

*Двенадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 25 — 28 июня 2013 г.*

УДК 533.9

О.Ф. Петров<sup>1,2</sup> и В.Е.Фортов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, Россия,  
125412, Москва, ул.Ижорская 13 стр.2, E-mail: [ofpetrov@ihed.ras.ru](mailto:ofpetrov@ihed.ras.ru)*

<sup>2</sup> *Московский физико-технический институт, Россия, Долгопрудный*

**ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР – ЭКСПЕРИМЕНТЫ В  
ЛАБОРАТОРИИ И НА БОРТУ МКС**

**АННОТАЦИЯ**

В настоящей работе 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 (МКС). 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.

**ВВЕДЕНИЕ**

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

**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 сильно взаимодействующих 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 не постоянен, 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.

Недавно, в работах [8, 9] был предложен альтернативный способ для удержания пылевых структур и экспериментального изучения сильно взаимодействующих 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 в этих работах была 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]. В случае скопления заряженных диамагнитных частиц в магнитной ловушке удержание связано с магнитными свойствами частиц, в то время, как в электростатических ловушках заряд частиц влияет как на их взаимодействие, так и на их удержание. В работе [13] представлены подробные расчеты магнитной ловушки для наземной лабораторной установки и положения кластеров из двух частиц в ловушке. Однако основной интерес представляет формирование больших кулоновских систем объемом 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 создает значительные технические сложности при создании подобной установки. В условиях микрогравитации для удержания частиц достаточны поля, меньшие указанных выше 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 создается двумя соосными катушками, токи в которых циркулируют в противоположных направлениях. Корпус электромагнита и всей установки является магнитопроводом, соединяющим сердечники катушек, он имеет цилиндрическую форму диаметром 15 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 нее 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 два раза меньше – 200 Гс/см, что характерно для антипробкотрона.

Энергопотребление установки  $\sim 200$  Вт. Ток в обмотках электромагнита изменяется дискретно (30, 50, 70 и 100% от максимальной величины  $i_m = 6.5$  А). В качестве сменных ампул использовались стеклянные цилиндры диаметром 52 и высотой 40 мм, заполненные буферным газом – аргоном при атмосферном давлении. Использовались четыре ампулы с графитовыми частицами определенного 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 проведения наблюдений. Электрический потенциал на центральном электроде изменялся от 0 до 24 В. Непосредственно перед проведением эксперимента нужный сменный контейнер устанавливался в корпус электромагнита. Для диагностики ансамбля частиц экспериментальная ампула снизу освещалась светодиодной пластиной. Для получения изображения использовались две ПЗС-камеры.

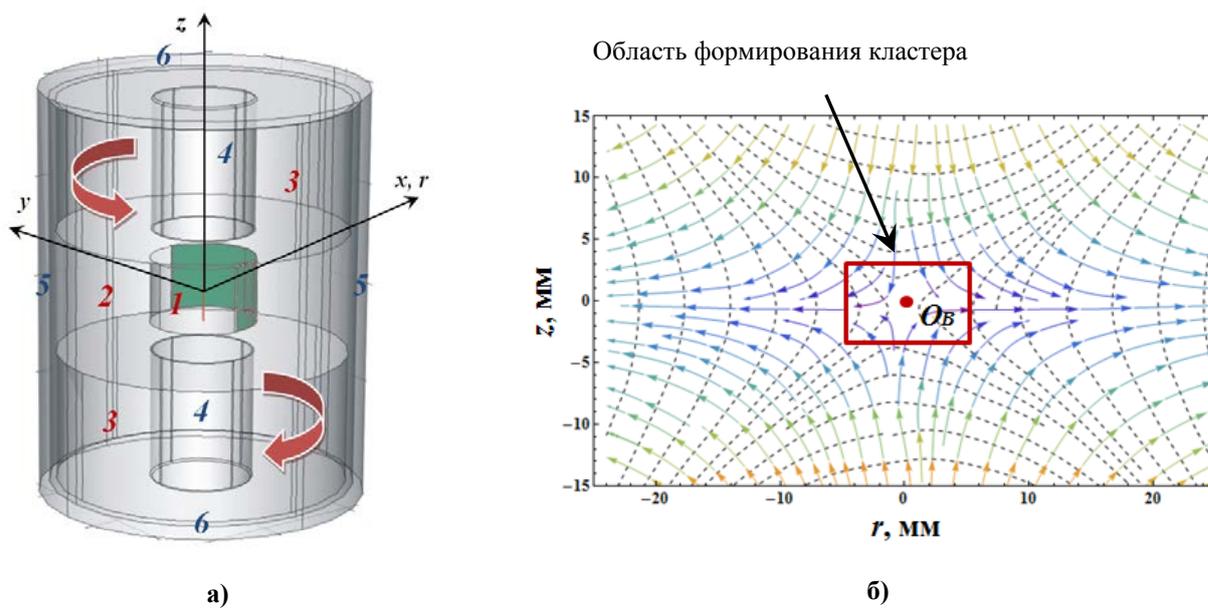


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а), создающей антипробкотронное магнитное поле (б): 1 – экспериментальная ампула с аргоном при 1 атм., 2 – внутреннее пространство сменного контейнера, 3 – катушки электромагнитов, 4 – сердечники катушек электромагнитов, 5 – боковой магнитопровод, 6 – торцевые магнитопроводы. Фигурными стрелками показано направление тока в катушках электромагнитов

В результате проведения космического эксперимента «Кулоновский кристалл» впервые были получены устойчивые пространственно-упорядоченные структуры, состоящие из заряженных, сильно взаимодействующих частиц графита [15, 16].

Частицы, помещенные в сменный контейнер, испытывали динамическое воздействие со стороны магнитного и электрического полей или посредством механического встряхивания. В исходном состоянии частицы находились на стенках контейнера, а после встряхивания заполняли его объем. 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 этой 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  $0.07 \text{ с}^{-1}$ ) и периоды колебаний ( $T = 8$  и  $10 \text{ с}$  соответственно), а также произведена оценка величины магнитной восприимчивости графита ( $\chi = -5.1 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{Г}$  для 400 мкм частиц и  $-4.0 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{Г}$  для 200 мкм частиц). Для поликристаллического графита в среднем  $\chi \approx -3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{Г}$ , 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 с размером 400 мкм и  $q_p \approx 2 \cdot 10^4 e$  для частиц с размерами 200 мкм.

## КРИОГЕННАЯ ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

Криогенной пылевой плазмой является пылевая плазма, в которой нейтральная газовая компонента охлаждается до криогенных температур ( $< 100 \text{ К}$ ). 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 остается 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] был проведен, на наш взгляд, прямой эксперимент, подтверждающий эту точку зрения. В эксперименте было 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 температурными фактором, поскольку все другие условия эксперимента и параметры плазмы во всех трех случаях были одинаковы. Кроме того, надежно 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 в них сопоставимо по величине с их размером и с ионным радиусом Дебая в фоновой плазме,  $l_p \sim r_p \sim D_i$ .

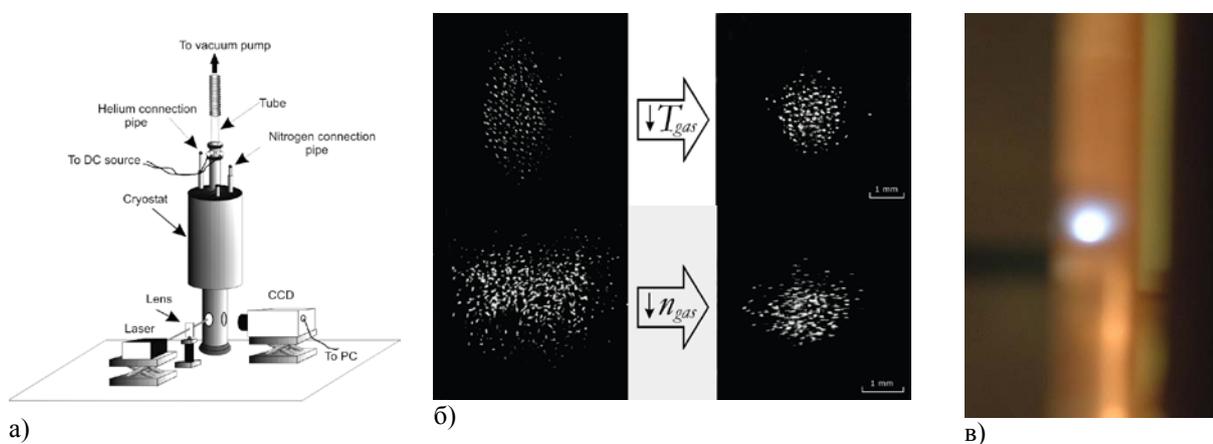


Рис. 2. Сфероидизация плазменно-пылевых структур при криогенных температурах: а) схема экспериментальной установки; б) понижение температуры разряда с 175 до 135 К (ток разряда 0.44 мА, концентрация газа  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), уменьшение давления с 0.08 до 0.05 Торр, уменьшение тока от 0.76 до 0.69 мА; в) компактная сферическая структура пылевых частиц при температуре 4.2 К (частицы  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ).

Схема экспериментальной установки показана на рис 2,а. Для снижения температуры тяжелой компоненты плазмы вертикально расположенная в криостате разрядная 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 трубке, представляющей собой цилиндрическую трубку, один конец которой сужается в форме «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,б). При 4.2 К в экспериментах формировалась компактная сферическая структура, осциллирующая с малой амплитудой и с частотой примерно 10 Гц. Ионный радиус Дебая в страте равен  $d_i = 3-4$  мкм и сопоставим с размером частиц. Из-за высокой концентрации и больших скоростей пылевых частиц невозможно было определить расстояние между частицами. Однако, если экстраполировать найденную зависимость изменения межчастичного расстояния в структуре при понижении температуры в область гелиевых температур, где  $l_p \sim 20$  мкм [18], плотность частиц в такой структуре можно оценить как  $n_d \sim 10^8$  см<sup>-3</sup>.

Для оценки заряда пылевых частиц в сверхплотной структуре при 4.2 К (рис. 2,в) воспользуемся условием квазинейтральности

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

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

$$Z_d \sim 20 \quad (2)$$

Данный результат представляется нам вполне реалистичным, поскольку небольшой заряд не приводит к сколько-нибудь заметному кулоновскому отталкиванию пылевых частиц внутри структуры, что позволяет ей существовать при высокой концентрации частиц. Также это может свидетельствовать о слабой неидеальности в такой сверхплотной структуре пылевых частиц. Можно оценить и общее количество пылевых частиц в сфере, которое 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 для того чтобы электрическое поле страты было способно их удержать.

## **АНОМАЛЬНО ВЫСОКАЯ ЗАРЯДКА ДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ С ЭНЕРГИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ 25 КЭВ**

Для исследования зарядки пылевых макрочастиц при непосредственном воздействии электронного пучка была разработана схема эксперимента, представленная на (рис. 3) [21]. Эксперименты были выполнены в атмосфере воздуха 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 составлял  $I_b = 10$  мА, его радиус –  $r_b = 3$  мм, энергия электронов пучка 25 кэВ. Пылевые частицы инжектировались при помощи специальной системы вброса непосредственно в реакционную область, где они взаимодействовали с электронным пучком. В результате воздействия пучка электронов наблюдался интенсивный разлет частиц, который фиксировался при помощи видеокамеры (время между двумя соседними видеокадрами  $\tau = 1/25$  с), а также при помощи фотокамеры.

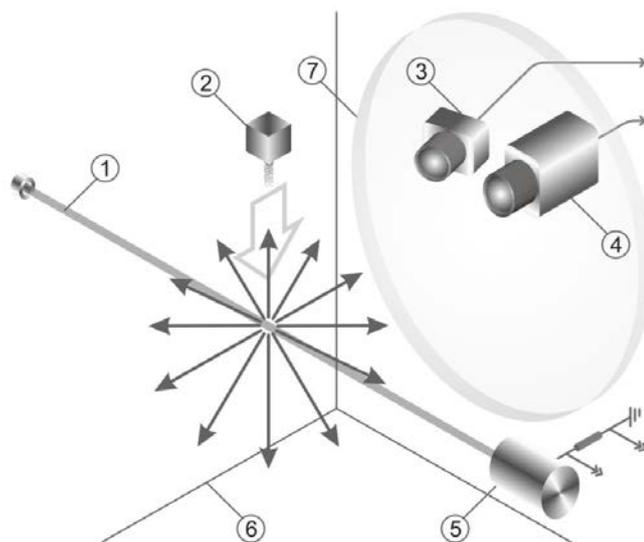


Рис. 3. Схема эксперимента (1 – электронный пучок, 2 – система вброса частиц, 3 – фотокамера, 4 – видеокамера, 5 – цилиндр Фарадея, 6 – вакуумная камера, 7 – иллюминатор).

Анализ видеоизображений, полученных в ходе экспериментов, позволил установить, что характерные скорости  $V_d$  разлета макрочастиц  $Al_2O_3$  меняются в диапазоне от 1,5 м/с 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, действующая на макрочастицу  $F_g = m_d g = 2 \cdot 10^{-8}$  Н ( $m_d$  – масса макрочастицы). Скорости разлета частиц в вертикальном и горизонтальном направлении совпадают по порядку величины. Таким образом,  $F_g, F_\Sigma \gg F_n$ , где  $F_\Sigma$  – суммарная сила, приводящая к разлету 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 счет взаимодействия с электронным пучком. Восстановленные из экспериментальных данных значения  $V$  составляют 3 м/с и не зависят от направления движения. Такая особенность разлета показывает, что за время взаимодействия пылевых макрочастиц с электронным пучком влияние сил, действующих вдоль определенного направления (например, гравитационной силы) пренебрежимо мало по сравнению с силам, приводящими к изотропному разлету. Основные силы, которые могут приводить к разлету макрочастиц, можно представить в виде трех слагаемых:

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

где  $F_{th}$  – сила, связанная с нагревом пылевых частиц за счет 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 отличием температуры макрочастицы от температуры 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 теплоемкость материала частицы,  $N_e$  – количество электронов, поглощенных частицей за время её нахождения в пучке. Оценка сверху для величины  $N_e$  может быть осуществлена при помощи выражения

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

где  $e$  – элементарный заряд,  $S_d = 7 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2$  – характерная площадь сечения пылевой частицы,  $S_b = \pi r_b^2$  – площадь сечения пучка электронов,  $t_d = 2r_b / V_y = 4 \cdot 10^{-3} \text{ с}$  – время прохождения пылевой макрочастицы через пучок электронов. Таким образом,  $\Delta T = 180 \text{ К}$ , т.е. разогрева, при котором началось бы испарение материала макрочастиц, не происходит. Это в свою очередь означает, что  $F_{th}$  определяется только термофоретическим эффектом, т.е.  $F_{th} \sim 4 \cdot 10^{-11} \text{ Н}$  [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, в силу изотропности разлета макрочастиц, ее действием можно пренебречь по сравнению с силами вызывающими этот разлет. Этот 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  $\Delta V_d = 3 \text{ м/с}$ , т.е.  $\Delta V_d \ll V_d$  ( $m_e$  – масса электрона). Проведенный анализ позволяет сделать вывод, что, взаимодействуя с электронным пучком, пылевые макрочастицы приобретают значительный заряд, который и приводит к их разлету за счет электрического взаимодействия друг с другом и (или) с электронным пучком, причем эта 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  $Q$ , причем объем, занимаемый заряженными макрочастицами, рассматривается как сферический. Радиус этого заряженного шара  $r_b = 3$  мм совпадает с радиусом электронного пучка. Сам электронный пучок рассматривается как равномерно заряженный стержень с линейной плотностью заряда

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

Макрочастицы, вылетая без начальной скорости с поверхности сферы, ускоряются в поле шара и стержня. 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  $V$ ,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная. Решая это уравнение, получим заряд на частице:  $Q \approx 5 \cdot 10^7 e$ , где  $e$  – элементарный заряд.

Сравнение с максимальным зарядом

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

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 ее 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.

Для описания броуновского движения обычно используется система 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  $j$ -той 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]:

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

где  $v_{fr}$  – коэффициент трения частицы за счет ее столкновений с нейтралами окружающего газа, а  $M$  – масса частицы. Коэффициент диффузии  $D$  частиц можно получить путем 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 скобки  $\langle \rangle$  обозначают усреднение по ансамблю и по

всем временным интервалам длительностью  $t$ . Простое решение  $D \equiv D_0 = T/(v_{fr}M)$ , известное как соотношение Эйнштейна, имеет место лишь для случая невзаимодействующих частиц.

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

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

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

В настоящей 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 [28, 29].

Эксперименты проводились в плазме емкостного высокочастотного (ВЧ-) 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 [30, 31]. Пылевая компонента была представлена частицами меламин-формальдегида различных радиусов  $a \approx 2.75$  мкм и 6.37 мкм плотностью  $\rho_d \approx 1.5$  г/см<sup>3</sup>. Имеющиеся средства диагностики позволяли анализировать как небольшие двумерные пылевые кластеры (с числом частиц  $N_p < 30$ ), так и протяженные пылевые монослои ( $N_p \approx 2500-30000$ ).

Функции  $D_m(t)/D_0$ , измеренные в различных экспериментах, показаны на рис. 4(а), 4(б). Следует отметить, что решение, полученное для гармонического осциллятора, (12), прекрасно описывает экспериментальное поведение функций  $D_m(t)/D_0$  для частиц в кластерных системах, см. рис. 4(а), 4(б), 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 возможность развития дополнительных высокочастотных осцилляций среднеквадратичного смещения в протяженных 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(а), кривая **2**), а их формирование может быть обусловлено возникновением продольных и поперечных мод в слабо диссипативных протяженных средах [32]. Кроме того, гармоническая аппроксимация (12) хорошо передает поведение частиц только на малых временах наблюдения и не позволяет описать эволюцию их движения к диффузионному режиму (см. рис. 4(б), кривые **3**, **4** и **5**).

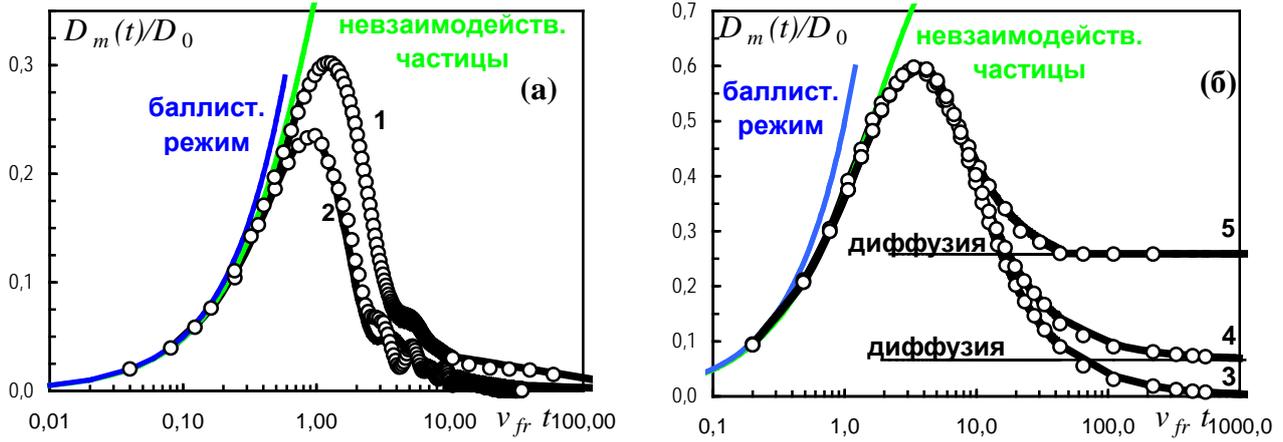


Рис. 4. Функции  $D_m(t)/D_0$  для экспериментов (O) с частицами (а)  $a=6.37$  мкм и (б)  $a=2.75$  мкм в кластерах ( $N_p=29$ , кривые 1, 3) и в протяженных пылевых структурах (кривые 2, 4, 5) с параметрами: 1 -  $P=0.065$  Торр,  $v_{fr} = 8$  с $^{-1}$ ,  $\xi_c \cong 1.45$ ,  $D=0$ ; 2 -  $P=0.12$  Торр,  $v_{fr} = 12$  с $^{-1}$ ,  $\xi_c \cong 1.85$ ,  $D=0$ ; 3 -  $P=0.1$  Торр,  $v_{fr} = 25$  с $^{-1}$ ,  $\xi_c \cong 0.32$ ,  $D=0$ ; 4 -  $P=0.08$  Торр,  $v_{fr} = 20$  с $^{-1}$ ,  $\xi_c \cong 0.32$ ,  $D/D_0 \cong 0.066$ ; 5 -  $P=0.05$  Торр,  $v_{fr} = 13$  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), возникающие за счет флуктуаций электрического поля  $\delta E$ , 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  $\sigma$  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 путем решения системы уравнений:

$$M \frac{d^2 \langle V_o V \rangle}{dt^2} = -M(v_{fr} + \sigma) \frac{d \langle V_o V \rangle}{dt} - (2\omega_c^2 + v_{fr} \sigma) \langle V_o V \rangle,$$

$$\langle V_o V \rangle = \frac{1}{2} \frac{d^2 \langle x^2 \rangle}{dt^2}. \quad (13)$$

с граничными условиями:  $\langle x^2(t=0) \rangle = 0$ ;  $\left. \frac{d \langle x^2 \rangle}{dt} \right|_{t=0} = 0$ ;  $\langle V_o V \rangle = T/M$ ;  $\int_0^\infty \langle V_o V \rangle dt = D$ . Здесь

$\langle V_o V \rangle = \langle V(0)V(t) \rangle$  - автокорреляционная функция скоростей частиц. Напомним, что величину  $\omega_c$  можно легко определить на основе экспериментальных данных с помощью различных методов диагностики [30, 31], или оценить теоретически [27-31].

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  $\gamma = (\sigma + v_{fr})/2$ ,  $\omega_1 = (\gamma^2 - \{2\omega_c^2 + \sigma v_{fr}\})^{1/2}$ ,  $(C_1 + C_2) = T/M$ , а  $(C_1/\{\gamma - \omega_1\} + C_2/\{\gamma + \omega_1\}) = D$ . Таким образом, при  $t \rightarrow \infty$  и  $(\omega_1 + \gamma)t \gg 1$ , имеем  $D_m(t) \rightarrow D$ , а на малых временных интервалах,  $(\omega_1 + \gamma)t \ll 1$ , движение частиц имеет баллистический характер:  $\langle x^2 \rangle \approx T t^2 / M$  и  $D_m(t) = \langle x^2 \rangle / (2t) \propto t$ . В случае, когда  $\omega_1$  - мнимая величина, искомое решение легко представить в виде суперпозиции, включающей члены  $\exp(-\gamma t) \sin(\omega_2 t)$  и  $\exp(-\gamma t) \cos(\omega_2 t)$ , где  $\omega_2 = (-\gamma^2 + \{2\omega_c^2 + \sigma v_{fr}\})^{1/2}$ . Следует отметить, что решение (14) прекрасно описывает поведение частиц

в экспериментах при  $\omega_1 > 1$ , см. рис. 4(б), а в случае, когда  $D = 0$  (т.е.  $\sigma = 0$ ) переходит в уже известное соотношение (12).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в ходе выполненных экспериментальных исследований была 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  $10^6$  зарядов электрона на микрон, что более чем на два порядка превышает характерные значения заряда частиц такого же размера в традиционно используемых газовых разрядах. Относительная погрешность результатов составила 50%. Нагрев материала макрочастиц в результате взаимодействия с пучком электронов составил  $\Delta T = 180$  К. Эксперименты при 4.2 К обнаруживают совершенно новые свойства плазменно-пылевых структур, которые ранее, при комнатной температуре, не наблюдались и не были предсказаны заранее. Такими свойствами являются: стремление пылевых структур принять сферическую форму («сфероидизация»), возникновение у пылевой структуры свободных границ и др. Причины, лежащие в основе этих свойств, требуют дальнейшего подробного экспериментального и теоретического рассмотрения.

В данной работе также представлены результаты экспериментального изучения броуновского движения взаимодействующих пылевых частиц в слабоионизированной газоразрядной плазме. Эксперименты проводились в плазме ВЧ-разряда для малых кластерных и протяженных плазменно-пылевых систем, содержащих пылевые частицы различных размеров. Исследовалось влияние количества пылевых частиц и величины коэффициента трения на формирование различных режимов их движения. Предложена новая аналитическая модель для описания перехода от баллистического к диффузионному режиму движения частиц для различных условий их наблюдения.

*Данная работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (13-02-01393-а), в рамках проекта CRDF (Project No. RUP1-7025-CG-11), а также Программой фундаментальных исследований Президиума РАН «Вещество при высоких плотностях энергии».*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vladimirov S.V. and Ostrikov K. // Phys. Rep. 2004. V. 393. P. 175.
2. Vaulina O.S., Petrov O.F., Fortov V.E., Chernyshev A.V., Gavrikov A.V., and Shakhova O.A. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 035004.
3. Morfill G.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Klumov B.A., Rubin-Zuzic M., Konopka U., and Thomas H. M. // Contrib. Plasma Phys. 2004. V. 44. P. 450.
4. Fortov V.E., Petrov O.F., and Vaulina O.S. // Phys. Rev. Lett. V. 2008. V. 101. P. 195003.
5. Shukla P.K. and Eliasson B. // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81, P. 25.
6. Dubin D.H.E., O'Neil T.M. // Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71. № 1. P. 87-172.
7. Cole M. W. // Rev. Mod. Phys. 1974. V. 46. № 3. P. 451-464.
8. Савин С.Ф., Дьячков Л.Г., Васильев М.М., Петров О.Ф., Фортвов В.Е. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. С. 42.
9. Savin S.F., D'yachkov L.G., Vasiliev M.M., Petrov O.F., and Fortov V.E. // Europhys. Lett. 2009. Т. 88. С. 64002.
10. Berry M.V. and Geim A.K. // Eur. J. Physics. 1997. V. 18. P. 307.
11. Geim A. // Phys. Today. 1998. V. 51. N. 9. P. 36.
12. Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., and Morfill G.E. // Phys. Rep. 2005, V. 421, P. 1.
13. Savin S.F., D'yachkov L.G., Myasnikov M.I., Petrov O.F., and Fortov V.E. // Phys. Scr. 2012,

V. 85, P. 035403.

14. Савин С.Ф., Марков А.В., Петров О.Ф., Фортвов В.Е. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2004. № 6. С. 55.
15. Савин С.Ф., Дьячков Л.Г., Мясников М.И., Петров О.Ф., Васильев М.М., Фортвов В.Е., Калери А.Ю., Борисенко А.И., Морфилл Г.Е. // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 94. С. 548-552.
16. Petrov O.F., Myasnikov M.I., D'yachkov L.G., Vasiliev M.M., Fortov V.E., Savin S.F., Kaleri A.Yu., Borisenko A.I., and Morfill G.E. // Phys. Rev. E. 2012. V. 86. p. 036404.
17. Antipov S.N., Asinovskii E.I., Fortov V.E., Kirillin A.V., Markovets V.V., Petrov O.F., and Platonov V.I. // Phys. Plasmas. 2007. V. 13. P. 090701.
18. Антипов С.Н., Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Майоров С.А., Марковец В.В., Петров О.Ф., Фортвов В.Е. // ЖЭТФ. 2008. Т. 133. С. 948.
19. Vasiliev M.M., Antipov S.N. and Petrov O.F. // J. Phys. A: Math. Gen. 2006. V. 39. N. 20. P. 4539.
20. Васильев М.Н., Ворона Н.А., Гавриков А.В., Петров О.Ф., Сидоров В.С., Фортвов В.Е. // ПЖТФ, 2010, т.36, №24, с. 54-60.
21. Fortov V. E., Morfill G. E. // Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space. USA. CRC Press. 2010.
22. Я. И. Френкель, Кинетическая теория жидкостей, Наука, Ленинград (1975)..
23. S. Chandrasekhar, Rev. Mod. Phys. 15(1), 1 (1943).
24. Photon Correlation and Light Beating Spectroscopy, H.Z. Cummins and E.R. Pike, Eds. (Plenum, New York, 1974).
25. R. Kubo Science 233, 330 (1986).
26. А.А. Овчинников, С.Ф. Тимашев, А.А. Белый, Кинетика диффузионно- контролируемых химических процессов, Химия, Москва (1986).
27. О.С. Ваулина, К.Г. Адамович, ЖЭТФ, том 133, выпуск 5, стр. 1091 (2008)
28. Complex and Dusty Plasmas, edited by V.E. Fortov and G.E. Morfill (CRC Press, 2010);
29. S. Vladimirov, K. Ostrikov, A. Samarian, Physics and Applications of Complex Plasmas (Imperial College, London, 2005)
30. О.С. Ваулина, К.Г. Адамович, О.Ф. Петров, В.Е. Фортвов, ЖЭТФ, том 134, выпуск 2, стр. 367 (2008)
31. O.S. Vaulina, E.A. Lisin, A.V. Gavrikov, O.F. Petrov and V.E. Fortov. Phys. Rev. Lett. 103, 035003 (2009).
32. H. Ohta and S. Hamaguchi, Phys. Plasmas 7, 4506 (2000).

Oleg F.Petrov<sup>1,2</sup> and Vladimir E.Fortov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Russia,  
125412, Moscow, Izhorskaya 13 bld.2, E-mail: [ofpetrov@ihed.ras.ru](mailto:ofpetrov@ihed.ras.ru)  
<sup>2</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, Russia, Dolgoprudny

*In the work the formation of ordered structures from large number ( $\sim 10^4$ ) of charged diamagnetic dust particles in a cusp magnetic trap under microgravity conditions has been studied. The experiments were carried out onboard of International Space Station (ISS). Plasma dust structures were also investigated in cryogenic dc glow discharge – in cryogenic dusty plasma. The superhigh charging of dust particles under direct stimulation by an electron beam was analyzed in experiments. The results of the investigation of Brownian motion for strongly coupled dust particles in plasma are presented.*

ORDERED STRUCTURES, DUSTY PLASMA, MICROGRAVITY