УДК 533.9:629.78 DOI: 10.15372/PMTF202315307

## ИССЛЕДОВАНИЕ САМООРГАНИЗАЦИИ ЦЕПОЧКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ С УЧЕТОМ СИЛЫ ИОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ

## М. В. Сальников, А. В. Федосеев\*, Г. И. Сухинин

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия \* Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия E-mails: salnikovitsbras@gmail.com, fedoseev@itp.nsc.ru, sukhinin@itp.nsc.ru

Представлены результаты численного исследования равновесных параметров одномерной цепочки, состоящей из трех пылевых частиц, левитирующих в электрических полях газоразрядной плазмы. Рассмотрена численная модель, в которой движение пылевых частиц моделируется с учетом действия силы кулоновского отталкивания, внешнего электрического поля, силы тяжести, электростатической силы, индуцированной объемным зарядом плазмы, а также силой ионного увлечения, описанной аналитически. Проведено сравнение пространственных распределений объемного заряда плазмы и потенциала вокруг пылевых частиц, а также равновесных структурных параметров цепочки пылевых частиц в зависимости от того, проводится или не проводится аналитический учет силы ионного увлечения. Показано, что при аналитическом учете силы ионного увлечения цепочка пылевых частиц как целое смещается в направлении потока ионов. При этом расстояния между пылевыми частицами оказываются меньше, чем в случае неучета силы ионного увлечения.

Ключевые слова: пылевая плазма, цепочка пылевых частиц, самоорганизация пылевых частиц

Введение. В настоящее время большой интерес представляет исследование самоорганизации пылевых структур в низкотемпературной газоразрядной плазме [1–5]. Такие пылевые структуры наиболее часто создаются в лабораторных условиях: в разрядах постоянного тока [1, 2] или в высокочастотных разрядах [3–5]. Заряженные пылевые частицы левитируют под действием электрических полей: в разряде постоянного тока — в поле страты разряда, в высокочастотном разряде — в поле приэлектродного слоя. Структуры пылевых частиц можно также наблюдать в условиях микрогравитации. Различные пылевые структуры были получены на базе Международной космической станции в рамках проекта "Плазменный кристалл-4" [6–10].

Элементарным случаем связной структуры пылевых частиц является одномерная цепочка, которая часто исследуется [1, 2, 11–15] ввиду простоты по сравнению с двумерными или трехмерными структурами. Экспериментальные и численные исследования предполагают использование различных механизмов выстраивания пылевых частиц в линейные цепочки [16–20]. Интерес к исследованию одномерного случая также обусловлен тем, что

Численные расчеты выполнены на суперкомпьютере "Тульский Токарев" ООО "Экзаскалярные Решения" (https://экзар.рф).

<sup>©</sup> Сальников М. В., Федосеев А. В., Сухинин Г. И., 2023

в рамках этой задачи можно изучить механизмы передачи импульса и энергии, фазовых переходов, распространения волн и других феноменов в одномерном приближении. Главными структурными параметрами одномерной цепочки пылевых частиц являются ее положение в пространстве, межчастичное расстояние и заряд каждой частицы [21–26]. Например, в работе [26] эти структурные параметры изучались численно и экспериментально для набора цепочек, состоящих из 1–7 пылевых частиц.

В настоящее время существуют комплексные численные модели, в рамках которых проводится исследование феноменов самоорганизации одномерных цепочек пылевых частиц. Модель DiP3D, основанная на методе PIC [27–30], позволяет проводить расчет процесса обтекания плазмой структур статичных пылевых частиц. Эта модель позволяет самосогласованно рассчитывать заряды пылевых частиц в заданной структуре, учитывать упругие и неупругие столкновения электронов и ионов с нейтральными атомами, а также рассчитывать траектории носителей заряда в магнитном поле [30]. Основным недостатком модели DiP3D является ее статичность. Пылевые частицы в структуре не движутся, а их равновесная конфигурация определяется приближенно на основе ионной фокусировки.

Более совершенная модель DRIAD (dynamic response of ions and dust) позволяет проводить моделирование движения пылевых частиц в цепочках самосогласованно [8, 25, 31]. В этой модели с помощью приближения MAD (молекулярной асимметричной динамики) одновременно вычисляются траектории пылевых частиц и ионов. При этом величина шагов по времени в уравнениях движения Ньютона для них различается в 100÷200 раз. В [31] с помощью модели DRIAD рассчитано движение двух пылевых частиц в потоке ионов и показано уменьшение заряда пылевой частицы, которая располагалась ниже по потоку. Такой феномен называется также разрядкой. Основными недостатками данной модели являются высокие требования к вычислительной мощности, существенный вычислительный шум, не позволяющий с большой точностью определять заряды пылевых частиц [31], а также пространственные распределения объемного заряда и потенциала вблизи пылевой структуры [8].

В процессе формирования цепочек пылевых частиц участвуют силы кулоновского отталкивания, внешнего электростатического поля и гравитации, объемного заряда плазмы и ионного увлечения [8, 32]. Последняя сила является суммой двух слагаемых: силы, индуцированной рассеянием ионов на пылевых частицах, и кинетической передачи импульса от иона частицам при непосредственном падении ионов на их поверхность. Эту силу достаточно сложно вычислить непосредственно, однако в случае малых скоростей дрейфа существует аналитическое приближение [32], позволяющее вычислить ее с высокой точностью. В настоящей работе, являющейся продолжением работы [33], в которой с помощью представленной численной модели проводилось моделирование самоорганизации пылевых частиц в одномерную цепочку, эти расчеты проведены с аналитическим учетом силы ионного увлечения, показаны изменения в структуре цепочек пылевых частиц при таком учете.

Модель. Рассматриваемая модель итерационно определяет равновесные параметры упорядоченной структуры одномерной цепочки пылевых частиц, левитирующей в электрическом поле низкотемпературной газоразрядной плазмы. Модель разделена на два функциональных блока. В блоке 1 рассчитываются самосогласованные пространственные распределения объемного заряда  $n(\mathbf{r})$  и потенциала  $U(\mathbf{r})$  плазмы вблизи статичной цепочки пылевых частиц (т. е. положения пылевых частиц  $r_k$  в блоке 1 не меняются). В блоке 2 проводится расчет равновесных структурных параметров пылевых частиц с учетом пространственных распределений, определенных в блоке 1.

Все вычисления в данной модели проводятся в некоторой расчетной области, имеющей форму параллеленипеда. В центре этой области, на оси z (x = y = 0), помещается одномерная цепочка пылевых частиц. В данной работе исследуется цепочка пылевых частиц, в которой число пылевых частиц равно трем. Ориентация этой цепочки совпадает с направлением внешнего электрического  $\boldsymbol{E} = (0, 0, E)$  и гравитационного  $\boldsymbol{g} = (0, 0, g)$  полей. В представленном виде задача цилиндрически симметрична, следовательно, пространственные распределения объемного заряда  $n(\rho, z)$  и потенциала  $U(\rho, z)$  плазмы также осесимметричны.

В рассматриваемой модели используются безразмерные величины. Все переменные длины, такие как радиус пылевой частицы  $r_0$ , нормированы на ионную длину Дебая  $\lambda_i = (kT_i/(4\pi e^2 n_0))^{1/2} (n_0 -$ плотность невозмущенной плазмы). Параметр  $n_0$  является нормировочным для концентраций ионов  $n_i$  и электронов  $n_e$ . Все переменные энергии нормированы на тепловую энергию ионов  $k_{\rm B}T_i$ , переменные скорости — на тепловую скорость ионов  $V_{T_i} = (k_{\rm B}T_i/m_i)^{1/2}$ , времени — на величину  $\lambda_i/V_{T_i}$ . В безразмерном виде заряды пылевых частиц и внешнего электрического поля определяются по формулам

$$Q' = -\frac{e^2 Z_d}{\lambda_i k T_i}, \qquad E' = \frac{e E \lambda_i}{k T_i}$$

(далее штрихи в обозначениях безразмерных переменных опускаются).

Внешнее электростатическое поле выбрано в качестве линейной функции координаты *z*:

$$E(z) = E_m + E_k z_s$$

где  $E_m$  — среднее значение напряженности внешнего электростатического поля;  $E_k$  — коэффициент его наклона. Выбор E(z) в качестве линейной функции обусловлен экспериментальными данными для приэлектродного слоя высокочастотного разряда, которые свидетельствуют о линейном возрастании напряженности электрического поля по мере приближения к электроду [34]. Такое приближение верно как для высокочастотных разрядов [35, 36], так и для разрядов постоянного тока [2, 37].

Расчеты в блоке 1, где проводится расчет пространственных распределений плазмы, разделены на два последовательных этапа: расчет пространственного распределения плотности ионов  $n_i(\rho, z)$  и расчет самосогласованного потенциала плазмы  $U(\rho, z)$ .

На первом этапе проводится одновременное моделирование траекторий  $10^6$  ионов согласно уравнениям движения Ньютона. Начальная скорость каждого иона устанавливается согласно распределению скоростей Максвелла. В момент времени t = 0, т. е. в нулевой итерации, пространственное распределение полного потенциала вычислительной области определяется аналитически как суперпозиция потенциала Дебая — Хюккеля всех учтенных пылевых частиц и потенциала внешнего электрического поля:

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

где k — порядковый номер пылевой частицы в цепочке из N частиц;  $z_k$  — положение k-й пылевой частицы на оси z.

В предположении, что ионный поток имеет достаточную кинетическую энергию, чтобы коэффициент наклона  $E_k$  не оказывал на него влияния, движение ионов рассчитывается при постоянном значении напряженности внешнего электрического поля  $E_m$ . С увеличением  $E_m$  точность этого приближения повышается, однако в данной работе коэффициент наклона  $E_k$  равен 0,05 и, таким образом, скорости дрейфа ионов вблизи первой и третьей пылевых частиц различаются не более чем на 10–15 %. Пространственное распределение плотности ионов  $n_i(\rho, z)$  прямо пропорционально времени пребывания ионов в сегментах пространства  $(\rho, z)$ , пространственное распределение плотности электронов  $n_e(\rho, z)$  определяется согласно распределению Больцмана, а пространственное распределение объемного заряда  $n(\rho, z)$  — как разность этих двух распределений:

$$n(\rho, z) = n_i(\rho, z) - n_e(\rho, z).$$
 (2)

Динамика ионов в рассматриваемой модели соответствует результатам, полученным в более ранних версиях модели [38]. Движущиеся ионы могут столкнуться с частицей пыли или нейтральным атомом. Среднее время между столкновениями ионов с атомами определяется длиной свободного пробега  $l_i$  (заданный параметр в модели). Столкновение ионов с частицами пыли определяется непосредственно в расчетах траектории каждого иона. До начала расчета пространственных распределений параметров плазмы заряды каждой пылевой частицы модифицируются по формуле

$$Q_k^{t+1} = Q_k^t + h(I_{i,k} - I_{e,k}), (3)$$

где  $I_{i,k}$  — поток ионов на k-ю пылевую частицу, рассчитанный по числу столкновений ионов с пылевой частицей;  $I_{e,k}$  — поток электронов на k-ю пылевую частицу, определяемый аналитически согласно [39].

На втором этапе расчетов в блоке 1 на основе полученного пространственного распределения объемного заряда плазмы  $n(\rho, z)$  определяется новое самосогласованное пространственное распределение потенциала плазмы  $U(\rho, z)$  в соответствии с уравнением Пуассона

$$\Delta U(\rho, z) = -n(\rho, z). \tag{4}$$

Уравнение (4) решается методом Якоби согласно семиточечному шаблону [40]. Пространственное распределение потенциала плазмы, рассчитанное по формуле (4), вносит поправку в пространственное распределение полного потенциала в расчетной области:

$$U_{full}(\rho, z) = \sum_{k=1}^{N} \frac{Q_k}{r_k} - Ez + U(\rho, z).$$
(5)

Этапы 1 и 2 расчетов в блоке 1 последовательно повторяются несколько раз в итеративном цикле. Итерационный алгоритм для блока 1 можно представить следующим образом.

1. Задаются начальные положения пылевых частиц и начальное пространственное распределение полного потенциала (1) вычислительной области. Задаются начальные координаты и скорости ионов.

2. Рассчитываются траектории ионов для текущего полного потенциала согласно формулам (1) (для нулевой итерации) или (5) (для всех последующих итераций).

3. Определяется пространственное распределение объемного заряда плазмы (2).

4. Переопределяются заряды пылевых частиц (3).

5. Определяется новое самосогласованное пространственное распределение потенциала плазмы (4).

6. Осуществляется переход к этапу 1.

Итерационное выполнение расчетов в блоке 1 продолжается до тех пор, пока полный потенциал системы не перестанет изменяться.

В блоке 2 определяется равновесное положение пылевых частиц согласно действующим на них силам. В данной модели рассматривается влияние на конфигурацию пылевых частиц следующих сил: силы кулоновского отталкивания  $F_q$ ; силы гравитации  $F_g$ , которая задается в качестве параметра, одинакового для всех пылевых частиц; силы  $F_{pl}$ , действующей на пылевые частицы со стороны объемного заряда плазмы, рассчитанного в блоке 1; силы внешнего электростатического поля  $F_E$ ; силы ионного увлечения  $F_{drag}$ ; силы трения  $F_{fr}$  пылевой частицы о нейтральные атомы газа при движении в вычислительной области. Сумма этих сил определяет суммарную силу  $F_k$ , действующую на одну k-ю пылевую частицу, по формуле

$$F_k = F_{q,k} + F_{pl,k} + F_g + F_{E,k} + F_{drag,k} + F_{fr,k},$$
(6)

где

$$F_{q,k} = \sum_{j \neq k} Q_k Q_j \frac{z_k - z_j}{r^3}, \qquad F_{pl,k} = -Q_k \left. \frac{\partial U(\rho, z)}{\partial z} \right|_{z=z_k, \rho=0},$$
$$F_{E,k} = Q_k (E_m + E_k z), \qquad F_{fr,k} = \gamma \dot{z}_k.$$

Сила ионного увлечения определяется аналитически [32]:

$$F_{drag,k} = \left(\frac{8\sqrt{2\pi}}{3}\right) r_0^2 m_i n_i V_{T_i} u_i \left(1 + \frac{Q_k}{2} \frac{\lambda_i}{r_0} + \left(\frac{Q_k}{2} \frac{\lambda_i}{r_0}\right)^2 \Lambda_k\right),\tag{7}$$

где

$$\Lambda_k = 2 \int_0^\infty e^{-x} \ln\left(\frac{2x + Q_k}{2xr_0/\lambda_i + Q_k}\right) dx,$$

 $u_i$  — скорость дрейфа ионов в электрическом поле.

В блоке 2 ионы полагаются неподвижными, а пространственное распределение потенциала плазмы  $U(\rho, z)$  постоянным. В соответствии с этим решаются уравнения движения пылевых частиц

$$ma_k = F_k. ag{8}$$

Уравнения (8) для каждой пылевой частицы решаются до тех пор, пока скорость и ускорение каждой пылевой частицы не станут равными нулю. Такие положения пылевых частиц соответствуют состоянию равновесия, при котором полная сила  $F_k$ , действующая на частицу k, оказывается равной нулю.

Выражение (6) для полной силы идентично представленному в модели DRIAD [31]. Основное различие этих двух подходов заключается в расчете силы  $F_{pl}$ . В работе [31]  $F_{pl}$ рассчитывается непосредственно с учетом данных о взаимодействии частицы пыли с каждым отдельным ионом. В случае, рассмотренном в [31], эта сила асимметрична: пылевые частицы действуют на ионы согласно кулоновскому потенциалу, а ионы взаимодействуют с пылевой частицей согласно потенциалу Дебая. В данной модели рассматривается приближение среднего поля, т. е. взаимодействие пылевых частиц и окружающей плазмы рассчитывается с использованием пространственного распределения потенциала плазмы, вычисляемого в фиксированных ячейках расчетной области.

Полный итерационный алгоритм для блока 2 имеет следующий вид.

1. Задаются начальные параметры цепочки пылевых частиц: их координаты на оси  $z_k$  и заряды  $Q_k$ .

2. Выполняются расчеты в блоке 1.

3. На основе пространственного распределения потенциала плазмы, рассчитанного в блоке 1, определяются равновесные положения пылевых частиц (6)–(8).

4. Выполняется переход к шагу 1.

Расчеты в блоке 2 выполняются итерационно до тех пор, пока значения  $z_k$  и  $Q_k$  не перестанут изменяться.



Рис. 1. Пространственные распределения нормированного объемного заряда  $n/n_0$ плазмы  $(a, \delta)$  и поля  $U_{full} - E(e, c)$  вблизи цепочки из трех пылевых частиц при  $E_m = 0.6$  без учета (a, e) и с учетом  $(\delta, c)$  силы ионного увлечения  $F_{drag}$ 

Результаты исследования. В настоящей работе измерения проведены при следующих заданных значениях параметров: радиус пылевой частицы  $r_0 = 0,01\lambda_i = 10^{-4}$  см, длина свободного пробега иона  $l_i = 5\lambda_i = 5 \cdot 10^{-2}$  см, температура электронов  $k_{\rm B}T_e = 3$  эВ, температура ионов  $k_{\rm B}T_i \approx 0,03$  эВ, т. е. соотношение температур  $\tau = T_e/T_i = 100$ , при этом температура нейтрального газа  $T_g = T_i$ . Длина Дебая для ионов равна  $\lambda_i = 10^{-2}$  см, что соответствует плотности невозмущенной плазмы  $n_{\infty} \approx 1,5 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup>. Значения параметров выбраны таким образом, чтобы они согласовывались с типичными значениями параметров газоразрядной плазмы [41]. Указанная длина свободного пробега соответствует давлению аргона p = 5 Па, безразмерная напряженность электрического поля E = 1 — размерному значению E = 2,35 В/см (т. е. приведенное электрическое поле  $E/p \approx 63$  В/(см · торр). Зарядовое число пылевой частицы при Q = 1 равно  $Z_d = 1650$ . Рассмотрен случай, когда сила гравитации и сила, создаваемая средним электростатическим полем, уравновешивают друг друга ( $F_g = -F_{Em}$ ).

На рис. 1–3 приведены пространственные распределения объемного заряда  $n(\rho, z)$  и потенциала  $U(\rho, z)$  плазмы вблизи цепочки из трех пылевых частиц для двух случаев: без учета и с учетом в расчете силы ионного увлечения, определяемой аналитически по формуле (7). Результаты, в которых аналитическая сила ионного увлечения не учитывается, приведены в работе [33]. Из двумерных представлений этих распределений, показанных на рис. 1, следует, что цепочка как целое смещается в направлении потока ионов, при этом визуально пространственные распределения объемного заряда  $n(\rho, z)$  и потенциала  $U(\rho, z)$ плазмы представляются идентичными. Смещение всей цепочки пылевых частиц вправо на расстояние порядка  $5\lambda_i$  является следствием действия силы ионного увлечения (7), т. е. передачи импульса частицам от ионов, дрейфующих во внешнем электрическом поле. Следует отметить, что для упрощения двумерные распределения на рис. 1 представлены в усеченном виде. Размер системы для каждого расчета выбирается таким образом, чтобы на границах системы плазма оказывалась невозмущенной.



Рис. 2. Распределение нормированного объемного заряда  $n/n_0$  плазмы вблизи цепочки из трех пылевых частиц при  $E_m = 0.6$  (a),  $E_m = 1.0$  (б) с учетом (1) и без учета (2) силы ионного увлечения  $F_{drag}$ 



Рис. 3. Распределение величины  $U_{full} - E$  вблизи цепочки из трех пылевых частиц при  $E_m = 0.6$  (a),  $E_m = 1.0$  (б) с учетом (1) и без учета (2) силы ионного увлечения  $F_{drag}$ 

На рис. 2, 3 показано влияние силы ионного увлечения на пространственные распределения объемного заряда n(0, z) и потенциала U(0, z), измеренные на оси z вычислительной области, т. е. вдоль цепочки пылевых частиц, при средней напряженности электрического поля  $E_m = 0.6$ ; 1,0. Заметим, что гравитационная сила  $F_g$  действует на пылевые частицы в положительном направлении оси z (вправо), электростатические силы  $F_E$  — в отрицательном направлении (влево), а вектор силы ионного увлечения  $F_{drag}$  сонаправлен с вектором силы гравитации (также вправо). При учете силы ионного увлечения  $F_{drag}$  цепочка пылевых частиц смещается как целое в направлении, противоположном действию электростатической силы, т. е. в направлении потока ионов. При этом при большем значении средней напряженности электростатического поля  $E_m = 1,0$  данное смещение более существенно.

Если смещение цепочки как целого под действием силы ионного увлечения  $F_{drag}$  представляется очевидным, то увеличение смещения с ростом  $E_m$  объясняется увеличением



Рис. 4. Зависимость заряда пылевых частиц (k = 1-3) от средней напряженности электрического поля  $E_m$  с учетом (1-3) и без учета (4-6) силы ионного увлечения  $F_{drag}$ : 1, 4 - k = 1, 2, 5 - k = 2, 3, 6 - k = 3

Рис. 5. Зависимость суммарного заряда цепочки пылевых частиц  $Q_{tot}$  от средней напряженности электрического поля  $E_m$  с учетом (1) и без учета (2) силы ионного увлечения: точки — эксперимент, линии — линейная аппроксимация

этой силы, которое обусловлено ростом скорости дрейфа ионов, а также заряда пылевых частиц. На рис. 4, 5 представлены зависимости зарядов пылевых частиц  $Q_k$ , а также полного заряда всей цепочки пылевых частиц  $\sum |Q_k|$  от средней напряженности поля  $E_m$  с учетом и без учета силы ионного увлечения  $F_{drag}$ . Согласно [38, 42] заряд изолированных пылевых частиц линейно увеличивается с увеличением напряженности электрического поля. Это справедливо для заряда первой пылевой частицы, с которой сталкивается внешний поток ионов. Кроме того, суммарный заряд всей цепочки пылевых частиц  $\sum |Q_k|$  также линейно увеличивается.

В экспериментальных исследованиях [43, 44] показано, что заряды пылевых частиц, расположенных за первой частицей относительно направления внешнего потока ионов, уменьшаются с увеличением числа пылевых частиц. В работах [27–29, 42] обнаружено, что в случае цепочки из трех пылевых частиц заряд второй пылевой частицы меньше заряда первой и третьей пылевых частиц. При этом заряд третьей пылевой частицы также меньше заряда первой частицы ( $|Q_2| < |Q_3| < |Q_1|$ ). Этот феномен является результатом фокусировки ионов ("электростатического линзирования") [27]. Результаты, показанные на рис. 4, 5, согласуются с результатами указанных экспериментальных и численных исследований. В случае большей напряженности электрического поля  $E_m = 1,0$  заряд третьей пылевой частицы становится меньше заряда второй частицы  $(|Q_3| < |Q_2| < |Q_1|)$ . Это обусловлено тем, что по мере увеличения напряженности поля ионное облако уменьшается, а поток ионов ускоряется. Следовательно, длина экранирования увеличивается, как и влияние "электростатического линзирования" [27], которое с ростом  $E_m$  становится достаточно сильным и настолько искажает траектории ионов, что поток ионов на третью пылевую частицу существенно увеличивается. Это подтверждается результатами работы [26], в которой при большем числе пылевых частиц заряд третьей частицы также становится меньше заряда второй частицы.

Учет в расчете силы ионного увлечения  $F_{drag}$  не оказывает значительного влияния на заряды пылевых частиц  $Q_k$  и как следствие на силу кулоновского отталкивания  $F_q$ .



Рис. 6. Зависимость положения пылевой частицы (k = 1-3) на оси z вычислительной области от средней напряженности электрического поля  $E_m$  с учетом (1-3) и без учета (4-6) силы ионного увлечения  $F_{drag}$ : 1, 4 - k = 1, 2, 5 - k = 2, 3, 6 - k = 3

Суммарная сила, состоящая из силы гравитации  $F_g$ , силы внешнего электрического поля  $F_E$ , кулоновской силы отталкивания пылевых частиц  $F_q$ , силы, индуцированной объемным зарядом плазмы,  $F_{pl}$  и силы ионного увлечения  $F_{drag}$ , определяет положение цепочки пылевых частиц в пространстве, а также межчастичные расстояния в ней. Зависимости равновесного положения пылевых частиц  $z_k$ , межчастичных расстояний  $L_{1-2}$  и  $L_{2-3}$ , а также разности этих межчастичных расстояний  $\Delta L = L_{2-3} - L_{1-2}$  от величины  $E_m$  представлены на рис. 6–8.

На рис. 6 видно, что при учете силы ионного увлечения  $F_{drag}$  положения пылевых частиц в пространстве существенно изменяются, сдвигаясь в направлении потока ионов. При малых значениях средней напряженности внешнего электростатического поля этот сдвиг значительно меньше, что обусловлено меньшей скоростью дрейфа ионов. С увеличением  $E_m$  скорость дрейфа ионов и заряд пылевых частиц также увеличиваются, что приводит к большему смещению цепочки пылевых частиц.

На рис. 7, 8 видно, что линейный рост межчастичных расстояний наблюдается во всем представленном диапазоне значений  $E_m$ . Это обусловлено увеличением зарядов пылевых частиц. Кроме того, соотношение  $L_{1-2} > L_{2-3}$  объясняется тем, что суммарный заряд первой и второй частиц (см. рис. 4, 5) больше суммы зарядов второй и третьей частиц:  $|Q_1| + |Q_2| > |Q_2| + |Q_3|$ .

Зависимость разности межчастичных расстояний от параметра  $E_m$ , представленная на рис. 8, имеет две области: область линейного возрастания абсолютного значения и область насыщения. Протяженность этих областей практически одинакова в случаях учета и неучета силы ионного увлечения  $F_{drag}$ . Существование данных областей свидетельствует о том, что в пространственном распределении пылевых частиц в цепочке асимметрия увеличивается лишь до определенного момента, после чего межчастичные расстояния растут синхронно за счет увеличения заряда пылевых частиц. Это подтверждают результаты, представленные на рис. 4, где в окрестности значения параметра  $E_m = 0,8$  заряды пылевых частиц  $Q_2$  и  $Q_3$  начинают линейно возрастать аналогично заряду первой пылевой частицы.

Учет силы ионного увлечения  $F_{drag}$  уменьшает межчастичные расстояния на 2–3 %, что обусловлено линейным характером функции электрического поля E(z), а также зави-



Рис. 7. Зависимость расстояний  $L_{1-2}$  (1, 3),  $L_{2-3}$  (2, 4) между пылевыми частицами от средней напряженности электрического поля  $E_m$  с учетом (1, 2) и без учета (3, 4) силы ионного увлечения  $F_{drag}$ 

Рис. 8. Зависимость разности межчастичных расстояний  $\Delta L$  от средней напряженности электрического поля  $E_m$  с учетом (1, 3) и без учета (2, 4) силы ионного увлечения:

точки — эксперимент, линии — линейная аппроксимация

симостью силы ионного увлечения от параметра  $E_m$ , представленной на рис. 9. На рис. 9 видно, что с ростом средней напряженности  $E_m$  сила ионного увлечения, действующая на первую пылевую частицу, больше, чем сила, действующая на две другие пылевые частицы. При смещении цепочки пылевых частиц в направлении потока напряженность электрического поля линейно возрастает, противодействуя добавочной силе ионного увлечения. Цепочка пылевых частиц смещается до тех пор, пока это противодействие не оказывается достаточно существенным, чтобы остановить последнюю пылевую частицу. При этом сила ионного увлечения дополнительно сжимает цепочку, оказывая более сильное влияние на первую пылевую частицу, что приводит к общему уменьшению межчастичного расстояния (см. рис. 7, 8).

На рис. 9 показана также зависимость отношения силы ионного увлечения и электростатической силы, действующих на пылевые частицы, от средней напряженности  $E_m$ . Чем больше это отношение, тем ближе значение  $F_{drag}$  к значению  $F_E$ . На рис. 9 видно, что сила ионного увлечения оказывает более существенное влияние на первую пылевую частицу в цепочке, особенно при  $E_m = 0,3$ . С увеличением  $E_m$  значения указанных отношений для различных пылевых частиц сближаются, однако различие составляет 25–30 %.

На основе представленных результатов можно сделать вывод, что аналитический учет силы ионного увлечения  $F_{drag}$ , не вызывая существенных изменений равновесных структурных параметров цепочки пылевых частиц, приводит лишь к смещению цепочки как целого, находящейся в линейном электрическом поле. Кроме того, под действием внешней силы  $F_{drag}$  на 2–3 % уменьшается длина цепочки, что, однако, не приводит к таким последствиям, как асимметрия цепочки относительно ее центра или значительное увеличение зарядов пылевых частиц.

Заключение. В работе исследованы равновесные структурные параметры цепочки пылевых частиц, левитирующей в гравитационном и электрическом полях. Для этого ис-



Рис. 9. Зависимость силы ионного увлечения, действующей на пылевые частицы (k = 1-3) (a), и отношения силы ионного увлечения к электростатической силе (b) от параметра  $E_m$ : 1 - k = 1, 2 - k = 2, 3 - k = 3

пользовалась численная модель, основанная на моделировании движения ионов во внешнем электрическом поле и поле отрицательно заряженных пылевых частиц, экранированных окружающим их объемным зарядом. Заряды пылевых частиц определялись самосогласованно по потокам ионов и электронов к их поверхности, положения пылевых частиц в цепочке — с учетом действующих на них гравитационной силы, электростатической силы, индуцированной внешним электрическим полем, кулоновской силы отталкивания и электростатической силы, действующей со стороны объемного заряда, индуцированного вокруг пылевых частиц. Кроме того, изучалось влияние на структурные параметры цепочки силы ионного увлечения, определяемой аналитически.

С помощью разработанной модели рассчитаны зависимости зарядов пылевых частиц и расстояний между ними от напряженности электрического поля с учетом и без учета силы ионного увлечения. Показано, что заряд первой пылевой частицы в цепочке, как и общий заряд всей цепочки, линейно возрастает с увеличением напряженности внешнего электрического поля. Исследован процесс разряжения второй и третьей частиц за счет "электростатического линзирования". Разряжение происходит под действием дополнительного потока ионов вследствие искривления траекторий ионов под действием потенциала пылевых частиц в цепочке. Установлено, что при некотором значении средней напряженности электрического поля влияние этого эффекта становится достаточно сильным, для того чтобы заряд третьей пылевой частицы был наименьшим среди зарядов всех частиц в цепочке.

Показано, что аналитический учет силы ионного увлечения, не вызывая существенных изменений равновесных структурных параметров цепочки пылевых частиц, приводит лишь к смещению цепочки как целого и уменьшению ее длины на 2–3 %.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. Fortov V. E., Nefedov A. P., Torchinsky V. M., et al. Crystalline structures of strongly coupled dusty plasmas in dc glow discharge strata // Phys. Lett. A. 1997. V. 229. P. 317–322.
- Lipaev A. M., Molotkov V. I., Nefedov A. P., et al. Ordered structures in a nonideal dusty glow-discharge plasma // J. Experim. Theor. Phys. 1997. V. 85. P. 1110–1118.

- Chu J. H., Lin I. Direct observation of Coulomb crystals and liquids in strongly coupled rf dusty plasmas // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 4009–4012.
- Melzer A., Trottenberg T., Piel A. Experimental determination of the charge on dust particles forming Coulomb lattices // Phys. Lett. A. 1994. V. 191. P. 301–308.
- Thomas H., Morfill G. E., Demmel V., et al. Plasma crystal: Coulomb crystallization in a dusty plasma // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 652–655.
- Pustylnik M. Y., Fink M. A., Nosenko V., et al. Plasmakristall-4: New complex (dusty) plasma laboratory on board the International Space Station // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. 093505.
- Hartmann P., Rosenberg M., Juhasz Z., et al. Ionization waves in the PK-4 direct current neon discharge // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. 115014.
- Vermillion K., Sanford D. L., Matthews L. S., et al. Influence of temporal variations in plasma conditions on the electric potential near self-organized dust chains // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. 023701.
- Yaroshenko V. P., Pustylnik M. Y. Possible mechanisms of string formation in complex plasmas at elevated pressures // Molecules. 2021. V. 26. 308.
- Matthews L. S., Vermillion K., Hartmann P., et al. Effect of ionization waves on dust chain formation in a DC discharge // J. Plasma Phys. 2021. V. 87. 905870618.
- 11. Zobnin A. V., Nefedov A. P., Sinel'shchikov V. A., et al. Ordered dusty structures in the plasma of an RF electrodeless gas discharge // Plasma Phys. Rep. 2000. V. 26. P. 415–423.
- Arp O., Goree J., Piel A. Particle chains in a dilute dusty plasma with subsonic ion flow // Phys. Rev. E. Statistical, Nonlinear, Soft Matter Phys. 2012. V. 85. 046409.
- Homann A., Melzer A., Peters S., et al. Determination of the dust screening length by laser-excited lattice waves // Phys. Rev. E. 1997. V. 56. P. 7138–7141.
- Sato N., Uchida G., Kaneko T., et al. Dynamics of fine particles in magnetized plasmas // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 1786–1790.
- Io C.-W., Chan C.-L., Lin I. Cooperative microexcitations in 2+1D chain-bundle dusty plasma liquids // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. 053703.
- Ivlev A. V., Thoma M. H., Räth C., et al. Complex plasmas in external fields: the role of non-hamiltonian interactions // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. 155001.
- Takahashi K., Oishi T., Shimomai K.-I., et al. Analyses of attractive forces between particles in Coulomb crystal of dusty plasmas by optical manipulations // Phys. Rev. E. 1998. V. 58. P. 7805–7811.
- Lisin E. A., Petrov O. F., Sametov E. A., et al. Experimental study of the nonreciprocal effective interactions between microparticles in an anisotropic plasma // Scientific Rep. 2020. V. 10. 13653.
- Ivlev A. V., Bartnick J., Heinen M., et al. Statistical mechanics where Newton's third law is broken // Phys. Rev. X. 2015. V. 5. 011035.
- Lisina I. I., Lisin E. A., Vaulina O. S., et al. Coupling of dust particles in a weakly collisional plasma with an ion flow // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1147. 012112.
- Kong J., Hyde T. W., Matthews L., et al. One-dimensional vertical dust strings in a glass box // Phys. Rev. E. 2011. V. 84. 016411.
- Hyde T. W., Kong J., Matthews L. S. Helical structures in vertically aligned dust particle chains in a complex plasma // Phys. Rev. E. 2013. V. 87. 053106.
- Kong J., Qiao K., Matthews L. S., et al. Interaction force in a vertical dust chain inside a glass box // Phys. Rev. E. 2014. V. 90. 013107.

- Chen M., Dropmann M., Zhang B., et al. Ion-wake field inside a glass box // Phys. Rev. E. 2016. V. 94. 033201.
- 25. Ashrafi K. S., Yousefi R., Chen M., et al. Dust as probes: Determining confinement and interaction forces // Phys. Rev. E. 2020. V. 102. 043210.
- 26. Yousefi R., Chen M., Matthews L. S., et al. Charge of dust particles in a particle chain // arXiv Preprint. 2016. V. 1607. 03177.
- 27. Ludwig P., Miloch W. J., Kählert H., et al. On the wake structure in streaming complex plasmas // New J. Phys. 2012. V. 14. 053016.
- Miloch W. J., Block D. Dust grain charging in a wake of other grains // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. 123703.
- Block D., Miloch W. J. Charging of multiple grains in subsonic and supersonic plasma flows // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2015. V. 57. 014019.
- Darian D., Miloch W. J., Mortensen M., et al. Numerical simulations of a dust grain in a flowing magnetized plasma // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. 043701.
- Matthews L. S., Sanford D. L., Kostadinova E. G., et al. Dust charging in dynamic ion wakes // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. 023703.
- Khrapak S. A., Ratynskaia S. V., Zobnin A. V., et al. Particle charge in the bulk of gas discharges // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. 016406.
- Fedoseev A. V., Salnikov M. V., Vasiliev M. M., et al. Structural properties of a chain of dust particles in a field of external forces // Phys. Rev. E. 2022. V. 106. 025204.
- Lieberman M. A. Principles of plasma discharges and materials processing / M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg. N. Y.: Wiley, 2005.
- Roth R. M., Spears K. G., Stein G. D., et al. Spatial dependence of particle light scattering in an rf silane discharge // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. P. 253–255.
- Barnes M. S., Keller J. H., Forster J. C., et al. Transport of dust particles in glow-discharge plasmas // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 313–316.
- Sukhinin G. I., Fedoseev A. V., Ramazanov T. S., et al. Non-local effects in a stratified glow discharge with dust particles // J. Phys. D. Appl. Phys. 2008. V. 41. 245207.
- Sukhinin G. I., Fedoseev A. V., Salnikov M. V., et al. Plasma anisotropy around a dust particle placed in an external electric field // Phys. Rev. E. 2017. V. 95. 063207.
- Фортов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А. и др. Пылевая плазма // Успехи физ. наук. 2004. Т. 174. С. 495–544.
- Grossmann C. Numerical treatment of partial differential equations / C. Grossmann, H.-G. Roos, M. Stynes. Berlin; Heidelberg: Springer, 2007. V. 154.
- Pustylnik M. Y., Pikalev A. A., Zobnin A. V., et al. Physical aspects of dust plasma interactions // Contribut. Plasma Phys. 2021. V. 61. e202100126.
- Salnikov M., Fedoseev A., Sukhinin G. Plasma parameters around a chain-like structure of dust particles in an external electric field // Molecules. 2021. V. 26. 3846.
- Le Picard R., Girshick S. L. The effect of single-particle charge limits on charge distributions in dusty plasmas // J. Phys. D. Appl. Phys. 2016. V. 49. 095201.
- Goertz I., Greiner F., Piel A. Effects of charge depletion in dusty plasmas // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. 013703.

Поступила в редакцию 22/V 2023 г., после доработки — 29/V 2023 г. Принята к публикации 26/VI 2023 г.