

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

УДК 533.9...15

На правах рукописи

Аркар Чжо

**ДИНАМИКА И СТРУКТУРЫ АКТИВНЫХ БРОУНОВСКИХ
ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ**

1.3.9 - физика плазмы

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

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

Москва 2021

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. Аналитический обзор литературы	10
1.1. Постановка задачи. Терминология.	10
1.2. Механизмы подвижности активных броуновских частиц. Прикладные аспекты исследования активного броуновского движения	15
1.3. Пылевая (коллоидная) плазма.....	26
ГЛАВА 2. Экспериментальный комплекс и средства диагностики для изучения пылевой плазмы	38
2.1. Экспериментальный стенд для изучения пылевой плазмы высокочастотного емкостного разряда.	38
2.2. Диагностический комплекс	44
2.3. Заключение и выводы по Главе 2.....	47
ГЛАВА 3. Динамика уединенной макрочастицы в плазме	49
3.1. Данные эксперимента и их анализ.....	49
3.2. Теоретическая модель	62
3.3. Заключение и выводы по Главе 3.....	65
ГЛАВА 4. Динамика и структуры кластеров активных броуновских частиц в плазме высокочастотного емкостного разряда	66
4.1. Применение динамической энтропии для анализа степени упорядоченности систем.....	68
4.2. Экспериментальные результаты.	70
4.3. Анализ экспериментальных данных.	75

4.4. Заключение и выводы по Главе 4.....	83
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	85
ЛИТЕРАТУРА	88

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время хорошо изучены процессы, происходящие в термодинамически изолированных системах, такие как фазовые переходы, процессы переноса и др. Между тем, подавляющее большинство объектов в природе представляют собой термодинамически открытые системы, что делает их более сложными для изучения, поэтому термодинамика систем далёких от равновесия - активно развивающаяся область науки. Среди таких систем выделяются диссипативные системы. Одно из самых интересных и практически значимых свойств открытых диссипативных систем – их способность к эволюции, самоорганизации, т.е. возможность при переходе некоторого параметра через пороговое значение (критическое значение) совершать качественный скачок свойств или кинетический фазовый переход. Классические примеры подобных явлений: образование ячеек Бенара при нагреве жидкости, переход течения жидкости/газа из ламинарного режима в турбулентный, возникновение когерентного лазерного излучения и другие. В отличие от процесса образования кристаллов в изолированных системах, происходящего при изменении температуры термостата, самоорганизация в открытой системе может происходить при изменении внутренних параметров системы. Главной мерой таких процессов является такой параметр как производство энтропии.

В качестве отдельного класса открытых систем можно выделить системы так называемых активных броуновских частиц, т.е. частиц, способных преобразовывать энергию, получаемую извне, в кинетическую энергию собственного движения. При этом самоподвижность таких объектов приводит к значительному увеличению коэффициента самодиффузии. Примеры естественных активных броуновских частиц – подвижные клетки, многоклеточные живые организмы. Диапазон

искусственных активных частиц широк; в основном, это системы коллоидов с химически активной поверхностью. Перспективным является также изучение активных Янус-частиц. Стоит отметить, что в плазме такие объекты только начинают изучаться.

Исследование динамики и эволюции систем сильно взаимодействующих активных Янус-частиц и способов управления ими – задача, интересная с фундаментальной и практической точек зрения. Движение таких частиц представляет собой комбинацию тепловых флуктуаций и направленного движения, что приводит всю систему в состояние, далёкое от равновесия. Поэтому такие системы представляют собой лабораторные модели для задач неравновесной физики. Управление динамикой и состояниями таких систем играет важную роль при проектировании новых "интеллектуальных" устройств и материалов.

В рамках данной работы впервые экспериментально изучена динамика как уединенных Янус частиц, так и малых кластеров, образованных такими частицами в плазме высокочастотного емкостного разряда при воздействии лазерного излучения. Анализ проводился на основе определения среднеквадратичного и линейного смещения частиц, их скоростей, ускорения, а также кинетической энергии движения. Линейное смещение или длина хаотизации (или persistence length) в системах активных частиц характеризует влияние активности на броуновское движение, которое может проявлять аномальный характер. Также изучена эволюция плазменно-пылевых кластеров из Янус-частиц, в том числе кинетический фазовый переход при воздействии лазерного излучения. Проведена оценка фрактальной размерности системы, определена степень хаотичности.

Основной целью данной работы являлось экспериментальное исследование динамики активной броуновской частицы в плазме высокочастотного разряда емкостного типа при воздействии лазерного излучения, а также динамических и структурных характеристик кластеров, сформированных в приэлектродной области газового разряда такими частицами.

Новизна работы состоит в следующем:

1. Был модифицирован экспериментальный стенд для захвата и удержания уединенных активных броуновских частиц и сформированных ими кластеров в высокочастотном емкостном разряде при внешнем воздействии лазерного излучения;
2. Были получены количественные данные о динамических характеристиках уединенных макрочастиц с различными свойствами поверхности и кластеров активных броуновских Янус частиц в широком диапазоне параметров газового разряда и воздействующего лазерного излучения;
3. Было предложено объяснение немонотонного изменения динамических характеристик кластеров активных броуновских частиц при воздействии лазерного излучения.

Положения, выносимые на защиту.

1. Экспериментальный стенд для изучения активных броуновских частиц в плазме высокочастотного разряда емкостного типа.
2. Результаты экспериментальных исследований динамических характеристик уединенных активных броуновских частиц при лазерном воздействии.
3. Экспериментальные условия и результаты исследований процессов самоорганизации и эволюции кластера, сформированного активными

броуновскими Янус-частицами в приэлектродном слое при воздействии лазерного излучения.

4. Экспериментально обнаруженный эффект немонотонного изменения динамических характеристик кластера янус-частиц при монотонном увеличении мощности воздействующего лазерного излучения.

Апробация работы

Основные положения диссертационной работы и полученные результаты докладывались на российских и международных конференциях: 17th International Conference on the Physics of Non-Ideal Plasmas (Germany, 2021); XXXVI International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter (Elbrus, 2021); The 1st COMPACT Science Definition Workshop (Международная сессия 2021); XXXV International Conference on Equations of State for Matter (Elbrus, 2020); 63-ая Всероссийская научная конференция МФТИ (Долгопрудный, 2020); A Nature Conference «Advances and Applications in Plasma Physics» (Saint Petersburg, 2019).

Стенд для изучения активных броуновских частиц в плазме высокочастотного разряда емкостного типа прошёл успешную проверку в ходе большого числа экспериментальных исследований.

Достоверность (высокая степень точности измерений и объективности оценок) результатов исследования обеспечена:

- использованием современных методик получения и анализа исходных экспериментальных данных;
- высокой точностью повторяемости в экспериментах на различных установках и согласии с результатами численных исследований и теоретическими предсказаниями других авторов;
- положения и выводы, сформулированные в диссертации, были апробированы на международных и российских научных конференциях и

семинарах. Новизна и достоверность подтверждается публикациями результатов диссертационного исследования в ведущих рецензируемых научных журналах, в том числе, индексируемых в международной базе Web of Science и рекомендованных ВАК

Обоснованность выводов и рекомендаций достигается:

- применением многократно апробированного в научной практике исследовательского и аналитического аппарата;
- сравнением полученных в работе результатов с результатами зарубежных и отечественных авторов;
- обсуждением результатов исследования на международных и всероссийских научных конференциях;
- публикацией результатов диссертационного исследования в рецензируемых изданиях, входящих в перечень международной базы Web of Science (WoS) и рекомендованных ВАК РФ для публикации результатов диссертационных исследований, а также в трудах докладов известных научных конференций.

Материалы диссертации опубликованы автором в следующих работах:

1. Arkar K., Vasiliev M.M., Petrov O.F.; Kononov, E.A., Trukhachev F.M., Dynamics of active brownian particles in plasma // *Molecules*. – 2021. – Vol. 26, I. 3. – P. 561.

2. Vasiliev M.M., Kononov E.A., Arkar K., Petrov O.F., Dynamics of motion of particles with a modified surface in a dusty plasma monolayer // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2020. –Vol. 1556. – P. 012074.

3. Arkar K., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Brownian motion of a lone dust particle in plasma of radio frequency discharge // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2019. –Vol. 1147. – P. 012113.

4. E.A. Sametov, E.A. Lisin, E.A. Kononov, K. Arkar et al., Effective symmetry breaking of interparticle interaction in chain structures of microparticles in a gas discharge plasma // Book of abstracts 17th International Conference on the Physics of Non-Ideal Plasmas. – pp. 47-48. – 2021.

5. Arkar K., Kononov E.A., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Dynamics of single Janus particle in electrostatic trap // Book of abstracts XXXVI International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter. – pp. 20. – 2021.

6. Vasiliev M.M., Petrov O.F., E.A. Lisin, K. Arkar, Dynamics of Active Brownian Particles in Plasma // The 1st COMPACT Science Definition Workshop. – 2021.

7. Arkar K., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Dynamics of active Brownian particles in a gas discharge plasma // XXXV International Conference on Equations of State for Matter. – pp. 292. – 2020.

8. Аркар Чжо, М.М. Васильев, О.Ф. Петров, Динамика активных броуновских макрочастиц в плазме ВЧ разряда // Труды 63-й Всероссийской научной конференции МФТИ. – стр. 72. – 2020.

9. E. Lisin., E. Kononov., E. Sametov., Arkar K. et al., Experimental study of the wakefield a dust particle in a dc discharge of the gas mixture // Book of abstracts of a Nature Conference «Advances and Applications in Plasma Physics». – pp. 114. – 2019.

Личный вклад соискателя в работах с соавторами заключается в следующем:

Создание и модификации экспериментальной установки, применяемой в работах, проведено при определяющем участии соискателя. Во всех работах соискателем проводились отладка, калибровку, проведение экспериментов, обработка и анализ результатов. Также он активно участвовал в обсуждении и подготовке рукописей к публикации.

ГЛАВА 1. Аналитический обзор литературы

1.1. Постановка задачи. Терминология.

Понятие *активной среды* появилось в физике в связи с разработкой квантовых источников излучения - мазеров и лазеров в середине прошлого века [1]. Активной средой принято называть некоторую термодинамически открытую систему, которая за счет внешних источников энергии (световой, электрической, химической и т.д.) может находиться в возбужденном (неравновесном) состоянии [2]. В первоначальной интерпретации концепция активных сред описывала вещества (твердые, жидкие или газообразные), отдельные атомы (молекулы) которых могут находиться в метастабильном состоянии. Однако, в последнее время понятие "активная среда" получило более широкое применение при изучении процессов самоорганизации в термодинамически открытых системах [3, 4]. В этой концепции понятие активной среды охватывает широкий круг объектов как живой, так и неживой природы, которые проявляют динамические свойства, не укладывающиеся в рамки классической термодинамики и статистической физики.

Составным элементом новой концепции активных сред является понятие «*активная броуновская частица*» [5, 6]. Это частицы, способные преобразовывать получаемую извне энергию в энергию собственного направленного движения. Такие самодвижущиеся броуновские частицы (микро-, нано-пловцы) находятся в центре внимания научных сообществ, занимающихся физическими и биофизическими исследованиями. В качестве примера подобных частиц можно указать подвижные клетки [7], многоклеточные живые организмы [8], подвижные бактерии [9], [10]. Также можно привести множество примеров искусственных подобных частиц. Первоначально были известны только коллоиды с химически активной поверхностью [11]-[17]. Совсем недавно паттерн искусственных активных броуновских частиц расширился за счет коллоидной (пылевой)

плазмы [18-22]. Зачастую, описываемые в экспериментах активные броуновские частицы, имеют неправильную геометрическую форму. Другими словами, они имеют неоднородную поверхность, которая может быть условно разделена на два или более однородных участков [11, 12], [16-22]. Такие частицы часто называют *Янус частицами* [23]. Впервые термин "Янус частица" для описания частиц, поверхности разных полушарий которых имели разный химический состав, был введен Пьером Жилем де Женом в 1991 году во время своей лекции по случаю присуждения нобелевской премии [24]. В римской мифологии Янус являлся богом, известным как хранитель Вселенной. Его голова изображалась, как два лица смотрящих в противоположные стороны одновременно. В настоящее время термин "Янус частица" используется чаще для микрочастиц, форма которых не далека от сферической. На рисунке 1.1 представлены возможные виды частиц, которые принято считать активными броуновскими частицами.

Фундаментальная значимость исследований в области активных броуновских частиц состоит в развитии физики термодинамически открытых систем, установлении принципов самоорганизации и самосборки [6], [18]-[22]. Приложениями физики активных броуновских частиц являются: исследования в области доставки лекарственных веществ, разработка новых материалов с параметрами, недостижимыми для пассивных компонентов [17] и др. Стоит отметить, что проблема активных броуновских частиц связана с такими проблемами как физика диссипативных структур, физика хаоса и др.

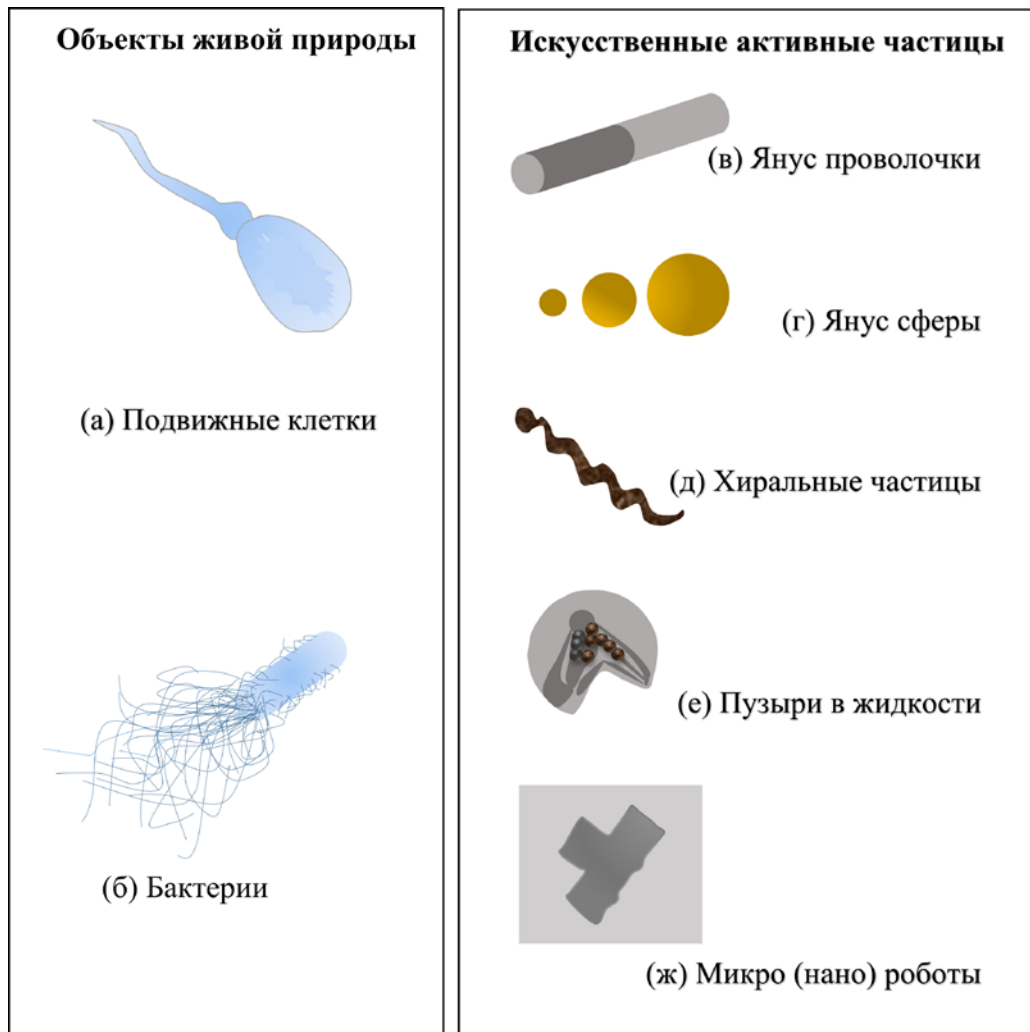


Рисунок 1.1 – Примеры активных броуновских частиц естественного (а), (б) и искусственного (в) – (ж) происхождения [6], [25]: (а) – подвижная клетка (спермотозоид); (б) – бактерия (кишечная палочка); (в) – двусоставная микропроволочка катализатор (янус проволочка); (г) – сферическая янус частица; (д) – хиральная частица; (е) – пузыри в жидкости; (ж) микро- (нано-) роботы

Основные положения физики диссипативных структур были сформулированы И. С. Пригожиным в 1945 году [26]. Обобщенные результаты исследований в данной области можно найти в монографиях [27], [28]. Одним из главных достижений физики диссипативных структур

является исследование неравновесных термодинамически открытых систем, которые эволюционируют с помощью получаемых извне веществ и энергии, и за счет этого совершают качественный параметрический скачок. Такой скачок не удастся описать в рамках классической термодинамики и статистической физики. Далее Пригожин провел глубокий анализ уравнения Лиувилля для ансамбля частиц, используя формализм анализа уравнения Шрёдингера. Еще одним важным результатом теории диссипативных структур является доказательство одной из важнейших теорем линейной термодинамики неравновесных процессов – теоремы о минимуме *производства энтропии* в термодинамически открытой системе. Пригожин и Гленсдорф сформулировали общий критерий эволюции Гленсдорфа-Пригожина [29]. Кратко его можно описать так: термодинамика при определенных условиях не только не вступает в противоречие с теорией эволюции, но может прямо предсказать возникновение нового. Авторы, вводя данное правило, преследовали цель сформулировать универсальный закон как для живой, так и для неживой материи - закон самоорганизации и эволюции любой открытой системы [30]. Данный закон эволюции описывает процессы самоорганизации в неживой и в живой природе.

Исследования Пригожина в области самоорганизации диссипативных систем тесно связаны с понятиями *упорядоченности* и *хаоса* [28]-[36]. Диссипативные системы характеризуются спонтанным появлением сложной структуры, которая может внешне выглядеть довольно хаотичной. Примерами таких систем могут быть ячейки Бенара, лазеры, капельные кластеры, реакция Белоусова — Жаботинского, циркуляция атмосферы и даже биологическая жизнь.

Основные отличия физики активных броуновских частиц и физики диссипативных структур лежат в области объектов исследования. В первом случае мы имеем дело с корпускулярными объектами, а во

втором случае - с непрерывными. Предметы исследований в обоих случаях довольно близки и связаны с процессами эволюции.

Как упоминалось выше, основным объектом исследования активных броуновских частиц являются химически активные коллоидные системы [11]-[17]. Основным драйвером данных исследований изначально были всевозможные химические приложения (в первую очередь создание новых катализаторов химических процессов). Вместе с тем, фундаментальные исследования активных броуновских частиц в химически активных коллоидах сталкиваются с рядом принципиальных трудностей. Главной из которых является сложность химических процессов, протекающих в таких системах. Другими словами, в химически активных средах параметры процессов взаимосвязаны между собой и независимый параметрический анализ активного броуновского движения представляется нетривиальной задачей. В этом смысле перспективным объектом исследования является пылевая (коллоидная) плазма. Действительно, параметры пылевых частиц в плазме остаются постоянными, активность частиц можно легко инициировать лазерным излучением, разрядная плазма является термодинамически открытой системой, далекой от равновесного состояния и т.д. Это направление исследования является новым, о чем свидетельствует небольшое количество научных статей в указанной области. Данное диссертационное исследование посвящено именно этой проблеме, а именно исследованию динамики активных броуновских частиц в плазме. В следующих параграфах мы рассмотрим особенности движения активных броуновских частиц, в частности, механизмы активности. Также будут рассмотрены особенности пылевой плазмы как объекта для исследования активности.

1.2. Механизмы подвижности активных броуновских частиц. Прикладные аспекты исследования активного броуновского движения

Кинематические свойства активных броуновских частиц могут существенно отличаться от кинематики классических броуновских частиц. Рассмотрим пример. Исследования в области микробиологии показали, что многие бактерии подвижны, т.е. они способны двигаться самостоятельно. Среди них значительный класс выполняют так называемое беговое движение: они длительное время движутся прямолинейно на некоторое расстояние, затем резко меняют направление, и снова движутся прямолинейно. Динамика такого движения с одной стороны подобна броуновскому, а с другой – имеет важные особенности. В частности, динамические параметры, такие как скорость движения и частота разворотов, зависят от условий среды и, следовательно, могут варьироваться в пространстве [10]. В постоянных условиях движение бактерий может становиться стационарным. Таким образом, наблюдается переход от одного стационарного состояния к другому. Однако, последовательность стационарных состояний не инвариантна относительно обращения времени: принцип детального баланса, который восстанавливает микроскопическую симметрию обращения времени систем в тепловом равновесии отсутствует у подвижных бактерий и других активных броуновских частиц. Это отсутствие детерминированного баланса (допускаемое потоком химической энергии, которая является драйвером подвижности) может создавать своеобразные ловушки при непосредственном моделировании таких процессов.

Механизм подвижности классических броуновских частиц определяется флуктуациями давления окружающей среды на малых пространственных масштабах. С увеличением геометрических размеров

частиц эффективность такого механизма быстро падает. Механизмы движения активных броуновских частиц основаны на преобразовании энергии окружающей среды в кинетическую энергию. Рассмотрим некоторые из них подробнее.

Начнем обзор с работы, где исследовалось активное движение довольно больших объектов. В работе [11] проведен анализ движения специально разработанных пластинок, изготовленных из полидиметилсилоксана, размером порядка 1 см на поверхности водного раствора перекиси водорода (H_2O_2) как показано на рисунке 1.2(a). Разные плоскости пластинок покрывались материалами с различными свойствами: одна сторона была гидрофобная, в то время как вторая – гидрофильная. Ансамбль из большого числа пластинок помещался на границу раздела жидкость/воздух раствора (1-3%) перекиси водорода. Пластины располагались на поверхности раствора, и при этом поворачивались гидрофильной стороной вниз. Гидрофильная сторона была химически активной и разлагала перекись водорода на кислород, который формировал пузырьки и воду. Выделение газообразного O_2 начиналось практически сразу после контакта пластинок с раствором H_2O_2 и приводило пластины в движение. Скорость движения пластинок по поверхности раствора достигала значений в 1-2 см/с. Процесс продолжался в течение нескольких часов и начинал затухать по мере истощения перекиси водорода в растворе. При обновлении раствора движение возобновлялось. Активное движение было воспроизводимым для всех пластинок ансамбля (20 штук). Механизмом активного движения в рассмотренном случае является реактивная сила, которая возникает в процессе схлопывания пузырьков кислорода. Пластины имели форму, далёкую от симметричной, что приводило к появлению ненулевой направленной результирующей силы, равной геометрической сумме реактивных сил, связанных с совокупностью всех лопающихся пузырьков. В результате движение

пластинок принимало характер, близкий к характеру вышерассмотренного движения бактерий.

Рассматриваемая в [11] система активных частиц проявляла еще одно интересное свойство. Особая форма пластинок приводила к появлению силы притяжения между любыми двумя пластинками если они в процессе активного броуновского движения приближались друг к другу. Притяжение между пластинками определяется силой поверхностного натяжения, которая возникает на участке поверхности раствора H_2O_2 , расположенном между двумя пластинками. Данное явление проявляет свойства *самосборки*.

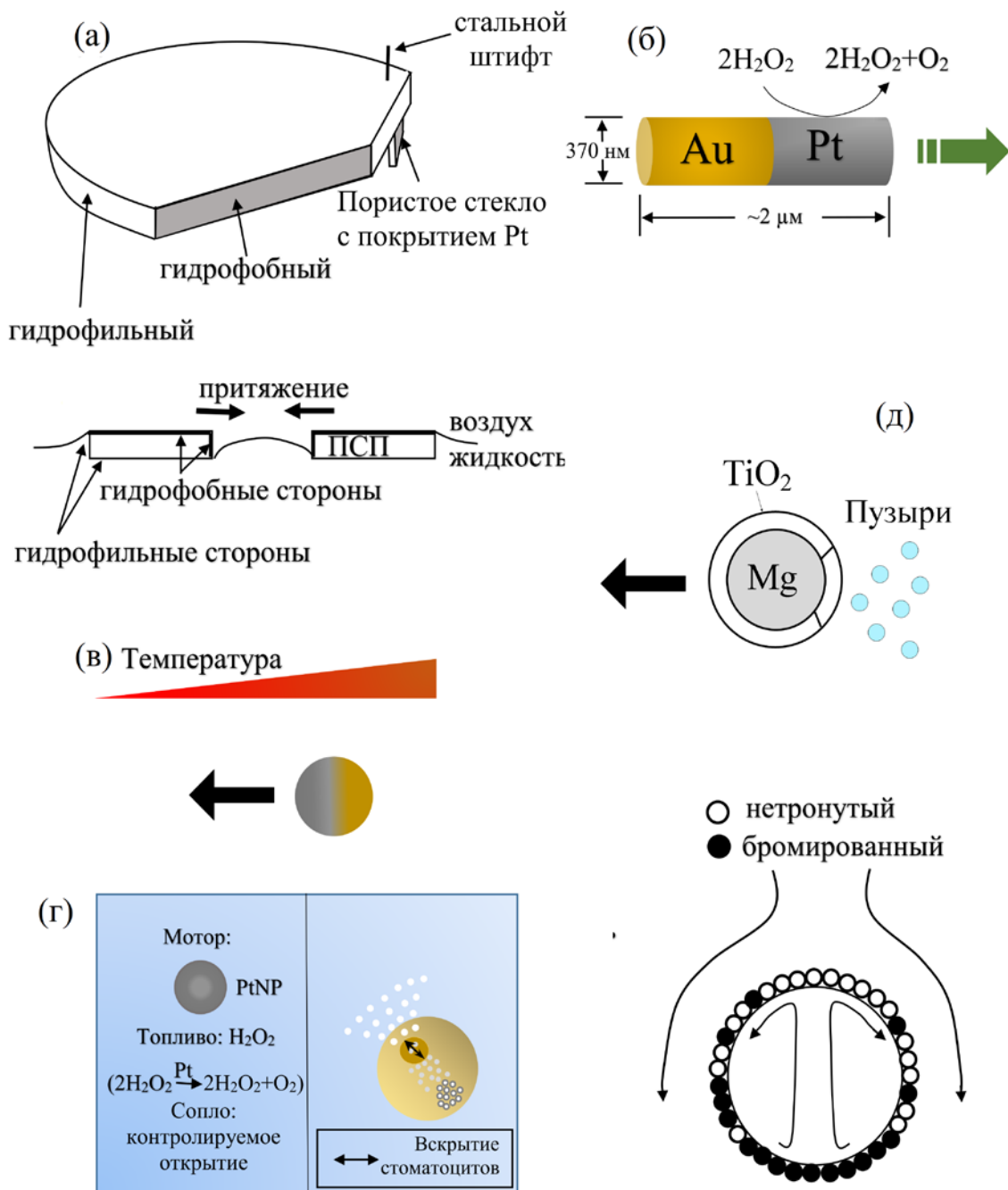


Рисунок 1.2 – Возможные механизмы активного броуновского движения. а), б), г), д), е) - химические реакции; в) – термофоретические явления.

Далее рассмотрим работу [12], в которой исследовалось активное броуновское движение микропроволочек, состоящих из двух равных сегментов Pt и Au длиной 1 мкм каждый, которые были помещены в 2–3% раствор перекиси водорода (рисунок 1.2(б)). Альтернативное название

частиц такого типа – Янус проволоочки (*Janusrods* [6]). Было установлено, что микропроволочки в указанном эксперименте перемещаются главным образом вдоль своей оси в направлении Pt сегмента со скоростью до 10 длин тела в секунду. По мнению авторов работы [12], причиной активного движения является сила величиной порядка 10^{-14} Н, которая направлена вдоль оси проволоочки. Было установлено, что эта сила создается градиентом концентрации кислорода вдоль оси частицы. Данный градиент, в свою очередь, создает силу межфазного натяжения, которая уравнивается силой вязкого трения в установившемся режиме. Характер движения микропроволочек [12] наглядно демонстрируют видеоизображения, которые доступны по ссылке [37]. При анализе указанных видеоданных отчетливо проявляются основные свойства активного броуновского движения, главным из которых является направленное движение частиц на малых масштабах времени. Более строгий формализм активного броуновского движения будет описан ниже.

Сходный механизм активности описан в работе [38] где сравнивались параметры движения частиц двух типов с диаметром 1,62 мкм. Первый тип частиц представлял собой однородные сферические полистереновые частицы. Такие частицы авторы назвали контрольными. В качестве второго типа использовались Янус частицы, которые отличались от первых наличием платинового покрытия на одной из полусфер (рисунок 1.2 в). В качестве «топлива» для активного движения использовался раствор перекиси водорода. Показано, что в короткие промежутки времени в динамике Янус частиц значительную составляющую имеет направленное движение со скоростью, которая зависит от концентрации молекул топлива (H_2O_2). На более длительных промежутках времени, движение возвращается к хаотическому с существенно повышенным коэффициентом диффузии.

Стоит отметить работу [39], в которой энергетику процессу также обеспечивала реакция разложения перекиси водорода, катализируемая с помощью платины. Работу [39] выделяет оригинальность объекта исследования. В качестве активных частиц использовались полимерные стоматоциты, которые представляли собой нано-размерные чашеобразные структуры, создаваемые путем контролируемой деформации полимерных везикул (рисунок 1.2 г). В работе [39] детально описан оригинальный подход к созданию автономных подвижных полимерных стоматоцитов посредством захвата ими наночастиц платины в свои нанополости. Перекись водорода свободно проникала во внутреннюю полость стоматоцитов, где она разлагается катализатором (захваченными наночастицами платины) на кислород и воду. Истечение кислорода из отверстия в стоматоцита создавала реактивную тягу, которая в свою очередь являлась причиной активного броуновского движения стоматоцитов. Такая сложная конструкция микрочастиц напоминает миниатюрный монотопливный ракетный двигатель.

Подобный механизм активного броуновского движения был рассмотрен в работе [40], в которой обсуждалась проблема очистки естественных водных резервуаров от отравляющих веществ и опасных микроорганизмов. Была предложена оригинальная и высокоэффективная (по мнению авторов) микромоторная стратегия фотокаталитического разложения токсинов с использованием микросфер диаметром ~ 20 мкм, которые представляли собой магниевую частицу (Mg), покрытую довольно толстым слоем оксида титана (TiO_2) с добавлением нанозерен золота (Au). Как известно, соединения TiO_2 используются в качестве фотокатализаторов при разложении многих органических соединений (в том числе вирусов и бактерий), летучих химических агентов, боевых отравляющих веществ, формальдегида, ацетальдегида и других веществ до безопасных химических соединений - воды (H_2O) и углекислого газа (CO_2)

[41, 42]. Исследованные в [40] активные частицы имели отверстие в оболочке из двуокиси титана, обнажающее магниевое ядро. При помещении таких частиц в естественные водоемы вода попадала в отверстие в каталитической оболочке и входила в контакт с магнием. Как известно, магний в контакте с водой начинает окисляться (сначала до оксида, а в конечном счете, до гидроксида) с выделением водорода. Соответствующую химическую реакцию можно записать в виде $Mg+2H_2O=Mg(OH)_2+H_2$. Истечение пузырьков водорода из отверстия в оболочке частиц являлось причиной реактивной силы, толкающей частицу в противоположную сторону (рисунок 1.2д). Соответствующие видеоматериалы доступны по ссылке [43]. Использование таких самодвижущихся микрочастиц позволяет обойтись без химических реагентов при обработке водоемов, что имеет большие перспективы для разнообразных оборонных и экологических приложений.

Термофоретический механизм активности рассмотрен в работе [44]. В процессе эксперимента исследовалось движение сферических Янус-частиц, состоящих из двуокиси кремния, одна полусфера которых покрывалась золотом. Размер частиц составлял 1 мкм. Частицы помещались в воду или в раствор «Triton X-100». Для индуцирования фотофоретической силы использовалось рассеянное лазерное излучение. Лазерное излучение нагревало разные полусферы частиц с различной эффективностью, в результате появлялась ненулевая сила, действующая на частицы (рисунок 1.2в).

Другой механизм подвижности, связанный с лазерной активацией, основан на использовании околокритических бинарных жидкостей в качестве среды для активных частиц. В отличие от термофоретических эффектов, данный механизм движения требует гораздо меньшей интенсивности лазерного излучения. В рассматриваемом случае, температура контейнера с жидкостью поддерживалась на достаточно

близком уровне к критической температуре. При этом даже при небольшой интенсивности освещения поглощение света средой (или контейнером) приводило к локальному нагреву, и, как следствие, к локальному фазовому разделению активной среды. В результате возникало диффузно-форетическое движение, связанное с наличием градиента концентрации активной среды поперек частицы [48], [49]. В данном случае, вследствие низкой интенсивности света (по сравнению с термофоретическим механизмом) влияние оптических сил в первом приближении можно не учитывать. Более подробно с рассматриваемым механизмом активности можно ознакомиться в работах [50], [51].

В работе [14] было проведено экспериментальное исследование коллективного поведения самодвижущихся капель жидкости, которые хорошо моделируют динамику некоторых простейших организмов, так называемых сквирмеров. Термин «сквирмер» применяется в микробиологии для описания микроорганизмов, которые движутся за счет тангенциальных или радиальных деформаций клеточной поверхности. К такому классу бактерий относят цианобактерии, парамеции, вольвоксы [45]-[47] и др. В [14] представлена простая модель таких частиц, состоящая из капель диаметром 80 мкм, движущейся в масляной среде. Капли состоят из водного раствора брома, который является «топливом» для поддержания активности. Причиной активного броуновского движения рассмотренных частиц являлось такой феномен, как *течение Марангони*, вызванное самоподдерживающимся градиентом бромирования вдоль поверхности капель (рисунок 1.2e).

Акустический механизм активности рассмотрен детально в работе [52] в применении к развитию технологий доставки лекарств и нанороботов в медицине. В качестве активных частиц использовались Янус проволоочки двух типов: состоящие из сегментов Au,Ru и Au,Pt соответственно. Длина и диаметр проволоочек составляли 1-3 мкм и 0,2-0,3

мкм, соответственно. В качестве среды использовалась вода и солевые растворы (имитирующие кровь). Энергетика активного броуновского движения обеспечивалась за счет внешнего ультразвукового излучения на частоте в несколько МГц. В отсутствие ультразвукового излучения ансамбль микропроволочек находился в состоянии классического броуновского движения. Помещая систему частиц в акустическое поле и подбирая частоты, авторы эксперимента добивались упорядоченного движения микропроволочек. В процессе эксперимента наблюдалось движение частиц различной топологии: кольцевой, линейная и др. Топология движения определялась параметрами акустического поля. При определенных параметрах воздействия микропроволоки выстраивались в цепочки, причем самосборка демонстрировала хиральный характер.

Магнитный механизм активного броуновского движения подробно рассмотрен в работах [53] - [55]. Магнитное поле является удобным инструментом для управления динамикой намагниченных частиц. Так, в работе [53] показано, что магнитное поле позволяет управлять с высокой точностью движением микрочастиц с кобальтовым напылением. При этом магнитное поле легко проникает в биологические ткани, что может использоваться для доставки лекарственных веществ внутри организма.

Стоит отметить, что активные броуновские частицы могут проявлять как коллективные свойства, так и индивидуальные. Очевидно, что для коллективных явлений требуется связь между отдельными частицами. Если такая связь отсутствует или ею можно пренебречь, то речь идет о независимых активных броуновских частицах. Наглядный пример независимого активного броуновского движения описан в работе [56]. В указанной работе представлена разработка микродвигателя для биологических микро-, нанороботов. Экспериментально исследовано активное броуновское движение независимых микрочастиц длиной 50 мкм и диаметром 1 мкм. Источником энергии являлась уже описанная выше

каталитическая реакция разложения перекиси водорода на воду и кислород. Авторам удалось создать микромотор, эффективный при низких концентрация H_2O_2 (уже при концентрации 0.25% скорость частицы составляла 140 мкм/с). Движение отдельных частиц наглядно представлено в видеоматериалах [57], которые отображают динамику отдельных частиц. Движение частиц, описанное в работах [12], [39], [40] также можно отнести к независимому.

Признаки коллективного поведения активных броуновских частиц отчетливо проявляются в уже рассмотренной работе [14]. Соответствующее видео, доступное по ссылке [58], наглядно демонстрирует связь в динамике соседних частиц. Коллективное поведение частиц из упомянутого эксперимента [11] проявляется явлении самосборки. Стоит отметить, что указанные частицы имели макроскопические размеры ~1 см, таким образом, физика активного броуновского движения не ограничивается микромиром, а ее формализм уместен для описания явлений в макромире.

В дальнейшем концепция активного броуновского движения была обобщена на высшие живые организмы. В частности, групповое движение косяков рыб, стай птиц стало возможно описать в рамках теории активного броуновского движения. Одной из первых работ в этом направлении была статья [59]. Авторы построили простую, но функциональную модель, описывающую новый тип динамики, которая предназначена для описания самоупорядоченного движения в системах частиц с биологически мотивированным взаимодействием. В модели частицы двигались с постоянной абсолютной скоростью и на каждом временном шаге принимали среднее направление движения частиц из их окрестности с некоторым случайным возмущением. Далее на основе построенной модели были описаны такие коллективные процессы как указанное выше движение косяков рыб [60], [61], стай птиц [62], а также социальные

процессы в человеческом обществе [63]. Кроме того, физика активного броуновского движения может использоваться для формализации таких социальных явлений как торги на бирже, электоральные процессы и даже проблемы экстренной вакцинации человечества.

В заключение параграфа рассмотрим некоторые механизмы активности в пылевой плазме. Пылевые частицы имеют характерные размеры 1-10 мкм, что по порядку величины соответствует большинству активных броуновских микрочастиц, рассмотренных выше. В разрядной пылевой плазме механизмы активности могут определяться следующими факторами: сила ионного увлечения [64]; фотофоретическая сила [19]-[22], [65]-[70]; реактивные силы (rocketeffect) [71] и др. Силы ионного увлечения ответственны за такие типы коллективного движения как вихри [72], [73], пыле-акустические волны [74], [75]. Традиционно, указанные динамические паттерны описываются в рамках гидродинамических теорий [75]-[78], однако, по-видимому, как вихри так и нелинейные волны могут быть описаны в рамках физики активного броуновского движения, в особенности при наличии стохастической составляющей движения. Для волн такие попытки предпринимались в работах [79], [80] с использованием уравнения Ланжевена, однако, о полном понимании указанных процессов говорить пока рано. Сила ионного увлечения не является независимым (легко контролируемым) фактором активного броуновского движения в пылевой разрядной плазме. С этим связаны определенные трудности при параметрическом анализе рассматриваемых здесь явлений. Фотофоретический механизм лишен этого недостатка. Фотофоретические силы индуцируются лазерным излучением, которое в экспериментах [18] - [22], [65]-[70] практически не влияло на параметры разряда. Фотофоретический механизм применялся для исследования активного броуновского движения пылевых частиц в ВЧ-разрядах. Это связано с тем, что в ВЧ-разрядах легко создать конфигурацию

электрического поля с топологией, соответствующей круговой электростатической ловушке. Параметры ловушки можно менять так, чтобы получить двумерную геометрию активного броуновского движения. Это существенно упрощает анализ рассматриваемых явлений. Трёхмерные структуры микрочастиц можно исследовать как в ВЧ-разрядах, так и в тлеющих разрядах постоянного тока.

Целью данной работы является исследование активного броуновского движения в разрядной плазме, поэтому рассмотрим в следующем параграфе основные ее свойства.

1.3. Пылевая (коллоидная) плазма

Пылевой плазмой называют ионизованный газ, содержащий взвесь твердых (иногда жидких) заряженных микрочастиц [76,78] в объеме, значительно превышающем λ_D^3 , где λ_D – радиус Дебая. Такую плазму также называют коллоидной или комплексной. В разрядной пылевой плазме радиус Дебая, как правило, определяется ионной популяцией, таким образом, $\lambda_D \approx \lambda_{Di}$. На текущий момент пылевая плазма обнаружена как в космосе (в скоплениях частиц в хвостах комет, межпланетных и межзвездных облаках, в кольцах планет и вблизи искусственных спутников Земли), так и на Земле в ряде технологических устройств использующих плазменные технологии (в пристеночной области токамаков, в плазменных реакторах и др.). Также пылевую плазму создают в лабораторных экспериментах (в ВЧ-разрядах и разрядах постоянного тока) с целью исследования.

Стоит отметить, что в лабораторных экспериментах пылевая плазма впервые была получена Ирвингом Лэнгмюромещё в 20-х годах XX века [81], однако повышенный интерес научной общественности она привлекла лишь в 80-х годах XX века. Свойства пылевой плазмы стали активно

изучать в эпоху развития технологий плазменного напыления, изготовления интегральных микросхем, производства тонких пленок, а также нанотехнологий. Наличие заряженных микрочастиц, которые проникали в плазму вследствие разрушения электродов и элементов разрядной камеры, приводило к загрязнению поверхности интегральных микросхем, непредсказуемому изменению параметров плазмы, разрушению стенок токамаков и др. Таким образом, физика пылевой плазмы первоначально имела прикладную мотивацию и была призвана оценить и научиться контролировать указанные негативные явления. Позже появились также и фундаментальные задачи, примерами которых являются: исследование взаимодействия волна-частица [74],[75],[82],[83] изучение динамики фазовых переходов [84], анализ активного броуновского движения [18] - [22], [67]-[70] и др.

Рассмотрим важные свойства пылевой плазмы. Прежде всего, обсудим механизм формирования пылевой фракции. Процесс генерации классической плазмы основан на явлениях ионизации нейтральных атомов и молекул. С пылевой плазмой дела обстоят иначе. Частицы пылевой фракции на много порядков крупнее электронов и ионов. По сути, пылевые частицы являются макрообъектами (квантовые свойства пылинок могут проявляться только в случае, когда их размеры не превосходят десяти нанометров). Выделим два важных вопроса: 1) Как пылевые частицы оказываются в области ионизированного вещества? 2) Как происходит зарядка пылевых частиц?

Рассмотрим первый вопрос. В межпланетной плазме (например, в солнечной системе) пылевая фракция образуется преимущественно за счет дробления относительно крупных объектов, таких как метеориты или обломки естественных спутников планет на частицы с линейными размерами от нескольких микрон до нескольких миллиметров. Такой механизм свойственен пылевой плазме планетарных колец, окрестности

планет, межпланетной среде [76]. Облака межзвездной пыли могут формироваться за счет конденсации вещества, выброшенного взрывами сверхновых, а также звездным ветром красных гигантов [85], [86]. Межгалактические пылевые облака были, по-видимому, сформированы через два миллиарда лет после большого взрыва, физика их формирования обсуждается до сих пор [87]. Пылевые частицы космической плазмы имеют неправильную геометрическую форму и широкий диапазон геометрических размеров.

В лабораторных условиях формирование пылевой плазмы начинается, как правило, с инъекции нейтральных твердых пылевых частиц в ионизированный газ [78], [82]. В экспериментах, проведенных в невесомости (на борту космической станции Мир и международной космической станции) пылевые частицы изначально были расположены внутри на стенках разрядной камеры. После зажигания разряда камера встряхивалась, и пылинки попадали во внутренний объем камеры, где приобретали электрический заряд и захватывались электрическим полем разряда. Эксперименты проводились как в тлеющем [88], так и в ВЧ-разрядах [89], [90]. Особенностью исследований, проводимых в невесомости, является возможность использования в экспериментах относительно крупных пылевых частиц (до сотен микрон в диаметре). Гравитация в наземных лабораториях приводит к высыпанию таких частиц на нижний электрод разрядной камеры.

В экспериментах по исследованию пылевой газоразрядной плазмы, проводимых на наземных лабораториях, пылевой материал попадает в плазменный объем сверху под действием силы тяжести [74], [77], [78]. Для этого в верхнюю часть разрядной трубки или камеры помещают контейнер с пылевым порошком. В нужный момент пьезовибратор приводит контейнер в колебательное движение, пыль высыпается вниз в область разряда, заряжается и начинает левитировать, создавая плазменно-пылевые

структуры. Другим механизмом формирования пылевой плазмы является конденсация вещества в виде микрочастиц в самой разрядной камере. Материалом для конденсации, как правило, служит вещество электродов, распыляемое ионным потоком. Также распыляться могут пылевые частицы уже левитирующие в плазме [91], [92].

Лабораторные эксперименты позволили провести довольно детальные исследования свойств пылевой плазмы. Во-первых, в лабораторных условиях можно контролировать параметры разряда с высокой точностью. Во-вторых, исследователям доступен широкий круг плазменных диагностик. В-третьих, в лабораторных условиях можно использовать пылевые частицы заданной формы. Например, наиболее информативными представляются исследования с использованием монодисперсных сферических частиц.

Рассмотрим второй важный вопрос формирования пылевой плазмы, который касается зарядки пылевых частиц. Электрический заряд пылевых частиц, которые составляют пылевую фракцию, как правило принадлежит диапазону $Z \sim 10e - 10^4 e$, где $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный заряд. В большинстве практически важных случаев пылевые частицы в разрядной плазме приобретают отрицательный заряд. Заряд формируется электронными и ионными токами на поверхность частицы. Эти токи определяются концентрациями и температурами электронов и ионов соответственно, а также потенциалом на поверхности частиц. Поскольку в разрядах электронная температура значительно превышает ионную, а концентрации указанных популяций примерно равны, то первоначально электронный ток превалирует над ионным [77], [78]. Это приводит к росту отрицательного заряда микрочастиц, помещенных в плазму. С другой стороны рост отрицательного заряда частиц приводит к отталкиванию электронов и притяжению ионов, следовательно, электронный ток начинает уменьшаться, а ионный – расти. В конце концов, устанавливается

некоторый равновесный заряд при котором электронный ток равен ионному. Этот процесс протекает довольно быстро и занимает, как правило, несколько микросекунд. Стоит отметить, что точно такой же механизм ответственен за зарядку стенок разрядных камер, электрических зондов и т.д. В простейших случаях величина заряда пылевых частиц пропорциональна их радиусу. В большинстве оценок, можно считать $Z \sim a r_d$, где r_d – радиус пылинок, $a=10^9$ – коэффициент пропорциональности. В большинстве случаев, ионы и электроны, попадающие на поверхность пылевых частиц, рекомбинируют, после чего нейтральные молекулы снова возвращаются в область разряда. В некоторых случаях, поток ионов и электронов приводит к росту массы частиц, а иногда, наоборот, ионный поток приводит к испарению вещества частиц, и следовательно, к уменьшению их массы.

В определенных условиях важную роль в процессах зарядки пылевых частиц начинает играть эмиссия электронов с поверхности пылинок. Эмиссионные электронные токи стремятся уменьшить отрицательный заряд пыли и при определенных условиях заряд пылинок может стать положительным [78]. Влияние термоэлектронной эмиссии на зарядку пылевой фракции описано в [93]. Фотоэлектронная эмиссия исследовалась в работах [94], [95]. В некоторых случаях необходимо учитывать вторичную электронную эмиссию [96].

Стоит отметить, что во всех рассмотренных случаях сохраняется квазинейтральность плазмы. Условие квазинейтральности для плазмы, состоящей из электронов, однозарядных ионов и пылевых частиц с зарядом Z , выражается следующей формулой: $-n_e + n_i \pm Zn_d = 0$, $n_{e,i,d}$ – концентрации электронов, ионов и пылевых частиц соответственно. Знак «-» следует использовать в случае отрицательно заряженной пыли, а знак «+» в случае положительно заряженных частиц. В дальнейшем будем рассматривать только пылевую плазму с отрицательно заряженными

частицами. В этом случае, как следует из условия квазинейтральности, $n_i > n_e$. При этом в некоторых случаях $n_i \sim n_e$, а в некоторых $n_i \gg n_e$.

Как упоминалось выше, для экспериментального исследования пылевой плазмы в лабораторных условиях часто используются плазменные разряды, поэтому рассмотрим кратко свойства основных из них. Газовые разряды можно разделить на несамостоятельные, которые существуют только при наличии внешнего ионизатора (в качестве которого может выступать другой самостоятельный разряд, ионизирующее излучение, лазерное излучение и др.), и самостоятельные, в которых первопричиной ионизации буферного газа является собственное электрическое поле разряда [97] – [101]. По состоянию плазмы разряды можно разделить на равновесные (дуговой) и на неравновесные (таунсендовский, тлеющий, барьерный, высокочастотный и др.). По частоте электрического поля электрический разряд принято делить на следующие типы:

1. Постоянный, низкочастотный (тлеющий, барьерный и др.);
2. Высокочастотный или радиочастотный с частотой поля $f=10^6-10^8$ Гц (ВЧ разряд);
3. Сверхвысокочастотный или микроволновый с частотой $f=10^9-10^{11}$ Гц;
4. Оптический (от далекого инфракрасного до ультрафиолетового);

Подробно остановимся на описании высокочастотного (ВЧ-) разряда, которое нам понадобится в дальнейшем. Как указывалось выше, к ВЧ-разрядам относят самостоятельные разряды, возбуждаемые внешним электрическим полем на частотах от 1 до 100 МГц. Однако, чаще всего, на практике используют частоту 13,56 МГц, что связано с требованиями по уменьшению помех для радиовещания и радиосвязи [103]. При реализации разряда переменное электрическое поле может быть индуцировано либо между двумя электродами, являющимися обкладками конденсатора, либо

во внутренней области катушки индуктивности. В первом случае разряд принято называть емкостным, а во втором – индукционным. Первые детальные исследования ВЧ-разряда проведены советским физиком Бабатом Г.И. в начале 50-х годов XX века [104], хотя, впервые высокочастотный индуктивный разряд наблюдал Тесла в 1891 году, помещая внутрь соленоида откачанный сосуд и пропуская по катушке ток высокой частоты (механизм явления, однако, оставался неизученным).

Рассмотрим классический высокочастотный разряд емкостного типа. Как упоминалось выше, такой разряд возникает в диэлектрической разрядной камере между двумя пластинами электродами (часто расположенные параллельно) к которым приложено переменное напряжение. Electroды могут располагаться как внутри камеры, так и снаружи ее, поскольку разрядный ток является переменным и может протекать через диэлектрики. При этом в плазме протекает в основном ток проводимости, в то время как в диэлектрической части разрядного промежутка протекает ток смещения, который включает в себя ток

поляризации, а также величину $i_d = \epsilon_0 \int_s \frac{\partial E}{\partial t} ds$. Следующее условие существования классического ёмкостного ВЧ-разряда является необходимым: амплитуда колебаний электродов должна быть значительно меньшей межэлектродного расстояния. Это требование выполняется при низком давлении буферного газа $p \sim 10^2$ Па в рамках заданного частотного диапазона и величины межэлектродного расстояния в несколько сантиметров. Например, при частоте поля 13.56 МГц и напряженности электрического поля $E=500$ В/м амплитуда колебаний электронов составляет примерно 10^{-2} м. При этом амплитуда колебаний ионов составляет всего 10^{-7} м. Другими словами, в ВЧ-разряде разрядный ток проводимости определяется электронами, в то время ионные токи следует учитывать только в областях с нарушением квазинейтральности. Такие

области формируются около электродов и называются плазменными или приэлектродными слоями. Для ответа на вопрос о формировании приэлектродных слоев рассмотрим стационарный разрядный процесс. Характерные параметры плазмы ВЧ-разряда следующие: $n_e = n_i \approx 10^{14} \text{ м}^{-3}$, $T_e \sim 10^4 - 10^5 \text{ К}$ (или 1-10 эВ), $T_i \approx 300 \text{ К}$, степень ионизации мала $n_e/n_n \sim 10^{-8} - 10^{-6}$, где n_n - концентрация атомов (молекул) буферного газа. В этом случае величина радиуса Дебая составляет $\lambda_d \sim 10^{-4} \text{ м}$, что значительно меньше типичных межэлектродных расстояний в несколько сантиметров. Таким образом, основная часть плазмы является квазинейтральной. Однако, вблизи электродов колеблющиеся электроны будут покидать заряд, «прилипать» к электродам. Таким образом, вблизи электродов будет наблюдаться слой положительно пространственного заряда. При этом электрическое поле будет направлено из центральной области разряда к электродам. Для исследования пылевой плазмы в условиях земной гравитации, разрядную камеру располагают так, чтобы электроды были расположены вдоль поверхности земли. В таком случае, около нижнего электрода создается область с направленным вниз электрическим полем. При этом на отрицательно заряженные пылевые частицы, расположенные в этой области будет действовать электростатическая сила, направленная вверх, компенсирующая силу тяжести. Таким образом, создаются условия для левитации заряженных пылевых частиц. Контролируя параметры разряда а также расстояние между электродами можно получить плазменно-пылевые структуры как двух-, так и трехмерной геометрии. Как упоминалось выше, ВЧ-разряд может существовать при давлении буферного газа $p \sim 10^2 \text{ Па}$. В условиях высокого давления (близкого к атмосферному) и ограниченной мощности высокочастотный разряд превращается в высокочастотную корону. При увеличении мощности источника электрического поля разряд трансформируется в высокочастотную дугу, которая представляет собой практически

равновесную плазму. При увеличении расстояния между электродами возникают условия для нового вида разрядов - факельного разряда. С другой стороны при давлениях значительно ниже одного Паскаля высокочастотный разряд по своим свойствам становится близок к тлеющему разряду постоянного тока.

В заключение главы рассмотрим вопрос о возможности использования ВЧ-разряда в качестве активной среды для исследований в области активного броуновского движения. Прежде всего, стоит отметить, что разрядная плазма представляет собой термодинамически открытую систему, в которой присутствует как диссипация, так и внешние источники энергии такие как электрические поля, ионные и электронные токи. В тлеющем и высокочастотном разрядах плазма является неравновесной, что проявляется в ее неизотермичности $T_e \gg T_i$. Причина неизотермичности такой плазмы кроется в значительном отличии масс электронов и ионов ($m_i \approx m_n \gg m_e$, где m_i , m_n , m_e – массы ионов, нейтральных атомов и электронов, соответственно), и как следствие, неэффективности теплообмена между соответствующими плазменными популяциями. Для установления равновесия требуется большое количество взаимных столкновений, что не реализуется в слабо ионизированной плазме в условиях низкого давления и наличия стока для электронов и ионов. Электроны и ионы рождаются в результате ударной ионизации, однако довольно быстро погибают в результате рекомбинации и стока на электродах (или стенках разрядной камеры). При этом, ионы и нейтральные атомы (молекулы) все же успевают термализоваться поскольку $m_i \approx m_n$. ВЧ разряд имеет множество приложений, в частности, неравновесная разрядная плазма используется в качестве активной среды при создании CO_2 лазеров. Еще более широким набором свойств активной среды обладает пылевая разрядная плазма. Как упоминалось выше, плазменно-пылевые структуры формируются в области, расположенной

над нижним электродом в разрядной камере высокочастотного разряда. Масса пылевых частиц микронного размера на много порядков превышает массу электронов и ионов, поэтому о термодинамическом равновесии в пылевой плазме говорить не приходится. Более того, понятие температуры для плазменно-пылевой фракции обретает новый смысл. Поскольку пылевые частицы являются макрообъектами, то они могут характеризоваться температурой как мерой средней кинетической энергии атомов и молекул, из которых они состоят. Это температура определяется электронными и ионными потоками на поверхность пылинок, столкновениями с атомами (молекулами) буферного газа, поглощенным электромагнитным излучением. Температура поверхности пылевых частиц оказывает влияние на такие процессы, как: термоэлектронная эмиссия, испарение и конденсация вещества пылевой фракции и др. С другой стороны, пылевые частицы непрерывно движутся внутри плазменно-пылевых структурах. Для большого ансамбля таких частиц можно рассчитать среднюю кинетическую энергию, которая будет формально описывать температуру с кинетической точки зрения, эту температуру принято называть *кинетической* температурой пылевой фракции. Кинетическая температура пылевой фракции может контролироваться как самосогласованными факторами (пыле-акустические неустойчивости, вихре-образующие процессы), так и внешним воздействием (лазерное излучение, магнитное поле и др.). Очевидно, что понятия *температура поверхности* и *кинетическая температура* наполнены разным физическим смыслом. В дальнейшем под температурой пылевой фракции T_d будем понимать кинетическую температуру. В силу принципиальных различий в механизмах нагрева электронов, ионов и пыли, кинетическая температура пылевой фракции может сильно отличаться от электронной и ионной температур. В различных случаях, в зависимости от экспериментальных условий, кинетическая температуры пыли может отличаться на несколько

порядков. В работах [105], [106] описаны эксперименты, в которых кинетическая температура пылевой компоненты превышала 10^6 К (100 эВ), что более чем на порядок превышало температуру электронов. Соотношение между температурами плазменных фракций в этом случае можно описать двойным неравенством $T_i \ll T_e \ll T_d$. Противоположный случай рассмотрен в работе [107], где кинетическая температура пылевой фракции составляла $T_d \approx 400$ К (0,037 эВ). При низких значениях кинетической температуры в плазменно-пылевой структуре наблюдается упорядоченное и практически стационарное взаимное расположение отдельных частиц. Такое состояние пылевой плазмы получило название плазменно-пылевого *кристалла* и впервые наблюдалось в 1994 году в институте внеземной физики им. М. Планка (Гархинг, Германия) [108]. К настоящему времени свойства кристаллов хорошо исследованы, обнаружен и объяснен эффект анизотропии кристаллов [77], [78], [110], [111] и др. При увеличении кинетической температуры в плазменно-пылевой фракции наблюдаются фазовые переходы. Таким образом, пылевая компонента может демонстрировать свойства трех агрегатных состояний – кристалл, жидкость, газ. Кроме кинетической температуры, важным параметром, определяющим агрегатное состояние плазменно-пылевой структуры, является параметр неидеальности Γ , равный отношению кинетической и потенциальной энергии пылевых частиц [109]. Кристаллам соответствует условие $\Gamma > 170$, жидкости – $1 < \Gamma < 100$, и наконец, газу – $\Gamma < 1$. При $\Gamma \ll 1$ пылевую компоненту можно считать идеальным газом, а пылевую плазму можно считать идеальной [112]. Тем не менее, в большинстве случаев, разрядная пылевая плазма является сильно неидеальной [78].

Все важнейшие результаты данной работы получены в экспериментах, проведенных в плазме высокочастотного разряда.

Дательное описание экспериментальной установки представлены в следующей главе.

ГЛАВА 2. Экспериментальный комплекс и средства диагностики для изучения пылевой плазмы.

2.1 Экспериментальный стенд для изучения пылевой плазмы высокочастотного емкостного разряда.

Первые работы по наблюдению пылевых структур в плазме были проведены в высокочастотном (ВЧ) емкостном разряде [1], [2]. В этих работах пылевые частицы попадают в некоторое устойчивое положение равновесия в приэлектродном слое разряда и удерживаются электростатической ловушкой. Возникающие в ВЧ разряде плазменно-пылевые структуры являются одно или многослойными и часто квази-двумерны.

Экспериментальный стенд для изучения пылевой плазмы в высокочастотном емкостном разряде состоит из трех частей: вакуумной системы, электрической части и диагностического комплекса.

В свою очередь, основными частями вакуумной системы являются газоразрядная камера, вакуумный пост и системы газонапуска и контроля давления. Рабочая камера представляет собой цилиндр с четырьмя выносными боковыми фланцами диаметром 100 мм, расположенными в одной плоскости перпендикулярно оси цилиндра и друг другу (рисунок 2.1). Из них на трёх смонтированы смотровые окна для наблюдения за плазменно-пылевыми структурами в вертикальной плоскости. В оставшийся фланец вмонтированы специальные вакуумные электрические вводы для подключения ВЧ генератора. Для наблюдения за пылевой плазмой в горизонтальной плоскости в верхней части газоразрядной вакуумной камеры смонтировано смотровое окно диаметром 300 мм. Остальные части вакуумной системы подключены к низу рабочей камеры с помощью вакуумного трубопровода.

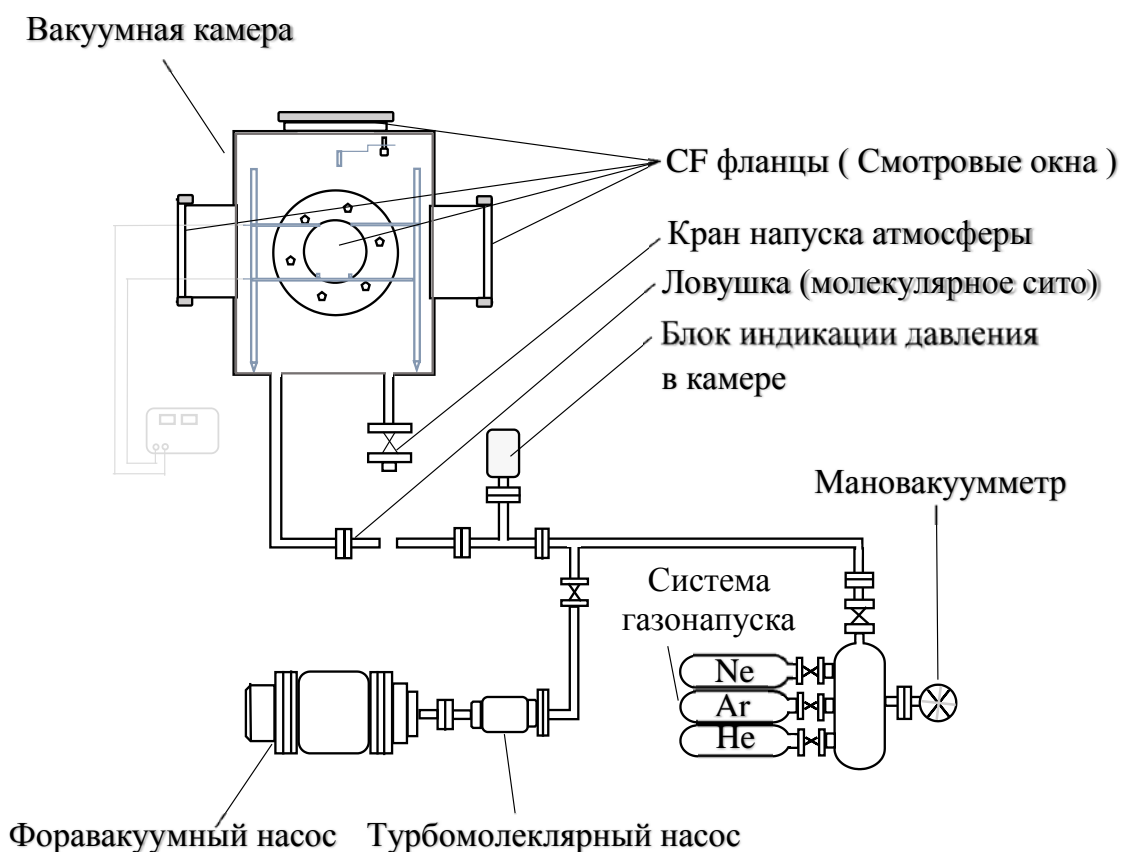


Рисунок 2.1 – Схема вакуумной системы экспериментального комплекса емкостного высокочастотного разряда низкого давления.

Вакуумный пост связан с системой через клапан, позволяющий регулировать скорость откачки газа из рабочей камеры, и состоит из турбомолекулярного и форвакуумного насоса с единым электронным управлением. Изначально осуществляется пуск форвакуумного насоса для откачки вакуумной системы до давления 133 Па, являющегося необходимым условием для запуска турбомолекулярного насоса который, в свою очередь, позволял достигать сверхнизких давлений $\sim 10^{-7}$ Па. После удаления газовой атмосферы из вакуумной камеры с помощью системы газонапуска и контроля давления подается буферный газ и в вакуумной системе устанавливается давление в диапазоне от 1 до 100 Па. В качестве

рабочего газа, как правило, использовался инертный газ аргон. Баллоны с рабочим газом подключены к системе газонапуска и контроля давления, представляющую собой блок электронного управления и индикации давления, датчика давления, контроллера газового потока и регулирующего скорость откачки газа клапана. Блок электронного управления регулирует положение запорного клапана и задает подаваемый поток рабочего газа с помощью контроллера. В качестве датчика давления используется емкостной манометр типа «Баратрон», который позволяет измерять давление газа в вакуумной системе до 10^{-8} Па с точностью до 0,05% от показаний. Блок электронного управления получает сигнал с датчика давления и регулирует положение запорного клапана, автоматически подстраивая скорость удаления газа из вакуумной системы, поддерживая требуемое давление. Также к вакуумному трубопроводу присоединен клапан напуска атмосферы, необходимый для наполнения рабочей камеры воздухом для ее последующего открытия.

Электрическая часть экспериментального комплекса состоит из электродов внутри камеры, высокочастотного генератора и согласующего устройства, соединенных последовательно. Высокочастотный разряд внутри камеры зажигается между двумя плоскими дискообразными медными электродами диаметром 190 мм, подключенными к вакуумному электрическому вводу и закрепленными на диэлектрических опорах в горизонтальном положении (рисунок 2.2). Пылевые частицы инжектируются в плазму через отверстие в верхнем электроде диаметром 80 мм. Также это отверстие позволяет проводить наблюдение за внутренней областью камеры и поведением плазмы. Для регулировки расстояния между электродами на диэлектрических опорах сделаны горизонтальные крепежные прорези с шагом 10 мм.

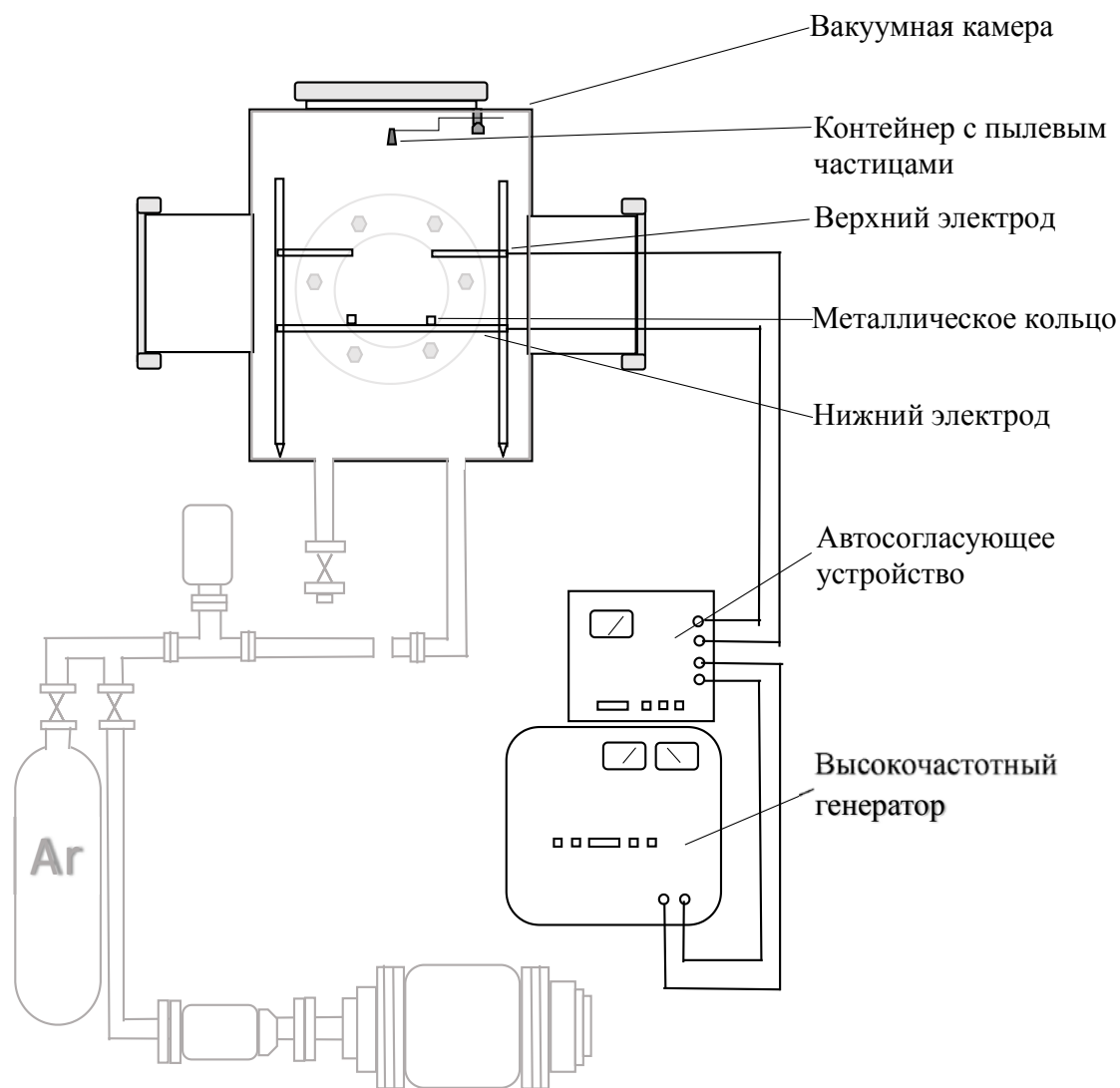


Рисунок 2.2 – Схема электрической составляющей экспериментального комплекса емкостного высокочастотного разряда низкого давления.

При подаче напряжения с частотой генерации 13,56 МГц на электроды от ВЧ генератора через согласующее устройство между электродами зажигался высокочастотный емкостной разряд (рисунок 2.3). С помощью ВЧ генератора регулировалась подаваемая мощность переменного тока в диапазоне 0.1-30 Вт, а с помощью согласующего устройства достигалась минимальная отраженная мощность.



Рисунок 2.3 – Фотография межэлектродного пространства в рабочей камере экспериментального комплекса при включенном разряде в атмосфере аргона.

Над верхним электродом на специальном держателе закреплен контейнер с пылевыми частицами, при механическом воздействии на который происходит вброс пылевых частиц в область разряда. Частицы инжектируются в плазму через дно цилиндрического контейнера с сеткой в результате передаваемых вибраций, после чего контейнер отодвигается из зоны видимости видеокамеры.

В экспериментальных исследованиях использовались различные типы частиц: полимерные без покрытия, полимерные с металлическим покрытием и Янус-частицы на основе полимерных частиц с частичным металлическим покрытием. Янус-частицы были получены в той же установке, в которой проводились эксперименты. Для этого исходные частицы меламин-формальдегида диаметром 10.6 мкм равномерно размещались на специальной подложке, после чего подложка помещалась

на нижний электрод. Газоразрядная камера вакуумировалась и наполнялась плазмообразующим газом аргоном до давления 5 Па. Генерация плазмы емкостного высокочастотного разряда осуществлялась при мощности $W_{load}=15$ Вт, при этом отраженная мощность составляла $W_{ref}=3.2$ Вт. Модифицируемые частицы экспонировались в плазме ВЧ-разряда 315 минут.

Исходные частицы меламин-формальдегида и частицы с подложки после воздействия плазмы исследовались методом растровой электронной микроскопии (РЭМ). В результате применения данного метода удается получать и анализировать изображение поверхности с разрешением 0,4 нм исследуемого материала. На рисунке 3.1 в следующей главе показаны полученные с помощью прибора РЭМ изображения частиц. В результате можно утверждать, что исходные частицы меламин-формальдегида имеют неразвитую структуру поверхности, характерную для полимеров, в то время как у модифицированных частиц наблюдается частичное разрушение поверхности с присутствием железа в её составе. Таким образом, при воздействии потоков ионов плазмообразующего газа низких энергий ($E_i \sim 100$ эВ) происходила эрозия части поверхности частиц, контактировавшей с плазмой. Единоновременно происходила модификация поверхности частиц вследствие осаждения на неё продуктов эрозии стальных электродов и стенок газоразрядной камеры. В результате модификации частиц меламин-формальдегида в плазме ВЧ-разряда были получены Янус частицы с анизотропией свойств.

Для предотвращения некомпенсированного действия силы тяжести на пылевые частицы в структуре при перекосе рабочей камеры необходимо выравнивание положения электродов в горизонтальной плоскости. Прецизионная установка электродов в газоразрядной камере возможна при использовании двух видов винтов (рисунок 2.2): посредством винтов, расположенных на концах диэлектрических ножек,

осуществляется первичная регулировка положения электродов внутри камеры с использованием пузырькового уровня; посредством винтов, расположенных под дном камеры. Для корректного определения положения электродов формируется монослойная плазменно-пылевая структура, в центре которой при варьировании мощности разряда и давления рабочего газа создается пустота – войд. При отклонении рабочей камеры от требуемого положения войд смещается относительно центра электрода (электростатической ловушки). Положение газоразрядной камеры выставляется так, чтобы войд находился в центре электрода (ловушки), таким образом обеспечивая точное позиционирование электродов в пространстве.

На нижнем электроде размещалось металлическое кольцо-ловушка для создания электростатической потенциальной ловушки и предотвращения разлета частиц в горизонтальном направлении вследствие взаимного отталкивания. Диаметр кольца-ловушки подбирался в соответствии с исследуемым типом плазменно-пылевой системы: для уединенной частицы требуется подобрать кольцо минимального размера для предотвращения смещения ее к границам ловушки, при этом необходимо не допустить ограничения движения частицы потенциальным полем ловушки; для кластерных структур кольцо должно ограничивать размер формируемой системы, выталкивая лишние частицы за свои пределы при их инжекции.

2.2. Диагностический комплекс.

Диагностический комплекс экспериментального стенда состоит из газоразрядного аргонового лазера, системы линз, системы из двух камер высокоскоростной съемки и персонального компьютера для видеозаписи проходящих процессов и последующей обработки полученных данных при помощи пакета специально разработанных программ (рисунок 2.4).

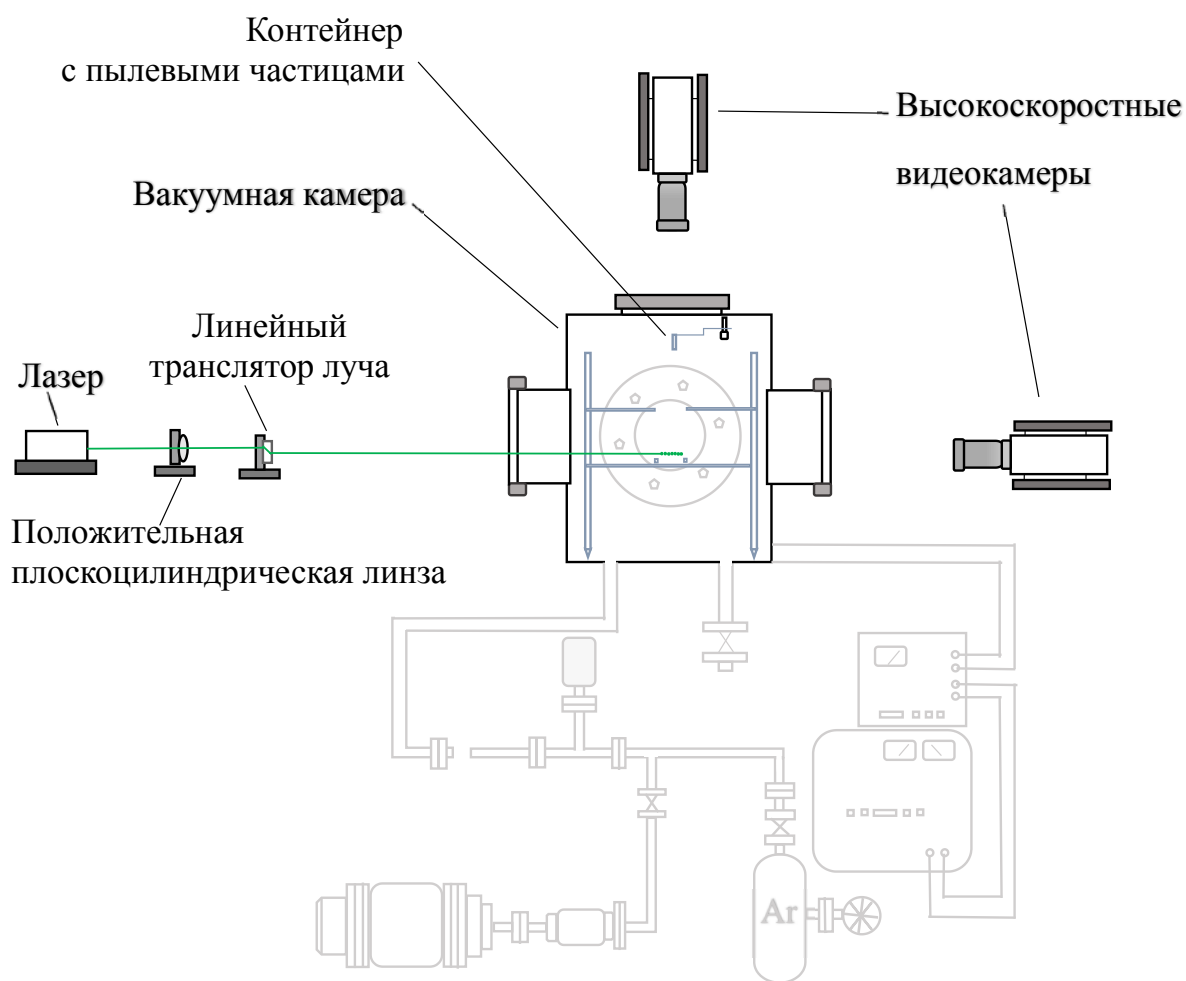


Рисунок 2.4 – Схема диагностического комплекса экспериментального стенда емкостного высокочастотного разряда низкого давления.

Высокоскоростные видеокамеры позволяют осуществлять запись положений частиц в горизонтальной и вертикальной плоскостях с частотой съемки до 1000 кадров в секунду с размерами кадра 1440 на 1440 пикселей. Основная камера закреплена над вакуумной камерой и фиксирует движение частиц в горизонтальной плоскости, а с помощью второй камеры осуществляется непрерывный контроль положения частицы и монослойность структур в вертикальной плоскости.

Для подсветки и воздействия на плазменно-пылевую структуру, сформированную между двумя электродами в поле ловушки, используется лазерное излучение от аргонового газоразрядного лазера с основной

длиной волны 514 нм, проходящее через систему линз. Система линз, закрепленная на оптическом столе, позволяет расширить пучок и сформировать лазерный «нож» с однородным профилем интенсивности излучения, который в дальнейшем обеспечивает равномерное освещение и воздействие на пылевые частицы. Положение лазерного пучка задается плоскопараллельной пластиной и изменяется в зависимости от расположения частиц в вертикальной плоскости газового разряда.

Внесение регулируемого внешнего возмущения и дальнейшее наблюдение за реакцией изучаемого объекта является одним из часто используемых методов исследования. Изменение порядка и динамики пылевых частиц в структурах возможно при внешнем воздействии на них – для этого в экспериментах используется лазерное излучение.

С помощью лазерного воздействия экспериментально наблюдались ламинарные течения в плазменно-пылевом монослое [3]; определялись реологические свойства жидкостных структур, такие как коэффициент сдвиговой вязкости и напряжение сдвига [4]; по характеру движения частиц определяется коэффициент трения макрочастиц в буферном газе; исследуется характер броуновского движения пылевых частиц в квазидвумерных структурах [5]-[9]; наблюдать кинетический разогрев плазменно-пылевой структуры в результате действия возникающей фотофоретической силы при нагреве лазерным излучением частиц и исследоваться фазовые переходы в кулоновских системах [7],[10].

При воздействии лазерным излучением на кулоновские системы может возникнуть необходимость корректировки стандартной оптической системы. Для подсветки плазменно-пылевых структур может использоваться один лазер, в то время как второй будет использоваться для создания возмущений или их контроля. В большинстве случаев мощность второго лазера может значительно превышать мощность подсветки, что может оказывать заметное влияние на точность

определения положений и скоростей пылевых частиц на видеозаписях. Использование лазеров с различной длиной волны и соответствующих светофильтров позволят ослабить либо исключить возникающие нежелательные эффекты от воздействующего лазера. Видеорегистрация макрочастиц при помощи двух синхронизированных камер и светофильтров допускает получение различных видеоизображений в один момент времени, например, движение макрочастиц, подвергнутых воздействию лазерного излучения, и остальных пылевых частиц.

В экспериментах используются лазеры с минимальным отклонением выходной мощности лазерного излучения для точного и управляемого лазерного воздействия. Также при воздействии на кулоновскую систему в исследованиях производится регистрация мощности и профиля распределения интенсивности в пучке лазерного излучения.

2.3. Заключение и выводы по Главе 2.

Создан экспериментально-диагностический комплекс для исследования активного броуновского движения заряженных микрочастиц в плазме высокочастотного разряда. Экспериментальный комплекс создан на базе известных и проверенных технологий. Низкотемпературная плазма формировалась с использованием технологий высокочастотного разряда. Электростатическое поле с топологией ловушки создавалось путем подбора нужной конфигурации электродов и металлических колец. Пылевые частицы доставлялись в плазменный объем посредством специального пьезовибратора. Диагностический инструментарий включал в себя комплекс высокоскоростных видеокамер, позволяющих исследовать трехмерные параметры движения. Для обработки большого массива данных использовалось специализированное программное обеспечение которое анализировало такие параметры движения как кинетическая энергия пылевых частиц, среднеквадратичное смещение и др. Новизна

работы заключается в разработке методов получения Янус частиц, основанных на технологиях плазменной модификации поверхности.

ГЛАВА 3. Динамика уединенных макрочастиц в плазме.

3.1. Данные эксперимента и их анализ.

Описание движения заряженных микрочастиц в поле электростатической ловушки высокочастотного разряда логично начать с анализа динамики уединенной частицы. Действительно, в этом случае из рассмотрения могут быть исключены факторы взаимодействия частиц, описание которых является довольно громоздким. Такой подход является весьма продуктивным и часто используется в физике плазмы под названием одночастичного приближения. Он широко используется при описании таких процессов как дрейф заряженных частиц, взаимодействие волна-частица и др. Одним из важных его преимуществ является использование упрощенного математического аппарата. Так например, при описании взаимодействия заряженных частиц с нелинейной волной можно свести систему дифференциальных уравнений в частных производных к единственному уравнению движения, которое является обычным дифференциальным уравнением (см., например, [1]-[3]). В данной главе рассмотрим динамику уединенных пылевых частиц под действием лазерного излучения различной мощности в приэлектродной области высокочастотного разряда. Важно отметить, что в такой постановке задачи объектом исследования является классическая плазма. Пылевой плазму можно считать при анализе динамики большого ансамбля заряженных пылевых частиц, одновременно находящихся в плазме. Эта проблема будет детально рассмотрена в следующей главе.

Аналізу динамики уединенных пылевых частиц под влиянием лазерного излучения в плазме высокочастотного разряда посвящены работы [4]-[7]. Представлены и проанализированы траектории таких частиц, установлены важные закономерности движения. Также было показано, что причиной активного броуновского движения является фотофоретическая сила. В работе [8] проведены теоретические

исследования параметров движения микрочастиц частиц в симметричной ловушке, показано, что одним из факторов, которые определяют динамику частиц, является спин-орбитальный резонанс. Новизна представленных в этой главе результатов состоит в том, что мы в одинаковых условиях сравнили траектории и другие параметры движения для трех типов пылевых частиц в электростатической ловушке высокочастотного разряда. А именно, в эксперименте мы использовали сферические меламин-формальдегидные частицы с различным типом поверхности:

1. Однородные частицы без покрытия;
2. Частицы с тонким медным покрытием;
3. Янус - частицы.

Подобное описание методики производства используемых в эксперименте Янус частиц представлено во второй главе. Здесь стоит напомнить, что Янус частицы представляли собой меламин-формальдегидовую сферу частично покрытую слоем железа. Таким образом, свойства разных полусфер таких частиц существенно отличались. Основные экспериментальные параметры приведены в таблице 1.

Таблица 1 - Параметры эксперимента

№ п/п	параметр	значение
1	Диаметр пылевых частиц (мкм)	10,6
2	Мощность высокочастотного разряда (Вт)	11,8
3	Напряжение разряда (В)	300
4	Рабочая частота (МГц)	13,56
5	Буферный газ	Аргон
6	Давление Буферного газа (Па)	3,5
7	Диаметр медного кольца, формирующего электростатическую ловушку (мм)	35

8	Мощность аргонового лазера (514 нм) (мВт)	2 - 2000
9	Частота видеосъемки (кадр/с)	400

Фотографии используемых в эксперименте пылевых частиц, полученные с помощью электронного сканирующего микроскопа, представлены на рисунке 3.1.

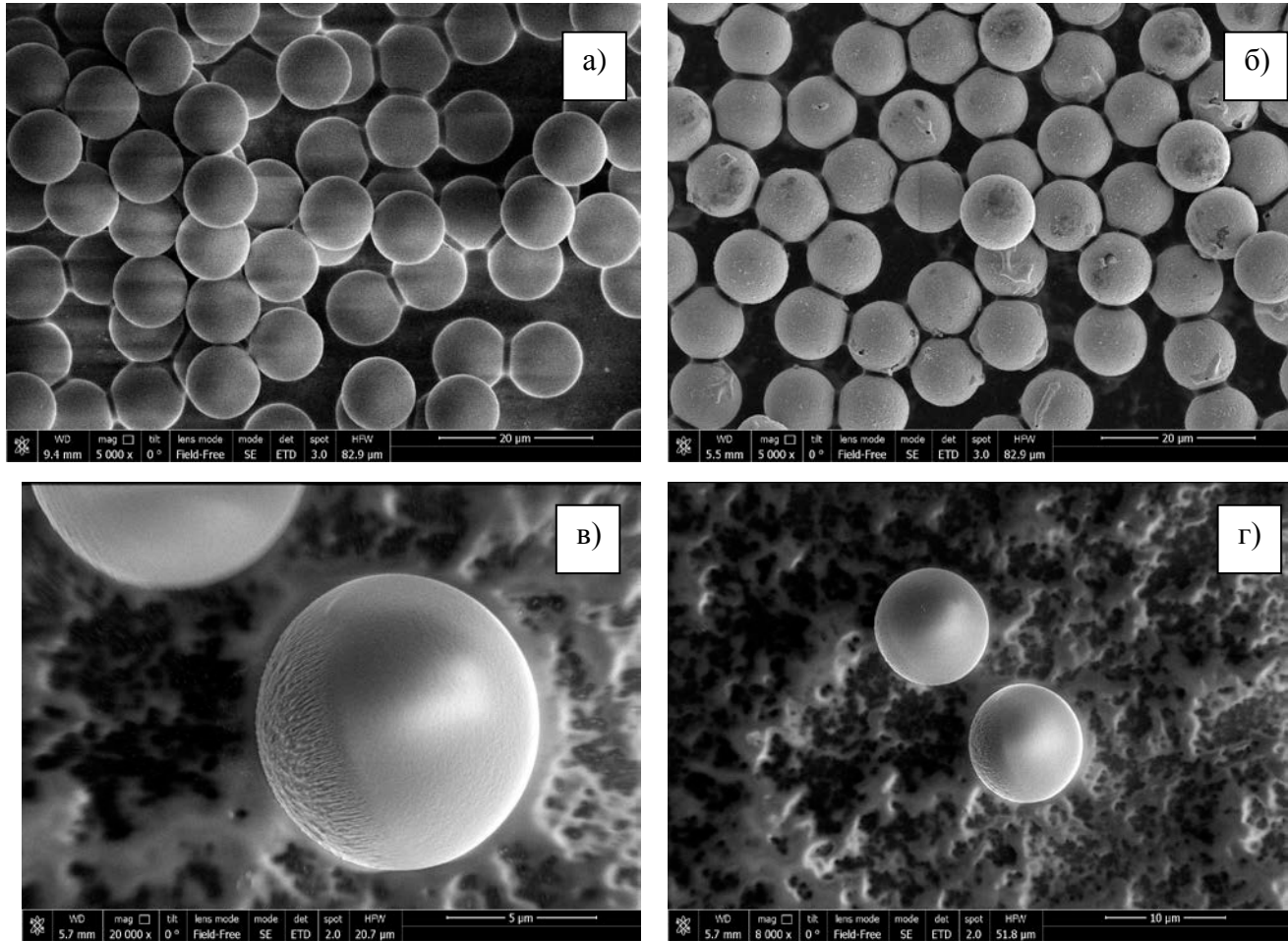


Рисунок 3.1 - Изображения используемых сферических пылевых частиц диаметром ~10 мкм: (а) меламин-формальдегидные однородные частицы без покрытия; (б) меламин-формальдегидные частицы с медным покрытием; (в), (г) меламин-формальдегидные частицы с частичным железным покрытием (Янус частицы)

Эксперимент проводился следующим образом: после формирования высокочастотного разряда с нужными параметрами в нижнюю приэлектродную область инжектировались частицы. В любой момент времени в разряде левитировала только одна пылевая заряженная частица. На нижнем электроде устанавливалось медное кольцо диаметром 3,5 см для формирования нужной конфигурации электростатического поля в приэлектродной области пространственного заряда. Конфигурация поля соответствовала электростатической ловушке для отрицательно заряженных пылевых частиц (рисунок 3.2). Как видно, электростатическая ловушка удерживает частицу около центра нижнего электрода.

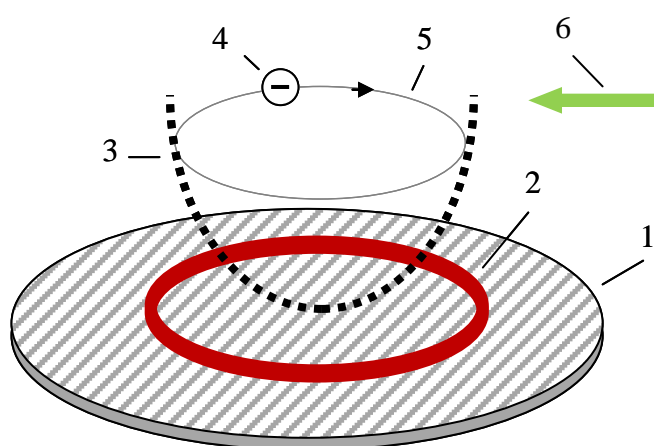


Рисунок 3.2 - Схематичное отображение электростатической ловушки для пылевых частиц. 1) нижний электрод; 2) медное кольцо; 3) профиль потенциальной ямы; 4) пылевая заряженная частица; 5) траектория движения частицы; 6) лазерное излучение

В качестве источника энергии для активного броуновского движения использовалось однородное лазерное излучение. Механизм активности связан с фотофоретическими силами, возникновение которых связано со следующими процессами [9], [10]:

- Фотофорез вследствие наличия градиента температуры на поверхности частицы. В таком случае, силы вязкости (или сила нейтрального увлечения) становятся несимметричными и зависят от температуры участка поверхности пылевой частицы. Такой механизм свойственен всем трем типам рассматриваемых частиц;
- Фотофорез вследствие различных коэффициентов аккомодации ("прилипания" атомов или молекул буферного газа к поверхности пылевой частицы). В частности, в нашем случае, речь идет о разных коэффициентах аккомодации покрытой и непокрытой частей пылевой частицы. Такой механизм присущ Янус частицам.

Рассмотрим фотофоретические явления более подробно. Фотофоретическими называют силы, связанная с воздействием света. Теоретическая модель [8] свидетельствует о том, что градиенты температуры, наряду с вращением пылевой частицы вокруг оси, могут создавать силы, вызывающие ее активное движение. В случае Янус частицы, освещенной интенсивным лазерным излучением, градиенты температуры на поверхности частицы также могут вызывать активное движение из-за избирательного нагрева различных частей ее металлического покрытия. Это, в свою очередь, может приводить частицу в движение, которым можно управлять, изменяя мощность излучения лазера, как это было показано в случае коллоидных частиц, покрытых золотом [11]. Таким образом, фотофорез является фактором активности как для частиц с однородной поверхностью, так и для частиц Януса.

На рисунке 3.3 представлены характерные траектории трех типов частиц, описанных выше. Рассмотрим выявленные характерные черты динамики частиц. При низкой мощности лазера частицы всех видов стремятся к центру симметричной электростатической ловушки. Это состояние соответствует минимальной потенциальной энергии частиц. При

увеличении интенсивности лазерного воздействия начинают проявляться существенные различия между траекториями движения разных типов частиц. В случае симметричных частиц движение является круговым с некоторой стохастической (броуновской) составляющей. Механизм этого движения можно связать со спин-орбитальным резонансом [8]. В отличие от частиц без покрытия, частицы с медным покрытием эффективно поглощают лазерное излучение [12]. Это, в свою очередь, приводит к увеличению фотофоретических сил, и следовательно, кинетической энергии частиц. Таким образом, частицы с медным покрытием имеют значительно больший радиус вращения в кольцевой электростатической ловушке, чем однородные меламин-формальдегидные частицы при заданной интенсивности лазера. Это движение также является активным, поскольку оно связано с увеличением кинетической энергии направленного перемещения за счет поглощения энергии извне. Вместе с тем движение частиц с однородной поверхностью в электростатической ловушке можно считать довольно простым. В свою очередь, динамика Янус частиц представляется более сложной. Форма их траектории сильно зависит от мощности лазерного излучения. Круговые траектории наблюдалось значительно реже. При этом некоторые участки траекторий являются дугами, особенно это заметно при больших мощностях лазера. Радиус кривизны дуг хаотически изменяется. Соседние точки соединены через точку перегиба или без нее (рисунок 3.3 в).

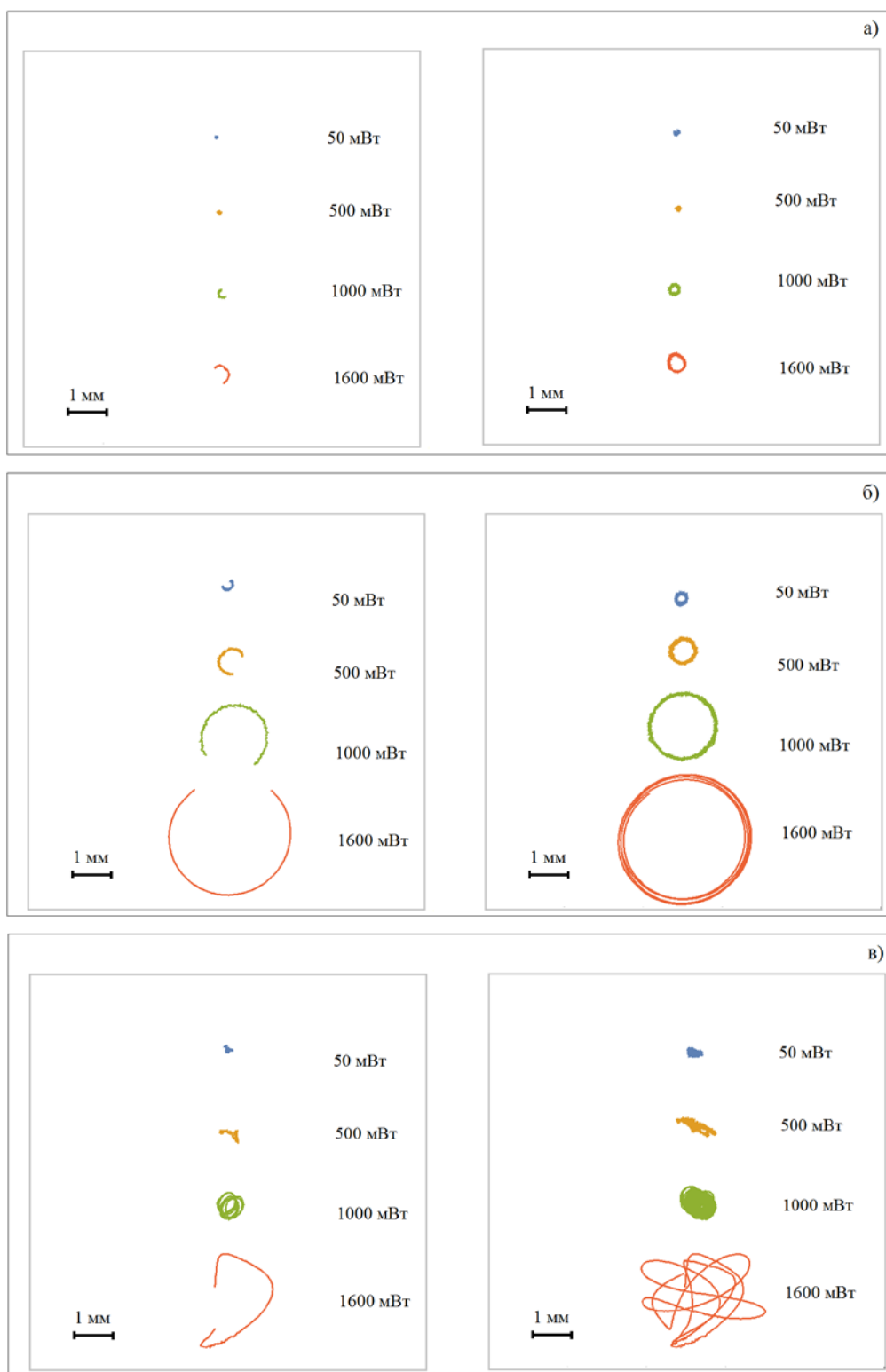


Рисунок 3.3 Траектории частиц за промежутки времени 1 с (левая панель) и 5 с (правая панель), левитирующих в ВЧ разряде при мощности лазерного излучения 50, 500, 1000 и 1600 мВт: а) частицы без покрытия; б) частицы с однородным медным покрытием; в) Янус частицы.

Для анализа динамики активных броуновских частиц часто используют такой параметр как *среднеквадратичное смещение* [11]. Соответствующая зависимость $\langle r^2 \rangle(t)$, полученная с использованием специализированного программного обеспечения, представлена на рисунке 3.4 для всех типов частиц при мощности лазера 1600 мВт. Из рисунка 3.4. видно, что влияние лазерного излучения на непокрытые частицы было наименьшим в сравнении с частицами с медным покрытием и Янус частицами. Действительно, для последних двух типов частиц воздействие лазерного излучения одинаковой мощности приводило к увеличению кинетической энергии, а их траектории занимали довольно большую область пространства (рисунок 3.3).

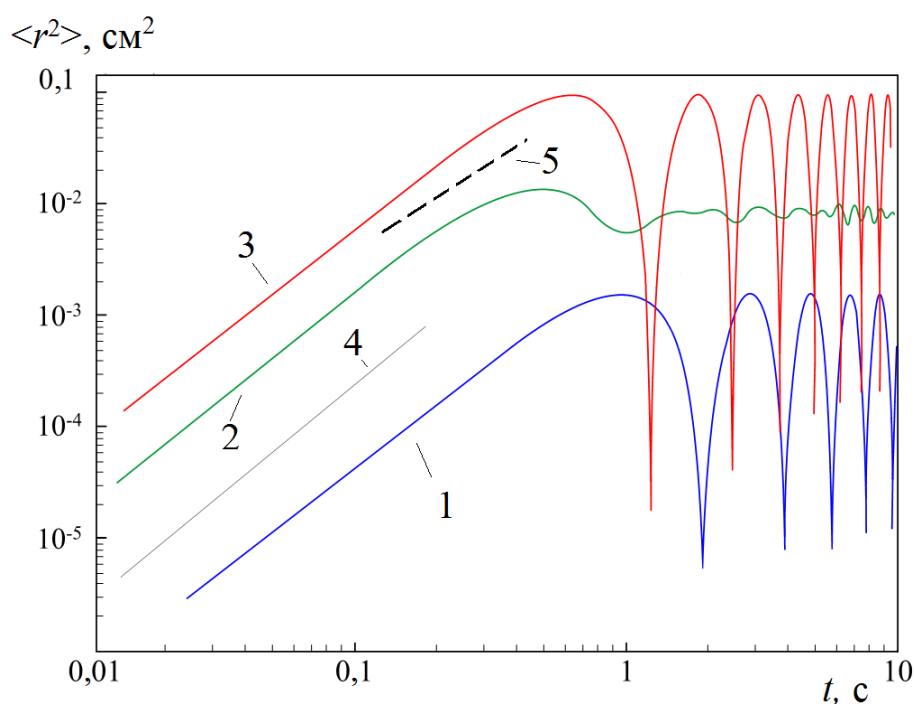


Рисунок 3.4 - Среднеквадратичное смещение для уединенных частиц трех типов при воздействии лазера мощностью 1600 мВт. 1 - для частиц без покрытия, 2 - для частиц с медным покрытием, 3 - для Янус частиц, 4 - зависимость $\langle r^2 \rangle = t^2$, 5 - зависимость $\langle r^2 \rangle = t^{3/2}$.

Из рисунка 3.4 видно, что на коротком временном масштабе функция $\langle r^2 \rangle(t)$ демонстрирует баллистический режим движения с асимптотикой $\sim t^2$ для всех типов частиц. На средних временах масштабах $t \sim 1$ с, при большой мощности лазера, частицы с однородной поверхностью демонстрируют движение по окружности, то есть, наблюдается режим движения в симметричной ловушке. Аналогичный режим движения наблюдался в экспериментах [13] (см. рисунок 4 (b) при $a=1$). Такому режиму соответствует циклоиды на графике $\langle r^2 \rangle(t)$ (рисунок 3.4 кривые 1, 3). Для Янус частиц вместо циклоиды наблюдается выход графика $\langle r^2 \rangle(t)$ на "плато" (кривая 2), что свидетельствует о том, что движение Янус частиц является более сложным. При этом на графике $\langle r^2 \rangle(t)$ не наблюдается асимптотики $\langle r^2 \rangle(t) \sim t^{3/2}$, характерной для активного броуновского движения, в отличие от классических экспериментов для протяженных структур [11].

Чтобы охарактеризовать вращательную составляющую движения различных типов частиц, было проанализировано их среднее линейное смещение, соответствующие графики $\langle x \rangle(t)$ приведены на рисунке 3.5. Для непоглощающих пылевых частиц (без покрытия) частота вращения в электростатической ловушке почти не зависит от мощности лазерного излучения. При этом амплитуда (радиус траектории) вращательного (орбитального) движения и кинетическая энергия таких частиц при максимальной мощности лазера 1600 мВт примерно соответствуют указанным характеристикам движения частиц с медным покрытием при минимальной мощности лазера. В отличие от частиц без покрытия, частицы с медной оболочкой демонстрируют существенную зависимость величины амплитуды вращения от различных мощностей действующего лазерного излучения. Кроме того, изменение мощности лазера на $\sim 35\%$ (с 1000 до 1600 мВт) приводит к изменению частоты вращения на $\sim 5\%$.

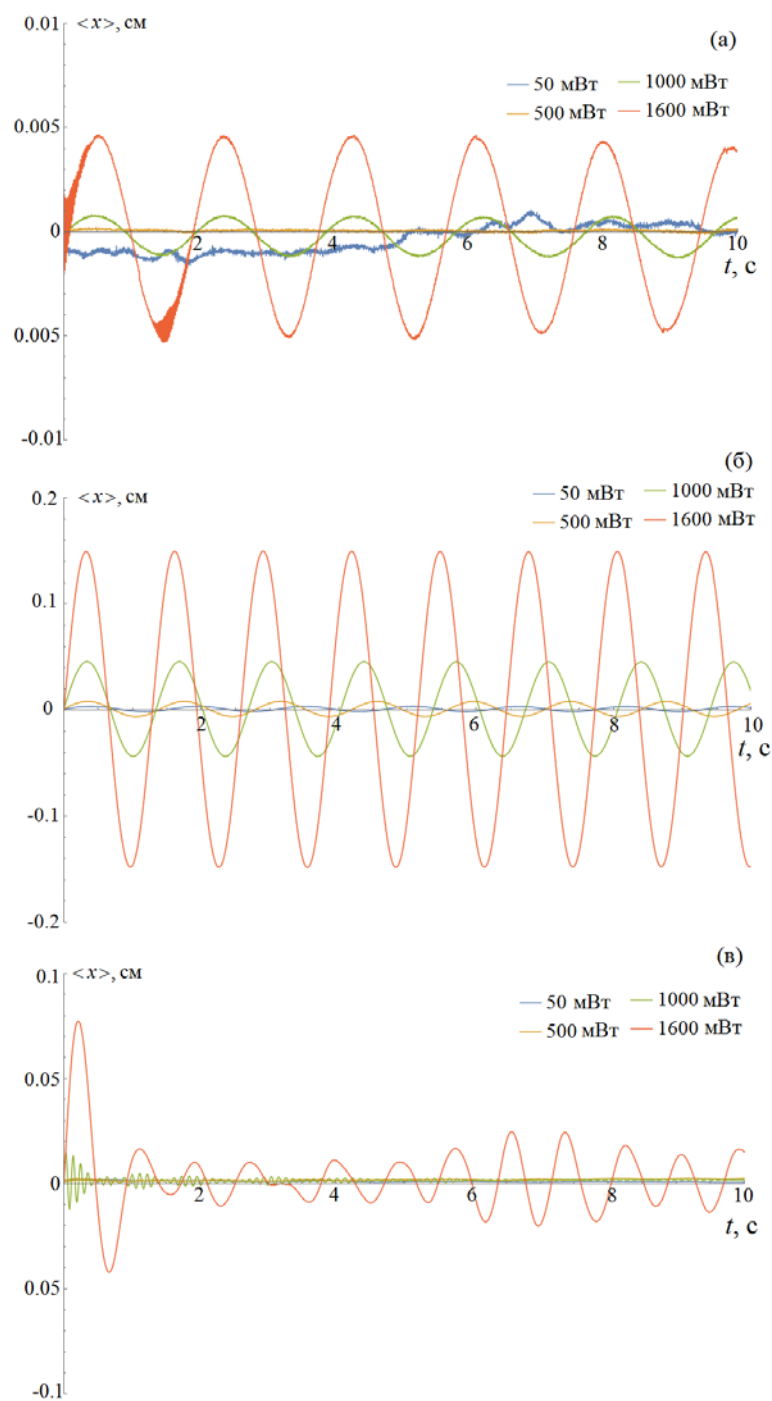


Рисунок 3.5 - Линейные смещения уединенных пылевых частиц при воздействии лазерного излучения мощностью 50, 500, 1000 и 1600 мВт: а) частица без покрытия, б) частица с медным покрытием, в) Янус частица.

Характер движение Янус частиц является более сложным по сравнению с рассмотренными типами частиц, что связано с существенной

анизотропией их свойств. При изменении мощности лазера характер движения меняется, он может быть хаотическим, вращательным, состоять из дуг разной кривизны. Причем, как показано на рисунке 3.6, смена характера движения происходит в различной последовательности. На типовых траекториях (рисунок 3.6)), наблюдаются перегибы, "кувырки", дуги с различным радиусом кривизны и др.

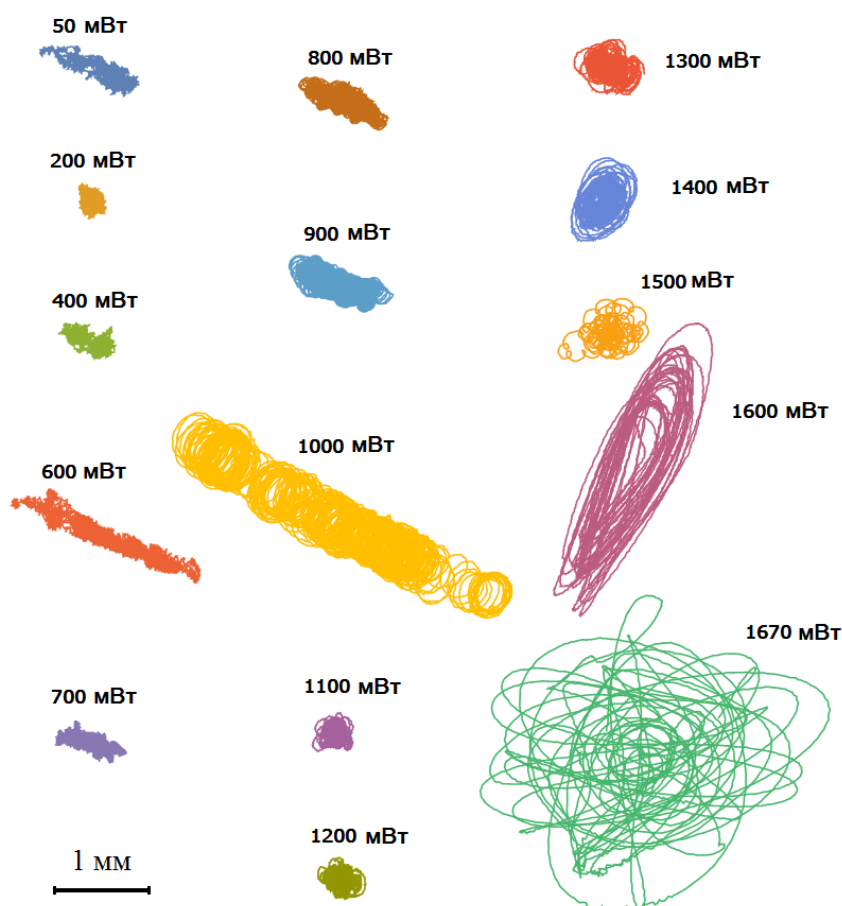


Рисунок 3.6 - Траектории движения Янус частицы при различной мощности лазера

Одним из параметров движения в описываемых условиях является кинетическая энергия частиц E_k . С одной стороны, она по определению описывает активность движения. С другой стороны, кинетическая энергия не зависит от формы траекторий частиц, поэтому подходит для описания

движения частиц с различными траекториями. Зависимость $E_k(P_{\text{лаз}})$ представлена на рисунке 3.7.

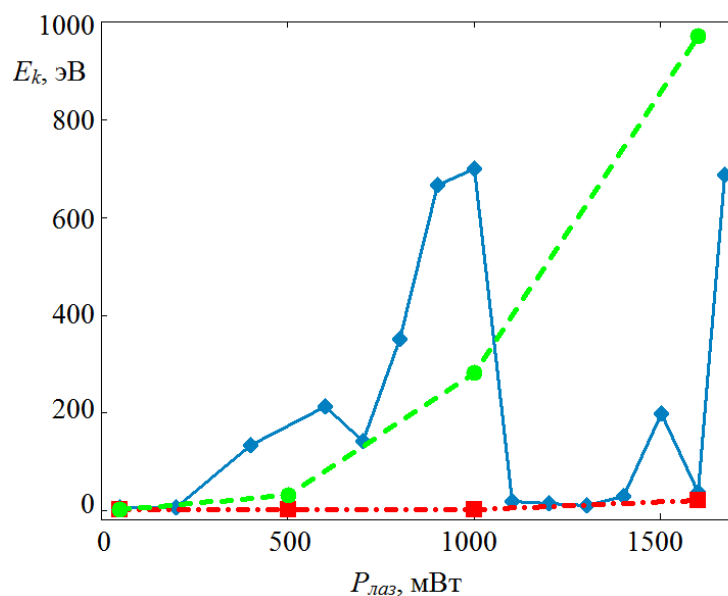


Рисунок 3.7 - Кинетическая энергия уединенных пылевых частиц при лазерном воздействии различной мощности: штрих-пунктирная кривая - частицы без покрытия; штриховая кривая - частицы с медным покрытием; сплошная кривая - Янус частицы.

Как следует из рисунка 3.7, кинетическая энергия непокрытых частиц мала во всем диапазоне мощностей лазерного излучения, по-видимому, это связано со слабым поглощением света. Для частиц со сплошной медной оболочкой увеличение кинетической энергии можно объяснить ростом фотофоретических сил из-за нагрева поглощающей поверхности частицы. Для частиц с однородной поверхностью зависимость $E_k(P_{\text{лаз}})$ является монотонно возрастающей функцией в рассмотренном диапазоне параметров (рисунок 3.7, штриховая и штрихпунктирная кривые). Для Янус частиц ситуация меняется координальным образом. Как видно из рисунка 3.7, кинетическая энергия Янус частицы в электростатической ловушке сложным образом зависит от мощности лазера (сплошная кривая). Немонотонный характер зависимости

$E_k(P_{\text{лаз}})$ хорошо согласуется с многообразием типов траекторий Янус частиц (рисунок 3.6).

3.2. Теоретическая модель.

В работах [14], [15] показано, что причиной рассматриваемого движения пылевых частиц в симметричной электростатической ловушке является их вращение вокруг своей оси. Такое движение называют спиновым. Механизм спинового движения левитирующих частиц связан с действием фотофоретических сил, возникающих при воздействии лазерного излучения. В работе [14] спиновое вращение микрольдинок ($d \sim 10-100$ мкм), которые левитировали в полости между элементом Пельтье ($T=250$ К) и емкостью с жидким азотом ($T = 77$ К) при давлении ~ 1 Торр. Важно отметить, что в данном эксперименте плазме не являлась окружением льдинок. Подобные эксперименты позволяют исключить из рассмотрения различные плазменные эффекты (зарядку микрочастиц, экранирование, волны, вихри), что значительно упрощает анализ результатов. Левитация в пространстве над элементом Пельтье была возможна благодаря действию термофоретической силы, которая определялась градиентом температуры. Термофоретическая сила компенсировала силу тяжести. Под воздействием светового излучения, которое было направлено на частицы в горизонтальной плоскости, частицы начинали вращательное движение двоякой природы. Большинство частиц вращались как вокруг своей оси, так и по небольшой орбите вокруг вертикальной оси. Драйвером указанной динамики являлись фотофоретические силы связанные с внешним источником света. Авторы показали, что частоты спинового и орбитального вращения совпадают, причем спиновое вращение является причиной орбитального. Рассмотрим причины спинового вращательного движения. Наглядная модель представлена на рисунке 3.8.

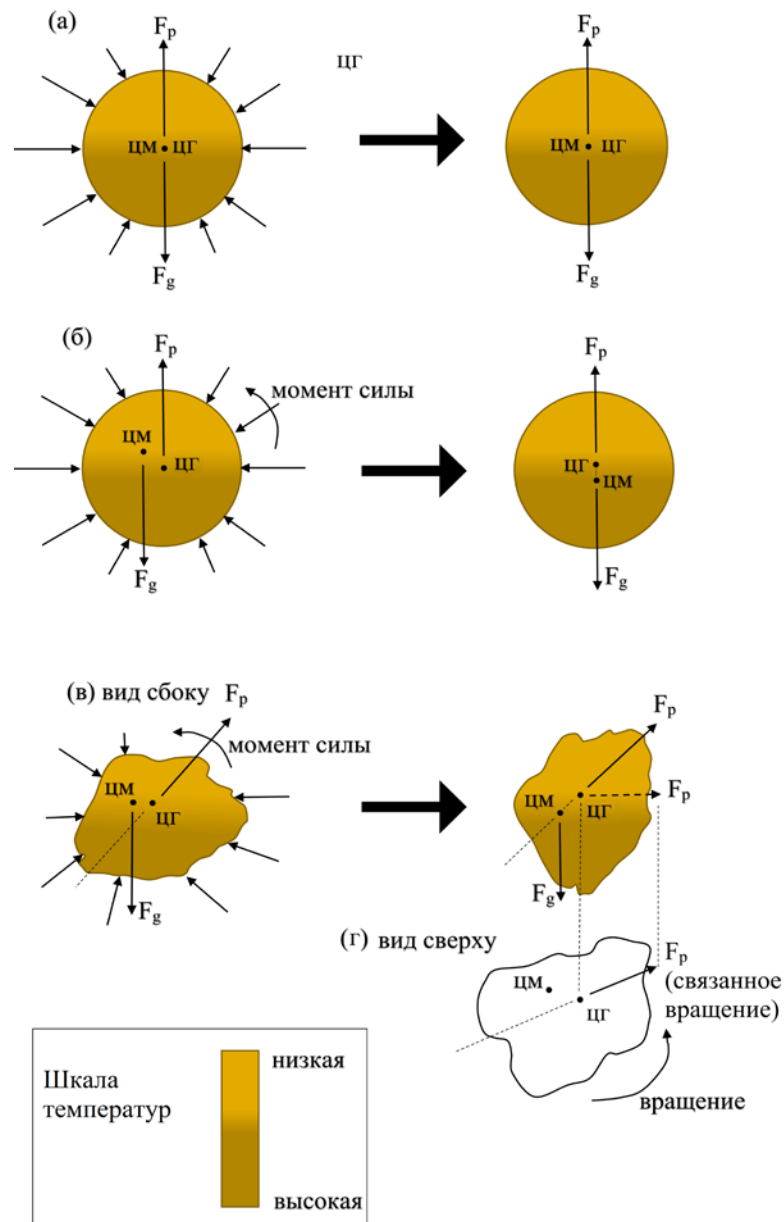


Рисунок 3.8 - Динамика частиц различной геометрии под действием термофоретической силы, силы тяжести и фотофоретической силы. Слева отображены начальные положения частиц, справа - положения после релаксации. а) - сферическая идеальная частица; б) - сферическая частица со смещенным центром тяжести; в) - частица неправильной формы; г) - частица неправильной формы, вид сверху; "цм" - центр масс; "цг" - центр геометрический.

С точки зрения фундаментальной физики движение микрочастиц можно разделить на движение центра масс под действием результирующей силы и вращение вокруг центра масс под действием результирующего момента сил. На рисунке 3.8 представлено три различных случая динамики идеальной сферической частицы, сферической частицы со смещенным центром масс и, наконец, частицы сложной формы. В случае идеальной сферической частиц момент сил равен нулю (рисунок 3.8а). Если изначально частица вращалась, то момент силы трения о нейтральный газ приводит к ее остановке, поскольку направлен всегда против вращения.

Для частиц второго типа, при определенном начальном положении (рисунок 3.8 б, левая панель) результирующий момент может быть отличным от нуля и приводить к вращению. Момент будет стремиться совместить геометрический центр частицы и центр масс по вертикали (в таком положении крутящий момент). При отсутствии диссипаций, частица будет совершать колебательные движения. В реальности, из-за трения колебания релаксируют, что приведет к остановке частицы в положении, показано на правой панели рисунка 3.8 б.

И наконец, наличие неправильной поверхностной структуры частицы может являться причиной нескомпенсированного крутящего момента, поскольку фотетические силы перпендикулярны поверхности и на прямую не связаны ни с центром масс, ни с геометрическим центром частиц. Другими словами, фотофоретическая сила в этом случае действует под углом к вертикальной оси частицы. У фотофоретической силы появляется ненулевая горизонтальная проекция (рисунок 3.8 в, левая панель). В этом случае может быть найдено положение частицы с нулевым вертикальным моментом, как показано на правой панели рисунка 3.8 в. Однако горизонтальный крутящий момент может остаться ненулевым (рисунок 3.8 г).

В работе [5] показано, что спиновое вращение связано с орбитальным вращением частиц, находящихся в симметричной электростатической ловушке. При этом если частоты спинового и орбитального вращения равны, то частицы движутся по круговым траекториям. Если частоты не равны, то частицы будут совершать "кувырки".

3.3. Заключение и выводы по Главе 3.

Экспериментально исследовано активное броуновское движение уединенных пылевых частиц, индуцированное лазерным излучением в электростатической симметричной ловушке ВЧ-разряда. Показано, что пылевые частицы в плазме газового разряда могут преобразовывать энергию окружающей среды (лазерное излучение) в кинетическую энергию движения. Важным результатом работы является сравнение динамики различных частиц в одинаковых экспериментальных. Показано, Янус частицы имеют более сложный характер движения по сравнению с регулярными частицами. Так, траектории регулярных частиц были круговыми (преимущественно), в то время как траектории Янус частиц состояли из совокупности дуг разной кривизны. Механизм активного броуновского движения основан на явлении фотофореза. Установлены важные закономерности активного движения Янус частиц. Показано, что зависимость кинетической энергии пылинок от мощности лазера имеет аномальный немонотонный характер для Янус частиц. Предложена теоретическая модель для описания наблюдаемых явлений.

ГЛАВА 4. Динамика и структуры кластеров активных броуновских частиц в плазме высокочастотного емкостного разряда

В различных областях науки и техники до сих пор актуальна задача изучения малых структур. Для наноиндустрии их изучение вызывает особый интерес. В области нанoeлектронных технологий для решения прикладных задач использование квазидвумерной углеродной решетки является актуальным направлением. Так как кластеры, в которые входят несколько десятков частиц, обладают уникальными свойствами, то их применение в составе других конструкционных материалов дает возможность получения материалов с заданными эксплуатационными качествами. Следует отметить высокую роль изучения термодинамических свойств газожидкостных систем в малых объемах, так как в России повышается доля трудноизвлекаемых запасов нефти, в том числе в резервуарах с нано и микроскопическими порами породы. Другой важной задачей является изучение структур при крайне низких температурах (1К), что можно реализовать с применением жидкого гелия.

Кластеры обладают уникальными свойствами, отличными от свойств микроскопических и макроскопических тел. Поэтому такое состояние групп частиц называют «пятым состоянием материи». Малые системы требуют разработки нетривиальных подходов к описанию, т.к. к ним неприменимы методы статистической термодинамики. Сложность состоит в том, что такие системы являются открытыми – а в приложениях мы рассматриваем преимущественно такие.

Сильный интерес вызывает изучение фазовых переходов в кластерах, так как малые системы нередко встречаются в различных технических системах. Агрегатное состояние кластеров, молекул и атомов оказывает существенное влияние на свойства искусственных материалов, содержащих узкие капилляры и малые поры. При этом применение классических подходов термодинамики к кластерам невозможно, так как

ключевым понятием в классической термодинамике является термодинамический предел, т.е. переход к системе из бесконечного числа частиц в бесконечном объёме – переход, который невозможно использовать в мезоскопических структурах [1, 2].

К малым системам сложно применить приближение сплошной среды – в них крайне развита удельная поверхность, и невозможно отделить влияние поверхностных эффектов от объёмных. По этой причине диагностика их состояния значительно отличается от диагностики свойств макроскопических объектов, а их изучение представляет сложную задачу как в теоретическом, так и в экспериментальном плане. Однако экспериментально можно проводить наблюдения даже невооруженным глазом за таким физическим объектом, как структура, формируемые частицами микронного размера в плазме. Интересны работы [3, 4], где рассмотрены вопросы формирования двумерных кластеров со свободными границами и спиралевидных пылевых структур в плазме. При работе нужно понимать, что плазменно-пылевые структуры являются открытыми, так как для их поддержания постоянно требуется приток энергии. Добавим, что в статьях [5, 6] аналитически и численно рассматривается трёхмерный кулоновский кластер в цилиндрически симметричной гармонической ловушке, однако вопрос фазовых переходов в ней не затронут.

На данный момент наиболее удобным является метод разогрева лазерным излучением для исследования фазовых переходов в квазидвумерных плазменно-пылевых структурах [7 - 10]. В настоящей Главе представлены результаты экспериментального исследования плавления квазидвумерных кластеров макрочастиц в плазме. Эксперименты проводились с частицами микронных размеров, расположенных в приэлектродном слое высокочастотного емкостного разряда. Частицы были двух типов: пластиковые шарики, полностью

покрытые тонким слоем меди, и янус-частицы (пластиковые шарики, наполовину покрытые железом). Изменение кинетической температуры пылинок их облучением лазерным пучком.

4.1. Применение динамической энтропии для анализа степени упорядоченности систем.

Признаком фазового перехода в малой системе фактически является изменение структуры, формируемой частицами, от упорядоченной к неупорядоченной. Практически для количественного описания этого процесса можно использовать лишь небольшое количество инструментов. Так, например, интересна серия работ [11 - 13], где состояние малой системы характеризовалось с помощью четырехчастичных корреляционных функций. Но это частный пример, практически все варианты описания состояния незамкнутых систем сводятся к поиску их энтропии [14].

Термин «энтропия» исходно в термодинамике применялся для описания функции состояния, связанной с передачей какой-либо системе тепла. Статистическое определение энтропии ввел Больцман, и появилась возможность с её помощью описание термодинамически неравновесных процессов. В 1948 году Шеннон ввёл понятие энтропии, которое стало ключевым в теории информации [15]. В последствии была показана эквивалентность термодинамического, статистического и информационного определений понятия энтропии [16]. Понятие информационной энтропии было позднее развито Колмогоровым [17, 18] и Синаем [19], которые ввели новый метрический инвариант h_{KS} динамических систем, определяющий скорость увеличения энтропии S в результате перемешивания траекторий в фазовом пространстве:

$$S = h_{KS}t + \ln(\varepsilon), \quad (1)$$

где t – время, ε - элементарный фазовый объём. Для универсальности расчетов необходимо проводить вычисления энтропии от предела $\varepsilon \rightarrow 0$. Основным свойством энтропии динамической системы h_{KS} является её независимость от способа разбиения фазового пространства и его огрубления ε [20].

Понятие энтропии Колмогорова-Синя затруднено для применения к сложным конфигурационным изменениям динамических систем. Один из таких недостатков – её расходимость для броуновского движения в связи с недифференцируемостью траекторий [21, 22]. Поэтому является удобным применение понятия динамической энтропии $h(\varepsilon)$, зависящей от величины разбиения ε , введённое в [21]. В данном исследовании для вычисления динамической энтропии используется простое приближение, которое легко можно применять для анализа экспериментов и численного моделирования [21, 22, 23]: так называемая “динамическая энтропия первого пересечения” (MFPT dynamic entropy).

В упорядоченных динамических системах энтропия не достигает минимума, хотя их состояние кажется стационарным, поэтому метод динамической энтропии является особенно важным для описания состояния таких систем. Отметим, что связь между кинетическими характеристиками системы и эргодической теорией для ряда динамических систем была показана несколько десятилетий назад в работе [24], а именно было установлено фундаментальное соотношение между коэффициентом диффузии, наибольшим показателем Ляпунова и энтропией Колмогорова-Синя для газа Лоренца. А в ряде работ [25, 26] в качестве индикатора фазового перехода динамической системы использовался наибольший показатель Ляпунова.

Понятие динамической энтропии первого пересечения было с успехом использовано в работах [27, 28] для исследования упорядоченности малых систем пылевых частиц в плазме.

4.2. Экспериментальные результаты.

В данной Главе представлены эксперименты с двумя типами частиц, составляющих 7-частичный кластер, левитирующий в приэлектродном слое вч-разряда: 1) сферические пластиковые частицы, полностью покрытые медью; 2) сферические пластиковые частицы, наполовину покрытые железом, или так называемые Янус-частицы. Данные по полностью покрытым частицам взяты из [27].

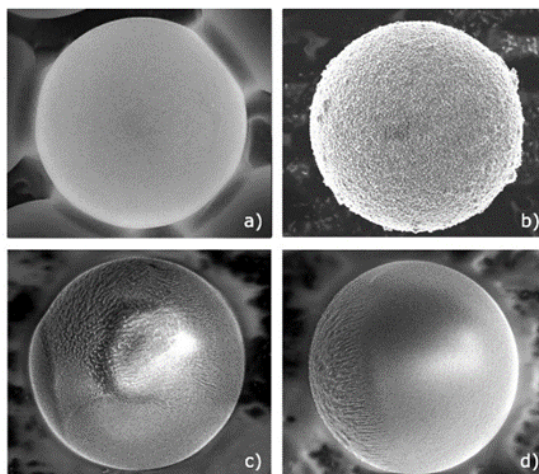


Рисунок 4.1. Пылевые частицы, использованные в экспериментах: (a) пластиковая частица без покрытия, (b) пластиковая частица, полностью покрытая медью, (c,d) пластиковая частица, наполовину покрытая железом.

Эксперименты с полностью покрытыми частицами

Экспериментальная работа по изучению динамики кластеров из 7 полностью покрытых медью частиц, формирующих квазидвумерную структуру, проводилась в атмосфере аргона, плазма в котором зажигалась

высокочастотным разрядом. Давление газа после откачки камеры составляло 0,01 Па, затем проводилось заполнение камеры аргоном вплоть до давлений 3 - 7 Па. ВЧ-разряд достигал мощности 4 - 12 Вт. Затем в разряд вносились пылевые частицы диаметром 10.16 мкм и плотностью 1.05 г/см³. Частицы быстро приобретали нескомпенсированный значительный отрицательный электрический заряд и, при достижении баланса электрической силы и силы тяжести, в приэлектродной области формировались пылевые структуры. Изменяя некоторые параметры (давление и мощность разряда), удавалось добиться осаждения избыточного числа пылевых частиц и получить левитацию желаемой структуры, а именно единственного кластера, состоящего из 7 частиц. Визуализация структуры и оценка её динамики проводилась с помощью аргонового лазера мощностью 18-300 мВт, луч которого с помощью специального оптического устройства формировал лазерный «нож», толщина которого в области перетяжки составляла около 250 мкм.

Движение пылевых частиц регистрировалось при помощи высокоскоростной ПЗС видеокамеры с частотой видеосъемки, варьируемой в пределах 30-200 кадров/с. Для обработки видеоизображений применялось специальное прикладное программное обеспечение, позволяющее определять координаты частицы на каждом кадре, а затем сопоставлением последовательных кадров определять перемещение частиц.

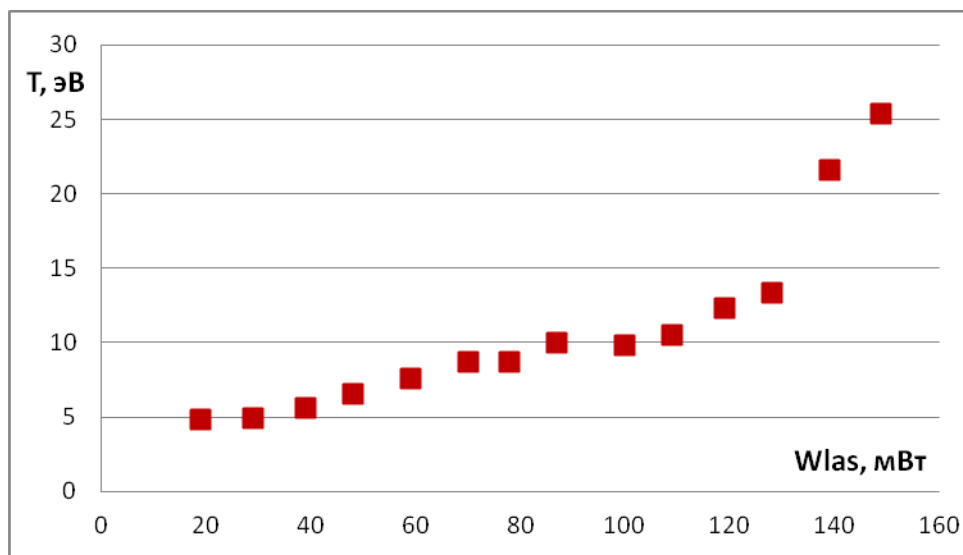


Рисунок 4.2. Зависимость кинетической температуры частиц со сплошным медным покрытием от мощности лазерного излучения.

С помощью вариации мощности лазерного излучения удалось изменить кинетическую температуру частиц в диапазоне от ~ 5 до ~ 25 эВ, причём наблюдалась прямая зависимость между мощностью лазера и кинетической температурой (см. рис. 4.2). Таким образом, действительно можно говорить о том, что пылевые частицы с медным покрытием преобразуют энергию внешнего источника (лазера) в кинетическую энергию движения, т.е. являются активными броуновскими частицами.

Эксперименты с Янус-частицами

Эксперименты по исследованию динамики квазидвумерных кластеров, состоящих из 7 наполовину покрытых железом пластиковых частиц, проводились аналогичным образом и в тех же условиях, которые изложены в п.4.3.1. Для формирования плазменно-пылевых структур в разряд инжектировались янус-частицы диаметром ~ 10 мкм. Благодаря приобретению значительного электрического заряда и достижению баланса

сил частицы формировали квазидвумерные структуры, левитируя над электродом. Для подсветки структуры и для изменения кинетических характеристик частиц также использовался аргоновый лазерный “нож” мощностью от 25 до 4500 мВт.

Специальное прикладное программное обеспечение также позволяет распознать частицы на кадрах и затем определить их траектории и скорости движения.

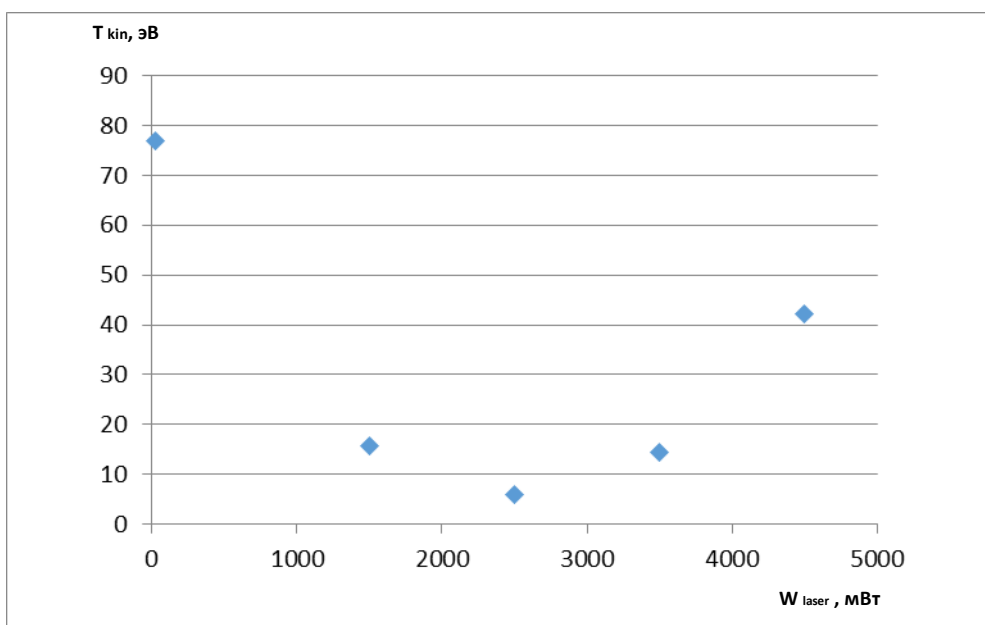
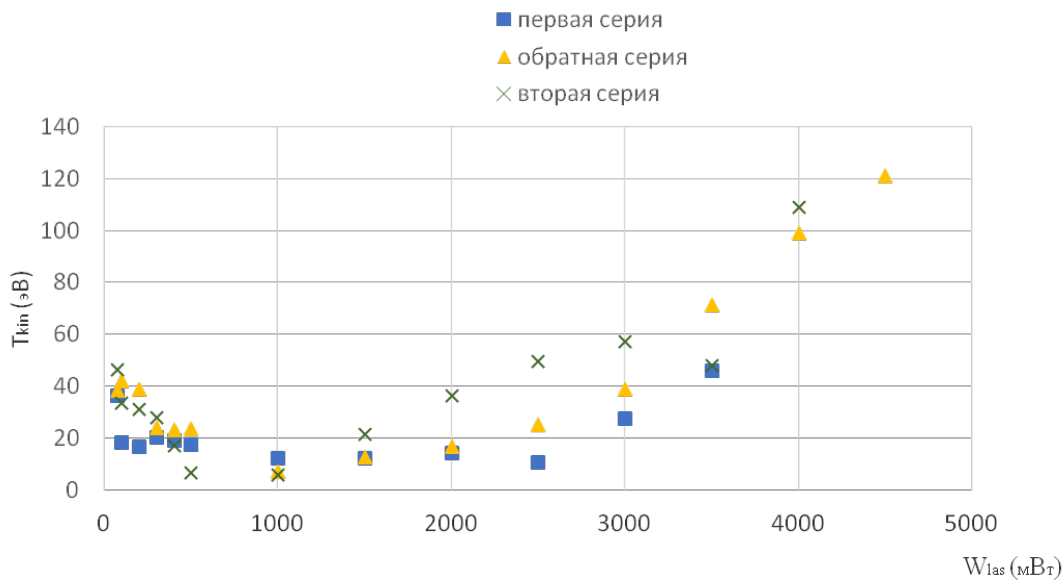


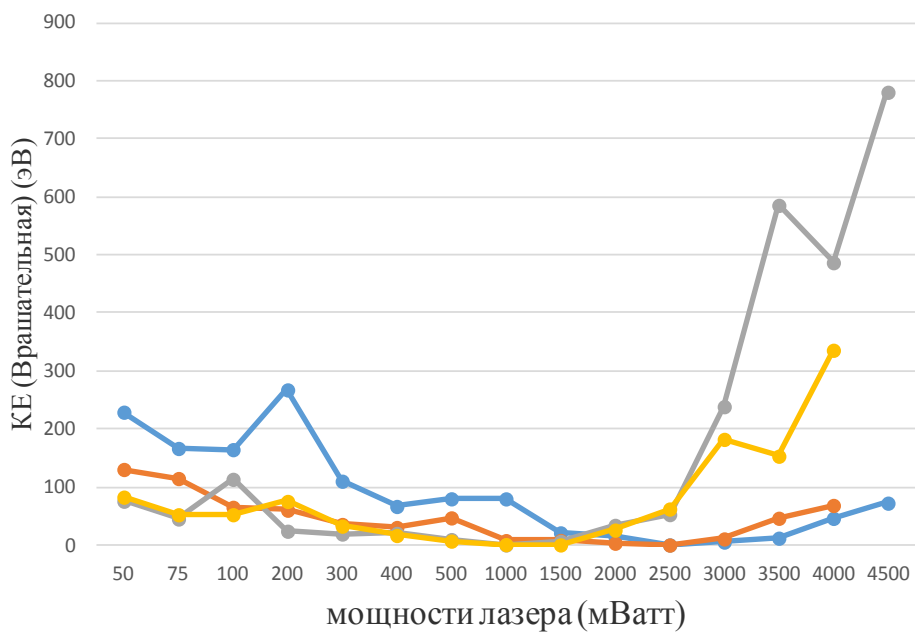
Рисунок 4.3. Зависимость кинетической температуры янус-частиц от мощности лазерного излучения.

Зависимость средней кинетической температуры янус-частиц от мощности лазерного излучения представлена на рисунке. Видно, что температура частиц с повышением мощности лазера сначала падает, достигая минимума при $W_{las} = 2500$ мВт (5,83 эВ), затем снова возрастает. Гипотеза о том, что в этой системе происходит перекачка энергии поступательного движения во вращательное, не подтвердилась:

энергия вращательного движения с увеличением мощности лазера ведёт себя аналогичным образом, имея минимум в области 1500-2000 мВт (см. рис. 4.4.)



(a)



(б)

Рисунок 4.4. Зависимость поступательной (а) и вращательной (б) кинетической энергии от мощности облучающего лазера для разных экспериментов с Янус-частицами.

Был сделан вывод о том, что с увеличением мощности облучения лазером сначала происходит увеличение потенциальной энергии взаимодействия пылинок благодаря глобальному разогреву частиц плазмы и буферного газа, при котором становится возможным изменение как параметра экранирования, так и заряда пылевых частиц. После прохождения минимума кинетической энергии ($W_{\text{las}} = 2500$ мВт) механизм активного броуновского движения вновь начинает преобладать, и система “разогревается”.

4.3. Анализ экспериментальных данных.

В данной работе для вычисления динамической энтропии используется простое приближение, которое легко можно применять для анализа экспериментов и численного моделирования [21 - 23]. Если пространственный масштаб ε достаточно велик [21], динамическую энтропию можно приближенно подсчитать, описав в момент времени $t = 0$ вокруг частицы сферу радиуса ε с центром в точке нахождения частицы, а затем определив момент времени τ , в который траектория впервые достигнет порогового значения ε . Усредняя это “время первого пересечения” (meanfirst-passage time, MFPT) $\tau(\varepsilon)$, можно определить “динамическую энтропию первого пересечения” $S(\varepsilon)$ [22]:

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

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

образом, динамическая энтропия $S(\epsilon)$ – мера средней “скорости убегания” частицы из ее окружения [24].

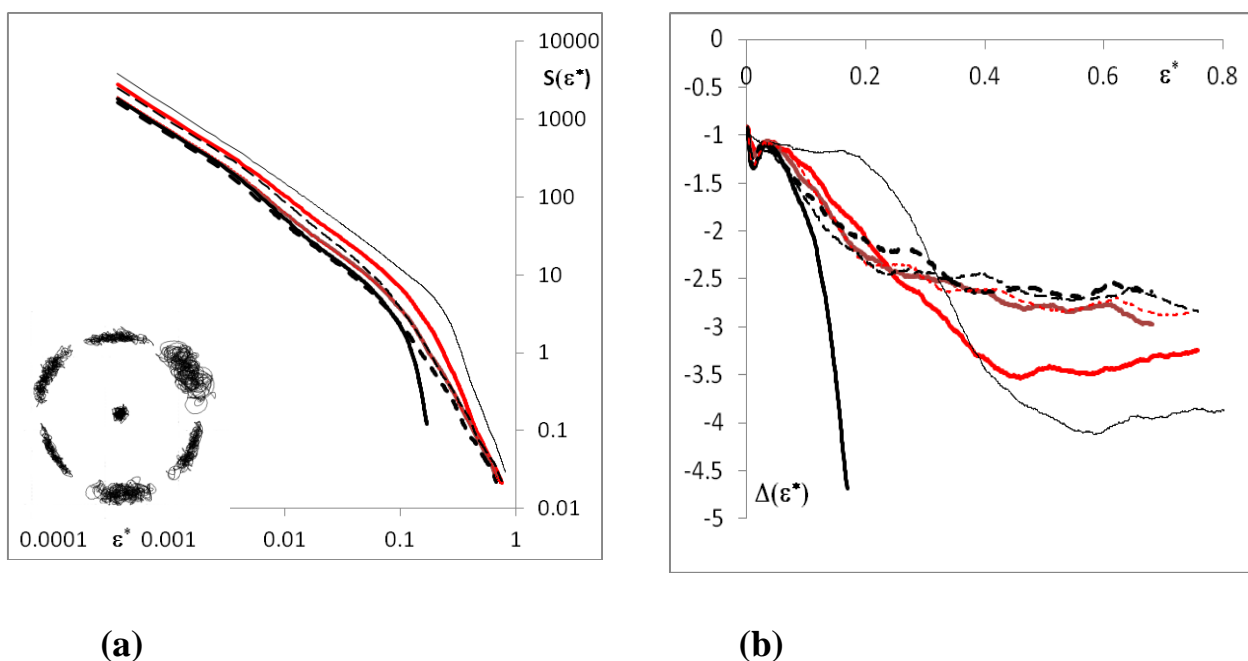


Рисунок 4.5. Источник: [27]. Экспериментально полученная зависимость динамической энтропии полностью покрытых пылевых частиц, а также траектории их движения (a) и производные динамической энтропии (b); мощность лазера 28 мВт, кинетическая температура частиц - 4.5 эВ; траектории построены за первые 40 секунд эксперимента.

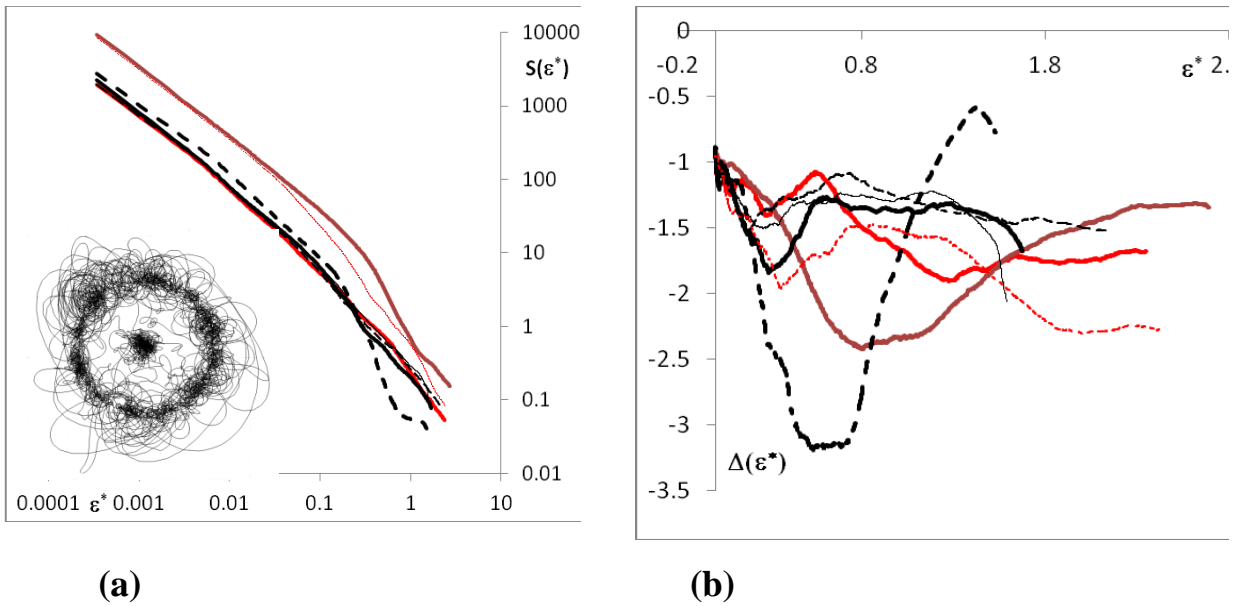


Рисунок 4.6. Источник: [27]. Экспериментально полученная зависимость динамической энтропии полностью покрытых пылевых частиц, а также траектории их движения (a) и производные динамической энтропии (b); мощность лазера 149 мВт, кинетическая температура частиц - 25.4 эВ; траектории построены за первые 40 секунд эксперимента.

На рисунках 4.5-4.6 представлены зависимости энтропии от величины огрубления ϵ , определенные по экспериментам с покрытыми частицами. Результаты приведены после нормировки огрубления $\epsilon^* = \epsilon/l_p$, где l_p – среднее расстояние между частицами кластера. Такой подход позволяет анализировать движение каждой отдельной частицы. На рисунках 4.5-4.6 кривые, соответствующие разным частицам кластера, обозначены разными цветами и типами линий. Для системы, находящейся в упорядоченном состоянии (рис. 4.5), можно увидеть различие между динамической энтропией частиц, находящихся в разных оболочках. Центральной частице соответствуют графики $S(\epsilon^*)$ и $\Delta(\epsilon^*) \equiv d(\log(S(\epsilon^*))) / d(\log(\epsilon^*))$, наиболее круто уходящие вниз (жирная чёрная линия). Это хорошо согласуется с визуальным восприятием

траекторий системы: видно, что центральная частица движется в более ограниченном пространстве, чем частицы из внешней оболочки. В отличие от упорядоченной системы, структура с более высокой кинетической температурой движется более хаотично. Здесь разница между поведением центральной частицы и частиц из внешней оболочки практически не прослеживается (см. рис. 4.6).

Область, в границах которой движется частица в ходе эксперимента, фиксировалась в виде параметра “область локализации частицы” ε^*_0 такого, что $S(\varepsilon^*) = 0$ для любого $\varepsilon^* > \varepsilon^*_0$.

На рисунке 4.7 показана область локализации каждой из частиц кластера из серии экспериментов с полностью покрытыми частицами. Чётко прослеживаются две особые точки: первая – при $T \sim 6$ эВ, когда частицы внешней оболочки резко увеличивают область движения (с $\sim 0,8$ до $\sim 2,5$ средних межчастичных расстояний), и вторая – при $T \sim 13$ эВ, когда резко возрастает область локализации центральной частицы.

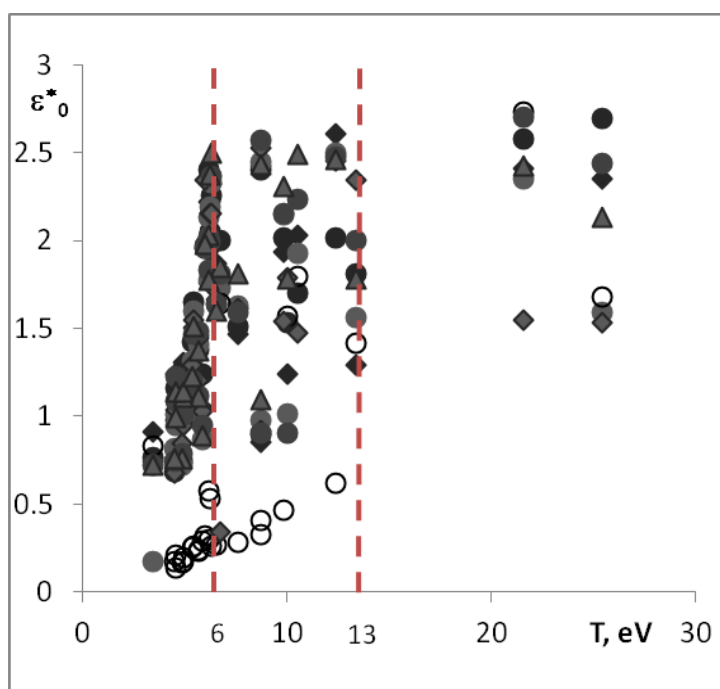


Рисунок 4.7. Области локализации ε_0^* полностью покрытых пылевых частиц в зависимости от средней кинетической температуры $T_{кин}$ системы. Белые кружки – центральная частица, закрашенные маркеры – шесть частиц внешней оболочки. Вертикальные пунктирные линии указывают на две особые точки полученной зависимости.

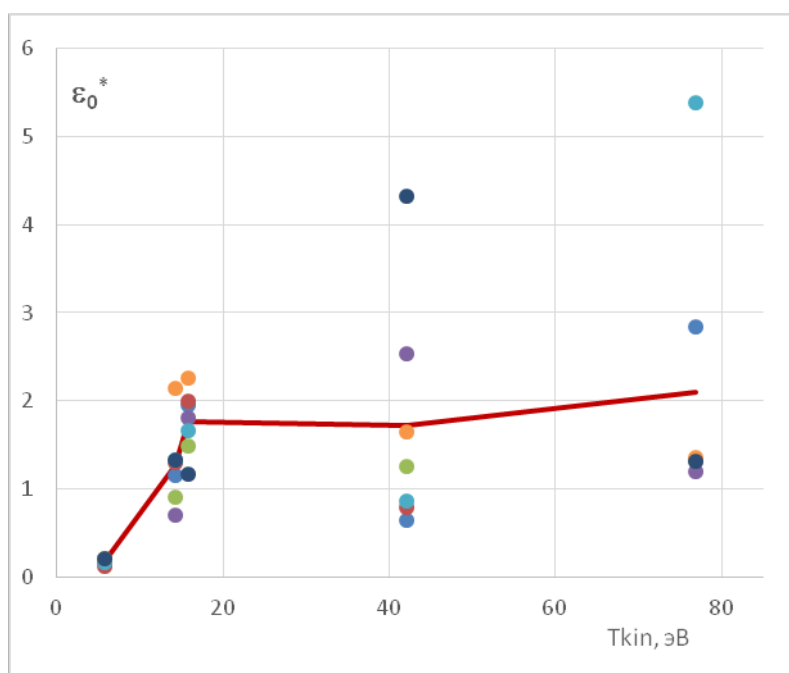


Рисунок 4.8. Области локализации ε_0^* Янус-частиц в зависимости от средней кинетической температуры $T_{кин}$ системы. Белые кружки – центральная частица, закрашенные маркеры – шесть частиц внешней оболочки.

На рисунке 4.8 представлена зависимость областей локализации Янус-частиц в зависимости от средней кинетической температуры системы. Обратим внимание, что в случае Янус-частиц в упорядоченной системе (при малых температурах) центральная частица не находится в выделенной позиции, в отличие от систем покрытых частиц. При увеличении кинетической температуры возникает дифференциация областей локализации, которая хорошо согласуется с визуальным

наблюдением (см. рис. 4.9). Среднее значение области локализации частиц кластера испытывает скачок при значении кинетической температуры $T_{kin} \sim 15$ эВ, когда кластер теряет свою кристаллоподобную структуру.

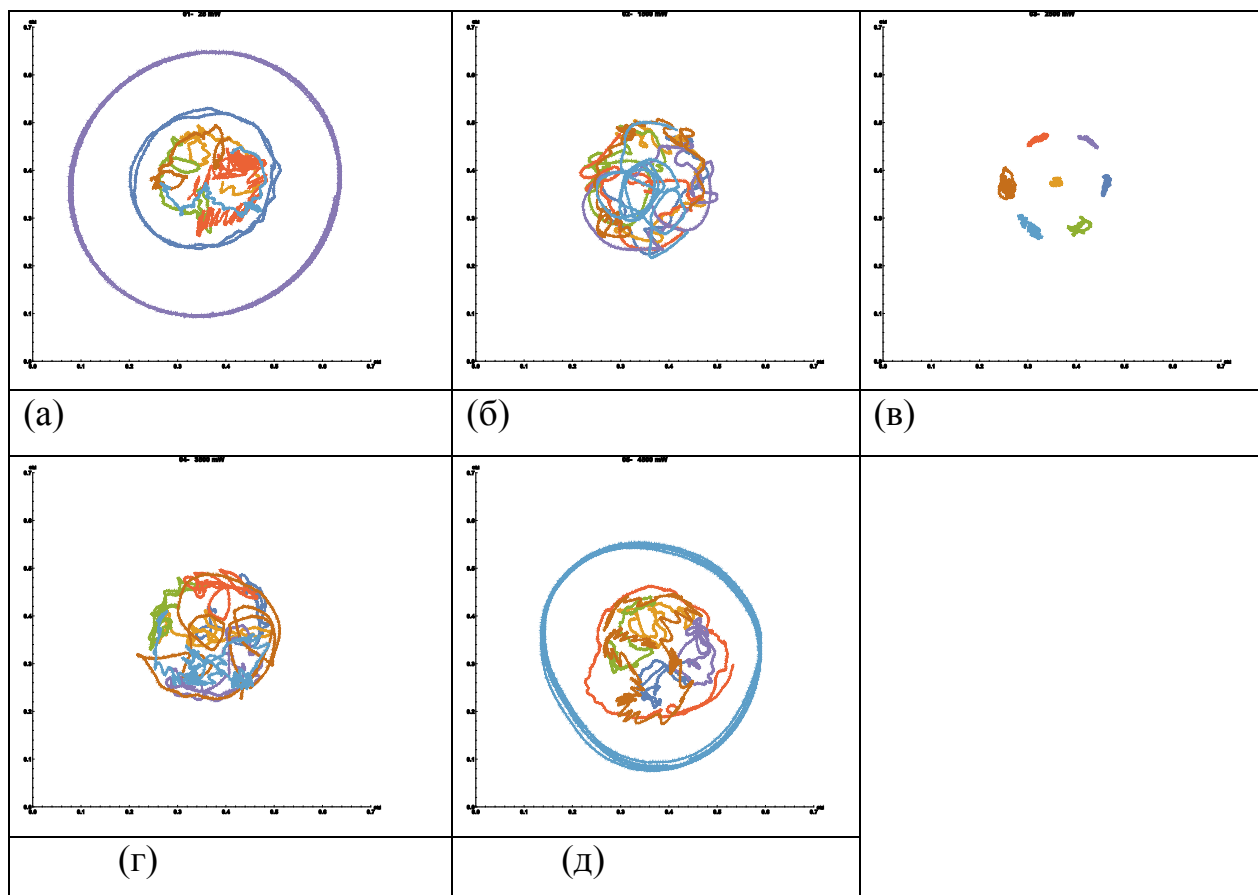


Рисунок 4.9. Траектории движения Янус-частиц при разных мощностях облучающего лазера: (а) - $W_{las} = 25$ мВт, $T_{kin} = 76,80$ эВ; (б) - $W_{las} = 1500$ мВт, $T_{kin} = 15,81$ эВ; (в) - $W_{las} = 2500$ мВт, $T_{kin} = 5,83$ эВ; (г) - $W_{las} = 3500$ мВт, $T_{kin} = 14,30$ эВ; (д) - $W_{las} = 4500$ мВт, $T_{kin} = 42,10$ эВ.

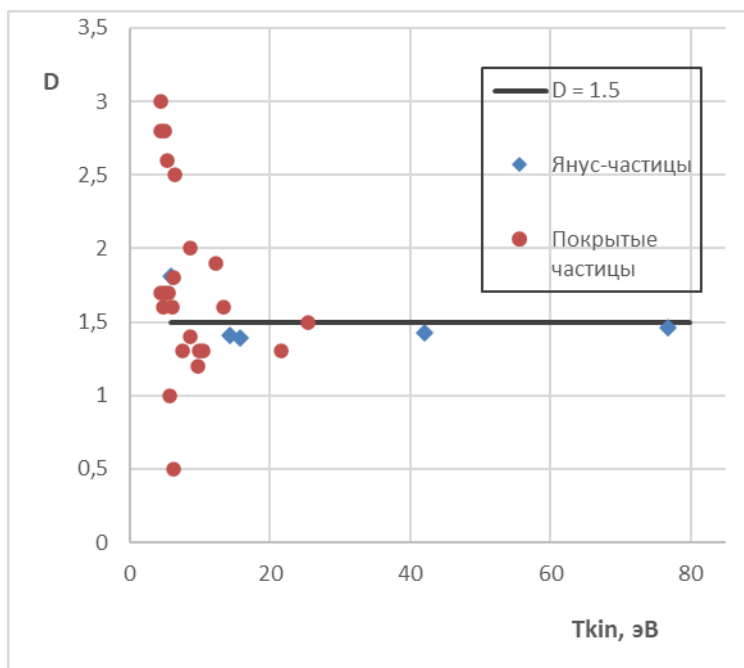


Рисунок 4.10. Средняя фрактальная размерность D траекторий движения покрытых частиц (красные кружки) и янус-частиц (синие ромбы), составляющих 7-частичный кластер, в зависимости от кинетической температуры системы. Горизонтальная линия отмечает значение $D = 1.5$.

Одним из наиболее информативных параметров, полученных из функции динамической энтропии частицы, является угол её наклона, то есть производная $\Delta(\varepsilon^*) \equiv d(\log(S(\varepsilon^*))) / d(\log(\varepsilon^*))$.

Начальные участки кривых характеризуют движение частиц, подобное баллистическому. Двигаются частицы одинаково, а производная $\Delta(\varepsilon^*)$ с хорошей точностью равна -1 . После участка, соответствующего баллистическому режиму движения, величина производной увеличивается по модулю, достигая максимума в точке $\varepsilon^* = \varepsilon_c^*$ – величине, при которой частицы достигают границы области устойчивости (границы потенциальной ямы). Для дальнейшего увеличения ε^* значение производной выходит на константу D . Эта величина

характеризует степень локализации частицы (и локализацию системы в целом). Эта константа, D , отражает фрактальный характер движения частицы и по абсолютной величине совпадает с фрактальной размерностью её траектории [22, 29].

При $D=2$ реализуется стандартное броуновское движение, которое представляет собой процесс, не проявляющий персистентности (т.е. его приращения независимы). При других значениях параметра движение можно разделить на два типа. Значения $1 < D < 2$ соответствуют персистентному дробному броуновскому движению, значения $D > 2$ – антиперсистентному дробному броуновскому движению [29].

Персистентный процесс имеет тенденцию следовать по направлению исходного ряда. Персистентные зависимости обнаруживают корреляционные зависимости длительное время, им присуща трендовость (направленность). Последующие показатели сильно зависят от предыдущих значений, мало резких перепадов и скачков. Яркий пример такого движения – так называемые полёты Леви. Таким образом движутся галактики, космическая пыль, пузырьки газа в жидкости и многие другие природные объекты. Было обнаружено, что движения многих видов морских рыб представляют собой полеты Леви [30].

Антиперсистентный процесс имеет тенденцию быстро перемежаться в последовательных значениях. Эти процессы наиболее характерны для эффектов турбулентности. Антиперсистентная система меняется быстрее, чем случайная; ей присущи частые, но небольшие изменения.

На рисунке 4.10 представлены значения фрактальной размерности траекторий частиц в зависимости от температуры в экспериментально полученных кластерах, состоящих из полностью покрытых частиц и Янус-частиц. При возрастании кинетической температуры системы это значение

стремится к 1.5 (значение, характерное для дробного броуновского движения, полётов Леви). Для полностью покрытых частиц в области малых кинетических температур значения средней фрактальной размерности близки к 2 и даже превышают это значение, что соответствует антиперсистентному дробному броуновскому движению. Для системы, состоящей из Янус-частиц, в исследованном диапазоне параметров значения средней фрактальной размерности траекторий частиц не превышали 2.

Это говорит о том, что движение полностью покрытых и 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.

4.4. Заключение и выводы по Главе 4.

Представлены экспериментальные условия и результаты исследований процессов самоорганизации и эволюции 7-частичного кластера, сформированного активными броуновскими Янус-частицами в приэлектродном слое ВЧ-разряда при воздействии лазерного излучения. Для анализа полученных результатов использованы функции динамической энтропии исследуемых активных броуновских частиц, получены средние области локализации и фрактальные размерности траекторий частиц. Проведено сравнение результатов для системы Янус-частиц с результатами, полученными для системы из полностью покрытых частиц. Выяснено, что характер движения системы, состоящей из Янус-частиц, соответствует активному броуновскому движению, но отличается от системы покрытых частиц большей однородностью при малых

кинетических температурах. Также экспериментально обнаружен эффект немонотонного изменения динамических характеристик кластера янус-частиц при монотонном увеличении мощности воздействующего лазерного излучения. В частности, отмечена непрямая зависимость кинетической температуры системы Янус-частиц от мощности внешнего лазерного излучения. Выдвинуто предположение, что при взаимодействии с Янус-частицами часть энергии лазерного излучения переходит в потенциальную энергию межчастичного взаимодействия частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана модификация экспериментального стенда для захвата и удержания уединенных активных броуновских частиц и сформированных ими кластеров в плазме высокочастотного разряда. Электростатическое поле с топологией ловушки создавалось путем подбора нужной конфигурации электродов и металлических колец. Пылевые частицы инжектировались в плазменный объем посредством специального контейнера с пьезопластиной. Диагностический инструментарий включал в себя комплекс высокоскоростных видеокамер, позволяющих анализировать параметры движения.

Экспериментально исследовано активное броуновское движение уединенных пылевых частиц, индуцированное лазерным излучением в электростатической симметричной ловушке емкостного высокочастотного разряда. Показано, что пылевые частицы в плазме газового разряда могут преобразовывать энергию окружающей среды (в нашем случае энергию лазерного излучения) в кинетическую энергию собственного движения. Важным и уникальным результатом работы является сравнение динамики частиц различного типа в одинаковых экспериментальных условиях. Причем исследуемые частицы имели одинаковую форму, размер и массу, но отличались материалом поверхности. В частности, в исследованиях использовались однородные сферические меламин-формальдегидные частицы без покрытия, такие же частицы с медным покрытием и частицы с частичным покрытием из железа, которые принято называть Янус-частицами.

Показано, что Янус-частицы имеют более сложный характер движения по сравнению с регулярными частицами при воздействии лазерного излучения. Так, траектории регулярных частиц были круговыми (преимущественно), в то время как траектории Янус-частиц состояли из

совокупности дуг разной кривизны. Установлены важные закономерности активного движения Янус частиц. Показано, что зависимость их кинетической энергии от мощности лазера имеет аномальный немонотонный характер. Топология траекторий Янус частиц в электростатической ловушке сильно зависела от мощности лазерного излучения. Для описания наблюдаемых явлений предложена теоретическая модель, в основе которой лежит явление спино-орбитального резонанса для частиц находящихся под воздействием фотофоретических сил.

Представлены экспериментальные условия и результаты исследований процессов самоорганизации и эволюции 7-частичного кластера, сформированного активными броуновскими Янус частицами в приэлектродном слое ВЧ-разряда при воздействии лазерного излучения. Для анализа полученных результатов использованы функции динамической энтропии исследуемых активных броуновских частиц, получены средние области локализации и фрактальные размерности траекторий частиц. Проведено сравнение результатов для системы Янус частиц с результатами, полученными для системы из полностью покрытых частиц. Выяснено, что характер движения системы, состоящей из Янус частиц, соответствует активному броуновскому движению, но отличается от системы покрытых частиц большей однородностью при малых кинетических температурах.

Также как и в случае с уединенной частицей был экспериментально обнаружен эффект немонотонного изменения динамических характеристик кластера Янус частиц при монотонном увеличении мощности воздействующего лазерного излучения. В частности, отмечена непрямая зависимость кинетической температуры системы Янус частиц от мощности внешнего лазерного излучения. Выдвинуто предположение, что при взаимодействии с Янус частицами часть энергии лазерного излучения

переходит в потенциальную энергию межчастичного взаимодействия частиц.

ЛИТЕРАТУРА

Список литературы к первой главе

1. Т.Н. Maiman, Stimulated optical radiation in ruby // Nature: V. 187, No. 4736, pp. 493-494, 1960.
2. О. Звелто, Принципы лазеров // М.: Мир, стр. 559, 1990.
3. В.А. Твердислов, Л.В. Яковенко, Активные среды, автоволны и самоорганизация. От физико-химических систем к биологическим и социальным системам // Российский химический журнал. (Журнал русского химического общества им. Д. И. Менделеева), Т. 44, Вып. 3, стр. 21-32, 2000.
4. S. Ramaswamy, The mechanics and statics of active matter //Annu. Rev. Condens. Matter Phys, V. 1, pp. 323-345, 2010.
5. S. J. Ebbens, and J. R. Howse, In pursuit of propulsion at the nanoscale // Soft Matter, V. 6, pp. 726–738, 2010.
6. C. Bechinger et al, Active Particles in Complex and Crowded Environments // Reviews Of Modern Physics, V. 88, 2016.
7. D. Selmeçzietal, The European Physical Journal Special Topics //V.157, No.1, pp. 1-15, 2008.
8. N, Komin, U. Erdmann, and L. Schimansky-Geier, Random walk theory applied to Daphnia motion // Fluctuation and Noise letters, V.4, No.1, pp. L151-L159, 2004.
9. H. C. Berg, E. coli in Motion // Springer Science & Business Media, 2008.
10. M.E. Cates, Diffusive transport without detailed balance in motile bacteria: does microbiology need statistical physics? //Rep. Prog. Phys, V. 75, pp. 042601, 2012.
- 11.R. F. Ismagilov, A. Schwartz, N. Bowden et al, Autonomous movement and self-assembly // Angew. Chem.,Int. Ed. Engl, V. 41, pp. 652-654, 2002.

12. W. F. Paxton, K. C. Kistler, C. C. Olmeda et al, Catalytic nanomotors: Autonomous movement of striped nanorods // *J. Am. Chem. Soc.*, V.126, pp. 13424–13431, 2004.
13. A. Ghosh, and P. Fischer, Controlled propulsion of artificial magnetic nanostructured propellers // *Nano Letters*, V. 9, pp. 2243–2245, 2009.
14. S. Thutupalli, R. Seemann, and S. Herminghaus, Swarming behavior of simple model squirmers // *New J. Phys*, V.13, pp. 073021, 2011.
15. J. R. Howse et al, Self-Motile colloidal particles: From directed propulsion to random walk // *Physical Review Letters*, V. 99, No. 4, pp. 048102, 2007.
16. R. Golestanian, T.B. Liverpool, A. Ajdari, Designing phoretic micro- and nano-swimmers // *New Journal of Physics*, V. 9, pp. 126, 2007.
17. J. Zhang, E. Luijten, B. A. Grzybowski et al, Active colloids with collective mobility status and research opportunities // *Chem. Soc. Rev.*, V.46, pp. 5551-5569, 2017.
18. F. Luoni, Single Janus Particles in a Complex Plasma Environment // Master's Thesis, Politecnico di Milano, Milan, Italy, 2018.
19. V. Nosenko, F. Luoni, A. Kaouk et al, Active Janus particles in a complex plasma *Phys // Rev. Research* , V. 2, pp. 033226, 2020.
20. Vasiliev M.M., Kononov E.A., Arkar K., Petrov O.F., Dynamics of motion of particles with a modified surface in a dusty plasma monolayer // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2020. –Vol. 1556. – P. 012074.
21. Arkar K., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Brownian motion of a lone dust particle in plasma of radio frequency discharge // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2019. –Vol. 1147. – P. 012113.
22. Arkar K., Vasiliev M. M., Petrov O. F. et al, Dynamics of Active Brownian Particles in Plasma, *Molecules*, V. 26, No.3, pp. 561, 2021.

23. A. Perro, S. Reculusa, S. Ravaine et al, Design and synthesis of Janus micro- and nanoparticles // *J. Mater. Chem.*, V. 15, pp. 3745–3760, 2005.
24. P. G. De Gennes, Soft matter // *Rev. Mod. Phys.*, V. 64, pp. 645–648, 1992.
25. D. Li, Ch. Liu, Y. Yang et al, Micro-rocket robot with all-optic actuating and tracking in blood Light // *Science & Applications*, V. 9, No. 84, 2020.
26. I. Prigogine, Etude thermodynamique des phénomènes irréversibles // *Acad. Roy. Belg. Bull. Cl. Sc.*, V. 31, pp. 600, 1945.
27. И. Пригожин, Введение в термодинамику необратимых процессов // М.: ИЛ, стр. 150, 1960.
28. Г. Николис, И. Пригожин, Самоорганизация в неравновесных системах: От диссипативных структур к упорядоченности через флуктуации // М.: Мир, стр. 512, 1979.
29. П. Гленсдорф, И. Пригожин, Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций // М: Изд-во Мир, 1973. стр. 500, 1973.
30. Н. Ю. Климонтович, Без формул о синергетике // М., стр. 104, 1986.
31. П. Гленсдорф, И. Пригожин, Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций // М.: Мир, стр. 280, 1973.
32. Г. Николис, И. Пригожин, Познание сложного // М.: Мир, стр. 358, 1990.
33. И. Пригожин, И. Стенгерс, Время. Хаос. Квант // М.: Прогресс, стр. 266, 1994.
34. И. Пригожин, Конец определенности // Ижевск: РХД, стр. 216, 2001.

35. И. Пригожин, *Определено ли будущее* // Ижевск: ИКИ, стр. 240, 2005.
36. И. Пригожин, *Философия неустойчивости* // Вопросы философии, № 6, стр. 46-52, 1991.
37. Видеофрагмент. Активное движение микропроволочек
<https://ndownloader.figstatic.com/files/5158714>
38. J. R. Howse, R. A. L. Jones, A. J. Ryan et al, Self-motile colloidal particles: from directed propulsion to random walk // *Phys. Rev. Lett.*, V. 99, No.4, pp. 048102, 2007.
39. D. A. Wilson, R. J. M. Nolte, and J. C. M. van Hest, Autonomous movement of platinum-loaded stomatocytes // *Nat. Chem.*, V. 4, pp. 268-274, 2012.
40. J. Li, V. V. Singh, S. Sattayasamitsathit et al, Water-driven micromotors for rapid photocatalytic degradation of biological and chemical warfare agents // *ACS Nano*, V.8, pp. 11118-11125, 2014.
41. O. Carp, C. L. Huisman, A. Reller, Photoinduced reactivity of titanium dioxide // *Progress in Solid State Chemistry*, V. 32, pp. 33-177, 2004.
42. V. V. Singh, J. Wang Nano/micromotors for security/defense applications. A review // *Nanoscale*, V. 7, N 46, pp. 19377-89, 2015.
43. Видеофрагмент. Активное движение микрокапель
<https://ndownloader.figstatic.com/files/3868213>
44. H. R. Jiang, N. Yoshinaga, and M. Sano, Active motion of a Janus particle by self-thermophoresis in a defocused laser beam // *Phys. Rev. Lett.*, V. 105, pp. 268302, 2010.
45. T. Ishikawa, M. P. Simmonds M, and T. J. Pedley, Hydrodynamic interaction of two swimming model microorganisms // *J. Fluid Mech.*, V. 568, pp. 119–60, 2006.

- 46.K. M. Ehlers, D Samuel, H. C. Berg and R. Montgomery, Do cyanobacteria swim using traveling surfacewaves? // Proc. Natl Acad. Sci. USA, V. 93, pp. 8340, 1996.
- 47.K. Drescher, K. C. Leptos, I. Tuval et al, Dancing volvox:hydrodynamic bound states of swimming algae // Phys. Rev. Lett., V. 102, pp. 168101, 2009.
- 48.G. Volpe, I. Buttinoni, D. Vogtet al, Microswimmers in patterned environments // Soft Matter, V. 7, pp. 8810-8815, 2011.
- 49.I. Buttinoni, G. Volpe, F. Kümmel et al, Active Brownian motion tunable by light // J. Phys. Condens. Matter, V. 24, pp. 284129, 2012.
- 50.S. Samin, and R. van Roij, Self-propulsion mechanism of active Janus particles in near-critical binary mixtures // Phys. Rev.Lett., V. 115, pp. 188305, 2015.
- 51.A. Würger, Self-diffusiophoresis of Janus particles in near critical mixtures // Phys. Rev. Lett., V. 115, pp. 188304, 2015.
- 52.W. Wang, L. A. Castro, M. Hoyos et al, Autonomous motion of metallic microrods propelled by ultrasound // ACS Nano, V. 6, pp. 6122-6132, 2012.
- 53.A. Ghosh, and P. Fischer, Controlled propulsion of artificial magnetic nanostructured propellers // Nano Lett., V. 9, pp. 2243-2245, 2009.
- 54.R. Dreyfus, J. Baudry, M. L. Roper et al, Microscopic artificial swimmers // Nature (London), V. 437, pp. 862-865, 2005.
- 55.P. Tierno, R. Golestanian, I. Pagonabarraga et al, Controlled swimming in confined fluids of magnetically actuated colloidal rotor // Phys. Rev. Lett., V. 101, pp. 218304, 2008.
- 56.S. Sanchez, A. N. Ananth, V. M. Fomin et al, Superfast motion of catalytic microjet engines at physiological temperature // J. Am. Chem. Soc., V.133, pp. 14860-14863, 2011.

- 57.Видеофрагмент. Микро и нанодвигатели:
<https://ndownloader.figstatic.com/files/4260085>
- 58.Видеофрагмент. Коллективное активное движение:
<http://stacks.iop.org/NJP/13/073021/mmedia>
- 59.T. Vicsek, A. Czirók, E. Ben-Jacob et al, Novel type of phase transition in a system of self-driven particles // Phys. Rev. Lett., V. 75, pp. 1226-1229, 1995.
- 60.Y Katz, K. Tunstrom, C Ioannou et al, Inferring the structure and dynamics of interactions in schooling fish // Proceedings of the National Academy of Sciences, V.108, No. 46, pp. 18720-18725, 2011.
- 61.J. Gautrais, F. Ginelli, R. Fournier et al, Deciphering Interactions in Moving Animal Groups // PLoS Comput Biol, V. 8, No. 9, pp. 1002678, 2012.
- 62.A. Attanasi, A. Cavagna, L. Del Castello et al, Information transfer and behavioural inertia in starling flocks // Nature Physics, V. 10, pp. 691-696, 2014.
- 63.C. Castellano, S. Fortunato, V. Loreto, Statistical physics of social dynamics // Rev. Mod. Phys., V. 81, pp. 591, 2009.
- 64.S. V. Vladimirov, S. A. Khrapak, M. Chaudhuri et al, Superfluidlike motion of an absorbing body in a collisional plasma // Phys. Rev. Lett, V. 100, pp. 055002, 2008.
- 65.C. R. Du, V. Nosenko, H. M. Thomas et al, Photophoretic force on microparticles in complex plasmas // New J. Phys., V.19, pp. 073015, 2017.
- 66.F. Wieben, D. Block, Photophoretic force measurement on microparticles in binary complex plasmas // Phys. Plasmas, V.25, pp. 123705, 2018.

67. K. Arkar, E.A. Kononov, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov, Dynamics of single Janus particle in electrostatic trap // Book of abstracts XXXVI International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter. pp. 20. 2021.
68. M.M. Vasiliev, O.F. Petrov, E.A. Lisin, K. Arkar, Dynamics of Active Brownian Particles in Plasma // The 1st COMPACT Science Definition Workshop. 2021.
69. K. Arkar, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov, Dynamics of active Brownian particles in a gas discharge plasma // XXXV International Conference on Equations of State for Matter. pp. 292. 2020.
70. Аркар Чжо, М.М. Васильев, О.Ф. Петров, Динамика активных броуновских макрочастиц в плазме ВЧ разряда // Труды 63-й Всероссийской научной конференции МФТИ. стр. 72. 2020.
71. V. Nosenko, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, Laser-induced rocket force on a microparticle in a complex (dusty) plasma // Phys. Plasmas, V. 17, pp. 123705, 2010.
72. V. I. Vladimirov, L. V. Deputatova, A. P. Nefedov et al, Dust vortices, clouds, and jets in nuclear-induced plasmas // JETP, V. 93, pp. 313-323, 2001.
73. G. Uchida, S. Iizuka, T. Kamimura et al, Generation of two-dimensional dust vortex flows in a direct current discharge plasma // Physics of Plasmas, V. 16, pp. 053707, 2009.
74. О.Ф. Петров, Ф.М. Трухачев, М.М. Васильеви др, Крупномасштабный перенос заряженных макрочастиц, индуцированный пылеакустическими солитонами // ЖЭТФ, том 153, вып. 6, стр. 1012-1018, 2018.
75. Ф. М. Трухачев, М. М. Васильев, О. Ф. Петров, Солитонные токи (обзор) // Теплофизика высоких температур, Т. 58, Вып. 4, стр. 563-583, 2020.

76. N. N. Rao, P. K. Shukla, and M. Y. Yu, Dust-acoustic waves in dusty plasmas // Planetary and space science, V. 38, No. 4, pp. 543-546, 1990.
77. P. K. Shukla and A. A. Mamun, Introduction to Dusty Plasma Physics // (Bristol: Institute of Physics Publishing), 2002.
78. В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак и др, Пылевая плазма // УФН 174 495–544, 2004.
79. А. П. Четвериков, В. Эбелинг, М. Г. Веларде, Солитоны и кластеры в одномерных ансамблях взаимодействующих броуновских частиц // Известия Саратовского университета, Сер, Физика, Т. 6, 2006.
80. К. С. Сергеев, Колебательные и волновые явления в упорядоченных и неупорядоченных ансамблях взаимодействующих частиц. Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. [Саратов](#) 2018
81. I. Langmuir, G. F. F. Dittmer, A new type of electric discharge: the streamer discharge // Science, V. 60, No. 1557, pp. 392-394, 1924.
82. F. M. Trukhachev, M. M. Vasiliev, O. F. Petrov et al, Dust-acoustic soliton breaking and the associated acceleration of charged particles // Physical Review E, V. 100, No. 6, pp. 063202, 2019.
83. F. M. Trukhachev, M. M. Vasiliev, O. F. Petrov et al, Microdynamic and thermodynamic properties of dissipative dust-acoustic solitons // Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, V. 54, No. 9, pp. 095702, 2021.
84. O. F. Petrov, M. M. Vasiliev, O. S. Vaulina et al, Solid-hexatic-liquid transition in a two-dimensional system of charged dust particles // EPL, V. 111, No. 4, pp. 45002, 2015.

85. K. Liffman, Clayton, D. Donald, Stochastic histories of refractory interstellar dust // *Proceeding of the Lunar and Planetary Science Conference*, V. 18, pp. 637-657, 1988.
86. K. Liffman, Clayton, D. Donald, Stochastic evolution of refractory interstellar dust during the chemical evolution of a two-phase interstellar medium // *The Astrophysical Journal: journal*. IOP Publishing, V. 340, pp. 853-868, 1989.
87. M. E. Bailey, D. A. Williams, *Dust in the Universe* // Cambridge University Press, pp. 624, 1989.
88. А. П. Нефедов, О. С. Ваулина, О. Ф. Петров и др. Динамика макрочастиц в плазме тлеющего разряда постоянного тока в условиях микрогравитации // *ЖЭТФ* 2002, Т. 122, стр. 778, 2002.
89. V. Yaroshenko, S. Ratynskaia, S. Khrapak et al, Determination of the ion-drag force in a complex plasma // *Physics of Plasmas*, V. 12, pp. 093503, 2005.
90. H. M. Thomas, G. E. Morfill, V. E. Fortov et al, Complex plasma laboratory PK-3 Plus on the International Space Station // *New J. Phys.*, V. 10, pp. 033036, 2008.
91. M. Mikikian, L Boufendi, A Bouchoule et al, Formation and behaviour of dust particle clouds in a radio-frequency discharge: Results in the laboratory and under microgravity conditions // *New journal of physics*, V. 5, No. 1, pp. 19, 2003.
92. R. E. Boltnev, E. A. Kononov, F. M. Trukhachev et al, Synthesis of nanoclusters and quasy one-dimensional structures in glow discharge at $T \approx 2$ K // *Plasma Sources Sci. Technol.*, V. 29, pp. 085004, 2020.
93. M. S. Sodha, S Guha, *Physics of colloidal plasmas*// *Adv. Plasma Phys*, V.4, pp. 219, 1971.
94. M. Rosenberg, D. A. Mendis, UV-induced Coulomb crystallization in a dusty gas // *IEEE Trans Plasma Sci. PS*, V. 23, pp. 177, 1995.

95. M. Rosenberg, D. A. Mendis, D. P. Sheehan, UV-induced Coulomb crystallization of dust grains in high-pressure gas // IEEE Trans Plasma Sci. PS, V. 24, pp. 1422, 1996.
96. J. Goree, Charging of particles in a plasma // Plasma Sources Sci. Technol, V.3, No. 3, pp. 400, 1994.
97. А. Энгель, М. Штенбек, Физика и техника электрического разряда в газах // пер. с нем., Т. 1-2, М. Л., 1935—1936.
98. Д. В. Сивухин, Общий курс физики, Электричество: учебное пособие // М. Физматлит: Изд-во МФТИ, Т. 3. стр 654, 2003.
99. А. Ф. Александров, Л.С. Богданкевич, А.А. Рухадзе, Основы электродинамики плазмы // Высшая школа (Москва), стр. 407, 1978.
100. А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, Лекции по электродинамике плазмоподобных сред // М: Изд. МГУ, стр. 335, 1999.
101. Ю.П. Райзер, Физика газового разряда // Изд. 2, доп. и перераб. М.: Наука, стр. 536, 1992.
102. Ю. П. Райзер, М. Н. Шнейдер, Н. А. Яценко, Высокочастотный емкостный разряд // Москва, Изд-во МФТИ; Наука - Физматлит, стр. 320, 1995.
103. Ю.П. Райзер, Высокочастотный емкостной разряд и его приложения // Соросовский образовательный журнал, Т. 8, с. 90-96, 1999.
104. Г. И. Бабат, Безэлектродный разряд и некоторые смежные проблемы // Вестн. электропромышленности, Вып. 2, стр. 1, 1942.
105. J. D. Williams, E. Thomas, Initial measurement of the kinetic dust temperature of a weakly coupled dusty plasma // Phys. Plasmas, V. 13, pp. 063509, 2006.

106. J. D. Williams, E. Thomas, Measurement of the kinetic dust temperature of a weakly coupled dusty plasma // *Phys. Plasmas*, V. 14, pp. 063702, 2007.
107. S. Nunomura, S. Zhdanov, D. Samsonov et al, Wave Spectra in Solid and Liquid Complex (Dusty) Plasmas // *Phys. Rev. Lett.*, V. 94, pp. 045001, 2005.
108. G. E. Morfill, Plasma Crystal // Preprint Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics ,Germany: Garching, 1994.
109. H. M. Thomas, G. E. Morfill, Melting dynamics of a plasma crystal // *Nature*, V. 379, pp. 806, 1996.
110. E.A. Sametov, E.A. Lisin, E.A. Kononov, K. Arkar et al., Effective symmetry breaking of interparticle interaction in chain structures of microparticles in a gas discharge plasma // *Book of abstracts 17th International Conference on the Physics of Non-Ideal Plasmas*. pp. 47-48. 2021.
111. E. Lisin., E. Kononov., E. Sametov., Arkar K. et al., Experimental study of the wakefield a dust particle in a dc discharge of the gas mixture // *Book of abstracts of a Nature Conference «Advances and Applications in Plasma Physics»*. pp. 114. 2019.
112. F. M. Trukhachev, R. E. Boltnev, A. A. Alekseevskaya et al, Dust-acoustic waves in weakly coupled (gaseous) cryogenic dusty plasma // *Physics of Plasmas*, V. 28, pp. 093701, 2021.

Список литературы ко второй главе

1. J. H. Chu and Lin I. Direct observation of Coulomb crystals and liquids in strongly coupled RF dusty plasmas // *Phys. Rev. Lett.*, V. 72, pp. 4009, 1994.

2. H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel et al., Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasma // *Phys. Rev. Lett.*, V. 73, pp. 652, 1994.
3. O.S. Vaulina, O.F. Petrov, V.E. Fortov, et. al. Experimental Studies of the Dynamics of Dust Grains in Gas-Discharge Plasmas // *Plasma Physics Reports*. V. 29, pp. 642 – 656, 2003.
4. A.V. Gavrikov, I.A. Shakhova, O.S. Vaulina, et. al., Study of Diffusion Coefficient and Phase Transitions in Structures Formed by Dust Particles in RF-Discharge // *Physica Scripta*, V. T107, pp.83-85, 2004.
5. T.E. Sheridan, Effect of radio frequency discharge power on dusty plasma parameters // *Journal Of Applied Physics*, V.106, pp.033303, 2009.
6. Е.А. Кононов, М.М. Васильев, О.Ф.Петров, Лазерно-индуцированный фазовый переход в монослое полимерных частиц, левитирующих в газоразрядной плазме низкого давления // *ЖЭТФ*, Том 153, Вып. 4, 2018.
7. Vasiliev M.M., Kononov E.A., Arkar K., Petrov O.F., Dynamics of motion of particles with a modified surface in a dusty plasma monolayer // *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 1556. P. 012074, 2020.
8. Arkar K., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Dynamics of active Brownian particles in a gas discharge plasma // *XXXV International Conference on Equations of State for Matter*. pp. 292. 2020.
9. Аркар Чжо, М.М. Васильев, О.Ф. Петров, Динамика активных броуновских макрочастиц в плазме ВЧ разряда // *Труды 63-й Всероссийской научной конференции МФТИ*. стр. 72. 2020.

10. О.Ф. Петров, М.М. Васильев, Й. Тун, и др., Двумерный фазовый переход в сильнонеидеальной пылевой плазме // ЖЭТФ, том 147, вып.2, стр. 372, 2015.

Список литературы к третьей главе

1. Ф. М. Трухачев, М. М. Васильев, О. Ф. Петров, Солитонные токи (обзор) // Теплофизика высоких температур, Т. 58, Вып. 4, стр. 563-583, 2020.
2. F. M. Trukhachev, M. M. Vasiliev, O. F. Petrov et al, Dust-acoustic soliton breaking and the associated acceleration of charged particles // Physical Review E, V. 100, No. 6, pp. 063202, 2019.
3. F. M. Trukhachev, M. M. Vasiliev, O. F. Petrov et al, Microdynamic and thermodynamic properties of dissipative dust-acoustic solitons // Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, V. 54, No. 9, pp. 095702, 2021.
4. F. Luoni, Single Janus Particles in a Complex Plasma Environment // Master's Thesis, Politecnico di Milano, Milan, Italy, 2018.
5. V. Nosenko, F. Luoni, A. Kaouk et al, Active Janus particles in a complex plasma // Phys Rev. Research , V. 2, pp. 033226, 2020.
6. Arkar K., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Brownian motion of a lone dust particle in plasma of radio frequency discharge // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. –Vol. 1147. – P. 012113.
7. K. Arkar, M. M. Vasiliev, O. F. Petrov et al, Dynamics of Active Brownian Particles in Plasma, Molecules, V. 26, No.3, pp. 561, 2021.
8. S. Jahanshahi, H. Lowen, B.Hagen, Brownian motion of a circle swimmer in a harmonic trap // Phys. Rev. E, V. 95, pp. 022606, 2017.
9. F. Luoni, Single Janus Particles in a Complex Plasma Environment // Master's Thesis, Politecnico di Milano, Milan, Italy, 2018.

10. X. G. Koss, O. F. Petrov, K. B. Statsenko et al, Small systems of laser-driven active Brownian particles: Evolution and dynamic entropy // *EPL*, V. 124, pp. 45001, 2018.
11. Bechinger et al, Active Particles in Complex and Crowded Environments // *Reviews Of Modern Physics*, V. 88, 2016.
12. M. M. Vasiliev, O. F. Petrov, A. A. Alekseevskaya et al, Dynamic effects of laser action on quasi-twodimensional dusty plasma systems of charged particles // *Molecules*, V. 25, pp. 3375, 2020.
13. H. Löwen, Twenty years of confined colloids: from confinement-induced freezing to giant breathing // *J. Phys.: Condens. Matter*, V. 21, pp. 474203, 2009.
14. J. van Eymeren, G. Wurm, The implications of particle rotation on the effect of photophoresis // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* V. 420, 183, 2012.
15. V. Nosenko, F. Luoni, A. Kaouk et al, Active Janus particles in a complex plasma Phys // *Rev. Research*, V. 2, pp. 033226, 2020.

Список литературы к четвёртой главе

1. D.H.E. Gross, *Microcanonical Thermodynamics* // Singapore: World Scientific, 2001.
2. T.L. Hill, *Statistical Mechanics: Principles and Selected Applications*.// N.Y.: Dover Publications, 1987.
3. V. N. Tsytovich, N. G. Gousein-zade and G. E. Morfill // *Phys. Plasmas* 13, 033503 (2006).
4. N. G. Gusein-zade, V. N. Tsytovich // *Plasma Physics Reports*, Volume 31, Issue 5, pp 392-411, 2005.
5. Л.Г.Дьячков // *Письма в ЖТФ* **41**, 81, 2015.
6. L. G. D'yachkov, M. I. Myasnikov, O. F. Petrov, T. W. Hyde, J. Kong, and L. Matthews // *Physics of Plasmas* 21, 093702, 2014.
7. Y. Ivanov and A. Melzer // *Physics of Plasmas* **12**, 072110, 2005.

8. M. Wolter and A. Melzer // PRE **71**, 036414, 2005.
9. H. Thomsen, P. Ludwig, M. Bonitz, J. Schablinski, D. Block, A. Schella and A. Melzer // J. Phys. D: Appl. Phys. **47** 383001, 2014.
10. M.M. Vasiliev, E.A. Kononov, K. Arkar, O.F. Petrov // Journal of Physics: Conference Series. **1556** 012074, 2020.
11. S. Franz, C. Donati, G. Parisi and S. C. Glotzer, “On dynamical correlations in supercooled liquids” // Philosophical Magazine Part B, Volume 79, Issue 11-12, 1999.
12. Sharon C. Glotzer, Vladimir N. Novikov and Thomas B. Schröder, “Time-dependent, four-point density correlation function description of dynamical heterogeneity and decoupling in supercooled liquids” // J. Chem. Phys. **112**, 509, 2000.
13. N. Lacević and S. C. Glotzer, “Approach to the glass transition studied by higher order correlation functions” // J. Phys.: Condens. Matter **15** (2003) S2437–S2446
14. Ю.Л. Климонтович, Введение в физику открытых систем // М.: Янус-К, 2002.
15. C. E. Shannon // Bell Syst. Tech. J. **27**, 379, 1948; **27**, 623, 1948.
16. В. Эбелинг, Образование структур при необратимых процессах. Введение в теорию диссипативных структур // М.: Мир, 1979.
17. A. N. Kolmogorov // Dokl. Acad. Sci. USSR **124**, 754, 1959.
18. Колмогоров А.Н. // Докл. АН СССР, **119**, 861 (1958); **125**, 754 (1959).
19. Синай Я.Г. // Докл. АН СССР, Т. 124, с. 768 (1959); Т. 125, с. 1200, 1959 / Y. G. Sinai // Dokl. Acad. Sci. USSR, 124, 768, 1959.
20. Г.М. Заславский, Р.З. Сагдеев, Введение в нелинейную физику: от маятника до турбулентности и хаоса // М.: Наука, 1988.
21. P. Gaspard and X.-J. Wang // Phys. Rep. **235**, 291, 1993.
22. P. Allegrini, J. F. Douglas, and S. C. Glotzer // PRE **60**, 5714, 1999.

23. P. Gaspard, M. E. Briggs, M. K. Francis, J. V. Sengers, R. W. Gammon, J. R. Dorfman, and R. V. Calabrese // *Nature* **384**, 865, 1998.
24. P. Gaspard and G. Nicolis // *Phys. Rev. Lett.* 65, 1693, 1990.
25. J. Barré and T. Dauxois, “Lyapunov exponents as a dynamical indicator of a phase transition” // *EPL (Europhysics Letters)*, Volume 55, Number 2, 2001
26. Kyung-Hoon Kwon and Byung-Yoon Park. “Lyapunov exponent and the solid-fluid phase transition” // *J. Chem. Phys.* 107, 5171, 1997
27. X. G. Koss, O. F. Petrov, K. B. Statsenko and M. M. Vasiliev “Small systems of laser-driven active Brownian particles: Evolution and dynamic entropy” // *EPL (Europhysics Letters)*, Volume 124, Number 4, 2018.
28. К.Г. Косс, О.Ф. Петров, М.И. Мясников, К.Б. Стаценко, М.М. Васильев // *ЖЭТФ* 150, Вып. 1, стр. 111-121, 2016
29. B. B. Mandelbrot, *The fractal geometry of nature.* // W. H. Freeman and co., San Francisco, 1982
30. Nicolas E. Humphries et al, Environmental context explains Lévy and Brownian movement patterns of marine predators // *Nature* 465, 1066–1069, 2010