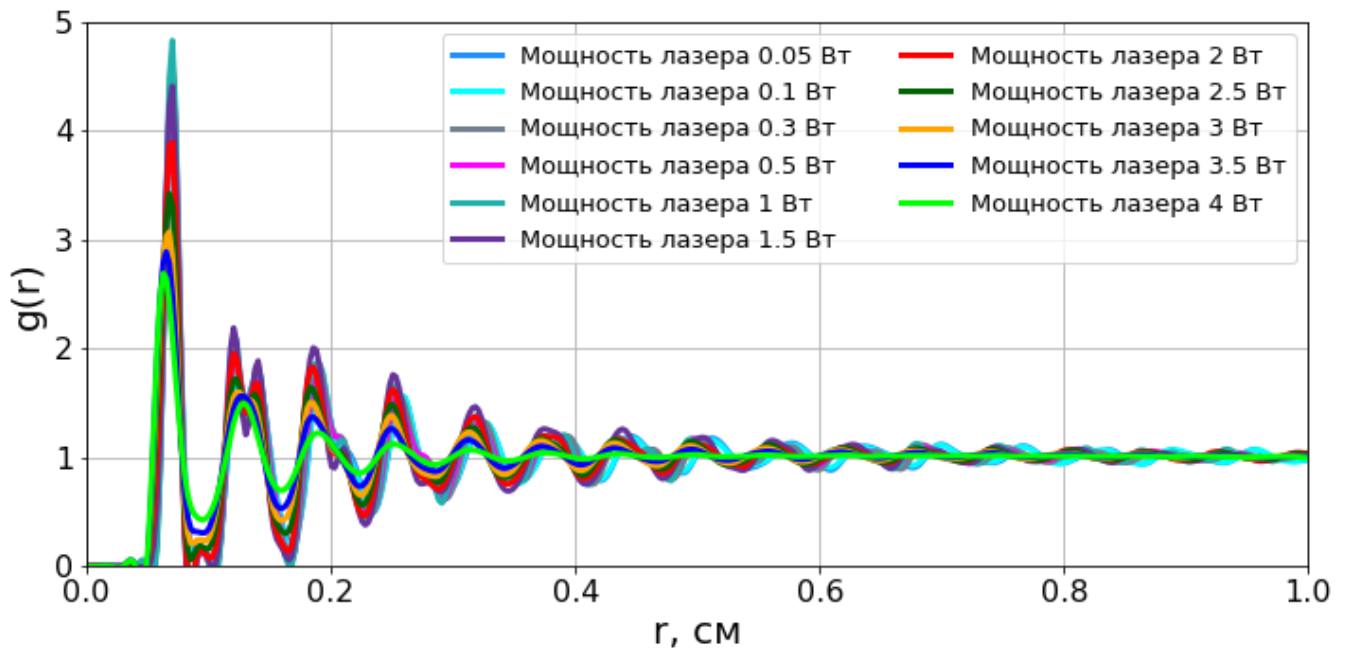


Рисунок 4.2.5. Парные корреляционные функции Янус частиц при мощности лазера от 0.05 Вт до 4 Вт.

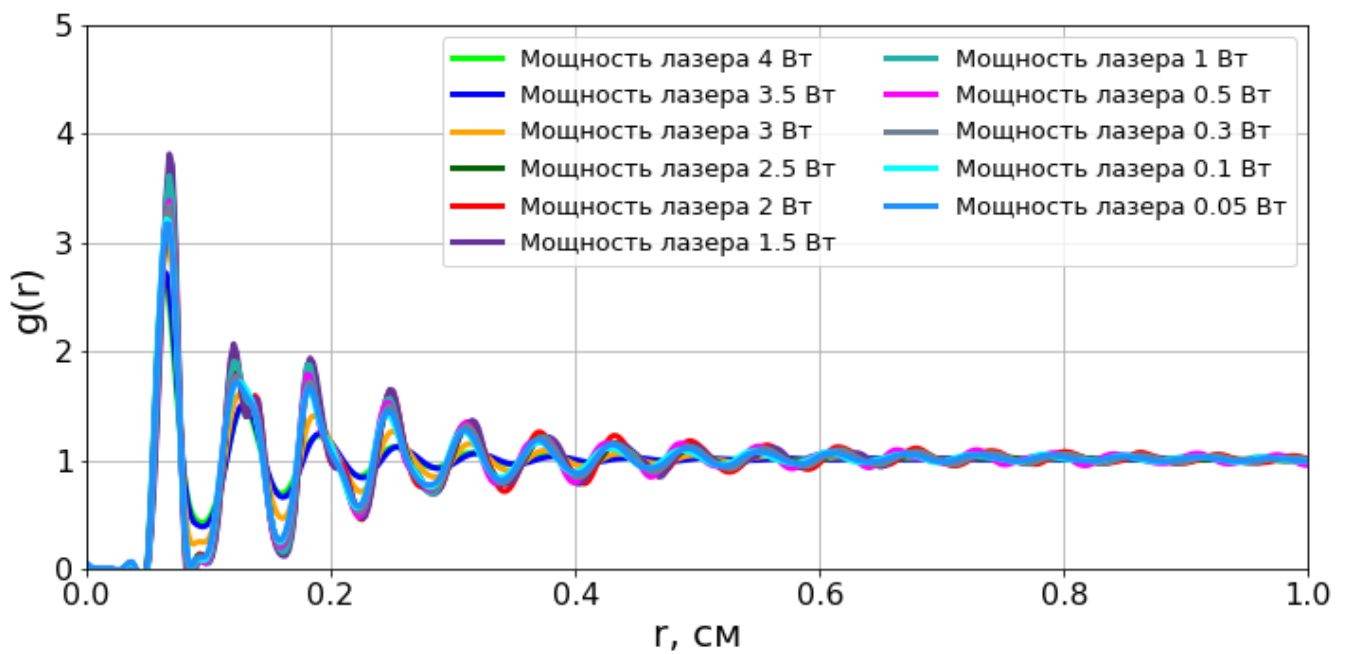


Рисунок 4.2.6. Парные корреляционные функции Янус частиц при мощности лазера от 4 Вт до 0.05 Вт.

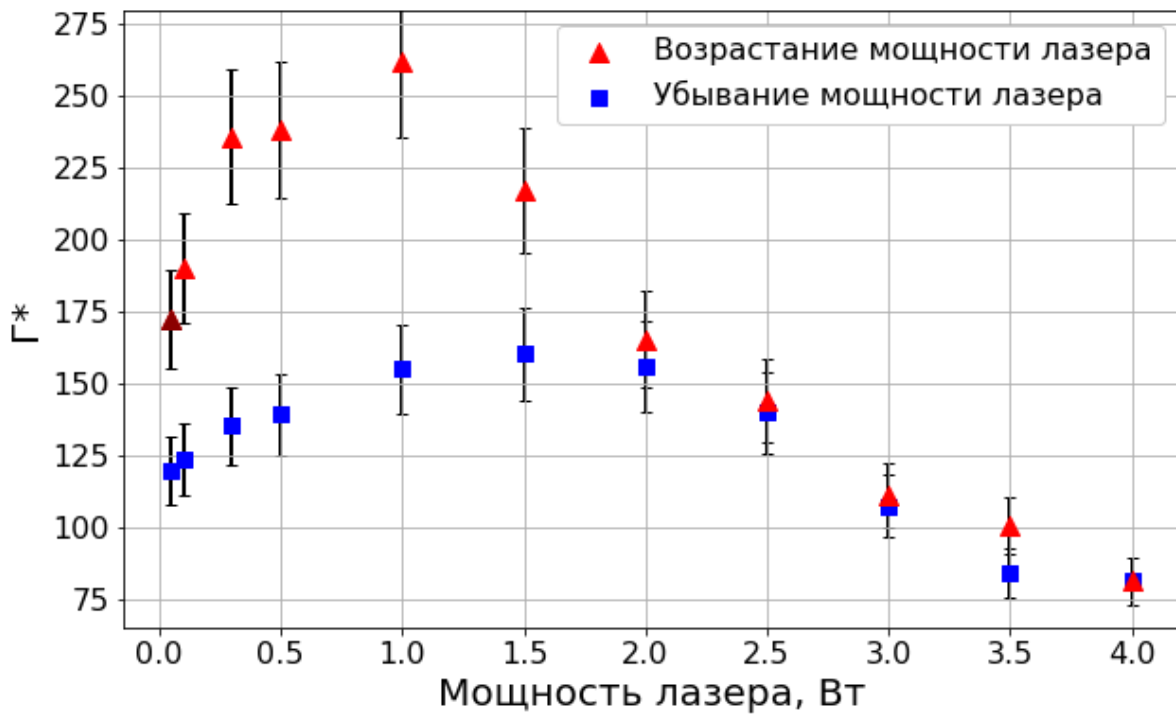


Рисунок 4.2.7. Параметры неидеальности при различной мощности лазера.

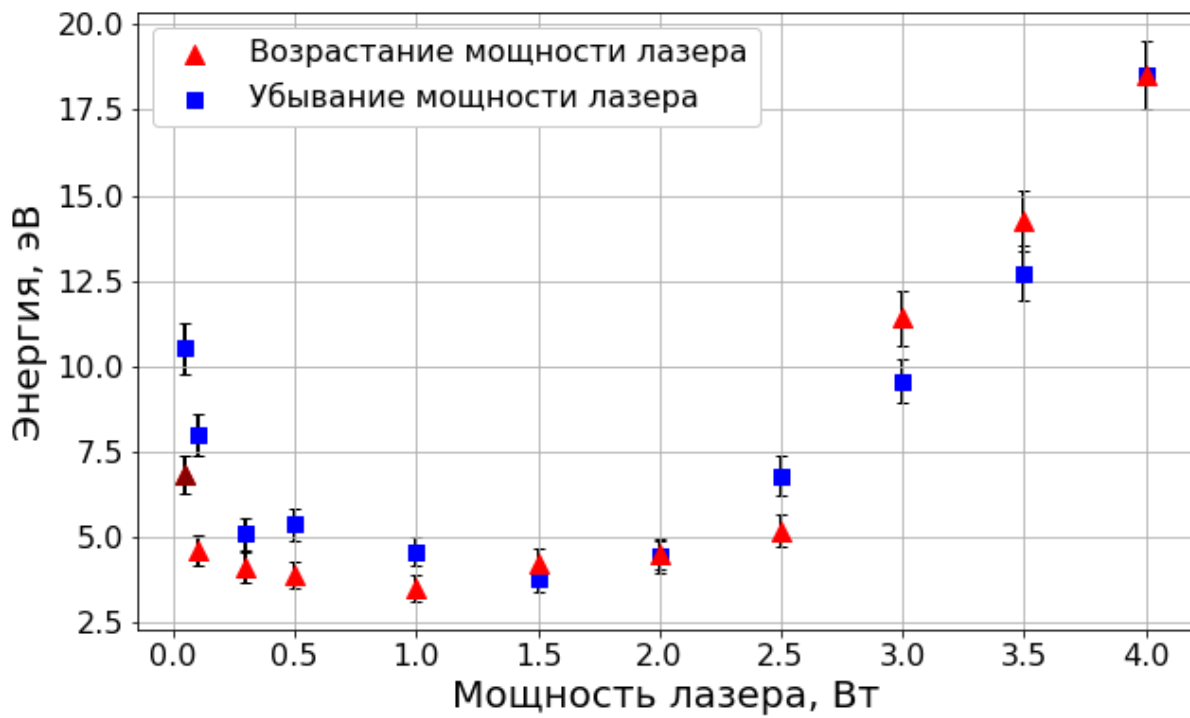


Рисунок 4.2.8. Кинетическая энергия при различной мощности лазера.

Далее для данной структуры были посчитаны среднеквадратичные смещения, представленные на рисунках 4.2.9 и 4.2.10.

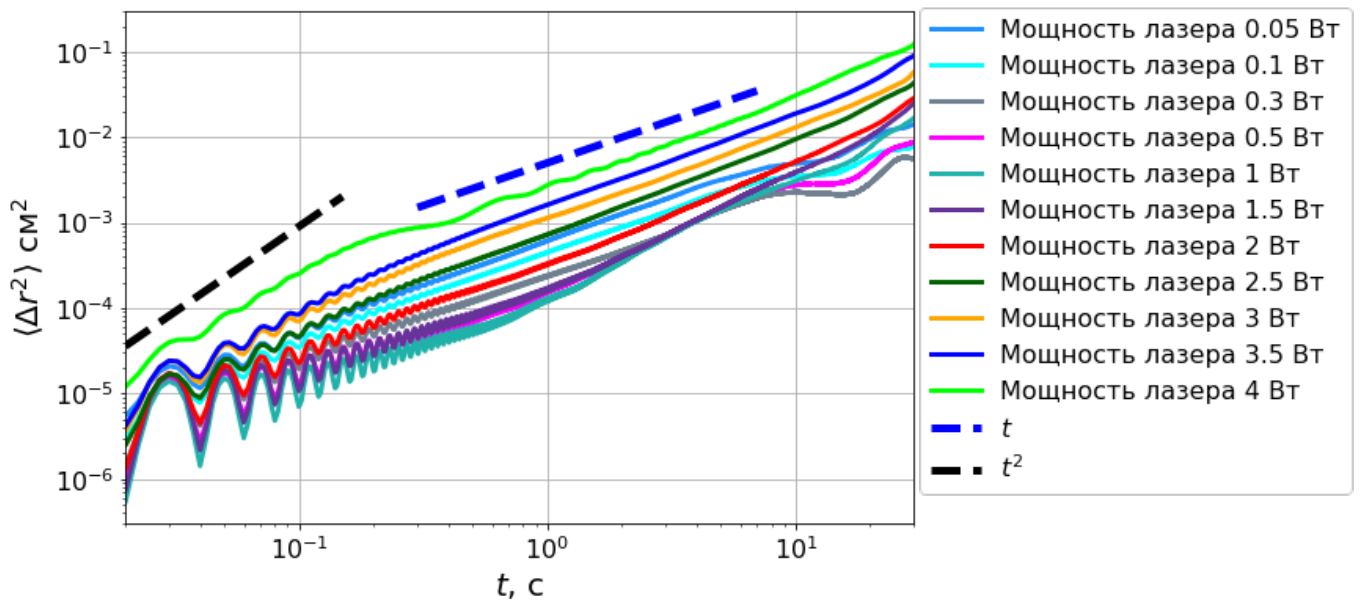


Рисунок 4.2.9. Среднеквадратичные смещения при мощности лазера от 0.05 Вт до 4 Вт (эксперименты 1-11).

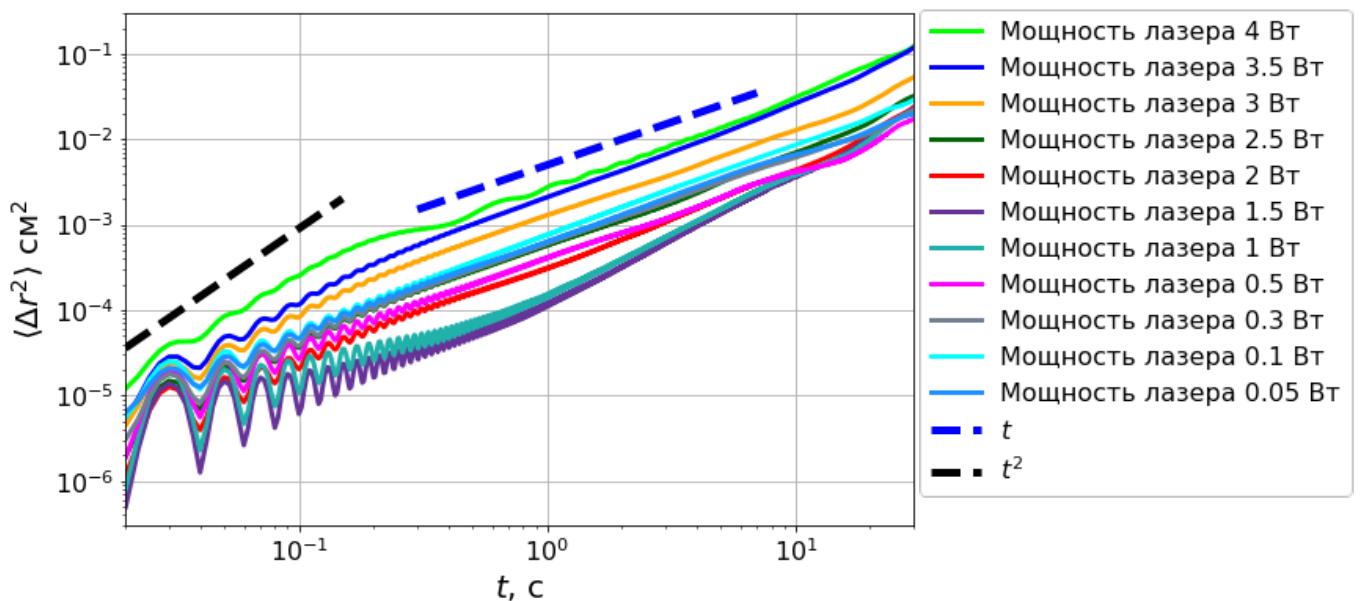


Рисунок 4.2.10. Среднеквадратичные смещения при мощности лазера от 4 Вт до 0.05 Вт (эксперименты 11-21).

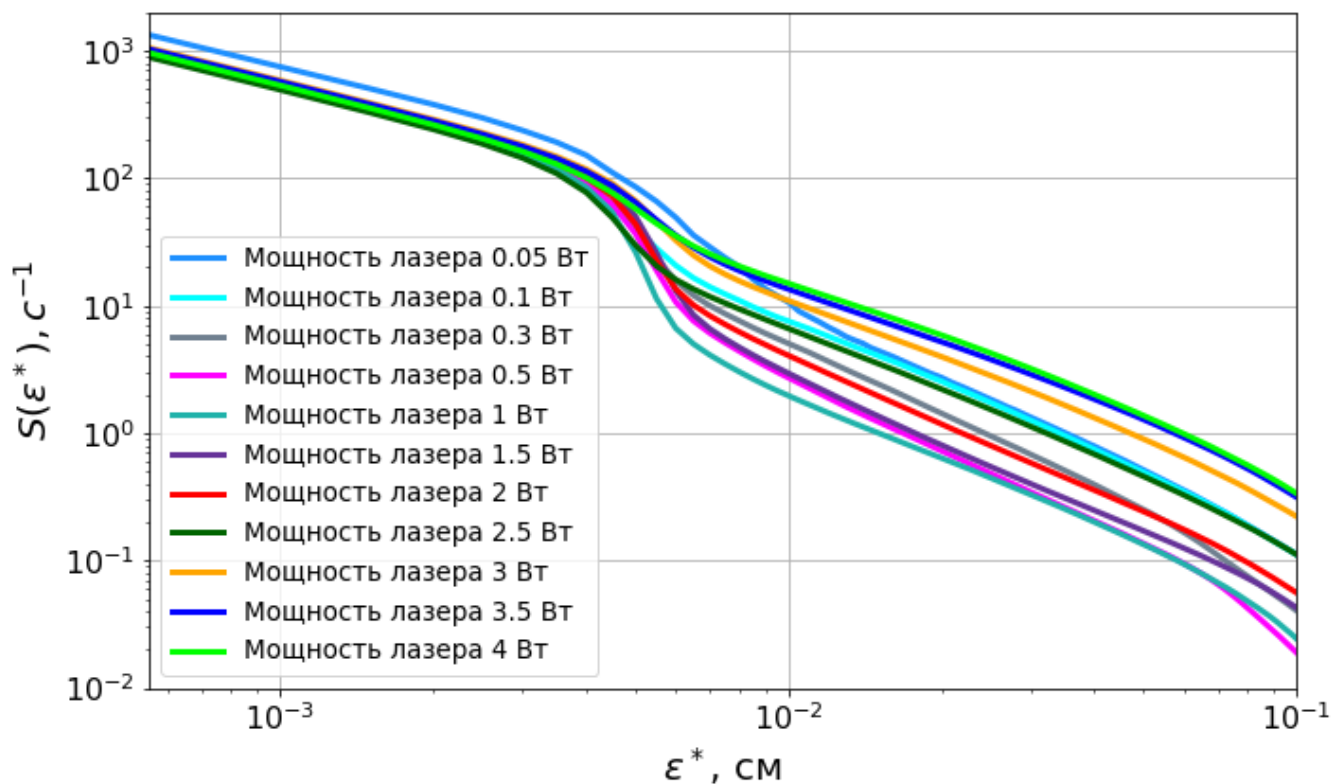


Рисунок 4.2.11. Динамическая энтропия при мощности лазера от 0.05 Вт до 4 Вт (эксперименты 1-11).

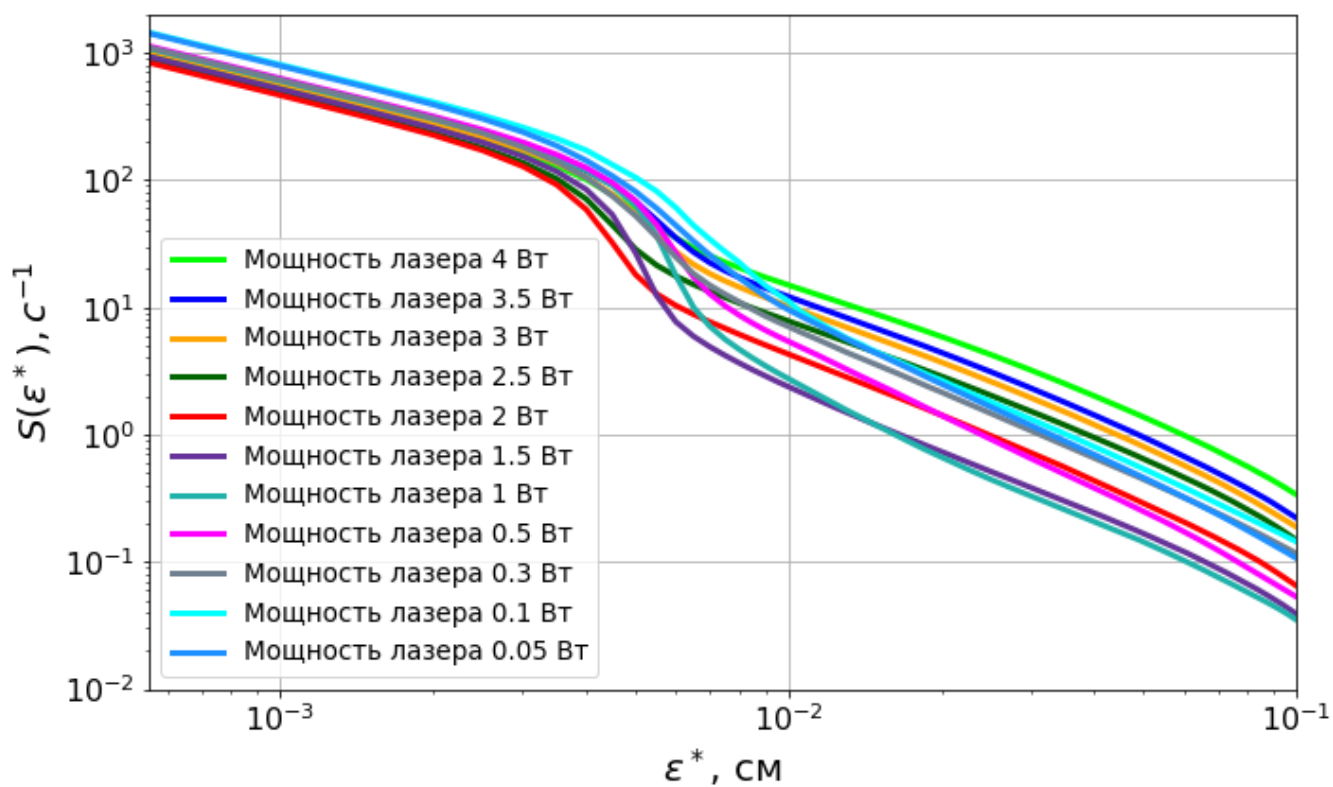




Рисунок 4.2.12. Динамическая энтропия при мощности лазера от 4 Вт до 0.05 Вт (эксперименты 11-21).

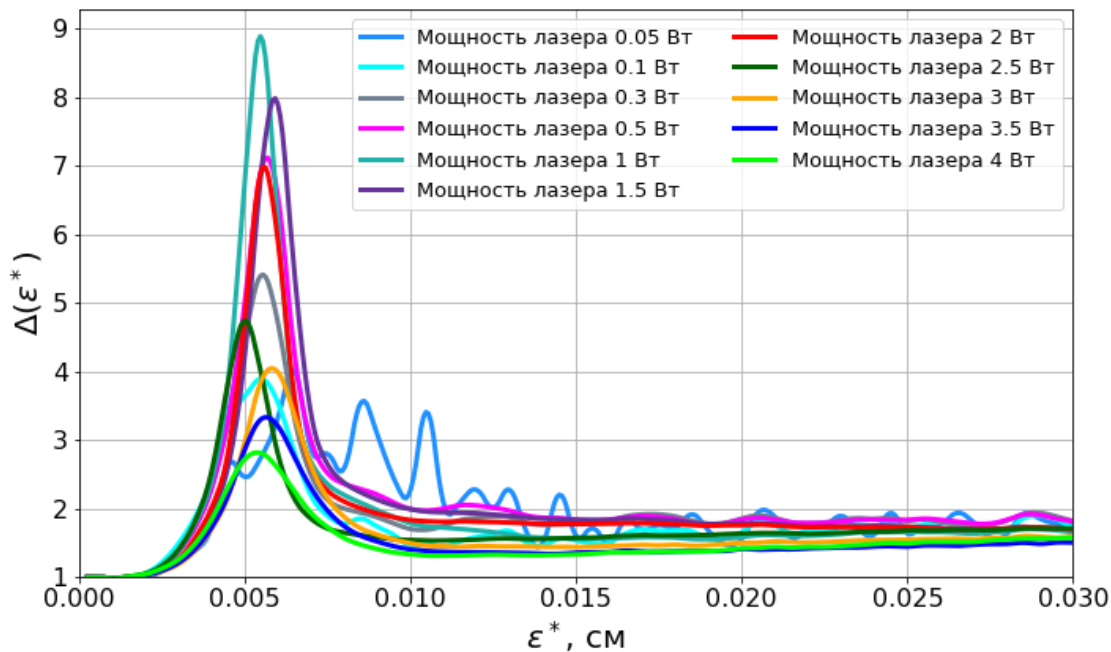


Рисунок 4.2.13. Функция фрактальной размерности при мощности лазера от 0.05 Вт до 4 Вт (эксперименты 1-11).

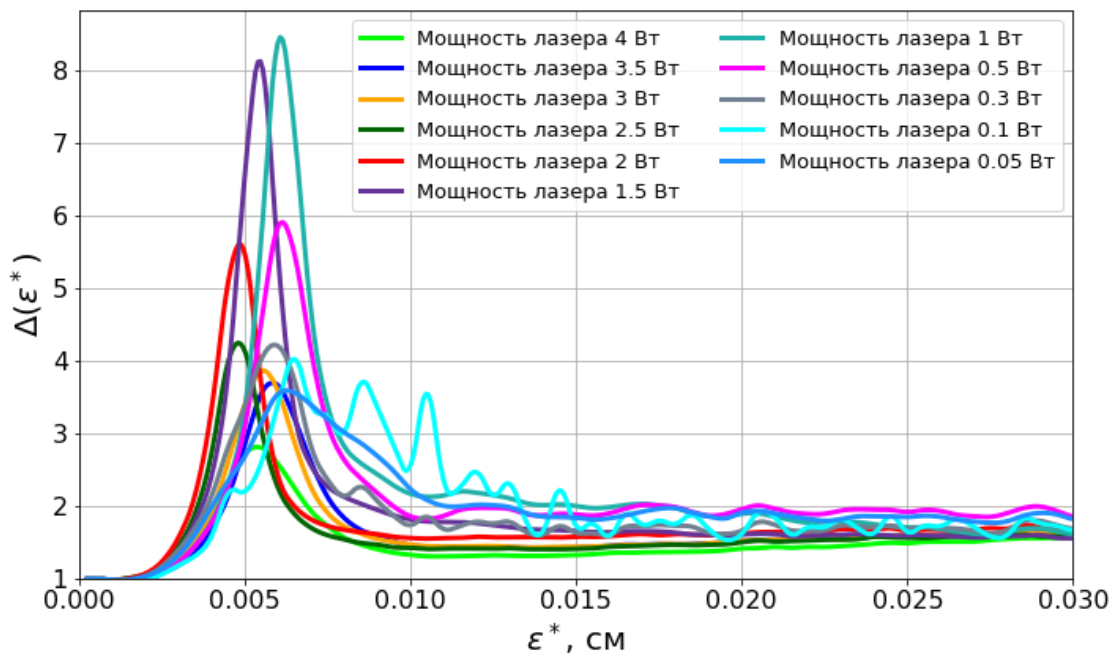


Рисунок 4.2.14. Функция фрактальной размерности при мощности лазера от 4 Вт до 0.05 Вт (эксперименты 1-11).

На графике 4.2.15 можно видеть, что значение фрактальной размерности находится в промежутке от 1.3 до 1.98, что соответствует дробному броуновскому движению (фрактальная размерность равна значению от 1 до 2). Это говорит о том, что движение Янус-частиц в эксперименте отличается от классического броуновского, фрактальная размерность которого равна 2. То есть мы имеем дело с дробным, или фрактальным, броуновским движением. Судя по всему, такой характер движения обусловлен наличием дополнительной постоянной силы, направление которой хаотически меняется, то есть активным характером броуновского движения исследуемых частиц.

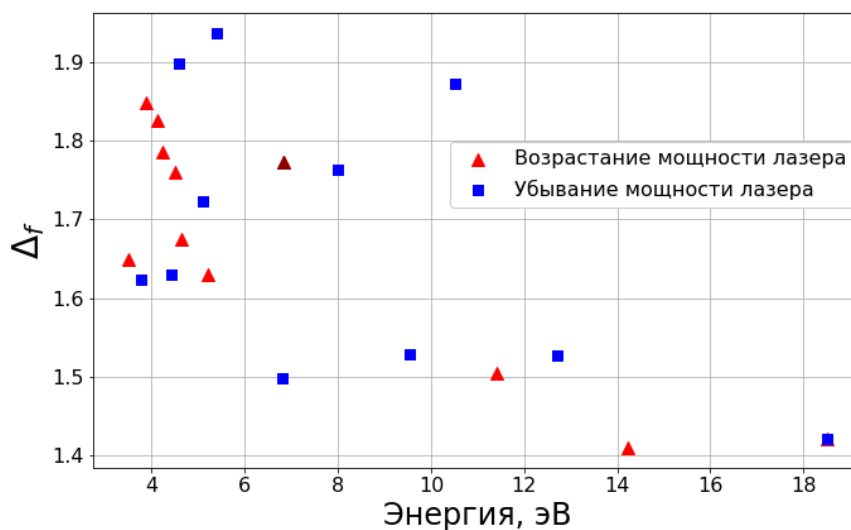


Рисунок 4.2.15. Фрактальная размерность от кинетической энергии.

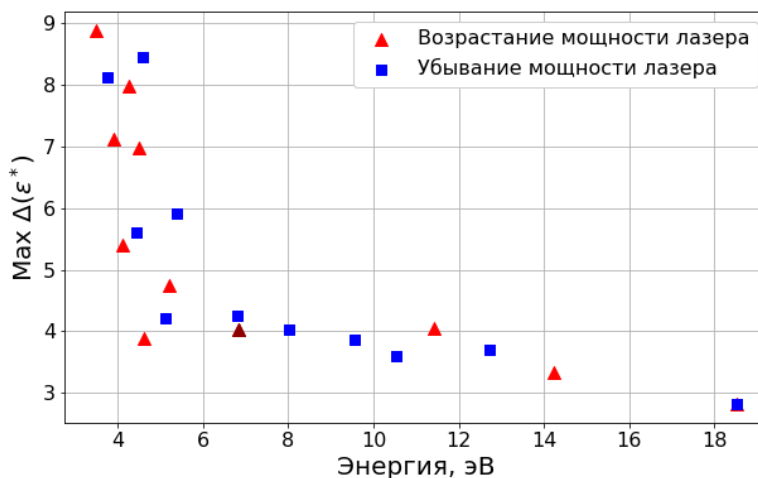


Рисунок 4.2.16. Максимумы функции фрактальной размерности от кинетической энергии.

Для данной структуры также был проведен анализ дефектов. Дефектом называется любое нарушение трансляционной симметрии кристаллической структуры. Для двумерной плазменно-пылевой структуры в идеальной гексагональной решетке каждая частица имеет ровно шесть ближайших соседей. Но в наших экспериментах наиболее часто встречаются не только дисклинации (изолированные дефекты с 5-ю или 7-ю ближайшими соседями), но и *дислокации* (связанные 5-7 пары дисклинаций) и *дислокационные пары* (связанные 5-7-5-7 четверки дисклинаций). Для нахождения положений точечных дефектов в двумерной решетке применяется триангуляция Делоне. 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. Диаграмма Вороного строится путем восстановления серединного перпендикуляра для бондов, соединяющих пары ближайших частиц. Количество сторон в ячейках Вороного определяет количество ближайших соседей у частицы и применяется для анализа дефектов структуры. Для наглядного представления о том, как формируются топологические дефекты на рисунке 4.2.17 представлена диаграмма Вороного для кристаллической квазидвумерной структуры пылевых макрочастиц в приэлектродном слое ВЧ разряда при мощности лазера 1 Вт. Количественно дефекты увеличиваются по мере того как структура разупорядывается, что наглядно показывает рисунок 4.2.18, где представлена диаграмма Вороного для структуры при мощности лазера 4 Вт. Согласно КТННУ – теории, диссоциация 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».

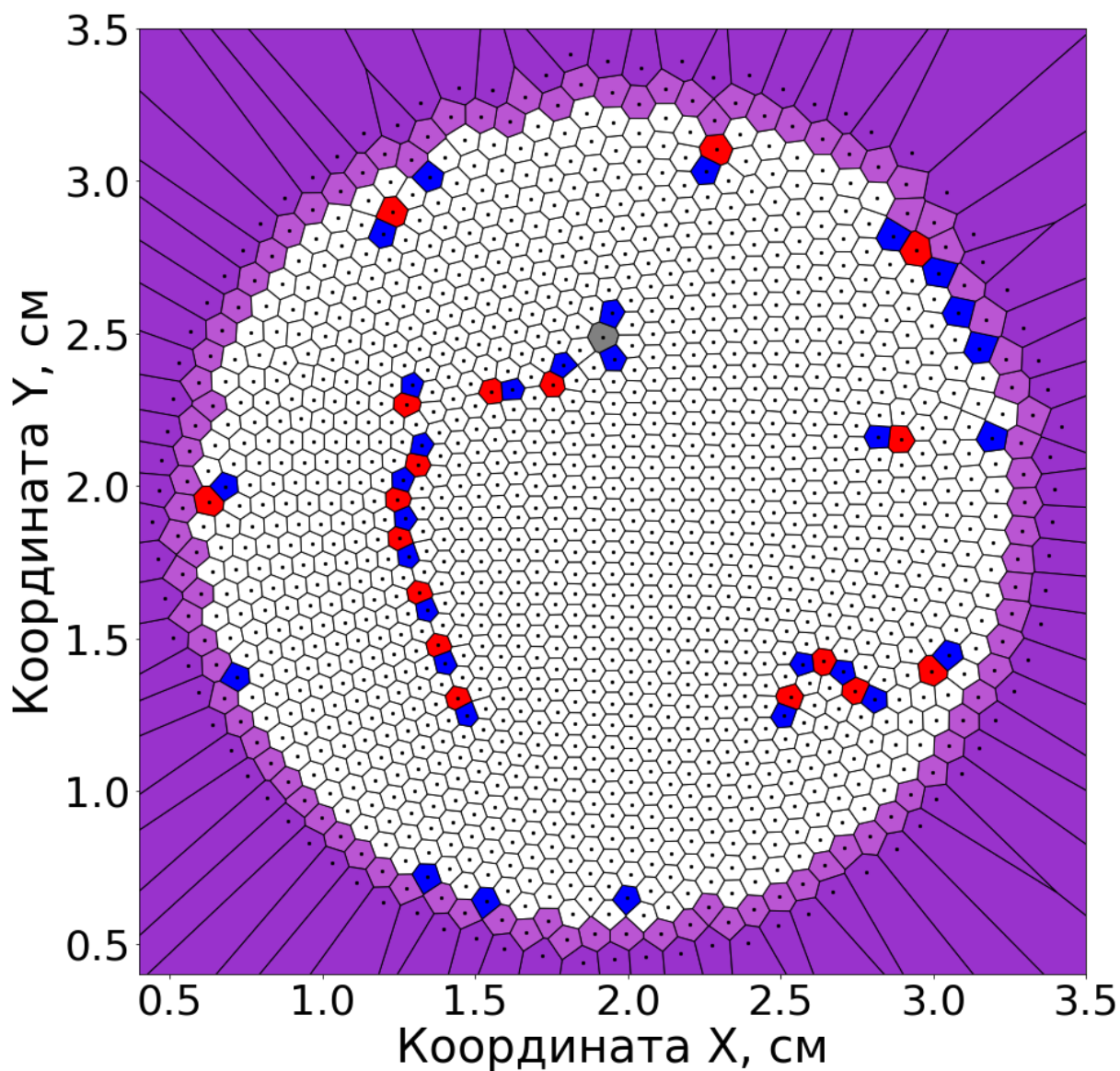


Рисунок 4.2.17. Диаграмма Вороного для упорядоченной структуры, подсвеченной лазерным излучением мощностью 1 Вт. Белым цветом отмечены частицы с шестью ближайшими соседями, фиолетовым цветом выделены периферийные частицы, синим и красным отмечены частицы с пятью и семью ближайшими частицами соответственно.

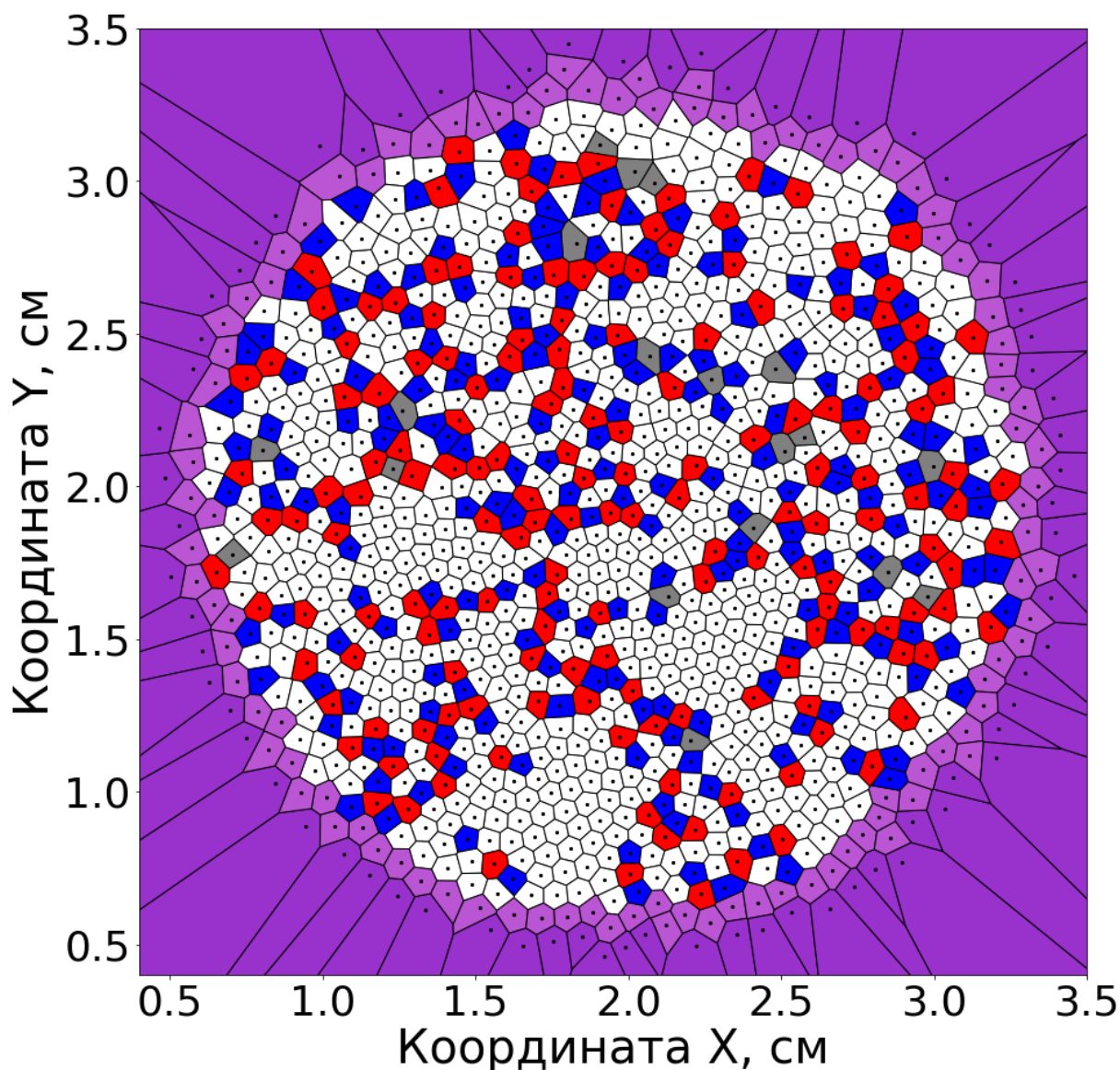


Рисунок 4.2.18. Диаграмма Вороного для разупорядоченной структуры, подсвеченной лазерным излучением мощностью 4 Вт. Белым цветом отмечены частицы с шестью ближайшими соседями, фиолетовым цветом выделены периферийные частицы, синим и красным отмечены частицы с пятью и семью ближайшими частицами соответственно.

#### 4.3 Выводы по Главе 4.

В данной главе были представлены исследования формирования протяженных квазидвумерных структур из янус-частиц и их динамики в плазме высокочастотного

разряда емкостного типа на основе анализа их траекторий, среднеквадратичного смещения, кинетической энергии и топологических дефектов. Было показано, как менялась упорядоченность структуры при различных мощностях лазера. При увеличении мощности лазера структура сначала становилась более упорядоченной, а начиная с мощности 3 Вт становилась все более и более «разогретой». А в обратном эксперименте при уменьшении мощности лазера с максимальной до минимальной структура становилась сначала менее разогретой, а начиная с 1 Вт снова начинала разупорядочиваться. Наглядно продемонстрировано увеличение количества дефектов при «разогреве» структуры пылевых частиц в плазме ВЧ разряда

## Заключение

В данной работе представлено исследование квазидвумерных систем в газоразрядной плазме высокочастотного емкостного разряда низкого давления. Экспериментально показано, что в приэлектродной области ВЧ-разряда возможно формирование как однородных квазидвумерных структур заряженных частиц так и структур с неизотропным распределением частиц в радиальном направлении: разреженных на периферии и более плотных в центре, и наоборот более плотные по краям и разреженным в центральной части. Показано, что, изменяя мощность разряда и/или давление плазмообразующего газа, можно влиять на радиальное распределение межчастичного расстояния в пылевом монослое и на однородность структуры.

В работе исследовано формирование течения в квазидвумерной плазменно-пылевой системе активных броуновских частиц при воздействии лазерного излучения. При этом свойства поверхности частиц и их способность к поглощению лазерного излучения влияет как на динамические свойства самих частиц, так и на кинетику процесса развития пылевого течения. Экспериментально исследовано формирование течения для монослойных структур с различной степенью упорядоченности (параметром неидеальности). Чем больше параметр неидеальности в системе, тем выше пороговое значение мощности лазерного излучения, при котором возникает течение в структуре. Для частиц с поглощающей лазерное излучение поверхностью (с металлической оболочкой) при воздействии на часть структуры наблюдалось формирование не только направленного движения в этой области, но и кинетический разогрев всей структуры.

Было экспериментально исследовано формирование кластеров и протяженных квазидвумерных структур активных броуновских частиц с

анизотропией свойств (т.н. Янус-частиц) и их динамики в плазме низкого давления. Экспериментально обнаружено, что при малых мощностях лазера характер движения таких частицы является преимущественно направленно-хаотическим. С ростом мощности лазерного излучения сперва наблюдается уменьшение их кинетической энергии, а затем заметный рост. Для малого кластера, состоящего из 19 частиц (2 оболочки), обнаружено, что с ростом мощности лазерного излучения наблюдается уменьшение их динамической энтропии. При этом с ростом кинетической энергии частиц фрактальная размерность для системы, ими образованной, уменьшалась. Это фактически означает, что повторяемость траекторий отдельных частиц уменьшается.

Экспериментально было исследовано формирование протяженных квазидвумерных структур из  $\sim 10^3$  янус-частиц и проведен анализ их динамических характеристик: траекторий, среднеквадратичного смещения, кинетической энергии. На основе анализа парных корреляционных функций, параметра неидеальности системы, топологических дефектов было изучено изменение упорядоченности структуры при различных значениях мощности лазерного излучения. Так, с увеличением мощности лазерного излучения от 0.05 Вт до 1.5 Вт наблюдался рост параметра неидеальности  $\Gamma^*$  в системе от 180 до 240 и уменьшение числа дислокаций и дисклинаций в системе.

Дальнейшее увеличение мощности лазерного излучения с 1.5 до 4 Вт приводило к кинетическому разогреву пылевой структуры. При значении мощности лазерного излучения 2.5 Вт пропадало «расщепление» второго максимума парной корреляционной функции, что свидетельствует об исчезновении гексагональной кристаллической решетки и формировании жидкоподобной структуры.



## Литература:

1. Bechinger C., Di Leonardo D., Löwen H., Reichhardt C., Volpe G., and Volpe G. // *Rev. Mod. Phys.* 2016. V. 88. 045006.
2. Sriram R. // *Annual Review of Condensed Matter Physics.* 2010. 1:1. 323-345.
3. Schweitzer F., *Brownian agents and active particles: Collective dynamics in the natural and social sciences*// Springer-Verlag, Heidelberg, Germany, 2007.
4. Friedrich B. M. and Jülicher F. // *New Journal of Physics.* 2008. 10(12). 123025.
5. Sokolov A., Aranson I. S., Kessler J. O., and Goldstein R. E. // *Physical Review Letters.* 2007. 98(15). 158102–4.
6. Drescher K., Goldstein R.E., Michel N., Polin M., and Tuval I. // *Physical Review Letters.* 2010. 105(16):168101.
7. Kareiva P. M. and Shigesada N. // *Oecologia.* 1983. 56(2-3):234–238,
8. Devereux H. L., Twomey C. R., Turner M. S. and Thutupalli S. // *J. R. Soc. Interface.* 2021. 18: 20210114
9. Bartumeus F., da Luz M. G. E., Viswanathan G. M., and Catalan J. // *Ecology.* 2005. 86(11):3078–3087.
10. Humphries N. E., Queiroz N., Dyer J. R. M., Pade N. G., Musyl M. K., Schaefer K. M., Fuller D. W., Brunnschweiler J. M., Doyle T. K., Houghton J. D. R., Hays G. C., Jones C. S., Noble L. R., Wearmouth V. J., Southall E. J., and Sims D. W. // *Nature.* 2010. 465(7301), 1066–1069.
11. Kummel F., ten Hagen B., Wittkowski R., Buttinoni I., Eichhorn R., Volpe G., Löwen H., Bechinger C. // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. 198302.
12. Kurzthaler C., Devailly C., Arlt J., Franosch T., Poon W.C., Martinez V.A., Brown A.T. // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 121. 078001.

13. Ismagilov R.F., Schwartz A., Bowden N., and Whitesides G.M. // *Angew. Chem. Int. Ed.* 2002. V. 41. 652-654.
14. Howse J. R., Jones R.A.L., Ryan A.J., Gough T., Vafabakhsh R., Golestanian R. // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. 048102.
15. Liebchen B., Löwen H. // *Acc. Chem. Res.* 2018. V. 51(12). 2982–2990.
16. Weber C.A., Hanke T., Deseigne J., Léonard S., Dauchot O., Frey E., Chaté H. // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. 208001.
17. Scholz C., Engel M., Pöschel T. // *Nat. Commun.* 2018. V. 9. 931.
18. Patterson G.A., Fierens P.I., Jimka F.S., König P., Garcimartín A., Zuriguel I., Pugnali L.A., Parisi D.R. // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 119. 248301.
19. Scholz C., Jahanshahi S., Ldov A., Löwen H. // *Nature Communications.* 2018. V. 9. 5156.
20. Palacci J., Sacanna S., Steinberg A. P., Pine D. J., and Chaikin P. M. // *Science* 2013. V. 339. 936–940.
21. Caprini L., Marconi U.M.B., Puglisi A. // *Physical Review Letters.* 2020. V. 124 (7). 078001.
22. Caporusso C.B., Digregorio P., Levis D., Cugliandolo L.F., Gonnella G. // *Physical Review Letters.* 2020. V. 125 (17). 178004
23. Kaiser A., Wensink H. H., and Löwen H. // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. 268307.
24. Mijalkov M., and Volpe G. // *Soft Matter.* 2013. V. 9, 6376–6381.
25. Grünwald M., Tricard S., Whitesides G. M., and Geissler P. L. // *Soft Matter.* 2016. V. 12(5). 1517–1524.
26. Hu J., Zhou S., Sun Y., Fang X., Wu L. // *Chem. Soc. Rev.* 2012. V. 41 (11). 4356–4378.
27. Walther A., Mueller A.H.E. // *Chem. Rev.* 2013. V. 113 (7) 5194–5261.

- 28.Su H., Hurd Price C.-A., Jing L., Tian Q., Liu J., Qian K. // *Materials Today Bio*. 2019. V. 4. 100033.
- 29.Koss X.G., Kononov E.A., Lisina I.I., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // *Molecules*. 2022. V. 27. 1614.
- 30.Petrov O.F., Statsenko K.B. and Vasiliev M.M. // *Sci Rep*. 2022. V. 12. 8618.
- 31.Косс К.Г., Петров О.Ф., Мясников М.И., Стаценко К.Б., Васильев М.М. // *ЖЭТФ*. 2016. Т. 150. Вып. 1 (7). С. 111–121.
- 32.Koss X.G., Petrov O.F., Statsenko K.B., Vasiliev M.M. // *EPL*. 2018. V. 124. 45001.
- 33.Petrov O.F., Boltnev R.E. and Vasiliev M.M. // *Sci Rep*. 2022. V. 12. 6085.
- 34.Lisin E.A., Kononov E.A., Sametov E.A., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // *Molecules*. 2021. V. 26. 7535.
- 35.Löwen H. // *J. Chem. Phys*. 2020. V. 152. 040901.
- 36.Mukundarajan H., Bardon T. C., Kim D. H., Prakash M. // *J. Exp. Biol*. 2016. V. 219. 752–766.
- 37.Lisin E.A., Vaulina O.S., Lisina I. I., Petrov O. F. // *Phys. Chem. Chem. Phys*. 2021. V. 23. 16248-16257.
- 38.Nosenko V., Luoni F., Kaouk A., Rubin-Zuzic M., Thomas H. // *Phys. Rev. Research*. 2020. V. 2. 033226.
- 39.Arkar K., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Kononov E.A., Trukhachev F.M. // *Molecules*. 2021. V. 26(3). 561.
- 40.Lloyd S. // *IEEE Control Systems Magazine*. 2001. V. 21(4). P. 7-8.
- 41.Azua-Bustos A., Vega-Martínez C. // *International Journal of Astrobiology*. 2013. V. 12(4). P. 314-320.
- 42.Gaspard P., Wang X.-J. // *Phys. Rep*. 1993. V. 235. P. 291-343.
- 43.Allegrini P., Douglas J.F., Glotzer S.C. // *Phys. Rev. E*. 1999. V. 60. 5714.

44. <https://microparticles.de/>
45. Kononov E.A., Vasiliev M.M., Vasilieva E.V., Petrov O.F. // *Nanomaterials*. 2021. V. 11. 2931.
46. Schmidt C. and Piel A. // *Phys. Rev. E*. 2015. V. 92(4). 043106.
47. Ваулина О.С., Лисин Е.А., Гавриков А.В., Петров О.Ф., Фортов В.Е. // *ЖЭТФ*. 2010. Т. 137. Вып. 4. С. 751-766.
48. Feng Y., Goree J., and Liu B. // *Review of Scientific Instruments*. 2011. V. 82(5). 053707.
49. Du C-R., Nosenko V., Thomas H. M., Müller A., Lipaev A. M., Molotkov V. I., Fortov V. E. and Ivlev A. V. // *New J. Phys.* 2017. V. 19. 073015.
50. Dellago Ch., Posch H.A. // *Physica A*. 1996. V. 230. P. 364-387.
51. Mandelbrot B. B., *The fractal geometry of nature*// W. H. Freeman and co.: San Francisco, 1982.
52. Uhlenbeck G. E., Ornstein L. S. // *Physical review*. 1930. V. 36(5). P. 823.
53. Фортов В.Е., Петров О.Ф., Ваулина О.С., Косс К.Г. // *Письма в ЖЭТФ*. 2013. Т. 97. Вып. 6. С. 366 – 371.
54. Bechinger, C.; Di Leonardo, R.; and Löwen, H. ; Reichhardt, C.; Volpe, G.; Volpe, G., *Active particles in complex and crowded environments*// *Rev. Mod. Phys.* 2016, 88, 045006; DOI:10.1103/RevModPhys.88.045006.
55. Elgeti, J; Winkler, R.G.; Gompper, G., *Physics of microswimmers-single particle motion and collective behavior: a review*// *Rep. Prog. Phys.* 2015, 78, 056601; DOI: 10.1088/0034-4885/78/5/056601.
56. Sriram Ramaswamy., *Active matter*// *J. Stat. Mech.* 2017, 2017, 054002; DOI: 10.1088/1742-5468/aa6bc5.
57. Hagan, M.F.; Grason, G.M., *Equilibrium mechanisms of self-limiting assembly*// *Rev. Mod. Phys.* 2021, 93, 025008; DOI: 10.1103/RevModPhys.93.025008.

58. Vasiliev, M.M.; Antipov, S.N.; Petrov, O.F., Large-scale vortices in dc glow discharge dusty plasmas// *J. Phys. A: Math. Gen.* 2006, 39, 4539-4544; DOI: 10.1088/0305-4470/39/17/S35.
59. Trukhachev, F.M.; Vasiliev, M.M., Petrov, O.F., Vasilieva E.V., Microdynamic and thermodynamic properties of dissipative dust-acoustic solitons// *J. Phys. A: Math. Theor.* 2021, 54, 095702; DOI: 10.1088/1751-8121/abdcd1.
60. Vasilieva E.V., Petrov, O.F., Vasiliev M.M., Laser-induced melting of two-dimensional dusty plasma system in RF discharge// *Scientific Reports* 2021, 11, 523; DOI: 10.1038/s41598-020-80082-x.
61. Totsuji, H., Structure and melting of two-dimensional dust crystals// *Phys. Plasmas* 2001, 8, 1856-1862; DOI:10.1063/1.1343884.
62. Henning, C., Baumgartner, H., Piel, A., Ludwig, P., Golubnichiy, V., Bonitz, M., Block, D, Ground state of a confined Yukawa plasma// *Phys. Rev. E* 2006, 74, 056403; DOI:10.1103/PhysRevE.74.056403.
63. А. В. Тимофеев, В. С. Николаев, В. П. Семенов, Неоднородность структурных и динамических характеристик пылевой плазмы в газовом разряде// *ЖЭТФ*, 2020, том 157, вып. 1, стр. 180–188 с 2020, DOI: 10.31857/S0044451020010216
64. Nikolaev, V.S, Timofeev, A.V., Inhomogeneity of a harmonically confined Yukawa system// *Phys. Plasmas* 2019, 26, 073701 (2019); DOI:10.1063/1.5096522.
65. Hariprasad, M., Bandyopadhyay, P., Agora, G., Sen, A., Experimental observation of a dusty plasma crystal in the cathode sheath of a DC glow discharge plasma// *Phys. Plasmas* 2018, 25, 123704; DOI:10.1063/1.5079682.

- 66.Sen A., Experimental observation of a dusty plasma crystal in the cathode sheath of a DC glow discharge plasma editors-pick// Phys. Plasmas 2018, 25, 123704; DOI: 10.1063/1.5079682.
- 67.Nikolaev V.S., Timofeev A.V., Nonhomogeneity of phase state in a dusty plasma monolayer with nonreciprocal particle interactions// Phys. Plasmas 2021, 28, 033704; DOI: 10.1063/5.0031081.
- 68.Б. А. КлуMOV, О влиянии конфайнмента на структуру комплексной (пылевой) Плазмы// ЖЭТФ, том 110, вып. 11, с. 729 – 735, DOI: 10.1134/S0370274X19230036
- 69.Holstein T., Energy distribution of electrons in high frequency gas discharges// Phys. Rev. 1946, 70, 367-384; DOI:10.1103/PhysRev.70.367.
- 70.Huxley L.G.H., Crompton R.W., The Diffusion and Drift of Electrons in Gases// Wile-Interscience Pub., John Wikey & Sons, New York – London – Sydney –Toronto, 1974
- 71.Raizer, Y.P., Shneider M. N., Yatsenko N. A., Radio-frequency capacitive discharges// CRC press, Boca Raton, 2017. <https://doi.org/10.1201/9780203741337>
- 72.Barnes M.S., Keller J.H., Forster J.C., O'Neill J.A., Coultas D.K., Transport of dust particles in glow-discharge plasmas// Phys. Rev. Lett. 1992, 68, 313-316; DOI:.
- 73.G. J. M. Hagelaar, Coulomb collisions in the Boltzmann equation for electrons in low-temperature gas discharge plasmas// Plasma Sources Sci. Technol. 25 015015, (2016)
- 74.G. J. M. Hagelaar, L. C. Pitchford, Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models// Plasma Sources Sci. Techn. 14 (2005) 722-733.

- 75.L.C. Pitchford, L.L. Alves, K. Bartschat, et.al, LXCat: an Open-Access, Web-Based Platform for Data Needed for Modeling Low Temperature Plasmas// Plasma Processes and Polymers 14:1-2, 1600098.
- 76.J. Dashdorj, W.C. Pfalzgraff, A. Trout, D. Fingerlow, M. Cordier, L. A. Viehland, Determination of mobility and diffusion coefficients of  $\text{Ar}^+$  and  $\text{Ar}_2^+$  ions in argon gas// Int. J. Ion Mobil. Spec. 23, 143–151 (2020). <https://doi.org/10.1007/s12127-020-00258-z>
- 77.E. Basurto, J. de Urquijo, I. Alvarez, C. Cisneros, 3053 Mobility of  $\text{He}^+$ ,  $\text{Ne}^+$ ,  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{O}_2^+$  and  $\text{CO}_2^+$  in their parent gas // Phys. Rev. E, v. 61 (3), pp. 3053-3057 (2000) doi/10.1103/PhysRevE.61.,
- 78.Helm H., Elford M. T. The mobility of  $\text{Ar}^+$  ions in argon and the effect of spin-orbit coupling //J. Phys. B: At. Mol. Phys. – 1977. – T. 10. – №. 18. – C. 3849.
- 79.R. Hegerberg, M. T. Elford, H. R. Skullerud, The cross section for symmetric charge exchange of  $\text{Ne}^+$  in Ne and  $\text{Ar}^+$  in Ar at low energies// J. Phys. B: At. Mol. Phys., 15(5), 797–811 (1982). doi:10.1088/0022-3700/15/5/022
- 80.A. Chicheportiche, B. Lepetit, F. X. Gadéa, M. Benhenni, M. Yousfi, R. Kalus, Ab initio transport coefficients of  $\text{Ar}^+$  ions in Ar for cold plasma jet modeling// Phys. Rev. E, 89(6), 063102, (2014).
- 81.S. B. Radovanov, R. J. Van Brunt, J. K. Olthoff, B. M. Jelenkovic, Ion kinetics and symmetric charge-transfer collisions in low-current, diffuse (Townsend) discharges in argon and nitrogen // Phys. Rev. E, v. 51 (6), pp. 4036-4046 (1995).
- 82.M. V. V. S. Rao, R. J. Van Brunt, and J. K. Olthoff, Resonant charge exchange and the transport of ions at high electric-field to gas-density ratios  $E/N$  in argon, neon, and helium// Phys. Rev. E, v. 54 (5), pp. 5642-5657 (1996).

83. H. W. Ellis, R. Y. Pai, E. W. McDaniel, E. A. Mason, and I. A. Viehland// Atomic Data Nucl. Data Tables 17, 177 (1976).
84. G. H. Wannier//Phys. Rev. 83, 281 (1951); 87, 795 (1952).
85. Филиппов А.В., Бабичев В.Н., Дятко Н.А., Паль А.Ф., Старостин А.Н., Таран М.Д., Фортов В.Е., Механизм образования плазменно-пылевых структур при атмосферном давлении//ЖЭТФ, Том 129, Вып. 2, стр. 386, 2006
86. A.V. Filippov, V.N. Babichev, A.F. Pal', A.N. Starostin, V.E. Cherkovets, V.K. Rerikh, M.D. Taran, Dust Trap Formation in a Non-Self-Sustained Discharge with External Gas Ionization// Plasma Phys. Rep., 2015, Vol. 41, No. 11, pp. 895–904 doi:10.1134/S1063780X15110057.
87. P. S. Epstein, On the Resistance Experienced by Spheres in their Motion// Phys. Rev., 23 (6), 710-733 (1924).
88. S. V. Vladimirov, K. Ostrikov, A. A. Sarnarian, Physics and Applications of Complex Plasmas// (Imperial College Press, London, 2005), p.36.
89. G.E. Morfill, A.V. Ivlev, Complex plasmas: An interdisciplinary research field// Rev. Mod. Phys. 81, (4), 1363-1404 (2009) <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.1353>
90. Lieberman M. A., Analytical solution for capacitive RF sheath //IEEE Transactions on Plasma Science. – 1988. – Т. 16. – №. 6. – С. 638-644.
91. Lieberman M. A., Dynamics of a collisional, capacitive RF sheath //IEEE transactions on plasma science. – 1989. – Т. 17. – №. 2. – С. 338-341.
92. Godyak V. A., Sternberg N., Dynamic model of the electrode sheaths in symmetrically driven rf discharges //Physical Review A. – 1990. – Т. 42. – №. 4. – С. 2299.
93. Uwe Czarnetzki, Analytical model for the radio-frequency sheath // Phys. Rev. E 88 063101 (2013).



94. Godyak V. A., Sternberg N., Dynamic model of the electrode sheaths in symmetrically driven rf discharges // *Physical Review A*. – 1990. – T. 42. – №. 4. – C. 2299.
95. Godyak V. A., Piejak R. B., Alexandrovich B. M., Electrical characteristics of parallel-plate RF discharges in argon // *IEEE Transactions on plasma science*. – 1991. – T. 19. – №. 4. – C. 660-676.
96. M. M. Turner, Collisionless heating in radio-frequency discharges: a review // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 42(19), 194008 (2009).
97. T. Lafleur, P. Chabert, Is collisionless heating in capacitively coupled plasmas really collisionless? // *Plasma Sources Sci. Technol.* 24 044002 (2015)
98. J. Schulze, Z. Donkó, T. Lafleur, S. Wilczek, R. P. Brinkmann., Spatio-temporal analysis of the electron power absorption in electropositive capacitive RF plasmas based on moments of the Boltzmann equation // *Plasma Sources Science and Technology*, 27(5), 055010 (2018). doi:10.1088/1361-6595/aabeb
99. M. Vass, S. Wilczek, T. Lafleur, R. P. Brinkmann, Z. Donkó, J. Schulze, Observation of dominant Ohmic electron power absorption in capacitively coupled radio frequency argon discharges at low pressure // *Plasma Sources Science and Technology*, 29(8), 085014, (2020).
100. Wilczek, S., Schulze, J., Brinkmann, R. P., Donkó, Z., Trieschmann, J., & Mussenbrock, T. Electron dynamics in low pressure capacitively coupled radio frequency discharges // *Journal of Applied Physics*, 127(18), 181101 (2020).
101. Kaganovich I. D., Polmarov O. V. and Theodosiou C. E., Revisiting the anomalous RF field penetration into a warm plasma // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 34 696–717. 2006

102. O. S. Vaulina, S. A. Khrapak, Scaling Law for the Fluid-Solid Phase Transition in Yukawa Systems (Dusty Plasmas)// J. Exp. Theor. Phys. 90 (2), 287–289 (2000).
103. А. В. Филиппов, В. В. Решетняк, А. Н. Старостин, И. М. Ткаченко, В. Е. Фортов, Исследование пылевой плазмы на основе интегрального уравнения Орнштейна–Цернике для многокомпонентной жидкости// Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 10, с. 658 – 665, DOI: 10.1134/S0370274X19220041
104. A. V. Filippov, V. E. Fortov, V. V. Reshetniak, A. N. Starostin, and I. M. Tkachenko, Electrostatic interactions and stability of dusty plasmas and the multicomponent Ornstein–Zernike equation// AIP Advances 10, 045232 (2020). <https://doi.org/10.1063/1.5144901>.
105. R Vrancken, G V Paeva, G M W Kroesen, and W W Stoffels, Dust void formation above rectangular and circular potential traps in an rf plasma// Plasma Sources Sci. Technol. 14 509 (2005) <https://doi.org/10.1088/0963-0252/14/3/013>
106. V. N. Tsytovich, S. V. Vladimirov, and G. E. Morfill, Size of dust voids as a function of the power input in dusty plasma// ЖЭТФ, 2006 г., Том 129, Вып. 2, стр. 378
107. Zuquan Hu, Yinhua Chen, Xiang Zheng, Feng Huang, Gei-fen Shi, and M. Y. Yu, Theory of void formation in dusty plasmas// Physics of Plasmas 16 063707 (2009) <https://doi.org/10.1063/1.3152328>
108. Hu, Z., Chen, Y., Huang, F., Shi, G. F., Zheng, J., & Yu, M. Y. Sheath structure and formation of dust voids in cylindrical plasma discharges// Physical Review E, 81(5), 056401 (2010).
109. Yan Wang, Xu Zhu, Zhaoyang Chen and Feng Huang, Numerical study on the influence of electron temperature on void formation in dusty

plasma// Phys. Scr. 95, 055606 (2020); DOI  
<https://doi.org/10.1088/1402-4896/ab784f>.

110. Petrov O.F., Statsenko K.B., Vasiliev M.M., Active Brownian motion of strongly coupled charged grains driven by laser radiation in plasma // Scientific Reports, V.12, I.1, pp.8618, 2022