

ДИНАМИКА МАКРОЧАСТИЦ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ (первые эксперименты на МКС)

В. Е. Фортвов, О. С. Ваулина, О. Ф. Петров,
В. И. Молотков, А. В. Чернышев, А. М. Лунаев*

*Институт теплофизики экстремальных состояний Российской академии наук
127412, Москва, Россия*

Г. Морфилл, Х. Томас, Х. Ротермел, С. Храпак

*Институт внеземной физики общества М. Планка
85740, Гархинг, Германия*

Ю. П. Семенов, А. И. Иванов, С. К. Крикалев

*Ракетно-космическая корпорация «Энергия» им. С. П. Королева
141070, Королев, Московская обл., Россия*

Ю. П. Гидзенко

*Центр подготовки космонавтов им. Ю. А. Гагарина
141160, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 6 ноября 2002 г.

Приведены результаты экспериментального исследования транспорта макрочастиц в пылевой плазме емкостного высокочастотного разряда в условиях микрогравитации. Экспериментальные данные были получены для монодисперсных полимерных частиц радиусом $a_p = 1.7$ мкм в широком диапазоне параметров плазмы на Международной космической станции (МКС). Представлен анализ динамики макрочастиц в сильнонеидеальной пылевой плазме, включая процессы диффузии и формирование пылевых вихрей.

PACS: 52.25.Uь, 52.25.Zь, 82.70.Dь

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевая плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий заряженные частицы вещества (пыль) микронных размеров. Такая плазма является хорошей экспериментальной моделью для изучения различных транспортных явлений в системах взаимодействующих частиц, которые представляют широкий интерес как в области физики неидеальной плазмы, так и в других областях естественных наук, таких как физика конденсированных сред, химия, физика атмосферы, астрономия и т. д.

Благодаря своему размеру пылевые частицы в лабораторной плазме могут быть сняты видеокамерой, что значительно упрощает применение прямых бесконтактных методов для их диагностики. Основным механизмом зарядки пылевых частиц в газоразрядной плазме являются потоки электронов и ионов. В результате более высокой подвижности электронов микронные макрочастицы могут приобретать значительный отрицательный заряд (порядка 10^3 – 10^5 заряда электрона) и электростатически взаимодействовать между собой.

Основным источником диссипации кинетической энергии макрочастиц в слабоионизованной плазме газовых разрядов являются их столкновения с ней-

*E-mail: industpl@redline.ru

тралами буферного газа. Следует отметить, что лабораторная пылевая плазма является открытой диссипативной системой, принимая во внимание внешние поля (электрические, гравитация и т. д.) и силы (ионное увлечение, термофорез и т. д.), действующие на частицы со стороны окружающей плазмы, а также процессы зарядки макрочастиц, которые определяются потоками окружающей плазмы на поверхность частицы. При изменении параметров плазмы заряд макрочастиц может зависеть от времени и от положения частицы. Совместное действие сил межчастичного взаимодействия с процессами диссипации в такой плазме может приводить к формированию как стационарных пылевых структур (подобных жидкости или твердому телу), так и к сложным колебательным или хаотическим режимам [1–10]. В стандартных лабораторных условиях наблюдаемые пылевые структуры удерживаются в поле тяжести Земли электрическим полем страты (в тлеющем разряде постоянного тока) или приэлектродного слоя (в ВЧ-разряде) [1–3], а гравитационное поле оказывает ограничивающее влияние на результаты экспериментов.

В последнее время значительное внимание уделяется экспериментальным исследованиям пылевой плазмы в условиях микрогравитации [6–11]. Такие эксперименты позволяют изучать широкий круг явлений (фотоэмиссионная зарядка атмосферного аэрозоля, амбиполярная диффузия, динамика массивных пылевых частиц большого размера (> 100 мкм) и т. д.), наблюдение которых невозможно в лабораториях на Земле [6–8, 11]. Одним из существенных преимуществ экспериментов в условиях микрогравитации является возможность исследований в широком диапазоне параметров пылевой плазмы, не ограниченном условиями, обеспечивающими левитацию частиц в поле тяжести. В недавних экспериментах, выполненных в пылевой плазме ВЧ-разряда на Международной космической станции (МКС), российско-германской группой ученых обнаружен ряд новых явлений (формирование сложных кристаллических решеток, нелинейные волны, разноименная зарядка макрочастиц и т. д.), аналоги которых отсутствуют в обычных лабораторных условиях [10]. Данный эксперимент получил название «Плазменный кристалл-3» (ПК-3), так как явился продолжением исследовательских работ по изучению пылевой плазмы в условиях микрогравитации, начатых в 1997 г. на орбитальном комплексе «Мир» группой ученых Института теплофизики экстремальных состояний совместно с РКК «Энергия» [6–8, 11].

В данной работе представлена часть результатов, полученных в ходе экспериментов ПК-3, которая относится к исследованию транспортных процессов, таких как диффузия макрочастиц в сильнонеидеальной пылевой плазме и динамика формирования пылевых вихрей. В первом разделе статьи рассматриваются различные транспортные характеристики пылевых частиц в плазме (такие как заряд, коэффициент диффузии, парная корреляционная функция), приведены результаты численного моделирования динамики макрочастиц в системах Юкавы, а также рассмотрен один из возможных механизмов формирования пылевых вихрей. Во втором разделе работы приведены результаты и анализ экспериментов, которые проводились для монодисперсных полимерных частиц радиусом $a_p \approx 1.7$ мкм (плотность $\rho_p \approx 1.5$ г · см⁻³, масса $m_p \approx 3.1 \cdot 10^{-11}$ г) в широком диапазоне параметров плазмы, который обеспечивался путем изменения давлений $P = 0.36$ – 0.98 мбар и мощности $W = 0.15$ – 0.98 Вт емкостного ВЧ-разряда в аргоне. Плотность n_p макрочастиц в пылевом облаке варьировалась в пределах от $0.95 \cdot 10^5$ до $1.25 \cdot 10^5$ см⁻³.

Эксперимент ПК-3 является первым физическим экспериментом, выполненным на борту Международной космической станции. Экспериментальная аппаратура была доставлена на борт МКС в феврале 2001 г., и первая серия исследований была осуществлена российскими космонавтами С. Крикалевым и Ю. Гидзенко при участии американского астронавта У. Шепарда в марте 2001 г.

Огромная заслуга в постановке и осуществлении эксперимента ПК-3 принадлежит профессору А. П. Нефедову, скончавшемуся незадолго до начала эксперимента. Участники эксперимента посвящают его светлой памяти А. П. Нефедова.

2. ТРАНСПОРТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАКРОЧАСТИЦ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

2.1. Заряд макрочастиц

Кинетика зарядки пылевых частиц в плазме определяется уравнением

$$\frac{dZ_p}{dt} = \sum_j I_j, \quad (1)$$

где суммирование проводится по всем потокам заряженных частиц I_j , поглощаемых либо эмитируемых пылевой частицей. В стационарном состоянии $dZ_p/dt = 0$, чем и определяется равновесный заряд $\langle Z_p \rangle$ пылевых частиц. Для сферической части-

цы связь заряда Z_p пылевой частицы с потенциалом φ_s ее поверхности определяется соотношением

$$Z_p e \approx a_p \varphi_s, \quad a_p \ll \lambda,$$

где λ — радиус экранирования пылевой частицы ионами и электронами окружающей плазмы.

В основе большинства теоретических моделей зарядки частиц размерами $a_p < l_{e(i)}$ ($l_{e(i)}$ — длина свободного пробега электронов (ионов) в плазме) лежит приближение ограниченных орбит (ОМЛ-теория). Расчет потоков $I_{e(i)}$ электронов (ионов), имеющих максвелловский спектр скоростей с температурой $T_{e(i)}$, на отрицательно заряженную сферическую частицу в рамках ОМЛ-теории дает для равновесного заряда частиц [12, 13]

$$\exp(-z) = \frac{v_{Ti}}{v_{Te}} \left(1 + z \frac{T_e}{T_i} \right) (1 + z\chi), \quad (2)$$

где

$$v_{Te(i)} = \left(\frac{8T_{e(i)}}{\pi m_{e(i)}} \right)^{1/2}$$

— средняя тепловая скорость электронов (ионов), а $m_{ie(i)}$ и $n_{e(i)}$ — соответственно их масса и концентрация, величина параметра χ задается соотношением

$$\chi = \frac{|Z_p| n_p}{z n_e}, \quad (3)$$

а параметр z пропорционален отношению потенциала поверхности φ_s пылевой частицы к температуре электронов:

$$z = \frac{|Z_p| e^2}{a_p T_e}. \quad (4)$$

Величина параметра z определяется ионами буферного газа и для аргона составляет $z \approx 2-4$ для большинства условий экспериментов в газоразрядной плазме [12–14]. Численные расчеты показывают, что для тепловых потоков электронов (ионов) при $\chi < 1$ величина параметра z меняется незначительно и близка к значению $z \approx 2.9$ для случая уединенной частицы. В плотном пылевом облаке с $\chi > 1$ будет происходить уменьшение величин z и φ_s [12, 14], которое в отдельных случаях может быть частично компенсировано за счет роста электронной температуры в условиях изменения процессов равновесной ионизации в газовом разряде [11].

Поскольку разряды в инертных газах обычно контролируются процессом амбиполярной диффузии (рекомбинацией плазмы на стенках газоразрядной трубки), влияние пылевых частиц на процессы равновесной ионизации будет существенным только в том случае, если частота потерь электронов ν_{ep} на

частицах в пылевом облаке сопоставима или много выше частоты ν_{ab} диффузионных потерь электронов [11, 15]:

$$\nu_{ab} \approx D_a / \Lambda_d^2, \quad (5)$$

где $D_a \approx \mu_i T_e / e$ — коэффициент амбиполярной диффузии при $T_e \gg T_i$, μ_i — подвижность ионов ($P \mu_i \approx 1250$ Торр · см²/В · с для аргона [15]), а Λ_d — некоторый характерный масштаб. Для цилиндра радиусом R и длиной L имеем [15]

$$\Lambda_d^2 \approx ((2.4/R)^2 + (\pi/L)^2)^{-1}.$$

Частоту ν_{ep} потерь электронов на частицах в пылевом облаке можно оценить как

$$\nu_{ep} \approx \pi a_p^2 n_p v_{Te} \exp(-z), \quad (6)$$

откуда для типичных условий экспериментов для ВЧ-разряда в аргоне ($P \approx 0.25-1$ Торр, $T_e \approx 1-3$ эВ) с частицами радиусом $a_p \approx 2$ мкм при $\Lambda_d \approx 1$ см и $z = 2-4$ получим, что частота ν_{ep} потерь электронов на частицах в пылевом облаке будет сравнима или выше частоты ν_{ab} диффузионных потерь ($\nu_{ep} > \nu_{ab}$) при концентрациях пыли $n_p > 10^4$ см⁻³. Таким образом, можно предположить, что протекание разряда в условиях эксперимента (см. Введение, $n_p \approx 10^5$ см⁻³) может существенным образом зависеть от процессов рекомбинации плазмы на поверхности пылевых частиц.

2.2. Потенциал межчастичного взаимодействия

Принято считать, что пылевые частицы в слабоионизованной плазме взаимодействуют друг с другом посредством экранированного кулоновского потенциала (потенциала Юкавы)

$$\varphi = e Z_p \exp(-l/\lambda)/l, \quad (7)$$

где l — расстояние. Данное предположение согласуется с результатами измерений радиальных (перпендикулярных к силе тяжести Земли) сил взаимодействия между двумя частицами, выполненных в работе [16]. Тем не менее следует отметить по крайней мере две существенные причины, вследствие которых вид потенциала, определяющего силы межчастичного взаимодействия, может значительно отличаться от приведенного выше [16–22]. Первая из них может быть связана с наличием сил притяжения между пылевыми частицами за счет поляризации окружающей плазмы или других эффектов,

вызываемых «затемнением» направленных плазменных потоков [17–20]. Вопрос о наличии сил притяжения в пылевых системах активно исследуется в ряде теоретических и экспериментальных работ. Однако убедительные экспериментальные подтверждения существования сил притяжения в пылевых системах отсутствуют по настоящее время.

Вторая причина состоит в том, что плавающий потенциал φ_s на поверхности частиц по порядку величины равен энергии электронов и значительно превышает энергию ионов, поэтому экранировка частиц существенно нелинейна. Кроме того, на поверхности частиц происходит электрон-ионная рекомбинация, в результате чего вблизи пылевой частицы отсутствует обратный поток ионов (электронов), а их функции распределения не являются максвелловскими. Поэтому асимптотическое поведение потенциала на достаточно больших расстояниях от частицы перестает подчиняться соотношению (7), а зависит от расстояния степенным образом:

$$\varphi \approx eZ_p a_p / l^2.$$

Этот эффект хорошо изучен в теории сферических электрических зондов [22]. Расчеты структуры экранирующего облака в бесстолкновительном режиме с учетом нелинейности уравнения Пуассона и немасвелловских спектров скоростей для плазменных частиц представлены в работе [21]. Было показано, что экранировка уединенных частиц с размерами $a_p \approx 2\lambda_i - \lambda_e$ (где λ_i и λ_e — ионный и электронный радиусы Дебая) определяется величиной λ_e , а для частиц с размерами $a_p \ll \lambda_i$ — величиной λ_i , на расстояниях $l < l_D \approx (5-7)\lambda_i$ от поверхности частицы. С ростом размера частиц, $a_p > \lambda_e$, эффективная длина экранирования λ может значительно превышать величину λ_e . Наличие «недебаевской» экранировки в пылевом облаке с концентрацией n_p на средних расстояниях $l_p = n_p^{-1/3} > l_D$ может приводить к ослаблению влияния концентрации окружающей плазмы на межчастичное взаимодействие в пылевом облаке и, как следствие, к увеличению отталкивания между частицами.

2.3. Моделирование динамики макрочастиц в пылевой плазме

Корректное моделирование транспорта макрочастиц в пылевой плазме требует применения метода молекулярной динамики, основанного на решении системы обыкновенных дифференциальных уравнений с силой Ланжевена F_{br} , учитывающей случайные толчки окружающих молекул газа или

другие стохастические процессы, например, случайные флуктуации заряда частиц, приводящие к росту их кинетической температуры T_p [3, 5, 14, 23] над температурой T_n окружающего газа. Для моделирования микроскопических транспортных процессов в однородных протяженных облаках взаимодействующих макрочастиц наряду со случайными силами F_{br} , которые являются источником стохастического движения частиц, в системе из N_p уравнений движения (где N_p — количество частиц) учитываются силы парного межчастичного взаимодействия F_{int} :

$$m_p \frac{d^2 \mathbf{l}_k}{dt^2} = \sum_j F_{int}(l) |_{l=|\mathbf{l}_k - \mathbf{l}_j|} \frac{\mathbf{l}_k - \mathbf{l}_j}{|\mathbf{l}_k - \mathbf{l}_j|} - m_p \nu_{fr} \frac{d\mathbf{l}_k}{dt} + \mathbf{F}_{br}, \quad (8)$$

а также используют периодические граничные условия. Здесь

$$F_{int}(l) = -eZ_p \frac{\partial \varphi}{\partial l},$$

$l = |\mathbf{l}_k - \mathbf{l}_j|$ — межчастичное расстояние, m_p — масса частицы, ν_{fr} — коэффициент трения пылевых частиц, который определяется частотой их столкновений с нейтралами окружающего газа и может быть получен в рамках свободного молекулярного приближения, если размеры частицы меньше длины l_n свободного пробега нейтралов буферного газа ($a_p \ll l_n$) [24]. Для аргона при комнатной температуре l_n [мкм] $\approx 62/P$ [мбар], а коэффициент трения сферической частицы можно записать в виде ν_{fr} [с⁻¹] $\approx 860P$ [мбар]/(a_p [мкм] ρ_p [г·см⁻³]).

В условиях локального термодинамического равновесия пылевой системы среднее значение случайной силы

$$\langle F_{br} \rangle = 0,$$

а автокорреляционная функция [25, 26]

$$\langle F_{br}(0)F_{br}(t) \rangle = 6T_p m_p \nu_{fr} \delta(t)$$

описывает дельта-коррелированный гауссов процесс. Здесь $\delta(t)$ — дельта-функция, а $\langle \rangle$ обозначают усреднение по времени. Для моделирования равновесных случайных процессов в пылевом облаке могут быть использованы случайные приращения импульса макрочастиц

$$p_{br}^x = m_p (2T_p \nu_{fr} \Delta t / m_p)^{1/2} \psi_j,$$

где p_{br}^x — приращение импульса на одну степень свободы, а ψ_j — некоторая случайная величина, распределенная по нормальному закону со среднеквадратичным отклонением, равным 1. Для корректного

моделирования случайных сил в рассматриваемой системе шаг интегрирования Δt уравнений (8) по времени должен удовлетворять условию

$$\Delta t \ll \max\{\nu_{fr}, \omega^*\},$$

где величина ω^* характеризует частоту столкновений заряженных макрочастиц между собой.

Для жидкостных систем Юкавы с параметром экранирования

$$\kappa = l_p/\lambda < 6-7$$

характерная пылевая частота ω^* может быть записана в виде [27]

$$\omega^* = eZ_p^*(n_p/\pi m_p)^{1/2}, \quad (9)$$

где Z_p^* — величина эффективного заряда макрочастиц:

$$Z_p^* = Z_p \left\{ (1 + \kappa + \kappa^2/2) \exp(-\kappa) \right\}^{-1/2}. \quad (10)$$

Соотношение между межчастичным взаимодействием и диссипацией в пылевой системе будет определяться отношением

$$\xi = \omega^*/\nu_{fr}, \quad (11)$$

которое является параметром масштабирования для различных динамических процессов в диссипативных пылевых структурах, например, для процессов диффузии макрочастиц и для динамики формирования вихревых движений [23, 26–28]. Исходя из анализа условий эксперимента для частиц с радиусом $a_p \approx 2$ мкм при изменении их концентрации n от 10^3 до 10^6 см $^{-3}$, а давления P газа от 1 до 0.01 Торр, получим для параметра масштабирования следующий диапазон:

$$\xi \approx 0.02-5.$$

Динамика макрочастиц в диссипативных ($\nu_{fr} \neq 0$) протяженных системах Юкавы исследовалась в ряде работ для параметров, близких к условиям экспериментов в газоразрядной плазме ($\xi \approx 0.02-4$) [26–30]. Результаты численного моделирования показывают, что вязкость буферного газа практически не влияет на степень корреляции макрочастиц в рассматриваемых системах, а для анализа фазового состояния рассмотренных трехмерных систем можно использовать эффективный параметр неидеальности

$$\Gamma^* = (Z_p^*e)^2/T_p l_p. \quad (12)$$

Нормированный параметр Γ^* полностью определяет корреляцию макрочастиц (возникновение как дальнего, так и ближнего порядка в пылевой системе) в диссипативных системах Юкавы от $\Gamma^* < 1$ до точки ее кристаллизации. При увеличении параметра $\Gamma^* \rightarrow \Gamma_m^* = 106$ (при $\kappa < 6$) формируется объемно-центрированная кристаллическая структура [29–32]. Есть предположение, что переход неидеальной системы в сильнокоррелированную жидкость осуществляется при значениях $\Gamma^* \approx 22-24$, когда в ходе численного эксперимента наблюдается явление формирования упорядоченных групп макрочастиц (кластеров), которое сопровождается скачкообразным уменьшением положения первого максимума парной корреляционной функции и коэффициента диффузии макрочастиц [29, 30].

Зависимости величины первых максимумов g_{max} парной корреляционной функции $g(l)$ и их положений ($l = d_{max}$) от величины Γ^* (12) приведены на рис. 1а для различных параметров системы Юкавы. Резкое увеличение (скачок) величины g_{max} от 2.65 до 3.1 наблюдается в диапазоне изменения нормированного параметра Γ^* неидеальности от точки кристаллизации $\Gamma_c^* \approx 102-104$ к точке плавления системы $\Gamma_m^* \approx 106-107$, где положение первого максимума функций $g(l)$ изменяется от $l \approx 1.075l_p$ до характерного шага объемно-центрированной решетки $d_{max} \approx (3\sqrt{3}/n_p 4)^{1/3} \approx 1.092l_p$ (см. рис. 1б) [29, 30]. В этом же диапазоне значений параметров неидеальности ($\Gamma^* \approx 102-107$) коэффициент диффузии частиц, полученный путем численного моделирования, резко уменьшается (более чем на два порядка) [16, 29, 30].

Коэффициент диффузии взаимодействующих макрочастиц может быть получен из соотношения [26]

$$D(t) = \langle (\mathbf{l}(t) - \mathbf{l}(0))_N^2 \rangle_t / 6t, \quad (13)$$

где $\mathbf{l}(t)$ — смещение отдельной частицы, а $\langle \rangle_N$ и $\langle \rangle_t$ — усреднения соответственно по ансамблю N и по времени t . Данное соотношение следует из рассмотрения диффузионного переноса частиц через единичную площадку в однородной среде и аналогично известной формуле Грина–Кубо [33]. При выводе этих формул не делается никаких предположений о характере теплового движения, поэтому они справедливы как для газов, так и для жидкостей и твердых тел.

На рис. 2 представлена зависимость отношения коэффициента диффузии $D(t)$ взаимодействующих

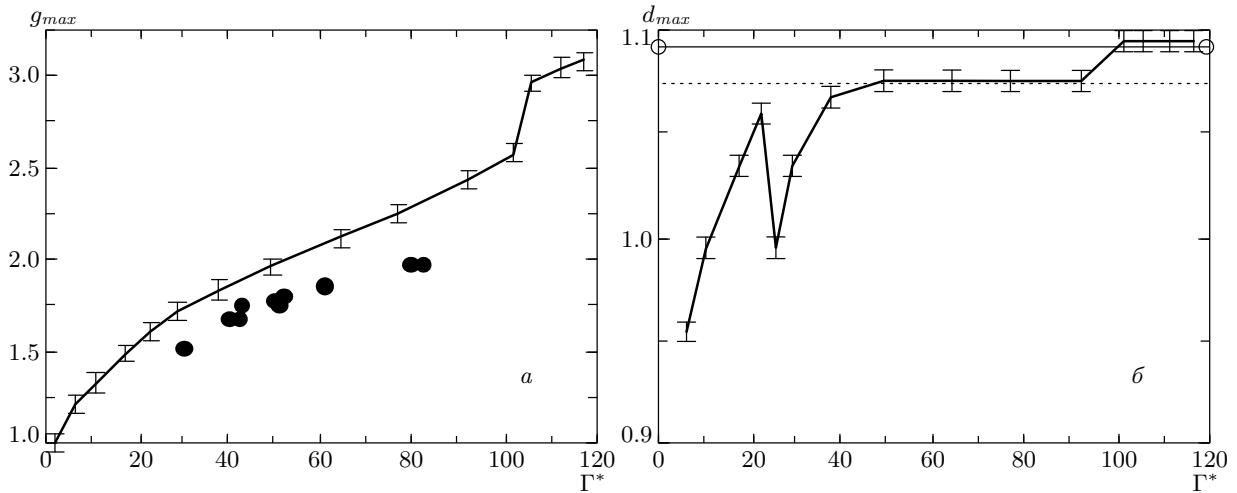


Рис. 1. Зависимости первых максимумов g_{max} парной корреляционной функции (а), а также их относительного положения d_{max}/l_p (б) от Γ^* . На рисунке указаны интервалы абсолютных отклонений величин для различных случаев расчета ($\xi = 0.05-1.22$). Кружками обозначены результаты определения g_{max} экспериментальных корреляционных функций в зависимости от значений Γ^* , восстановленных по измерениям коэффициента диффузии D макрочастиц

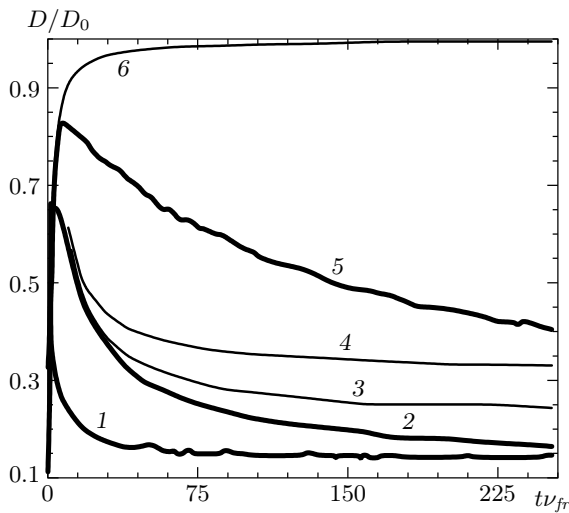


Рис. 2. Зависимости отношения коэффициента диффузии $D(t)$ заряженных частиц к D_0 от tv_{fr} при различных значениях параметра ξ и Γ^* : 1 — $\xi = 1.22, \Gamma^* = 80$; 2 — $\xi = 0.14, \Gamma^* = 80$; 3 — $\xi = 0.14, \Gamma^* = 60$; 4 — $\xi = 0.14, \Gamma^* = 30$; 5 — $\xi = 0.04, \Gamma^* = 80$; 6 — $D_0(t)/D_0$

частиц к коэффициенту диффузии невзаимодействующих броуновских частиц

$$D_0 = \frac{T_p}{\nu_{fr} m_p}$$

от времени (в обратных временах торможения ν_{fr}^{-1}) для систем Юкавы с различными параметрами

$\xi = \omega^*/\nu_{fr}$ и Γ^* . Кривая б представляет собой точное решение уравнения Ланжевена при отсутствии взаимодействия между частицами [26]:

$$\frac{D_0(t)}{D_0} = 1 - \frac{1 - \exp(-\nu_{fr}t)}{\nu_{fr}t}, \quad (14)$$

так что на больших по сравнению с обратной частотой трения временах ($\nu_{fr}t \gg 1$) имеем $D_0(t) = D_0$, в то время как на малых временах ($\nu_{fr}t \ll 1$) проявляется баллистический характер движения частицы:

$$\langle \Delta^2 l(t) \rangle = \langle (l(t) - l(0))^2 \rangle_N \approx 3v_{T_p} t^2$$

и $D_0(t) \propto t$. При наличии взаимодействия (см. рис. 2) характер поведения величины $D(t)$ на малых временах остается тем же. Затем она достигает максимума D_{max} , значение в котором разумно использовать при определении коротковременного коэффициента диффузии. Заметим, что коэффициент D_{max} оказывается меньше D_0 и стремится к последнему при увеличении вязкости среды. Зависимость максимума отношения $D(t)/D_0$ и его положения $(tv_{fr})_{max}$ от параметра ξ приведена на рис. 3. Отметим, что ни D_{max} , ни положение максимума $(tv_{fr})_{max}$ не зависят от величины Γ^* , а поведение функции $D(t)/D_0$ для времен

$$t < \frac{(tv_{fr})_{max}}{2\nu_{fr}}$$

определяется соотношением (14) для невзаимодействующих частиц. Анализ поведения $D(t)/D_0$ для

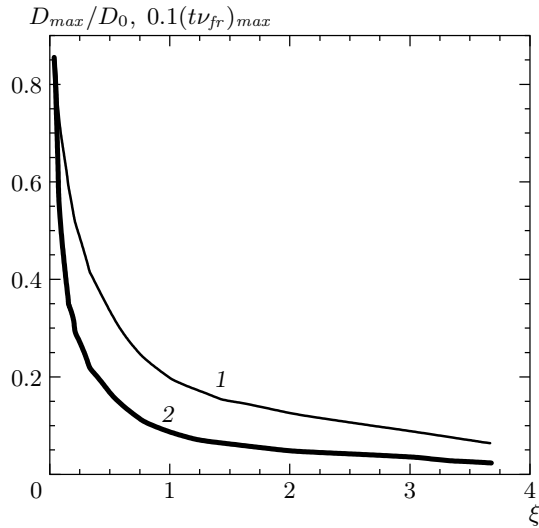


Рис. 3. Зависимости максимума отношения D/D_0 (1) и его положения $(t\nu_{fr})_{max}$ (2) от параметра ξ

малых времен наблюдения может быть полезен при восстановлении коэффициента D_0 или температуры T_p макрочастиц (при заданном ν_{fr}) по результатам измерений $D(t)$, если разрешение измерительного прибора не позволяет провести корректное определение спектра скоростей макрочастиц. Так, например, если регистрация смещений частиц осуществляется видеокамерой с частотой кадров, меньшей коэффициента трения ν_{fr} , измерения распределений мгновенных скоростей макрочастиц дают заниженное значение их температуры [34].

С ростом времени коэффициент диффузии (13) стремится к постоянному значению $D = \lim_{t \rightarrow \infty} D(t)$, которое может быть легко определено экспериментально при исследованиях пылевой плазмы [7, 11]. Отношение коэффициента диффузии D взаимодействующих макрочастиц к коэффициенту D_0 , умноженного на $(1 + \xi)$, представлено на рис. 4. Можно увидеть, что функция $D(1 + \xi)/D_0$ зависит только от эффективного параметра Γ^* как для слабокоррелированных, так и для сильнонеидеальных систем. В последнем случае (для $\Gamma^* > 50$) коэффициент диффузии взаимодействующих макрочастиц имеет вид [27, 30]

$$D \approx \frac{T_p \Gamma^*}{12\pi(\omega^* + \nu_{fr})m_p} \exp\left(-c_1 \frac{\Gamma^*}{\Gamma_c^*}\right), \quad (15)$$

где $c_1 = 2.9$ для $\xi > 0.3$ и $c_1 = 3.15$ для $\xi < 0.3$. Аппроксимация результатов расчетов формулой (15) с учетом разницы коэффициентов c_1 также показана

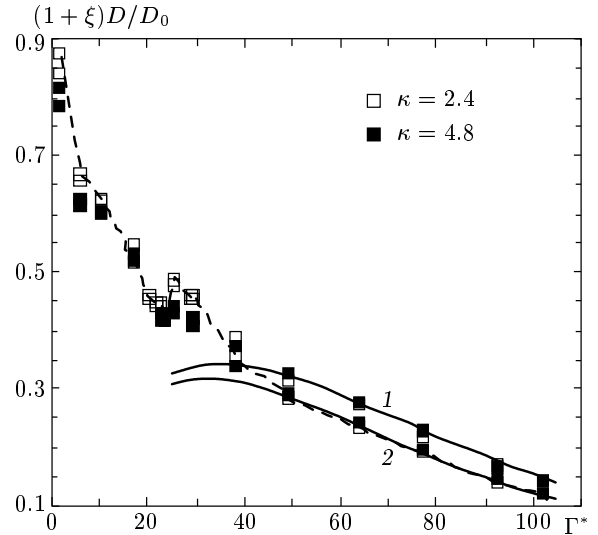


Рис. 4. Зависимости функции $(1 + \xi)D/D_0$ от Γ^* для различных величин ξ и параметров экранирования κ , а также аппроксимация этой функции при помощи соотношения (15) для $\xi > 0.3$ (1) и $\xi < 0.3$ (2)

на рис. 4. Таким образом, для коэффициента диффузии D в двух предельных случаях можно получить два простых соотношения:

$$D \approx \frac{l_p}{12} \sqrt{\frac{T_p \Gamma^*}{\pi m_p}} \exp\left(-2.9 \frac{\Gamma^*}{\Gamma_c^*}\right), \quad \omega^* \gg \nu_{fr}, \quad (16a)$$

$$D \approx D_0 \frac{\Gamma^*}{12\pi} \exp\left(-3.15 \frac{\Gamma^*}{\Gamma_c^*}\right), \quad \omega^* \ll \nu_{fr}. \quad (16b)$$

Данные соотношения позволяют достаточно легко определять эффективный параметр Γ^* по результатам измерения среднего межчастичного расстояния, температуры и диффузии частиц в жидкостных системах и могут быть полезны для экспериментального анализа таких параметров частиц, как их заряд и радиус экранирования.

2.4. Вихревое движение макрочастиц в неоднородной плазме

Благодаря высокой подвижности электронов незмирующие пылевые частицы приобретают отрицательный равновесный заряд, согласованный с параметрами окружающей плазмы (см. разд. 2.1). При изменении параметров плазмы данный заряд может зависеть от времени и от положения макрочастицы. Пространственно-временные изменения пылевых зарядов являются одной из возможных

причин, позволяющих преобразовать потенциальную энергию электрического поля в кинетическую энергию макрочастиц [3, 5, 14, 23]. Случайные флуктуации заряда макрочастиц способны вызывать «аномальный нагрев» пыли, но не могут объяснить самовозбуждение регулярных движений макрочастиц и формирование ими динамических диссипативных структур. Теоретический анализ и численное моделирование показывают, что формирование таких регулярных пылевых автоколебаний возможно при наличии градиента $\beta = e\nabla Z_p$ заряда пылевых частиц и ортогональных этому градиенту β неэлектростатических сил \mathbf{F}_{non} (например гравитации, термофоретической силы или силы ионного увлечения), действующих на макрочастицы пылевого облака [23]. Пространственные изменения зарядов макрочастиц в плазме могут появляться благодаря неоднородности фоновой плазмы, окружающей пылевого облака, например, градиентов концентраций $n_{e(i)}$ или температур $T_{e(i)}$ электронов (ионов). Подобные условия часто реализуются в плазме индуктивного высокочастотного или тлеющего разряда [35, 36]. Так, например, величина градиента заряда β макрочастиц в разряде, контролируемом амбиполярной диффузией, может достигать

$$\beta \approx (0.1-0.3)e\langle Z_p \rangle \text{ см}^{-1}$$

только за счет слабого нарушения электронейтральности

$$\delta n = |n_i - n_e| \ll n_i \approx n_e$$

окружающей плазмы [28].

Рассмотрим движение N_p макрочастиц с зарядом $Z(\rho, y) = Z_0 + \Delta Z(\rho, y)$ (где $\rho = (x^2 + z^2)^{1/2}$ — радиальная координата частицы, а $Z_0 = Z(0, 0)$) в электрическом поле $\mathbf{E}(\rho, y)$ цилиндрической ловушки, принимая во внимание парное межчастичное взаимодействие, случайное движение частиц (F_{br}) и некоторую постоянную неэлектростатическую силу

$$|\mathbf{F}_{non}| = F_{non}(y) \equiv \text{const},$$

действующую вдоль оси y рассматриваемой цилиндрической системы:

$$m_p \frac{d^2 \mathbf{l}_k}{dt^2} = -m_p \nu_{fr} \frac{d\mathbf{l}_k}{dt} + \mathbf{F}_\Sigma + \mathbf{F}_{non} + \mathbf{F}_{br}. \quad (17)$$

Здесь

$$\mathbf{l}_k(\rho, y) = \mathbf{i}y + \mathbf{j}\rho,$$

$$\mathbf{F}_\Sigma = \mathbf{F}_{int} + \mathbf{F}_{ext}$$

— суммарная электрическая сила, где

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{int} &= \sum_j eZ(\rho, y) \left. \frac{\partial \varphi}{\partial l} \right|_{l=|\mathbf{l}_k - \mathbf{l}_j|} \frac{\mathbf{l}_k - \mathbf{l}_j}{|\mathbf{l}_k - \mathbf{l}_j|} \equiv \\ &\equiv F_{int}^y(\rho, y)\mathbf{i} + F_{int}^\rho(\rho, y)\mathbf{j} \end{aligned}$$

— сила, действующая на отдельную макрочастицу со стороны всех других макрочастиц пылевого облака, а внешняя сила задается как

$$\mathbf{F}_{ext} = eZ(\rho, y)\mathbf{E}(\rho, y) \equiv \mathbf{i}F_{ext}^y(\rho, y) + \mathbf{j}F_{ext}^\rho(\rho, y).$$

Когда ротор сил, действующих на макрочастицы, не равен нулю, такая система (17) может совершать положительную работу, компенсирующую диссипативные потери энергии. Это означает, что бесконечно малые возмущения, которые появились в системе из-за тепловых или других флуктуаций, могут расти. Подробный анализ линеаризованных уравнений (17) представлен в работе [23], где рассматриваются два основных случая неустойчивости пылевой системы. При определенных условиях одна из рассмотренных неустойчивостей («диссипативная» или «абсолютная» неустойчивость [24, 37]) может приводить к формированию крупномасштабных вихревых движений (диссипативных пылевых структур). В случае

$$|Z_0 \approx \langle Z_p \rangle| \gg |\Delta Z(\rho, y)|$$

возникновение неустойчивости диссипативного типа определяется условием

$$\omega_c^4 < \left| \frac{\gamma_0 \beta_\rho F_{non}}{m_p} \frac{1}{Z_0} \right|, \quad (18)$$

где

$$\beta_\rho = \frac{\partial Z(\rho, y)}{\partial \rho},$$

$$\gamma_0 = \frac{1}{m_p} \left. \frac{\partial F_\Sigma^y}{\partial \rho} \right|_{\rho_0, y_0} \equiv \frac{1}{m_p} \left. \frac{\partial F_\Sigma^y}{\partial y} \right|_{\rho_0, y_0}$$

— параметр сдвига, определяющий реакцию системы на поперечные возмущения, а величина ω_c может рассматриваться как некоторая резонансная частота системы и определяется соотношением [24, 28]:

$$\omega_c^4 \approx \frac{1}{m_p^2} \left(\frac{\partial F_\Sigma^\rho}{\partial \rho} \frac{\partial F_\Sigma^y}{\partial y} \right)_{\rho_0, y_0}.$$

Для частиц с кулоновским потенциалом парного взаимодействия имеем

$$\gamma_0, \omega_c^2 \propto \frac{e^2 \langle Z_p \rangle^2 n_p}{m_p}.$$

Поскольку ротор $\Omega = \text{rot } \mathbf{V}$ скорости макрочастиц \mathbf{V} не равен нулю, условие (18) описывает возникновение вихревого движения вдоль некоторой замкнутой кривой. Направление этого вращения в плоскости, параллельной \mathbf{F}_{non} , для монотонных пространственных зависимостей $\mathbf{E}(\rho, y)$ и $Z(\rho, y)$ может быть определено по знаку Ω . В поле постоянной неэлектрической силы ($F_{non}(y) \equiv \text{const}$) макрочастица будет двигаться по направлению действия этой силы в той области, где ее заряд минимальный, и против силы, где ее заряд имеет наибольшее значение. Амплитуда вихревого движения будет определяться различными нелинейными эффектами или (и) граничными условиями задачи. Частоту ω установившегося вращения можно оценить, поскольку важной особенностью неустойчивых систем является стремление действовать через преимущественную резонансную моду ω_c [37, 38], характеризующую точку бифуркации системы (17). Тогда, полагая

$$\omega_c^4 \approx \left| \frac{\gamma_0 \beta_\rho F_{non}}{m_p} \frac{1}{Z_0} \right|,$$

можно получить, что для кругового движения, где

$$2\omega \approx |\Omega| = \left| \frac{\beta_\rho F_{non}}{m_p} \frac{1}{\langle Z_p \rangle \nu_{fr}} \right|,$$

произведение частоты ω вращения на коэффициент трения ν_{fr} частиц будет пропорционально квадрату резонансной частоты системы:

$$\omega \nu_{fr} \propto \omega_c^2.$$

Предположим, что искомая неэлектрическая сила \mathbf{F}_{non} , необходимая для формирования вихревого движения частиц, вызвана направленным движением ионов со скоростью u относительно пылевой частицы, т. е. является силой ионного увлечения. Последняя обусловлена передачей импульса от ионов пылевой частицы и действует в направлении относительного движения ионов. Передача импульса связана с двумя процессами: неупругими столкновениями (поглощением) ионов с пылевой частицей и упругим рассеянием ионов на потенциале частицы. Как показано в [39], для слабонеизотропной плазмы ($u \ll v_{Ti}$) в случае не слишком больших частиц передача импульса при упругом рассеянии преобладает и силу ионного увлечения можно оценить как

$$F_I \approx \frac{2\sqrt{2\pi}}{3} a_p^2 n_i m_i v_{Ti} (z\tau)^2 \Lambda u, \quad (19)$$

где

$$\tau = T_e/T_i, \quad v_{Ti} = \sqrt{T_i/m_i},$$

Λ — модифицированный кулоновский логарифм, проинтегрированный по сдвинутой максвелловской функции распределения ионов по скоростям. Для условий эксперимента ($a_p = 1.7$ мкм, $n_i \approx 10^9$ см $^{-3}$, $z\tau \approx 200$ –300, $\lambda_D/a \approx 20$) оценка модифицированного кулоновского логарифма дает (см. [39])

$$\Lambda \sim \frac{4}{z\tau} \frac{\lambda_D}{a}.$$

Тем самым, при $v_{Ti}/u \approx 4$ –8 сила ионного увлечения $F_I \approx (0.42$ –1.25) $\cdot 10^{-8}$ дин (или в единицах $m_p g$: $F_I \approx (0.15$ –0.4) $m_p g$). Сравнение силы ионного увлечения с силой тяжести, действующей на частицы на Земле, удобно с точки зрения оценки значимости этой силы (F_I) в наземных экспериментах.

Величина регулярной скорости $u \approx (0.12$ –0.25) v_{Ti} , принятая для оценок, соответствует направленному движению ионов в электрических полях $E \approx 1$ –2 В/см. Такие поля могут являться следствием поляризации плазмы в разрядах, контролируемых амбиполярной диффузией плазменных частиц к стенкам рабочей камеры. Скорость амбиполярного выноса ионов можно оценить как

$$u \approx \frac{T_e}{m_i \nu_{ni} \Lambda_d},$$

где ν_{ni} — частота столкновений ионов с нейтралами буферного газа, а Λ_d — характерная диффузионная длина (см. разд. 2.1) [15]. Для аргона ($\nu_{ni} \approx 8 \cdot 10^6$ с $^{-1}$ при $T_e = 1$ –2 эВ и $\Lambda_d \approx 1$ см) величина $u \approx (3.3$ –6.6) $\cdot 10^3$ см/с $\approx (0.12$ –0.25) v_{Ti} . Результаты численного моделирования задачи (17) для $N_p = 1000$, $\beta_\rho/e\langle Z_p \rangle = -0.3$ см $^{-1}$, $m_p \approx 3 \cdot 10^{-11}$ г, $\nu_{fr} = 200$ с $^{-1}$ и $\langle Z_p \rangle = 6000$ показаны на рис. 5 для силы $F_{non} = 0.4 m_p g$, действующей из центра системы вдоль оси цилиндра. Внешние электрические поля ($E(y), E(\rho)$) в направлениях ρ и y от центра системы задавались линейными с равными градиентами. Средняя кинетическая энергия направленного движения (вращения) частиц при этом составляла около 0.2 эВ.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

3.1. Экспериментальная установка

Установка для проведения экспериментов на МКС была аналогична установке, используемой для исследования пылевой плазмы в условиях микрогравитации во время параболических полетов, подробное описание которой представлено в работе [9]. Основным элементом экспериментальной установки

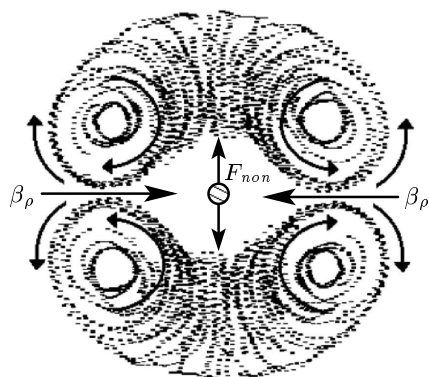


Рис. 5. Иллюстрация численного моделирования вращения макрочастиц в поле ортогональных векторов неэлектрической силы F_{non} и градиента β_p заряда. (Сечение по оси цилиндрической системы)

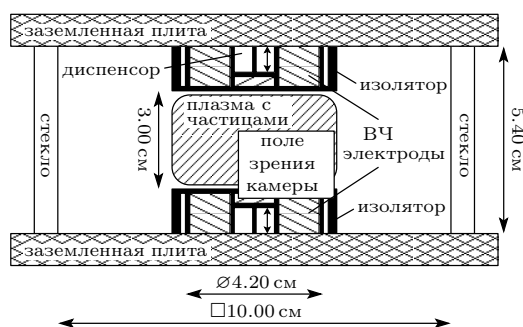


Рис. 6. Вакуумная плазменная камера

являлась вакуумная плазменная камера (рис. 6), которая состояла из двух стальных квадратных плит и стеклянной вставки квадратного сечения. На каждой из плит были смонтированы дисковые электроды для создания радиочастотного разряда. В каждый электрод было вмонтировано по устройству для инъекции пылевых частиц в плазму (диспенсор). На электроды подавалось переменное напряжение высокой частоты (13.56 МГц). Величиной напряжения можно управлять в широких пределах, изменяя тем самым мощность разряда W от 0.15 до 0.98 Вт. Рабочие давления P буферного газа (аргона) менялись от 0.36 до 0.98 мбар. Эксперименты проводились для монодисперсных частиц радиусом $a_p = 1.7$ мкм и плотностью $\rho_p = 1.5$ г/см³.

Для наблюдения плазменно-пылевых структур в системе было установлено две ПЗС-камеры с объективами и полупроводниковый лазер. Поле зрения одной камеры показано на рис. 6 и составля-

ло 2.8×2.1 см. Лазерный луч был сформирован в плоский пучок толщиной 150 мкм и высотой около 25 мм. Управление параметрами эксперимента и регистрация видео- и цифровой информации, полученной в ходе эксперимента, обеспечивались компьютером «Телесайенс». Затем видеозапись обрабатывалась при помощи специальной программы, позволяющей идентифицировать положения и вычислять смещения отдельных частиц. На основе данной программы были определены спектры скоростей макрочастиц в различных областях наблюдаемых пылевых структур.

Наблюдаемые пылевые структуры представлены на рис. 7а, б. Во всех рассматриваемых случаях в центре пылевой структуры формировалась область, не заполненная частицами («войд»), в областях под и над «войдом» по оси цилиндрической разрядной колбы наблюдались квазистационарные жидкостные пылевые структуры. Движение частиц в этих областях было практически «тепловым» (спектр скоростей частиц был близок к максвелловскому). В пограничных радиальных частях облака формировались симметричные крупномасштабные вихревые движения макрочастиц.

3.2. Экспериментальный анализ транспортных характеристик макрочастиц

Анализ транспортных характеристик макрочастиц, таких как их концентрации, коэффициенты диффузии, температура, парные корреляционные функции и эффективные заряды проводился в тех областях пылевых структур (под войдом), где отсутствовало регулярное движение макрочастиц. Среднее межчастичное расстояние $l_p = n_p^{-1/3}$ и концентрация n_p макрочастиц определялись по положению максимума корреляционных функций и составляли $l_p \approx 200$ мкм, $n_p \approx 1.25 \cdot 10^5$ см⁻³ для $P < 0.86$ мбар и $l_p \approx 220$ мкм, $n_p \approx 0.95 \cdot 10^5$ см⁻³ для $P \geq 0.86$ мбар (см. рис. 8а, б). Для определения температуры T_p макрочастиц, характеризующей кинетическую энергию их хаотического движения, были измерены спектры скоростей частиц. Для коррекции данных измерений и определения температуры макрочастиц по дисперсии распределения их скоростей использовалась процедура наилучшего согласования между результатами измерений диффузии макрочастиц и численными данными для малых времен наблюдения (см. разд. 2.3). Иллюстрация экспериментальных коэффициентов диффузии и спектров скоростей макрочастиц приведена на рис. 9а, б.

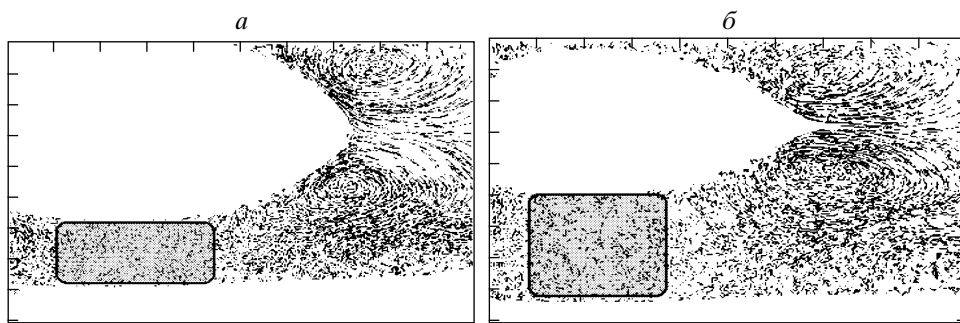


Рис. 7. Иллюстрация наблюдаемых пылевых структур в поле зрения видеокамеры (2.8×2.1 см) для мощности разряда $W = 0.25$ Вт при различных давлениях $P = 0.49$ (а) и 0.98 (б) мбар. На рисунке обозначены области измерения транспортных характеристик пылевых структур

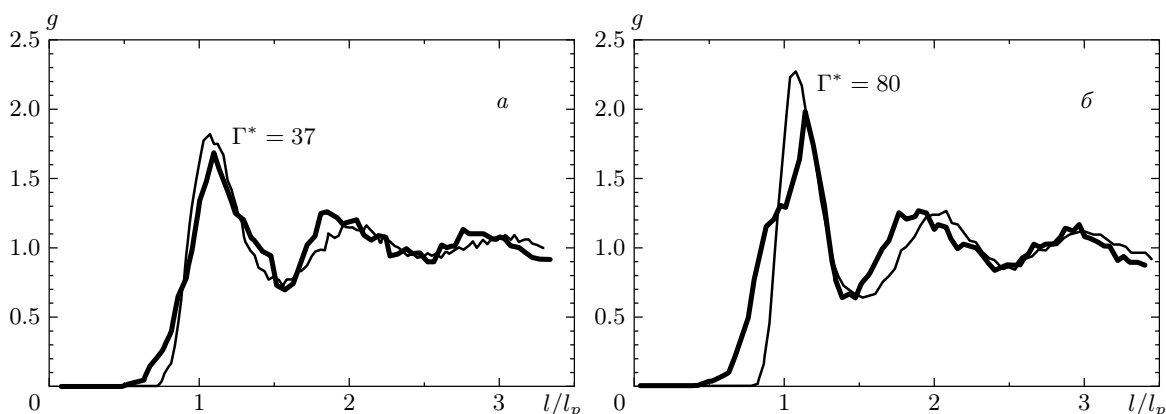


Рис. 8. Измеренные (жирная линия) парные корреляционные функции $g(l/l_p)$ при $W = 0.25$ Вт и давлениях $P = 0.49$ (а) и 0.98 (б) мбар. Тонкими линиями обозначены функции $g(l/l_p)$, полученные при численном моделировании для значений Γ^* , указанных на рисунке

Результаты измерений для всех рабочих параметров разряда показаны в таблице, где приведены температура T_p макрочастиц, их коэффициент диффузии D , отношение D/D_0 , значения парной корреляционной функции $g(l)$ в максимуме и степень их корреляции (отношение максимального g_{max} и минимального g_{min} значений $g(l)$ при $l \neq 0$). Там же представлены оценки параметра неидеальности Γ^* (12) и параметра масштабирования $\xi = \omega^*/\nu_{fr}$ (11), восстановленных по измерениям коэффициента диффузии макрочастиц D (см. разд. 2.3) с использованием величины коэффициента трения ν_{fr} в свободномолекулярном приближении [24].

Зависимости отношения g_{max}/g_{min} и g_{max} от эффективного параметра Γ^* , восстановленного из измерений диффузии макрочастиц, приведены на рис. 10. Следует отметить хорошее соответствие между степенью корреляции (g_{max}/g_{min} , g_{max}) час-

тиц в системе и значением полученного параметра неидеальности Γ^* . Тем не менее регистрируемые величины g_{max} для экспериментальных корреляционных функций $g(l)$ были несколько ниже значений, полученных при численном моделировании (см. рис. 1а), а сами функции $g(l)$ имели заметное уширение в области малых межчастичных расстояний. Сравнение экспериментальных парных корреляционных функций и функций $g(l)$, полученных при численном моделировании для близких значений Γ^* , проиллюстрировано на рис. 8а, б. Различие между экспериментальными и численными результатами может быть связано как с процедурой экспериментального определения $g(l)$ для ограниченного объема, содержащего конечное число частиц, так и с пространственной неоднородностью пылевого облака.

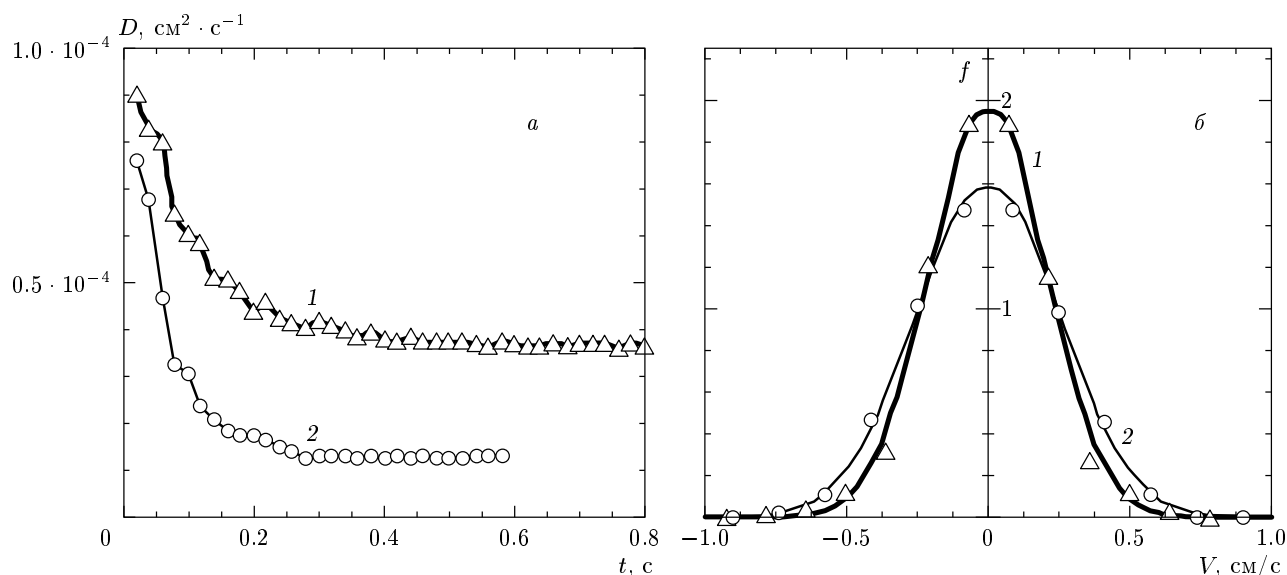


Рис. 9. Временная эволюция коэффициента диффузии D (а) и распределение $f(V)$ скоростей (б) пылевых частиц для экспериментов ($W = 0.25$ ВТ): 1 (треугольники) — $P = 0.49$ мбар; 2 (кружки) — $P = 0.98$ мбар (точки на рисунке — эксперимент, сплошная линия — функция Максвелла с температурой частиц, указанной в таблице)

Температура T_p и коэффициент диффузии D макрочастиц, максимальное g_{max} и минимальное g_{min} значения парной корреляционной функции, а также значения Γ^* , D/D_0 и ξ для различных параметров разряда W и P

P , мбар	W , мВТ	T_p , эВ	$D \times 10^5$, $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	D/D_0	g_{max}/g_{min}	g_{max}	Γ^*	ξ
0.36	25	0.48	7.45	0.34	1.7	1.52	25	0.18
0.49	25	0.40	3.4	0.27	2.4	1.68	40	0.16
0.61	25	0.27	1.0	0.15	3.0	1.97	82	0.15
0.73	25	0.37	1.75	0.22	3.0	1.86	61	0.12
0.86	25	0.4	2.0	0.29	2.4	1.75	42	0.07
0.98	25	0.45	1.25	0.165	3.1	1.97	78	0.12
0.49	15	0.34	2.85	0.265	2.3	1.68	42	0.15
0.49	19	0.40	3.0	0.235	2.7	1.80	52	0.17
0.49	49	0.24	1.85	0.25	2.5	1.78	50	0.13
0.49	98	0.38	2.8	0.24	2.6	1.75	51	0.17

Эффективный поверхностный потенциал

$$\varphi_s^* = eZ_p/a_p$$

(см. (10)) и отношение параметра Γ^* к его значению в точке кристаллизации $\Gamma_c^* \approx 102$, восстановленные для различных параметров разряда, приведены на рис. 11. Для экранированного межчастичного взаимодействия соотношение (10) позволяет оценить либо заряд Z_p макрочастиц, либо величину $\kappa = l_p/\lambda$ при заданном значении одного из параметров.

При наличии дополнительных предположений можно получить информацию как о заряде макрочастиц, так и о величине параметра экранирования κ . Так, например, если процессы ионизации в разряде контролируются поглощением плазмы частицами пылевого облака (см. разд. 2.1) и концентрация ионов $n_i \approx Z_p n_p$, радиус экранирования можно найти из соотношения

$$\lambda^2 \approx \frac{T_i}{4\pi e^2 Z_p n_p},$$

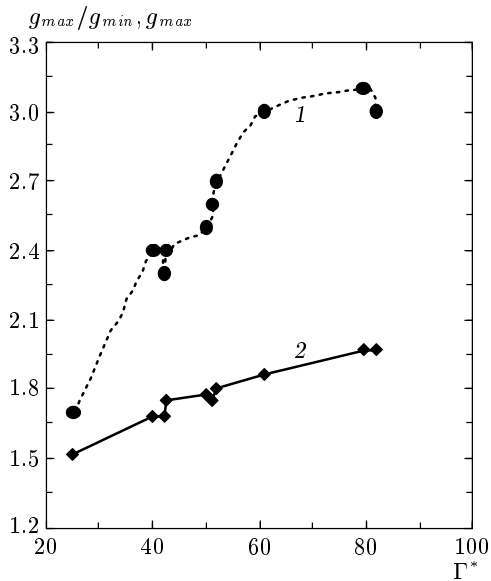


Рис. 10. Зависимости g_{max}/g_{min} (1) и g_{max} (2) от восстановленного параметра Γ^* (см. таблицу)

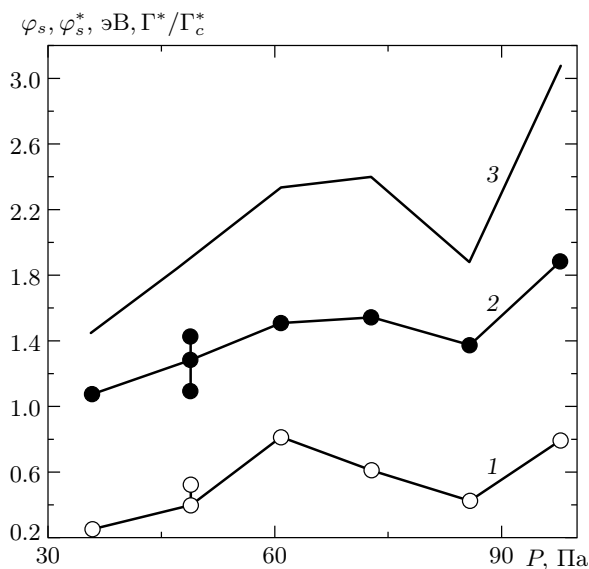


Рис. 11. Значения Γ^*/Γ_c^* , восстановленные для различных параметров разряда (1), а также величины поверхностного потенциала φ_s^* (2) и φ_s (3), полученные из соотношения (10) для $n_i \approx Z_p n_p$

где $T_i \approx 0.027$ эВ. Поверхностный потенциал макро-частиц

$$\varphi_s = eZ_p/a_p,$$

полученный на основе данного предположения, показан на рис. 11, а на рис. 12а приведены значения $\kappa = l_p/\lambda$ и $n_i \approx Z_p n_p$ для этого случая.

Как показывают численные расчеты при

$$\chi = \frac{|(Z_p)|n_p}{zn_e} < 1 \quad \left(n_e > \frac{Z_p n_p}{3} \right),$$

для оценки поверхностного потенциала φ_s макро-частиц можно использовать соотношение $\varphi_s \approx 2.9T_e/l$ для случая зарядки уединенной частицы (см. разд. 2.1). Величина параметра экранирования $\kappa = l_p/\lambda$ и значения концентрации ионов $n_i \approx T_i/4\pi e^2 \lambda^2$, которые соответствуют восстановленному параметру κ , при фиксированных значениях поверхностного потенциала $\varphi_s = 2.9$ и 5.8 эВ ($T_e \approx 1-2$ эВ, $Z_p \approx 3400-6800$) показаны на рис. 12б. Таким образом, полученная концентрация ионов $n_i > Z_p n_p$ ($\chi < 1$, $n_p \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$) находится в диапазоне приблизительно от $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ до $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, что соответствует как результатам измерений, так и численным данным о концентрации плазмы в ВЧ-разряде с параметрами близкими к экспериментальным [15, 41], которые дают $n_i \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$. Оценка значений зарядов макро-частиц для фиксированной величины $\lambda = \lambda_i \approx 40$ мкм ($n_i \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$) дает $Z_p \approx 3600-5200$ для всех давлений ниже $P = 0.98$ мбар и $Z_p \approx 7700$ для $P = 0.98$ мбар. Это в свою очередь позволяет оценить диапазон электронных температур как $T_e \approx 1-2.5$ эВ.

3.3. Экспериментальный анализ вихревого движения частиц

Для анализа вихревого движения частиц (см. рис. 7) в рабочей области выделялось поле скоростей, направленных по нормали к радиусу вращения частиц. Данное поле разбивалось на отдельные «кольцевые» участки шириной $\Delta R = R_{max}/20$, где R_{max} — максимальный радиус идентифицированного вращения частиц, который определялся по площади S , занимаемой вращением ($R_{max} = \sqrt{S/\pi}$). Иллюстрация такого разбиения представлена на рис. 13. Далее определялось среднее время прохождения отдельной частицей малого участка дуги «кольца», которое потом суммировалось для вычисления среднего периода T и частоты вращения $\omega = 2\pi/T$.

Результаты измерений радиального распределения частоты ω вращения в вихрях при различных режимах разряда приведены на рис. 14–16. Частота вращения макро-частиц спадала с ростом расстояния от центра вихря R (см. рис. 14). Для анализа этого затухания на начальных участках вихрей (для радиусов вращения $R < 2$ мм) была проведена аппрок-

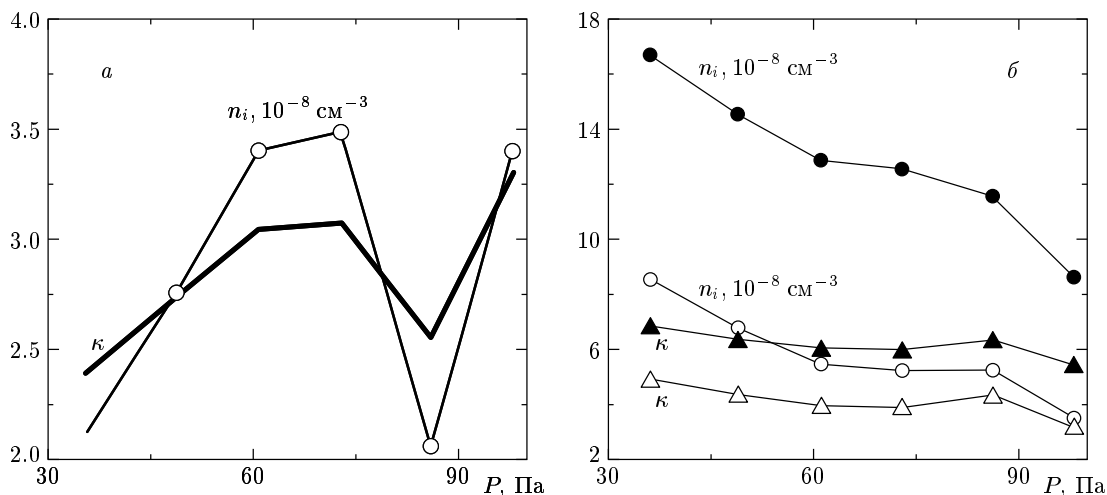


Рис. 12. Восстановленные значения параметра экранирования $\kappa = l_p/\lambda$ и концентрации n_i ионов в предположении $n_i \approx Z_p n_p$ (а), а также (б) для фиксированных значений поверхностного потенциала $\varphi_s = 2.9$ (светлые фигуры) и 5.8 (темные фигуры) эВ

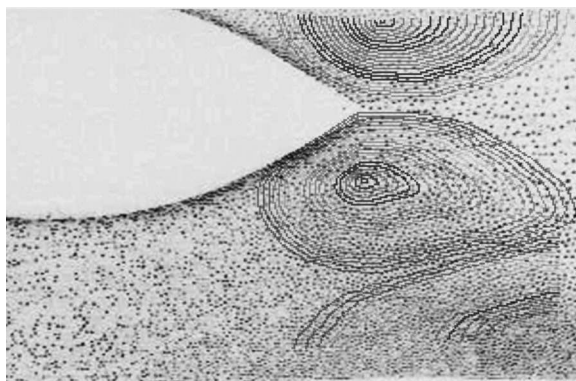


Рис. 13. Иллюстрация процедуры обработки видеозаписей вихревого движения макрочастиц

симация экспериментальных данных экспоненциальной функцией $\omega = \omega_0 \exp(-\sigma R)$, где $\omega_0 \equiv \omega(R = 0)$, а коэффициент σ может рассматриваться как вероятность радиальной диффузии макрочастиц. Иллюстрация такой аппроксимации представлена на рис. 14. Зависимость коэффициента σ и максимальной частоты вращения ω_0 от рабочих параметров разряда (давления P и мощности W) показаны на рис. 15а, б.

Рассмотрим вероятность возникновения вихрей за счет наличия ортогонального градиента заряда β и некоторой неэлектростатической силы F_{non} , например, силы ионного увлечения величиной $F_I \approx 0.3m_p g$, основываясь на модели, описанной в

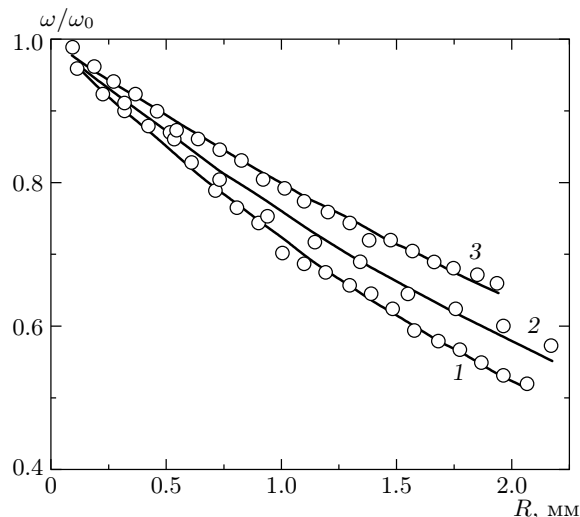


Рис. 14. Экспериментальные (кружки) зависимости $\omega(R)/\omega_0$, а также аппроксимации этой зависимости экспоненциальными функциями (сплошные линии) для $W = 0.25$ Вт и разных $P = 0.36$ (1), 0.49 (2), 0.98 (3) мбар

разд. 2.4. Тогда, полагая

$$\omega_0 \approx \frac{\Omega}{2} = \frac{\beta F_{non}}{m_p} \frac{1}{2\langle Z_p \rangle \nu_{fr}},$$

получим, что для развития вращения с регистрируемыми частотами $\omega_0 \approx 0.1-0.16 \text{ с}^{-1}$ при $\nu_{fr} \approx 120-330 \text{ с}^{-1}$ достаточно неоднородных условий, обеспечивающих относительные градиенты

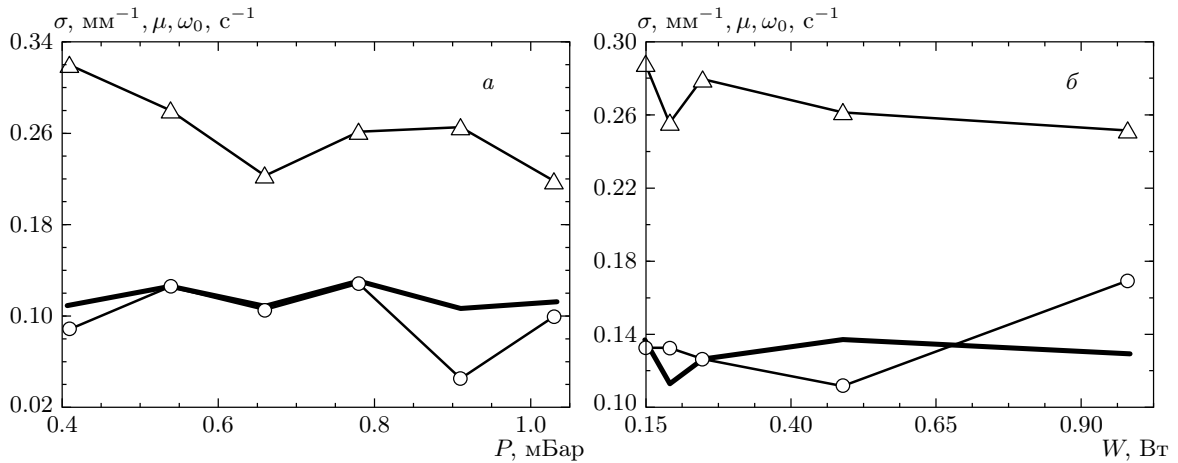


Рис. 15. Зависимости коэффициента σ (треугольники), максимальной частоты вращения $\omega_0 = \omega(0)$ (кружки) и параметра $\mu = (\omega_0 \nu_{fr})^{1/2} / \omega^*$ (жирная линия) для макрочастиц в вихре от давления P при $W = 0.25$ Вт (а) и от мощности разряда W при $P = 0.49$ мбар (б)

зарядов $\beta/e\langle Z_p \rangle$ от 0.07 до 0.2 см^{-1} . Как было сказано выше (см. разд. 2.4), такие значения $\beta/e\langle Z_p \rangle$ вполне достижимы в разряде, контролируемом амбиполярной диффузией, и могут возникать за счет слабого нарушения электронейтральности окружающей плазмы.

В заключение проведем краткий анализ регистрируемых радиальных распределений $\omega(R)$ угловых скоростей вращения макрочастиц в пылевых вихрях, опираясь на экспоненциальную зависимость

$$\omega(R) \propto \omega_0 \exp(-\sigma R),$$

полученную в ходе экспериментов. Следует отметить, что теория вихрей в сильнонеидеальных системах, длина свободного пробега частиц в которых сравнима или меньше средних межчастичных расстояний, отсутствует до настоящего времени [41]. Большая часть предлагаемых моделей относится к случаю, когда определяющую роль в системе играют столкновения на расстояниях, близких к радиусу Онзагера, где потенциальная энергия межчастичного взаимодействия сравнима с тепловой энергией макрочастиц. Добавим также, что простые аналитические модели для описания вращений в диссипативных системах разработаны только для случая плоских потенциальных течений, циркуляция $\oint_C \mathbf{V} ds$ (здесь s — элемент длины контура C) вектора скорости \mathbf{V} которых равна нулю или не зависит от выбора контура [41]. В последнем случае говорят о потенциальном течении с циркуляцией. Таким образом, экспериментальные исследования вращений пылевых частиц представляют значительный инте-

рес с точки зрения разработки подходящих теоретических моделей для описания вихрей в сильнонеидеальных диссипативных системах.

Для анализа полученных зависимостей коэффициентов ω_0 и σ для предлагаемой экспоненциальной аппроксимации

$$\omega(R) = \omega_0 \exp(-\sigma R)$$

необходимо наличие информации о параметрах среды в зоне пылевого вращения. Однако корректное определение парной корреляционной функции или коэффициентов диффузии макрочастиц, которые способны обеспечить качественную оценку степени межчастичной корреляции в области вихрей, оказывается практически невозможным как вследствие значительного регулярного движения частиц, так и за счет сильной неоднородности анализируемой области. Тем не менее можно предположить, что эффективные параметры макрочастиц Γ^* и ω имеют либо близкие значения во всем объеме пылевого облака, либо меняются пропорционально с изменением параметров разряда P и W . В этом случае простая аппроксимация для максимальной частоты вращения ω_0 может быть получена на основании теории развития неустойчивостей (см. разд. 2.4), если принять, что характерная пылевая частота ω_c будет пропорциональна эффективной частоте ω^* (9). В этом случае, поскольку $\omega_c^2 \propto \omega \nu_{fr}$, отношение $\mu^2 = \omega \nu_{fr} / \omega^{*2}$ должно сохраняться (или быть близким) для всех параметров разряда. Данное предположение подтверждается результатами измерений

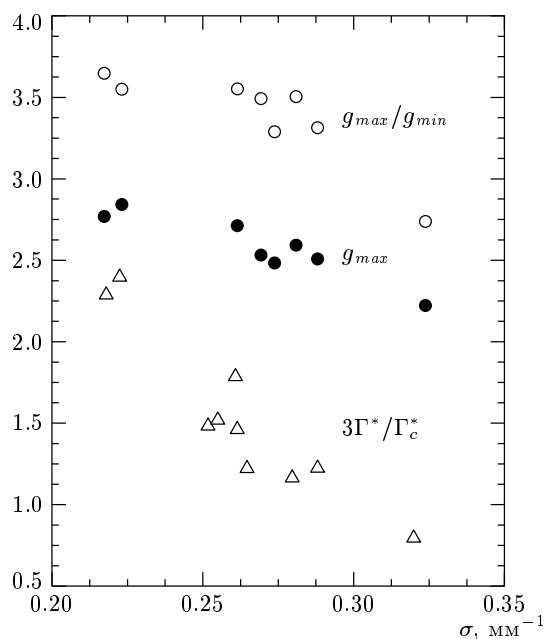


Рис. 16. Зависимости корреляции частиц g_{max}/g_{min} (o); g_{max} (•); Γ^*/Γ_c^* (Δ) от коэффициента σ для различных параметров разряда

параметра

$$\mu = (\omega_0 \nu_{fr})^{1/2} / \omega^* \equiv (\omega_0 / \omega^* \xi)^{1/2}$$

(см. рис. 15), где ω^* — эффективная частота (9) в области под «войдом». Легко увидеть, что для всех экспериментов величина $\mu \approx 0.12 \pm 0.01$.

Поскольку радиальная диффузия макрочастиц отсутствует при вращении твердых тел (для плоского кругового движения $\omega(R) = \omega_0, \sigma = 0$), можно полагать, что величина коэффициента σ будет уменьшаться с ростом эффективного параметра неидеальности Γ^* . Связь между корреляцией частиц в пространстве под «войдом» и скоростью затухания пылевого вращения показана на рис. 16. Нетрудно заметить, что с ростом межчастичного взаимодействия скорость затухания вихревого движения уменьшается. Таким образом, параметры ξ и Γ^* , описывающие микроскопические процессы в неидеальных диссипативных системах, играют также определяющую роль в динамике наблюдаемых пылевых вихрей.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены результаты исследования таких транспортных процессов, как диффузия макрочастиц и динамика формирования пы-

левых вихрей в сильнонеидеальной пылевой плазме ВЧ-разряда в условиях микрогравитации. Экспериментальные данные были получены для монодисперсных частиц радиусом $a_p = 1.7$ мкм в широком диапазоне параметров плазмы. Были измерены парные корреляционные функции, спектры скоростей и коэффициенты диффузии макрочастиц. На основе данных измерений были получены концентрации и температуры (кинетическая энергия хаотического движения частиц) макрочастиц в тех областях пылевых структур, где отсутствовало регулярное движение пыли, а также распределения угловых скоростей макрочастиц в зоне их вихревого движения. Восстановлены эффективные параметры φ_s^* и Γ^* пылевых структур для различных параметров разряда. Получено хорошее соответствие между степенью корреляции частиц в системе, определяемой по форме парной корреляционной функции, и значением эффективного параметра Γ^* неидеальности, восстановленного из измерений диффузии макрочастиц. Наблюдаемые пылевые структуры являлись сильнокоррелированными пылевыми жидкостями ($\Gamma^* \approx 30-80$).

В предположении экранированного межчастичного взаимодействия были выполнены оценки зарядов Z_p макрочастиц и параметров экранирования $\kappa = l_p/\lambda$. Анализ этих данных показывает, что экранировка ионами играет существенную роль для пылевых частиц в условиях рассматриваемых экспериментов. Для параметров плазмы ($T_e \approx 1-3$ эВ, $n_i \approx 10^9$ см⁻³), типичных для данных условий, заряд Z_p пылевых частиц может находиться в диапазоне от $3500e$ до $7000e$.

Выполнен экспериментальный анализ динамики пылевых вихрей. Получена эмпирическая аппроксимация для радиального распределения угловых скоростей вращения макрочастиц. Показано, что в присутствии достаточной силы ионного увлечения для формирования вихревого движения макрочастиц достаточно небольшого изменения их зарядов.

Результаты проведенных экспериментов показывают, что как микроскопическое движение макрочастиц, так и крупномасштабное пылевое вращение в исследуемой плазме может быть описано при помощи двух основных параметров, а именно, эффективного параметра неидеальности Γ^* и параметра масштабирования ξ .

Эксперимент «Плазменный кристалл-3» был осуществлен благодаря поддержке и участию Российского авиационно-космического агентства, РКК «Энергия», германского космического агентства,

Министерства промышленности, науки и технологий России, германской фирмы «Кайзер-Треде», Центра подготовки космонавтов им. Ю. А. Гагарина, Центра управления полетами.

Авторы выражают глубокую признательность большой группе специалистов, благодаря усилиям которых был подготовлен эксперимент: М. Беляеву, Х. Бинненбруку, В. Благову, Л. Депутатовой, Дж. Гори, С. Горяйнову, Ю. Григорьеву, В. Гриете, Т. Хагль, А. Келлигу, Р. Клетту, К. Кернеру, У. Конопке, М. Кудашкиной, Р. Кулю, С. Кузнецову, А. Лебедеву, В. Никитскому, Х. Пфойфер, М. Проницу, И. Рославцевой, Т. Ростопирову, М. Роот, П. Сабурову, А. Щербаку, А. Шурову, М. Цуцику.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 01-02-16658) и фонда INTAS (проекты № 01-0391 и № 00-0522).

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 652 (1994).
2. A. Melzer, T. Trottenberg, and A. Piel, *Phys. Lett. A* **191**, 301 (1994).
3. В. В. Жаховский, В. И. Молотков, А. П. Нефедов и др., *Письма в ЖЭТФ* **66**, 392 (1997).
4. S. Nunomura, T. Misawa, N. Ohno, and S. Takamura, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1970 (1999).
5. O. Vaulina, S. Khrapak, A. Nefedov et al., *Phys. Rev. E* **60**, 5959 (1999).
6. В. Е. Фортов, А. П. Нефедов, О. С. Ваулина и др., *ЖЭТФ* **114**, 2004 (1998).
7. O. S. Vaulina, A. P. Nefedov, O. F. Petrov et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 035001 (2002).
8. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. I. Molotkov, et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 205002 (2001).
9. G. Morfill, H. Thomas, U. Konopka et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1598 (1999).
10. T. Stuffer, G. Schmitt, H. Pfeuffer et al., *Proc. of 52nd Int. Astronautical Congress, Toulouse, France* (2001).
11. А. П. Нефедов, О. С. Ваулина, О. Ф. Петров и др., *ЖЭТФ* **122**, 778 (2002).
12. T. Nitter, *Plasma Sources Sci. Technol.* **5**, 93 (1996).
13. J. Goree, *Plasma Sources Sci. Technol.* **3**, 400 (1994).
14. O. S. Vaulina, S. A. Khrapak, A. A. Samarian, and O. F. Petrov, *Physica Scripta* **84**, 229 (2000).
15. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1987).
16. U. Konopka, G. E. Morfill, and L. Ratke, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 891 (2002).
17. В. Н. Цыгович, *УФН* **167**, 57 (1997).
18. S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, and G. Morfill, *Phys. Rev. E* **64**, 046403 (2001).
19. D. P. Resendes, J. T. Mendonca, and P. K. Shukla, *Phys. Lett. A* **239**, 181 (1998).
20. A. S. Ivanov, *Phys. Lett. A* **290**, 304 (2001).
21. J. E. Daugherty, R. K. Porteous, M. D. Kilgore et al., *J. Appl. Phys.* **72**, 3934 (1992).
22. J. E. Allen, *Phys. Scripta* **45**, 497 (1992).
23. О. С. Ваулина, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров и др., *ЖЭТФ* **118**, 1319 (2000).
24. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
25. А. А. Овчинников, С. Ф. Тимашев, А. А. Белый, *Кинетика диффузионно-контролируемых химических процессов*, Химия, Москва (1986).
26. О. С. Ваулина, С. А. Храпак, *ЖЭТФ* **119**, 264 (2001).
27. O. S. Vaulina and S. V. Vladimirov, *Phys. Plasma* **9**, 835 (2002).
28. О. С. Ваулина, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров и др., *ЖЭТФ* **120**, 1369 (2001).
29. O. S. Vaulina, S. V. Vladimirov, O. F. Petrov et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 245002 (2002).
30. О. С. Ваулина, *ЖЭТФ* **121**, 35 (2002).
31. S. Hamaguchi, R. T. Farouki, and D. H. E. Dubin, *Phys. Rev. E* **56**, 4671 (1997).
32. M. J. Stevens and M. O. Robbins, *J. Chem. Phys.* **98**, 2319 (1993).
33. H. Ohta and S. Hamaguchi, *Phys. Plasma* **7**, 4506 (2000).
34. A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, *Phys. Rev. E* **53**, 2757 (1996).
35. Ю. В. Герасимов, А. П. Нефедов, В. А. Синельщиков и др., *Письма в ЖТФ* **24**, 774 (1998).

36. V. E. Fortov, V. I. Molotkov, A. P. Nefedov et al., *Phys. Plasmas* **6**, 1759 (1997).
37. Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис, *Солитоны и нелинейные волновые уравнения*, Мир, Москва (1988).
38. Т. Ахромеева, С. Курдюмов, Г. Малинецкий, *Компьютеры и нелинейные явления*, Наука, Москва (1988).
39. S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. Morfill, and H. Thomas, *Phys. Rev. E* **66**, 046414 (2002).
40. M. R. Akdim and W. J. Goedheer, *Phys. Rev. E* **65**, 015401 (2001).
41. В. В. Козлов, *Общая теория вихрей*, Изд. дом «Удмуртский университет», Ижевск (1998).