

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЖИДКОСТНЫХ И КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

А.П.Нефедов, О.Ф.Петров, В.И.Молотков, В.Е.Фортвов

Институт теплофизики экстремальных состояний РАН
127412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 июня 2000 г.

В пылевой плазме, которая представляет собой низкотемпературную плазму с мелкодисперсными частицами, при определенных условиях сильное межчастичное взаимодействие приводит к фазовым переходам типа газ – жидкость – твердое тело. Рассматриваются пространственно-упорядоченные (жидкостные и кристаллические) структуры частиц, возникающие в пылевой плазме различного типа – в термической плазме атмосферного давления, в тлеющем разряде постоянного тока, а также в плазме, индуцированной ультрафиолетовым излучением. Приводятся результаты экспериментальных наблюдений упорядоченных пылевых структур, обсуждаются особенности структур и условия их формирования.

PACS: 52.25.-b, 52.30.-q, 64.70.-p

1. Введение. Характерно, что частицы в пылевой плазме или плазме с включенными в нее пылевыми частицами могут заряжаться потоками электронов и ионов, а также путем фото-, термо- или вторичной эмиссии электронов с поверхности частиц [1, 2]. Эмиссия электронов может приводить к положительному электрическому заряду частицы, при этом концентрация электронов в газе возрастает. Если же частицы захватывают электроны, то их заряд отрицателен и возникает противоположный эффект – снижение электронной концентрации.

Благодаря относительно большим размерам пылевых частиц (от сотых долей микрона до нескольких десятков микрон), их заряд Z_d может иметь чрезвычайно большую величину ($\sim 10^2 - 10^5$ элементарных зарядов). В результате средняя кулоновская энергия взаимодействия частиц, которая зависит от Z_d^2 , может намного превосходить их среднюю тепловую энергию, что означает возникновение сильно-неидеальной плазмы, в которой роль многозарядных тяжелых ионов играют заряженные пылевые частицы [3]. Теоретические расчеты равновесных свойств такой плазмы показывают, что при определенных условиях сильное электростатическое взаимодействие частиц и малая энергия их теплового движения приводят к фазовым переходам типа газ – жидкость – твердое тело и возникновению пространственно-упорядоченных структур в расположении частиц, аналогичных структурам в жидкости или твердом теле. Электроны и ионы при этом остаются идеальным газом, как и в дебаевской плазме. В отличие от обычной атомарной жидкости или твердого тела, пылевые частицы являются достаточно большими для эффективного рассеяния света и могут фиксироваться по отдельности видеокамерой и даже наблюдаться невооруженным глазом. Такие кристаллические структуры, сформированные заряженными пылевыми частицами в плазме, получили название кулоновского или плазменного кристалла [4].

Для описания взаимодействия частиц традиционно используются либо модель одноконпонентной плазмы (ОКП), либо модель с экранированным (дебаевским) потенциалом [3, 4], которая также известна как модель Юкава. В этих моделях рассмат-

ривается классическая, квазинейтральная, пространственно неограниченная плазма, для которой путем численного моделирования получены критические значения параметра межчастичного взаимодействия $\Gamma = (Z_d e)^2 / \bar{r} k T_g$, соответствующие фазовым переходам. Здесь T_g – температура плазмы, $\bar{r} = (4\pi n_d / 3)^{-1/3}$ – среднее расстояние между частицами, n_d – концентрация частиц.

В случае ОКП плазма является идеализированной системой ионов на компенсирующем однородном фоне нейтрализующих зарядов, так что в целом система электрически нейтральна. Потенциал взаимодействия частиц $U(r)$ при этом является кулоновским, а трехмерная система формирует регулярную кристаллическую структуру для значений Γ , больших $\Gamma_c = 171$. При малых величинах Γ ($\Gamma < 4$) состояние плазмы является “газообразным” [2–4]. В дебаевской модели рассматривается эффект экранирования фоном зарядов, что приводит к потенциалу взаимодействия типа Дебая – Хюккеля. С учетом экранирования, которое определяется отношением $\kappa = \bar{r} / r_D$ (r_D – радиус Дебая), вводится параметр $\Gamma_s = (Z_d e)^2 \exp(-\bar{r} / r_D) / \bar{r} k T_g = \Gamma \exp(-\bar{r} / r_D)$. Таким образом, термодинамика плазмы и, соответственно, условия фазовых переходов в дебаевской модели описываются уже двумя параметрами – Γ и κ . Предельные случаи этой модели – модель ОКП (при $\bar{r} / r_D \rightarrow 0$) и модель твердых сфер (при $\bar{r} / r_D \rightarrow \infty$).

В ранних экспериментах кристаллические структуры наблюдались в системе заряженных частиц железа и алюминия микронных размеров, удерживаемых переменным и статическим электрическими полями. В более поздних работах (см., например, [5, 6]) описывалась кулоновская кристаллизация пылевых частиц в слабоионизированной плазме высокочастотного разряда при низком давлении. Энергия электронов в такой плазме составляет несколько электронвольт, а энергия ионов близка к тепловой энергии атомов (≈ 0.03 эВ) [7].

В отсутствие эмиссионных процессов заряд пылевой частицы оказывается отрицательным. Это связано с тем, что на нейтральную пылевую частицу направлены потоки плазменных электронов и ионов. Принято считать, что попавшие на поверхность частицы электроны поглощаются, а подлетевшие к поверхности ионы вырывают электроны и рекомбинируют. Вследствие более высокой подвижности электронов их поток значительно превышает поток ионов, и частица начинает заряжаться отрицательно, что приводит к отталкиванию электронов и притяжению ионов. Заряд частицы меняется до тех пор, пока не сравняются потоки электронов и ионов на ее поверхность.

В экспериментах с высокочастотным разрядом пылевые частицы приобретают отрицательный заряд, величина которого довольно велика ($\sim 10^4 - 10^5$ элементарных зарядов). При этом облако частиц висит вблизи твердой поверхности (электрода) с отрицательным потенциалом, где устанавливается равновесие между гравитационными и электростатическими силами. При диаметре облака в несколько сантиметров в вертикальном направлении число слоев частиц может составлять несколько десятков, а расстояние между частицами – несколько сотен микрон.

В более поздних экспериментах предпринимались попытки получения протяженных, трехмерных упорядоченных структур в объеме квазинейтральной плазмы (а не в приэлектродной области), а также при различных механизмах зарядки пылевых частиц, в частности при термо- и фотоэмиссии. Так, в условиях квазинейтральности жидкостные структуры наблюдались в термической плазме при ~ 1700 К и

атмосферном давлении. Трехмерные кристаллические структуры были получены и в положительном столбе тлеющего разряда постоянного тока. Упорядоченные структуры также изучались в плазме, сформированной из заряженных пылевых частиц при воздействии ультрафиолетового (проведены в условиях микрогравитации на борту космической станции "Мир") излучения.

2. Пространственно-упорядоченные пылевые структуры в термической плазме. Термическая плазма представляла собой низкотемпературную плазму, в которой температуры электронов, ионов и нейтральных частиц равны. В потоке плазмы были взвешены частицы диоксида церия (CeO_2). Температура плазмы лежала в диапазоне 1700–2200 К, давление – атмосферное [8, 9]. Особенность самого материала диоксида церия – низкая работа выхода термоэлектронов (~ 2.75 эВ) с его поверхности. В результате пылевые частицы заряжались потоками электронов и ионов из плазмы, а также путем термоэлектронной эмиссии, которая может приводить к положительному заряду частиц. Концентрация электронов составляла $10^9 - 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

В результате измерений были получены данные о таких параметрах плазмы, как концентрация положительных ионов и электронов, температура, а также средний диаметр и концентрация пылевых частиц. Пространственные структуры пылевых частиц анализировались с помощью бинарной корреляционной функции $g(r)$, которая характеризует вероятность нахождения частицы на расстоянии r от данной и, тем самым, пространственное расположение частиц – хаотическое или упорядоченное (жидкостные и кристаллические структуры). Для получения корреляционной функции в плазменных потоках применялся лазерный время-пролетный счетчик, который основан на принципе рассеяния отдельными частицами, движущимися через измерительный объем, сформированного фокусировкой пучка лазера в исследуемую область плазменного потока. Излучение, рассеянное отдельными частицами при пересечении ими лазерного пучка, собиралось объективом и направлялось на фотоприемник. Полученные импульсные сигналы затем обрабатывались для расчета бинарной корреляционной функции.

Результаты измерения пространственных структур пылевых частиц сравнивались с полученными для пылевой струи с частицами CeO_2 при комнатной температуре. Такая система моделирует плазму со случайным (хаотическим) пространственным расположением пылевых частиц ("газообразная" плазма).

Типичные бинарные корреляционные функции $g(r)$ для частиц CeO_2 в пылевой струе при комнатной температуре и в плазме показаны на рис.1. Видно, что корреляционные функции для пылевой струи (рис.1а) и для плазмы при $T_g = 2170$ К и концентрации пылевых частиц $n_d = 2.0 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ (рис.1б) практически не отличаются. Следовательно, частицы в плазме являются слабо взаимодействующими, и образование упорядоченных структур оказывается невозможным.

При более низкой температуре плазмы ($T_g = 1700$ К) и более высокой концентрации частиц ($n_d = 5.0 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$) корреляционная функция, как показано на рис.1с, принимает вид, характерный для жидкости. В этих условиях концентрация ионов в плазме ($n_i \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$) примерно на порядок ниже концентрации электронов ($n_e \sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$). Заряд частиц, полученный из условия квазинейтральности, был положительным и составлял $10^3 e$. Полученные из измерений значения параметров $\Gamma > 120$ и $\kappa = 1.6$ указывают на сильное взаимодействие частиц, то есть на возник-

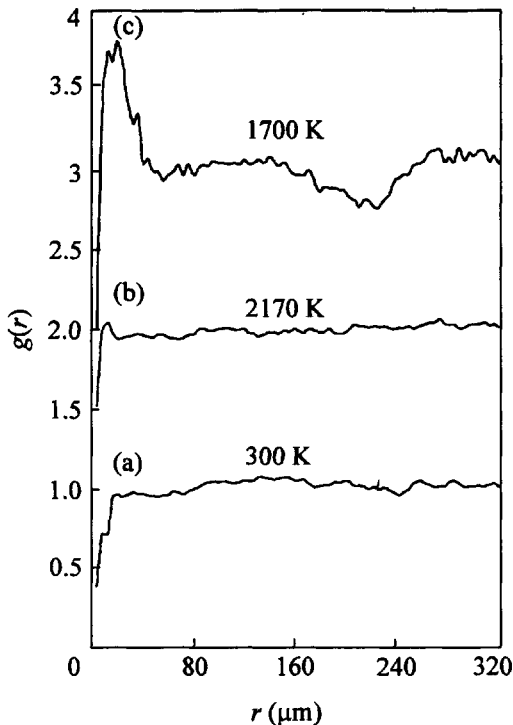


Рис.1. Бинарная корреляционная функция $g(r)$ для частиц SeO_2 в воздушной струе – при комнатной температуре $T_g \approx 300$ К и в плазме ($Z_d = 500$) при $T_g = 2170$ К и $T_g = 1700$ К

новение жидкостных структур из пылевых частиц. Относительно слабая упорядоченность структуры в эксперименте (см. рис.1с) объясняется конечным временем существования плазмы (~ 7 мс), вследствие чего процесс формирования структуры не успевал полностью завершиться.

3. Моделирование динамики формирования упорядоченных пылевых структур в термической плазме. Для объяснения экспериментальных результатов было проведено численное моделирование динамики формирования упорядоченных структур пылевых частиц в термической плазме. Для начала проведем анализ основных физических процессов, влияющих на динамику формирования упорядоченных структур пылевых частиц. В условиях эксперимента расположенные хаотически нейтральные частицы, попадая в область плазмы, нагреваются до температуры окружающего газа, приобретают электрический заряд и начинают взаимодействовать. Простейшая оценка времени термализации дает

$$\tau_{th} = \left[\pi a^2 n_n \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_n}} \cdot \frac{2m_n}{m_d} \right]^{-1}, \quad (1)$$

m_n и n_n – соответственно масса и концентрация молекул газа, a и m_d – соответственно радиус и масса пылевой частицы.

В нашем случае (см. таблицу) время термализации ($\tau_{th} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ с) существенно меньше времени существования плазмы ($t_{ft} \sim 7$ мс), следовательно, можно считать, что нагрев пылевых частиц происходит практически мгновенно. Это подтверждается и результатами исследования динамики пылевых частиц методом корреляционной спектроскопии, которые показывают, что пылевая подсистема находится в

равновесии с окружающим газом (что также исключает из рассмотрения эффект аномального нагрева, имеющий место в газоразрядной плазме).

Параметры, использованные при численном моделировании динамики формирования упорядоченных структур пылевых частиц в термической плазме

Параметр	Величина
Температура плазмы	$T = 1700 \text{ К}$
Давление нейтрального газа	$P_n = 1 \text{ атм}$
Концентрация электронов плазмы	$n_e = 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$
Концентрация ионов плазмы	$n_i = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$
Концентрация пылевых частиц	$n_d = 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$
Радиус пылевых частиц	$a = 0.4 \text{ мкм}$
Масса пылевых частиц	$m_d = 1.6 \cdot 10^{-12} \text{ г}$
Заряд пылевых частиц	$Z_d = 500$
Среднее расстояние между частицами	$l = 17 \text{ мкм}$
Длина экранирования	$\lambda_D = 11 \text{ мкм}$
Частота трения о нейтральный газ	$\nu_{dn} = 9.6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$
Параметр неидеальности	$\Gamma = 90$
Параметр κ	$\kappa = 2.5$
Параметр неидеальности с учетом экранировки	$\Gamma_s = 8$

Моделирование процесса формирования упорядоченных структур в термической плазме проводилось с использованием метода молекулярной динамики. Для каждой из частиц решалось двумерное уравнение движения с учетом взаимодействия между ними, силы трения со стороны нейтральной компоненты и случайной силы \mathbf{F}_{br} , возникающей благодаря толчкам молекул окружающего газа (броуновской силы):

$$m_d \frac{d^2 \mathbf{r}_k}{dt^2} = \sum_{j \neq k} \Phi(r) \Big|_{r=|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|} \frac{\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|} - m_d \nu_{dn} \frac{d\mathbf{r}_k}{dt} + \mathbf{F}_{br}. \quad (2)$$

Сила $\Phi(r)$ записывается (в предположении дебаевского потенциала взаимодействия между пылевыми частицами) в виде

$$\Phi(r) = -Z_d e \frac{\partial \varphi_D}{\partial r} = \frac{Z_d^2 e^2}{r^2} \left[1 + \frac{r}{\lambda_D} \right] \exp \left(-\frac{r}{\lambda_D} \right). \quad (3)$$

Параметры, использованные при моделировании процесса, представлены в таблице. Они близки к условиям реального эксперимента. Перейдем теперь к основным результатам численного моделирования. Оно показало, что после релаксации система приходит в хорошо упорядоченное состояние, которое можно условно назвать жидкообразным. На рис.2 представлена временная эволюция бинарной корреляционной функции $g(r)$, рассчитанной исходя из положений частиц в определенный момент времени. Данные рис.2е получены усреднением $g(r)$ по времени, что возможно, поскольку в диапазоне времен $40 \text{ мс} < t < 70 \text{ мс}$ система достигает стационарного состояния и бинарная корреляционная функция практически не изменяется во времени. Для сравнения на рис.2 показана также корреляционная функция, полученная непосредственно в эксперименте (соответствует рис.1с).

Анализ рис.2 позволяет качественно описать процесс упорядочивания пылевых частиц. Вначале происходит разлет тех частиц, расстояние между которыми мало,

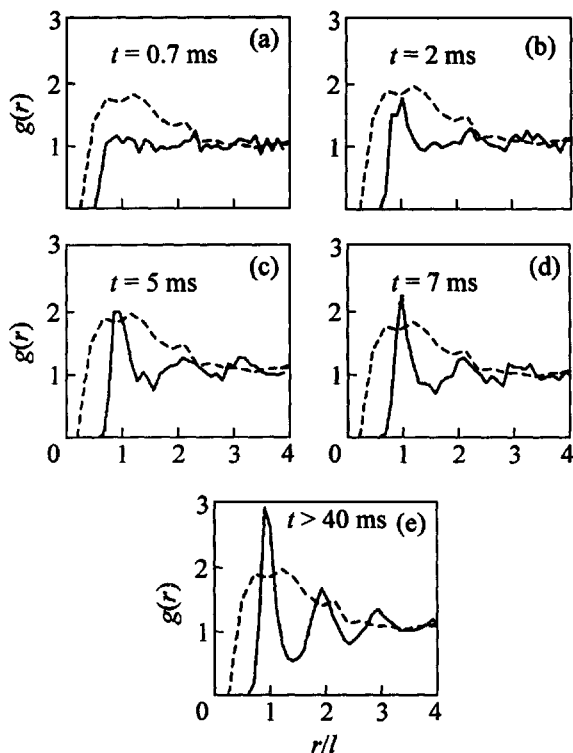


Рис.2. Временная эволюция бинарной корреляционной функции: сплошная кривая – моделирование, штриховая – эксперимент. Время формирования $t = 0.7$ мс (а), 2 мс (б), 5 мс (с), 7 мс (д), 40 мс (е)

при этом формируется область, где бинарная корреляционная функция равна нулю (рис.2а и 2б). Этот процесс быстрый, поскольку сила отталкивания между частицами резко увеличивается с уменьшением расстояния между ними. Затем наблюдается появление ярко выраженного первого максимума бинарной корреляционной функции (рис.2с). Далее первый максимум увеличивается с течением времени, и одновременно начинают формироваться пики более высоких порядков (рис.2д). Корреляционная функция стационарного состояния (рис.2е) характеризуется несколькими ярко выраженными максимумами, что характерно для систем с ближним порядком. Именно поэтому конечное состояние системы было названо выше жидкообразным.

Определение времени формирования упорядоченной структуры остается в значительной степени произвольным. Очевидно, оно зависит от того, какой пространственный масштаб корреляций нас интересует. Чем больше расстояние, на котором бинарная корреляционная функция приближается к своей окончательной форме, тем большее время для этого необходимо. Так, например, в исследованном случае для формирования первых трех пиков необходимо время $t_f \approx 35$ мс. Можно ввести также время формирования первого максимума бинарной корреляционной функции t_1 . По сути это есть время, необходимое для появления любого ближнего порядка в системе. Численный расчет показывает, что для рассмотренных условий $t_1 \approx 5$ мс.

Особенность рассматриваемого эксперимента – конечное время существования плазмы, составлявшее $t_{fz} \approx 7$ мс. В соответствии с результатами численного моделирования это означает, что структура, диагностируемая в эксперименте, находилась в процессе своего формирования и, следовательно, в эксперименте измерялась

бинарная корреляционная функция, не соответствующая стационарному состоянию. Тем не менее, время существования плазмы было вполне достаточным для появления в системе ближнего порядка.

Данные рис.2 позволяют сравнить форму экспериментальной бинарной корреляционной функции с расчетной. Отметим два обстоятельства. Во-первых, экспериментальная корреляционная функция имеет лишь один пик, что вполне согласуется с результатами моделирования. Действительно, из рис.2d следует, что при $t = 7$ мс первый максимум уже близок к своему окончательному виду, в то время как пики более высоких порядков только начинают формироваться. Таким образом, наличие только одного пика объясняется тем, что за время существования плазмы процесс упорядочивания не успевает полностью завершиться. Во-вторых, первый максимум экспериментальной корреляционной функции значительно уширен (~ 5 раз) по сравнению с расчетной. Одна из возможных причин такого уширения в принципе может быть связана с особенностями использования лазерного время-пролетного счетчика [8, 9].

4. Трехмерные кристаллические структуры пылевых частиц в тлеющем разряде постоянного тока. В противоположность термической плазме тлеющий разряд при комнатной температуре и низком давлении представляет собой неизотермическую газовую плазму. Эксперименты проводились с тлеющим разрядом постоянного тока в неоне при давлении газа от долей до нескольких торр и разрядных токах от долей до нескольких миллиампер.

Наблюдения структур пылевых частиц велись в положительном столбе тлеющего разряда со стоячими стратами – неподвижными зонами неравномерной светимости, регулярно чередующимися с темными промежутками, с характерным масштабом порядка нескольких сантиметров [10]. Электрическое поле относительно велико в голове (светящейся части) страты и мало вне этой области. Стенки разрядной трубки также имеют высокий плавающий потенциал. Таким образом, в голове каждой страты имеется электростатическая ловушка, которая при вертикальном положении разрядной трубки способна удержать мелкодисперсные частицы в области положительного столба разряда, а сильное радиальное поле препятствует их выпадению на стенки разрядной трубки.

Схема установки приведена на рис.3. Частицы подсвечиваются в горизонтальной или вертикальной плоскости лазерным лучом и наблюдаются видеокамерой. Отдельные частицы также можно было видеть невооруженным глазом. Процесс формирования структуры выглядит следующим образом: после высыпания микронных частиц из контейнера в разряд в стеклянной трубке частицы, заряжающиеся в плазме, проскакивают положение равновесия, а затем в течение нескольких секунд “всплывают” и выстраиваются в структуру, сохраняющуюся сколь угодно долго при неизменных параметрах разряда [11]. В положительный столб разряда вводились частицы нескольких типов – и полые микросферы из боросиликатного стекла диаметром 50–60 мкм, и полидисперсные частицы Al_2O_3 размерами в 3–5 мкм, и монодисперсные частицы меламинаформальдегида диаметром 1.87 мкм.

Частицы были видны как облако в центре страты. Обычно наблюдалось одновременно несколько облаков частиц в соседних стратах. Диаметр облака составлял 5–10 мм для стеклянных микросфер и увеличивался до 20 мм для частиц Al_2O_3 . Частицы располагались в 10–20 (для стеклянных микросфер) и более (для частиц

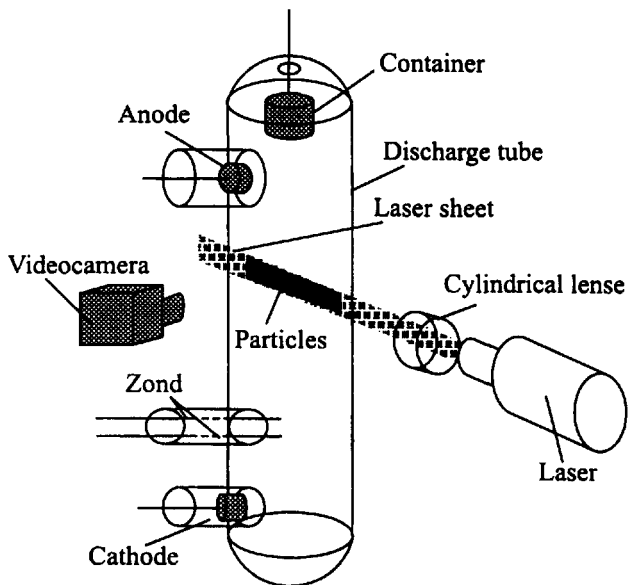


Рис.3. Схема экспериментальной установки для изучения упорядоченных структур в газоразрядной плазме

Al_2O_3) плоских слоев. В вертикальной плоскости частицы формировали цепочки. Расстояния между ними составляли 250–400 мкм, расстояния между частицами в горизонтальной плоскости – 350–600 мкм, что соответствует концентрациям частиц $n_d \sim 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-3}$ [12].

На рис.4а приведен фрагмент горизонтального сечения плазменно-пылевого кристалла из монодисперсных частиц меламинформальдегида диаметром 1.87 мкм в раз-

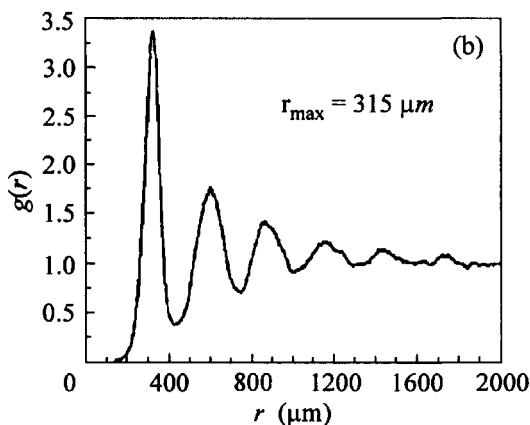
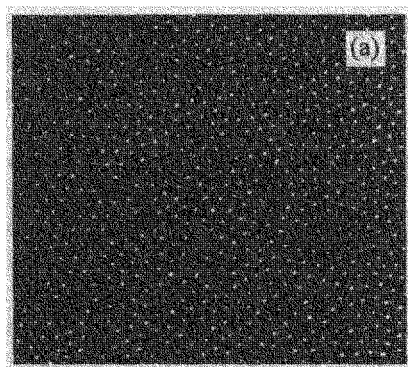


Рис.4. Видеоизображение горизонтального сечения упорядоченной пылевой структуры в страте положительного столба тлеющего разряда (а) и бинарная корреляционная функция для пылевой структуры (b)

ряде в смеси неона с водородом при давлении 0.8 торр и величине тока 1.1 мА. На рис.4b для данной структуры показана бинарная корреляционная функция частиц $g(r)$, подтверждающая существование дальнего порядка в расположении частиц, что означает формирование кристаллической структуры.

Варьированием параметров разряда (давления и тока) можно было изменять форму облака частиц. Так, уменьшение разрядного тока и давления, как видно из рис.5а,б,с ведет к слиянию двух ближайших эллиптических облаков в цилиндричес-

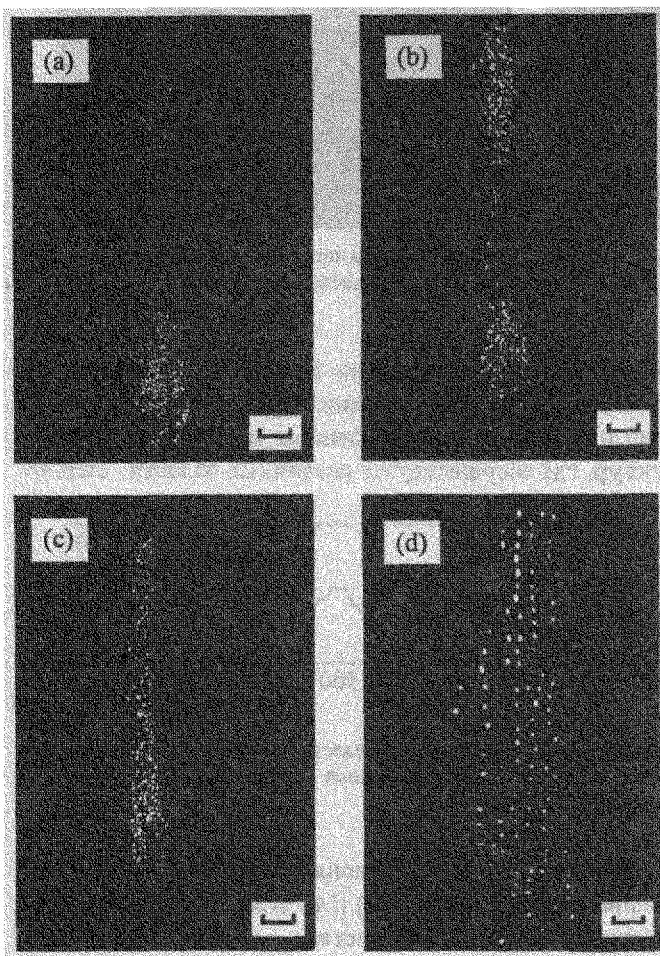


Рис.5. Видеоизображения стеклянных микросфер в вертикальной плоскости при различном разрядном токе и давлении: а) 0.5 мА и 0.47 торр; б) 0.5 мА и 0.44 торр; в) 0.4 мА и 0.37 торр; д) увеличенный фрагмент цилиндрической структуры, показанной на рисунке с. Масштаб на рисунках а, б и в соответствует 3 мм, на рисунке д – 1 мм

кую структуру, размеры которой по вертикали составляют несколько десятков сантиметров. На рис.5д показан увеличенный фрагмент такой цилиндрической структуры.

При изменении тока может наблюдаться переход из кристаллического состояния в жидкость и затем в газ – происходит “плавление” кристалла. Так, для частиц Al_2O_3 при давлении 0.3 торр и токе 0.4 мА (рис.6а) корреляционная функция обнаруживает дальний порядок с четырьмя хорошо выраженными максимумами (рис.7а), что соответствует кристаллической структуре частиц. При увеличении тока почти на порядок до 3.9 мА (рис.6б) происходит “плавление” плазменного кристалла и обнаруживается лишь ближний порядок – образуется жидкостная структура (рис.7б). Следует заметить, что при этом фазовом переходе расстояние между частицами (250 мкм) остается практически неизменным [13].

В разряде постоянного тока при определенных условиях наблюдался эффект аномального разогрева пылевых частиц, при этом энергия пылевых частиц достигала

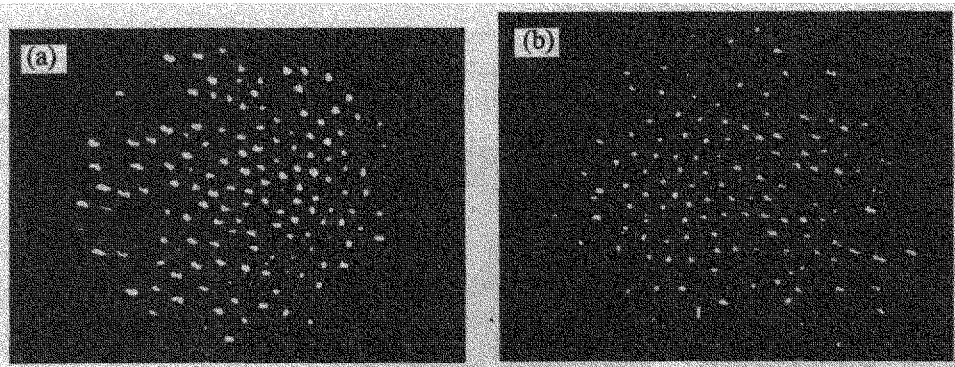


Рис.6. Видеоизображения частиц Al_2O_3 в вертикальной плоскости при различном разрядном токе и давлении: а) 0.4 мА и 0.3 торр; б) 3.85 мА и 0.3 торр. Масштаб соответствует 1 мм

очень большой величины (~ 50 эВ). Такой рост энергии может объяснить “плавление” пылевых кристаллов, наблюдаемое при изменении параметров плазмы. В случае малых частиц увеличение их числа при определенных параметрах разряда приводит к формированию структур, где сосуществуют различные области: сильно-

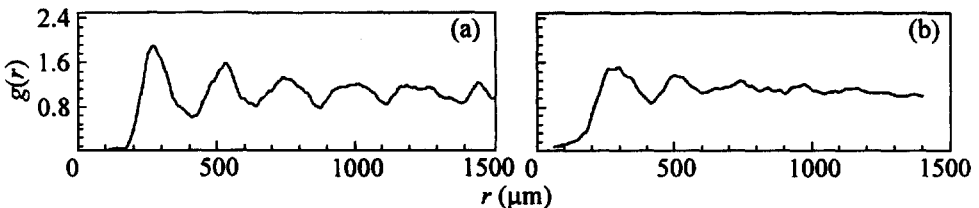


Рис.7. Бинарная корреляционная функция: а) в вертикальной плоскости для частиц Al_2O_3 при разрядном токе 0.4 мА и давлении неона 0.3 торр; б) в вертикальной плоскости для частиц Al_2O_3 при разрядном токе 3.85 мА и давлении неона 0.3 торр

го упорядочения (плазменные кристаллы) и области с конвективным и колебательным движениями частиц (плазменно-пылевая жидкость) [14]. При этом практически во всей центральной части существует плазменный кристалл с четким цепочечным упорядочением. На периферии верхней части структуры имеются области с конвективным движением частиц, которое ослабевает к центру структуры. В нижней части структуры наблюдаются колебательные движения частиц в вертикальном направлении (волны плотности частиц) с частотой ~ 10 Гц и длиной волны ~ 1 мм при среднем расстоянии между частицами 200 мкм (рис.8). Самовозбуждаемые колебания такого рода могут соответствовать неустойчивости пылезвуковых колебаний, вопрос о природе которой требует исследования [15].

Оценим параметры макрочастиц для типичных условий тлеющего разряда, при которых тепловая энергия электронов $kT_e \sim 3$ эВ, ионов – 0.03 эВ и концентрация электронов – $\sim 10^9$ см $^{-3}$. В разряде в неоне частицы заряжаются до плавающего потенциала $V_d \sim (kT_e/e) \sim 3$ В. Заряд частиц определяется соотношением $Z_d = aV_d$. Таким образом, для стеклянных микросфер с размерами 50–60 мкм заряд составляет $\sim 10^5 e$.

Заряд частиц также может быть определен из баланса сил тяжести и электрических сил в страте: $Z_d = m_d g / e E_s$. Для стеклянных микросфер $Z_d \sim 10^5 e$ при

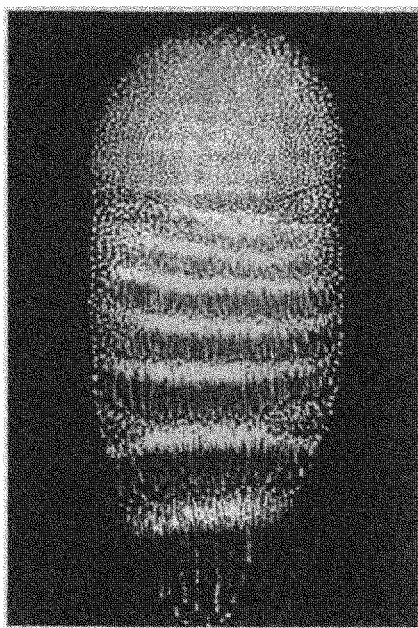


Рис.8. Видеоизображение упорядоченной структуры из монодисперсных частиц диаметром 1.87 мкм при разрядном токе 5 мА и давлении 0.3 торр. Размер кадра по вертикали – 10.6 мм.

$m_d \sim 10^{-8}$ г и $E_s \sim 10$ В/см. Эта величина примерно на порядок больше заряда, полученного выше для параметров разряда. Данное обстоятельство может быть понято, если принять во внимание, что функция распределения электронов по энергиям в области страты имеет второй максимум при 15 эВ. Частицы будут заряжаться отрицательно до потенциала $V_d \sim (kT_e/e) \sim 15 - 30$ В в области страты. Это находится в соответствии с плавающим потенциалом стенок разрядной трубки. В результате заряд составляет $\sim 10^6 e$ и $10^5 e$ для стеклянных сфер и частиц Al_2O_3 соответственно.

5. Плазма, образованная при воздействии ультрафиолетового излучения, в условиях микрогравитации. Плазма с положительно заряженными частицами может образовываться и при облучении частиц в буферном газе потоком фотонов с энергией, превосходящей работу выхода фотоэлектрона с их поверхности. При определенных условиях в такой системе могут возникать пылевые кристаллические структуры. Характерная величина работы выхода фотоэлектрона для большинства веществ не превышает 6 эВ, поэтому фотоны с энергией ≤ 12 эВ могут зарядить частицы, не ионизируя буферный газ, такой как гелий или аргон.

Пылевые структуры при зарядке частиц солнечным излучением исследовались в условиях микрогравитации на орбитальном комплексе (ОК) "Мир" [16]. Изучение процессов формирования упорядоченных структур пылевых частиц в таких условиях позволяет получить новые данные, которые невозможно получить в лабораторных условиях на Земле. Следует также отметить, что интенсивные потоки ультрафиолетового излучения в космическом пространстве могут заряжать пылевые частицы за счет фотоэмиссии, причем пылевые частицы размерами в несколько микрон приобретают положительный заряд $\sim 10^2 - 10^4 e$.

Космический эксперимент проводился со стеклянными ампулами, заполненными неоном, в которых находились сферические частицы бронзы с цезиевым покрытием при различных давлениях (0.01 и 40 торр). Перед проведением эксперимента ампула

устанавливалась возле иллюминатора станции “Мир” (рис.9). Частицы освещались плоским лазерным пучком (“лазерным ножом”) с шириной не более 200 мкм и регистрировались видеокамерой.

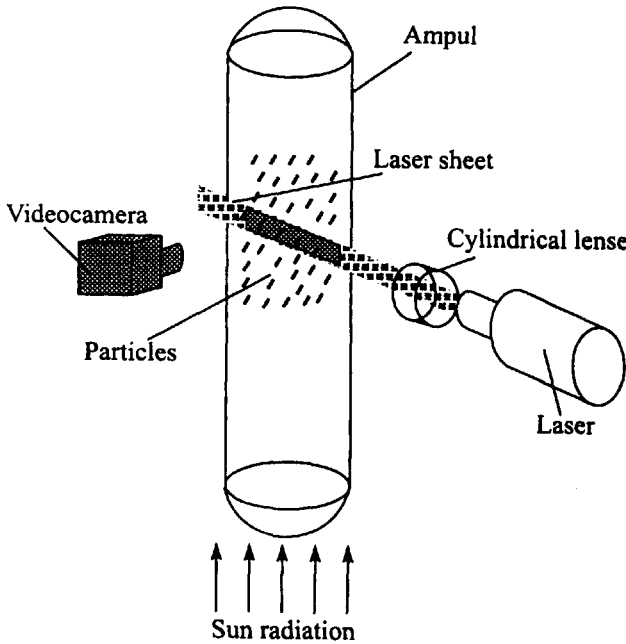


Рис.9. Схематическое изображение экспериментальной установки в космическом эксперименте

Так как частицы осаждались на стенках ампулы, то эксперимент проводился следующим образом: вначале динамическое воздействие (толчок) на систему и затем релаксация частиц к исходному состоянию (их уход на стенки). На рис.10 приведены

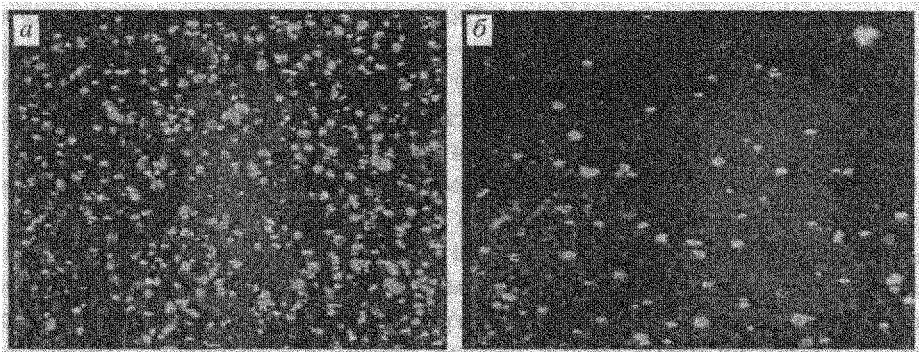


Рис.10. Последовательные состояния системы частиц бронзы в ампуле с давлением 40 торр после динамического воздействия на систему: а) 20 с, б) 110 с

последовательные состояния системы частиц в ампуле с давлением 40 торр при освещении их солнечным излучением. Наблюдения частиц показали, что движения частиц вначале хаотические, в дальнейшем обычно появляется направленное движение,

причем в колбе с высоким давлением более интенсивны движения по определенным траекториям. В некоторых экспериментах наблюдалось колебание частиц на фоне общего поступательного движения, при обработке траекторий частиц периодические изменения величины скорости частицы были обнаружены во всех экспериментах. Такие изменения скорости частиц могут быть связаны с флуктуациями заряда частиц или с динамическим воздействием микроускорений на борту космической станции.

Еще один интересный факт – образование агломератов, количество частиц в которых варьируется от 3–4 до нескольких сотен. При слабом динамическом воздействии агломераты могут слетать со стенок колбы. Основная часть агломератов образуется в объеме колбы в течение нескольких секунд после динамического воздействия, под действием излучения Солнца агломераты распадались. Агломерация частиц в объеме колбы может быть связана с тем, что в начальные моменты освещения частицы приобретают разноименные заряды: положительные – за счет эмиссии фотоэлектронов, отрицательные – за счет потоков плазменных электронов, эмитированных с других частиц.

Анализируя динамическое поведение пылевых частиц, можно было оценить величину их заряда, которая составила несколько единиц на 10^4 элементарных зарядов (параметр неидеальности $\Gamma \sim 10^4$). Несмотря на высокие заряды частиц и большую величину параметра взаимодействия, сильную корреляцию межчастичных расстояний обнаружить не удалось – частицы образовывали только жидкостную структуру.

6. Заключение. Таким образом, эксперименты, выполненные в условиях термической плазмы атмосферного давления и тлеющего разряда постоянного тока с сильно взаимодействующими пылевыми частицами, показали, что при определенных параметрах плазмы возможно образование упорядоченных структур пылевых частиц, в том числе и кристаллических (например, в термической плазме, для которой характерны достаточно большие размеры и существенно трехмерный характер плазменного образования). При этом формирование структур происходит в квазинейтральном объеме плазмы, а не в приэлектродном слое. Конечное время существования термической плазмы объясняет наличие только одного максимума экспериментальной корреляционной функции, поскольку структура находится в процессе формирования.

При левитации микронных пылевых частиц в страте тлеющего разряда постоянного тока наблюдаются различные типы упорядоченных структур, от жидкостных структур с ближним порядком до кристаллических структур с дальним порядком (плазменно-пылевой кристалл), различной формы и с внутренним конвективным движением макрочастиц.

Анализ и сопоставление результатов экспериментального и теоретического исследований поведения ансамбля пылевых частиц, заряжающихся путем фотоэмиссии при воздействии солнечного излучения в условиях микрогравитации, подтверждает вывод о возможности существования в таких условиях протяженных упорядоченных образований частиц жидкостного типа даже при наличии существенного эффекта агломерации частиц.

В результате выполненных исследований возникает ряд интересных приложений этих исследований. Структуры пылевых частиц в плазме могут стать мощным инструментом решения как фундаментальных, так и прикладных задач. Среди фун-

даментальных задач следует отметить изучение многокомпонентной и сильнонеидеальной плазмы (физика плазмы), теоретические подходы к моделированию которой могут быть стимулированы экспериментами с кристаллическими структурами и найти в них подтверждение. Важными задачами являются анализ дислокаций дефектов решетки, термодинамика решетки с дефектами и при их отсутствии, взаимодействие с лазерным излучением, колебания и волны в упорядоченных структурах, резонансные явления. Результаты таких исследований могут быть использованы для моделирования атомарных или молекулярных кристаллов (физика твердого тела). Изучение фазовых переходов в системах пылевых частиц может внести вклад в понимание процесса конденсации (критические явления). Возможность создания малых систем с несколькими пылевыми частицами, их реакция на внешние поля, анализ их хаотического движения позволят изучить динамические процессы в таких системах.

Отметим ряд приложений, связанных с микроэлектроникой, в частности с удалением частиц при производстве микросхем, с моделированием малого кристалла (нанокристалла) при плазменном напылении. Коммерческие применения также могут включать контролируемое (с помощью ультрафиолетового излучения) осаждение взвешенных в плазме частиц на подложку и тем самым создание покрытий с целью получения материалов с особыми свойствами, в том числе пористых и композитных; формирование частиц с многослойным покрытием из материалов с различными свойствами и др.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 95-02-06456, 97-02-17565 и 98-02-16828).

-
1. M.S.Sodha and S.Guha, *Adv. Plasma Phys.* **4**, 219 (1971).
 2. В.Е.Фортов, И.Т.Якубов, *Неидеальная плазма*, М.: Энергоатомиздат, 1994.
 3. S.Ichamaru, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 1017 (1982).
 4. H.Ikezi, *Phys. Fluids*. **29**, 1764 (1986).
 5. J.H.Chu and Lin I, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 4009 (1994).
 6. H.Thomas, G.E.Morfill, V.Demmel et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 652 (1994).
 7. Ю.П.Райзер, М.Н.Шнейдер, Н.А.Яценко, *Высокочастотный емкостный разряд*, М.: МФТИ и Наука, 1995.
 8. В.Е.Фортов, А.П.Нефедов, О.Ф.Петров и др., *Письма в ЖЭТФ* **63**, 176 (1996).
 9. V.E.Fortov, A.P.Nefedov, O.F.Petrov et al., *Phys. Rev.* **E54**, R2236 (1996).
 10. Ю.П.Райзер, *Физика газового разряда*, М.: Наука, 1987.
 11. В.Е.Фортов, А.П.Нефедов, В.М.Торчинский и др., *Письма в ЖЭТФ* **64**, 86 (1996).
 12. V.E.Fortov, A.P.Nefedov, V.M.Torchinsky et al., *Phys. Lett.* **A229**, 317 (1997).
 13. А.П.Нефедов, О.Ф.Петров, В.Е.Фортов, *Успехи физ. наук* **167**, 1215 (1997).
 14. V.E.Fortov, V.I.Molotkov, A.P.Nefedov, and O.F.Petrov, *Physics of Plasmas* **6**, 1759 (1999).
 15. В.И.Молотков, А.П.Нефедов, В.М.Торчинский и др., *ЖЭТФ* **116**, 902 (1999).
 16. В.Е.Фортов, А.П.Нефедов, О.С.Ваулина и др., *ЖЭТФ* **114**, 2004 (1998).