

Метастабильные состояния пылевой плазмы. Сравнение с экспериментом

© А.В. Шавлов,^{1,2} В.А. Джуманджи,³ А.А. Яковенко¹

¹ Институт криосферы Земли ТюмНЦ СО РАН,
625000 Тюмень, Россия

² Тюменский индустриальный университет,
625000 Тюмень, Россия

³ Тюменский государственный университет,
620003 Тюмень, Россия

e-mail: shavlov@ikz.ru

Поступило в Редакцию 8 декабря 2020 г.

В окончательной редакции 27 января 2021 г.

Принято к публикации 1 февраля 2021 г.

С помощью уравнения Пуассона–Больцмана численно определены электростатические потенциалы и вычислены свободные энергии заряженных частиц в равновесной двухтемпературной модели пылевой плазмы. Установлено, что свободные энергии пылевых частиц, ионов и одновременно всех заряженных частиц имеют локальные минимумы (метастабильные состояния) при определенных концентрациях, температуре и заряде частиц. Возможность существования метастабильного состояния частиц в реальной пылевой плазме подтверждена взятыми из литературы экспериментальными данными по пылевым кристаллам и капельным кластерам. Указана возможная связь метастабильных состояний с явлением коагуляции пылевых частиц, а также с образованием пылевых кристаллов.

Ключевые слова: плазма, пылевой кристалл, капельный кластер, коагуляция, уравнение Пуассона–Больцмана, метод Рунге–Кутта, свободная энергия, метастабильное состояние.

DOI: 10.21883/JTF.2021.07.50951.338-20

Введение

В современном производстве микроэлектроники широко используются плазмохимические методы формирования микропроцессорных кристаллов и травления печатных плат. Одной из основных проблем производства является высокий процент выбраковки образцов из-за неуправляемого зарождения и роста диэлектрических пылевых частиц, загрязняющих плазму в технологическом процессе травления. Пылевые частицы, как правило, несут большой отрицательный заряд до $10^3 - 10^4$ единиц элементарного заряда. Установлено, что одним из этапов быстрого увеличения размеров пылевых частиц является этап спонтанной коагуляции [1–10]. Почему могут коагулировать частицы при большом одноименном заряде, является в настоящее время до конца не решенным вопросом физики плазмы. Помимо участия в спонтанной коагуляции, пылевые частицы при определенной концентрации, температуре и заряде способны формировать в плазме пространственно упорядоченные структуры с межчастичным расстоянием, в несколько раз превышающим радиус частиц [11–29]. Подобные структуры — капельные кластеры — образуются также в плазме водных аэрозолей [30]. Можно предположить, что между одноименно заряженными частицами в плазме существуют особые силы притяжения, приводящие к коагуляции или к упорядочению.

В литературе обсуждались такие механизмы, как притяжение за счет бомбардировки частиц разогретыми

нейтралими [15], теневое притяжение частиц благодаря затенению частицей потока плазмы на поверхность другой частицы [15,31], кильватерное притяжение из-за притяжения частицы к противоположно заряженному кильватерному следу другой частицы [32]. В работах [33,34] рассматривался механизм электростатического притяжения частиц, вызванный корреляцией электронов и ионов в пространстве между пылевыми частицами в идеальной пылевой плазме.

Настоящая работа посвящена моделированию электростатического взаимодействия частиц в неидеальной неизотермической пылевой плазме и изучению возможности возникновения в ней метастабильных состояний. Для этого рассчитывали электростатические потенциалы частиц, вычисляли и анализировали на наличие локальных минимумов их свободные энергии. Расчеты проводили численным методом Рунге–Кутта на основе системы обыкновенных дифференциальных уравнений, эквивалентной нелинейному уравнению Пуассона–Больцмана. Результаты расчетов сравнили с экспериментальными данными по пылевым кристаллам и капельным кластерам.

1. Формулировка и решение задачи

Пылевые частицы в плазме заряжаются различными способами в зависимости от типа плазмы (газоразрядная, термическая). В газоразрядной плазме частицы,

как правило, заряжаются отрицательно из-за того, что электроны гораздо подвижнее ионов, и их поток на частицу больше ионного. В термической плазме частицы могут быть как отрицательно заряженными из-за потока электронов на частицы, так и положительно заряженными вследствие термоэлектронной эмиссии с поверхности частиц. В целом пылевая плазма является открытой неравновесной системой, в которой распределение частиц по энергиям скорее определяется равенством потоков ионов и электронов на частицу, чем бoльцмановскими факторами в случае равновесия. Тем не менее именно идея равновесия лежит в основе изучения газоразрядной и термической плазмы.

В настоящей работе мы будем полагать пылевую плазму неизотермической, состоящей из частиц трех сортов, сильно различающихся по массе — макроскопических пылевых частиц, ионов и электронов. При этом считаем, что у каждого сорта частиц вследствие столкновений устанавливается своя равновесная температура. Обмен энергией между частицами разного сорта затруднен из-за большого различия масс частиц. Распределения частиц по энергиям описываются статистикой Больцмана с соответствующей равновесной температурой для каждого сорта. Считаем, что столкновения частиц не слишком часты, чтобы газ частиц в исследуемом объеме метрического пространства можно было рассматривать как идеальный. Для этого необходимо, чтобы длина свободного пробега частиц была не меньше поперечного размера данного объема. Обозначим радиус, концентрацию и температуру пылевых частиц с зарядом в единицах элементарного заряда $Z \gg 1$ (для определенности заряд отрицательный) R_z, N_z, T_z ; для положительных (однозарядных) ионов соответственно — R_i, N_i, T_i ; для электронов — R_e, N_e, T_e ($T_z \gg R_i, R_e, T_z \neq T_i \neq T_e$). Считаем, что заряженные частицы плазмы испытывают электростатические взаимодействия друг с другом. Предложенная модель плазмы является очень идеализированной. Но, как будет показано ниже, она приводит к возможности существования метастабильных состояний как частиц разных сортов, так и плазмы в целом. Положения использованной модели оправданы только потому, что они привели к результатам, согласующимся с экспериментом.

Уравнение электронейтральности в выбранной модели пылевой плазмы имеет вид

$$N_i = ZN_z + N_e,$$

а в расчете на одну пылевую частицу:

$$\underbrace{Z(1-\chi)^{-1}}_3 = \underbrace{Z}_1 + \underbrace{\chi Z(1-\chi)^{-1}}_2,$$

где обозначен цифрой 1 — заряд пылевой частицы, 2 — заряд электронов, 3 — заряд ионов; $\chi = N_e/N_i$ — доля заряда электронов от заряда ионов.

Свободную энергию плазмы вычислим, следуя схеме расчетов Дебая–Хюкеля [35], также подробно изложен-

ной в [36]. Свободная энергия плазмы включает свободную энергию идеального газа и электростатическую поправку к ней. Для определения электростатической поправки воспользуемся уравнением Пуассона–Больцмана с граничными условиями для потенциала заряженной частицы, например, пылевой частицы, в электронейтральном сферическом объеме плазмы, радиусом, многократно превышающим радиус Дебая, содержащем множество частиц всех сортов. (Это так называемая дебаевская модель, в отличие от другой популярной ячеечной модели [37], рассматривающей минимальный объем, содержащий одну пылевую частицу и компенсирующие ее ионы и электроны.) Определив потенциал пылевой частицы, вычтем из него чисто кулоновский потенциал самой частицы. Тем самым найдем потенциал, создаваемый плазмой на поверхности частицы. С помощью данного потенциала вычислим электростатическую поправку к свободной энергии. Затем вычислим полную свободную энергию частицы и исследуем ее на наличие минимума. Аналогично вычислим и исследуем на экстремум свободные энергии иона и электрона, а также полную свободную энергию всех носителей заряда плазмы.

1.1. Свободная энергия пылевой частицы

На рис. 1. изображен электронейтральный сферический объем радиуса d для вычисления потенциала центральной пылевой частицы. Полагаем, что радиус d многократно превышает радиус Дебая плазмы. Полный заряд плазмы внутри d -сферы считаем равным нулю. Число пылевых частиц внутри сферы, включая центральную частицу, обозначим Q ($Q \gg 1$), число ионов — $ZQ(1-\chi)^{-1}$, электронов — $\chi ZQ(1-\chi)^{-1}$.

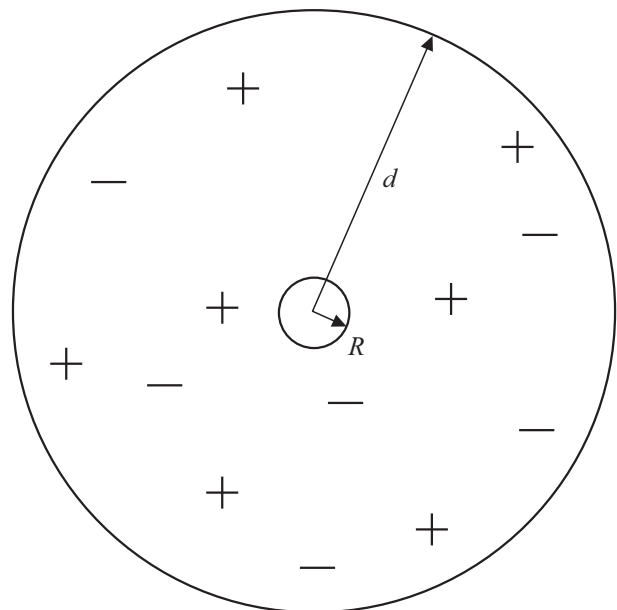


Рис. 1. Сферический электронейтральный объем радиуса d для вычисления потенциала центральной заряженной частицы радиуса R .

Минимальное значение радиуса d при фиксированном значении Q составляет $d_0 = R_z(Q/a)^{1/3}$ (a — коэффициент заполнения пространства шарами одинакового радиуса). Оно достигается при плотной упаковке частиц. Например, для гранецентрированной кубической упаковки $a = 0.74$. Для того чтобы вычисление потенциала пылевой частицы можно было выполнять с помощью уравнений сплошной среды, будем считать все носители заряда, кроме центральной частицы, равномерно распределенными (размазанными) внутри d -сферы, как и их электрический заряд.

Заметим, что время оседлой жизни пылевой частицы в центре d -объема определяется периодом пылезвуковых колебаний частицы (точнее, в сфере радиуса Дебая). Оно больше периода электронных плазменных колебаний и периода ионно-звуковых колебаний. Поэтому в уравнении Пуассона–Больцмана следует учитывать корреляцию электронов, ионов и пылевых частиц. Под корреляцией частиц в настоящей работе мы понимаем процесс перераспределения концентрации заряженных частиц в пространстве под действием электрического потенциала центральной частицы φ_z . Корреляция будет учтена, если функции распределения электронов, ионов и пылевых частиц представить в виде распределений Больцмана соответственно $n_e = N_e \exp\left(\frac{e\varphi_z}{kT_e}\right)$, $n_i = N_i \exp\left(\frac{-e\varphi_z}{kT_i}\right)$, $n_z = N_z \exp\left(\frac{eZ\varphi_z}{kT_z}\right)$. Здесь $N_e = \frac{QZ\chi(1-\chi)^{-1}}{V_z}$, свободный $N_i = \frac{QZ(1-\chi)^{-1}}{V_z}$, $N_e = \frac{Q-1}{V_z}$, $V_z = (4/3)\pi(d^3 - R_z^3)$ — объем, k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона.

Уравнение Пуассона–Больцмана для потенциала пылевой частицы и граничные условия для его производной имеют следующий вид:

$$\Delta\varphi_z \frac{e}{\epsilon_0}(n_e - n_i + Zn_z), \tag{1}$$

$$-\frac{\partial\varphi_z}{\partial r}\Big|_{R_z} = \frac{-Ze}{4\pi\epsilon_0 R_z^2}, \tag{2a}$$

$$-\frac{\partial\varphi_z}{\partial r}\Big|_d = 0, \tag{2b}$$

где Δ — лапласиан в сферических координатах, ϵ_0 — электрическая постоянная.

Первое граничное условие (2a) описывает напряженность электрического поля на поверхности пылевой частицы. Второе граничное условие (2b) — напряженность поля на поверхности d -объема, равную нулю в силу электронейтральности объема. Заметим, что граничные условия (2a), (2b) определяют значение потенциала с точностью до постоянного слагаемого. Далее в формулах для расчета свободной энергии это постоянное слагаемое потенциала необходимо будет вычесть, т.е. вместо $\varphi_z(r)$ будем использовать $\varphi_z(r) - \varphi_z(d)$.

Задачу решали численно. Для этого уравнение Пуассона–Больцмана свели к эквивалентной системе двух обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка, и решали систему методом Рунге–Кутта

четвертого порядка с фиксированным шагом интегрирования, реализованным в функции `rkfixed` программы `Mathcad 11` [38]. Для решения требовались начальные условия для потенциала и его производной на одной из границ, но не значения производной на двух разных границах, как в нашем случае (2a), (2b). Поэтому применяли методику стрельбы. На границе $r = R_z$ производную потенциала задавали в соответствии с граничным условием (2a), а величину самого потенциала на данной границе подбирали так, чтобы на другой границе $r = d$ электрическое поле принимало значение, определяемое граничным условием (2b). Заметим, что система уравнений содержит участки быстро и медленно меняющихся решений. Поэтому было удобно перейти к переменному шагу интегрирования по r . Для этого в уравнении (1) выполнили замену переменной $r = \exp(y)$, и затем решали уравнение методом Рунге–Кутта с фиксированным шагом интегрирования по переменной y . Функция `rkfixed` возвращала матрицу значений решений системы дифференциальных уравнений, заданных на интервале $[\ln(R_z), \ln(d)]$. Число строк матрицы результатов задавали равным 10^4 .

Из найденного в точке $r = R_z$ потенциала далее вычитали потенциал самой пылевой частицы и таким образом определяли потенциал, создаваемый плазмой на поверхности частицы φ_{Pz} :

$$\varphi_{Pz} = \varphi_z(R_z) - \varphi_z(d) + \frac{eZ}{4\pi\epsilon_0 R_z}. \tag{3}$$

Электрическая (корреляционная) энергия пылевой частицы равнялась $W = -eZ\varphi_{Pz}$. Свободную энергию частицы F_z вычисляли по формуле

$$F_z = -kT_z \ln V_z + T_z \int_{T_z}^{\infty} \left(\frac{W}{T_z^2}\right)_{V_z} dT_z, \tag{4}$$

где первое слагаемое описывает свободную энергию кинетического движения пылевой частицы в идеальном газе, а второе слагаемое описывает электрическую корреляционную поправку к свободной энергии в соответствии с известной термодинамической формулой [36].

1.2. Свободная энергия иона и электрона

Для определения свободной энергии иона использовали сферический объем (рис. 1) с ионом, расположенным в его центре. Время оседлой жизни иона в центре шара сравнимо с периодом ионно-звуковых колебаний. Поэтому следует учитывать корреляцию электронов и ионов, а корреляцию пылевых частиц учитывать не нужно, так как для корреляции пылевых частиц недостаточно времени. Исходя из этого, концентрации носителей будем записывать в виде $n_e = N_e \exp\left(\frac{e\varphi_i}{kT_e}\right)$, $n_i = N_i \exp\left(\frac{-e\varphi_i}{kT_i}\right)$, $n_z = N_z$, где $N_e = \frac{QZ\chi(1-\chi)^{-1}}{V_i}$, $N_i = \frac{QZ\chi(1-\chi)^{-1}-1}{V_i}$, $N_z = \frac{Q}{V_i}$, $V_i = (4/3)\pi(d^3 - R_i^3)$.

Уравнение Пуассона–Больцмана и граничные условия для потенциала иона ϕ_i имеют вид, аналогичный (1)–(2b).

Для определения свободной энергии электрона годится сферический объем (рис. 1) с электроном, расположенным в его центре. Время оседлой жизни электрона в центре шара сравнимо с периодом электронно-звуковых колебаний. Поэтому следует учитывать корреляцию электронов в d -объеме, а корреляцию ионов и пылевых частиц учитывать не нужно, так как их корреляция не успевает осуществиться. Исходя из этого, концентрации носителей имеют вид $n_e = N_e \exp\left(\frac{e\phi_e}{kT_e}\right)$, $n_i = N_i$, $n_z = N_z$, где $N_e = \frac{QZ\chi(1-\chi)^{-1}-1}{V_e}$, $N_i = \frac{QZ(1-\chi)^{-1}}{V_e}$, $N_z = \frac{Q}{V_e}$, $V_e = (4/3)\pi(d^3 - R^3)$.

Свободную энергию всех частиц плазмы в расчете на одну пылевую частицу в соответствии с уравнением электронейтральности вычисляли по формуле

$$F = F_z + Z(1 - \chi)^{-1}F_i + Z\chi(1 - \chi)^{-1}F_e. \quad (5)$$

2. Результаты вычислений и их обсуждение

На рис. 2 изображены зависимости свободной энергии пылевой частицы, иона, электрона и свободной энергии всех носителей заряда от расстояния между поверхностями пылевых частиц $\delta = 2(d - d_0)\sqrt[3]{a/Q}$. Свободная энергия электрона не имеет локальных минимумов и монотонно возрастает при уменьшении расстояния между поверхностями пылевых частиц δ . Свободная энергия иона проходит через максимум и далее понижается с уменьшением расстояния δ вплоть до нулевого значения. Свободная энергия пылевой частицы, а также свободная энергия одновременно всех носителей заряда проходят

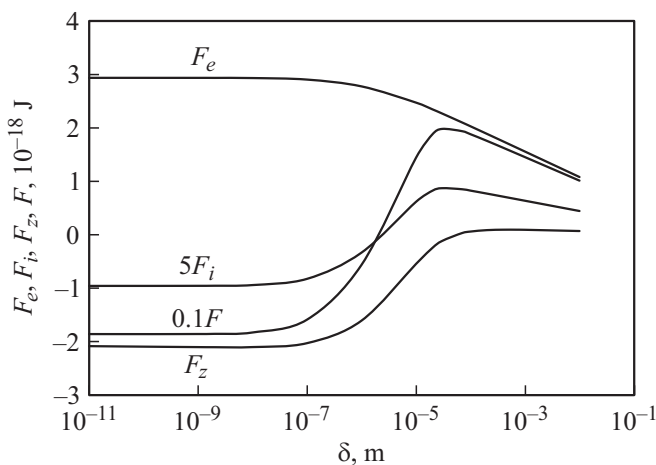


Рис. 2. Свободные энергии пылевой частицы F_z , иона F_i , электрона F_e и свободная энергия всех носителей заряда F в зависимости от расстояния между поверхностями ближайших пылевых частиц δ . $T_e = 5000$ К, $T_z = T_i = 300$ К, $Z = 100$, $R = 10^{-6}$ м, $\chi = 0.01$.

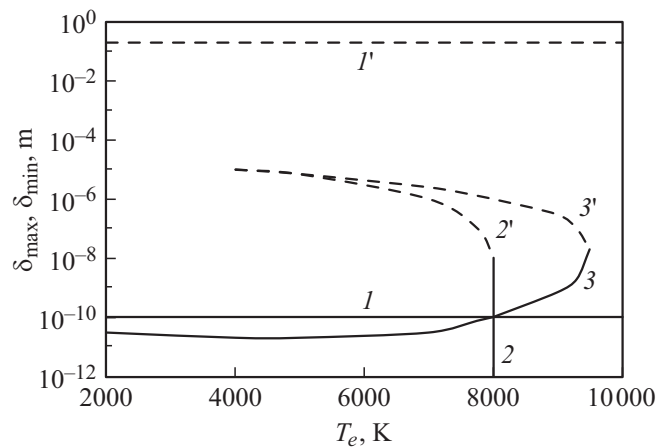


Рис. 3. Расстояния между поверхностями пылевых частиц δ_{\max} и δ_{\min} соответственно в точках максимумов и минимумов свободных энергий пылевой частицы (кривые I', I), иона ($2', 2$), всех носителей заряда ($3', 3$) в зависимости от электронной температуры T_e . $Z = 500$, $T_z = T_i = 300$ К, $R = 10^{-6}$ м, $\chi = 0.01$.

сначала через максимум, а затем через минимум при уменьшении расстояния δ . Область расстояний с положительным наклоном свободной энергии иона, пылевой частицы и одновременно всех частиц является областью притяжения соответственно отдельных частиц и плазмы в целом. Таким образом, в пылевой плазме могут возникать метастабильные состояния, соответствующие энергетически выгодным фиксированным пространственным положениям частиц. Такие выгодные состояния достигаются благодаря корреляции носителей заряда в плазме. Метаустойчивые состояния пылевых частиц и ионов могут достигаться при оптимальных параметрах плазмы, обеспечиваемых внешними техническими устройствами. Метаустойчивое состояние плазмы в целом (состояние из области притяжения одновременно всех частиц плазмы), возможно, способно возникать самопроизвольно даже в тех случаях, когда задаваемые извне параметры плазмы не вполне оптимальны для этого.

На рис. 3 приведены графики расстояний δ_{\max} и δ_{\min} между поверхностями пылевых частиц в точках максимумов и минимумов свободных энергий пылевой частицы (кривые I', I), иона ($2', 2$), одновременно всех носителей заряда ($3', 3$), в зависимости от электронной температуры T_e . Из рисунка следует, что ширина области притяжения пылевых частиц по шкале δ (между кривыми I' и I) не зависит от электронной температуры. А область притяжения ионов (между кривыми $2'$ и 2) и всех носителей заряда (между кривыми $3'$ и 3) существует только при электронных температурах менее 10^4 К (при выбранной величине заряда $Z = 500$).

Проверка зависимости δ_{\max} и δ_{\min} от доли заряда электронов χ показала, что границы областей притяжения пылевых частиц, ионов и плазмы в целом остаются постоянными при изменении χ в интервале $\chi = [10^{-3}, 10^{-1}]$.

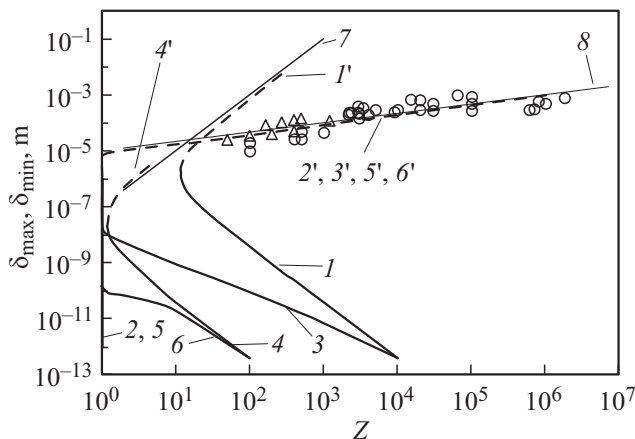


Рис. 4. Расстояния между поверхностями пылевых частиц δ_{\max} и δ_{\min} соответственно в точках максимумов и минимумов свободных энергий пылевой частицы (кривые $1', 1$), иона ($2', 2$), всех носителей заряда ($3', 3$) в зависимости от заряда пылевой частицы Z при ее радиусе $R = 10^{-6}$ м. Кривые $4', 4, 5', 5, 6', 6$ — аналогичные кривые для радиуса пылевой частицы $R = 10^{-8}$ м. $T_e = 5000$ К, $T_z = T_i = 300$ К, $\chi = 0.01$. Круглые маркеры — экспериментальные значения по пылевой плазме, взятые из литературы. Треугольные маркеры — экспериментальные значения по капельным кластерам. 7, 8 — аналитические кривые.

На рис. 4 приведены графики расстояний δ_{\max} и δ_{\min} для свободных энергий пылевой частицы (кривые $1', 1$), иона ($2', 2$), одновременно всех носителей заряда ($3', 3$), в зависимости от величины заряда пылевой частицы Z при радиусе частицы 10^{-6} м. Кривые ($4', 4$), ($5', 5$), ($6', 6$) — аналогичные кривые для радиуса пылевой частицы $R = 10^{-8}$ м. Из рисунка следует, что область притяжения пылевых частиц существует при заряде $Z > 1$. Ширина области притяжения возрастает по шкале δ с увеличением Z . Области притяжения ионов и одновременно всех носителей заряда существуют при любом значении заряда Z , начиная с единицы и выше. Они также расширяются при увеличении Z .

Кривые $1'$ и $2'$ на рис. 4 удовлетворительно аппроксимируются аналитическими зависимостями 7 и 8, полученными из условия равенства потенциальной и кинетической энергии, соответственно пылевой частицы и иона. Для пылевой частицы это условие $\frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0(R_z + L_z)} = kT_z$ (L_z — радиус Дебая, определенный по параметрам всех носителей заряда ($L_z \gg R_z$)), для иона $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0(R_i + L_i)} = kT_i$ (L_i — радиус Дебая, определенный по параметрам ионов и электронов ($L_i \gg R_i$)). Из первого условия получаем аналитическую зависимость $\delta = 1.5 \cdot 10^{-7} Z^2$, которая изображена на рис. 4, кривая 7. Совпадение с кривой $1'$, как отмечали, удовлетворительное. На этой кривой межкапельное расстояние равно примерно одному радиусу Дебая L_z , $\delta \approx L_z$. Из второго условия следует аналитическая зависимость $\delta = 1.5 \cdot 10^{-7} Z^{1/3}$, которая проходит существенно ниже,

чем кривая $2'$. Для совпадения с кривой $2'$ нужно предположить, что ион в плазме своим полем в 10^6 – 10^7 раз увеличивает концентрацию электронов вблизи своей поверхности (для этого достаточно электрического потенциала величиной около 5 В, что достигается на расстоянии от поверхности иона, равном радиусу иона). Тогда получим зависимость $\delta = 1.5 \cdot 10^{-5} Z^{1/3}$ (кривая 8), которая удовлетворительно аппроксимирует кривую $2'$.

Необходимо отметить особенность поведения кривых $2', 3'$ на рис. 3 и кривых $1', 4'$ на рис. 4. При попытках расширения расчетных диапазонов в горизонтальном направлении (при $T_e < 4 \cdot 10^3$ для кривых $2', 3'$ на рис. 3 и при $Z > 30$ и $Z > 5$ для кривых $1', 4'$ соответственно на рис. 4) данные кривые резко изгибались вверх, стремясь к бесконечным значениям. Объяснение, которое можно предложить в этом случае состоит в том, что используемая в настоящей работе дебаевская модель плазмы с больцмановским распределением частиц начинает приводить к большим ошибкам [37]. Для их уменьшения можно применять какие-либо „кухонные“ методы, например, обрезание потенциала взаимодействия на малых межчастичных расстояниях. Мы подобные методы не использовали, и отмеченное стремление к бесконечности считали недостоверным, и графически не отображали.

Выполненные нами расчеты показали возможность существования метастабильных состояний в равновесной двухтемпературной модели пылевой плазмы. Реальность существования таких состояний в природе необходимо подтверждать экспериментальными данными. Экспериментальные данные для сравнения были взяты из литературы по пылевой плазме и по капельным кластерам в водных аэрозолях. Способы получения плазмы были разные, например, пылевую плазму получали с помощью СВЧ-разряда, прямоточного тлеющего разряда, а также в пламени горения горючих веществ. В большинстве случаев плазма была неизотермической, температура электронов составляла 1–3 эВ. Капельные кластеры получали в воздухе над поверхностью подогретой воды, а также они самопроизвольно возникали в свободном водяном тумане. Заряд капель приобретался в процессах испарения/конденсации при обмене протонами воды и пара. Плазма водных аэрозолей была изотермической. Из литературы извлекали данные о радиусе частиц, заряде и межчастичном расстоянии (см. таблицу).

Экспериментальные данные из таблицы изображены на рис. 4. Круглыми маркерами представлены данные по пылевой плазме, а треугольными — по капельным кластерам. На рисунке видно, что все экспериментальные точки (круглые и треугольные маркеры) ложатся на кривую $3'$, либо в непосредственной близости от нее. Отклонения некоторых точек от положения кривой $3'$, на наш взгляд, могут быть связаны как с неточным соответствием выбранной нами модели и реальной плазмы, так и с погрешностью определения плазменных параметров в экспериментах. Положение кривой $3'$ не зависит от радиуса пылевых частиц (ср. кривые $3'$

Способ получения плазмы	R, μ	ZZ	l, μ	Источник
СВЧ-разряд	3.5	10^4	250	[11]
СВЧ-разряд	5	$3 \cdot 10^3$	150	[12]
СВЧ-разряд	15	10^5	880	[13]
Прямоточный тлеющий разряд	30	$6 \cdot 10^5$	300	[14]
Прямоточный тлеющий разряд	0.05	10^2	20	[9]
Прямоточный тлеющий разряд	0.01	10^2	10	[10]
Плазма планетарных колец	0.15	10^4	300	Обзор [15]
Прямоточный тлеющий разряд	63	$1.8 \cdot 10^6$	800	[16]
Прямоточный тлеющий разряд	35	$8 \cdot 10^5$	600	[16]
Прямоточный тлеющий разряд	3	$2 \cdot 10^4$	300	[18]
Термическая плазма в пламени горения	0.4	$5 \cdot 10^2$	27	[17]
Прямоточный тлеющий разряд	55	10^6	500	[17]
Прямоточный тлеющий разряд	4	10^5	500	[17]
Термическая плазма в пламени горения	0.5	$5 \cdot 10^2$	50	[19]
Термическая плазма в пламени горения	0.4	$5 \cdot 10^2$	27	[17]
Прямоточный тлеющий разряд	55	10^6	500	[17]
Прямоточный тлеющий разряд	4	10^5	500	[17]
Прямоточный тлеющий разряд	10	10^5	280	[21]
Прямоточный тлеющий разряд	2	$3 \cdot 10^4$	280	[22]
Прямоточный тлеющий разряд	30	$7 \cdot 10^5$	320	[22]
Термическая плазма в пламени горения	0.4	10^3	46	[24]
Прямоточный тлеющий разряд	5	$2 \cdot 10^4$	670	[27]
Прямоточный тлеющий разряд	2	$1.5 \cdot 10^4$	700	[28]
СВЧ-разряд	1	$5 \cdot 10^3$	300	[20]
СВЧ-разряд	1.7	$4 \cdot 10^3$	200	[25]
Плазма, индуцированная солнечным излучением	15	$6.4 \cdot 10^4$	1000	[26]
СВЧ-разряд	1	$3.4 \cdot 10^3$	350	[29]
СВЧ-разряд	1	$3 \cdot 10^3$	220	[29]
СВЧ-разряд	1	$2.9 \cdot 10^3$	400	[29]
СВЧ-разряд	1	$2.9 \cdot 10^3$	240	[29]
СВЧ-разряд	1	$2.36 \cdot 10^3$	240	[29]
СВЧ-разряд	1	$2.16 \cdot 10^3$	200	[29]
СВЧ-разряд	1	$2.2 \cdot 10^3$	240	[29]
Капельный кластер над водой	—	165	84	[39]
Капельный кластер над водой	—	272	106	[39]
Капельный кластер над водой	—	398	128	[39]
Капельный кластер над водой	—	497	146	[39]
Капельный кластер над водой	—	1207	120	[39]
Капельный кластер в свободном тумане	7	400	50	[40]
Капельный кластер в свободном тумане	5	200	40	[40]
Капельный кластер в свободном тумане	3	100	35	[40]
Капельный кластер в свободном тумане	2.5	50	25	[40]

Примечание. R — радиус пылевой частицы, Z — заряд, l — расстояние между частицами.

и b' , они совпадают). Данная кривая Z' соответствует верхней границе удержания одновременно всех частиц плазмы.

Результат удовлетворительного совпадения теоретической кривой Z' с экспериментальными значениями может служить подтверждением приемлемости выбранной нами равновесной двухтемпературной модели для описания состояний реальной пылевой плазмы. Полученные результаты могут послужить побудительной причиной к анализу возможных механизмов возникновения пылевых кристаллов в плазме и капельных кластеров в водных аэрозолях. Согласно рассмотренной нами модели, суще-

ствование пылевых кристаллов и капельных кластеров может быть следствием возникновения метастабильного состояния одновременно всех частиц в плазме или, другими словами, следствием самоудержания плазмы в целом.

Почему экспериментальные точки легли на кривую Z' , а не на кривую Z , соответствующую минимальным значениям свободной энергии (нижняя граница области удержания плазмы)? Возможно, это связано с проблемой отвода тепла, выделяющегося при сжатии. Повышение температуры при сжатии может вывести плазму из области удержания, и плазма снова расширится. Проблема

увеличения температуры, возможно, не возникает при сближении единичных пылевых частиц и они способны достигать состояния, лежащие на кривой 3.

С помощью теоретических графиков рис. 4 можно предложить физическое объяснение коагуляции частиц в пылевой плазме. Действительно, будем полагать, что коагуляция возможна при расстоянии между пылевыми частицами менее 10^{-10} м, когда вступают в действие межатомные силы. Для частиц малого радиуса, $R = 10^{-8}$ м, нижняя граница области удержания плазмы в целом (кривая б) располагается по шкале δ ниже значения 10^{-10} м при любом $Z \geq 1$. Поэтому мелкие пылевые частицы могут коагулировать. Для частиц большего радиуса, $R = 10^{-6}$ м, коагуляция невозможна при величине заряда частиц $Z < 10^2$ из-за большого межчастичного расстояния, согласно положению нижней границы области удержания (кривая 3). Для более крупных частиц, например, $R = 10^{-4}$ м, коагуляция невозможна при более высоких значениях заряда, $Z < 10^5 - 10^6$. Таким образом, крупные частицы с не слишком большим зарядом не коагулируют и могут формировать пространственно упорядоченные структуры — пылевые кристаллы — благодаря электростатическому притяжению между частицами в плазме. Мелкие же частицы склонны к коагуляции.

Заключение

Результаты, полученные в работе, показывают возможность существования метастабильных состояний пылевых частиц, ионов и одновременно всех носителей заряда в равновесной двухтемпературной модели пылевой плазмы. Эти состояния достигаются за счет корреляции носителей заряда, расположенных в пространстве между пылевыми частицами.

Возможность реального существования метастабильного состояния одновременно всех частиц пылевой плазмы подтверждена взятыми из литературы экспериментальными данными по пылевым кристаллам и капельным кластерам. Указана возможная связь метастабильных состояний с явлением коагуляции пылевых частиц.

Сформулированные в работе выводы могут быть полезны для дальнейшего продвижения понимания процессов, протекающих в пылевых кристаллах, коллоидных кристаллах и капельных кластерах. Предложенные представления о механизме коагуляции макрочастиц могут быть полезными в физике облаков и туманов. В данном разделе физической науки процессы коалесценции и роста электрически заряженных капель воды до дождевого размера до сих пор не до конца ясны.

Финансирование работы

Работа выполнена по государственному заданию ТюмНЦ СО РАН IX.135.2.4.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Y. Hayashi, K. Tachibana. Jpn. J. Appl. Phys., **33** (1), 4208 (1994).
- [2] A. Garscadden. Pure Appl. Chem., **66**, 1319 (1994). DOI: 10.1351/pac199466061319
- [3] Y. Watanabe, M. Shiratani, H. Kawasaki, S. Singh, T. Fukuzawa, Y. Ueda, H. Ohkura. J. Vac. Sci. Technol. A., **14** (2), 540 (1996). DOI: 10.1116/1.580141
- [4] H. Kawasaki, J. Kida, K. Sakamoto, T. Fukuzawa, M. Shiratani, Y. Watanabe. J. Appl. Phys., **83**, 5665 (1998). DOI: 10.1063/1.367420
- [5] T. Fukuzawa, S. Kushima, Y. Matsuoka. J. Appl. Phys., **86**, 3543 (1999). DOI: 10.1063/1.371256
- [6] A. Bouchoule, L. Boufendi, J. Hermann, A. Plain, T. Hbid, G. Kroesen, W.W. Stoffels. Pure Appl. Chem., **68** (5), 1121 (1996). DOI: 10.1351/pac199668051121
- [7] M. Shiratani, S. Maeda, K. Koga, Y. Watanabe. Jpn. J. Appl. Phys., **39** (1), 287 (2000).
- [8] М.А. Олеванов, Ю.А. Манкелевич, Т.В. Рахимова. ЖТФ, **73** (10), 51 (2003). [M.A. Olevanov, Yu.A. Mankelevich, T.V. Rahimova. Tech. Phys., **48** (10), 1270 (2003). DOI: 10.1134/1.1620120
- [9] K.G. Emeleus, A. Breslin. Int. J. Electron., **29**, 1 (1970).
- [10] A. Bouchoule, L. Boufendi. Plasma Sources Sci. Technol., **3**, 292 (1994).
- [11] H. Thomas, G.E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher, D. Mohlmann. J. Phys. Rev. Lett., **73**, 652 (1994). DOI: 10.1103/PhysRevLett.73.652
- [12] J. H. Chu, I. Lin. Physica A, **205**, 183 (1994). DOI: 10.1016/0378-4371(94)90498-7
- [13] A. Melzer, T. Trottenberg, A. Piel. Phys. Lett. A, **191**, 301 (1994). DOI: 10.1016/0375-9601(94)90144-9
- [14] V.E. Fortov, A.F. Nefedov. Phys. Lett. A, **218**, 89 (1996). DOI: 10.1016/0375-9601(96)00464-1
- [15] В.Н. Цытович. УФН, **167** (1), 57 (1997). DOI: 10.3367/UFN.0167.199701e.0057 [V.N. Tsytovich. Phys. Usp., **40**, 53 (1997). DOI: 10.1070/PU1997v040n01ABEN000201]
- [16] А.П. Нефедов, О.С. Ваулина, А.М. Липаев, В.И. Молотков, В.М. Торчинский, В.Е. Фортов, А.В. Чернышев, А.И. Иванов, А.Ю. Калери, Ю.П. Семенов, С.В. Залетин. ЖЭТФ, **122** (4), 778 (2002). [A.P. Nefedov, O.S. Vaulina, O.F. Petrov, V.I. Molotkov, V.M. Torchinskii, V.E. Fortov, A.V. Chernyshev, A.M. Lipaev, A.I. Ivanov, A.Yu. Kaleri, Yu.P. Semenov, S.V. Zaletin. JETP, **95** (4), 673 (2002). DOI: 10.1134/1.1520599]
- [17] А.П. Нефедов, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов. УФН, **167** (11), 1215 (1997). DOI: 10.3367/UFN.0167.199711e.1215 [A.P. Nefedov, O.F. Petrov, V.E. Fortov. Phys. Usp., **40**, 1163 (1997). DOI: 10.1070/PU1997v040n11ABEN000308]
- [18] А.А. Самарян, А.В. Чернышев, О.Ф. Петров, А.П. Нефедов, В.Е. Фортов. ЖЭТФ, **119** (3), 524 (2001). [A.A. Samaryan, A.V. Chernyshev, O.F. Petrov, A.P. Nefedov, V.E. Fortov. JETP, **92** (3), 454 (2001). DOI: 10.1134/1.1364742]

- [19] О.С. Ваулина, А.П. Нефедов, А.А. Самарян, О.Ф. Петров, А.В. Чернышев. *ЖЭТФ*, **117** (3), 537 (2000). [O.S. Vaulina, A.P. Nefedov, A.A. Samaryan, O.F. Petrov, A.V. Chernyshev. *JETP*, **90**, 470 (2000). DOI: 10.1134/1.559127]
- [20] О.С. Ваулина, А.А. Самарян, Б. Джеймс, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов. *ЖЭТФ*, **123** (6), 1179 (2003). [O.S. Vaulina, A.A. Samarian, B. James, O.F. Petrov, V.E. Fortov. *JETP*, **96** (6), 1037 (2003). DOI: 10.1134/1.1591215]
- [21] О.М. Белоцерковский, И.Е. Захаров, А.П. Нефедов, О.А. Синкевич, В.С. Филинов, В.Е. Фортов. *ЖЭТФ*, **115** (3), 819 (1999). [O.M. Belotserkovskii, I.E. Zaharov, A.P. Nefedov, O.A. Sinkevich, V.S. Filinov, V.E. Fortov. *JETP*, **88**, 449 (1999). DOI: 10.1134/1.558815]
- [22] А.М. Липаев, В.И. Молотков, А.П. Нефедов, О.Ф. Петров, В.М. Торчинский, В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, С.А. Храпак. *ЖЭТФ*, **112** (12), 2030 (1997). [A.M. Lipaev, V.I. Molotkov, A.P. Nefedov, O.F. Petrov, V.M. Torchinskii, V.E. Fortov, A.G. Hrapak, S.F. Hrapak. *JETP*, **85**, 1110 (1997). DOI: 10.1134/1.558383]
- [23] В.Е. Фортов, А.Л. Нефедов, О.Ф. Петров, А.А. Самарян, Я.К. Ходатаев, А.В. Чернышев. *ЖЭТФ*, **116** (11), 1601 (1999). [V.E. Fortov, A.P. Nefedov, O.F. Petrov, A.A. Samaryan, Ya.K. Hodataev, A.V. Chernyshov. *JETP*, **89** (5), 864 (1999). DOI: 10.1134/1.558926]
- [24] В.Е. Фортов, В.С. Филинов, А.Л. Нефедов, О.Ф. Петров, А.А. Самарян, А.М. Липаев. *ЖЭТФ*, **111** (3), 889 (1997). [V.E. Fortov, V.S. Filinov, A.P. Nefedov, O.F. Petrov, A.A. Samaryan, A.M. Lipaev. *JETP*, **84** (3), 489 (1997). DOI: 10.1134/1.558167]
- [25] В.Е. Фортов, О.С. Ваулина, О.Ф. Петров, В.И. Молотков, А.В. Чернышев, А.М. Липаев, Г. Морфилл, Х. Томас, Х. Ротермел, С. Храпак, Ю.П. Семенов, А.И. Иванов, С.К. Крикалев, Ю.П. Гидзенко. *ЖЭТФ*, **123** (4), 798 (2003). [V.E. Fortov, O.S. Vaulina, O.F. Petrov, V.I. Molotkov, A.V. Chernyshev, A.M. Lipaev, G. Morfill, H. Thomas, H. Rothermell, S.A. Khrapak, Yu.P. Semenov, A.I. Ivanov, S.K. Krikalev, Yu.P. Gidzenko. *JETP*, **96** (4), 704 (2003). DOI: 10.1134/1.1574544]
- [26] В.Е. Фортов, А.П. Нефедов, О.С. Ваулина, А.М. Липаев, В.И. Молотков, А.А. Самарян, В.П. Никитский, А.И. Иванов, С.Ф. Савин, А.В. Калмыков, А.Я. Соловьев, П.В. Виноградов. *ЖЭТФ*, **114** (12), 2004 (1998). [V.E. Fortov, A.P. Nefedov, O.S. Vaulina, A.M. Lipaev, V.I. Molotkov, A.A. Samaryan, V.P. Nikitskii, A.I. Ivanov, S.F. Savin, A.V. Kalmykov, A.Ya. Solov'ev, P.V. Vinogradov. *JETP*, **87**, 1087 (1998). DOI: 10.1134/1.558598]
- [27] О.Ф. Петров, М.М. Васильев, Йе Тун, К.Б. Стаценко, О.С. Ваулина, Е.В. Васильева, В.Е. Фортов. *ЖЭТФ*, **147** (2), 372 (2015). DOI: 10.7868/S0044451015020169 [O.F. Petrov, M.M. Vasiliev, Ye Tun, K.B. Statsenko, O.S. Vaulina, E.V. Vasilieva, V.E. Fortov. *JETP*, **120** (3), 327 (2015). DOI: 10.1134/S1063776115020181]
- [28] В.С. Воробьев, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов. *ЖЭТФ*, **131** (4), 750 (2007). [V.S. Vorob'ev, O.F. Petrov, V.E. Fortov. *JETP*, **104** (4), 661 (2007). DOI: 10.1134/S1063776107040176]
- [29] А.В. Зобнин, А.Д. Усачев, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов. *ЖЭТФ*, **122** (3), 500 (2002). [A.V. Zobnin, A.D. Usachev, O.F. Petrov, V.E. Fortov. *JETP*, **95** (3), 429 (2002). DOI: 10.1134/1.1513815]
- [30] А.А. Федорец. Письма в *ЖЭТФ*, **79** (8), 457 (2004). [A.A. Fedorets. *JETP Lett.*, **79** (8), 372 (2004).
- [31] А.М. Игнатов. *Физика плазмы*, **22**, 648 (1996).
- [32] M. Nambu, S.V. Vladimirov, P.K. Shukla. *Phys. Lett. A*, **203**, 40 (1995). DOI: 10.1016/0375-9601(95)00380-L
- [33] A.V. Shavlov, A.V. Dzhumandzhi. *Phys. Lett. A*, **377**, 3131 (2013). DOI: 10.1016/j.physleta.2013.09.040
- [34] А.В. Шавлов, В.А. Джуманджи. *ЖТФ*, **86** (10), 7 (2016). [A.V. Shavlov, V.A. Dzhumandzhi. *Tech. Phys.*, **16** (10), 1449 (2016). DOI: 10.1134/S1063784216100248]
- [35] P. Debye, E. Hiickel. *Physik Z.*, **24**, 185 (1923).
- [36] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика. Статистическая физика* (Физматлит, М., 2002), с. 282, т. 5, ч. 1, изд.5-е.
- [37] Н.Н. Калиткин, Д.П. Костомаров. *Матем. моделирование*, **17** (4), 40 (2005).
- [38] *Mathcad 11. User's Guide. Mathsoft Engineering & Education*. (Inc. Printed in the USA, 2002)
- [39] A.V. Shavlov, V.A. Dzhumandzhi, S.N. Romanyuk. *Phys. Lett. A*, **376** (28–29), 2049 (2012). DOI: 10.1016/j.physleta.2012.05.012
- [40] А.В. Шавлов, И.В. Соколов, В.А. Джуманджи. *ДАН*, **470** (1), 32 (2016). DOI: 10.7868/S086956521621012X [A.V. Shavlov, I.V. Sokolov, V.A. Dzhumandzhi. *Dokl. Phys.*, **61** (9), 429 (2016). DOI: 10.1134/S1028335816070132]