

ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И УПОРЯДОЧЕННЫЕ СТРУКТУРЫ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

О. М. Белоцерковский^а, И. Е. Захаров^б, А. П. Нефедов^с,

О. А. Синкевич^д, В. С. Филинов^с, В. Е. Фортков^с

^а Институт автоматизации проектирования Российской академии наук
123056, Москва, Россия

^б Silicon Graphics Computer Systems, SGI Europe
1196 Gland, Switzerland

^с Объединенный институт высоких температур Российской академии наук,
Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий
127412, Москва, Россия

^д Московский энергетический институт
111250, Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 апреля 1998 г.

Предложен эффективный потенциал взаимодействия между пылевыми частицами, который учитывает следующие физические факторы: пространственную зависимость зарядов частиц от плавающего потенциала плазмы, анизотропию во взаимодействии, возникающую вследствие фокусировки отрицательно заряженными частицами дрейфового ионного тока, а также особенности экранировки пылевых частиц сильно взаимодействующими с ними плазменными электронами и ионами, которые усиленно рекомбинируют как в их окрестности, так и на их поверхности. Расчеты, выполненные методом Монте-Карло, объяснили образование нитевидных структур дисперсных частиц, а также «поперечную кристаллизацию» этих «нитей» в стратифицированной плазме газового разряда.

1. ВВЕДЕНИЕ

Возросший интерес к изучению свойств пылевой плазмы связан в значительной степени с обнаруженным недавно образованием упорядоченных структур заряженных макрочастиц в различных типах лабораторной плазмы: в прикатодной области высокочастотного газового разряда [1–11], в термической плазме [12–14] и в стоячих структурах тлеющего разряда [15–18]. Пылевые кристаллы обладают целым рядом уникальных свойств: они оптически прозрачны, размер пылевых частиц составляет 1–100 мкм, а межузельное расстояние в кристалле составляет 100–1000 мкм, что позволяет изучать их свойства в лучах видимого света невооруженным глазом; характерные времена релаксации составляют доли секунды, что выгодно отличает плазменные кристаллы от коллоидных, у которых эти времена достигают нескольких дней; параметры квазикристаллических структур могут быть изменены простым изменением давления газа, тока или мощности разряда. Благодаря этому пылевые кристаллы представляют собой эффективный инструмент для исследования свойств сильнонеидеальной плазмы, фундаментальных свойств кристаллов и свойств газовых разрядов. К настоящему времени

получены интересные экспериментальные результаты по полиморфным фазовым переходам между различными кристаллическими структурами, по плавлению пылевых кристаллов, по распространению звуковых волн в плазменных кристаллах. Активно ведутся теоретические исследования процессов зарядки пылевых частиц, их взаимодействия между собой и с внешними полями, коллективных эффектов в сильнонеидеальной пылевой плазме. Обсуждение этих вопросов содержится в недавно опубликованных обзорах [19–21].

Отметим важную особенность строения пылевых структур. Так, например, пылевые частицы в ловушке с плазмой радиочастотного разряда образуют плоский кристалл, состоящий из нескольких горизонтальных слоев, имеющих гексагональную структуру. Важной особенностью данной структуры является то, что в вертикальном направлении вдоль оси разряда пылевые частицы расположены точно друг над другом. Аналогичная особенность в расположении пылевых частиц наблюдается в плазме стационарного тлеющего разряда [15–17], где образуются упорядоченные структуры с гексагональноподобной решеткой в горизонтальной плоскости и подобным же вертикальным упорядочением вдоль оси разряда. Более того, в плазме газового разряда образуются даже одиночные произвольно сдвинутые друг относительно друга нитевидные структуры.

Для понимания физических механизмов приводящих к возникновению упорядоченных структур, необходимы анализ сил взаимодействия между пылевыми частицами и оценки их зарядов. Для оценки заряда в литературе [19–21] принято следующее выражение:

$$Q(r) = Z(r)e = C\phi_t(r), \quad C \approx 4\pi\epsilon_0 R,$$

где C — величина порядка емкости частицы, R — ее радиус, а $\phi_t(r)$ — плавающий потенциал, который определяется разностью потоков электронов и ионов, падающих на пылевую частицу, и существенно зависит от асимптотического поведения функции распределения электронов при больших энергиях. Известно, что в радиочастотном и тлеющем газовом разрядах асимптотики электронной функции распределения существенно зависят от пространственной неоднородности электрических полей, ускоряющих электроны, и процессов ионизации ими атомов [19–21]. Данное обстоятельство является причиной того, что заряд пылевой частицы должен зависеть от ее местонахождения в страте, т.е. от ее координат: $Q = Q(r)$. Согласно проведенным оценкам, как в плазме радиочастотного разряда, так и в плазме тлеющего разряда заряд частиц $Z(r)$ колеблется в пределах от 10^4 до 10^6 [19–21]. В дальнейшем в качестве характерных значений Z примем $Z \approx 10^5$. Следовательно, одной из главных составляющих взаимодействия пылевых частиц в плазме является в той или иной степени экранированное кулоновское отталкивание.

Помимо электростатических сил, связанных с отрицательным зарядом пылинок, в литературе исследуется целый ряд других физических механизмов, влияющих на их расположение. В первую очередь здесь следует выделить анизотропные силы, связанные с потоками ионов, дрейфующих по направлению к электродам газоразрядного устройства [22–26]. Огромный отрицательный заряд пылевых частиц взаимодействует с плазменными ионами, и в результате в окрестности пылевой частицы появляются области с повышенной и пониженной концентрациями ионов, что и поляризует фоновую плазму. Поляризация плазмы с пылевыми частицами представляет большой интерес, так как возникающие силы могут вызвать захват других пылевых частиц, если их средняя

кинетическая энергия не слишком велика. Лабораторные эксперименты, проведенные целым рядом авторов, подтвердили существование анизотропных сил взаимодействия пылевых частиц [1, 11, 27–31]. Анизотропия взаимодействия рассматривается в настоящее время как физическая причина вертикального упорядочения в кристаллоподобных и линейных структурах, состоящих из пылевых частиц. Численные расчеты, проведенные методом квазичастиц [24, 25] в рамках упрощенной двумерной модели, в которой плазма рассматривалась как жидкость, а пылевые частицы — как делокализованные объекты, характеризующиеся узкими гауссовыми распределениями, показали возможность существования многих равновесных упорядоченных конфигураций с энергиями, зависящими как от отношения заряда и массы пылевых частиц, так и от количества левитирующих частиц в поддерживающем потенциальном поле разряда. С увеличением количества левитирующих частиц в ловушке вертикальное упорядочение становится более вероятным.

Ограничения модели [24, 25] в значительной степени преодолены в более реалистичной трехмерной модели [26], где рассматривался двухслойный кристалл из пылевых частиц в ловушке с плазмой радиочастотного разряда, а также исследовалась возможность возникновения неустойчивостей, приводящая к горизонтальным осцилляциям пылевых частиц при понижении давления нейтрального газа и, как следствие, к аномальному нагреву и плавлению кристаллической структуры. В данной модели рассмотрены ионные потоки, учтена перезарядка и столкновения ионов с атомами нейтрального газа. В результате сильного притяжения может происходить не только частичный захват ионов в потенциальные ямы пылевых частиц, но также и частичная фокусировка незахваченных ионов, приводящая к появлению областей с повышенной концентрацией положительного заряда. При этом возникают как механические силы, обусловленные изменением импульсов и траекторий пролетающих мимо и падающих на пылевые частицы ионов, так и электрические силы, связанные с существованием стационарных областей с повышенной концентрацией ионов. Эти области расположены около пылевых частиц вдоль оси плазменного разряда со стороны катода [24–26]. Учет механических сил важен для очень мелких частиц, когда эти силы превосходят вес частиц и силы взаимодействия с атомами нейтрального газа. Электрические потенциальные силы взаимодействия важны как для мелких, так и для крупных пылевых частиц, и их существование приводит к возникновению притяжения между частицами, что и является физической причиной их вертикального упорядочения. В работе [26] показано также, что область с повышенной концентрацией ионов может быть замещена эквивалентным положительным зарядом на расстоянии порядка радиуса Дебая от пылевой частицы, причем заряд и расстояние являются функциями давления нейтрального газа и других характеристик газового разряда. Введение эквивалентного заряда позволило сформулировать аналитическую модель, объясняющую возникновение осцилляций пылевых частиц с уменьшением давления, а также их последующий аномальный нагрев и плавление кристаллической структуры.

Главным содержанием данной работы являются формулировка модели, в которой эффективный потенциал взаимодействия пылевых частиц между собой учитывает основные физические явления, обнаруженные в [22–26], и проведение с помощью метода Монте-Карло численных исследований упорядоченных структур, возникающих в плазме с пылевыми частицами. Данная модель обладает следующими отличительными особенностями. Введена зависимость заряда дисперсных частиц от пространственного положения в страте тлеющего разряда и рассмотрены потенциальные силы взаимодей-

ствия между дисперсными частицами. Показано, что обмен энергией между источником питания, поддерживающим разряд, и дисперсными частицами происходит за счет изменения их заряда, а также взаимодействия с электрическим полем страты, компенсирующим вес дисперсных частиц и вызывающим их левитацию. Учтены неоднородности пространственного распределения заряда в фоновой плазме страты, возникающие вследствие взаимодействия огромного отрицательного заряда дисперсной частицы и ионного тока разряда. Воздействие отрицательного заряда дисперсных частиц на пролетающие от анода к катоду ионы является физической причиной их фокусировки, возникновения зон с повышенной концентрацией ионов и появления пространственного дипольного момента во взаимодействии дисперсных частиц. Возникающая анизотропия во взаимодействии дисперсных частиц приводит к появлению некоторого притяжения между ними в направлении оси разряда в цилиндрической трубке и отталкиванию в перпендикулярной плоскости.

Расчеты, выполненные методом Монте-Карло, объяснили наблюдавшееся в эксперименте образование нитевидных структур дисперсных частиц в страте, а также «поперечную кристаллизацию» этих «нитей» в условиях эксперимента [15–17].

2. АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА И ПОСТРОЕНИЕ ЗАТРАВОЧНОГО ПОТЕНЦИАЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

В общем случае для нахождения сил, действующих на частицу, и эффективного потенциала взаимодействия следовало бы решать уравнения Пауссона с учетом внешнего источника и локальных зарядов: электронов, ионов и твердых частиц, заряд которых сам зависит от суммарного локального потенциала. Найдя самосогласованный электрический потенциал и зная заряд частицы, можно определить силу, действующую на частицу со стороны остальных частиц. Однако такая самосогласованная задача вряд ли реализуема. Поэтому удобно выделить из общего взаимодействия силу, обусловленную взаимодействием между пылевыми частицами, рассматривая плазму как фон, на котором это взаимодействие разворачивается. Выделение сил взаимодействия и построение эффективного потенциала следует осуществлять так, чтобы выполнялись уравнения электростатики, следующие из уравнений Максвелла. При этом необходимо помнить, что вопрос о виде эффективного потенциала окончательно не решен.

Для решения данной задачи рассмотрим физические условия, характерные для возникновения страт в плазме газового разряда, и обсудим также характеристики потенциальной ловушки, удерживающей заряженные пылевые частицы, которая создается электростатическими полями страты и стенками разрядной трубки. Страты в разряде низкого давления достаточно хорошо изучены экспериментально [32, 33]. В положительном столбе разряда в интересующих нас условиях потеря энергии электронов в упругих столкновениях пренебрежимо мала и функция распределения электронов формируется под действием электрического поля и неупругих столкновений. Это может приводить к появлению страт — пространственной периодичности параметров плазмы с характерным масштабом порядка нескольких сантиметров. Концентрация электронов, их распределение по энергиям, а также электрические поля сильно неоднородны по длине страты. Электрическое поле относительно велико в голове страты (в максимуме около 10–15 В/см) — области, занимающей 25–30 процентов длины страты, и мало (около 1 В/см) вне этой области. Максимум концентрации электронов сдвиг-

нут относительно максимума напряженности поля в сторону анода [33]. Распределение электронов по энергиям имеет существенно бимодальный характер [33], причем в голове страты преобладает второй максимум, центр которого лежит вблизи потенциала возбуждения ϵ_1 атомов нейтрального газа. За счет высокого плавающего потенциала стенок разрядной трубки потенциальный рельеф страты имеет существенно двумерный характер: разность потенциалов центр-стенка в голове страты достигает 20–30 В. Таким образом, в голове каждой страты имеется электростатическая ловушка, которая в случае вертикальной ориентации способна удерживать частицы с достаточно большим зарядом и малой массой от падения на дно, а сильное радиальное поле препятствует их выпадению на стенки разрядной трубки.

Для теоретических оценок, в соответствии с принятой в литературе точкой зрения [19–21], можно предположить, что заряд пылевых частиц пропорционален плавающему потенциалу плазмы, который, в свою очередь, определяется балансом потоков электронов и ионов, обрушивающихся на пылевую частицу. Потоки электронов зависят от асимптотического поведения функции распределения электронов при больших энергиях. Конкретный вид функции $Q(r)$ определяется конструкцией газоразрядного устройства, расположением электродов, выбором нейтрального газа, условиями газового разряда и так далее. Изменение плавающего потенциала, следующее из наблюдаемого изменения потенциала стенок по длине страты [33], приводит в первую очередь к зависимости заряда частиц от высоты. В результате подсистема пылевых частиц не замкнута и может обмениваться зарядом и энергией с газоразрядной плазмой. В дальнейшем при построении модели будем считать, что заряд пылинок является заданной функцией ее пространственных координат, $Q(r)$, что потребует некоторой модификации традиционной электростатики.

Как известно [34], из уравнений Максвелла следует, что электромагнитные статические и стационарные поля описываются двумя парами независимых уравнений:

$$\begin{aligned}\operatorname{div} \mathbf{E} &= \rho/\epsilon_0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= 0\end{aligned}\tag{1}$$

и

$$\begin{aligned}\operatorname{rot} \mathbf{B} &= \mathbf{j}/c^2\epsilon_0, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0.\end{aligned}\tag{2}$$

Первая пара уравнений описывает электрические поля, а вторая — магнитные. Несмотря на то что движение частиц может приводить к локальному изменению электрических и магнитных полей, при выполнении условий

$$|\Delta \mathbf{E}|/\Delta t \ll \mathbf{j}/\epsilon_0, \quad |\Delta \mathbf{B}|/\Delta t \ll |\Delta \mathbf{E}|/|\Delta r|$$

взаимном влиянием электрического и магнитного полей можно пренебречь. Именно этот случай и реализуется в условиях проведенного эксперимента. В дальнейшем нас будут интересовать электрические поля, возникающие в плазме тлеющего разряда с пылевыми частицами, и уравнения электростатики (1) будут использованы для проверки непротиворечивости развитой модели.

Как уже упоминалось, изменение величины заряда $Q(r)$ в плазме при изменении положения в пространстве можно описать, полагая, что

$$Q(\mathbf{r}) = C\phi_t(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где $C \simeq 4\pi\epsilon_0 R_p$ — коэффициент величиной порядка емкости пылевой частицы, (R_p — радиус частицы), $\phi_t(\mathbf{r})$ — зависящий от пространственных переменных плавающий потенциал плазмы. Несмотря на то что формула (3) внешне похожа на известное соотношение электростатики, следует учитывать существенную разницу в ее содержании. Если в электростатике аналогичное соотношение устанавливает линейную связь между электрическим зарядом и создаваемым им электрическим потенциалом, то для плазмы с конденсированными частицами эта формула устанавливает связь между электрическим зарядом частицы и электрическим потенциалом, создаваемым, в конечном счете, внешними источниками, например электродными системами или другими зарядами в плазме. Можно себе представить конденсатор, заполненный частицами, заряд которых пропорционален электрическому потенциалу в данной точке. Легко показать, что емкость такого конденсатора, определяемая как отношение суммарного электрического заряда, находящегося между обкладками, к разности потенциалов на обкладках, будет отличаться от емкости конденсатора, заполненного частицами, электрический заряд которых не зависит от электрического потенциала в данной точке.

Работа по перемещению пылевых частиц с пространственно зависящим зарядом определяется выражением

$$W_{12} = -\frac{Q(0)}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{\tilde{Q}(\mathbf{r}_2)}{|\mathbf{r}_2|} - \frac{\tilde{Q}(\mathbf{r}_1)}{|\mathbf{r}_1|} \right), \quad (4)$$

справедливость которого постулируется в данной работе в соответствии с принятой в литературе [19–21] точкой зрения, что электрические силы, описывающие взаимодействие между пылевыми частицами, являются потенциальными. Рассмотрим физический смысл выражения (4). Величина W_{12} равна работе, совершаемой зарядом $\tilde{Q}(\mathbf{r})$ при перемещении из точки $\mathbf{r}_1$ в точку $\mathbf{r}_2$ в поле заряда с величиной $\tilde{Q}(0)$, расположенного в начале координат. Пусть точки $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_1 + \delta\mathbf{s}$ бесконечно близки друг к другу и находятся на расстоянии $|\delta\mathbf{s}|$, тогда с точностью до линейных членов по $|\delta\mathbf{s}|$ величину W_{12} можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \delta W_{12} = (F, \delta\mathbf{s}) &= -\frac{Q(0)}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{(Q(\mathbf{r}_2) - Q(\mathbf{r}_1))}{|\mathbf{r}_2|} - \tilde{Q}(\mathbf{r}_1) \left(\frac{1}{|\mathbf{r}_2|} - \frac{1}{|\mathbf{r}_1|} \right) \right] \simeq \\ &\simeq -\frac{Q(0)\tilde{Q}(\mathbf{r}_1)}{4\pi\epsilon_0} \left[\left(\bar{\nabla} \left(\frac{1}{|\mathbf{r}_1|} \right), \delta\mathbf{s} \right) + \frac{\bar{\nabla} \ln(|\tilde{Q}(\mathbf{r})|, \delta\mathbf{s})}{|\mathbf{r}_1|} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где $\bar{\nabla}$ — оператор градиента.

В результате сила, действующая со стороны заряда $Q(0)$ на заряд $\tilde{Q}(\mathbf{r}_1)$ в плазме, имеет вид

$$\begin{aligned} F(\mathbf{r}_1) &= \frac{Q(0)\tilde{Q}(\mathbf{r}_1)}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_1|^3} - \frac{\nabla \ln|\tilde{Q}(\mathbf{r}_1)|}{|\mathbf{r}_1|} \right] = \\ &= \frac{Q(0)\tilde{Q}(\mathbf{r}_1)}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_1|^3} - \nabla [1 + \ln|\phi_t(\mathbf{r}_1)/\phi_t(0)|] |\mathbf{r}_1| \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Соответственно напряженность электрического поля определим как отношение силы, действующей на заряд, к его величине

$$E(\mathbf{r}_1) = \frac{Q(0)}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_1|^3} - \frac{\nabla \ln |\tilde{Q}(\mathbf{r}_1)|}{|\mathbf{r}_1|} \right] = \frac{Q(0)}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_1|^3} - \frac{\nabla [1 + \ln |\phi_t(\mathbf{r}_1)/\phi_t(0)|]}{|\mathbf{r}_1|} \right]. \quad (7)$$

Первые слагаемые в (6) и (7) соответствуют обычной кулоновской силе, рассчитанной для постоянных зарядов. Вторые слагаемые в (6) и (7) соответствуют компоненте силы, возникающей вследствие зависимости зарядов пылевых частиц от положения в пространстве. Отметим, что вторые слагаемые не зависят от размеров и типа пылевой частицы и полностью определяются градиентом логарифмической производной плавающего потенциала частицы в плазме. Для одноименных зарядов эта компонента силы действует в направлении областей с наименьшей по модулю величиной зарядов, а для разноименных зарядов она действует в противоположном направлении. В результате пылевые частицы в плазме стационарного газового разряда могут смещаться в области с минимальной энергией отталкивания. Таким образом, открытая подсистема пылевых частиц благодаря стационарному обмену зарядом и энергией с плазмой стремится отыскать конфигурации с минимальной энергией отталкивания, соответствующие равновесному состоянию при определенной эффективной температуре пылевых частиц. Последняя может формироваться за счет притока энергии от источника питания с помощью упомянутых процессов и оттока энергии от пылевых частиц за счет соударений с атомами нейтрального газа.

Имея в виду, что в точке $\mathbf{r}_0$ находится заряд $Q(\mathbf{r}_0)$, а также, что

$$E(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) = -\nabla \varphi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0),$$

из (7) получаем, что электрический потенциал поля, создаваемого частицей с зависящим от пространственных переменных зарядом, можно определить соотношением

$$\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q(\mathbf{r}_0) [1 + \ln |\phi_t(\mathbf{r})/\phi_t(\mathbf{r}_0)|]}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} + \text{const}. \quad (8)$$

Если величины зарядов не зависят от пространственных переменных, то выражение (8) автоматически переходит в известное выражение электростатики. Напомним, что работа и разность потенциальных энергий при этом определяются соотношением (4), переход к которому от (8) через напряженность электрического поля и силу взаимодействия должен быть выполнен в обратном порядке.

Проверим, остаются ли справедливыми в предложенной модели уравнения Максвелла (1). Очевидно, что второе уравнение $\text{rot } \mathbf{E} = 0$ выполняется. Нетрудно также показать, что для дивергенции напряженности поля $\mathbf{E}$ имеет место соотношение

$$\text{div } \mathbf{E} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \oint_S \mathbf{E} d\sigma = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{Q(0)}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{V} \left[4\pi \int_V \delta(\mathbf{r}) d\mathbf{r}_1 + \oint_S \frac{(\nabla \ln |Q(\mathbf{r})|, \mathbf{n})}{|\mathbf{r}_1|} |\mathbf{r}_1|^2 \sin \theta d\theta d\varphi \right],$$

где $\delta(\mathbf{r}_1)$ — дельта-функция Дирака, $|\mathbf{r}_1|^2 \sin \theta d\theta d\varphi$ — элемент поверхности S , $\mathbf{n}$ — нормаль к поверхности S . Для перехода к дифференциальной форме устремим объем V ,

содержащий начало координат, к нулю, полагая для оценок, что объем является сферой радиуса κ . Тогда для малых κ имеем

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{Q(0)}{4\pi\epsilon_0} [4\pi + O\{\kappa\}] \frac{1}{\Delta v},$$

где $O\{\kappa\}$ — малая величина порядка κ , Δv — физически бесконечно малый объем. В пределе $\kappa \rightarrow 0$ получим

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0},$$

где $\rho = Q(0)/\Delta v$ — плотность заряда. В проведенном рассмотрении начало координат может быть выбрано в произвольной точке пространства, следовательно, первое из уравнений электростатики (1) выполняется.

Таким образом, рассмотрение, основанное на постулате (4), показало, что в модели, учитывающей зависимость зарядов пылевых частиц от пространственных переменных, затравочные парные потенциальные энергии взаимодействия частиц в плазме могут быть описаны функцией вида

$$V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q(\mathbf{r}_1)Q(\mathbf{r}_2)}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}. \quad (9)$$

Потенциальная энергия взаимодействия двух одинаково ориентированных диполей с плечом d , у которых отрицательный заряд больше положительного, может быть записана в виде

$$V_d(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int_V \int_V \frac{\rho_d(\mathbf{r}_1, \tilde{\mathbf{r}}_1) \rho_d(\mathbf{r}_2, \tilde{\mathbf{r}}_2) d\tilde{\mathbf{r}}_1 d\tilde{\mathbf{r}}_2}{|\tilde{\mathbf{r}}_2 - \tilde{\mathbf{r}}_1|},$$

где

$$\rho(\mathbf{r}_1, \tilde{\mathbf{r}}_1) = \delta(\tilde{\mathbf{r}}_1 - \mathbf{r}_1) Q_-(\tilde{\mathbf{r}}_1) + \delta(\tilde{\mathbf{r}}_1 - (\mathbf{r}_1 + d\mathbf{e}_+)) Q_+(\tilde{\mathbf{r}}_1),$$

$$\rho(\mathbf{r}_2, \tilde{\mathbf{r}}_2) = \delta(\tilde{\mathbf{r}}_2 - \mathbf{r}_2) Q_-(\tilde{\mathbf{r}}_2) + \delta(\tilde{\mathbf{r}}_2 - (\mathbf{r}_2 + d\mathbf{e}_+)) Q_+(\tilde{\mathbf{r}}_2)$$

— пространственные плотности зарядов, $\delta(\mathbf{r})$ — дельта-функция, Q_- — отрицательный заряд, Q_+ — положительный заряд, $\mathbf{e}_+$ — единичный радиус-вектор, направленный от отрицательного заряда диполя к его положительному заряду.

Если плечо диполя d меньше расстояния между диполями, то, воспользовавшись малостью отношения $d/|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$, можно провести мультипольное разложение. В результате потенциал $V_d(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ запишется в виде

$$V_d(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{Q_s^1 Q_s^2}{|\mathbf{r}_{12}|} + \frac{P^1 Q_s^2 - P^2 Q_s^1}{|\mathbf{r}_{12}|^2} + \frac{\sigma^1 Q_s^2 + \sigma^2 Q_s^1 - 3P^1 P^2 + Q_+^1 Q_+^2 d^2}{|\mathbf{r}_{12}|^3} + \dots, \quad (10)$$

где $\mathbf{r}_{12} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ — радиус-вектор, направленный от отрицательного заряда первого диполя к отрицательному заряду второго диполя,

$$Q_s^i = Q_s(\mathbf{r}_i) = \int_V \rho(\mathbf{r}_i, \tilde{\mathbf{r}}_i) d\tilde{\mathbf{r}}_i = Q_-(\mathbf{r}_i) + Q_+(\mathbf{r}_i + d\mathbf{e}_+)$$

— избыточный отрицательный заряд диполя,

$$P^l = P(\mathbf{r}_l) = \int_V |\tilde{\mathbf{r}}_l| \rho(\mathbf{r}_l, \tilde{\mathbf{r}}_l) \cos \theta d\tilde{\mathbf{r}}_l = dQ_+(\mathbf{r}_l + d\mathbf{e}_+) \cos \theta_d$$

— дипольный момент (θ — угол между векторами $\mathbf{r}_{l2}$ и $\mathbf{e}_+$),

$$\sigma^l = \sigma(\mathbf{r}_l) = \int_V |\tilde{\mathbf{r}}_l|^2 ((3 \cos^2 \theta - 1) / 2) \rho(\mathbf{r}_l, \tilde{\mathbf{r}}_l) d\tilde{\mathbf{r}}_l = d^2 Q_+(\mathbf{r}_l + d\mathbf{e}_+) (3 \cos^2 \theta_d - 1) / 2$$

— квадрупольный момент.

3. ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ПЫЛЕВЫМИ ЧАСТИЦАМИ

В настоящее время в литературе обсуждается несколько физических механизмов, влияющих как на баланс гравитационных и электрических сил левитирующих пылевых частиц, так и на взаимодействие их между собой. С нашей точки зрения, наряду с частичной экранировкой заряда пылевых частиц сильно взаимодействующими с ними электронами и ионами плазмы, весьма существенным является возникновение областей с повышенной концентрацией свободных ионов вследствие фокусирующего воздействия большого отрицательного заряда пылевых частиц на ионный ток плазменного разряда.

Как уже упоминалось, существование зон с повышенной концентрацией ионов по ходу ионного тока за пылевыми частицами доказано в [26], где решалось уравнение Пуассона и с помощью метода Монте-Карло учитывались столкновения ионов с атомами и процессы перезарядки. Там же выполнены расчеты характеристик эквивалентного ионным облакам точечного положительного заряда и найдено расстояние от него до пылевой частицы. В [26] показано, что величина эквивалентного положительного заряда может достигать одной трети от заряда пылевой частицы, а его расстояние d от частицы меньше или порядка радиуса Дебая r_D . Обычно для пылевых частиц в плазме газового разряда среднее расстояние между пылевыми частицами $\langle r \rangle$ больше радиуса Дебая и, следовательно, согласно [26], больше величины d .

Плазменное экранирование пылевых частиц, а также влияние на них электронного и ионного потоков было учтено, например, в [9], где показано, что парный потенциал взаимодействия $\tilde{\varphi}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ на расстояниях меньше средних экранируется дебаевской экспонентой, а на расстояниях порядка нескольких радиусов Дебая он выходит на асимптотику, пропорциональную обратному квадрату расстояния между частицами.

Таким образом, вводя эффективный положительный точечный заряд Q_+ для учета областей с повышенной концентрацией ионов и возвращаясь к вопросу об эффективном парном потенциале взаимодействия между пылевыми частицами $V(\mathbf{r}_{ij})$, находящимися на расстоянии $\mathbf{r}_{ij}$ друг от друга, можно принять следующую аппроксимацию, построенную на основе результатов численных расчетов [9, 24–26]:

$$U(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_s(\mathbf{r}_i) Q_s(\mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}{r_D}\right) +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\tilde{A}}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^2} (1 - D(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)) + \frac{P^i Q_s^j - P^j Q_s^i}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^2} (1 - \tilde{D}(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)) + \\
& + \frac{\sigma^i Q_s^j + \sigma^j Q_s^i - 3P^i P^j + Q_+^i Q_+^j d^2}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3} (1 - \tilde{D}(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)), \quad (11)
\end{aligned}$$

где $\mathbf{r}_i$ и $\mathbf{r}_j$ — радиусы-векторы i -ой и j -ой частиц ($|\mathbf{r}_{ij}| = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$), $\tilde{D}(|\mathbf{r}_{ij}|)$ и $D(|\mathbf{r}_{ij}|)$ — функции сшивки, изменяющиеся для наших условий от единицы до нуля на расстояниях одного и двух радиусов Дебая соответственно, а $\tilde{A}$ — сшивочная константа.

При расчетах в качестве единицы длины удобно выбрать радиус Дебая, который в рамках данной модели можно принять не зависящим от пространственных переменных. Тогда имеем

$$\begin{aligned}
\beta U(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = & \frac{\beta e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_s(\mathbf{r}_i) Z_s(\mathbf{r}_j)}{r_D} \left\{ \frac{\exp(-|\mathbf{r}_{ij}|)}{|\mathbf{r}_{ij}|} + \frac{A}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} (1 - D(|\mathbf{r}_{ij}|)) + \right. \\
& + \frac{d \cos(\theta) [Z_+(\mathbf{r}_i)/Z_s(\mathbf{r}_i) - Z_+(\mathbf{r}_j)/Z_s(\mathbf{r}_j)]}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} (1 - \tilde{D}(|\mathbf{r}_{ij}|)) + \\
& + \frac{d^2 [Z_+(\mathbf{r}_i) Z_+(\mathbf{r}_j)/Z_s(\mathbf{r}_i) Z_s(\mathbf{r}_j)] [(Z_-(\mathbf{r}_i)/Z_+(\mathbf{r}_i) + Z_-(\mathbf{r}_j)/Z_+(\mathbf{r}_j)) (3 \cos^2(\theta) - 1)/2]}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} \times \\
& \times (1 - \tilde{D}(|\mathbf{r}_{ij}|)) \Big\}. \quad (12)
\end{aligned}$$

Здесь $\beta = 1/kT_p$, kT_p — энергетическая температура пылевых частиц, $Z(\mathbf{r}_i)$ — заряд пылевой частицы, выраженный в зарядах электрона, $Q(\mathbf{r}_i) = Z(\mathbf{r}_i)e$, расстояния приведены к безразмерному виду с помощью радиуса Дебая r_D , который для простых оценок может быть выбран в виде $r_D^2 = kT_g/4\pi e^2(n_e + n_i)$ (T_g — температура газа).

Упростим данный потенциал, полагая равными d , e_+ , а также отношения Z_+^i/Z_s^i и Z_-^i/Z_+^i одинаковыми для всех пылевых частиц ($i = 1, \dots, N$), тогда второй член порядка d в эффективном потенциале (12), описывающий взаимодействие типа заряд—диполь, обращается в нуль. Окончательно имеем

$$\begin{aligned}
\beta U(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = & \Gamma(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \left\{ \frac{\exp(-|\mathbf{r}_{ij}|)}{|\mathbf{r}_{ij}|} + \frac{\tilde{A}}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} (1 - D(|\mathbf{r}_{ij}|)) + \right. \\
& + \Xi \frac{[|\mathbf{r}_{ij}|^2 - 3(\mathbf{r}_{ij}^z)^2]}{|\mathbf{r}_{ij}|^5} (1 - \tilde{D}(|\mathbf{r}_{ij}|)) \Big\}. \quad (13)
\end{aligned}$$

Здесь $\Xi = d^2|\chi|/(1 + \chi^2)$ ($\chi = \langle Z_-(\mathbf{r}_i)/Z_+(\mathbf{r}_i) \rangle$ — средняя величина отношения зарядов в паре),

$$\Gamma(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = \frac{\beta e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_s(\mathbf{r}_i) Z_s(\bar{r}_j)}{r_D} \approx \Gamma = \frac{Z_p^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 k T_p r_D}$$

— параметр взаимодействия, который может быть представлен также в виде

$$\Gamma = \frac{\gamma_p \langle r \rangle}{r_D},$$

где $\gamma_p = Z_p^2 e^2 / 4\pi\epsilon_0 k T_p \langle r \rangle$ — параметр неидеальности, Z_p — средний заряд частицы, $\langle r \rangle = (4\pi n_p / 3)^{-1/3}$ — среднее расстояние между макрочастицами. Из результатов, полученных в [26], следует, что величина χ для условий газового разряда удовлетворяет неравенству $\chi < -3$.

Еще раз отметим, что потенциал (13) учитывает целый ряд физических факторов, влияющих на взаимодействие пылевых частиц в плазме. Во-первых, учтена пространственная зависимость зарядов частиц от плавающего потенциала. Во-вторых, первое слагаемое в квадратных скобках, описывающее сферически-симметричную часть взаимодействия, учитывает экранировку пылевых частиц сильно взаимодействующими с ними плазменными электронами и ионами. А третье слагаемое описывает анизотропную часть взаимодействия пылевых частиц, возникающую вследствие фокусировки ионного тока пылевыми частицами с большим зарядом. Из вида эффективного потенциала следует, что если пылевые частицы расположены вертикально друг над другом (вдоль оси z разряда, т.е. $r \approx r^z$), то третье слагаемое в потенциале становится отрицательным, что соответствует возникновению притяжения между частицами. Если же частицы расположены в горизонтальной плоскости ($r \gg r^z$), то это слагаемое положительно, что означает, что частицы отталкиваются. Функция сшивки $\tilde{D}$ учитывает также разрушение ионных облаков при сближении пылевых частиц на расстояния порядка радиуса Дебая.

Полученное соотношение (13) для потенциала взаимодействия двух пылевых частиц в плазме допускает экспериментальную проверку. Эксперимент по измерению сил, действующих между двумя пылевыми частицами, должен быть выполнен при тех же условиях, при которых проводятся эксперименты по получению пылевого кристалла. В таком эксперименте можно будет определить входящие в формулу (13) параметры: χ — отношение эффективного экранирующего заряда ионов (если таковой имеется) к заряду частицы и d — дипольный момент. Сами по себе эксперименты по взаимодействию двух пылевых частиц, кроме прямого измерения параметров, используемых при моделировании пылевого кристалла, имеют и самостоятельное фундаментальное значение, поскольку позволяют выбрать адекватную модель среди различных ныне существующих моделей сил, действующих на пылевую частицу в плазме.

В заключение этого раздела заметим, что механические силы, связанные с изменением импульсов и траекторий ионов, пролетающих в поле пылевой частицы, можно учесть с помощью неоднородной добавки к гравитационной составляющей сил, действующих на пылевую частицу. Данная добавка должна быть пропорциональна пространственному распределению ионного тока в разряде и может заранее задаваться, или же она находится самосогласованным образом.

4. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Численное моделирование плазмы с дисперсной фазой было проведено с помощью стандартного метода Монте-Карло [35] обычно рассматривают конечное число частиц N , помещенных в ячейку размером L . В настоящих расчетах, исходя из быстродействия доступных компьютеров и разумного времени счета (одна точка — сутки), было решено ограничиться значением $N = 3000$. Размер ячейки L , который также удобно измерять в радиусах Дебая, выбирался таким образом, чтобы в ней могли разместиться одна над другой две страты, что соответствует величине $L = 700r_D$.

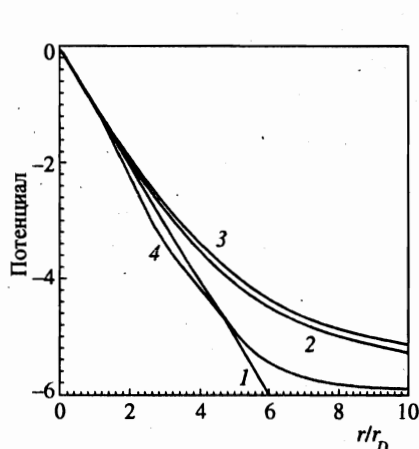


Рис. 1

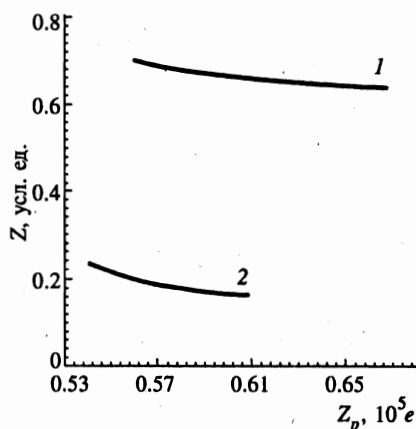


Рис. 2

Рис. 1. Логарифм отношения межчастичных потенциалов взаимодействия к кулоновскому потенциалу: 1 — дебаевский потенциал, 2 — дебаевский потенциал, переходящий в асимптотику r^{-2} , 3, 4 — верхняя и нижняя границы потенциала (13) для $\Xi = 0.1$ и $|\chi| \approx 12$

Рис. 2. Распределение вероятностей пылевых частиц по заряду Z_p в единицах $10^5 e$ в верхней и нижней стратах при $\Xi = 0.05$ и $|\chi| \approx 22$

Параметры электрических полей страты были выбраны близкими к измеренным в эксперименте [33]. Со стороны стенок цилиндрической трубки радиуса $R_t = 15$ мм на пылинки воздействовала сила, потенциал которой можно представить в виде:

$$\phi_w = \phi_t(r/R_t)^{3/2}, \quad r^2 = x^2 + y^2, \quad \phi_t = 10 + 20/(1 + ((z - z_0)/d_w)^2)$$

— потенциал в вольтах на стенках трубки, $z_0 = 0.8$ мм, $d_w = 4$ мм. Потенциал взаимодействия пылинок был определен согласно (13) с радиусом Дебая $r_D = 0.1$ мм. Вдоль оси z на пылинки действовала сила тяжести и поддерживающее электрическое поле с потенциалом $\phi_z = 14/(1 + (z/d_z)^2)$, где $d_z = 1$ мм. В процессе расчетов величины Γ и L были фиксированы, а параметр Ξ менялся от 0.05 до 0.4, что соответствует при $d \approx 1$ интервалу значений $|\chi| = |Q_-/Q_+|$ от 22 до 4. Физический смысл увеличения модуля параметра $|\chi|$ связан с изменением давления нейтрального газа в плазме разряда, например, рост давления нейтрального газа уменьшает длину свободного пробега ионов и препятствует их фокусировке за пылевой частицей. Согласно расчетам [26] изменение модуля параметра χ в данном интервале соответствует условиям газового разряда и изменению давления в интервале 20–200 Па.

Представленные далее результаты расчетов методом Монте-Карло получены в рамках модели, в которой взаимодействие пылевых частиц описывается потенциалом (13). На рис. 1 приведено сопоставление потенциала (13) с кулоновским и дебаевским потенциалами, а также с дебаевским потенциалом, выходящим на больших расстояниях на асимптотику r^{-2} . Для удобства в логарифмическом масштабе приведены отношения данных потенциалов к кулоновскому потенциалу. Таким образом, кулоновский потенциал на рис. 1 тождественно равен нулю, дебаевский потенциал представлен линейной зависимостью 1, дебаевскому потенциалу с асимптотикой r^{-2} соответствует кривая 2,

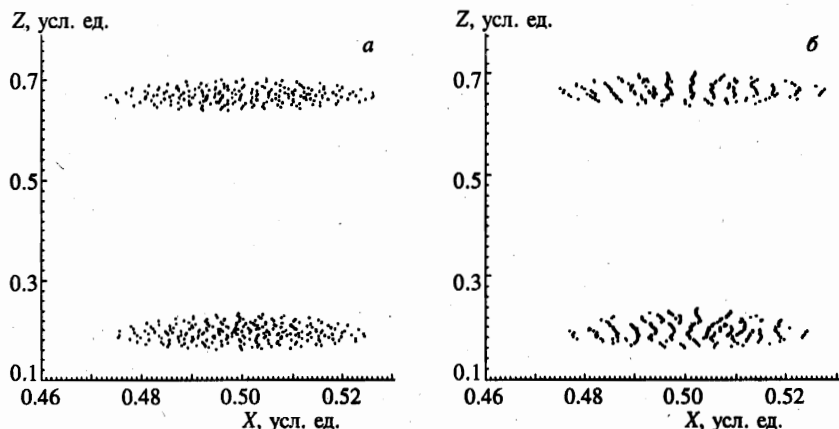


Рис. 3. Тонкие, конечной толщины вертикальные сечения пылевых структур в верхней и нижней стратах при $\Xi = 0.05$ и $|\chi| \approx 22$ (а) и $\Xi = 0.2$ и $|\chi| \approx 7$ (б)

а линии 3 и 4 представляют собой потенциал (13) для частиц, расположенных соответственно в горизонтальной плоскости и вертикально друг над другом. Все представленные потенциалы отталкивания существенно мягче кулоновского потенциала.

Рассмотрим результаты численных расчетов методом Монте-Карло. На рис. 2 для данной осесимметричной задачи представлено распределение вероятностей пылевых частиц по заряду для двух расположенных друг над другом страт ($\Xi = 0.05$ и $|\chi| \approx 22$). По вертикальной оси отложена высота расположения частицы в разрядной трубке, а по горизонтальной оси — величина заряда Z_p в единицах $10^5 e$. Распределение частиц в верхней страте более протяженное. Однако разброс по заряду не превышает 17%, так как пылевые частицы в основном расположены в той части страты, где величина плавающего потенциала меньше и меняется довольно плавно. Изменение давления для значений $\Xi = 0.2$ и $|\chi| \approx 7$ практически не меняет данное распределение. Представленные данные подтверждают сделанный нами выше вывод о предпочтительном расположении частиц в той части страты, где потенциальная энергия отталкивания между ними меньше. По-видимому, возможно также возникновение очень длинных одиночных нитевидных структур. Это может быть энергетически более выгодно не только благодаря дополнительному притяжению в вертикальном направлении, но и благодаря наличию обсуждавшейся выше некулоновской добавки к кулоновским силам, которая направлена противоположно градиенту зависимости $Q(r)$ (в данном случае от катода к аноду). Вопросы возможности и условий появления такого рода структур требуют отдельных исследований.

На рис. 3 представлены вертикальные осевые тонкие сечения конечной толщины двух пылевых облаков, заполняющих расположенные друг над другом страты. Расстояние по вертикальной оси между стратами равно примерно $50 \cdot 7r_D \approx 3.5$ см, что приблизительно соответствует условиям эксперимента. На данном рисунке структура пылевого облака в страте искажена, так как масштаб по вертикальной оси в 10 раз больше, чем по горизонтальной. Правильное представление о вертикальной структуре пылевых облаков дает рис. 4 (верхняя страта), где масштабы по вертикальной и горизонтальной осям совпадают. Заметного различия в структуре и расположении пылевых частиц в верхней

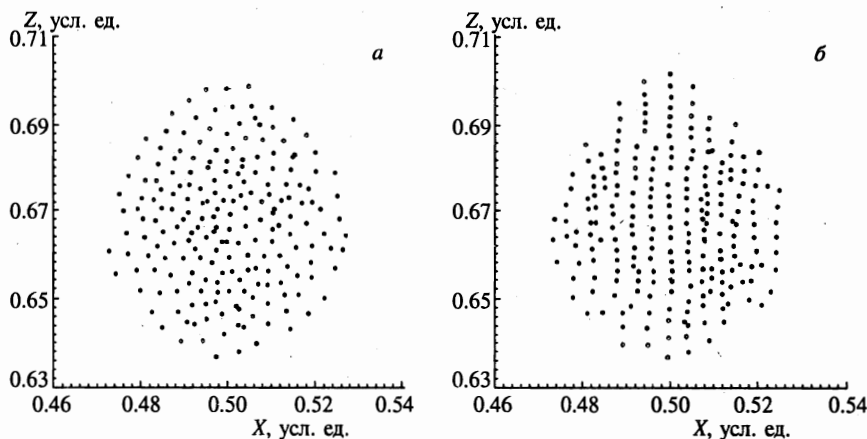


Рис. 4. Тонкие, конечной толщины вертикальные сечения пылевых структур в стратах при $\Xi = 0.05$ и $|\chi| \approx 22$ (а) и $\Xi = 0.2$ и $|\chi| \approx 7$ (б)

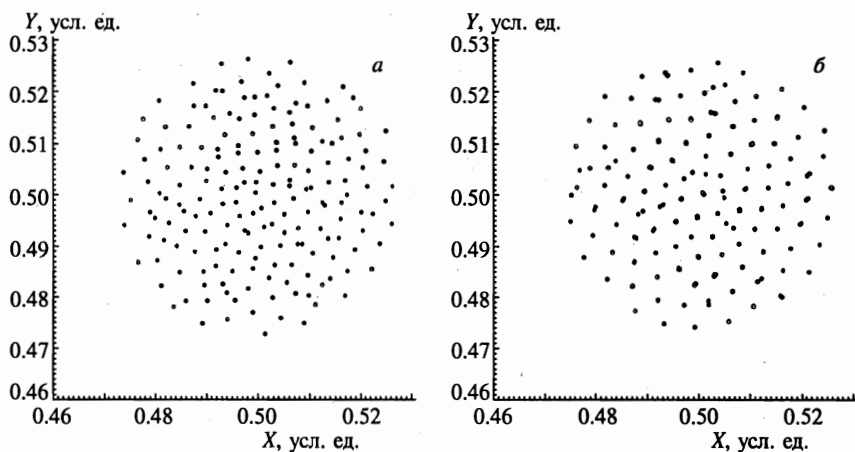


Рис. 5. Тонкие, конечной толщины горизонтальные сечения пылевых структур в стратах при $\Xi = 0.05$ и $|\chi| \approx 22$ (а) и $\Xi = 0.2$ и $|\chi| \approx 7$ (б)

и нижней стратах в рамках данной модели не возникает. Вообще говоря, следует учитывать, что изменение давления газа приводит к изменению характеристик страт, так как электрическое поле в газовом разряде зависит от произведения давления на радиус разрядной трубки.

На рис. 4 и 5 представлены вертикальные и горизонтальные осевые тонкие сечения конечной толщины типичных структур пылевых частиц в страте соответственно для $\Xi = 0.05$ ($|\chi| \approx 22$) и $\Xi = 0.2$ ($|\chi| \approx 7$). Расстояния приведены в длинах ячеек Монте-Карло L . На рис. 4 по горизонтальной оси отложено расстояние вдоль диаметра разрядной трубки, причем точка 0.5 соответствует оси разряда, а цена одного деления 0.01 соответствует примерно $7r_D$ или 700 мкм. По вертикальной оси отложено расстояние вдоль оси z . Из анализа представленных рисунков можно сделать вывод, что

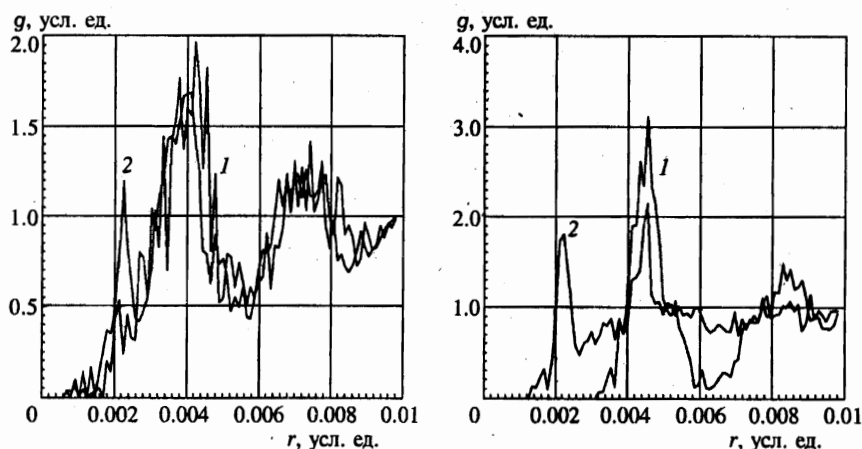


Рис. 6. Парные корреляционные функции горизонтального (кривые 1) и вертикального (кривые 2) сечений пылевых структур, представленных на рис. 5 и рис. 4 соответственно

при больших давлениях нейтрального газа пылевые частицы расположены в основном хаотически, в то время как при меньших давлениях пылевые частицы образуют в поперечном направлении кристаллическую гексагональную решетку из нитевидных структур произвольной длины. Нитевидные структуры могут быть сдвинуты друг относительно друга в вертикальном направлении по оси разряда. Данная конфигурация нитевидных структур напоминает структуры, возникающие при появлении упорядоченной фазы в жидких кристаллах.

Соответствующие данным сечениям парные корреляционные функции для $\Xi = 0.05$ и $\Xi = 0.2$ представлены на рис. 6а и б. Расчет корреляционных функций выполнен по внутренним частицам представленных сечений. Для $\Xi = 0.05$ парные корреляционные функции вертикального и горизонтального сечений практически совпадают. Единственное существенное различие, связанное с притяжением пылевых частиц в вертикальном направлении, приводит к появлению дополнительного пика на малых расстояниях. Уменьшение давления ($\Xi = 0.2$) приводит к существенным различиям в парных корреляционных вертикальных и горизонтальных сечениях (рис. 6б). Парные корреляционные функции вертикального сечения имеют четко выраженные пики, соответствующие возникновению упорядоченных структур. Пики увеличиваются на малых расстояниях вследствие притяжения между частицами в вертикальном направлении. Отметим, что вертикальные масштабы на рис. 6а и 6б различаются в два раза. Корреляционная функция горизонтального сечения имеет вид, характерный для кристаллоподобных структур.

Как уже отмечалось выше, физическими причинами появления этих структур при уменьшении давления нейтрального газа являются увеличение длины свободного пробега ионов и, как следствие фокусирующего воздействия отрицательно заряженных пылевых частиц на ионный ток, возникновение облаков с повышенной концентрацией ионов между ними. В результате в направлении оси разряда на фоне сферически-симметричной части эффективного потенциала возникает дополнительное притяжение между пылевыми частицами, в то время как в горизонтальной плоскости возникает до-

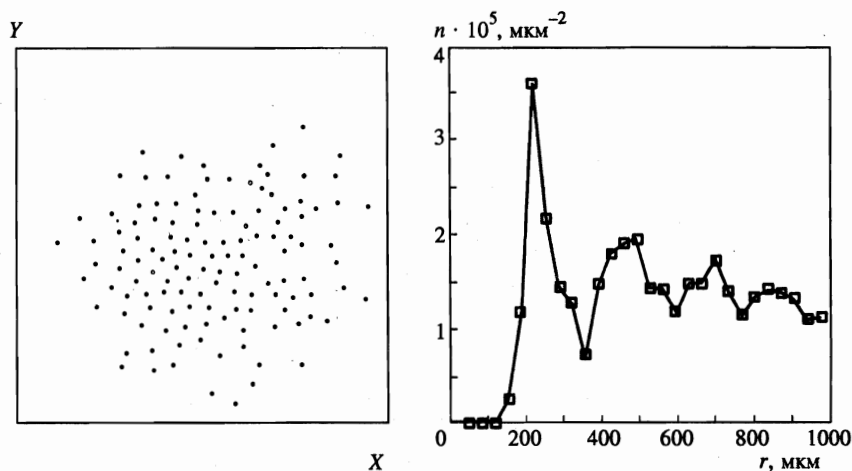


Рис. 7. Тонкое, конечной толщины горизонтальное сечение пылевой структуры в страте и соответствующая парная корреляционная функция [17]

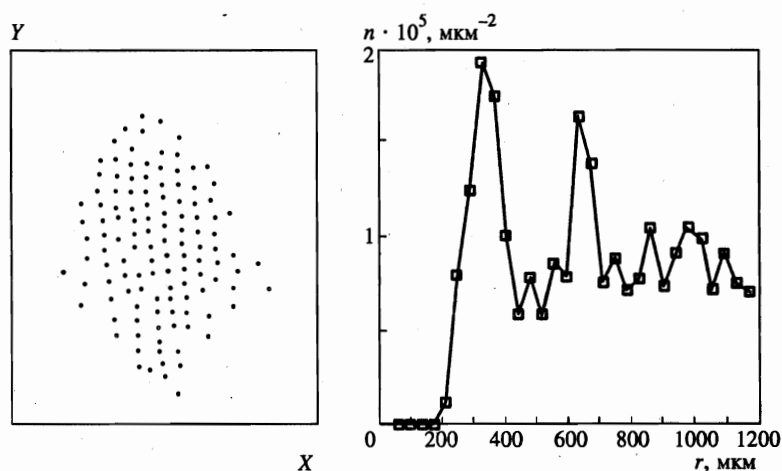


Рис. 8. Тонкое, конечной толщины вертикальное сечение пылевой структуры в страте и соответствующая парная корреляционная функция [17]

полнительное отталкивание. Данное явление заметно на рис. 4, 5 и 6. На представленных сечениях можно заметить увеличение горизонтального среднего расстояния между пылевыми частицами с уменьшением давления. В вертикальном направлении также возникает практически полное упорядочение частиц в прямолинейные нитевидные структуры.

Для газового разряда типичные конфигурации пылевых частиц в страте представлены на рис. 7 и 8 ($p = 0.5$ и 0.2 Торр, $I = 0.4$ и 0.7 мА, размер рамки 6×7 мм) [17]. Сопоставление рис. 4, 5, 6 и рис. 7, 8 позволяет констатировать достаточно хорошее согласие численных и экспериментальных результатов. В горизонтальном сечении наблюдается

появление гексагональноподобных упорядоченных структур. На вертикальных сечениях отчетливо прослеживается появление нитевидных структур. Средние расстояния в горизонтальном и вертикальных сечениях примерно равны 280 мкм.

Отметим, что в [17] наблюдалось также образование протяженных нитевидных структур длиной несколько сантиметров при слиянии нескольких страт, что, как упоминалось выше, возможно, связано с некулоновской силой, направленной противоположно градиенту зависимости $Q(r)$ (вверх, в сторону анода). Данная сила должна вносить вклад в баланс гравитационной силы и поддерживающей электрической силы, вызывающей левитацию пылевых частиц.

Возникающие [17] нитевидные структуры отличны от образований, наблюдавшихся в эрозионных разрядах, где быстрая коагуляция субмикронных аэрозолей приводила к появлению нитевидных объемных структур [35].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулирована модель, в которой эффективный парный потенциал взаимодействия пылевых частиц учитывает пространственную зависимость зарядов частиц от плавающего потенциала, экранировку пылевых частиц сильно взаимодействующими с ними и интенсивно рекомбинирующими плазменными электронами и ионами. Парный потенциал взаимодействия на расстояниях меньше средних экранируется дебаевской экспонентой, а на расстояниях порядка нескольких радиусов Дебая потенциал взаимодействия выходит на асимптотику, пропорциональную обратному квадрату расстояния между частицами. Показано, что пространственная зависимость зарядов частиц приводит к появлению некулоновской составляющей в силах взаимодействия частиц между собой, которая направлена противоположно градиенту логарифмической производной плавающего потенциала плазмы. В результате открытая подсистема пылевых частиц, благодаря стационарному обмену зарядом и энергией с плазмой, стремится отыскать конфигурации с минимальной энергией отталкивания, соответствующие равновесному состоянию. Учитывается также фокусировка ионного тока пылевыми частицами с большим зарядом, приводящая к поляризации фоновой плазмы и возникновению анизотропии во взаимодействии частиц.

С помощью метода Монте-Карло проведены численные исследования упорядоченных структур, возникающих в плазме с пылевыми частицами. Выполненные расчеты объяснили образование нитевидных структур дисперсных частиц в страте, а также «поперечную кристаллизацию» этих «нитей» в условиях эксперимента [15–17]. Получены распределения вероятностей зарядов пылевых частиц, левитирующих в страте. Представленные результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными [15–17].

Авторы выражают глубокую благодарность за полезные обсуждения работы и ценные замечания Ю. Е. Лозовику, А. Г. Храпаку, В. И. Молоткову, В. М. Торчинскому и В. В. Жаковскому. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №№ 97-02-16572, 97-02-17565, 97-1-00931, 96-15-96462) и INTAS (грант № 95-1335).

Литература

1. J. H. Chu and I. Lin, Phys. Rev. Lett. **72**, 4009 (1994).
2. H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 652 (1994).
3. A. Melzer, T. Trottenberg, and A. Piel, Phys. Lett. A **191**, 301 (1994).
4. J. B. Pieper and J. Goree, Phys. Rev. Lett. **77**, 3137 (1996).
5. A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, Phys. Rev. E **53**, 2757 (1996).
6. M. D. Kilgore, J. E. Daugherty, R. K. Porteous, and D. B. Graves, J. Appl. Phys. **73**, 7195 (1993).
7. J. Perrin, P. Molinas Mata, and P. Belenguer, J. Phys. D: Appl. Phys. **27**, 2499 (1994).
8. J. P. Boeuf, Phys. Rev. A **46**, 7910 (1992).
9. J. E. Daugherty, M. D. Kilgore, R. K. Porteous, and D. B. Graves, J. Appl. Phys. **72**, 3934 (1992).
10. S. J. Choi and M. J. Kushner, J. Appl. Phys. **75**, 3351 (1994).
11. Y. Hayashi and K. Tachibana, Jpn. J. Appl. Phys. **33**, L804 (1994).
12. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov, A. A. Samarian, A. V. Chernyshev, and A. M. Lipaev, Письма в ЖЭТФ **63**, 176 (1996).
13. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov, A. A. Samarian, and A. V. Chernyshev, Phys. Lett. A **219**, 89 (1996).
14. В. Е. Фортов, В. С. Филинов, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, А. А. Самарян, А. М. Липаев, ЖЭТФ **111**, 889 (1997).
15. В. Е. Фортов, А. П. Нефедов, В. М. Торчинский, В. И. Молотков, А. Г. Храпак, О. Ф. Петров, К. Ф. Вольхин, Письма в ЖЭТФ **64**, 86 (1996).
16. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. M. Torchinsky, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, A. A. Samarian, A. M. Lipaev, and A. G. Khrapak, Phys. Lett. A **229**, 317 (1997).
17. A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov, V. M. Torchinsky, V. E. Fortov, A. G. Khrapak, and S. A. Khrapak, JETP **85**, 1110 (1997).
18. В. В. Жаковский, В. И. Молотков, А. П. Нефедов, В. М. Торчинский, А. Г. Храпак, В. Е. Фортов, Письма в ЖЭТФ **66**, 392 (1997).
19. H. M. Thomas and G. E. Morfill, Nature **379**, 806 (1996).
20. В. Н. Цытович, УФН **167**, 57 (1997).
21. А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, УФН **167**, 1215 (1997).
22. S. V. Vladimirov and M. Nambu, Phys. Rev. E **52**, 2172 (1995).
23. M. Nambu, S. V. Vladimirov, and P. K. Shukla, Phys. Lett. A **203**, 40 (1995).
24. F. Melandso and J. Goree, Phys. Rev. E **52**, 5312 (1995).
25. F. Melandso and J. Goree, J. Vac. Sci. Technol. A **14**, 511 (1996).
26. V. A. Schweigert, I. V. Schweigert, A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, Phys. Rev. E **54**, 4155 (1996).
27. G. Praburam and J. Goree, Astrphys. J. **441**, 830 (1997).
28. H. M. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher, and D. Mohlmann, Phys. Rev. Lett. **72**, 4009 (1994).
29. J. B. Pieper, J. Goreeand, and R. A. Quinn, J. Vac. Sci. Technol. A **14**, 519 (1996).
30. G. E. Morfill and H. M. Thomas, J. Vac. Sci. Technol. A **14**, 490 (1996).
31. Y. Hayashi and K. Tachibana, J. Vac. Sci. Technol. A **14**, 506 (1996).
32. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1987).
33. Ю. Б. Голубовский, С. У. Нисимов, ЖТФ **66**, 20 (1996).
34. В. М. Замалин, Г. Э. Норман, В. С. Филинов, *Метод Монте-Карло в статистической термодинамике*, Наука, Москва (1977).
35. В. Я. Александров, И. Н. Бородин, Е. В. Киченко и др., ЖТФ **52**, 818 (1982).