

УДК 533.9

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЦЕПОЧЕК ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ РАЗНОЙ ДЛИНЫ

© 2024 г. М. В. Сальников^{a, *}, А. В. Федосеев^b, М. М. Васильев^b, О. Ф. Петров^b^aИнститут теплофизики СО РАН, Новосибирск, Россия^bОбъединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: salnikovitsbras@gmail.com

Поступила в редакцию 16.07.2024 г.

После доработки 17.08.2024 г.

Принята к публикации 20.08.2024 г.

Представлены результаты численного исследования конфигурации цепочек пылевых частиц, левитирующих в газоразрядной плазме. Исследования проводились с помощью итеративной модели, которая самосогласованно описывает движение ионов и пылевых частиц под действием внешнего электрического поля, электрического поля (кулоновского) каждой заряженной пылевой частицы, поля объемного заряда плазмы (ионов и электронов), которое экранирует заряды пылевых частиц, а также силы тяжести для пылевых частиц. Расчет структурных параметров цепочек пылевых частиц проводился для разного числа частиц в них. Обнаружено, что при добавлении в цепочку новых частиц центр цепочки поднимается над нижним электродом. Это связано как с уменьшением зарядов нижних пылевых частиц вследствие фокусировки положительно заряженных ионов за верхней частицей, так и с существенным уменьшением силы действия ионного увлечения на нижние частицы цепочки в результате структурной перестройки всей цепочки. Показано, что приведенный заряд цепочек уменьшается, а приведенная длина цепочек имеет максимум в зависимости от числа частиц.

Ключевые слова: пылевая плазма, цепочка пылевых частиц, ионное облако, кластеры пылевых частиц

DOI: 10.31857/S0367292124100088, **EDN:** FCOLLM

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевая плазма — это ионизованный газ, содержащий частицы конденсированной дисперсной фазы. В слабостолкновительной холодной плазме пылевые частицы обычно заряжаются отрицательно [1–4]. Вокруг таких пылевых частиц собирается облако положительно заряженных ионов, и под действием внешнего электрического поля в результате ионной фокусировки за пылевой частицей может образоваться ионный след — область избыточного положительного заряда [5, 6]. В результате возникновения осциллирующих структур в пространственном распределении плазмы, между пылевыми частицами возникают дополнительные силы, которые приводят к выстраиванию пылевых частиц в организованные структуры вдоль внешнего электрического поля

[7–9]. Формирование упорядоченных структур заряженных частиц наблюдаются экспериментально в плазме высокочастотного разряда [10], в ультрахолодной плазме тлеющего разряда постоянного тока [11], в криогенных коллоидных системах [12], в стратифицированных тлеющих разрядах [13]. На сегодняшний день опубликовано множество экспериментальных работ, целью которых было получение в лабораторной среде и исследование цепочек пылевых частиц [14–18]. В этих работах исследуются характеристики цепочек, и их зависимости от параметров разряда. Однако до сих пор остаются вопросы, однозначные ответы на которые с помощью эксперимента получить на данный момент затруднительно. Основными из этих вопросов являются: причины установления определенного расстояния между

частицами в цепочке; зависимость этого межчастичного расстояния от параметров разряда; почему в режиме АС газового разряда цепочки формируются хуже, чем в DC-режиме; почему частицы большего размера легче формируют цепочки [19].

Простейшая форма упорядоченной структуры пылевых частиц — одномерная цепочка [20]. Эта структура оказывается весьма удобной для изучения процессов фазовых переходов, передачи энергии, а также распространения волн, которые происходят в линейных кристаллических решетках [21]. Одним из наиболее интересных экспериментов в изучении цепочек пылевых частиц является эксперимент динамического конфигурирования — дополнение сформированной цепочки новыми элементами, или наоборот, их изъятием из кластера. Пример подобного опыта приведен в экспериментальных работах [21, 22], где продемонстрирована динамика изменений конфигураций пылевой цепочки в зависимости от числа пылевых частиц, которые ее составляют. С помощью эксперимента можно детально изучить равновесные положения пылевых частиц в структуре в зависимости от параметров разряда, однако возникают сложности в определении зарядов самих пылевых частиц. К тому же, оказывается невозможным исследовать пространственные характеристики плазмы вокруг таких структур. В этом случае весьма удобно применять численные методы моделирования.

В настоящий момент существует несколько численных методов, которые с той или иной степенью успеха моделируют распределения плазмы вокруг стационарных пылевых частиц. Один из наиболее популярных подходов — это DiP3D [23, 24], который основан на модели PIC [25]. Эта модель позволяет рассчитать пространственные распределения самосогласованно, однако ее наиболее распространенные реализации обладают ограниченной точностью в расчете зарядов пылевых частиц и потенциала плазмы ввиду ограниченности пространственной решетки, с помощью которой производится дискретизация вычислительной области. Кроме того, сам метод не позволяет рассчитывать конфигурации пылевых частиц в динамике — каждый новый расчет необходимо задавать заново исходя из результатов предыдущего моделирования. Вторым, более продвинутым с технической точки зрения вычислительным методом, является модель DRIAD

(Dynamic Response of Ions And Dust) [26]. В этом многоступенчатом подходе, используя приближения нормировки ионов MAD (molecular asymmetric dynamics), производится совместный расчет движения ионов и пылевых частиц. Недостатки DRIAD — продолжение его достоинств. Нормировка ионов MAD приводит к скачкам в значении заряда пылевых частиц, что в свою очередь может привести к нефизическому смещению их положения [27]. Важно отметить, что несмотря на указанные недостатки, оба численных метода показывают качественное согласие в демонстрации феноменов разрядки пылевых частиц в результате ионного линзирования и возникновения асимметрии в конфигурации пылевой цепочки, находящейся во внешнем потоке ионов.

Для более точного расчета взаимодействия пылевых частиц необходимо более точно рассчитывать пространственное распределение плазмы вокруг них — объемного заряда и электрического потенциала. Чтобы этого достичь, авторами данной работы была создана итеративная мультиблоковая модель, где точность расчета потенциала определялась пользователем и вычислительными ресурсами, имеющимися в его распоряжении [28]. В работе [28] рассматривалась пылевая цепочка из 3 частиц для различных конфигураций заданного внешнего электрического поля. В работе [29] были представлены расчеты и сравнение параметров цепочек пылевых частиц разного размера. Целью данной работы является исследование структурных параметров цепочек пылевых частиц разной длины (от 1 до 8 штук) для определения влияния последовательного добавления новых пылевых частиц в цепочку на ее параметры.

2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Основные положения модели, использованной в данной работе, были представлены в [28], поэтому далее повествование будет уделено самым важным ее элементам. Итеративная модель обладает блоковой структурой и состоит из двух блоков: в блоке 1 производится расчет самосогласованных пространственных распределений объемного заряда плазмы $n(r)$ и ее электрического потенциала $U(r)$ вокруг стационарной цепочки пылевых частиц; в блоке 2 моделируется движение пылевых частиц в пространстве для поиска их равновесной структуры, при этом пространственные распределения плазмы не меняются.

Блок 1 является самостоятельной моделью по определению параметров плазмы вокруг стационарной одиночной пылевой частицы, впервые представленной в работе [30].

В Блоке 1 производится расчет траекторий ионов в области $L_x = L_y \ll L_z$, в которой задано внешнее электростатическое $\mathbf{E} = (0, 0, E)$ и гравитационное $\mathbf{g} = (0, 0, g)$ поля. На оси z этой области располагалась пылевая цепочка с начальными зарядами Q , что делало задачу цилиндрически симметричной. Напряженность поля и заряды частиц устанавливались в безразмерном виде

$$Q = -\frac{e^2 Z_d}{\lambda_i k_B T_i}, \quad E = \frac{e E_{\text{dim}} \lambda_i}{k_B T_i}, \quad (1)$$

где $\lambda_i = (k T_i / 4 \pi e^2 n_0)^{1/2}$ – ионная длина Дебая; n_0 – плотность невозмущенной плазмы; T_i – температура ионов; e – заряд электронов.

Сила, действующая на ионы в расчетной области, определялась суперпозицией потенциалов пылевых частиц и внешнего электростатического поля. В нулевой итерации потенциал пылевых частиц определялся потенциалом Дебая–Хюккеля (первый член)

$$U_{\text{full}}^0(\rho, z) = \sum_{k=1}^N \frac{Q_k}{r_n} e^{-r_k} - E(z)z, \quad (2)$$

где k – порядковый номер пылевой частицы в цепочке из N частиц.

Траектории ионов позволяли рассчитать пространственное распределение объемного заряда плазмы на текущей итерации $n(p, z) = n_i(p, z) - n_e(p, z)$, где пространственное распределение электронов определялось распределением Больцмана [31]. Из пространственного распределения объемного заряда, определялось пространственное распределение потенциала плазмы $U(p, z)$:

$$\Delta U(\rho, z) = -n(\rho, z). \quad (3)$$

Пространственное распределение плазмы перепределяло полный потенциал в рабочем объеме, который становился равным

$$U_{\text{full}}(\rho, z) = \sum_{k=1}^N \frac{Q_k}{r_k} - Ez + U(\rho, z). \quad (4)$$

Кроме того, перед каждым перерасчетом потенциала, итеративно изменялись заряды пылевых частиц из условия равенства потоков и электронов

на поверхность каждой из них. Это итеративное изменение производилось по формуле

$$Q_k^{t+1} = Q_k^t + h(I_{i,k} - I_{e,k}), \quad (5)$$

где I_{ik} – поток ионов на пылевую частицу k , который считался исходя из числа упавших ионов на ее поверхность; I_{ek} – поток электронов, который считался аналитически по равновесному Больцмановскому распределению [31].

Итеративный алгоритм Блока 1 можно определить следующим порядком действий.

1. Определены начальные положения ионов и пылевых частиц, установлены начальные заряды пылевых частиц.

2. Траектории ионов рассчитывались согласно уравнениям Ньютона от потенциала вида (2) для нулевой итерации и потенциала вида (4) для всех последующих итераций.

3. Заряды пылевых частиц переопределялись согласно формуле (5).

4. Потенциал пространственного распределения плазмы рассчитывался согласно формуле (3).

5. Переход к шагу 2.

Вычисление блока 1 проводилось до тех пор, пока изменения пространственного распределения параметров плазмы не становились меньше, чем точность, установленная пользователем.

В блоке 2, при неизменных пространственных распределениях плазмы рассчитывались равновесные положения пылевых частиц согласно следующей сумме сил:

$$\begin{aligned} F_k &= F_{q,k} + F_{pl,k} + F_g + F_{E,k} + F_{fr,k}, \\ F_{q,k} &= \sum_{j \neq k} Q_k Q_j \frac{z_k - z_j}{r^3}, \\ F_{pl,k} &= -Q_k \left. \frac{\partial U(\rho, z)}{\partial z} \right|_{z=z_k, \rho=0}, \\ F_{E,k} &= Q_k E(z), \\ F_{fr,k} &= \gamma \dot{z}_k, \end{aligned} \quad (6)$$

где F_q – сила кулоновского взаимодействия; F_g – гравитационная сила; F_{pi} – сила, действующая на пылевые частицы со стороны объемного заряда плазмы; F_E – сила, индуцированная внешним электростатическим полем; F_{fr} – трение об плазму. Важно отметить, что F_{pi} включает часть силы ионного увлечения, связанную с рассеянием заряженных ионов вблизи пылевой частицы.

В блоке 2, ионы стационарны, а пространственное распределение плазмы $U(p, z)$ постоянно.

Пылевые частицы, в свою очередь, движутся согласно уравнениям Ньютона

$$ma_k = F_k. \quad (7)$$

Полный итеративный алгоритм модели следующий.

1. В начале расчета на оси z расчетной области помещаются пылевые частицы с начальными зарядами Q_k в позициях Z_k .

2. Выполнение блока 1.

3. Согласно рассчитанному в блоке 1 пространственному распределению плазмы $U(p, z)$, вычисляются новые равновесные положения пылевых частиц согласно формулам (6), (7).

4. Переход к шагу 2.

Блок 2 выполняется до тех пор, пока положения пылевых частиц Z_k и их заряды Q_k не перестанут изменяться.

В данной работе, внешнее электростатическое поле задавалось в качестве линейной функции от координаты z

$$E(z) = E_m + E_k z, \quad (8)$$

что соответствует функциональному виду поля в лабораторной пылевой плазме вблизи нижнего электрода. При этом движение ионов моделировалось согласно постоянному коэффициенту E_m . Приближение о том, что на ионы не оказывает большое влияние коэффициент E_k , верно при условии $E_k \ll E_m$, при котором дрейфовая скорость ионов на всем протяжении расчетной области остается практически неизменной.

В представленной модели зависимость внешнего электрического поля от вертикальной координаты $E(z)$ можно задать любой функцией. На последующих этапах будет проведено моделирование в квадратичном электрическом поле, которое в большей степени соответствует распределению аксиального электрического поля в стоячей страте разряда постоянного тока в трубке, где обычно висят пылевые частицы [13, 32, 33].

Определение самосогласованного электрического поля решением уравнений непрерывности для ионов и электронов, уравнения Пуассона, а также учет нестационарных процессов, безусловно, приведет к значительному увеличению расчетного времени. Поэтому в данной работе использовалось линейное распределение электрического поля от вертикальной координаты как наиболее простое, достаточное для понимания определяющих процессов конфигурирования вертикальных цепочек частиц в разрядах.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

В рамках представленной модели решалась задача динамического конструирования пылевой цепочки. Данная задача заключалась во включении в пылевую структуру дополнительных звеньев после того, как предыдущая конфигурация приходила к своему равновесному положению. Всего рассмотрено 8 экспериментов, в которых производился расчет равновесных параметров цепочек пылевых частиц с числом пылевых частиц от одного до восьми, $N = 1, 2, \dots, 8$. Радиусы пылевых частиц задавались равными 1.7 мкм, что соответствовало типичным лабораторным экспериментам по пылевой плазме. Рассматривалась однозарядная плазма газа аргона при давлении $p = 13.3$ Па (0.1 Торр) и плотности $n_g = 3.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Температура ионов задавалась равной $T_i = 348$ К, отношение температур электронов и ионов $t = T_e/T_i = 100$, а температура газа и ионов задавалась равной $T_g = T_i$. Ионная длина Дебая задавалась в качестве параметра равного $l_i = 4 \cdot 10^{-3}$ см, что соответствует плотности невозмущенной плазмы $\Pi_0 \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$. Средняя длина свободного пробега ионов в процессе ионно-нейтральной перезарядки задавалась как $l_i = 6.35 \text{ А}$. Коэффициенты внешнего электростатического поля по формуле (8) задавались равными $E_m = 1.58$, $E_k = 5 \cdot 10^{-3}$ в безразмерных единицах, и $E_m = 7.37 \text{ В/см}$, $E_k = 2.3 \cdot 10^{-2} \text{ В/см}^2$ – в размерных. Начальное значение зарядов пылевых частиц выбиралось равным $Q_0 = -848 e$, или $Q_0 = -1$ в безразмерном представлении.

Масса пылевых частиц задавалась равной и находилась из промежуточной задачи, в которой сила гравитации определялась исходя из условия, что изолированная пылевая частица должна прийти к равновесному положению в координате $z = 0$. Если поместить изолированную пылевую частицу в поле (8) и рассчитать самосогласованное пространственное распределение плазмы (3), пылевая частица зарядится до значения равного $Q_{isolated} = -5.42e$. В результате итеративного решения балансного уравнения (6) окажется, что на изолированную пылевую частицу должна действовать сила тяжести равная $F_g = 0.377 \cdot 10^{-12} \text{ Н}$, для того чтобы она оказалась в положении равновесия в точке $z = 0$. В результате простого вычисления получаем, что масса пылевых частиц задавалась равной $3.84 \cdot 10^{-11} \text{ г}$. Для сравнения, в работе [22] радиусы пылевых частиц определялись равными 4.5 мкм, а их массы $6.10 \cdot 10^{-10} \text{ г}$.

На рис. 1 представлен общий результат данной работы — положения пылевых частиц в пространстве (на оси z) для пылевых цепочек различной длины (число пылевых частиц $N = 1-8$). Вводные параметры задачи сконструированы так, чтобы изолированная пылевая частица оказывалась в равновесном положении равном $Z_l = 0$. В остальных случаях положения пылевых частиц определялось свободно исходя из баланса сил (6). На данном графике видно, что с добавлением пылевых частиц цепочка поднимается как целое вверх относительно электрода в направлении, обратном направлению силы гравитации. В ре-

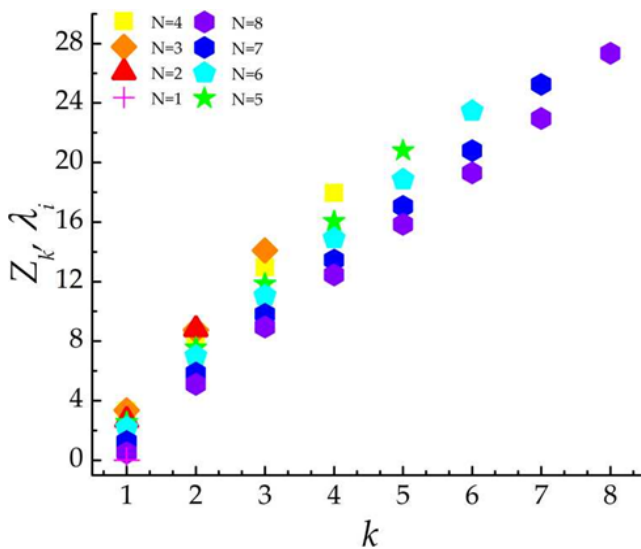


Рис. 1. Зависимость равновесного положения пылевой частицы в пространстве Z_k от ее порядкового номера в цепочке k для различного числа пылевых частиц $N = 1-8$.

зультате этого смещения, первая частица цепочки, которая изначально уравнивалась в нуле, смещается от точки центра координат и начинает левитировать на большем расстоянии от электрода. Этот результат, кажется, контринтуитивным в силу того, что на эту частицу сверху действует сила кулоновского отталкивания от верхней частицы. Данный феномен объяснен далее. Кроме того, стоит отметить нелинейность изменения смещения цепочки как целого — цепочки с числом частиц $N = 3$ и 4 оказываются выше, чем цепочки, состоящие из $6-8$ фрагментов.

На рис. 2 представлена величина суммарного заряда пылевой цепочки ZQ в зависимости от числа N пылевых частиц, которые ее составляют. Обычное представление суммарного заряда, на первый взгляд, показывает, что цепочка заряжается линейно, а величина заряда прямо пропорциональна числу пылевых частиц. Однако, если провести нормировку этого значения на число пылевых частиц, окажется, что нормированный суммарный заряд EQ/N становится меньше с удлинением цепи. То есть заряд изолированной пылевой частицы оказывается больше, чем заряд той же частицы, находящейся в структуре. Другими словами, данный график свидетельствует о феномене разрядки пылевых частиц в цепочке в потоке плазмы, что демонстрируется в работах [24, 26, 28, 29].

Изменение пространственного распределения пылевых частиц относительно друг друга является также нелинейным процессом. Это утверждение демонстрируется результатами, представленными на рис. 3. На рис. 3а показаны зависимости поло-

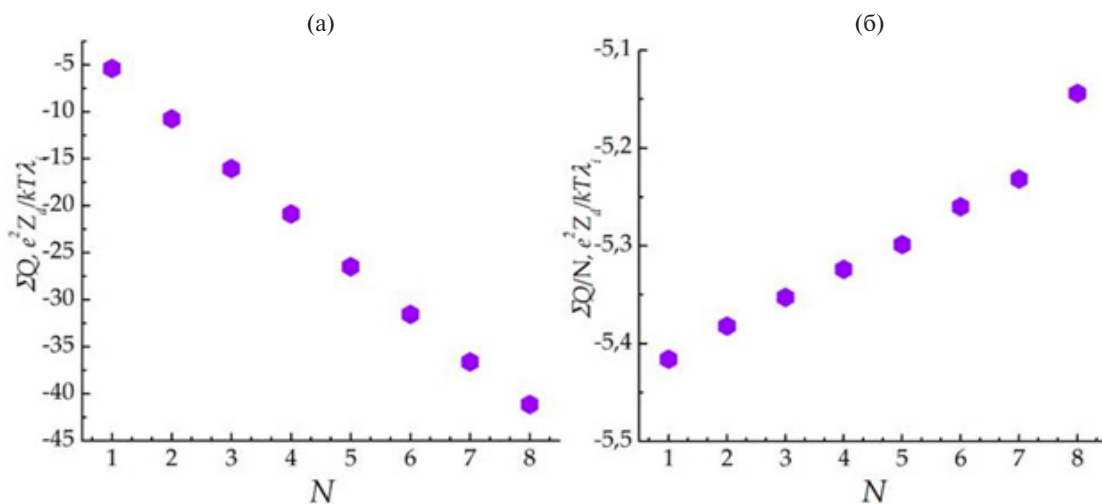


Рис. 2. Зависимость суммарного заряда пылевой цепочки (а) и нормированного заряда цепочки (б) от числа пылевых частиц в цепочке $N = 1-8$.

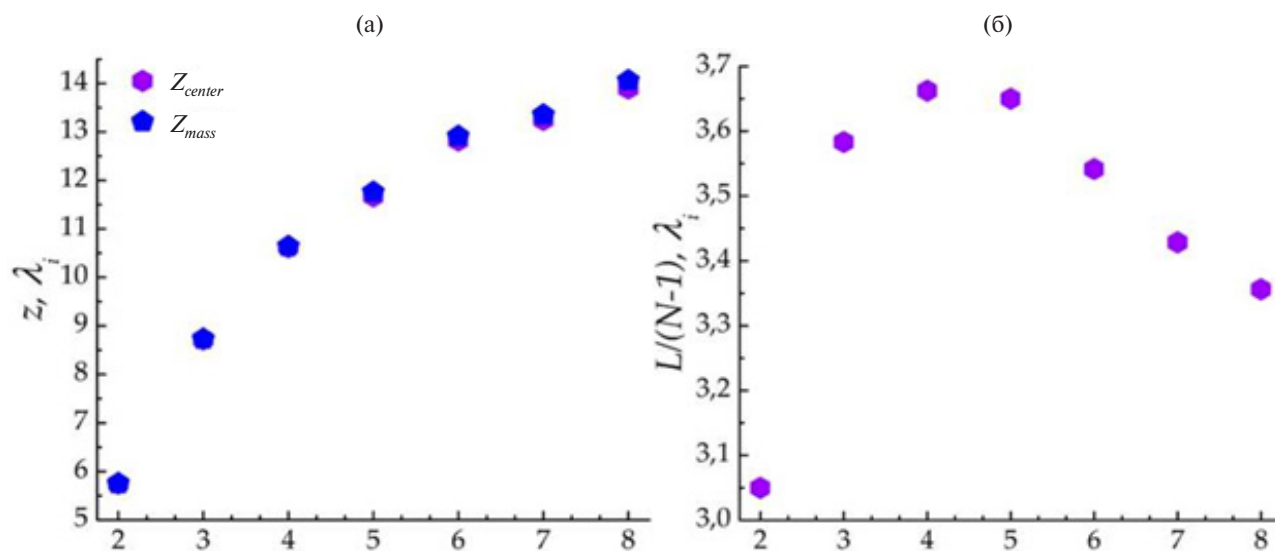


Рис. 3. Зависимость положения центра масс и геометрического центра цепочки (а) и нормированной длины цепочки (б) от числа пылевых частиц в цепочке $N = 1-8$.

жений центра масс и геометрического центра пылевой цепочки от числа частиц в ней. Для малого числа пылевых частиц, например, при $N = 3$ разница этих двух величин оказывается несущественной, $Z_{center} = 8.725$ и $Z_{mass} = 8.73$ (т. е. всего 0.057%). При увеличении числа частиц до восьми, разница положений центра масс и геометрического центра возрастает, $Z_{center} = 13.9$ и $Z_{mass} = 14.05625$ (1.12%). Таким образом, результаты демонстрируют, что на возрастание асимметрии в цепочки частиц влияют не только параметры окружающей плазмы и напряжения электрода, но и полное число частиц. Нелинейность изменения структуры пылевой цепочки также можно продемонстрировать, измерив длину цепочки и затем отнормировав ее на число пылевых частиц, $Z/(N-1)$. Этот результат представлен на рис. 3б. Из него видно, что цепочка при дополнении ее новыми членами начинает возрастать и достигает пика своей нормированной длины при числе частиц, равном четырем. В дальнейшем цепочка начинает сжиматься, что объясняется двумя факторами: уменьшением того влияния, которое оказывает поле электрода на верхние пылевые частицы (ввиду ее высоты), а также тем, что вследствие ослабления влияния электростатического поля, пылевые частицы начинают падать под действием силы гравитации вниз, и толкают силой кулоновского отталкивания пылевые частицы под ними. Вся цепочка начинает опускаться вниз, однако, с другой стороны ее падение ограничивает сила электростатического поля. В результате су-

перпозиции силы гравитации и электрического поля совместно сжимают пылевую цепочку.

Как видно из предыдущих результатов, наиболее интересные процессы происходят вблизи самой нижней пылевой частицы. Ввиду этого стоит рассмотреть ее основные равновесные параметры отдельно. На рис. 4 представлены зависимости равновесных положений (рис. 4а) и заряда (рис. 4б) нижней пылевой частицы в цепочке в зависимости от полного числа частиц. Данный график также демонстрирует нелинейность, с которой происходят изменения указанных параметров при росте числа частиц. Положение нижней пылевой частицы начинает смещаться в сторону, обратную направлению силы гравитации, т. е. она начинает левитировать выше. До определенного момента данная тенденция сохраняется. Точкой перелома оказывается момент, когда число пылевых частиц оказывается равным четырем. В дальнейшем нижняя частица начинает вновь опускаться к нижнему электроду под действием результирующей силы. Однако меняется не только положение последней пылевой частицы, но и ее заряд. С ростом числа частиц, нижняя пылевая частица разряжается, при этом процесс разрядки испытывает скачок при переходе задачи из режима изолированной пылевой цепочки в режим множества пылевых частиц. В дальнейшем эта разрядка происходит практически линейно.

Очевидным кажется утверждение о том, что единственной причиной, по которой происходит «всплытие» вверх пылевой цепочки, является из-

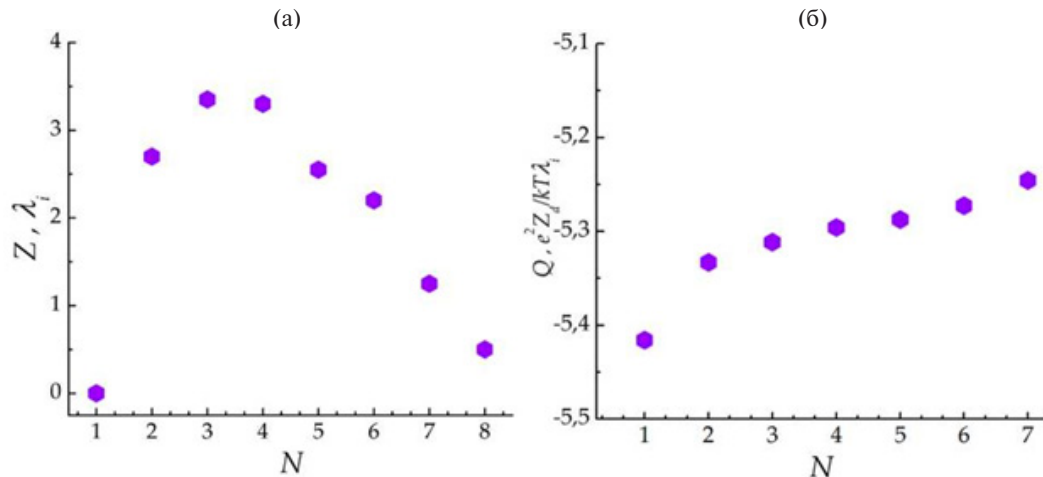


Рис. 4. Зависимость положения (а) и заряда (б) нижней пылевой частицы в цепочке в зависимости от числа частиц в цепочке $N = 1-8$.

менение баланса сил. Чтобы показать это, необходимо проанализировать зависимость сил, действующих на пылевые частицы, от числа пылевых частиц. Наиболее важен баланс сил, формирующийся на самом нижнем фрагменте цепочки, так как именно здесь определяется, как низко опустится пылевая цепочка. Зависимость сил, действующих на последнюю пылевую частицу, от числа частиц в цепочке, представлена на рис. 5. Исходя из результатов, представленных на данном графике, можно выделить следующие закономерности.

1. Величина силы электростатического поля F_E снижается с ростом числа частиц. Снижение происходит монотонно и нелинейно: оно замедляется для числа частиц $N = 46$, в точке, где пылевая цепочка начинает опускаться на электрод. Снижение величины F_E связано со сдвигом пылевых частиц вверх для $N = 1-3$ и с разрядкой замыкающей пылевой частицы для $N = 4-8$. При $N = 4-6$ процесс изменения положения и разрядки компенсируют друг друга, потому F_E меняется слабо.

2. С добавлением второй и последующих частиц возникает сила F_q кулоновского отталкивания от верхних частиц, которая растет до определенного момента ($N = 6$), а затем выходит на постоянное значение. Остановка роста величины F_q связана с тем, что вновь добавленные частицы после шестой оказываются слишком далеко от замыкающей пылевой частицы, при этом соседние пылевые частицы начинают разряжаться.

3. Сила F_{pi} , с которой плазма действует на замыкающую пылевую частицу, монотонно падает, при этом процесс уменьшения силы происходит

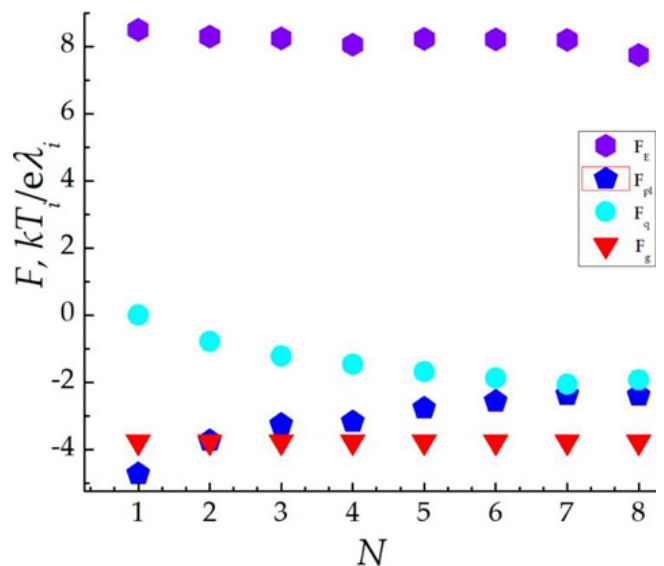


Рис. 5. Зависимость сил, действующих на пылевую частицу (силы кулоновского отталкивания F_q , силы ионного увлечения F_{pi} , силы действия электростатического поля F_E и гравитации F_g) от числа пылевых частиц в цепочке $N = 1-8$.

до точки $N = 6$. Это происходит в результате действия двух факторов: разрядки частиц и электростатического линзирования ионов. Разрядка пылевой частицы ограничивает максимальный объем облака ионов, которое может накапливаться вокруг частицы, в то время как электростатическое линзирование приводит к уменьшению прицельного параметра для ионов, при попадании в который ион оказывается захвачен пылевой частицей и начинает двигаться по орбите вокруг нее. Уменьшение объема ионного облака приводит к уменьшению эффекта ионной фокусировки,

который, в свою очередь, вносит основной вклад в силу ионного увлечения F_{pi} .

Учитывая, что сила гравитации в данной работе выбрана постоянной, изменения положения равновесия пылевых частиц при изменении N , определялось в основном изменением трех сил: F_E , F_q и F_{pi} . При добавлении первых трех пылевых частиц ($N = 2-4$) сила ионного увлечения F_{pi} резко падает, при этом силы кулоновского отталкивания F_q и электростатического поля F_E меняются медленно. В точке $N = 5$ сила кулоновского взаимодействия начинает компенсировать потери F_{pi} , что объясняет «поворот» пылевой цепочки. Данный эксперимент показывает нетривиальность опыта динамического конструирования пылевых цепочек: даже без изменения основных параметров плазмы (плотности ионов и газа, напряженности электрического поля) формирование кластера происходит нелинейным образом.

4. ВЫВОДЫ

В данной работе представлена численная модель, состоящая из двух блоков. В блоке 1 производилось самосогласованное измерение пространственных распределений плазмы (объемного заряда и электрического потенциала) вблизи статической конфигурации пылевых частиц. В блоке 2, для постоянного пространственного распределения электрического потенциала определялись равновесные положения пылевых частиц в пространстве. Используя данную модель, решена задача динамического конструирования пылевой цепочки, когда к изолированной пылевой частице, одна за другой, добавлялись дополнительные частицы.

В результате численных экспериментов были рассчитаны пространственные положения пылевых частиц для цепочек различной длины. Обнаружено, что при добавлении частиц в цепочку центр цепочки поднимался в вертикальном направлении, противоположном силе гравитации. Этот эффект происходит при числе частиц $N < 5$ и нивелируется при большем увеличении числа пылевых частиц.

Показан эффект разрядки пылевой цепочки — ситуация, когда при добавлении пылевых частиц заряд на каждой отдельной пылевой частицы становится меньше, чем заряд такой же частицы в изолированном случае.

Отмечен феномен нелинейного расширения и сжатия одномерной пылевой структуры при

добавлении в нее пылевых частиц. Кроме того, установлен рост асимметрии в структуре, который для восьми частиц возрастает до 1.12%.

Представлены результаты измерения равновесных сил на нижней пылевой частице. Показано, что смещение пылевой цепочки по направлению обратной силе гравитации связано с резким уменьшением силы взаимодействия плазмы с пылевой частицей, что в свою очередь связано с феноменом ионной фокусировки.

Статья подготовлена по материалам доклада на 20-го Международного совещания «Сложные системы заряженных частиц и их взаимодействие с электромагнитным излучением — 2024» (CSCPIER-2024), Москва, 8—12 апреля 2024 года.

The paper was prepared based on the materials of the report on the 20th International Workshop “Complex systems of charged particles and their interaction with electromagnetic radiation - 2024” (CSCPIER-2024), Moscow, April 8-12, 2024.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы объявляют, что у них нет конфликтов интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shukla P.K. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 1791.
2. Merlino R.L., Goree J.A. // Phys. Today. 2004. V. 57. P. 32.
3. Fortov V.E., Ivlev A. V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E. // Phys. Rep. 2005. V. 421. P. 1.
4. Ishihara O. // J. Phys. D. 2007. V. 40. P. 121.
5. Ludwig P., Thomsen H., Balzer K., Filinov A., Bonitz M. // Plasma Phys. Controlled Fusion, 2010. V. 52. P. 124013.
6. Selwyn G.S. // Plasma Sources Sci. Technology. 1994. V. 3. P. 340.
7. Melzer A., Trottenberg T., Piel A. // Phys. Lett. A. 1994. V. 191. P. 301.
8. Chu J.H., Lin I. // Phys. Rev. Lett., 1994. V. 72. P. 4009.
9. Жаховский В.В., Молотков В.И., Нефедов А.П., Торчинский В.М., Храпак А.Г., Форттов В.Е. // Письма ЖЭТФ. 1997. Т. 66. С. 392.
10. Petrov O.F., Statsenko K.B., Vasiliev M.M. // Sci. Rep. 2022. V. 12. P. 8618.
11. Boltnev R.E., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Sci. Rep. 2019. V. 9. P. 3261.
12. Petrov O.F., Boltnev R.E., Vasiliev M.M. // Sci. Rep. 2022. V. 12. P. 6085.
13. Karasev V. Yu., Dzlieva E. S., Eikhval'd A.I. // Geometrical and Applied Optics. 2006. V. 101. P. 493.

14. Carmona-Reyes J., Schmoke J., Cook M., Kong J., Hyde T.W. // 16th IEEE Internat. Pulsed Power Confer., Albuquerque, NM, USA, 2007. P. 1581.
15. Hartmann P., Matthews L., Kostadinova E., Hyde T., Rosenberg M. // APS Annual Gaseous Electronics Meeting Abstracts, MW1.009
16. Takahashi K., Oishi T., Shimomai K.-I., Hayashi Y., Nishino S. // Phys. Rev. E. 1998. V. 58 P. 7805.
17. Hyde T.W., Kong J., Matthews L.S. // Phys. Rev. E. V. 2013. V. 87. P. 053106.
18. Polyakov D.N., Vasilyak L.M., Shumova V.V. // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. 2015. V. 51. P. 143.
19. Yaroshenko, V., Pustyl'nik, M. // Molecules. V. 26, 308, 2021.
20. Ivlev A.V., Thoma M.H., Rath C., Joyce G., Morfill G.E. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 155001.
21. Fedoseev A.V., Litvinenko V.V., Vasilieva E.V., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Sci. Rep. 2024. V. 14. P. 13252.
22. Yousef R., Chen M., Matthews L.S., Hyde T.W. // arXiv Preprint. 2016. 1607.03177.
23. Miloch W.J., Block D. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 123703.
24. Block D., Miloch J.W. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2015. V. 57. P. 014019.
25. Hutchinson I.H. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 032111.
26. Matthews L.S., Sanford D.L., Kostadinova E.G., Ashrafi K.S., Guay E., Hyde T.W. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 023703.
27. Vermillion K., Sanford D., Matthews L., Hartmann P., Rosenberg M., Kostadinova E., Carmona-Reyes J., Hyde T., Lipaev A.M., Usachev A.D., Zobnin A.V., Petrov O.F., Thoma M.H., Pustyl'nik M.Y., Thomas H.M., Ovchinnikov A. // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 023701.
28. Fedoseev A.V., Salnikov M.V., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Phys. Rev. E. 2022. V. 106. P. 0252042022.
29. Fedoseev A.V., Salnikov M.V., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 063703.
30. Sukhinin G.I., Fedoseev A.V., Salnikov M.V., Rostom A., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Phys. Rev. E. 2017. V. 95. P. 063207.
31. Fortov V.E., Khrapak A.G., Khrapak S.A., Molotkov V.I., Petrov O.F. // Physics-Uspekhi. 2004. V. 47. P. 447.
32. Lipaev A.M., Molotkov V.I., Nefedov A.P., Petrov O.F., Torchinskii V.M., Fortov V.E., Khrapak A.G., Khrapak S.A. // J. Exp. Theor. Phys. 1997. V. 85. P. 1110.
33. Павлов С.И., Дзлиева Е.С., Дьячков Л.Г., Новиков Л.А., Балабас М.В., Карасев В.Ю. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 995.

NUMERICAL STUDY OF STRUCTURAL PARAMETERS OF DUST PARTICLE CHAINS OF DIFFERENT LENGTHS

M. V. Sal'nikov^{a,*}, A. V. Fedoseev^b, M. M. Vasil'ev^b, and O. F. Petrov^b

^a*Institute of Thermophysics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090, Russia*

^b*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412, Russia*

*e-mail: salnikovitsbras@gmail.com

The results of a numerical study of the configuration of chains of dust particles levitating in a gasdischarge plasma are presented. The studies have been carried out using an iterative model that self-consistently describes the motion of ions and dust particles under the action of an external electric field, an electric field (Coulomb) of each charged dust particle, a field of the plasma space charge (ions and electrons), which screens the charges of dust particles, and gravity for dust particles. The structural parameters of the chains of dust particles were calculated for different numbers of particles in them. It was found that when new particles are added to the chain, the center of the chain rises above the lower electrode. This is due to both a decrease in the charges of the lower dust particles due to the focusing of positively charged ions behind the upper particle, and a significant decrease in the ion drag force on the lower particles of the chain as a result of structural rearrangement of the entire chain. It is shown that the reduced charge of the chains decreases, and the reduced length of the chains has a maximum depending on the number of particles.

Keywords: dusty plasma, dust particle chain, ion cloud, dust particle clusters