

УДК 533.9

**КУЛОНОВСКИЕ СИСТЕМЫ
СИЛЬНОВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ:
ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ЛАБОРАТОРИИ
И УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ***

**О. Ф. Петров^{1,2}, О. С. Ваулина¹, М. М. Васильев¹, Е. А. Лисин¹,
М. И. Мясников¹, С. Н. Антипов¹, В. М. Чепелев^{1,2},
К. Г. Косс¹, Й. Тун², В. Е. Фортов^{1,2}**

¹Объединённый институт высоких температур РАН,
125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2,

²Московский физико-технический институт,
141700, г. Долгопрудный Московской обл., Институтский пер., 9
E-mail: ofpetrov@ihed.ras.ru

Экспериментально изучалось формирование упорядоченных структур из большого числа ($\sim 10^4$) заряженных диамагнитных макрочастиц в магнитной ловушке антипробкотронного типа в условиях микрогравитации. Эксперименты выполнялись на борту Международной космической станции. Изучены плазменно-пылевые структуры в криогенном тлеющем разряде постоянного тока — в криогенной пылевой плазме. Экспериментально реализована и изучена сверхвысокая зарядка пылевых макрочастиц при воздействии электронного пучка. Представлены результаты экспериментального исследования различных режимов броуновского движения взаимодействующих пылевых частиц в плазме. Предложен метод определения сил взаимодействия частиц в неидеальных системах с изотропными парными потенциалами. Метод основан на решении обратной задачи, описывающей движение взаимодействующих частиц системой уравнений Ланжевена, и позволяет также восстанавливать параметры внешнего удерживающего потенциала, не опираясь на априорную информацию о коэффициентах трения частиц.

Ключевые слова: плазменно-пылевые структуры, пылевая плазма, микрогравитация, криогенный разряд, электронный пучок, броуновское движение.

Введение. Пылевые частицы, помещённые в газоразрядную плазму, заряжаясь и взаимодействуя посредством экранированного кулоновского потенциала, при определённых условиях могут образовывать упорядоченные структуры жидкостного и даже кристаллического типа. Пылевая компонента таким образом становится сильнонеидеальной, т. е. в ней энергия взаимодействия частиц существенно больше энергии их теплового движения. Формирующиеся плазменно-пылевые структуры являют собой пример сильнонеидеальной системы, доступной для наблюдения на кинетическом уровне, т. е. на уровне поведения отдельных частиц среды. Преимуществом этой среды, в частности, перед коллоидными растворами, где также присутствует упорядочение заряженных коллоидных частиц, являются простота наблюдательной техники и быстрота установления структур. Левитация пылевых частиц и формирование из них упорядоченных плазменно-пылевых структур отмечались в разнообразных плазмах: термической плазме пламени горелки, ядерно-возбуждаемой плазме, газовых разрядах различных видов и конфигураций, в том числе и в криогенном тлеющем разряде постоянного тока.

*Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 13-02-12256 офи.м) и Президиума РАН (программа фундаментальных исследований «Вещество при высоких плотностях энергии»).

Цель данной работы — рассмотреть формирование упорядоченных структур пылевых частиц в магнитных ловушках в условиях микрогравитации и при криогенных температурах (77 и 4,2 К). Обсуждаются результаты экспериментального изучения сверхвысокой зарядки пылевых макрочастиц при непосредственном воздействии электронного пучка. Представлены результаты экспериментов с броуновским движением взаимодействующих пылевых частиц в слабоионизованной газоразрядной плазме. Особое внимание уделено методу определения сил парного взаимодействия между пылевыми частицами (соответственно парного потенциала).

Структурные и динамические свойства систем пылевых частиц в магнитных ловушках в условиях микрогравитации. Упорядоченные пылевые структуры жидкостного и кристаллического типа в газоразрядной плазме часто рассматриваются в качестве физической модели сильнодействующих кулоновских систем [1–7]. Многие явления в таких системах (фазовые переходы, волновые процессы, возникновение неустойчивостей различного типа) могут экспериментально моделироваться с помощью этих структур и изучаться на кинетическом уровне. В плазменных пылевых структурах заряд пылевых частиц непостоянен, зависит от локальных условий и частично экранирован в плазме разряда. При этом от заряда на пылевых частицах зависит как межчастичное взаимодействие, так и левитация частиц в электростатических ловушках, образующихся в стратах разряда постоянного тока или в приэлектродном слое ВЧ-разряда.

В работах [8, 9] был предложен альтернативный способ для удержания пылевых структур и экспериментального изучения сильнодействующих кулоновских систем. Он основан на возможности левитации диамагнитных тел в неоднородном стационарном магнитном поле. Ранее подобная магнитная ловушка применялась для удержания отдельных незаряженных диамагнитных тел [10, 11].

В [8, 9] реализована ловушка с магнитным полем $B \sim 1$ Тл для удержания малых кулоновских кластеров из нескольких диамагнитных частиц в наземных условиях, также получена соответствующая теоретическая модель и показана принципиальная возможность формирования кулоновских кластеров в магнитной ловушке. В этом случае кулоновские кластеры находятся в неионизованной среде, следовательно, взаимодействие между частицами не экранируется. Таким образом, формируется кулоновский кластер, а не система Юкавы, как в случае кластера пылевых частиц в плазме газового разряда [12]. При скоплении заряженных диамагнитных частиц в магнитной ловушке удержание связано с магнитными свойствами частиц, в то время как в электростатических ловушках заряд частиц влияет на их взаимодействие и удержание. В работе [13] представлены подробные расчёты магнитной ловушки для наземной лабораторной установки и положения кластеров из двух частиц в ловушке. Однако основной интерес представляет формирование больших кулоновских систем объёмом в десятки кубических сантиметров и содержащих тысячи частиц. Для этого в лабораторных условиях необходимы поля $B > 10$ Тл с градиентами порядка 10 Тл/см, что приводит к значительным техническим сложностям при создании подобной установки. В условиях микрогравитации для удержания частиц достаточны поля, меньшие вышеуказанных на порядки [14].

Для исследования сильнонеидеальных кулоновских систем диамагнитных частиц в условиях микрогравитации на Международной космической станции (МКС) в рамках уникального космического эксперимента «Кулоновский кристалл» была разработана модифицированная экспериментальная установка, создающая антипробкотронное магнитное поле [14] (рис. 1). Она состоит из электромагнита специальной конструкции, сменных контейнеров, содержащих стеклянные ампулы с частицами графита, и системы видеорегистрации. Антипробкотронное магнитное поле создаётся двумя соосными катушками, токи в которых циркулируют в противоположных направлениях. Корпус электромагнита и всей установки является магнитопроводом, соединяющим сердечники катушек, и имеет цилиндри-

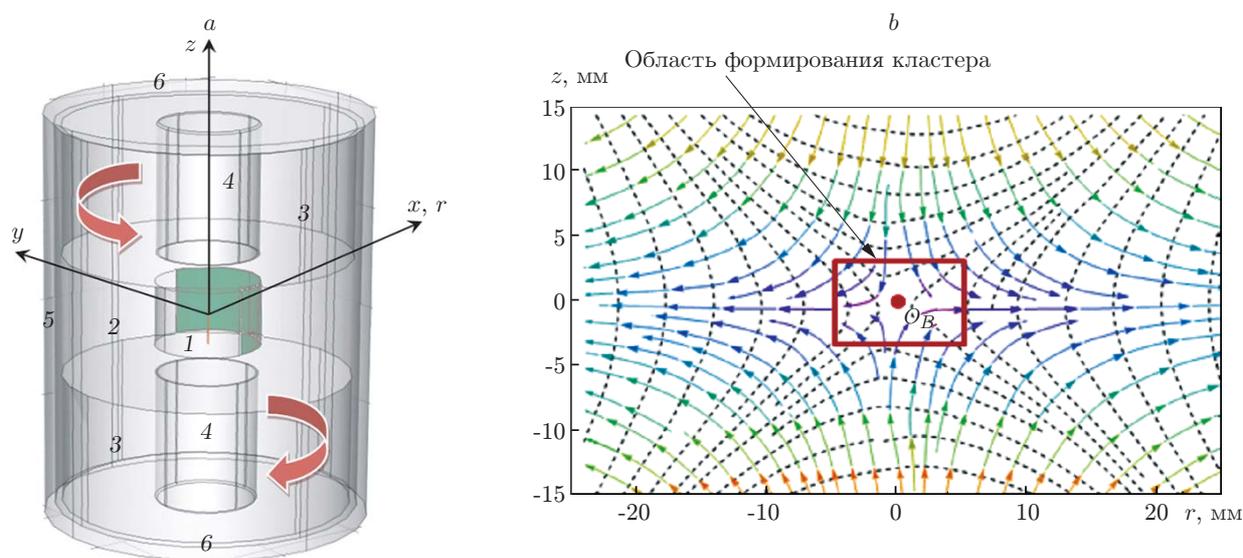


Рис. 1. Экспериментальная установка: *a* — схема (1 — экспериментальная ампула с аргоном при давлении 1 атм., 2 — внутреннее пространство сменного контейнера, 3 — катушки электромагнитов, 4 — сердечники катушек электромагнитов, 5 — боковой магнитопровод, 6 — торцевые магнитопроводы; фигурными стрелками показано направление тока в катушках электромагнитов); *b* — созданное антипробкотронное магнитное поле

ческую форму диаметром 15 см и высотой 18 см. Расстояние между сердечниками 6 см, их диаметр 5 см. На оси между катушками находится точка с нулевым магнитным полем (точка O_B), при изменении тока в одной из катушек она смещается вдоль оси. Вокруг неё находится область радиусом не менее 2 см, в которой зависимость поля от координат является линейной (с точностью несколько процентов). При максимальном значении тока в обеих катушках ($i_m = 6,5$ А) градиент поля вдоль оси электромагнита 400 Гс/см; в плоскости симметрии поля, проходящей через точку O_B , радиальный градиент в 2 раза меньше (200 Гс/см), что характерно для антипробкотрона.

Энергопотребление установки ~ 200 Вт. Ток в обмотках электромагнита изменяется дискретно (30, 50, 70 и 100 % от максимальной величины $i_m = 6,5$ А). В качестве сменных ампул брались стеклянные цилиндры диаметром 52 мм и высотой 40 мм, заполненные буферным газом — аргоном при атмосферном давлении (четыре из них с графитовыми частицами определённого размера: 100, 200, 300 и 400 мкм). Каждая экспериментальная ампула содержала около 2000 частиц. Зарядка частиц осуществлялась с помощью центрального проволочного электрода диаметром 200 мкм, проходящего по оси контейнера. Внешний электрод для формирования конфигурации электрического поля располагается полукругом с диаметром 51 мм около стеклянной цилиндрической стенки. Другая половина стеклянной стенки использовалась для наблюдений. Электрический потенциал на центральном электроде изменялся от 0 до 24 В. Непосредственно перед экспериментом нужный сменный контейнер устанавливался в корпус электромагнита. Для диагностики ансамбля частиц экспериментальная ампула снизу освещалась светодиодной пластиной. Изображения получались с помощью двух ПЗС-камер.

В результате проведения космического эксперимента «Кулоновский кристалл» впервые были сформированы устойчивые пространственно упорядоченные структуры, состоящие из заряженных сильновзаимодействующих частиц графита [15, 16]. Частицы, помещённые в сменный контейнер, испытывали динамическое воздействие со стороны магнит-

ного и электрического полей или посредством механического встряхивания. В исходном состоянии частицы находились на стенках контейнера, а после встряхивания заполняли его объём. При подаче потенциала на центральный электрод частицы заряжались при столкновении с ним. Включение электромагнитов приводило к вытеснению частиц графита в область вблизи точки с нулевым магнитным полем и формированию заряженными частицами облака в форме эллипсоида вращения.

При увеличении силы тока в одной из катушек электромагнита нулевая точка (дно потенциальной ямы магнитной ловушки) смещалась по оси симметрии от катушки, а при уменьшении тока — в противоположном направлении. При этом все частицы получали динамический импульс. Через некоторое время увеличивался (уменьшался) на такую же величину ток в другой катушке и нулевая точка возвращалась в прежнее положение. Полученный импульс возбуждал осцилляции ансамбля частиц вдоль оси z . При переключении тока со второго (50 %) на третий (70 %) уровень сначала в одной катушке, а через промежуток времени $t_0 = 2$ с в другой возникали колебания ансамбля частиц с начальной амплитудой 4,9 мм и периодом колебаний около 10 с. Вследствие трения о буферный газ в течение нескольких периодов колебания затухали.

По наблюдениям затухающих колебаний ансамбля из частиц с размерами 200 и 400 мкм были определены декременты затухания ($\delta = 0,14$ и $0,07$ с $^{-1}$) и периоды колебаний ($T = 8$ и 10 с соответственно), а также произведена оценка величины магнитной восприимчивости графита ($\chi = -5,1 \cdot 10^{-6}$ см 3 /г для 400 мкм частиц и $-4,0 \cdot 10^{-6}$ см 3 /г для 200 мкм частиц). Для поликристаллического графита в среднем $\chi \approx -3 \cdot 10^{-6}$ см 3 /г, но эта величина может заметно отличаться от среднего значения при наличии некоторой анизотропии материала частиц. По результатам оценки заряд на частицах графита в кластере составляет $Q_p \approx 4 \cdot 10^4 e$ (e — элементарный заряд) для частиц размером 400 мкм и $Q_p \approx 2 \cdot 10^4 e$ для частиц размером 200 мкм.

Криогенная пылевая плазма — плазма, в которой нейтральная газовая компонента охлаждается до криогенных температур (< 100 К). Значительный интерес, проявляемый в последнее время к низким температурам в качестве условий для формирования плазменно-пылевых структур, обусловлен тем, что криогенная пылевая плазма позволяет объединить два подхода при изучении фундаментальных вопросов физики систем с сильным взаимодействием — сильное охлаждение пылевой системы и увеличение энергии взаимодействия заряженных частиц, характерной для пылевой плазмы.

В настоящее время актуальной проблемой остаётся развитие диагностических подходов, обеспечивающих прямые измерения количественных характеристик плазменно-пылевых структур при криогенных температурах. Тем не менее на основании имеющихся экспериментальных результатов можно утверждать, что прямой зависимости кинетической температуры пылевых частиц от температуры нейтрального газа плазмы не наблюдается. В работах [17–19] проведён, на наш взгляд, прямой эксперимент, подтверждающий эту точку зрения: сопоставлено поведение пылевой плазмы при 300, 77 и 4,2 К. Обнаружено, что охлаждение разряда до 77 К при постоянном разрядном токе приводит к увеличению кинетической температуры пылевых частиц. Изменения в плазменно-пылевых структурах могли быть связаны только с температурным фактором, поскольку все другие условия эксперимента и параметры плазмы во всех трёх случаях одинаковы. Кроме того, надёжно подтверждается вывод о том, что уменьшение межчастичных расстояний в плазменно-пылевых структурах при понижении температуры газа приводит к формированию сверхплотных плазменно-пылевых структур. Такие структуры характеризуются тем, что межчастичное расстояние сопоставимо по величине с размером частиц и с ионным радиусом Дебая в фоновой плазме: $l_p \sim r_d \sim D_i$.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 2, а. Для снижения температуры тяжёлой компоненты плазмы вертикально расположенная в криостате разрядная

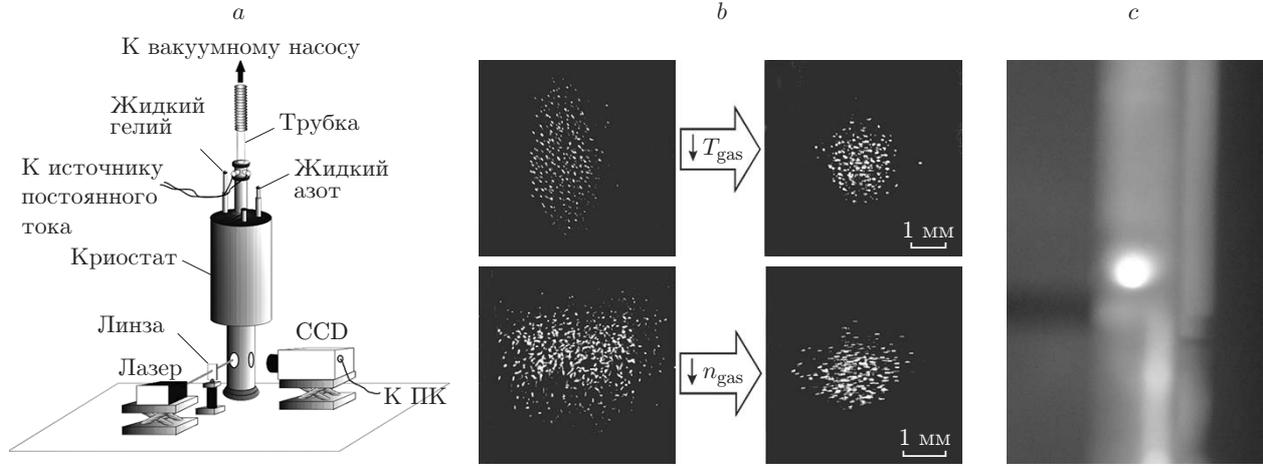


Рис. 2. Сфероидизация плазменно-пылевых структур при криогенных температурах: *a* — схема экспериментальной установки; *b* — понижение температуры разряда со 175 до 135 К (ток разряда 0,44 мА, концентрация газа $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$), уменьшение давления с 0,08 до 0,05 торр, уменьшение тока с 0,76 до 0,69 мА; *c* — компактная сферическая структура пылевых частиц при температуре 4,2 К (частицы Al_2O_3)

трубка охлаждалась жидким азотом или гелием. Моно- и полидисперсные частицы засыпались в плазму сверху из контейнера. Удержание микрочастиц в поле силы тяжести осуществлялось электрическим полем стоячей страты, которая создавалась с помощью стеклянной вставки в цилиндрической трубке, один конец которой имеет форму бутылочного горлышка.

При криогенных температурах пыль в страте могла принимать вид плотного облака сферической формы. Такому переходу способствовали понижение давления газа в трубке и уменьшение тока разряда до критических для поддержания разряда значений (рис. 2, *b*). При температуре 4,2 К в экспериментах формировалась компактная сферическая структура, осциллирующая с малой амплитудой и с частотой примерно 10 Гц. Ионный радиус Дебая в страте $d_i = 3\text{--}4$ мкм и сопоставим с размером частиц. Из-за высокой концентрации и больших скоростей пылевых частиц невозможно было определить расстояние между частицами. Однако, экстраполируя найденную зависимость межчастичного расстояния в структуре при понижении температуры в область гелиевых температур, где $l_p \sim 20$ мкм [18], можно оценить плотность частиц в такой структуре как $n_d \sim 10^8$ см $^{-3}$.

Для оценки заряда пылевых частиц в сверхплотной структуре при температуре 4,2 К (рис. 2, *c*) воспользуемся условием квазинейтральности

$$n_d Q_d + n_e = n_i, \quad (1)$$

в котором будем считать $n_i \sim 2 \cdot 10^9$ см $^{-3}$ для условий эксперимента из [18]. Предполагая, что в структуре выполняется условие $n_e \ll n_i$, вследствие стока энергетичных электронов (~ 1 эВ) на пылевые частицы получим

$$Q_d \sim 20. \quad (2)$$

Данный результат представляется нам вполне реалистичным, поскольку небольшой заряд не приводит к сколько-нибудь заметному кулоновскому отталкиванию пылевых час-

тиц внутри структуры, что позволяет ей существовать при высокой концентрации частиц. Также это может свидетельствовать о слабой неидеальности в такой сверхплотной структуре пылевых частиц. Общее количество пылевых частиц в сфере составляет

$$N_d \sim 7 \cdot 10^6. \quad (3)$$

Следует отметить, что полученный заряд (2) несут на себе только те частицы, которые находятся внутри сферы, тогда как на её поверхности заряд частиц может отличаться на несколько порядков, чтобы электрическое поле страты было способно их удерживать.

Аномально высокая зарядка дисперсных частиц электронным пучком с энергией электронов 25 кэВ. Для исследования зарядки пылевых макрочастиц при непосредственном воздействии электронного пучка разработана схема эксперимента, представленная на рис. 3 [20]. Эксперименты выполнены в воздухе при давлении $P_n = 10^{-4}$ торр с макрочастицами оксида алюминия (Al_2O_3). При этом использовалась полидисперсная фракция макрочастиц со средним радиусом $r_d = 50$ мкм и дисперсией 15 мкм. Ток электронного пучка I_b составлял 10 мА, его радиус $r_b = 3$ мм, энергия электронов пучка — 25 кэВ. Пылевые частицы инжестировались с помощью специальной системы вброса непосредственно в реакционную область, где они взаимодействовали с электронным пучком. В результате воздействия пучка электронов наблюдался интенсивный разлёт частиц, который фиксировался с помощью видеокамеры (время между двумя соседними видеокадрами $\tau = 1/25$ с), а также фотокамеры.

Анализ видеоизображений, полученных в ходе экспериментов, позволил установить, что характерные скорости V_d разлёта макрочастиц Al_2O_3 меняются в диапазоне от 1,5 до 4,5 м/с в зависимости от направления движения. Оценка сверху силы трения $F_n = \beta V_d$, действующей на пылевую макрочастицу в условиях эксперимента, показала, что $F_n \leq 4 \cdot 10^{-12}$ Н ($\beta = 8 \cdot 10^{-13}$ кг/с — коэффициент сопротивления среды, $V_d \leq 4,5$ м/с). При этом сила тяжести, влияющая на макрочастицу, $F_g = m_d g = 2 \cdot 10^{-8}$ Н (m_d — масса макрочастицы). Скорости разлёта частиц в вертикальном и горизонтальном направлении совпадают по порядку величины. Таким образом, $F_g, F_\Sigma \gg F_n$, где F_Σ — суммарная сила,

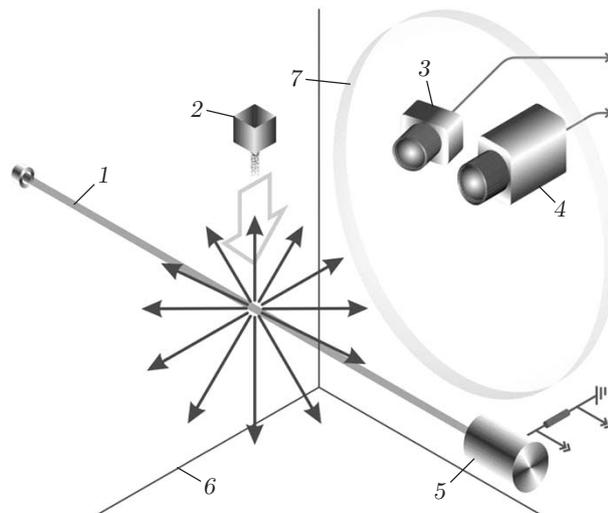


Рис. 3. Схема эксперимента: 1 — электронный пучок, 2 — система вброса частиц, 3 — фотокамера, 4 — видеокамера, 5 — цилиндр Фарадея, 6 — вакуумная камера, 7 — иллюминатор

приводящая к разлёту макрочастиц, и при проведении дальнейшего анализа действие силы трения на пылевые макрочастицы не будет учитываться.

Пылевая макрочастица под действием гравитационной силы приобретает скорость $V_y = 1,5$ м/с. Разность $V = V_d - V_y$ представляет собой дополнительную скорость, возникающую у макрочастицы за счёт взаимодействия с электронным пучком. Восстановленные из экспериментальных данных значения V составляют 3 м/с и не зависят от направления движения. Такая особенность разлёта показывает, что за время взаимодействия пылевых макрочастиц с электронным пучком влияние сил, действующих вдоль определённого направления (например, гравитационной силы), пренебрежимо мало по сравнению с силами, приводящими к изотропному разлёту. Основные силы, которые могут приводить к разлёту макрочастиц, можно представить в виде трёх слагаемых:

$$F_{\Sigma} = F_{th} + F_b + F_e, \quad (4)$$

где F_{th} — сила, связанная с нагревом пылевых частиц за счёт поглощения энергии электронов пучка; F_b — сила увлечения макрочастиц электронами пучка; F_e — электрическая сила, связанная с тем, что, попадая в пучок электронов, макрочастицы заряжаются и начинают взаимодействовать друг с другом и с пучком электронов.

Сила F_{th} связана с разностью температур макрочастицы и буферного газа, т. е. с нагревом пылевых частиц при поглощении энергии электронов пучка. Изменение температуры макрочастиц в условиях эксперимента может быть оценено из соотношения

$$\Delta T = \frac{W_e N_e}{m_d c_d}, \quad (5)$$

где c_d — удельная теплоёмкость материала частицы; N_e — количество электронов, поглощённых частицей за время её нахождения в пучке. Оценку сверху величины N_e можно осуществить с помощью выражения

$$N_e = \frac{I_b S_d}{e S_b} t_d = 7 \cdot 10^{10}, \quad (6)$$

где $S_d = 7 \cdot 10^{-9}$ м² — характерная площадь сечения пылевой частицы; $S_b = \pi r_b^2$ — площадь сечения пучка электронов; $t_d = 2r_b/V_y = 4 \cdot 10^{-3}$ с — время прохождения пылевой макрочастицы через пучок электронов. Таким образом, $\Delta T = 180$ К, другими словами, разогрева, при котором началось бы испарение материала макрочастиц, не происходит. Это, в свою очередь, означает, что F_{th} определяется только термофоретическим эффектом, т. е. $F_{th} \sim 4 \cdot 10^{-11}$ Н [21, 22], и в условиях эксперимента $F_{th} \ll F_g$.

Сила увлечения пылевой частицы электронами пучка не является изотропной и имеет выделенное направление действия вдоль пучка. Поэтому, как уже отмечалось выше, вследствие изотропности разлёта макрочастиц её действием можно пренебречь по сравнению с силами вызывающими этот разлёт. Такой результат подтверждает и следующая оценка: импульс, приобретаемый пылевой макрочастицей при поглощении электронов пучка,

$$p_d = \sqrt{2W_e m_e N_e}, \quad (7)$$

что соответствует изменению скорости макрочастицы $\Delta V_d = 3$ м/с, т. е. $\Delta V_d \ll V_d$ (m_e — масса электрона). Проведённый анализ позволяет сделать вывод, что, взаимодействуя с электронным пучком, пылевые макрочастицы приобретают значительный заряд, который и приводит к их разлёту за счёт электрического взаимодействия друг с другом и (или) с электронным пучком, причём такая сила взаимодействия существенно превышает другие

силы (F_g, F_n, F_{th}, F_b), действующие на частицу. По этой причине для оценки заряда, приобретаемого макрочастицей, была рассмотрена следующая модель: заряжаясь в пучке, все макрочастицы получают одинаковый заряд Q , который при дальнейшем движении частицы не меняется. Кроме сил электрического взаимодействия пылевых частиц друг с другом и с электронным пучком никакие другие силы не учитываются. Внутри электронного пучка из-за непрерывной просыпки постоянно находится N макрочастиц, каждая из которых уже успела зарядиться до заряда Q , причём объём, занимаемый заряженными макрочастицами, рассматривается как сферический. Радиус заряженного шара ($r_b = 3$ мм) совпадает с радиусом электронного пучка. Сам электронный пучок рассматривается как равномерно заряженный стержень с линейной плотностью заряда

$$k_b = \frac{I_b}{\sqrt{(2W_e/m_e)}} \approx -10^{-10} \text{ Кл/м.} \quad (8)$$

Закон сохранения энергии для частицы, двигающейся в горизонтальной плоскости перпендикулярно оси электронного пучка, в рамках данной модели принимает следующий вид:

$$\frac{1}{2\pi\epsilon_0} k_b Q \ln \frac{r}{r_b} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} N Q^2 \left(\frac{1}{r_b} - \frac{1}{r} \right) - \frac{m_d V^2}{2} = 0, \quad (9)$$

где $r = 10$ см — расстояние от частицы до центра шара (и до оси пучка) в момент, когда скорость частицы равна V ; ϵ_0 — электрическая постоянная. Решая это уравнение, получим заряд на частице $Q \approx 5 \cdot 10^7 e$.

Сравнение с максимальным зарядом

$$Q_{\max} = 4\pi\epsilon_0 r_d \varphi_d = -1,4 \cdot 10^{-10} C = 9 \cdot 10^8 e, \quad (10)$$

где $\varphi_d = 25$ кВ — потенциал поверхности частицы, который она может приобрести, заряжаясь пучком с энергией электронов $W_e = 25$ кэВ, показывает, что найденный заряд Q , приобретаемый пылевой частицей в условиях эксперимента, меньше максимально достижимого более чем на порядок. В качестве причин, которые приводят к такому отличию, могут быть следующие: вторичная эмиссия электронов, термоэлектронная эмиссия, недостаточное для полной зарядки макрочастицы время взаимодействия с пучком электронов, экранировка пылевой частицы ионами, нарабатываемыми электронным пучком в буферном газе.

Броуновское движение пылевых частиц в слабоионизованной плазме. Броуновское движение широко распространено в природе и наблюдается, например, в биологических и полимерных коллоидных растворах, в плазме продуктов сгорания, в атмосфере Земли и т. д. Случайное блуждание отдельной частицы между атомами/молекулами окружающего её газа или другими частицами среды после большого числа столкновений описывается уравнениями макроскопической диффузии с некоторым коэффициентом D , не зависящим от времени [22–26]. Однако для анализа процессов переноса при физически малых временах наблюдения (т. е. для режимов движения частиц, отличных от диффузионного, а именно баллистического и переходного) описание в рамках макроскопической кинетики может оказаться недостаточным.

Броуновское движение обычно представляется системой уравнений Ланжевена со случайной силой F_{ran} , благодаря которой устанавливается равновесная температура T частиц, характеризующая кинетическую энергию их стохастического (теплового) движения [23–26]. В этом случае смещение j -й частицы вдоль выбранной координаты $x_j = x_j(t)$

за время t в однородной квазиравновесной среде под действием некоторой потенциальной силы F описывается решением системы дифференциальных уравнений [23–26]

$$M \frac{d^2 x_j}{dt^2} = -M \nu_{fr} \frac{dx_j}{dt} + F + F_{ran}, \quad (11)$$

где ν_{fr} — коэффициент трения частицы за счёт её столкновений с нейтралами окружающего газа, а M — масса частицы. Коэффициент диффузии D частиц можно получить путём анализа временных зависимостей среднего квадрата их смещений $\langle x^2 \rangle = \langle x(t)^2 \rangle$ [23–27] как $D \equiv \lim_{t \rightarrow \infty} D_m(t)$, где $D_m(t) = \langle x^2 \rangle / (2t)$, а $\langle \cdot \rangle$ — усреднение по ансамблю и по всем временным интервалам длительностью t . Простое решение $D \equiv D_0 = T / (\nu_{fr} M)$, известное как соотношение Эйнштейна, имеет место лишь для случая невзаимодействующих частиц.

Для одной броуновской частицы в линейной ловушке, характеризующейся частотой ω_c ($F = -M\omega_c^2 x$), решение уравнения (11) имеет вид [23, 27]

$$\frac{D_m(t)}{D_0} = \frac{1 - \exp(-\nu_{fr} t / 2) (\cosh(\nu_{fr} t \psi) + \sinh(\nu_{fr} t \psi) / \{2\psi\})}{2\xi_c^2 \nu_{fr} t}. \quad (12)$$

Здесь $\psi = (1 - 8\xi_c^2)^{1/2} / 2$, $\xi_c = \omega_c / \nu_{fr}$, где $\omega_c = (\alpha / M)^{1/2}$, α — градиент электрической силы ловушки. Когда $t \rightarrow \infty$ и $(\omega_c + \nu_{fr})t \gg 1$, получим $D_m(t) \rightarrow 0$, а на малых временных интервалах при $(\omega_c + \nu_{fr})t \ll 1$ движение частиц имеет баллистический характер ($D_m \propto t$).

В предлагаемой работе мы представляем результаты экспериментального исследования броуновского движения взаимодействующих частиц в пылевой плазме (ионизованном газе, содержащем заряженные пылевые частицы микронного размера). Такая плазма широко распространена в природе и образуется в ряде технологических процессов [21–28]. Эксперименты проводились в плазме ёмкостного высокочастотного разряда в аргоне при давлении P от 0,02 до 0,06 торр; мощность разряда W составляла от 2 до 25 Вт. Схема экспериментальной установки, процедуры измерений и обработки экспериментальных данных, а также используемые методы и средства диагностики подробно описаны в работах [29, 30]. Пылевая компонента представлена частицами меламинаформальдегида различных радиусов ($a \approx 2,75$ и $6,37$ мкм) плотностью $\rho_d \approx 1,5$ г/см³. Имеющиеся средства диагностики позволяли анализировать как небольшие двумерные пылевые кластеры (с числом частиц $N_p < 30$), так и протяжённые пылевые монослои ($N_p \approx 2500$ –30000).

Функции $D_m(t)/D_0$, измеренные в различных экспериментах, показаны на рис. 4, *a, b*. Следует отметить, что решение (12), полученное для гармонического осциллятора, прекрасно описывает экспериментальное поведение функций $D_m(t)/D_0$ для частиц в кластерных системах (см. рис. 4, *a, b*, кривые 1 и 3). Таким образом, характер броуновского движения частиц в небольших кластерных системах практически не отличался от динамики движения одной частицы в линейной ловушке.

Тем не менее гармоническое приближение (12) не учитывает возможности развития дополнительных высокочастотных осцилляций среднеквадратичного смещения в протяжённых неидеальных системах, содержащих большое число частиц ($N_p \gg 10$). Такие осцилляции хорошо проявляются при низком трении $(1 - 8\xi_c^2) < 0$ (см. рис. 4, *a*, кривая 2), а их формирование может быть обусловлено возникновением продольных и поперечных мод в слабо диссипативных протяжённых средах [31]. Кроме того, гармоническая аппроксимация (12) хорошо передаёт поведение частиц только на малых временах наблюдения и не позволяет описать эволюцию их движения к диффузионному режиму (см. рис. 4, *b*, кривые 3–5).

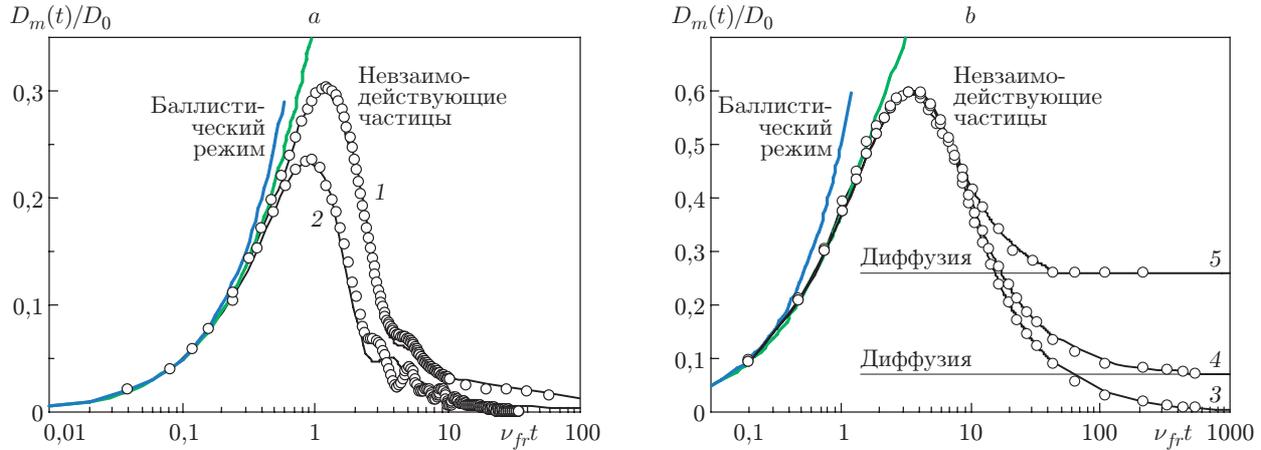


Рис. 4. Функции $D_m(t)/D_0$ для экспериментов (кружки) с частицами: $a = 6,37$ мкм (a) и $a = 2,75$ мкм (b) в кластерах ($N_p = 29$, кривые 1, 3) и в протяжённых пылевых структурах (кривые 2, 4, 5) с параметрами: 1 — $P = 0,065$ торр, $\nu_{fr} = 8$ с $^{-1}$, $\xi_c \cong 1,45$, $D = 0$; 2 — $P = 0,12$ торр, $\nu_{fr} = 12$ с $^{-1}$, $\xi_c \cong 1,85$, $D = 0$; 3 — $P = 0,1$ торр, $\nu_{fr} = 25$ с $^{-1}$, $\xi_c \cong 0,32$, $D = 0$; 4 — $P = 0,08$ торр, $\nu_{fr} = 20$ с $^{-1}$, $\xi_c \cong 0,32$, $D/D_0 \cong 0,066$; 5 — $P = 0,05$ торр, $\nu_{fr} = 13$ с $^{-1}$, $\xi_c \cong 0,32$, $D/D_0 \cong 0,26$. Жирными линиями обозначены аналитические решения уравнения (4) для различных экспериментов

Для того чтобы описать движение броуновских частиц в жидкости ($D \neq 0$), необходимо учесть изменения потенциальной силы в системе (11), которые возникают за счёт флуктуаций электрического поля δE , вызванных тепловым движением частиц с зарядом Q . В первом приближении такая сила может быть представлена в виде $F = -Q\delta E$ и задана уравнением $\partial F/\partial t = -2M\omega_c^2 V - \sigma F$, где V — скорость частиц, а значение σ определяется величиной коэффициента подвижности частиц, $\sigma \approx 4\omega_c^2(DM/T)$ (для $D/D_0 < 0,5$). В этом случае функция массопереноса $D_m(t)$ может быть получена путём решения системы уравнений

$$M \frac{d^2 \langle V_0 V \rangle}{dt^2} = -M(\nu_{fr} + \sigma) \frac{d \langle V_0 V \rangle}{dt} - (2\omega_c^2 + \nu_{fr}\sigma) \langle V_0 V \rangle, \quad (13)$$

$$\langle V_0 V \rangle = \frac{1}{2} \frac{d^2 \langle x^2 \rangle}{dt^2}$$

с граничными условиями

$$\langle x^2(t=0) \rangle = 0, \quad \left. \frac{d \langle x^2 \rangle}{dt} \right|_{t=0} = 0, \quad \langle V_0 V \rangle = T/M, \quad \int_0^{\infty} \langle V_0 V \rangle dt = D.$$

Здесь $\langle V_0 V \rangle = \langle V(0)V(t) \rangle$ — автокорреляционная функция скоростей частиц. Напомним, что величину ω_c можно легко определить на основе экспериментальных данных с помощью различных методов диагностики [29, 30] или оценить теоретически [27–30].

В общем виде решение системы (13) можно записать как

$$\langle x^2(t) \rangle = 2C_1 \left(\frac{t}{\gamma - \omega_1} - \frac{1 - \exp(-(\gamma - \omega_1)t)}{(\gamma - \omega_1)^2} \right) + 2C_2 \left(\frac{t}{\gamma + \omega_1} - \frac{1 - \exp(-(\gamma + \omega_1)t)}{(\gamma + \omega_1)^2} \right), \quad (14)$$

где $\gamma = (\sigma + \nu_{fr})/2$; $\omega_1 = (\gamma^2 - \{2\omega_c^2 + \sigma\nu_{fr}\})^{1/2}$; $C_1 + C_2 = T/M$; $C_1/\{\gamma - \omega_1\} + C_2/\{\gamma + \omega_1\} = D$. Таким образом, при $t \rightarrow \infty$ и $(\omega_1 + \gamma)t \gg 1$ имеем $D_m(t) \rightarrow D$, а

на малых временных интервалах при $(\omega_1 + \gamma)t \ll 1$ движение частиц имеет баллистический характер: $\langle x^2 \rangle \approx Tt^2/M$ и $D_m(t) = \langle x^2 \rangle / (2t) \propto t$. В случае, когда ω_1 — мнимая величина, искомое решение легко представить в виде суперпозиции, включающей члены $\exp(-\gamma t) \cdot \sin(\omega_2 t)$ и $\exp(-\gamma t) \cdot \cos(\omega_2 t)$, где $\omega_2 = (-\gamma^2 + \{2\omega_c^2 + \sigma\nu_{fr}\})^{1/2}$. Следует отметить, что решение (14) прекрасно описывает поведение частиц в экспериментах при $\omega_1 > 1$ (см. рис. 4, b), а в случае, когда $D = 0$ (т. е. $\sigma = 0$), переходит в уже известное соотношение (12).

Анализ парного межчастичного взаимодействия. Цель предлагаемой работы — создание метода восстановления параметров плазменно-пылевых систем в лабораторной плазме путём решения обратной задачи, описывающей движение пылевых частиц системой уравнений Ланжевена. Специфика данной задачи состоит в том, что уравнения Ланжевена являются «необратимыми» в том смысле, что включают в себя действие случайных сил. Поэтому, если потенциал межчастичного взаимодействия задан какой-либо параметрической функцией, для корректного восстановления неизвестных параметров обратной задачи требуется анализ динамики исследуемой системы в течение определённого (достаточно длительного) интервала времени, позволяющего избежать случайных ошибок, связанных со стохастическим (тепловым) движением частиц. Восстановление неизвестных параметров опиралось на наилучшее согласование между решением прямой задачи движения частиц и информацией о координатах и смещениях этих частиц, которая легко фиксируется и в численных, и в реальных экспериментах. Такая методика учитывает силы трения, действующие на частицы анализируемой системы, и позволяет восстановить как силы парного взаимодействия, так и параметры внешнего удерживающего потенциала.

Упрощённая схема установки по проверке предлагаемого метода в лабораторной пылевой плазме приэлектродного слоя ВЧ-разряда приведена на рис. 5. В ходе эксперимента вакуумная камера заполнялась инертным газом, а на электроды подавалось напряжение от высокочастотного генератора с несущей частотой 13,56 МГц, между ними в атмосфере аргона возникал тлеющий разряд. В разряд через отверстие в верхнем электроде из специального контейнера вбрасывались пылевые частицы различных размеров и материалов, которые, попадая в разряд, приобретали отрицательный заряд и зависали в приэлектродном слое. Для предотвращения ухода частиц в горизонтальном направлении на нижнем (заземлённом) электроде устанавливались металлические кольца различных диаметров ($D_r = 2,4$ и 5 см) высотой $\sim 0,2$ см, формирующие потенциальную ловушку для облака пылевых частиц. Это позволило проводить диагностику для малоразмерных кластеров частиц ($D_r = 2,4$ см, $N_p = 6-20$, $a \approx 6,37$ мкм), а также для достаточно протяжённых квазидвумерных пылевых систем ($D_r = 5$ см, число частиц в монослое $N_p \approx 2000$, $a \approx 2,755$ мкм). Величина пространственного разрешения $\delta_l = \delta l / l_{pm}$ составляла от $\delta_l \approx 0,0035$ (для кластеров) до $\delta_l \approx 0,01$ (для протяжённых систем).

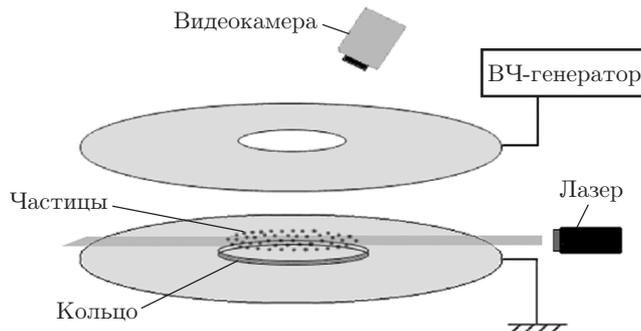


Рис. 5. Схема установки для экспериментов в ёмкостном ВЧ-разряде

Параметры частиц для различных экспериментов

№	r_d , мкм	V_T^2 , мм ² · с ⁻²	l_p , мм	ν_{fr} , с ⁻¹	ω_{c1} , с ⁻¹	Γ^*	ω_{c2} , с ⁻¹	$Z/1000$	α_1 , с ⁻²	α_2 , с ⁻²
1	6,37	0,24 ± 0,02	~1,17	3,5 ± 0,2	4,9 ± 0,2	~366	5,1 ± 0,3	23,5 ± 0,5	100	93
2	6,37	0,18 ± 0,02	~0,88	8,1 ± 0,6	5,9 ± 0,2	~420	6,1 ± 0,3	18,6 ± 0,2	94	99
3	2,75	0,43 ± 0,04	~0,86	13 ± 1	3,4 ± 0,15	~45	3,6 ± 0,3	2,98 ± 0,2	7,2	5,8–6,6
4	2,75	8,0 ± 0,7	~0,89	7,8 ± 0,4	4,4 ± 0,2	~4,2	2,7 ± 0,2	2,87 ± 0,7	26,2	—

Примечания: 1 — кластер ($N_p = 11$, $P = 0,03$ торр); 2 — кластер ($N_p = 29$, $P = 0,06$ торр); 3 — часть пылевого облака, монослой ($P = 0,045$ торр); 4 — часть пылевого облака, многослойная структура ($P = 0,022$ торр)

Эксперименты проводились в аргоне с давлением $P = 0,01$ – $0,06$ торр при мощности разряда $W \approx 2$ – 20 Вт. В качестве пылевой компоненты использовались монодисперсные пластиковые сферы плотностью $\rho_p \approx 1,5$ г · см⁻³ и радиусами $r_d \approx 2,755$ и $6,37$ мкм. Для визуализации пылевого облака подсвечивалось плоским лучом He—Ne-лазера ($\lambda = 633$ нм, характерная толщина в области перетяжки ~ 200 мкм). Регистрация положения пылевых частиц осуществлялась высокоскоростной CMOS-видеокамерой (частота кадров $f_{vc} = 200$ – 500 с⁻¹). Время одного эксперимента при неизменных условиях составляло $\sim(8$ – $14)$ с. Видеозапись обрабатывалась с помощью специальной программы, которая позволяла идентифицировать положения отдельных пылевых частиц в поле зрения видеосистемы.

Наблюдаемые пылевые структуры являлись системами кристаллического и жидкостного типов со средним межчастичным расстоянием l_p приблизительно от 750 до 1200 мкм. Большинство экспериментов выполнено для монослойных (двумерных) систем. В результате обработки видеозаписей были получены кинетические температуры T , скорости и ускорения пылевых частиц, их концентрации и парные корреляционные функции $g(l)$, а также функции массопереноса ($D(t) = \langle \Delta l^2 \rangle / (4t)$, где $\langle \Delta l^2 \rangle$ — среднеквадратичное смещение пылевых частиц).

Параметры исследуемых пылевых систем (r_d , l_p , $V_T^2 = 2T/M$) приведены в таблице. В ней представлены результаты измерений коэффициентов трения пылевых частиц ν_{fr} , характерной частоты их столкновений $\omega_{c1} = [|U''(l_p)| / (\pi M)]^{1/2}$ и эффективного параметра неидеальности Γ^* , измеренные методом, основанным на анализе процессов массопереноса $D(t)$ на малых временах наблюдения [27, 29]. Иллюстрацией расположения частиц в различных кластерах ($N_p = 11$, $N_p = 29$) являются рис. 6, *a, b*. На рис. 6, *c* показан фрагмент кадра видеозаписи протяжённого пылевого облака. (Полное число частиц, регистрируемое видеокамерой, составляло ~ 550 ; приблизительное количество частиц во всём пылевом слое 2000.) Парные корреляционные функции для различных экспериментов даны на рис. 7, *a, b*.

Для определения сил парного взаимодействия $F(l)$ были взяты четыре различные аппроксимации сил межчастичного взаимодействия, подробно описанные в [30–32]. Критерием корректности процедуры восстановления служило совпадение функций $F(l)$, полученных при использовании всех четырёх аппроксимаций, в пределах анализируемого пространственного диапазона l . Иллюстрация результатов восстановления $F(l)$ для разных экспериментов приведена на рис. 8, *a–c*. Так, на рис. 8, *a* символами показаны результаты восстановления для малых (кластерных) систем, выполненные с применением различных аппроксимаций сил парного взаимодействия, а на рис. 8, *c* представлены результаты для аппроксимаций протяжённых пылевых облаков. Легко увидеть, что результаты восстановления $F(l)$ с помощью аппроксимаций данной функции отличаются не более чем на 5–10 %.

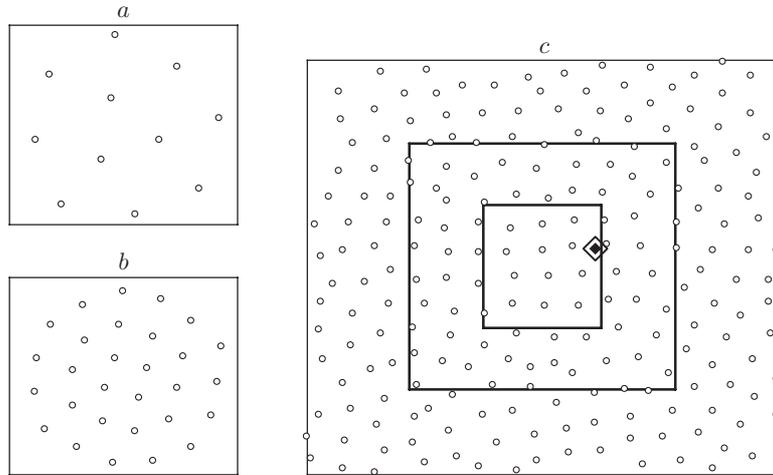


Рис. 6. Расположение пылевых частиц в экспериментах: a, b — пылевые кластеры; c — фрагмент протяжённой пылевой структуры (см. таблицу, эксперимент 3); сплошными линиями показаны различные варианты центральной ячейки внутри участка решения обратной задачи для части пылевого облака (♦ — восстановленное положение центра ловушки)

Для анализа поведения полученных функций $F(l)$ и его соответствия предположению об экранированном кулоновском взаимодействии между пылевыми частицами в плазме была выполнена аппроксимация экспериментальных данных (обозначенных символами на рис. 8, $a-c$) кривыми $f \propto \exp(-\kappa l/l_p)(1 + \kappa l/l_p)l^{-2}$ для разных диапазонов расстояний l . Получено хорошее соответствие восстановленного потенциала кулоновскому взаимодействию частиц ($F(l) \propto l^{-2}$) для малых кластерных систем. Аналогичная асимптотика была найдена и для анализируемых протяжённых пылевых структур на расстояниях $l > 2l_p$. При этом поведение восстановленной функции $F(l)$ на расстояниях, меньших или около среднего межчастичного ($l < l_p$), хорошо описывалось функцией $f \propto \exp(-l/l_p)(1 + l/l_p)l^{-2}$, что соответствовало экранированному кулоновскому потенциалу с параметром экраниро-

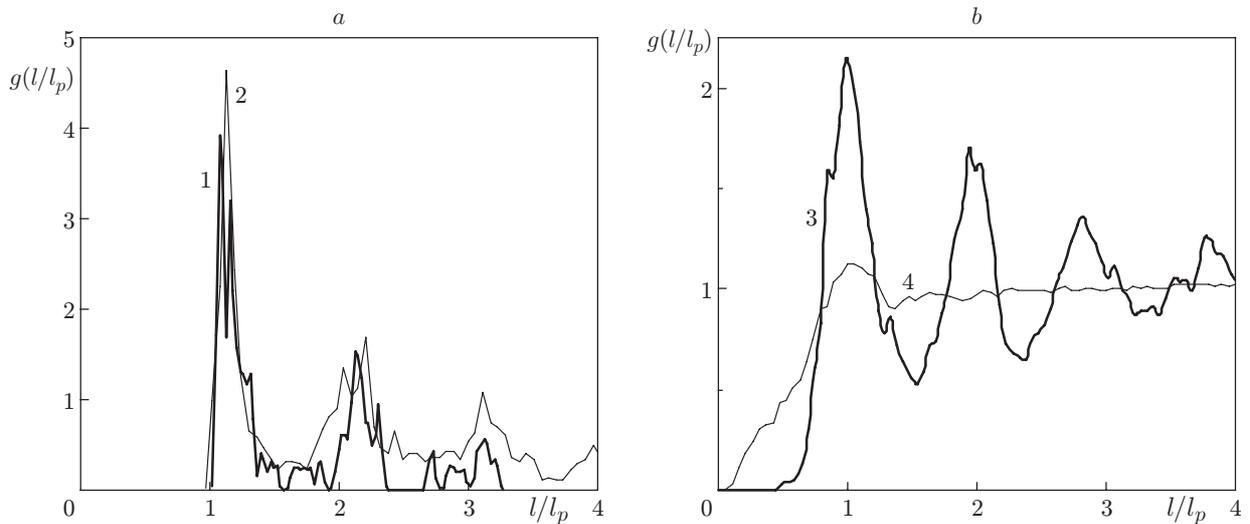


Рис. 7. Парные корреляционные функции для различных экспериментов (см. таблицу): a — для кластеров, b — для протяжённых пылевых структур

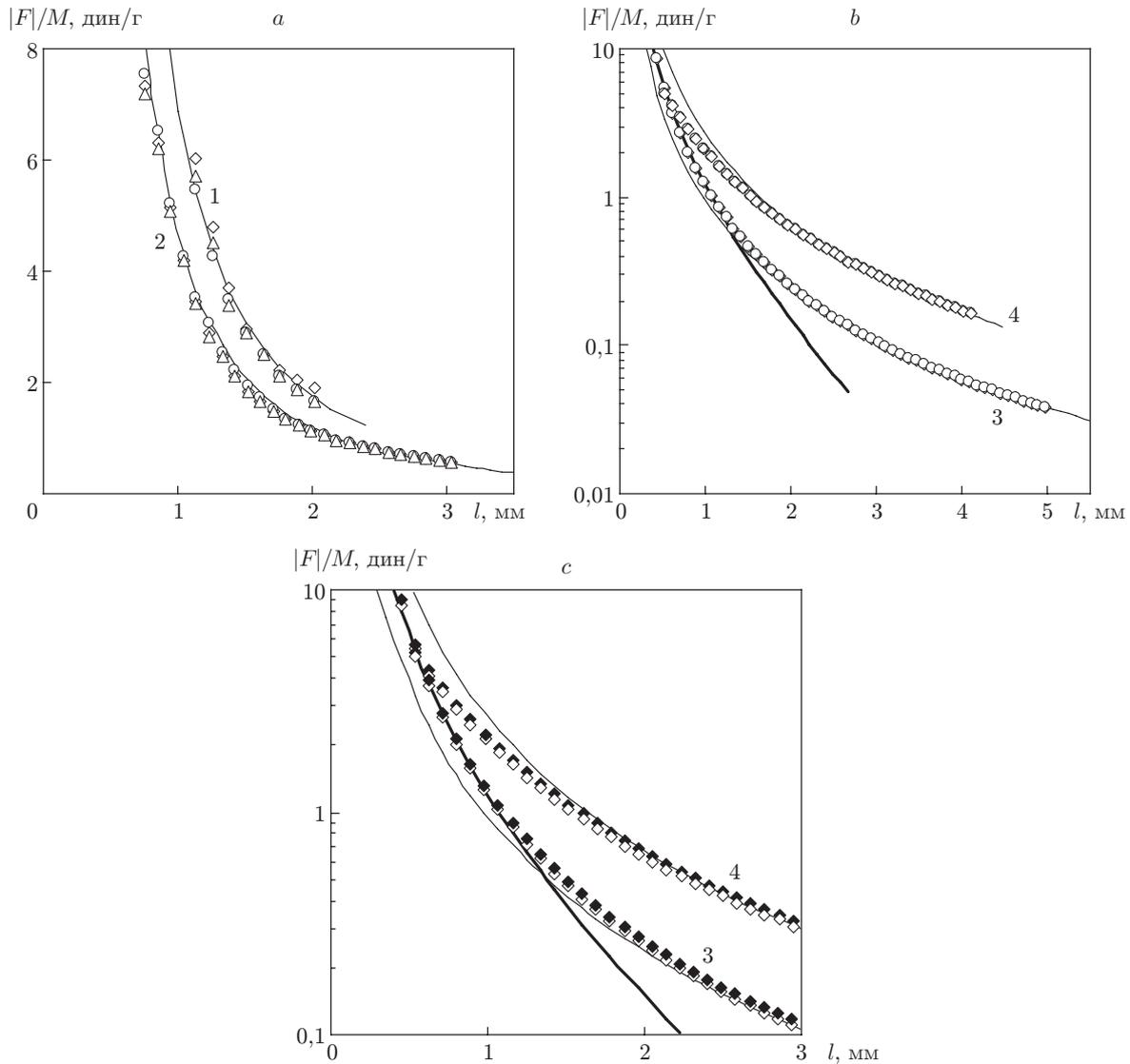


Рис. 8. Результаты восстановления $|F|/M$ с помощью различных аппроксимаций сил межчастичного взаимодействия: a, b — для разных экспериментов (см. таблицу), c — увеличенный фрагмент рис. b . Тонкие линии — аппроксимация полученных экспериментальных данных кривыми $f \propto l^{-2}$, жирная линия — $f \propto \exp(-l/l_p)(1 + l/l_p)l^{-2}$. Белые и чёрные символы для кривых 3 и 4 соответствуют результатам решения обратной задачи для различных участков пылевого облака (см. рис. 6, c)

вания $\kappa \equiv l_p/\lambda = 1$. Отметим, что полученная степенная асимптотика ($F(l) \propto l^{-2}$) сил межчастичного взаимодействия может объясняться как слабым экранированием в условиях анализируемых экспериментов, так и являться подтверждением теории ячеек, предполагающей кулоновское взаимодействие между некоторыми «эффективными» зарядами пылевых частиц в плазме на расстояниях l , больших $\sim l_p$, для неидеальных плазменно-пылевых систем, где величина $\Gamma = (eQ)^2/(l_p T) \gg 1$ [33, 34].

Характерная частота $\omega_{c2} = [|F'(l_p)| / (\pi M)]^{1/2}$, полученная из восстановленных функций $F(l)$, приведена в таблице. Легко увидеть, что её значение находится в согласии (в пределах экспериментальных ошибок $\sim (10-15)\%$) с величиной ω_{c1} , определённой независимым методом [27-29]. Исключение составляют измерения для многослойного пыле-

вого облака (эксперимент 4). В данном случае вследствие низкой корреляции частиц ($\Gamma^* \sim 4,5$) в область поля зрения видеосистемы могли попадать частицы другого слоя (см. рис. 7, *b*), что не сказывается на результатах анализа процессов массопереноса $D(t)$. Однако в случае предлагаемой методики это могло привести к существенному искажению функций $F(l)$ в области малых межчастичных расстояний l . Найденные значения характерных частот (ω_{c1} и ω_{c2}) использовались для определения зарядов пылевых частиц Q . При этом для экспериментов 1, 2 и 4 предполагалось их кулоновское взаимодействие ($U''(l_p) \equiv |F'(l_p)| = 2(eQ)^2/l_p^3$), а для эксперимента 3 парные силы задавались в приближении Юкавы: $|F(l)| = 2(eQ/l)^2 \exp(-\kappa l/l_p)(1 + \kappa l/l_p)$, где $\kappa \equiv l_p/\lambda = 1$.

Для проверки справедливости предположения парного взаимодействия между пылевыми частицами в условиях анализируемых экспериментов (т. е. потенциальности сил $F(l)$) измерения выполнялись для различных выборок частиц. Так, например, обратная задача в пылевом слое была решена для различного числа частиц N_p^* в центральной ячейке анализируемого кадра видеозаписи ($N_p^* \sim 10-50$, см. рис. 6, *c*). Во всех случаях разница в восстановленных функциях $F(l)$ составляла менее 5–7 % (см. рис. 8, *b*).

Результаты измерения радиальных сил $|F_{pt}|/M$, действующих на пылевые частицы в электростатической ловушке, приведены на рис. 9 и даны в таблице ($\alpha_1 = d_1/M$). При восстановлении использовались как линейные аппроксимации функции $F_{pt}(r)$, так и степенные полиномы более высоких порядков. Заметного влияния степени полинома на результаты определения парных сил отмечено не было. Сравнение полученных значений α_1 с величиной α_2 , определяющей соотношение между числом частиц в пылевом монослое и градиентом поля линейной ловушки [35]:

$$\alpha_2 \approx \frac{2\pi(eQ)^2}{(N+1)Ml_p^3}, \quad (15)$$

показало их хорошее согласие (см. таблицу). Здесь $N \cong R/l_p \approx (N_p/\pi)^{1/2}$ — число межчастичных расстояний в радиусе слоя R . Для оценки величины α_2 в протяжённом пылевом монослое (эксперимент 3) использовались значения $N_p = 1500-2000$.

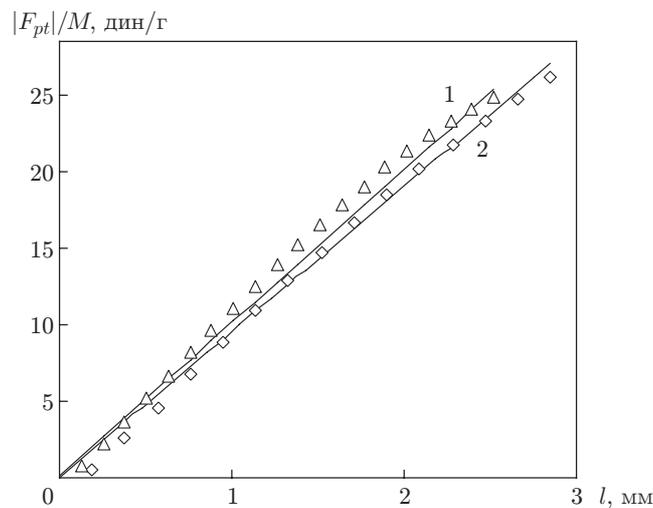


Рис. 9. Результаты восстановления электростатической силы ловушки $|F_{pt}|/M$ для экспериментов с кластерами (см. таблицу) для линейной (сплошные кривые) и кубической (символы) аппроксимаций

Заключение. Таким образом, проведено экспериментальное изучение формирования сильнонеидеальных кулоновских систем из большого числа ($\sim 10^4$) заряженных диамагнитных макрочастиц графита размерами 100, 200, 300 и 400 мкм в магнитной ловушке антипробкотронного типа в условиях микрогравитации на МКС. Предложен метод определения магнитной восприимчивости материала частиц, основанный на исследовании колебаний центра масс кулоновского ансамбля, проведен расчёт заряда частиц. Выполнено численное моделирование формирования сильнонеидеальных кулоновских систем из нескольких сотен диамагнитных частиц графита в антипробкотронном магнитном поле в условиях микрогравитации.

Эксперименты при температуре 4,2 К обнаруживают совершенно новые свойства плазменно-пылевых структур, которые ранее при комнатной температуре не наблюдались и не были предсказаны. Такими свойствами являются: стремление пылевых структур принять сферическую форму («сфероидизация»), возникновение у пылевой структуры свободных границ. Причины, лежащие в основе этих свойств, требуют дальнейшего подробного экспериментального и теоретического рассмотрения.

Продемонстрирована сверхвысокая зарядка пылевых макрочастиц при непосредственном воздействии электронного пучка. Заряд, приобретаемый частицами, составил $Q \approx 5 \cdot 10^7 e$, что соответствует удельному заряду $10^6 e$ на микрон. Это более чем на два порядка превышает характерные значения заряда частиц такого же размера в традиционно используемых газовых разрядах. Относительная погрешность результатов равна 50 %. Нагрев материала макрочастиц в результате взаимодействия с пучком электронов составил $\Delta T = 180$ К.

В данной работе также экспериментально изучено броуновское движение взаимодействующих пылевых частиц в слабоионизованной газоразрядной плазме. Эксперименты проводились в плазме ВЧ-разряда для малых кластерных и протяжённых плазменно-пылевых систем, содержащих пылевые частицы различных размеров. Исследовалось влияние количества пылевых частиц и величины коэффициента трения на формирование разных режимов их движения. Представлена новая аналитическая модель для описания перехода от баллистического к диффузионному режиму движения частиц для различных условий их наблюдения.

Предложен новый метод для определения сил парного межчастичного взаимодействия (соответственно парного потенциала). Метод основан на решении обратной задачи, описывающей движение взаимодействующих частиц системой уравнений Ланжевена, и позволяет восстанавливать параметры внешнего удерживающего потенциала, не опираясь на априорную информацию о коэффициентах трения частиц. Представлены результаты экспериментальной апробации метода для анализа взаимодействия пылевых частиц в лабораторной плазме ёмкостного ВЧ-разряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Vladimirov S. V., Ostrikov K.** Dynamic self-organization phenomena in complex ionized gas systems: new paradigms and technological aspects // *Phys. Rep.* 2004. **393**, Is. 3–6. P. 175–380.
2. **Vaulina O. S., Petrov O. F., Fortov V. E. et al.** Three-particle correlations in nonideal dusty plasma // *Phys. Rev. Lett.* 2004. **93**, N 3. 035004.
3. **Morfill G. E., Ivlev A. V., Khrapak S. A. et al.** Ten years of plasma crystals — from ICPiG (Bochum) to ICPiG (Greifswald) // *Contrib. Plasma Phys.* 2004. **44**, Is. 5–6. P. 450–457.
4. **Fortov V. E., Petrov O. F., Vaulina O. S.** Dusty-plasma liquid in the statistical theory of the liquid state // *Phys. Rev. Lett.* 2008. **101**, Is. 19. 195003.
5. **Shukla P. K., Eliasson B.** Colloquium: Fundamentals of dust-plasma interactions // *Rev. Mod. Phys.* 2009. **81**, N 1. P. 25–44.

6. **Dubin D. H. E., O'Neil T. M.** Trapped nonneutral plasmas, liquids, and crystals (the thermal equilibrium states) // *Rev. Mod. Phys.* 1999. **71**, N 1. P. 87–172.
7. **Cole M. W.** Electronic surface states of liquid helium // *Rev. Mod. Phys.* 1974. **46**, N 3. P. 451–464.
8. **Савин С. Ф., Дьячков Л. Г., Васильев М. М. и др.** Формирование кулоновских кластеров заряженными диамагнитными макрочастицами в неоднородном магнитном поле // *Письма в ЖТФ.* 2009. **35**, вып. 24. С. 42–51.
9. **Savin S. F., D'yachkov L. G., Vasiliev M. M. et al.** Clusters of charged diamagnetic particles levitating in nonuniform magnetic field // *Europhys. Lett.* 2009. **88**, N 6. 64002.
10. **Berry M. V., Geim A. K.** Of flying frogs and levitrons // *Eur. Journ. Phys.* 1997. **18**, N 4. P. 307–313.
11. **Geim A.** Everyone's magnetism // *Phys. Today.* 1998. **51**, N 9. P. 36–39.
12. **Fortov V. E., Ivlev A. V., Khrapak S. A. et al.** Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives // *Phys. Rep.* 2005. **421**, Is. 1–2. P. 1–103.
13. **Savin S. F., D'yachkov L. G., Myasnikov M. I. et al.** The formation of Coulomb clusters in a magnetic trap // *Phys. Scr.* 2012. **85**, N 3. 035403.
14. **Савин С. Ф., Марков А. В., Петров О. Ф., Фортов В. Е.** Электромагнит для проведения экспериментов на борту РС МКС // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.* 2004. № 6. С. 55–56.
15. **Савин С. Ф., Дьячков Л. Г., Мясников М. И. и др.** Кулоновский ансамбль заряженных диамагнитных макрочастиц в неоднородном магнитном поле в условиях микрогравитации // *Письма в ЖЭТФ.* 2011. **94**, вып. 7. С. 548–552.
16. **Petrov O. F., Myasnikov M. I., D'yachkov L. G. et al.** Coulomb clusters of dust particles in a cusp magnetic trap under microgravity conditions // *Phys. Rev. E.* 2012. **86**, N 3, Pt. 2. 036404.
17. **Antipov S. N., Asinovskii E. I., Fortov V. E. et al.** Dust structures in cryogenic gas discharges // *Phys. Plasmas.* 2007. **14**, N 9. 090701.
18. **Антипов С. Н., Асиновский Э. И., Кириллин А. В. и др.** Заряд и структуры пылевых частиц в газовом разряде при криогенных температурах // *ЖЭТФ.* 2008. **133**, № 4. С. 948–956.
19. **Vasiliev M. M., Antipov S. N., Petrov O. F.** Large-scale vortices in dc glow discharge dusty plasmas // *Journ. Phys. A: Math. Gen.* 2006. **39**, N 20. P. 4539–4547.
20. **Васильев М. Н., Ворона Н. А., Гавриков А. В. и др.** Аномально высокая зарядка дисперсных частиц электронным пучком с энергией электронов 25 keV // *Письма в ЖТФ.* 2010. **36**, № 24. С. 54–60.
21. **Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space** /Eds. V. E. Fortov, G. E. Morfill. CRC Press, 2010. 440 p.
22. **Френкель Я. И.** Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975. 592 с.
23. **Chandrasekhar S.** Stochastic problems in physics and astronomy // *Rev. Mod. Phys.* 1943. **15**, N 1. P. 1–114.
24. **Photon Correlation and Light Beating Spectroscopy** /Eds. H. Z. Cummins, E. R. Pike. N. Y.: Plenum, 1974. 584 p.
25. **Kubo R.** Brownian motion and nonequilibrium statistical mechanics // *Science.* 1986. **233**, N 4761. P. 330–334.
26. **Овчинников А. А., Тимашев С. Ф., Белый А. А.** Кинетика диффузионно-контролируемых химических процессов. М.: Химия, 1986. 288 с.

27. Ваулина О. С., Адамович К. Г. Анализ процессов массопереноса в неидеальных диссипативных системах (численное моделирование) // ЖЭТФ. 2008. **133**, № 5. С. 1091–1100.
28. Vladimirov S., Ostrikov K., Samarian A. Physics and Applications of Complex Plasmas. London: Imperial College Press, 2005. 439 p.
29. Ваулина О. С., Адамович К. Г., Петров О. Ф., Фортгов В. Е. Анализ процессов массопереноса в неидеальных диссипативных системах (эксперименты в пылевой плазме) // ЖЭТФ. 2008. **134**, № 2. С. 367–380.
30. Vaulina O. S., Lisin E. A., Gavrikov A. V. et al. Determination of pair interaction forces between particles in nonideal dissipative systems // Phys. Rev. Lett. 2009. **103**, N 3. 035003.
31. Ohta H., Hamaguchi S. Molecular dynamics evaluation of self diffusion in Yukawa systems // Phys. Plasmas. 2000. **7**, N 11. P. 4506–4514.
32. Ваулина О. С., Лисин Е. А., Гавриков А. В. и др. Анализ парного межчастичного взаимодействия в неидеальных диссипативных системах // ЖЭТФ. 2010. **137**, № 4. С. 751–766.
33. Ziman J. M. Models of Disorder. N. Y.: Cambridge Univ. Press, 1979. 542 p.
34. Yakubov I. T., Khrapak A. G. Thermophysical and electrophysical properties of low-temperature plasma with condensed disperse phase // Thermal Phys. Rev.: Soviet Technol. Rev. B. 1989. **2**. P. 269–337.
35. Vaulina O. S., Koss (Adamovich) X. G., Vladimirov S. V. The dynamics of formation of monolayer dust structures in a confining electric field // Phys. Scr. 2009. **79**, N 3. 035501.

Поступила в редакцию 31 января 2014 г.
