

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Кристаллические структуры в плазме с сильным взаимодействием макрочастиц

А.П. Нефедов, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов

Рассматриваются упорядоченные структуры макрочастиц, возникающие в низкотемпературной плазме различного типа — в термической плазме атмосферного давления, тлеющем разряде постоянного тока и в плазме, индуцированной УФ-излучением. Приводятся результаты экспериментальных наблюдений структур и их численного моделирования, обсуждаются особенности упорядоченных структур и условий их формирования.

PACS number: 52.90.+z

Содержание

1. Введение (1215).
 2. Классическая термическая плазма с сильным взаимодействием макрочастиц (1217).
 - 2.1. Экспериментальная установка. 2.2. Пространственно-упорядоченные структуры в объеме термической плазмы. 2.3. Численное моделирование формирования упорядоченных структур.
 3. Трехмерные структуры в положительном столбе газового разряда (1221).
 - 3.1. Экспериментальная установка. 3.2. Результаты наблюдений квазикристаллических структур.
 4. Плазма, индуцированная УФ-излучением (1224).
 5. Заключение (1225).
- Список литературы (1226).

1. Введение

Плазма с макроскопическими частицами (часто такую плазму называют аэрозольной, гетерогенной или плазмой с конденсированной дисперсной фазой) характеризуется тем, что частицы при их вводе или возникновении в плазме, например в результате конденсации, могут заряжаться потоками электронов и ионов, а также путем фото- или термоэмиссии электронов [1–3]. Эмиссия электронов с поверхности частиц может привести к положительному электрическому заряду, при этом частицы, эмитирующие электроны, могут повысить концентрацию электронов в газовой фазе и ее электропроводность. Если же частицы захватывают электроны, то их заряд становится отрицательным и возникает

противоположный эффект (снижение концентрации электронов) [4–7].

Специфика плазмы с макрочастицами заключается в том, что благодаря относительно большим размерам частиц (от сотых долей микрометра до нескольких десятков микрометров) их заряд Z_p также может иметь чрезвычайно большие величины (порядка $10^2 - 10^5$ зарядов электрона). В результате средняя кулоновская энергия взаимодействия частиц, которая зависит от Z_p^2 , может намного превосходить их среднюю тепловую энергию, что означает возникновение сильнонеидеальной плазмы [8]. Теоретические расчеты равновесных свойств такой плазмы показывают, что при определенных условиях сильная межчастичная корреляция приводит к фазовым переходам типа газ–жидкость–твердое тело и возникновению пространственно-упорядоченных структур в расположении макроскопических частиц, аналогичных структурам в жидкости или твердом теле [9]. Электроны и ионы при этом остаются идеальным газом, как и в дебаевской плазме. В отличие от обычной атомарной жидкости или твердого тела, макрочастицы являются достаточно большими для эффективного рассеяния света при малой объемной доле и могут регистрироваться по отдельности видеокамерой и другими оптическими средствами. Так, например, квазикристаллические структуры макрочастиц наблюдались в тлеющем разряде постоянного тока в неоне [10]. Облако частиц в горизонтальном и вертикальном сечениях показано на рис. 1.

Формирование кристаллических структур заряженными макрочастицами в плазме, если они сильно связаны электростатическим взаимодействием и имеют малую энергию теплового движения, было рассмотрено в теоретической работе Икези [9]. Такие структуры получили название кулоновского или плазменного кристалла.

Одни из первых экспериментальных наблюдений квазикристаллических структур относятся к системе заряженных частиц железа и алюминия микронных

А.П. Нефедов, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов. Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий РАН, 127412 Москва, Ижорская ул. 13/19, Россия
Тел./Факс (095) 485-79-90
E-mail: ipdustpl@redline.ru

Статья поступила 19 мая 1997 г.

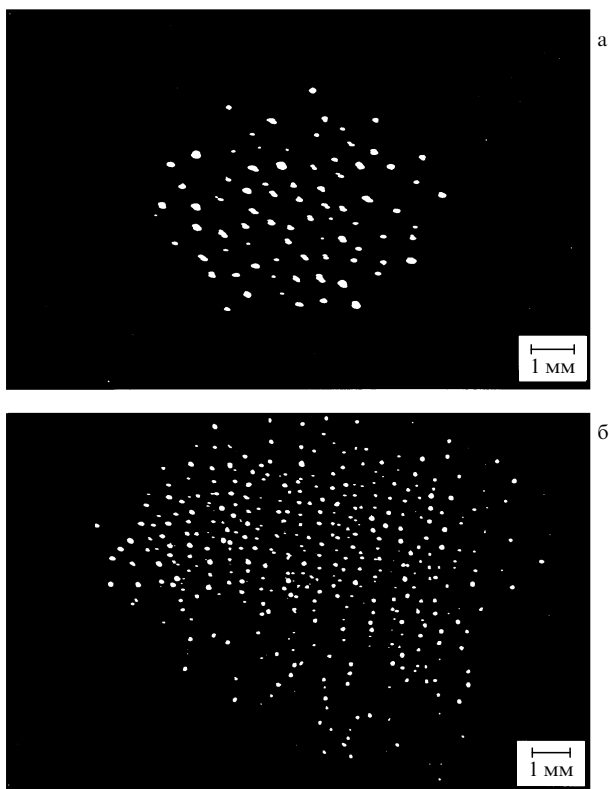


Рис. 1. Видеоизображения стеклянных микросфер в горизонтальной (а) и вертикальной (б) плоскостях при разрядном токе 1,2 мА и давлении неона 0,2 Тор. Масштаб соответствует 1 мм.

размеров, удерживаемых определенной конфигурацией переменного и статического электрических полей [11]. В более поздних исследованиях были обнаружены кулоновские кристаллы для атомных ионов в ловушках других типов, например в ловушке Пеннинга [12]. Позже появился ряд экспериментальных работ [13–16], в которых описывались наблюдения кулоновской кристаллизации макрочастиц с сильным взаимодействием в слабоионизированной плазме высокочастотного разряда при низком давлении. Степень ионизации такой плазмы мала ($\sim 10^{-7}$), энергия электронов составляет несколько электронвольт, а энергия ионов близка к тепловой энергии атомов ($\approx 0,03$ эВ) [17]. Разряд формировался, как правило, в аргоне между двумя плоскими, горизонтально расположенными электродами, к которым прикладывалось напряжение частотой около 14 МГц при давлении в несколько миллитор. Вследствие более высокой подвижности и температуры электронов по сравнению с ионами, макрочастицы приобретали в плазме большой отрицательный заряд (порядка 10^4 – 10^5 зарядов электрона). Облако частиц удерживалось в слое объемного заряда вблизи электрода с отрицательным потенциалом, где устанавливалось равновесие между гравитационными и электростатическими силами [18]. Облако имело характерную форму диска диаметром в несколько сантиметров, в вертикальном направлении число слоев частиц, параллельных электроду, составляло несколько десятков при среднем межчастичном расстоянии в несколько сотен микрон. Как результат, кулоновский кристалл имел существенно двумерный характер (число вертикальных слоев частиц на порядок превосходит

число горизонтальных слоев) и формировался в электростатической ловушке при выстраивании на определенных расстояниях нескольких тысяч частиц. Отметим, что число слоев в вертикальной плоскости ограничивается влиянием сил тяжести, которое может быть уменьшено при проведении экспериментов с плазменным кристаллом в условиях микрогравитации [19].

Таким образом, практически во всех известных экспериментальных работах упорядоченные структуры наблюдались либо в облаке одноименных зарядов, либо в приэлектродном слое объемного заряда, содержащем от сотен до нескольких десятков тысяч заряженных частиц. 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. В последней, для описания взаимодействия частиц, традиционно используется либо модель однокомпонентной плазмы (ОКП), либо модель с экранированным (дебаевским) потенциалом [8, 20–23]. Последняя также известна как модель Юкавы.

В этих моделях рассматривается классическая, квазинейтральная, пространственно неограниченная плазма, для которой путем численного моделирования получены критические значения параметра межчастичного взаимодействия $\gamma_p = (Z_p e)^2 / \bar{r} k T_g$, соответствующие фазовым переходам [8, 9]. Здесь T_g — температура плазмы, $\bar{r} = (4\pi n_p / 3)^{-1/3}$ — среднее расстояние между частицами, n_p — концентрация частиц.

В случае ОКП плазма является идеализированной системой ионов на компенсирующем однородном фоне нейтрализующих зарядов, так что в целом система является электрически нейтральной. Потенциал взаимодействия частиц $U(r)$ при этом является кулоновским, а трехмерная система формирует регулярную кристаллическую структуру для значений γ_p , больших критического значения $\gamma_c = 171$ [20]. При малых величинах γ_p ($\gamma_p < 4$) состояние плазмы является "газообразным" [2, 8]. В дебаевской модели рассматривается эффект экранировки фоном зарядов, что приводит к потенциалу взаимодействия типа Дебая–Хюккеля [21–23]. С учетом экранировки, влияние которой определяется отношением $\kappa = \bar{r} / r_D$ (r_D — радиус Дебая), вводится параметр $\Gamma_s = (Z_p e)^2 \exp(-\bar{r} / r_D) / \bar{r} k T_g = \gamma_p \exp(-\bar{r} / r_D)$. Таким образом, термодинамика плазмы и, соответственно, условия фазовых переходов в дебаевской модели описываются уже двумя параметрами — γ_p и κ . Предельными случаями этой модели является модель ОКП (при $\bar{r} / r_D \rightarrow 0$) и модель твердых сфер (при $\bar{r} / r_D \rightarrow \infty$) [21].

В рамках дебаевской модели численные расчеты показывают, что для кристаллизации требуется $\gamma_p \approx 99$ при $\kappa = 0,7$, $160 < \gamma_p < 850$ при $1 < \kappa < 5$ и $\gamma_p = 4,8 \times 10^4$ при $\kappa = 10$ [21, 22]. Для системы же макрочастиц в пограничном слое ВЧ-разряда кристаллические структуры наблюдались, когда $2,1 \times 10^4 < \gamma_p < 1,6 \times 10^5$ при $0,6 \leq \kappa \leq 4,8$ [14] или $\gamma_p \sim 10^6$ при $\kappa \sim 9,8$ [16].

Для плазменных образований, удерживаемых в ловушках, на фазовое состояние системы также влияют граничные условия, что наблюдалось как в экспериментах, так и при численном моделировании [24, 25]. Так, например, в сферической ловушке облако частиц разделяется на сферические слои. Вместо резких фазовых переходов происходит постепенная эволюция системы из состояния жидкости, характеризуемого ближним

порядком, в промежуточное, характеризуемое существованием жидкой и твердой фаз, и, окончательно, в твердое состояние [25].

Для плазменных кристаллов в условиях ВЧ-разряда на фазовый переход "жидкость – кристалл" значительное влияние оказывает и двумерный характер кристаллических структур. Так, вместо фазового перехода первого рода, как в случае трехмерных систем, в экспериментах наблюдался двухстадийный переход с возникновением промежуточного состояния системы частиц, которое характеризуется ближним трансляционным порядком и дальним ориентационным [19].

В последнее время наряду с изучением свойств плазменного кристалла в условиях ВЧ-разряда были также предприняты попытки получения протяженных, существенно трехмерных упорядоченных структур в объеме квазинейтральной плазмы, а также исследования формирования структур при различном механизме зарядки частиц, в частности при термо- и фотоэмиссии.

Так, в условиях квазинейтральности макроскопические упорядоченные структуры наблюдались в объеме термической плазмы при атмосферном давлении и температуре около 1700 К. Плазменное образование характеризовалось достаточно большими размерами (его объем порядка 30 см^3 , что соответствовало числу частиц порядка 10^8 при их концентрации порядка 10^7 см^{-3}), однородностью, отсутствием внешних электрических и магнитных полей [26]. Хорошо развитая диагностика плазмы и сравнительно большой объем плазмы позволили провести измерения газа и частиц различными методами, получить данные о параметрах плазмы, характеризующих ее состояние, и провести сопоставление с результатами численного моделирования.

Трехмерные квазикристаллические структуры были получены в положительном столбе тлеющего разряда постоянного тока [27], в котором условие квазинейтральности выполняется с точностью до 0,01 % [28]. Анализ видеоизображений частиц обнаружил, что частицы образуют квазикристаллическую структуру в горизонтальной плоскости, в то же время выстраиваясь в цепочки в вертикальной плоскости. Варьированием параметров плазмы можно было изменить форму облака частиц в вертикальной плоскости от эллиптической до цилиндрической с характерными размерами структур в несколько сантиметров [10].

В ряде работ показано, что макрочастицы могут приобретать положительный заряд и образовывать кристаллические структуры при их облучении интенсивным УФ-излучением, что может иметь важное значение для моделирования пространственного упорядочения частиц в пылевых облаках в космосе [3].

2. Классическая термическая плазма с сильным взаимодействием макрочастиц

Термическая плазма образовывалась из разогретого нейтрального газа (1700–2200 К) при атмосферном давлении. Температуры электронов, ионов и нейтралов при этом были равны, концентрация электронов лежала в диапазоне $10^9 - 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Когда вводятся макрочастицы, они заряжаются потоками электронов и ионов, как и при разряде низкого давления, а также путем эмиссии электронов. В отличие от отрицательных зарядов в прежних экспериментах с разрядом низкого давле-

ния, термоэмиссия может привести к положительному электрическому заряду частиц. В предельном случае частицы, помещенные в неионизованный газ, полностью определяют электрофизические свойства плазмы. Условия существования плазмы с макрочастицами могут значительно варьироваться. Благодаря большим зарядам, которые могут приобретать частицы (порядка $10^2 - 10^3 e$), в плазме при типичных условиях 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].

Упорядоченные структуры в термической плазме изучались для системы заряженных макрочастиц в практически ламинарном слабоионизованном потоке при атмосферном давлении и температуре порядка двух тысяч градусов.

2.1. Экспериментальная установка

Источник плазмы (двухфакельная пропан-воздушная горелка типа Меккера) создавал ламинарную струю плазмы (скорость $V_g = 2 - 3 \text{ м с}^{-1}$, температура $T_g = 1700 - 2200 \text{ К}$) с однородными распределениями ее параметров (температуры, концентрации электронов и ионов) в области внутреннего факела диаметром 25 мм и высотой 70 мм (рис. 2) при атмосферном давлении [26, 29–31]. Во внутренний факел вводились частицы CeO_2 . Выбор двуокиси церия в качестве материала для макрочастиц определялся как химической инертностью CeO_2 , так и низкой работой выхода термоэлектронов ($\sim 2,75 \text{ эВ}$ [32]) с поверхности разогретых частиц CeO_2 . Частицы порошка двуокиси церия содержали примеси соединений щелочных металлов. Как результат, спектральные измерения в плазменной струе обнаружили присутствие атомов натрия с низким потенциалом ионизации (5,14 эВ). Таким образом, источник плазмы формировал достаточно протяженный и однородный объем ($\sim 30 \text{ см}^3$) квазинейтральной термической плазмы, в котором были взвешены положительно заряженные частицы CeO_2 . Основными компонентами плазмы наряду с частицами также были электроны и однократно заряженные ионы Na^+ .

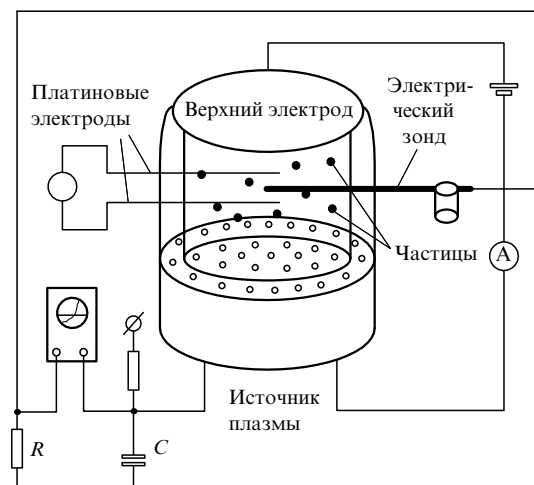


Рис. 2. Источник термической плазмы и средства зондовой диагностики.

Сравнительно большие размеры объема плазмы и его однородность позволили провести измерения газа и частиц различными методами как зондовыми, так и оптическими (рис. 2, 3), и тем самым получить данные о параметрах плазмы, характеризующих ее состояние. Концентрация n_i положительных ионов щелочных металлов измерялась методом электрического зонда [33, 34]. Для определения локальной концентрации электронов n_e использовался метод, основанный на измерении тока I и продольной напряженности электрического поля E в плазме [30]. Температура газа и концентрация атомов щелочных металлов измерялись традиционными методами: обобщенным методом обращения и методом полного поглощения [29]. Для определения среднего (заулеровского) диаметра D_p и концентрации макрочастиц n_p в струе плазмы применялся оригинальный лазерный метод [34].

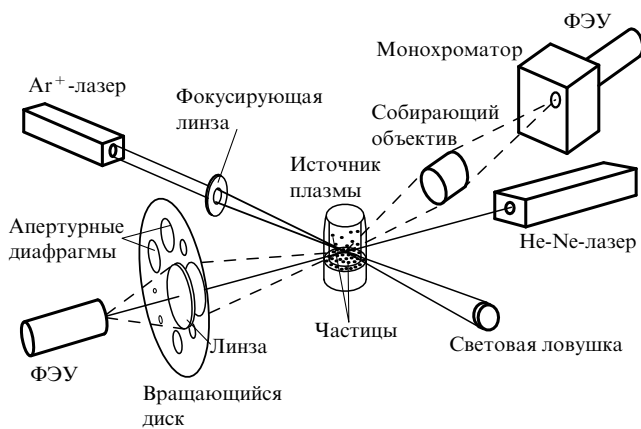


Рис. 3. Схема оптических измерений размеров, концентрации и пространственных структур макрочастиц в термической плазме.

Отметим, что пространственные структуры макрочастиц изучались путем измерений бинарной корреляционной функции $g(r)$, которая определяет вероятность нахождения частицы на некотором расстоянии от данной. Корреляционная функция и пространственное расположение макрочастиц анализировались с помощью лазерного время-пролетного счетчика [30]. Измерительный объем счетчика формировался путем фокусировки пучка аргонового лазера ($\lambda = 0,488$ мкм) в заданной области плазменной струи (см. рис. 3). Импульсы рассеяния от отдельных частиц преобразовывались ФЭУ в электрические сигналы. Полученные сигналы обрабатывались для расчета корреляционной функции $g(r)$, где $r = V_p t$. Здесь V_p — средняя скорость частиц ($V_p \approx V_g$ для микронных частиц) и t — время.

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 CeO_2 . Такая система моделирует плазму со случайным (хаотическим) пространственным расположением макрочастиц ("газообразная" плазма).

2.2. Пространственно-упорядоченные структуры в объеме термической плазмы

На рисунке 4 показаны типичные бинарные корреляционные функции $g(r)$ для частиц CeO_2 в аэрозольной струе

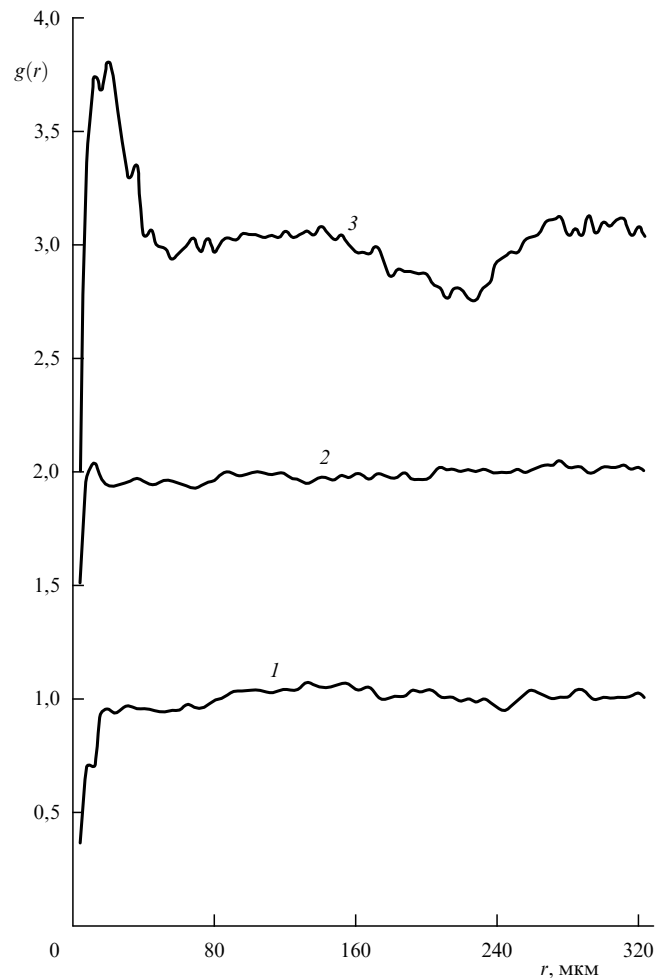


Рис. 4. Бинарная корреляционная функция $g(r)$ для частиц CeO_2 в воздушной струе при комнатной температуре $T_g \cong 300$ К, $\gamma_p = 0$ (кривая 1) и в плазме ($Z_p = 500$): при температуре $T_g = 2170$ К, $\gamma_p = 40$ ($\Gamma_s = 1$) (кривая 2) и $T_g = 1700$ К, $\gamma_p = 120$ ($\Gamma_s = 40$) (кривая 3).

при комнатной температуре ($T_g \approx 300$ 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 $n_p = 2,0 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ и для аэрозольной струи практически не отличаются. Следовательно, частицы в плазме являются слабо взаимодействующими и образование упорядоченных структур оказывается невозможным. Это также подтверждается независимыми диагностическими (зондовыми и оптическими) измерениями в плазме. Так, рассчитанные из результатов измерений значения параметра взаимодействия γ_p и параметра $\kappa = \bar{r}/r_D$, учитывающего дебаевскую экранировку, составляют соответственно 40 и 3,5, а параметр $\Gamma_s = \gamma_p \exp(-\kappa) \approx 1$.

Для анализа экспериментальных данных воспользуемся диапазоном состояний n_e и n_p , в пределах которого возможно образование упорядоченных структур [36], показанном на рис. 5. 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 ОКП) или кривых $1'$, $2'$ (дебаевская модель). Дебаевская модель предсказывает более высокие значения γ_p для полученных значений межчастичного расстояния и дебаевского радиуса.

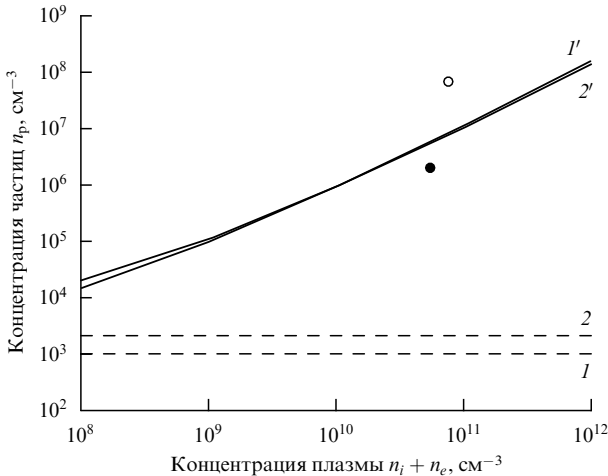


Рис. 5. Диапазон концентраций плазмы ($n_i + n_e$) и частиц n_p , в пределах которого формируется упорядоченная структура при $Z_p = 500$. Кривые 1 (1') и 2 (2') относятся к $\gamma_p = 4$ ($\Gamma_s = 4$) при $T_g = 1700$ и 2200 К соответственно: $\gamma_p = 40$ ($\Gamma_s = 1$) (●) и $\gamma_p = 120$ ($\Gamma_s = 40$) (○) для плазмы с частицами CeO_2 .

Экспериментальная точка ($T_g = 2170$ К и $n_p = 2,0 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$, соответствующая корреляционная функция показана на рис. 4 (кривая 2)), обозначенная на рис. 5 черным кружком, лежит ниже границы между состояниями слабо- и сильнонеидеальной плазмы в соответствии с дебаевской моделью.

При более низкой температуре плазмы $T_g = 1700$ К и концентрации частиц $n_p = 5,0 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$ бинарная корреляционная функция $g(r)$, как видно из рис. 4 (кривая 3), обнаруживает ближний порядок, характерный для жидкости. В этих условиях, как показали диагностические измерения, концентрация ионов ($n_i \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$) примерно на порядок ниже концентрации электронов ($n_e \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$). Заряд частиц, полученный из условия квазинейтральности в виде $Z_p n_p = n_e$, $n_i \ll n_e$, был положительным и составлял около $10^3 e$ с точностью до коэффициента 2, что может быть объяснено термоэмиссией электронов с поверхности частиц [2, 30]. Полученные из диагностических измерений значения параметров γ_p и κ имеют значения больше 120 и 1,6 соответственно, что относится к системе сильно взаимодействующих частиц. Согласно критерию [2], это означает, что происходит фазовый переход газ–жидкость. Следовательно, частицы образуют упорядоченную структуру, что находится в соответствии с диаграммой состояния плазмы (см. рис. 5). Соответствующая экспериментальная точка (светлый кружок на рис. 5) лежит выше теоретических кривых для дебаевской модели.

Формирование упорядоченных структур наблюдалось только при достаточно высоких ($\sim 10^7 \text{ см}^{-3}$) 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. 4 (кривая 2) ($n_p = 2,0 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$).

2.3. Численное моделирование формирования упорядоченных структур

В общем случае изучение фазовых переходов в системах частиц, удерживаемых в ловушках, требует учета как

влияния внешних полей, так и выбора адекватного потенциала взаимодействия частиц. Все эти факторы настолько усложняют задачу численного моделирования фазовых переходов в таких системах, что к настоящему времени здесь можно говорить лишь об отдельных успехах. В условиях термической плазмы достаточно большие размеры плазменного образования, однородность, отсутствие внешних электрических и магнитных полей позволяют уменьшить влияние граничных условий на фазовые переходы в плазме, тем самым, как можно ожидать, корректно выполнить теоретический анализ экспериментальных результатов в рамках известных моделей (ОКП или дебаевской) и оценить их пригодность для описания фазовых переходов в плазме. Такой анализ был проведен на основе численных расчетов, выполненных методом Монте-Карло (ММК) [37].

Для расчетов были выбраны следующие характерные параметры плазмы с частицами CeO_2 : концентрация макрочастиц $n_p = 5,0 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$, концентрация электронов $n_e = 7,2 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, концентрация ионов $n_i = 0,42 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, температура плазмы $T_g = 1700$ К. Радиус Дебая r_D и среднее расстояние \bar{r} между частицами при этом составили соответственно 11 и 17 мкм. Концентрация электронов и ионов в плазме примерно на три порядка больше концентрации макрочастиц, поэтому при моделировании плазмы проведение расчетов возможно лишь после введения эффективного потенциала взаимодействия между макрочастицами, который возникает после усреднения по положениям электронов и ионов. При этом необходимо помнить, что вопрос о виде эффективного потенциала окончательно не решен, однако в настоящее время наиболее достоверным эффективным потенциалом является дебаевский потенциал.

Параметр неидеальности $\Gamma_p = (Z_p e)^2 / k T_g r_D$ может быть представлен в виде $\Gamma_p = \gamma_p \bar{r} / r_D$. В характерных условиях эксперимента при $\bar{r} = 17$ мкм и $r_D = 11$ мкм получаем $\gamma_p \cong 120$, $\Gamma_p = \gamma_p \bar{r} / r_D \cong 185$, если $Z_p = 500$, а $T_g = 1700$ К.

В качестве альтернативной модели для анализа и сопоставления численных и экспериментальных результатов была выбрана модель однокомпонентной плазмы, в которой макрочастицы взаимодействуют посредством кулоновского потенциала на однородном компенсационном фоне противоположного заряда. Как известно из литературы [8, 20], модель однокомпонентной плазмы достаточно подробно исследована с помощью ММК. В связи с этим представляется целесообразным провести сравнение численных результатов для обеих моделей. При этом необходимо отметить существование подобия в модели однокомпонентной плазмы, при котором все результаты зависят лишь от одного безразмерного параметра γ_p . В то же время в дебаевской модели результаты зависят от двух безразмерных параметров, а именно, параметров γ_p и $\kappa = \bar{r} / r_D$. Численные расчеты в рамках дебаевской модели были проведены для двух величин $\kappa = 1,0$ и $2,0$. Эти значения соответствуют условиям эксперимента и позволяют проанализировать тенденции в изменении рассчитываемых величин для сравнения с результатами однокомпонентной модели плазмы.

Анализ численных результатов начнем с рассмотрения бинарных корреляционных функций $g(r)$, полученных в рамках однокомпонентной модели. На рисунке 6 представлены $g(r)$ для макрочастиц при изменении

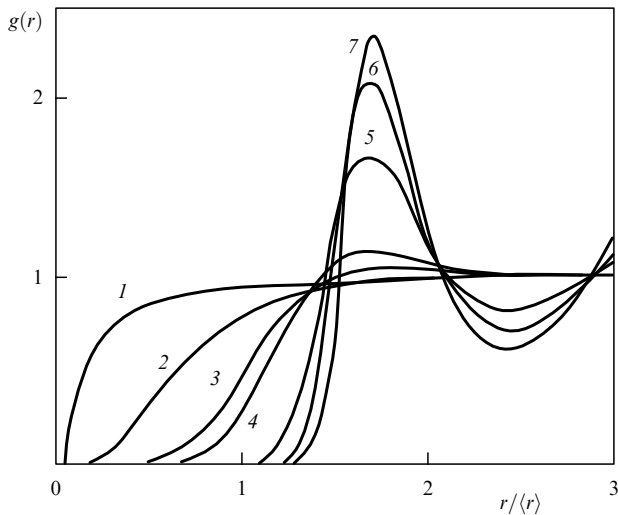


Рис. 6. Бинарные корреляционные функции $g(r)$ для однокомпонентной модели плазмы: 1 — $\gamma_p = 0,1$; 2 — $\gamma_p = 1$; 3 — $\gamma_p = 5$; 4 — $\gamma_p = 10$; 5 — $\gamma_p = 50$; 6 — $\gamma_p = 100$; 7 — $\gamma_p = 140$.

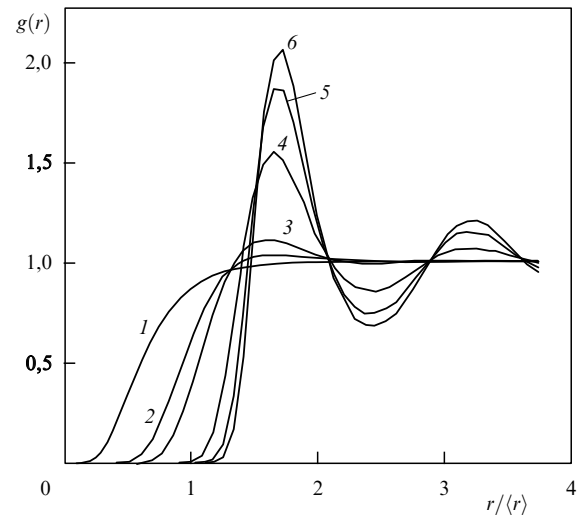


Рис. 8. Бинарные корреляционные функции $g(r)$ для дебаевской модели плазмы при $\nu = 2$: 1 — $\Gamma_p = 1,5$; 2 — $\Gamma_p = 7,5$; 3 — $\Gamma_p = 15$; 4 — $\Gamma_p = 75$; 5 — $\Gamma_p = 150$; 6 — $\Gamma_p = 210$.

параметра γ_p от 0,1 до 140 [8]. Отметим, что в рамках этой модели кристаллизация происходит при $\gamma_p = 171$, а бинарная корреляционная функция $g(r)$ для $\gamma_p = 171$ удовлетворяет отмеченным выше критериям кристаллизации.

Результаты расчетов $g(r)$ для дебаевской модели при аналогичных значениях параметра Γ_p для $\nu = 1$ и 2 представлены на рис. 7 и 8. Сопоставление и анализ рис. 6–8 показывает, что $g(r)$ в рамках дебаевской модели ближе аналогичным $g(r)$, полученным в рамках однокомпонентной модели при $\nu = 1$, что естественно, так как при $r_D \rightarrow \infty$ дебаевская модель переходит в модель однокомпонентной плазмы. Увеличение параметра Γ_p до 1000 при $\nu = 1$ (что существенно превосходит значения Γ_p , полученные в условиях эксперимента) не приводит к кристаллизации макрочастиц. Об этом свиде-

тельствуют такие критерии кристаллизации, как отношение R_g — минимального g_{\min} и максимального g_{\max} значения корреляционной функции (в данных условиях $R_g > 0,2$), — и поведение вычисленного структурного фактора $S(q)$ [38] на рис. 9. Максимальное значение $S(q)$ для $\Gamma_p = 1000$ меньше 2,5, в то время как, согласно [39], на линии кристаллизации $S(q)$ должно достигать 2,85.

Так как в эксперименте для анализа пространственного расположения частиц проводятся измерения корреляционной функции лазерным счетчиком, то нужно учесть, что перетяжка лазерного пучка имеет диаметр всего в несколько раз меньше межчастичного расстояния. Поэтому используемый метод диагностики упорядоченных структур в плазме позволяет получить информацию не о самой корреляционной функции, а лишь о корреляционной функции, усредненной по измеритель-

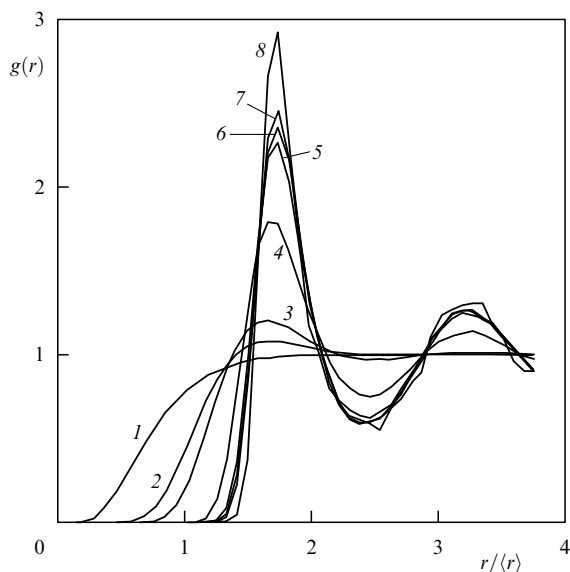


Рис. 7. Бинарные корреляционные функции $g(r)$ для дебаевской модели плазмы при $\nu = 1$: 1 — $\Gamma_p = 1,5$; 2 — $\Gamma_p = 7,5$; 3 — $\Gamma_p = 15$; 4 — $\Gamma_p = 75$; 5 — $\Gamma_p = 150$; 6 — $\Gamma_p = 185$; 7 — $\Gamma_p = 210$; 8 — $\Gamma_p = 1000$.

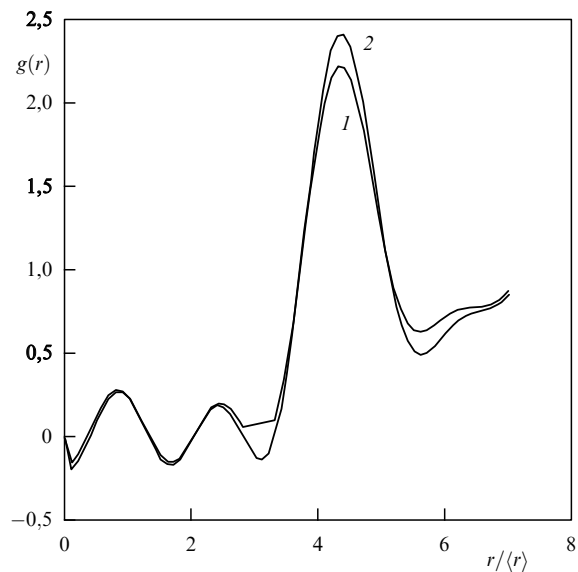


Рис. 9. Структурный фактор для дебаевской модели плазмы с макрочастицами при $\nu = 1$: 1 — $\Gamma_p = 216$; 2 — $\Gamma_p = 1000$.

ному объему, сформированному фокусировкой лазерного луча. Для оценки эффективного размера d_{eff} , учитывающего диаметр лазерной перетяжки, отметим то обстоятельство, что на расстоянии меньше d_{eff} от данной частицы вероятность найти другую частицу обращается в нуль. Это справедливо при условии $d_{\text{eff}} \gg D$ для невзаимодействующих частиц. Поэтому для оценки d_{eff} использовались результаты измерений корреляционной функции для частиц CeO_2 в воздушной струе (кривая 1 на рис. 4). Эффективный размер d_{eff} находился по интервалу, в пределах которого значения корреляционной функции равны нулю. Согласно нашим оценкам, размер d_{eff} области усреднения составляет примерно 5 мкм.

Усредненные корреляционные функции $\langle g(r) \rangle$ представлены на рис. 10. На этом же рисунке представлена экспериментальная бинарная корреляционная функция (кривая 8), полученная в приведенных выше условиях эксперимента (кривая 3 на рис. 4). Сопоставление этих рисунков демонстрирует достаточно хорошее согласие численных и экспериментальных результатов. Отличия, в частности уширение экспериментально полученной корреляционной функции, могут быть обусловлены сосуществованием областей с хаотическим расположением частиц и областей упорядоченных структур (доменов). В последних частицы могут располагаться на расстояниях, меньших \bar{r} .

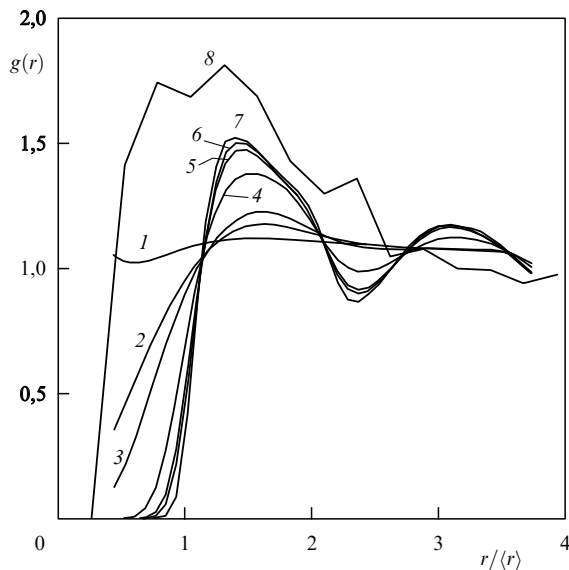


Рис. 10. Усредненные теоретические и экспериментальные бинарные корреляционные функции $g(r)$ для дебаевской модели плазмы при $\kappa = 1$: 1 — $\Gamma_p = 1,5$; 2 — $\Gamma_p = 7,5$; 3 — $\Gamma_p = 15$; 4 — $\Gamma_p = 75$; 5 — $\Gamma_p = 150$; 6 — $\Gamma_p = 216$; 7 — $\Gamma_p = 1000$; 8 — экспериментальная бинарная корреляционная функция.

Существование доменов подтверждает анализ распределений по относительным межчастичным расстояниям r/\bar{r} , полученным в тех же условиях, что и корреляционные функции [30]. На рисунке 11а,б приведены гистограммы для аэрозоля ($T_g \cong 300$ К; "газообразная" плазма) и плазмы ($T_g = 1700$ К). Распределения измерялись для 1500–2000 частиц с помощью лазерного времяпролетного счетчика, описанного выше, и нормировались на площадь. При температуре плазмы 1700 К гистограмма становится значительно уже (примерно в

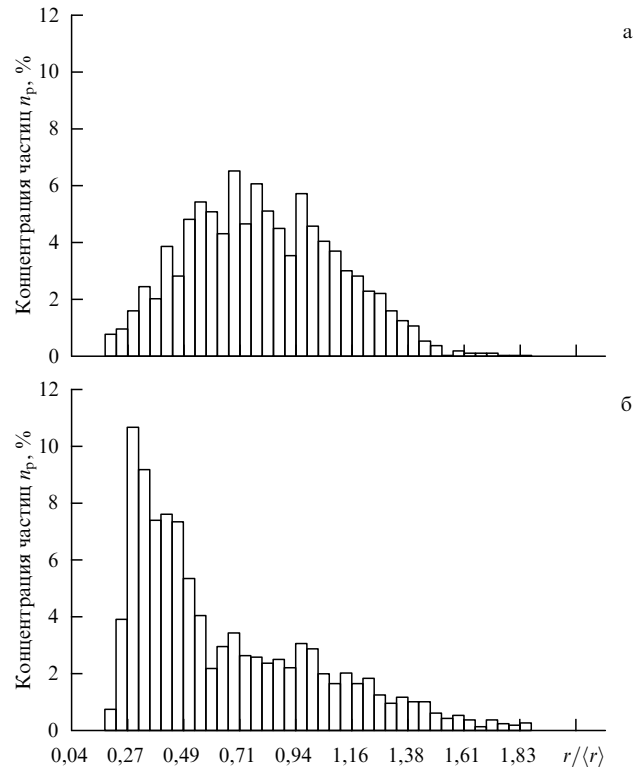


Рис. 11. Распределения по параметру r/\bar{r} для частиц CeO_2 в воздушной струе при комнатной температуре $T_g \cong 300$ К, $\gamma_p = 0$ (а) и в плазме ($Z_p = 500$) при температуре $T_g = 1700$ К, $\gamma_p = 120$ ($\Gamma_s = 40$) (б).

4–5 раз), ее пик сдвигается в область малых межчастичных расстояний $r/\bar{r} = 0,3$, 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.

3. Трехмерные структуры в положительном столбе газового разряда

В противоположность термической плазме тлеющий разряд является неизотермической газовой плазмой при комнатной температуре и низком давлении. Эксперименты проводились с тлеющим разрядом постоянного тока в неоне при давлениях 0,1–1 Тор, концентрациях электронов и ионов 10^8 – 10^{11} см $^{-3}$, температуре электронов 20 000–50 000 К и температурах ионов и атомов 300–400 К. В этих условиях частицы удерживались в объеме плазмы сильными полями стратифицированного разряда. Как показали наблюдения, возникающие при определенных условиях, квазикристаллические структуры обладают целым рядом особенностей, не характерных для ВЧ-разряда. Так, структуры имеют существенно трехмерный характер, причем по вертикали протяженность структур может достигать несколько десятков сантиметров при межчастичном расстоянии 300–400 мкм. Формируются структуры в положительном столбе, на значительном удалении от электродов, в

области ионизационной неустойчивости (страты) с достаточно высокой степенью квазинейтральности ($\sim 0,01\%$), заряд частиц может достигать необычно высоких значений ($10^6 e$), что позволяет удерживать их в относительно небольшом поле страты порядка 10 В см^{-1} (для сравнения — напряженность приэлектродного поля в ВЧ-разряде порядка 100 В см^{-1}). Варьированием параметров разряда (давления и тока) можно изменять форму облака частиц от почти сферической до цилиндрической.

3.1. Экспериментальная установка

Наблюдения структур проводились в положительном столбе тлеющего разряда в режиме с естественными стоячими стратами [27]. Схема установки приведена на рис. 12. Страты характеризуются периодическими изменениями плотности электронов, электрического поля и потенциала вдоль оси разрядной трубки [40, 41]. В плазму положительного столба разряда вводились частицы двух типов: полые микросферы из боросиликатного стекла диаметром $50\text{--}63 \text{ мкм}$ со стенками толщиной не более 5 мкм и частицы Al_2O_3 , размеры которых лежали в диапазоне $3\text{--}5 \text{ мкм}$.

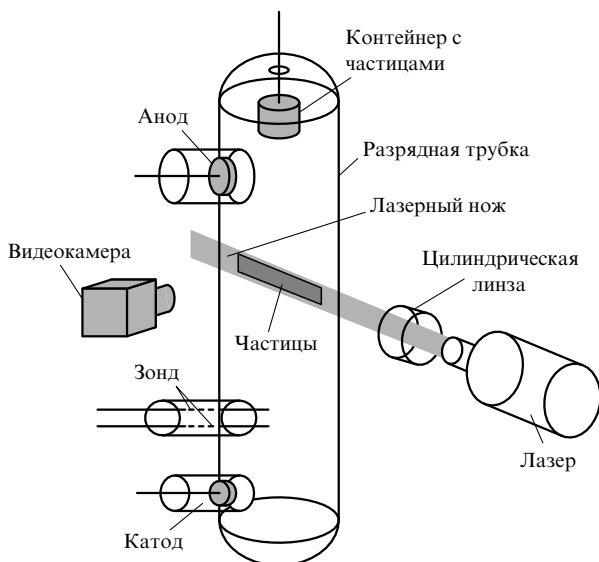


Рис. 12. Схема экспериментальной установки для изучения упорядоченных структур в газоразрядной плазме.

При наличии в положительном столбе разряда стоячих или слабо колеблющихся страт частицы были видны как облако (обычно в форме эллипсоида) в центре их светящихся частей. В области страт условие квазинейтральности выполняется с точностью до $0,01\%$. Обычно наблюдается несколько облаков частиц, расположенных в соседних стратах и удаленных от электродов разрядной трубки на несколько десятков сантиметров. Визуализация частиц осуществлялась с помощью их подсветки в горизонтальной или вертикальной плоскости зондирующим лучом ион-аргонового лазера. Излучение, рассеянное частицами, наблюдалось с помощью видеокамеры, в случае горизонтального пучка — под углом 45° , а в случае вертикального пучка — под углом 90° . Отдельные частицы также можно было видеть невооруженным

глазом. Сигнал с видеокамеры записывался на видеомагнитофон.

3.2. Результаты наблюдений квазикристаллических структур

Диаметр облака составлял $5\text{--}10 \text{ мм}$ для стеклянных микросфер и увеличивался до 20 мм для частиц Al_2O_3 . Типичные изображения облака частиц в вертикальной и горизонтальной плоскостях для этих двух случаев представлены на рис. 1 и 13. Отметим упорядоченную структуру и почти равноудаленное положение частиц. Типичная область изображения (с размерами $12 \times 17 \text{ мм}$) содержала от 90 до 280 частиц. В вертикальной плоскости упорядочение частиц проявлялось как формирование их в виде цепочек.

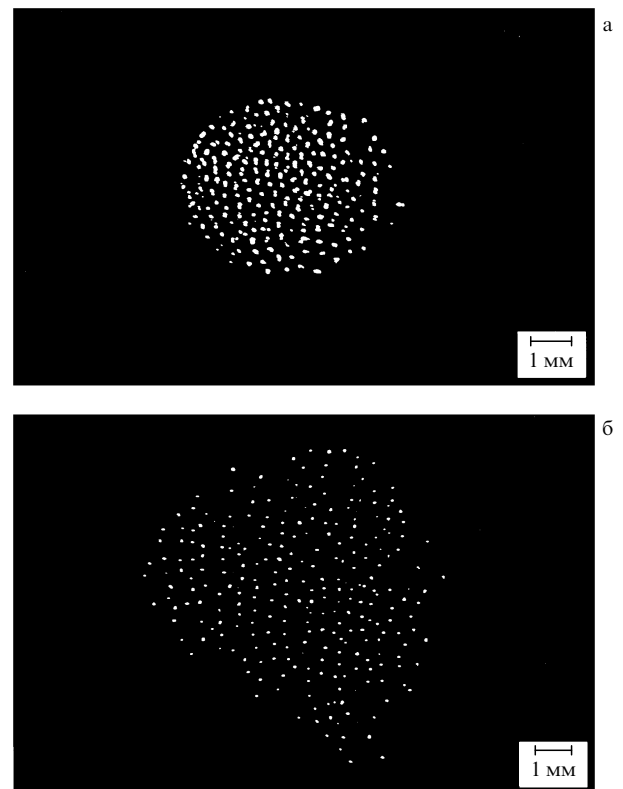


Рис. 13. Видеоизображения частиц Al_2O_3 в горизонтальной (а) и вертикальной (б) плоскостях при разрядном токе $1,15 \text{ мА}$ и давлении неона $0,5 \text{ Тор}$. Масштаб соответствует 1 мм .

В эллиптическом случае частицы располагались в $10\text{--}20$ (для стеклянных микросфер) и более (для частиц Al_2O_3) плоских слоев. Расстояния между слоями составляли $250\text{--}400 \text{ мкм}$, расстояния между частицами в горизонтальной плоскости — $350\text{--}600 \text{ мкм}$, что соответствует концентрациям частиц $n_p \sim 10^3\text{--}10^4 \text{ см}^{-3}$. Очевидно, что наблюдаемая структура частиц является существенно трехмерной и квазикристаллической.

Численный анализ изображений на рис. 1 и 13 также подтверждает образование квазикристалла. Прямыми измерениями расстояний между частицами были получены бинарные корреляционные функции. Двумерные корреляционные функции $g(r)$ для изображений частиц в горизонтальной плоскости представлены кривыми на рис. 14а, б для стеклянных сфер и частиц Al_2O_3 соответ-

ственно. Отчетливый первый максимум и последующие медленно спадающие пики свидетельствуют о существовании квазикристалла. Длина корреляции составляет по меньшей мере четыре межчастичных расстояния. Расстояния между ближайшими соседями — 400 и 500 мкм для стеклянных сфер и частиц Al_2O_3 соответственно. Для частиц Al_2O_3 в вертикальной плоскости функция $g(r)$ (рис.14в) проявляет затухающие осцилляции, характерные для жидкости.

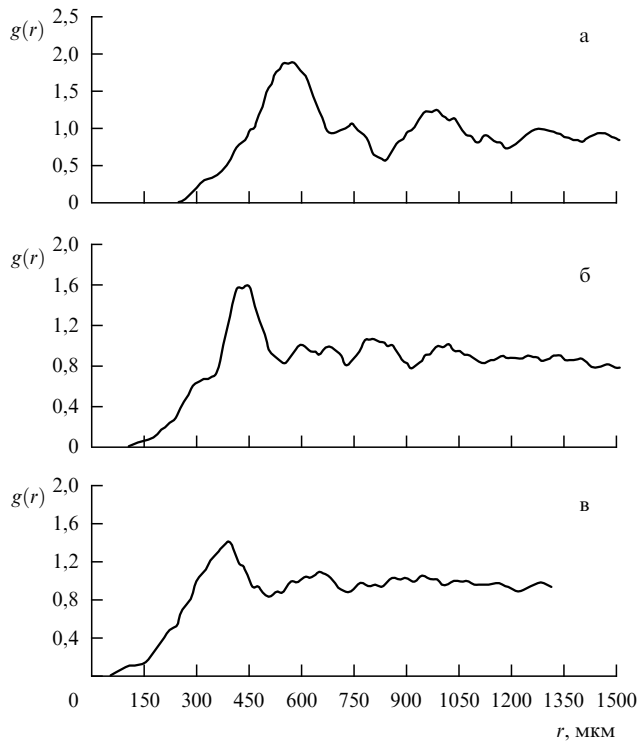


Рис. 14. Бинарная корреляционная функция: (а) в горизонтальной плоскости для стеклянных микросфер при разрядном токе 1,2 мА и давлении неона 0,2 Тор; (б) в горизонтальной плоскости и (в) в вертикальной плоскости для частиц Al_2O_3 при разрядном токе 1,15 мА и давлении неона 0,5 Тор. Кривые на (а)–(в) соответствуют изображениям частиц на рис. 1а, 13а и 13б.

Экспериментальные данные показывают, что в стратифицированном разряде вдоль оси разрядной трубки периодически чередуются области сильного и слабого электрического поля. В области сильного (10 В см^{-1}) продольного электрического поля страты в вертикальной плоскости в результате баланса электрического и гравитационного полей возникает потенциальная яма. Такая же потенциальная яма формируется в горизонтальной плоскости благодаря высокому (30 В) плавающему потенциалу стенок трубки. На основе этих данных мы можем заключить, что частицы удерживаются сильным электрическим полем страты и находятся в ловушке.

Варьированием параметров разряда (давления и тока) можно изменить размеры потенциальной ямы и, таким образом, форму облака частиц. Как видно из рис. 15а–в, уменьшение разрядного тока и давления ведет к последовательной модификации двух ближайших эллиптических облаков в цилиндрическую структуру, размеры которой по вертикали составляют не-

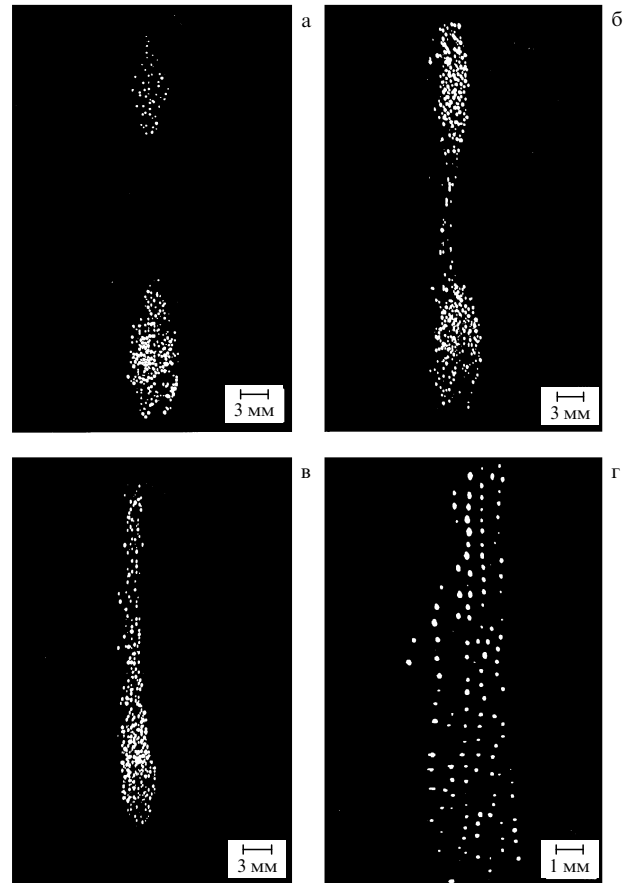


Рис. 15. Видеоизображения стеклянных микросфер в вертикальной плоскости при различном разрядном токе и давлении: (а) 0,5 мА и 0,47 Тор; (б) 0,5 мА и 0,44 Тор; (в) 0,4 мА и 0,37 Тор; (г) увеличенный фрагмент цилиндрической структуры, показанной на (в). Масштаб на (а)–(в) соответствует 3 мм, на (г) — 1 мм.

сколько десятков сантиметров. Рисунок 15г показывает увеличенный фрагмент цилиндрической структуры.

При изменении тока пространственная упорядоченность частиц может нарушаться, происходит "плавление" квазикристалла. Так, на рис. 16 представлены видеоизображения облака частиц Al_2O_3 в горизонтальной плоскости для трех значений разрядного тока $I_d = 0,4; 0,9; 3,85 \text{ мА}$ при давлении неона 0,3 Тор. Соответствующие корреляционные функции приведены на рис. 17. При токе $I_d = 0,4 \text{ мА}$ видны по меньшей мере пять максимумов корреляционной функции, которые подтверждают существование дальнего порядка и тем самым кристаллических структур в плазме. С увеличением тока, как это видно из видеоизображений и поведения корреляционных функций, дальний порядок нарушается. При $I_d = 3,85 \text{ мА}$ наблюдается только ближний порядок.

Для оценки параметра взаимодействия γ_p и сопоставления с результатами численного моделирования необходимо знать кинетическую энергию частиц и их заряд. Оценим параметры макрочастиц для типичных условий тлеющего разряда: $kT_e \approx 3 \text{ эВ}$, $T_i \approx 300 \text{ К}$ и $n_e \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$. В разряде в неоне частицы заряжаются до плавающего потенциала $V_p \sim kT_e/e \sim 3 \text{ В}$. Заряд частиц определяется соотношением $Z_p = CV_p$, где C — емкость частицы. Для изолированной сферы радиуса R_p $C = R_p$ и для

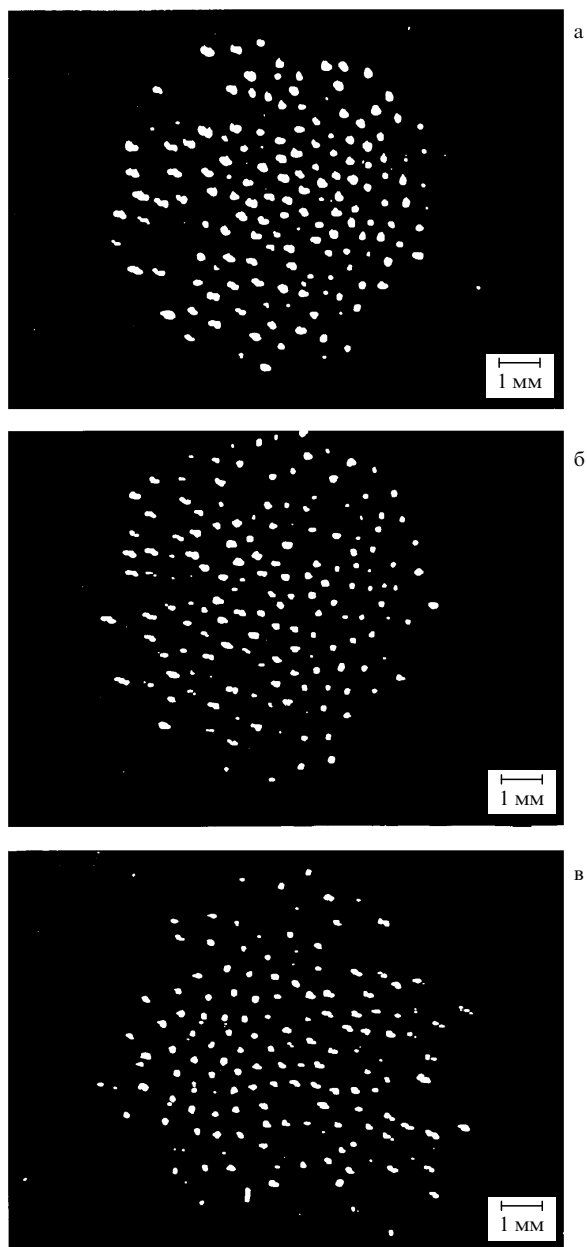


Рис. 16. Видеоизображения частиц Al_2O_3 в горизонтальной плоскости при различном разрядном токе и давлении: (а) 0,4 мА и 0,3 Тор; (б) 0,9 мА и 0,3 Тор; (в) 3,85 мА и 0,3 Тор. Масштаб соответствует 1 мм.

стеклянных микросфер с размерами 50–63 мкм заряд имеет величину порядка $10^5 e$.

Заряд частиц также может быть получен из баланса сил тяжести и электрических сил в страте: $Z_p = M_p g / e E_s$. Для стеклянных микросфер $Z_p \sim 10^6 e$ при $M_p \sim 10^{-8}$ г и $E_s \sim 10$ В см $^{-1}$. 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 $V_p \sim k T_e / e \sim 15\text{--}30$ В в области страты. Это находится в соответствии с плавающим потенциалом стенок разрядной трубки, измеренным в

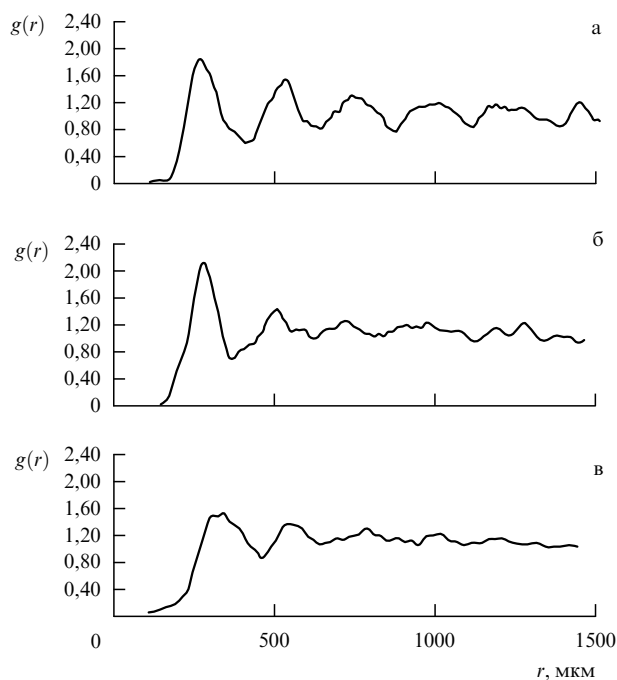


Рис. 17. Бинарная корреляционная функция в горизонтальной плоскости для частиц Al_2O_3 : (а) при разрядном токе 0,4 мА и давлении неона 0,3 Тор; (б) 0,9 мА и 0,3 Тор; (в) 3,85 мА и 0,3 Тор.

[41]. В результате заряд имеет величину порядка $10^6 e$ и $10^5 e$ для стеклянных сфер и частиц Al_2O_3 соответственно.

Длина экранировки (дебаевский радиус) может быть получена из баланса сил в радиальном направлении $(Z_p e) \partial \phi_D / \partial r \approx (Z_p e) E_r$, где E_r — радиальное поле в разряде и ϕ_D — дебаевский потенциал. Для типичных значений электрического поля $E_r \sim 1$ В см $^{-1}$ и межчастичных расстояний $\bar{r} \approx 300\text{--}600$ мкм находим $r_D \approx 80\text{--}100$ мкм и $\bar{r} / r_D \approx 4\text{--}5$. Для комнатных температур получаем, что формирование квазикристалла происходит при параметре взаимодействия $\gamma_p \sim 10^6$ и 10^8 для стеклянных сфер и частиц Al_2O_3 соответственно. Эти значения на несколько порядков превосходят значения, полученные в дебаевской модели [21]. Однако в условиях ВЧ-разряда низкого давления измеренная кинетическая энергия частиц могла увеличиваться до 50 эВ [42]. В условиях экспериментов с тлеющим разрядом постоянного тока можно было оценить кинетическую энергию малых частиц Al_2O_3 . Из видеозаписи видно, что смещение частиц относительно положения равновесия имеет величину порядка ее диаметра D_p . Из этого можно заключить, что $k T_p \sim (Z_p e) E_r D_p$. При $Z_p \sim 10^5$, $D_p \sim 5$ мкм и $E_r \sim 1$ В см $^{-1}$ параметр взаимодействия $\gamma_p \sim 10^3$ ($k T_p \sim 50$ эВ), что находится в неплохом соответствии с дебаевской моделью ($\gamma_p \sim 10^3$ при $\bar{r} / r_D = 4\text{--}5$).

4. Плазма, индуцированная УФ-излучением

Плазма с положительно заряженными частицами также может образовываться за счет эффекта фотоэмиссии при облучении частиц в буферном газе потоком фотонов с энергией, превосходящей работу выхода фотоэлектрона с их поверхности. При определенных условиях (размерах

и концентрации частиц, длине волны и интенсивности УФ-излучения, работе выхода фотоэлектрона) в такой системе могут возникать кристаллические структуры. Характерное значение работы выхода фотоэлектрона для большинства веществ не превышает 6 эВ, поэтому фотоны с энергией меньшей или равной 12 эВ могут зарядить частицы, не ионизируя при этом буферный газ, такой как He или Ar.

Рассмотрим макрочастицы в нейтральном газе при облучении УФ-источником с непрерывным спектром, например дейтериевой лампой в спектральном диапазоне 200–300 нм. Тогда плазма будет состоять из положительно заряженных макрочастиц и эмитированных ими фотоэлектронов в буферном газе, который охлаждает частицы. Ограничимся случаем разреженной плазмы (концентрация нейтралов $n_n \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$), для которого длина свободного пробега l фотоэлектронов до столкновений с нейтралами намного превосходит радиус частицы R_p ($l \gg R_p$). Положительный потенциал частиц устанавливается в результате баланса между рекомбинацией электронов на поверхности частицы и фотоэмиссионным (электронным) током с поверхности частицы.

Для получения зависимости Z_p от n_p при различных размерах частиц зададимся следующими параметрами УФ-излучения и частиц: температура поверхности частиц $T_p \approx 300 \text{ К}$, работа выхода фотоэлектрона $\phi_s = 1,7 \text{ эВ}$ (типичное значение, например, для оксида бария ВаО), квантовый выход $Y = 0,05$, средняя энергия квантов $h\nu = 2,5 \text{ эВ}$ и поток фотонов $J = 2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (характерные параметры дейтериевой лампы). Следуя [3], предположим, что $T_e \approx T_{pe} \sim 0,8 \text{ эВ}$. Данное предположение справедливо в случае, когда скорость рекомбинации электронов на частицах превос-

ходит скорость тепловых потерь их энергии за счет столкновений с нейтралами.

Зависимости Z_p от n_p для трех значений радиуса частиц ($R_p = 1, 5$ и 25 мкм) и приведенных выше параметров представлены графически на рис. 18а. Уменьшение заряда частиц Z_p с увеличением их концентрации n_p объясняется увеличением удельной поглощающей поверхности частиц, в то время как поток фотонов не изменяется. На рисунке 18б показан параметр взаимодействия в виде $\gamma_p \exp(-\bar{r}/r_D)$ как функция концентрации частиц n_p . Видно, что условие кристаллизации для системы макрочастиц ($\gamma_p \exp(-\bar{r}/r_D) > 170$) удовлетворяется при $n_p \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$.

При поглощении УФ-излучения частицы могут нагреваться. Как результат, существенный вклад в их зарядку, наряду с фотоэмиссией, может также внести термоэмиссия электронов. Кривые (пунктирные линии), соответствующие термоэмиссии электронов с частиц при температуре их поверхности около 1000 К, показаны на рис. 19а, б. Как видно из приведенных зависимостей, влияние термоэмиссии на формирование кристаллических структур несущественно.

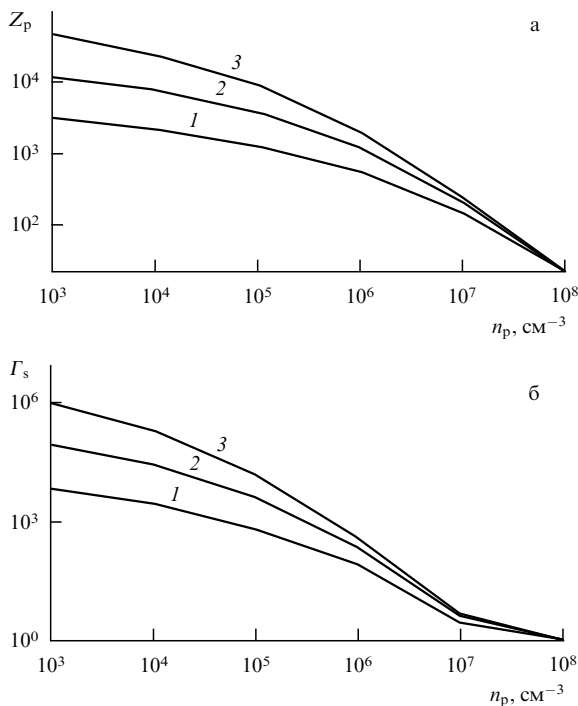


Рис. 18. Зависимость заряда частицы Z_p (а) и параметра взаимодействия $\Gamma_s = \gamma_p \exp(-\bar{r}/r_D)$ (б) от концентрации n_p : 1 — $R_p = 1 \text{ мкм}$; 2 — 5 мкм ; 3 — 25 мкм .

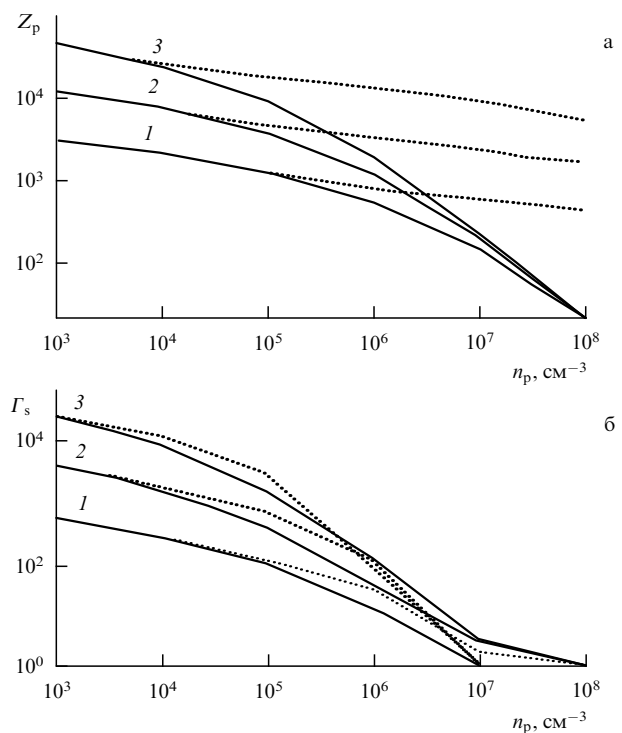


Рис. 19. Зависимость заряда частицы Z_p (а) и параметра взаимодействия $\Gamma_s = \gamma_p \exp(-\bar{r}/r_D)$ (б) от концентрации n_p с учетом термоэмиссии: 1 — $R_p = 1 \text{ мкм}$; 2 — 5 мкм ; 3 — 25 мкм .

5. Заключение

Таким образом, эксперименты, выполненные в условиях термической плазмы атмосферного давления и тлеющего разряда постоянного тока с сильно взаимодействующими макрочастицами, показали, что при определенных параметрах плазмы возможно образование упорядоченных структур макрочастиц, в том числе и квазикристаллических, в новых условиях, для которых характерны достаточно большие размеры и существенно

трехмерный характер плазменного образования, формирование структур в квазинейтральном объеме плазмы, а не в приэлектродном слое. Возникающие упорядоченные структуры при этом могут быть адекватно описаны в рамках дебаевской модели с экранированным кулоновским потенциалом. Путем расчетов также продемонстрировано, что частицы, помещенные в нейтральный буферный газ и подвергшиеся облучению интенсивным УФ-излучением, могут приобретать положительный заряд, достаточный для формирования кристаллических структур.

В результате выполненных исследований возникает ряд интересных приложений кристаллических структур. Структуры макрочастиц в плазме могут быть мощным инструментом как для фундаментальных, так и прикладных задач. Среди фундаментальных следует отметить вклад в изучение многокомпонентной и сильнонеидеальной плазмы (физика плазмы), теоретические подходы к моделированию которой могут быть как стимулированы экспериментами с кристаллическими структурами, так и найдены в них подтверждения. Важными задачами является анализ дислокаций дефектов решетки, термодинамика решетки с дефектами и при их отсутствии, взаимодействие с волнами, резонансные явления. Результаты таких исследований могут быть использованы для моделирования атомарных или молекулярных кристаллов (физика твердого тела). Изучение фазовых переходов в системах макрочастиц, включая их многочастичную самоорганизацию, может внести вклад в понимание процесса конденсации (критические явления). Возможность создания малых систем с несколькими макрочастицами, их реакция на внешние поля, анализ их хаотического движения позволяют изучить динамические процессы в таких системах. Среди прикладных задач укажем на ряд приложений, связанных с микроэлектроникой, в частности с удалением частиц при производстве микросхем, с моделированием малого кристалла (нанокристалла) при плазменном напылении и др.

Данная работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект 97-02-17565-а и INTAS-RFBR, проект 95-1335.

Список литературы

- Sodha M S, Guha S *Adv. Plasma Phys.* **4** 219 (1971)
- Фортвов В Е, Якубов И Т *Неидеальная плазма* (М.: Энергоатомиздат, 1994) с. 282
- Rosenberg M, Mendis D A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **23** 177 (1995)
- Sugden T M, Thrush B A *Nature (London)* **168** 703 (1951)
- Shuler K E, Weber J J *Chem. Phys.* **22** 491 (1954)
- Bouchoule A, Boufendi L *Plasma Sources Sci. Technol.* **3** 292 (1994)
- Goree J *Plasma Sources Sci. Technol.* **3** 400 (1994)
- Ichimaru S *Rev. Mod. Phys.* **54** 1017 (1982)
- Ikezi H *Phys. Fluids* **29** 1764 (1986)
- Fortov V E et al. *Phys. Lett. A* **229** 317 (1997)
- Wuerker R F, Shelton H, Langmuir R V J. *Appl. Phys.* **30** 342 (1959)
- Gilbert S L, Bollinger J J, Wineland D J *Phys. Rev. Lett.* **60** 2022 (1988)
- Chu J H, Lin I *Phys. Rev. Lett.* **72** 4009 (1994)
- Thomas H et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 652 (1994)
- Hayashi Y, Tachibana K *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** L804 (1994)
- Melzer A, Trottenberg T, Piel A *Phys. Lett. A* **191** 301 (1994)
- Райзер Ю П, Шнейдер М Н, Яценко Н А *Высокочастотный емкостный разряд* (М.: Изд-во МФТИ; Наука, 1995)
- Trottenberg T, Melzer A, Piel A *Plasma Sources Sci. Technol.* **4** 450 (1995)
- Morfill G E, Thomas H J. *Vac. Sci. Technol. A* **14** 490 (1996)
- Slattery W L, Doolen G D, DeWitt H E *Phys. Rev. A* **21** 2087 (1980)
- Robbins M O, Kremer K, Grest G S *J. Chem. Phys.* **88** 3286 (1988)
- Stevens M J, Robbins M O *J. Chem. Phys.* **98** 2319 (1992)
- Farouki R T, Hamaguchi S *Appl. Phys. Lett.* **61** 2973 (1992)
- Rahman A, Schiffer J P *Phys. Rev. Lett.* **57** 1133 (1986)
- Dubin D H E, O'Neil T M *Phys. Rev. Lett.* **60** 511 (1988)
- Фортвов В Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **63** 176 (1996)
- Фортвов В Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **64** 86 (1996)
- Райзер Ю П *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987)
- Кондратьев А Б и др. *ТВТ* **32** 452 (1994)
- Fortov V E et al. *Phys. Lett. A* **219** 89 (1996)
- Фортвов В Е и др. *ЖЭТФ* **111** (2) (1997)
- Фоменко В С *Эмиссионные свойства материалов* (Киев: Наукова думка, 1981) с. 164
- Косов В Ф, Молотков В И, Нефедов А П *ТВТ* **29** 633 (1991)
- Бенилов М С *ТВТ* **26** 993 (1988)
- Nefedov A P, Petrov O F, Vaulina O S *Appl. Opt.* (1997)
- Fortov V E et al. *Phys. Rev. E* **54** R2236 (1996)
- Замалин В М, Норман Г Э, Филинов В С *Метод Монте-Карло в статистической термодинамике* (М.: Наука, 1977)
- Sood A K *Solid State Physics* **45** 1 (1991)
- Hansen J P, Verlet L *Phys. Rev.* **184** 151 (1969)
- Голубовский Ю Б, Нисимов С У, Сулейменов И Э *ЖТФ* **64** (10) 54 (1994)
- Голубовский Ю Б, Нисимов С У *ЖТФ* **65** (1) 46 (1995)
- Melzer A, Homann A, Piel A *Phys. Rev. E* **53** R2757 (1996)

Quasicrystalline structures in a strongly coupled dusty plasma

A.P. Nefedov, O.F. Petrov, V.E. Fortov
 High Energy Density Research Center, Russian Academy of Sciences
 Izhorskaya 13/19, 127412 Moscow, Russia
 Tel./Fax (7-095) 485-79 90
 E-mail: ipdustpl@redline.ru

Dust particle ordering in various types of low-temperature plasma, such as thermal plasmas at atmospheric pressure, dc glow discharge, UV-induced plasmas, is discussed. Experimental data and numerical simulation results are presented. Properties of ordered structures are discussed and conditions of their formation considered.

PACS number: **52.90.+z**

Bibliography — 42 references

Received 19 May 1997