

УДК 533.9

РАСЧЕТ ЗАРЯДКИ ЦИЛИНДРА В ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ

С. А. Майоров

В работе на основе численного моделирования методом динамики многих частиц рассмотрена самосогласованная задача формирования заряда, накопленного цепочкой сферических пылинок, находящихся в потоке двухтемпературной плазмы. Рассмотрены случаи диэлектрических и металлических пылинок.

Пылевая плазма является объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований последних лет (см., например, обзоры [1 – 3]). В настоящей работе, продолжающей работы [4 – 13], на основе вычислительного эксперимента исследованы зарядовые характеристики цепочки пылинок микронных размеров (макрочастиц), касающихся друг друга и помещенных в плазменный поток. Такая цепочка пылинок имитирует пылинки протяженной формы, эксперименты с которыми сейчас активно проводятся, а теоретическое изучение их свойств в настоящий момент полностью отсутствует (или, по крайней мере, неизвестно автору).

В предыдущих работах в основном исследовались процессы зарядки пылинок и структура области пространственного заряда вокруг одной пылинки, помещенной в однотемпературную, двухтемпературную, покоящуюся [4, 9, 12] и движущуюся [12, 13] плазму. Исследовались также броуновское движение [6, 10] и динамика макрочастиц в плазменном потоке [7, 8].

Процесс формирования, структура и характеристики ионного фокуса, образующегося при обтекании отрицательно заряженной пылинки сверхзвуковым ионным потоком плазмы (такая ситуация может реализоваться при левитации пылинки в приэлектродном слое плазмы), рассмотрены в работе [5]. В приэлектродном слое пылевые частицы могут образовывать упорядоченную структуру. Для описания взаимодействия частиц недостаточно использования моделей, основанных на введении потенциальных сил (наиболее часто используется экранированный кулоновский потенциал Дебая–Хюккеля). Примером может служить рассмотренное в работе [11] влияние ионной фокусировки на формирование среднего заряда частицы, находящейся в кильватерном хвосте. Выполненные расчеты показали, что ионная фокусировка может приводить к значительному уменьшению ее заряда из-за увеличенного ионного тока.

В настоящей работе исследовано формирование пространственного заряда вокруг структур протяженной формы в движущейся плазме, когда эффект ионной фокусировки существенным образом влияет на распределение области пространственного заряда вокруг пылинки и соответственно меняется плотность потока заряженных частиц плазмы на различные участки пылинки протяженной формы. Рассмотрены случаи с различным типом проводимости пылинок – металлическая и диэлектрическая.

Постановка задачи. Рассмотрим полностью ионизованную плазму, состоящую из ионов с массой M , положительным зарядом e и электронов с массой m , зарядом $-e$. Пусть в плазме также имеется несколько неподвижных сфер радиуса R , поглощающих все попадающие на их поверхность ионы и электроны. Рассмотрим цепочку из последовательности касающихся друг друга сфер, находящихся в плазменном потоке. Такая система может имитировать пылинку протяженной формы, находящуюся в приэлектродном слое плазмы. Для расчета электрических характеристик зарядки пылинки использовалась методика компьютерного моделирования, описанная ниже.

Метод динамики многих частиц. Используемая здесь методика исследования свойств классической кулоновской плазмы на основе численного интегрирования уравнений динамики многих частиц подробно описана в работах [9, 13]. Вкратце суть ее такова.

Рассматривается временная эволюция системы из $2n$ частиц внутри параллелограмма $0 < x < Lx$, $0 < y < Ly$, $0 < z < Lz$. Траектории n положительно и n отрицательно заряженных частиц определяются путем численного решения уравнений Ньютона:

$$d^2 r_k / dt^2 = F_k / m_k, \quad F_k = \sum_{l \neq k}^{2n} f_{kl}, \quad k = 1, 2, \dots, 2n.$$

Здесь $r_k(t)$ – радиус-вектор k -той частицы, каждая из которых характеризуется массой m_k и зарядом q_k . Сила кулоновского взаимодействия f_{kl} между частицами на расстояниях между частицами менее r_0 модернизировалась в соответствии с взаимодействием однородно заряженных взаимно проникаемых сфер диаметром r_0 . Эта величина выбиралась значительно меньше среднего межчастичного расстояния и такой, чтобы не оказывала влияния на исследуемые характеристики, что проверялось путем сравнения результатов расчетов с различными r_0 .

Начальное распределение электронов и ионов по координатам выбиралось равновероятным в объеме расчетной ячейки. Распределение по скоростям соответствовало распределению Максвелла–Больцмана на бесконечности. В зависимости от начального расстояния до ближайшей макрочастицы распределение Максвелла по модулю скорости сдвигалось на величину энергии взаимодействия с макрочастицей. Направление скорости выбиралось изотропным с постоянной добавкой, соответствующей движущейся плазме. Таким образом, формировалось начальное распределение без связанных частиц (ионов). При вычислении характеристик течения из рассмотрения выбрасывался достаточно значительный начальный участок времени,

на котором происходило установление стационарного характера течения в газодинамическом смысле и значения зарядов пылинок достигали средних стационарных значений.

Число ионов в системе полагалось фиксированным, число электронов – переменным. Использован алгоритм вбрасывания частиц (взамен поглощенных), точно сохраняющий нейтральность всей системы. Взамен поглощенной частицы со случайно выбранной точки на поверхности расчетной ячейки вбрасывались частицы таким образом, чтобы обеспечить нейтральность всей системы, включая заряд макрочастиц. Эта процедура состояла в том, что при поглощении электрона их число в системе уменьшалось, а при поглощении иона в систему со случайной точки поверхности вбрасывалась электрон – ионная пара. Таким образом, число ионов в системе поддерживалось постоянным, число же электронов было переменным, обеспечивающим нейтральность системы. При выборе случайной точки на поверхности учитывалась вероятность появления частицы, подчиняющейся заданному распределению в данной точке поверхности.

При отражении от стенок для электронов использовались термостатирующие граничные условия. Таким образом, поддерживалось распределение Максвелла–Больцмана для электронов и возможность появления в моделируемой системе электронов, имеющих достаточную для преодоления потенциального барьера кинетическую энергию. Такая постановка задачи позволяет самосогласованно учитывать процесс зарядки и флуктуации заряда макрочастицы.

Отметим, что постоянное количество ионов в системе при возможности уменьшения числа электронов за счет поглощения макрочастицей означает, что средняя плотность электронов в моделируемой системе может значительно понижаться по сравнению с плотностью ионов. Оценкой уменьшения плотности электронов является отношение заряда макрочастицы к числу ионов в системе. Такая ситуация в моделируемой системе, когда плотность электронов значительно ниже плотности ионов, соответствует случаю пылевых облаков, кристаллов и приэлектродной области.

Результаты численного моделирования. Во всех приведенных расчетах исследовалась движущаяся двухтемпературная плазма аргона с $z = 1$, температурой ионов $T_i = 0.025 \text{ эВ}$ и электронов $T_e = 1 \text{ эВ}$, скорость направленного движения ионов соответствует кинетической энергии 1 эВ , плотность ионов $N_i = 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При $N_i = 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ дебаевский радиус (полный) равен 3.6 мкм , число частиц в дебаевской сфере равно 876. Такая плазма является идеальной как для ионов, так и для электронов.

Расчетная область представляла собой параллелограмм размером $20 \times 10 \times 10 \text{ мкм}^3$, в котором находилось 4000 ионов. В моделируемом объеме находилось 6 касающихся друг друга, расположенных вдоль оси x сферических пылинок с координатами центров $x = 5, 6, 7, 8, 9, 10 \text{ мкм}$, $y = z = 5 \text{ мкм}$, с радиусом $R = 0.5 \text{ мкм}$. Длительность расчетов для приведенных результатов составляла 26 нс , ионный ленгмюровский период равен 21 нс . При вычислении приведенных

средних характеристик зарядки цепочки пылинок из расчета выбрасывался начальный участок релаксации, который обычно составлял несколько ионных ленгмюровских периодов.

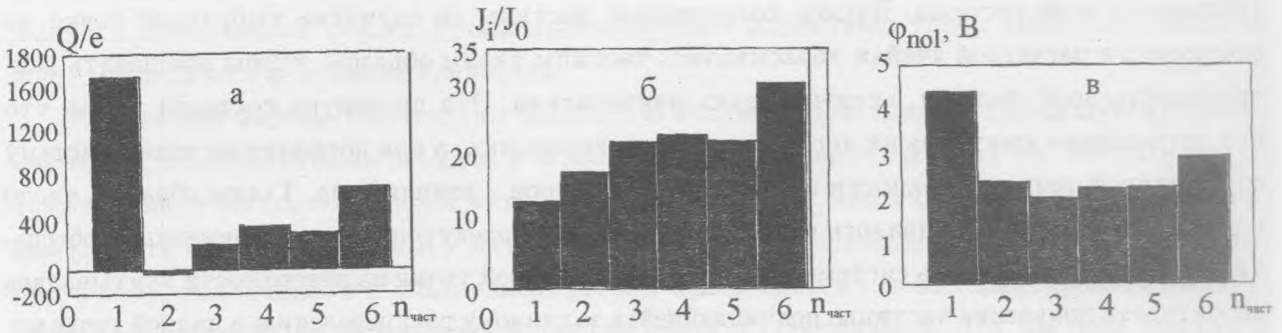


Рис. 1. Результаты расчета для диэлектрических пылинок: а) величина среднего отрицательного заряда пылинки; б) поток ионов на пылинку, нормированный на величину $J_0 = \pi R^2 N_i (2K_i/M)^{1/2}$; в) поверхностный потенциал пылинок.

Результаты расчетов для диэлектрических пылинок, не проводящих заряд, приведены на рис. 1. Приведены гистограммы, характеризующие: а) величину среднего отрицательного заряда пылинки; б) поток ионов на пылинку, нормированный на величину $J_0 = \pi R^2 N_i (2K_i/M)^{1/2}$, которая равна газодинамическому потоку холодных ионов, движущихся в одном направлении и имеющих энергию направленного движения K ; в) поверхностный потенциал пылинок.

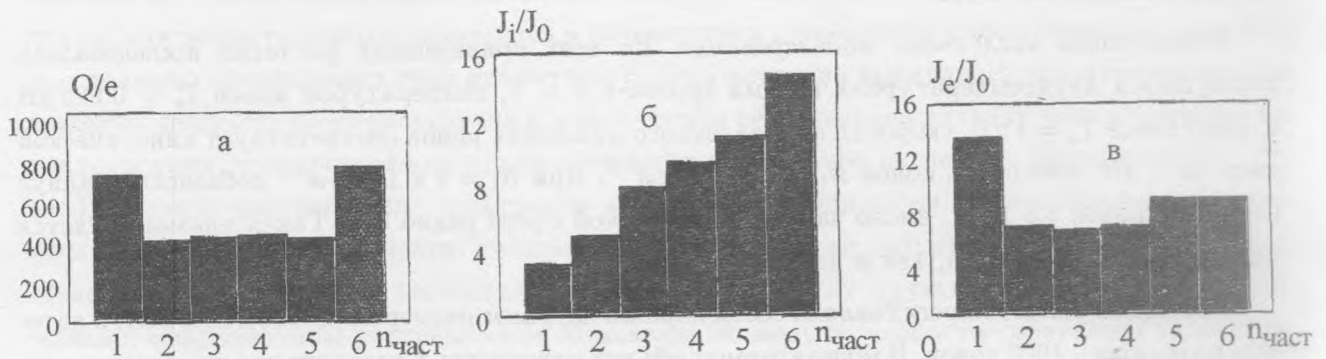


Рис. 2. Результаты расчета для металлических пылинок: а) величина среднего отрицательного заряда пылинки; б) поток ионов; в) поток электронов на пылинку, нормированные на величину потока J_0 .

Результаты расчетов для проводящих заряд пылинок приведены на рис. 2. Приведены гистограммы, характеризующие величину среднего отрицательного заряда пылинки, потоки ионов и электронов на пылинку, которые, как и раньше, нормированы на величину невозмущенного потока J_0 . В отличие от пылинок с диэлектрическими поверхностями поверхностный потенциал у металлических пылинок не меняется, т.к. пылинки касаются друг друга, но различаются потоки ионов и электронов.

Т а б л и ц а 1

Характеристики заряда цепочки касающихся друг друга пылинок различных типов проводимости поверхности, для сравнения приведены также характеристики одной пылинки. Приведены средние по времени значения зарядов пылинок в единицах заряда электрона, безразмерные значения потоков ионов, нормированные на величину $J_0 = \pi R^2 N_i (2K_i/M)^{1/2}$, средние по времени и пылинкам поверхностные потенциалы

	Q , средний заряд	σ , поток ионов	потенциал, V
Диэлектрик	3157	125	3.08
Металл	3087	51	2.61
Одна частица	1214	9	3.02

В таблице сведены интегральные характеристики цепочки пылинок при различных типах поверхности, кроме того, для сравнения, приведены характеристики зарядки одной пылинки такого же размера, находящейся в аналогичных условиях. Приведены – средний по времени суммарный заряд цепочки пылинок, средний по времени суммарный поток ионов на пылинки, средний по времени поверхностный потенциал. В качестве поверхностного потенциала для диэлектрической цепочки пылинок приведено среднее по 6 пылинкам значение.

Обсуждение результатов численного моделирования. Результаты расчетов показывают два новых интересных эффекта – влияние ионной фокусировки на характер зарядки пылинок протяженной формы и сильную зависимость от проводимости поверхности пылинки. Строго говоря, для обеспечения эквипотенциальности поверхности нет необходимости в том, чтобы вся пылинка была проводящей (металлической). Конечной проводимости (даже довольно низкой) может быть достаточно для обеспечения эквипотенциальности. Так как поверхность материала, из которого изготовлены пылинки, подвергается воздействию плазмы, то эта возможность должна учитываться при интерпретации экспериментов.

Суммарный заряд пылинок для обоих типов поверхности отличается незначительно (у диэлектрика примерно на 2% выше), но характер распределения плотности заряда вдоль пылинки меняется радикально. У диэлектрической пылинки примерно половина заряда сосредоточена в ее начале, а далее идет область, у которой плотность заряда даже меняет знак.

Этот эффект обусловлен фокусировкой в эту часть пылинки более значительного ионного потока и соответствующим уменьшением электронного потока из-за геометрического фактора.

Следующей интересной особенностью является то, что поток частиц плазмы на диэлектрическую пылинку оказывается примерно в два с половиной раза выше, чем на металлическую (при примерно равном суммарном заряде – см. таблицу). То есть диэлектрическая пылинка из-за накопления заряда в ее носовой части более сильно фокусирует ионный поток на свой хвост.

Заключение. Разработанная модель является первым численным экспериментом по исследованию электрических характеристик структур веретенообразной формы, находящихся в ионном потоке приэлектродного слоя. Несмотря на достаточно существенные предположения, заложенные в численную модель, расчеты позволяют прояснить характер формирования заряда пылинок протяженного размера и их свойства, анализировать кинетические процессы, приводящие к формированию пылевых структур в плазме, проверять теоретические модели. Эти результаты важны для предсказания процессов в экспериментальных условиях, в том числе и важных вопросов устойчивости левитации частиц.

Автор благодарит Австралийский исследовательский совет (ARC) и Российский фонд фундаментальных исследований (проект 02-02-16439) за финансовую поддержку работы, а также С. В. Владимирову и А. А. Самаряну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Thomas H. and Morfill G. E. Nature (London), **379**, 806 (1996).
- [2] Цытович В. Н. УФН, **167**, N 1, 57 (1997).
- [3] Lampe M., Jouse G., Ganduli G., and Gavrishchaka V. Phys. of Plasmas, **7**, 3851 (2000).
- [4] Майоров С. А. Физика плазмы, **26**, N 7, 669 (2000).
- [5] Maiorov S. A., Vladimirov S. V., and Cramer N. F. Phys. Rev. E, **63**, 017401 (2000).
- [6] Игнатов А. М., Майоров С. А., Триггер С. А., Шрам П. П. Дж. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 7, 7 (2000).
- [7] Владимиров С. В., Крамер Н., Майоров С. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9, 33 (2000); Phys. Rev. E, **63**, 045401 (2001).
- [8] Майоров С. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 11, 3 (2002).
- [9] Майоров С. А. Теплофизика высоких температур, N 6, 794 (2001).
- [10] Ignatov A. M., Trigger S. A., Maiorov S. A., and Ebeling W. Phys. Rev. E, **65**, 046413 (2002).

- [11] Vladimirov S. V., Maierov S. A., and Stamer N. F. Phys. Rev. E, **67**, 016407 (2003).
- [12] Владимиров С. В., Майоров С. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 2, 30 (2002).
- [13] Майоров С. А., Владимиров С. В., Крамер Н. Ф. Физика плазмы, **28**, N 11, 1025 (2002).

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 26 марта 2003 г.