

СИЛЬНОНЕИДЕАЛЬНАЯ КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕРМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ УПОРЯДОЧЕННЫХ СТРУКТУР МАКРОЧАСТИЦ

В. Е. Фортвов, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, А. А. Самарян, А. В. Чернышев

*Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий
Российской академии наук
127412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 25 апреля 1996 г.

Экспериментально изучалось формирование пространственно-упорядоченных структур частиц SeO_2 в объеме термической плазмы при атмосферном давлении и температурах 1700–2200 К. Для анализа пространственных структур частиц в плазме применялся лазерный время-пролетный счетчик отдельных частиц. С помощью комплекса зондовых и оптических методов диагностики определены параметры термической плазмы. Частицы SeO_2 были заряжены положительно и имели заряд около 10^3 зарядов электрона. Полученная величина кулоновского параметра взаимодействия частиц $\gamma_p > 120$, что соответствует сильнонеидеальной плазме.

1. ВВЕДЕНИЕ

Термическая плазма с макроскопическими частицами представляет собой низко-температурную плазму, содержащую жидкие или твердые частицы вещества малых размеров [1, 2]. Макрочастицы эффективно взаимодействуют с заряженными компонентами плазмы и поэтому существенно влияют на ее свойства. Так, частицы, эмиттирующие электроны, могут повысить их концентрацию в газовой фазе и ее электропроводность. Если же частицы захватывают электроны, то возникает противоположный эффект. В предельном случае неионизованного газа наличие макрочастиц полностью определяет электрофизические свойства плазмы. Эффекты, связанные с присутствием частиц, наблюдались еще в ранних экспериментах [3, 4] при исследовании плазмы углеводородного пламени.

Условия существования плазмы с макрочастицами могут значительно варьироваться. Благодаря большим макроскопическим зарядам, которые могут приобретать частицы (порядка 10^2 – $10^4 e$), в термической плазме при типичных условиях ($T_g = 1700$ – 3000 К, $n_e = 10^9$ – 10^{12} см $^{-3}$) реализуется весь диапазон состояний плазмы, от дебаевской плазмы до сильнонеидеальной системы заряженных частиц, в зависимости от концентрации, размеров частиц и работы выхода электронов, а также концентраций присутствующих электронов и ионов [2]. В результате параметр межчастичного взаимодействия γ_p , определяемый как отношение энергии кулоновского взаимодействия частиц к энергии их теплового движения, может намного превышать единицу, что означает возникновение сильнонеидеальной плазмы. Теоретические расчеты равновесных свойств такой плазмы показывают, что при определенных условиях сильная межчастичная корреляция приводит к возникновению упорядоченной структуры в расположении макроскопических частиц, аналогичной структурам в жидкости или твердом теле [5].

Детальное рассмотрение упорядоченных структур, включая условия их формирования, проведено в рамках модели однокомпонентной плазмы и модели Юкавы [5–7]. Отметим, что в этих моделях рассматривается классическая квазинейтральная, пространственно неограниченная плазма, для которой путем численного моделирования получены критические значения параметра межчастичного взаимодействия, соответствующие фазовым переходам [8, 9].

Однокомпонентная плазма является идеализированной системой ионов на компенсирующем однородном фоне нейтрализующих зарядов, так что в целом система является электрически нейтральной. Потенциал взаимодействия частиц $\Phi(r)$ при этом является кулоновским, а термодинамика плазмы характеризуется параметром γ_p , имеющим вид

$$\gamma_p = (Z_p e)^2 / \langle r \rangle k T_g.$$

Здесь Z_p — заряд частицы, T_g — температура плазмы, $\langle r \rangle = (4\pi n_p/3)^{-1/3}$ — среднее расстояние между частицами, n_p — концентрация плазмы. Было найдено, что трехмерная система формирует регулярную кристаллическую структуру для значений γ_p , больших $\gamma_c = 171$ [8]. При малых величинах γ_p ($\gamma_p < 4$) состояние плазмы является «газообразным» [2, 5].

В модели Юкавы рассматривается эффект экранировки фоном зарядов, что приводит к потенциалу взаимодействия типа Дебая–Хюккеля [9, 10]. С учетом экранировки, влияние которой определяется отношением $\langle r \rangle / r_D$ (r_D — радиус Дебая), вводится параметр

$$\Gamma_s = \frac{(Z_p e)^2 \exp(-\langle r \rangle / r_D)}{\langle r \rangle k T_g}.$$

Предельными случаями модели Юкавы являются модель однокомпонентной плазмы (при $\langle r \rangle / r_D \rightarrow 0$) и модель твердых сфер (при $\langle r \rangle / r_D \rightarrow \infty$) [10].

Одни из первых экспериментальных наблюдений кристаллических структур относятся к системе заряженных частиц железа и алюминия микронных размеров, удерживаемых определенной конфигурацией переменного и статического электрических полей [11]. В более поздних исследованиях были обнаружены кулоновские кристаллы для атомных ионов в ловушках различных типов, например, в ловушке Пеннинга [12]. Для макроскопических частиц с большим отрицательным зарядом ($\sim 10^4 e$) кристаллические состояния наблюдались при их вводе в пограничный слой объемного заряда [13], в котором устанавливалось равновесие между гравитационными и электростатическими силами [14–17].

В большинстве известных экспериментальных работ упорядоченные структуры наблюдались в облаке объемного заряда, содержащем от сотен до нескольких тысяч заряженных частиц [12]. Потенциал взаимодействия частиц, вид которого оказывает существенное влияние на фазовые переходы в плазме, может при этом значительно отличаться от потенциала взаимодействия в классической квазинейтральной плазме [7]. Для плазменных образований такого типа теоретически предсказано значительное влияние граничных условий на фазовое состояние плазмы [18]. Так, например, в сферической ловушке облако частиц разделяется на сферические слои. Вместо резких фазовых переходов происходит постепенная эволюция системы из состояния жидкости с ближним порядком в промежуточное, характеризующееся существованием жидкой и твердой фаз, и, окончательно, в твердое состояние [19].

В условиях квазинейтральности для больших скоплений макрочастиц (число частиц в плазменном объеме превышало 10^7) упорядоченные структуры наблюдались в струе термической плазме при температуре $T_g \approx 1700$ К и концентрациях электронов и макрочастиц порядка 10^{10} см $^{-3}$ и 10^7 см $^{-3}$ соответственно [20].

В данной работе мы представляем результаты экспериментального исследования формирования макроскопических упорядоченных структур в объеме классической квазинейтральной термической плазмы при атмосферном давлении и температурах 1700–2200 К. Достаточно большие размеры плазменного образования (его объем ~ 10 см 3 , что соответствует числу частиц порядка 10^8 при их концентрации $\sim 10^7$ см $^{-3}$), однородность, отсутствие внешних электрических и магнитных полей позволили избежать влияния граничных условий на фазовые переходы в плазме.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

2.1. Источник термической плазмы с макрочастицами

Экспериментальный стенд включает генератор плазмы и средства диагностики для определения параметров частиц и газа [21]. Основной частью источника плазмы является двухфакельная горелка типа Меккера, во внутренний и внешний факелы которой подаются пропан и воздух. Диаметр внутреннего факела составляет 25 мм, внешнего — 50 мм. Частицы вводятся во внутренний факел горелки. Такая конструкция горелки позволяет создать ламинарную струю плазмы с однородными распределениями ее параметров (температуры, концентрации электронов и ионов) в области. В рабочем режиме скорость плазменной струи V_g изменялась в пределах 2–3 м/с, концентрация электронов и ионов в пламени — в пределах 10^9 – 10^{11} см $^{-3}$. Температуры электронов и ионов равны и варьировались в диапазоне $T_i = T_e = T_g = 1700$ – 2200 К. Измерения температуры T_p частиц спектрометрическим методом [22] показали, что она близка к температуре газа ($T_p \cong T_g$). Давление продуктов сгорания — атмосферное.

В наших экспериментах изучалась термическая плазма с двумя типами химически инертных частиц — с частицами Al_2O_3 и частицами CeO_2 . Частицы порошка содержат примеси соединений щелочных металлов. В результате спектральные измерения в плазменной струе обнаружили присутствие атомов щелочных металлов (натрия и калия) с низким потенциалом ионизации. Таким образом, основными компонентами плазмы в одном случае были заряженные частицы CeO_2 , электроны и однократно заряженные ионы Na^+ , в другом — заряженные частицы Al_2O_3 , электроны, и ионы Na^+ и K^+ .

Для изучения кулоновских упорядоченных структур в плазме необходимы данные как о заряде частиц, так и об основных параметрах плазмы. Важной особенностью данного источника плазмы является то, что он создает плазменную среду достаточно больших размеров. В результате могут быть проведены разнообразные диагностические измерения плазмы. Определялись такие параметры газа и макроскопических частиц как концентрация электронов и ионов щелочных металлов, температура газа, размеры и концентрация макрочастиц.

2.2. Диагностика плазмы

Диагностика плазмы проводилась как зондовыми, так и оптическими методами. Схема зондовых измерений показана на рис. 1. Концентрация n_i положительных ионов

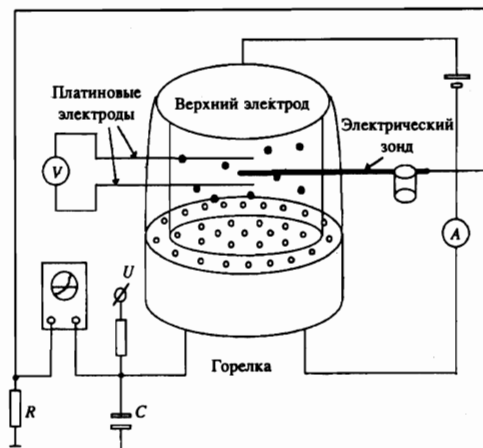


Рис. 1. Схема зондовых измерений

щелочных металлов измерялась методом электрического зонда [23, 24]. Среднеквадратичная погрешность определения концентрации составляла 20%. Для определения локальной концентрации электронов n_e использовался метод, основанный на измерении тока I и продольной напряженности электрического поля E в плазме [23]. Для нахождения тока I в струе плазмы помещается электрод, к которому относительно горелки прикладывается постоянное напряжение. Для определения тангенциальной составляющей E электрического поля в плазму вводятся два платиновых зонда. На основании закона Ома $j = \sigma E$ определяется электропроводность плазмы $\sigma = n_e e \mu_e$. Здесь j — плотность тока, а μ_e — подвижность электронов. При известной μ_e находится концентрация электронов. Погрешность определения n_e не превышала 30%.

Температура газа и концентрация атомов щелочных металлов измерялись традиционными методами: обобщенным методом обращения и методом полного поглощения [21] (среднеквадратичные погрешности не превышают соответственно 1% и 30%).

2.3. Диагностика частиц

Для определения среднего (заулеровского) диаметра D_p и концентрации макрочастиц n_p в струе плазмы применялся оригинальный лазерный метод [25]. Метод основан на измерениях экстинкции (ослабления излучения) в дисперсной среде при малых углах рассеяния и предназначен для определения характеристик частиц с размерами в диапазоне 0.5–15 мкм.

Схема измерений экстинкции оптического излучения включает вращающийся диск с апертурными диафрагмами различного диаметра, расположенными перед фотоприемником (рис. 2). В качестве источника излучения используется He-Ne-лазер ($\lambda = 0.633$ мкм). При ошибке измерений экстинкции около 2% погрешность восстановления размеров частиц составляла около 3%, концентрации — 10%.

Анализ упорядоченных структур проводился с помощью бинарной корреляционной функции [5], для получения которой применялся лазерный время-пролетный счетчик (рис. 2). Измерительный объем формируется путем фокусировки пучка Ar⁺-лазера ($\lambda = 0.488$ мкм) в приосевую область плазменной струи. Излучение, рассеянное отдель-

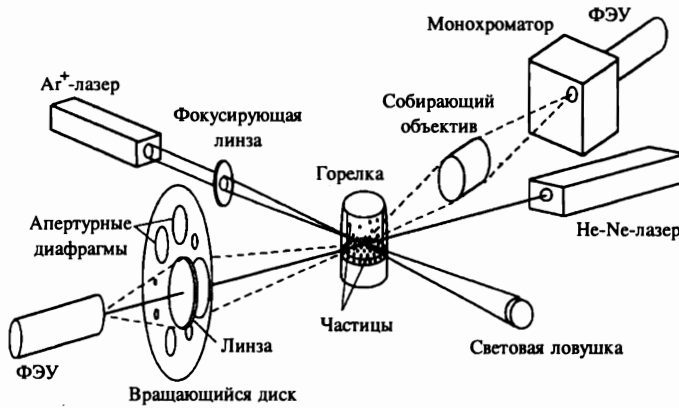


Рис. 2. Схема оптических измерений размеров, концентрации и пространственных структур макрочастиц

ными частицами под углом 90° при пересечении ими лазерной перетяжки, собирается объективом и направляется на входную щель монохроматора шириной 15 мкм. Диаметр измерительного объема не превышал 10 мкм. Полученные импульсные сигналы затем обрабатываются для расчета бинарной корреляционной функции $g(r)$, которая характеризует вероятность нахождения частицы на расстоянии $r = V_p t$ от данной. Здесь t — время и V_p — средняя скорость частиц ($V_p \approx V_g$ для частиц микронных размеров [26]). Анализ $g(r)$ позволяет описать пространственную структуру и межчастичную корреляцию частиц.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Диагностика плазмы проводилась в зоне стабилизации температуры на высоте $h = 25\text{--}40$ мм над крышкой горелки при различной температуре плазмы и концентрации частиц. Температура плазмы изменялась варьированием соотношения пропан/воздух в пределах 0.95–1.47. Таким образом, можно было изменять дебаевский радиус, расстояние между частицами и заряд частиц в плазме. Измерения пространственных структур макрочастиц сравнивались с результатами, полученными для аэрозольной струи при комнатной температуре. В этом случае во внутренний факел горелки подавался только воздух с частицами Al_2O_3 или CeO_2 . Такая система моделирует плазму с случайным (хаотическим) пространственным расположением макрочастиц («газообразная» плазма).

В измерениях с частицами CeO_2 концентрация частиц n_p варьировалась в пределах $(0.2\text{--}5.0) \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, температура плазмы T_g — в пределах 1700–2200 К. Как следствие, концентрация ионов n_i изменялась от $0.42 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ до $4.0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, концентрация электронов n_e — в пределах $(2.5\text{--}7.2) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Частицы CeO_2 — полидисперсные, с полушириной распределения, как показали наши измерения, не более 30%. Средний зауретовский диаметр частиц составлял около 0.8 мкм.

На основе этих данных из соотношения квазинейтральности $Z_p n_p + n_i = n_e$ было получено, что частицы CeO_2 заряжены положительно и имеют заряд около $10^3 e$ с точностью до коэффициента 2. Наблюдаемая величина и знак заряда частицы могут

объясняться термоэмиссией электронов с поверхности разогретых частиц CeO_2 [1, 2], характеризующихся низкой работой выхода электрона (~ 2.75 эВ [27]). В анализе данных, приведенном ниже, использовался нижний предел ($Z_p \approx 500$) полученного заряда частиц.

Для анализа состояния плазмы с частицами CeO_2 оценим вначале релаксационные времена в плазме: характерное время τ_R установления упорядоченной структуры частиц и время термализации τ_T — время, за которое кинетическая энергия частиц становится близкой к кинетической энергии окружающего газа. Оценка времени τ_T дает ответ на вопрос об обоснованности использования параметра взаимодействия частиц в виде $\gamma_p = Z_p^2 e^2 / \langle r \rangle kT$, где $T = T_g$.

3.1. Релаксационные процессы в термической плазме с макрочастицами

Релаксационные процессы в плазме могут быть связаны с временами ионизации и изменением относительного положения макрочастиц. Оценки показывают, что времена ионизационной релаксации в плазме достаточно малы. Гораздо большими значениями характеризуется время установления равновесия в сильнонеидеальной плазме, определяемое динамикой движения частиц.

Оценим характерное время установления упорядоченной структуры в термической плазме. Такой процесс происходит при вводе частиц в плазменную струю, когда в начальный момент частицы ориентированы хаотически. В модели ячеек Вигнера — Зейтца время релаксации τ_R определяется соотношением [2]

$$\tau_R = \left(4 + \frac{1}{2}\pi \right) \frac{R_p^2 u n_g m_g}{Z_p^2 n_p}, \quad (1)$$

где $u = \sqrt{kT_g/2\pi m_g}$, m_g и n_g — соответственно масса и концентрация молекул газа.

В условиях эксперимента с частицами CeO_2 ($n_g = 2.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $m_g = 5.0 \cdot 10^{-23} \text{ г}$, $T_g = 2000 \text{ К}$, $R_p = 0.4 \text{ мкм}$, $Z_p \approx 500$ и $n_p = 5.0 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$) оценка времени релаксации приводит к величине $\tau_p \approx 10 \text{ мс}$. Для установления пространственного порядка в расположении частиц время существования плазмы должно быть много больше τ_R . В наших условиях τ_R намного превышает время релаксации заряда частиц и концентрации электронов к их равновесному значению и меньше времени существования плазмы, которое характеризуется соотношением $\tau_f = h/V_p$. При $h \approx 40 \text{ мм}$ и $V_p \approx 2 \text{ м/с}$ получаем $\tau_f \approx 20 \text{ мс}$, что дает $\tau_f \approx 2\tau_R$.

3.2. Термализация частиц в плазме

Для приближенной оценки времени термализации τ_T используем соотношение

$$D_p \approx V_T^2 \tau_T \approx (kT_g/M_p) \tau_T, \quad (2)$$

где D_p — коэффициент диффузии частиц, V_T — тепловая скорость частиц и M_p — их масса.

В условиях существования исследуемой термической плазмы (переход от свободномолекулярного режима к гидродинамическому) для коэффициента диффузии обычно используется интерполяционная формула [28]:

$$D_p = \left(\frac{kT_g}{6\pi\eta R_p} \right) \left[1 + \frac{l}{R_p} \left(1.257 + 0.400 \exp \frac{-1.10 R_p}{l} \right) \right], \quad (3)$$

где l — длина свободного пробега в газе и η — вязкость газа.

Окончательно находим

$$\tau_T \approx \frac{2\rho_p R_p^2}{9\eta} \left[1 + \frac{l}{R_p} \left(1.257 + 0.400 \exp \frac{-1.10 R_p}{l} \right) \right]. \quad (4)$$

В типичных условиях эксперимента с частицами CeO_2 ($T_g = 2000$ К, $R_p = 0.4$ мкм, $l \approx 0.4$ мкм, $\rho_p = 7.3$ г/см⁻³ и $\eta = 7.0 \cdot 10^{-5}$ Па·с) получаем $\tau_T \approx 10$ мкс, что намного меньше характерного времени жизни плазмы $\tau_f = h/V_p$. Тем самым подтверждается обоснованность предположения о том, что кинетическая энергия частиц близка к кинетической энергии окружающего газа.

3.3. Пространственно упорядоченные структуры в термической плазме

На рис. 3а, б, в показаны типичные бинарные корреляционные функции $g(r)$ для частиц CeO_2 в аэрозольной струе при комнатной температуре ($T_g \cong 300$ К) и в плазме ($T_g = 2170$ и 1700 К). Хорошо видно, что корреляционные функции $g(r)$ для плазмы при температуре $T_g = 2170$ К и концентрации частиц $n_p = 2.0 \cdot 10^6$ см⁻³ и для аэ-

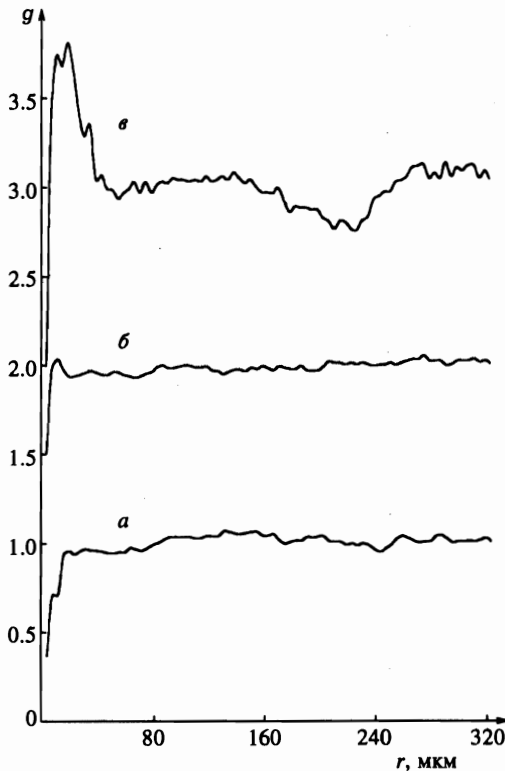


Рис. 3. Бинарная корреляционная функция $g(r)$ для частиц CeO_2 в воздушной струе при комнатной температуре $T_g \cong 300$ К, $\gamma_p = 0$ (а), в плазме ($Z_p = 500$) при температуре $T_g = 2170$ К, $\gamma_p = 40$ ($\Gamma_s = 1$) (б) и при температуре $T_g = 1700$ К, $\gamma_p = 120$ ($\Gamma_s = 40$) (в)

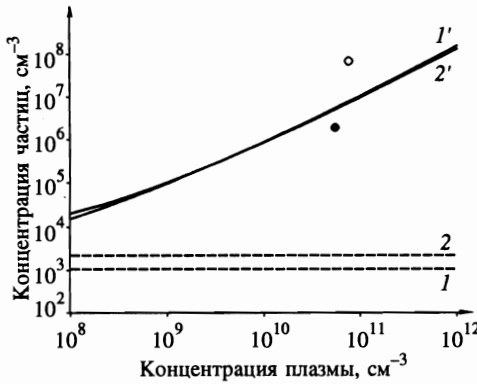


Рис. 4. Диапазон концентраций плазмы ($n_e + n_i$) и частиц n_p , в пределах которого формируется упорядоченная структура при $Z_p = 500$. Кривые 1 (1') и 2 (2') относятся к $\gamma_p = 4$ ($\Gamma_s = 4$) при $T_g = 1700$ К и 2200 К, соответственно: $\gamma_p = 40$ ($\Gamma_s = 1$) (●) и $\gamma_p = 120$ ($\Gamma_s = 40$) (○) для плазмы с частицами CeO_2

розольной струи практически не отличаются. Следовательно, частицы в плазме являются слабо взаимодействующими и образование упорядоченных структур оказывается невозможным. Это также подтверждается диагностическими измерениями плазмы. Из оптических и зондовых измерений было получено, что среднее межчастичное расстояние ($\langle r \rangle = 50$ мкм) приблизительно в 3.5 раза больше радиуса Дебая ($r_D = 14$ мкм), а параметр взаимодействия γ_p составляет величину около 40. При этом оценка параметра Γ_s , учитывающего дебаевскую экранировку, приводит к величине $\Gamma_s \cong 1$.

На рис. 4 приведен диапазон состояний n_e и n_p , в пределах которого возможно образование упорядоченных структур. Кривые 1 (1') ($T_g = 1700$ К) и 2 (2') ($T_g = 2200$ К) соответствуют $\gamma_p = 4$ ($\Gamma_s = 4$). Ближний порядок в расположении частиц устанавливается в области выше кривых 1, 2 (модель однокомпонентной плазмы) или кривых 1', 2' (модель Юкавы). Модель Юкавы предсказывает более высокие значения γ_p для полученных значений межчастичного расстояния и дебаевского радиуса. Экспериментальная точка ($T_g = 2170$ К и $n_p = 2.0 \cdot 10^6$ см $^{-3}$, соответствующая корреляционная функция показана на рис. 3б), обозначенная на рисунке темным кружком, лежит ниже границы между состояниями слабо- и сильнонеидеальной плазмы в соответствии с моделью Юкавы.

При более низкой температуре плазмы $T_g = 1700$ К и концентрации частиц $n_p = 5.0 \cdot 10^7$ см $^{-3}$ бинарная корреляционная функция $g(r)$, как видно из рис. 3в, обнаруживает ближний порядок, характерный для жидкости. В этих условиях, как показали диагностические измерения, концентрация ионов ($n_i \sim 10^9$ см $^{-3}$) примерно на порядок ниже концентрации электронов ($n_e \sim 10^{10}$ см $^{-3}$), а заряд частицы Z_p определяется из условия квазинейтральности в виде $Z_p n_p = n_e$ ($n_i \ll n_e$). Рассчитанные значения γ_p и Γ_s имеют величины ~ 120 и 40 соответственно, что относится к системе сильно взаимодействующих частиц. Следовательно, частицы образуют упорядоченную структуру, что находится в соответствии с диаграммой состояния плазмы (рис. 4). Соответствующая экспериментальная точка (светлый кружок) лежит выше теоретических кривых для модели Юкавы.

Анализ распределений по относительным межчастичным расстояниям $r/\langle r \rangle$, полученных в тех же условиях, что и корреляционные функции, показал, что существуют как области упорядоченных структур (домены), так и области с хаотическим расположением частиц [29]. На рис. 5а, б приведены гистограммы для аэрозоля ($T_g \cong 300$ К) («газообразная» плазма) и плазмы ($T_g = 1700$ К). Распределения измерялись для 1500–

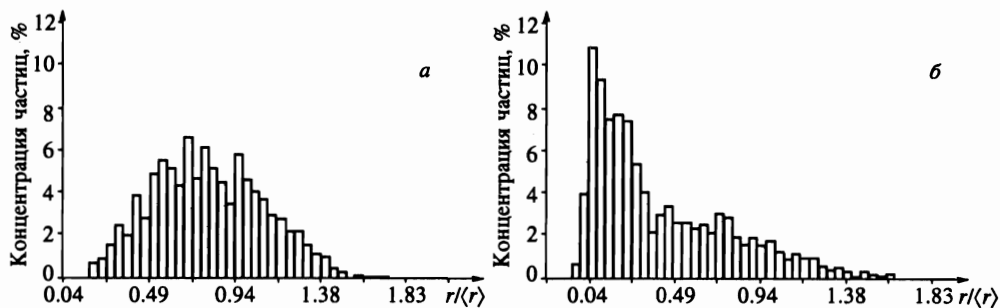


Рис. 5. Распределения по параметру $r/\langle r \rangle$ для частиц CeO_2 в воздушной струе при комнатной температуре $T_g \cong 300$ К, $\gamma_p = 0$ (а) и в плазме ($Z_p = 500$) при температуре $T_g = 1700$ К, $\gamma_p = 120$ ($\Gamma_e = 40$) (б)

2000 частиц с помощью лазерного времяпролетного счетчика, описанного выше, и нормировались на площадь. При температуре плазмы 1700 К гистограмма становится значительно уже (примерно в 4–5 раз), ее пик сдвигается в область малых межчастичных расстояний $r/\langle r \rangle = 0.3$, а значение в максимуме возрастает с 6–7% до 10–11%. В этом случае наблюдаемая структура частиц резко отличается от «газообразной», что позволяет сделать вывод о возникновении сильной корреляции в расположении частиц. В то же время наличие хаотически ориентированных частиц приводит к возникновению широкого пьедестала на гистограмме, характерного для «газообразной» плазмы.

Возникновение доменов может объясняться полидисперсностью частиц CeO_2 , которая приводит к тому, что частицы мелкой фракции будут образовывать области упорядоченной структуры (домены) при малых межчастичных расстояниях [29], в то время как частицы крупной фракции, удаленные на большие расстояния, расположены хаотически.

Формирование упорядоченных структур наблюдалось только при достаточно высоких ($\sim 10^7$ см $^{-3}$) концентрациях частиц. Уменьшение концентрации частиц CeO_2 увеличивает среднее расстояние между частицами и приводит к уменьшению энергии кулоновского взаимодействия. Упорядоченная структура при этом не возникает, как показано на рис. 3б ($n_p = 2.0 \cdot 10^6$ см $^{-3}$).

Плазма с частицами Al_2O_3 исследовалась в диапазоне температур $T_g = 1900$ –2200 К. Следует отметить в этом случае более высокую (\sim в 10 раз) концентрацию ионов Na^+ и K^+ в плазме. Диапазон концентраций ионов, электронов и частиц в измерениях составлял соответственно $(0.35$ – $12.0) \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$, $(0.85$ – $18.0) \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$ и $(0.7$ – $1.0) \cdot 10^6$ см $^{-3}$. Средний диаметр частиц — около 1.5 мкм. Высокая концентрация ионов щелочных металлов приводит к сильной экранировке кулоновского взаимодействия макрочастиц. Так, например, при $T_g = 2035$ К, $n_i = 8.6 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$, $n_e = 1.3 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$ и $n_p = 1.0 \cdot 10^6$ см $^{-3}$ получаем величины $r_D = 6.5$ мкм и $\langle r \rangle = 60$ мкм. Так как $\langle r \rangle \cong 9r_D$, частицы оказываются сильно экранированными и не могут образовывать пространственно упорядоченную структуру.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе на основе лазерного время-пролетного метода предложен способ нахождения бинарной корреляционной функции для системы макро-частиц. Анализ полученных корреляционных функций продемонстрировал существование в термической плазме при определенных условиях пространственно-упорядоченных структур частиц, что также подтверждается результатами диагностических измерений (зондовых и оптических). Формирование упорядоченных структур наблюдалось для частиц микронных размеров в плазме, состоящей из положительно заряженных частиц CeO_2 , эмиттированных ими электронами и однократно заряженными ионами натрия. При уменьшении концентрации частиц и увеличении концентрации атомов щелочных металлов частицы располагались хаотически. Получены экспериментальные данные о параметрах плазмы (концентрация частиц, ионов и электронов, температура плазмы), при которых происходит формирование структур. Концентрация частиц при этом была $\sim 10^7 \text{ см}^{-3}$, температура плазмы — около 1700 К. Частицы CeO_2 были заряжены положительно и имели заряд около 10^3 зарядов электрона. Величина кулоновского параметра взаимодействия частиц $\gamma_p > 120$, что соответствует сильнонеидеальной плазме.

Данная работа была выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95-02-06456) и Международного научного фонда (грант № JCN100).

Литература

1. M. S. Sodha and S. Guha, *Adv. Plasma Phys.* **4**, 219 (1971).
2. В. Е. Фортгов, И. Т. Якубов, *Неидеальная плазма*, Энергоатомиздат, Москва (1994), с. 282.
3. T. M. Sugden and B. A. Thrush, *Nature* **168**, 703 (1951).
4. K. E. Shuler and J. Weber, *J. Chem. Phys.* **22**, 491 (1954).
5. S. Ichimaru, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 1017 (1982).
6. H. Ikezi, *Phys. Fluids* **29**, 1764 (1986).
7. M. O. Robbins, K. Kremer, and G. S. Crest, *J. Chem. Phys.* **88**, 3286 (1988).
8. W. L. Slattery, G. D. Doolen, and H. E. DeWitt, *Phys. Rev. A* **21**, 2087 (1980).
9. R. T. Farouki and S. Hamaguchi, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 2973 (1992).
10. M. J. Stevens and M. O. Robbins, *J. Chem. Phys.* **98**, 2319 (1992).
11. R. F. Wuerker, H. Shelton, and R. V. Langmuir, *J. Appl. Phys.* **30**, 342 (1959).
12. S. L. Gilbert, J. J. Bollinger, and D. J. Wineland, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2022 (1988).
13. T. Trottenberg, A. Melzer, and A. Piel, *Plasma Sources Sci. Technol.* **4**, 450 (1995).
14. J. H. Chu and L. I., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 4009 (1994).
15. H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 652 (1994).
16. Y. Hayashi and K. Tachibana, *Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, L804 (1994).
17. A. Melzer, T. Trottenberg, and A. Piel, *Phys. Lett. A* **191**, 301 (1994).
18. A. Rahman and J. P. Schiffer, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1133 (1986).
19. D. H. E. Dubin and T. M. O'Neil, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 511 (1988).
20. В. Е. Фортгов, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров и др., *Письма в ЖЭТФ* **63**, 176 (1996).
21. А. Б. Кондратьев, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, А. А. Самарян, *Тепл. Выс. Темп.* **32**, 452 (1994).
22. A. P. Nefedov, O. F. Petrov, and O. S. Vaulina, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **54**, 453 (1995).

23. В. Ф. Косов, В. И. Молотков, А. П. Нефедов, *Тепл. Выс. Темп.* **29**, 633 (1991).
24. М. С. Бенилов, *Тепл. Выс. Темп.* **26**, 993 (1988).
25. О. С. Ваулина, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, А. В. Чернышев, *Журн. прикл. спектр.* **63**, 133 (1996).
26. Г. Л. Гродзовский, *Ученые записки ЦАГИ* **5**, 80 (1974).
27. В. С. Фоменко, *Эмиссионные свойства материалов*, Наукова Думка, Киев (1981), с. 164.
28. M. R. Zachariah, D. Chin, H. G. Semerjian, and J. L. Katz, *Appl. Opt.* **28**, 530 (1989).
29. J. H. Chu, J.-B. Du, and L. I, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27**, 296 (1994).