

АНОМАЛЬНЫЙ НАГРЕВ СИСТЕМЫ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

*В.В.Жаховский¹⁾, В.И.Молотков²⁾, А.П.Нефедов, В.М.Торчинский,
А.Г.Храпак, В.Е.Фортос*

*Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий РАН
127412 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 7 августа 1997 г.

Экспериментально обнаружено сосуществование в сильнонеидеальной пылевой плазме тлеющего разряда постоянного тока областей отрицательно заряженных макрочастиц с существенно отличными друг от друга кинетическими температурами. На основе модели, развитой с помощью метода молекулярной динамики, предложено объяснение аномального нагрева системы пылевых частиц, наблюдаемого в газоразрядной плазме.

PACS: 52.25.-b, 52.30.-q, 64.70.-p

Возросший интерес к изучению свойств пылевой плазмы связан в значительной степени с обнаруженным недавно образованием упорядоченных структур заряженных макрочастиц в различных типах лабораторной плазмы: в прикатодной области высокочастотного газового разряда [1-4], в термической плазме [5, 6] и в стоячих стратах тлеющего разряда [7, 8]. Пылевые кристаллы обладают целым рядом уникальных свойств: они оптически прозрачны, размер пылевых частиц составляет 1 - 100 мкм, а междуузельное расстояние в кристалле составляет 100 - 1000 мкм, что позволяет изучать их свойства в лучах видимого света невооруженным глазом; характерные времена релаксации составляют доли секунды, что выгодно отличает плазменные кристаллы от коллоидных, у которых эти времена достигают нескольких дней; параметры квазикристаллических структур могут быть изменены простым изменением давления газа, тока или мощности разряда. Благодаря этому, пылевые кристаллы представляют собой эффективный инструмент для исследования свойств сильнонеидеальной плазмы, фундаментальных свойств кристаллов и свойств газовых разрядов. К настоящему времени получены интересные экспериментальные результаты по полиморфным фазовым переходам между различными кристаллическими структурами, по плавлению пылевых кристаллов, по распространению звуковых волн в плазменных кристаллах. Активно ведутся теоретические исследования процессов зарядки пылевых частиц, их взаимодействия между собой и с внешними полями, коллективных эффектов в сильнонеидеальной пылевой плазме. Обсуждение этих вопросов содержится в недавно опубликованных обзорах [9-11].

При исследовании процесса плавления плазменных квазикристаллических структур был обнаружен аномальный рост кинетической температуры макроскопических частиц, связанной с их хаотическим трансляционным движением [8, 9, 12, 13]. До последнего времени было принято считать, что кинетическая температура пылевых частиц может лишь незначительно превышать температуру ионной и нейтральной компонент газоразрядной плазмы $T \approx 300\text{K}$. Однако

¹⁾ e-mail: basil@landau.ac.ru

²⁾ e-mail: molotkov@hedric.msk.su

измерения функции распределения пылевых частиц по скоростям в высоко-частотном разряде показали, что с понижением давления в разряде либо с ростом тока, сопровождающимися потерей дальнего порядка в пылевом кристалле, кинетическая температура частиц может возрасти в сотни [9, 12] и даже тысячи [13] раз.

В настоящей работе выполнены эксперименты, свидетельствующие о росте кинетической температуры макрочастиц в пылевой плазме тлеющего разряда постоянного тока в неоне, и сделана попытка теоретической интерпретации этих результатов. Экспериментальная установка практически не отличалась от использованной нами ранее [7, 8]. Квазикристаллические структуры формировались в стоячих стратах разряда низкого давления в цилиндрической стеклянной трубке (внутренний диаметр – 3 см) с холодными электродами. На рис. 1 приведен один из кадров видеоизображения структуры (облака) отрицательно заряженных (заряд $q \sim 10^4 e$) монодисперсных микросфер из меламинаформальдегида ($\rho = 1.5\text{г/см}^3$) диаметром 10.24 ± 0.12 мкм. Время экспозиции – 10^{-2} с. Визуализация данной структуры осуществлялась подсветкой зондирующим лазерным лучем в вертикальной плоскости. Характерной особенностью приведенного формирования является одновременное существование двух состояний подсистемы заряженных макрочастиц: в верхней части снимка видна область с хорошо упорядоченной структурой ("плазменный кристалл"), а в нижней части видны протяженные (до 1000 мкм) треки, оставленные колеблющимися частицами. Из обработки последовательных видеоизображений следует, что характерные сдвиги частиц в верхней части составляют около 100 мкм за 0.04 с, а в нижней части максимальный сдвиг частиц за 10^{-2} с составляет около 1000 мкм. Следовательно, скорости частиц в двух отмеченных областях отличаются друг от друга приблизительно в 40 раз, а соответствующие им кинетические температуры – более чем в 10^3 раз. Максимальная кинетическая температура частиц в нижней области облака достигает $2.4 \cdot 10^3$ эВ. Отметим, что в пылевой плазме радиочастотного разряда [9, 12, 13] сосуществование областей с сильно отличными температурами не наблюдалось.

Прежде чем переходить к теоретическому анализу и моделированию наблюдаемого эффекта аномального нагрева пылевой плазмы, обсудим кратко основные характеристики потенциальной ловушки, создаваемой для заряженных пылевых частиц электростатическими полями страты и стенок разрядной трубки, а также силой тяжести. Страты в разряде низкого давления достаточно хорошо изучены экспериментально [14, 15]. В положительном столбе разряда в интересующих нас условиях потеря энергии электронов в упругих столкновениях пренебрежимо мала, и функция распределения электронов формируется под действием электрического поля и неупругих столкновений. Это может приводить к появлению страт – пространственной периодичности параметров плазмы с характерным масштабом порядка нескольких сантиметров. Концентрация электронов, их распределение по энергиям, а также электрическое поле сильно неоднородны по длине страты. Электрическое поле относительно велико в голове страты (в максимуме около 10 – 15 В/см) – области, занимающей 25 – 30% длины страты, и мало (около 1 В/см) вне этой области. Максимальное значение концентрации электронов сдвинуто относительно максимума напряженности поля в сторону анода [15]. Распределение электронов по энергиям имеет существенно бимодальный характер [15], причем в голове страты преобладает второй максимум, центр которого лежит

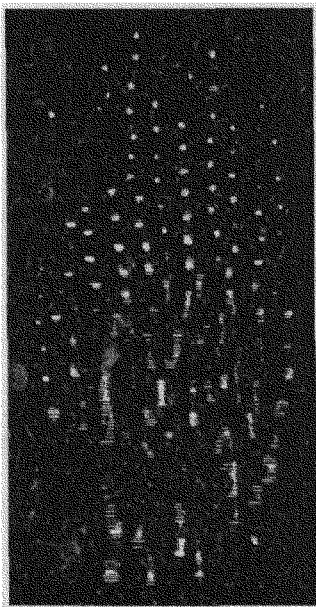


Рис.1. Видеоизображение вертикального сечения структуры пылевых частиц. Разряд в неоне при давлении 0,35 Торр, разрядном токе 0,5 мА. Размер рамки 4,6х9,0 мм

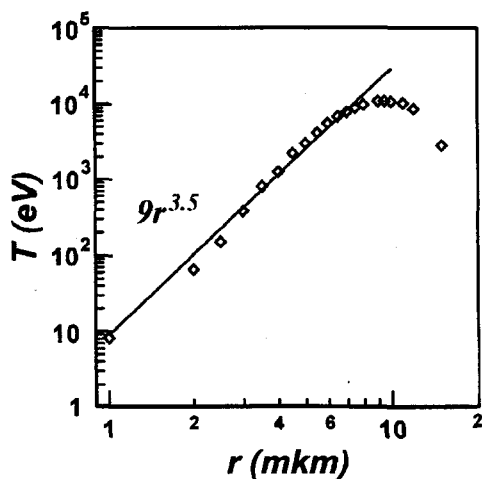


Рис.2. Зависимость кинетической температуры системы пылевых частиц от их радиуса

вблизи потенциала возбуждения ϵ_1 . За счет высокого плавающего потенциала стенок разрядной трубки страты имеют существенно двумерный характер: разность потенциалов центр – стенка в голове страты достигает 20 – 30 В. Таким образом, в голове каждой страты имеется электростатическая ловушка, которая в случае вертикальной ориентации способна удерживать частицы, имеющие достаточно большой заряд и малую массу, от падения на дно, а сильное радиальное поле препятствует их выпадению на стенки разрядной трубки. Заряд пылевых частиц пропорционален плавающему потенциалу плазмы, который, в свою очередь, пропорционален локальному значению энергии электронов. Поэтому заметное изменение плавающего потенциала, следующее из наблюдаемого изменения потенциала стенок по длине страты [15], приводит к зависимости заряда частиц от высоты. Это возможно благодаря тому, что подсистема пылевых частиц не замкнута и может обмениваться зарядом и энергией с газоразрядной плазмой. Легко убедиться, что при движении пылевой частицы по замкнутому контуру ее энергия может не сохраняться. Это и является основной причиной аномального нагрева подсистемы пылевых частиц за счет энергии внешнего источника.

Рассмотрим систему $N \gg 1$ заряженных пылинок (частиц), находящихся в плазме тлеющего разряда. Будем предполагать, что заряд i -частицы есть ограниченная функция от z -координаты частицы: $q_i = q_i(z)$, а межчастичное

взаимодействие задается экранированной кулоновской силой

$$f_{ij} = \frac{q_i(z_i)q_j(z_j)}{r_{ij}^2} D(r_i, r_j), \quad (1)$$

где $D(r_i, r_j)$ – экранирующая функция. Легко проверить, что взаимодействие (1) не является потенциальным (например, рассмотрев работу, совершаемую пылинкой вдоль замкнутой траектории в поле неподвижной другой пылинки), иными словами, система пылинок не является замкнутой системой. Кроме того, на частицы воздействует сила трения со стороны газа: $f_i = -\beta v_i$, где β – коэффициент трения.

Эксперимент и компьютерное моделирование указывают на то, что система пылинок может находиться в стационарном состоянии с некоторой температурой T , но это состояние неравновесно с состоянием окружающего газа с температурой T_g , причем $T \gg T_g$.

В качестве простейшей модели этого явления рассмотрим движение одной частицы с зарядом $q = q(z) = 1 + 1/(z^2 + 1)$ в плоскости y, z и в электрическом потенциале $\phi = (y^2 + z^2)/2$. Тогда векторное поле сил $F_y = -q(z)y$, $F_z = -q(z)z$ не будет являться потенциальным, поскольку $\text{rot}F \neq 0$. Более того, как показывают расчеты, почти при любых начальных условиях кинетическая энергия частицы растет со временем в среднем как $\sim t^2$, за исключением случаев, когда начальная скорость направлена по радиус-вектору. Включение трения в эту модель приводит к полной потере энергии частицей при любом коэффициенте трения > 0 . Если включить в рассмотрение большее количество частиц (> 2), взаимодействующих посредством кулоновских сил, то возникают стационарные состояния с некоторой средней кинетической энергией на частицу, в которых поддерживается баланс между потерей энергии на трение и приобретением энергии при движении в непотенциальном поле сил. Проведенные расчеты динамики этой системы позволяют утверждать: 1) существует максимальный коэффициент трения β_m , при котором асимптотически реализуется только одно стационарное состояние, которое, в силу его упорядоченности, будем называть кристаллоподобным; 2) если $\beta < \beta_m$, то реализуются при $t \rightarrow \infty$ только 2 стационарных состояния с существенно разными кинетическими энергиями и пространственными конфигурациями – упорядоченное и неупорядоченное (жидкоподобное) состояния. При этом кристаллоподобная и жидкоподобная фазы образуются в зависимости от энергии начального состояния и не могут сосуществовать в области пространства, где $q \neq \text{const}$. Как будет показано ниже, эти выводы остаются справедливыми и для более сложной модели, которая воспроизводит основные черты натурального эксперимента.

Мы предприняли попытку развить аналитический подход к рассматриваемой проблеме. Пусть пробный заряд q находится внутри стационарной системы заряженных пылинок в начале координат. В силу стационарности, заряды пылинок можно представить в виде: $q_i(z_i(t)) = \bar{q}_i + \delta q_i(z_i(t))$, где \bar{q}_i – среднее значение заряда i -пылинки ($\bar{q}_i = \bar{q}_j = q$), $\delta q_i(t)$ – флуктуационное изменение ее заряда. Тогда действующая на пробный заряд сила имеет вид

$$f = q \sum_{i=1}^N \frac{\bar{q}_i + \delta q_i(t)}{r_i^2} D(r_i) = \sum_{i=1}^N \frac{q^2}{r_i^2} D(r_i) + \sum_{i=1}^N \frac{q \delta q_i(t)}{r_i^2} D(r_i). \quad (2)$$

Как было указано выше, вторая сумма в (2) не является потенциальной и поэтому может служить источником дополнительного нагрева, в то время как первая сумма сил является потенциальной и не может приводить к нагреванию системы пылинок. В силу чрезвычайной сложности и запутанности движения пылинок представим вторую сумму в (2) в виде случайной силы $R(t)$. Будем предполагать, что $R(t)$ имеет гауссово распределение, $\overline{R(t)} = 0$, автокорреляционная функция $\overline{R(t_1)R(t_2)} = g(t_2 - t_1)$, время корреляции $\tau = \int_0^\infty g(t)dt/R^2$. Тогда на i -пылинку, кроме потенциальной силы (первая сумма в (2)), будет воздействовать случайная ланжевенковская сила:

$$f_i = R(t) - \beta v_i. \quad (3)$$

Следует отметить, что аналогичная замена потенциальной части (2) на случайную силу потребовала бы введения коррелированного с этой силой трения с тем, чтобы скомпенсировать флуктуации энергии. Поэтому мы можем не учитывать влияние потенциальных сил на нагревание.

Хорошо известно [16] соотношение, связывающее параметры ланжевенковской силы (3) с температурой системы:

$$k_B T = \overline{R^2} \tau / \beta. \quad (4)$$

Для оценки дисперсии случайной силы $\overline{R^2}$, пренебрегая экранировкой, примем соотношение

$$\overline{R^2} \sim q^2 \overline{\delta q^2} / \bar{r}^4,$$

где \bar{r} - среднее межчастичное расстояние, $\overline{\delta q^2}$ - среднеквадратичная флуктуация заряда. Тогда

$$k_B T \sim q^2 \overline{\delta q^2} \tau / \beta \bar{r}^4. \quad (5)$$

Легко видеть, что среднеквадратичная флуктуация заряда пылинок $\overline{\delta q^2}$ резко зависит от величины градиента функции $q(z)$ и фазового состояния системы. В кристаллоподобной фазе она значительно меньше, чем в жидкоподобной фазе, что приводит, согласно (5), к резкому росту температуры при плавлении. Иллюстрацией проявления этого эффекта может служить рис 1.

Нами было проведено молекулярно-динамическое (МД) моделирование системы заряженных пылинок, находящихся в плазме тлеющего разряда. Параметры электрических полей были выбраны близкими к измеренным в эксперименте [15]. Со стороны стенок цилиндрической трубки радиуса $R_t = 15$ мм на пылинки воздействовал потенциал $\phi_w = \phi_t (r/R_t)^{3/2}$, где $r^2 = x^2 + y^2$, $\phi_t = 10 + 20 / (1 + ((z - z_0)/d_w)^2)$ - потенциал в вольтах на стенках трубки, и $z_0 = 0.8$ мм, $d_w = 4$ мм. При этом заряд пылинок задавался формулой $q = R_d \phi_t$. Взаимодействие пылинок было определено, согласно (1), с дебаевской экранирующей функцией с радиусом Дебая $r_d = 0.488$ мм. По оси z на пылинки воздействовала сила тяжести и поддерживающий потенциал $\phi_z = 14 / (1 + (z/d_z)^2)$, где $d_z = 1$ мм. Со стороны буферного газа на пылинку действует сила трения и флуктуирующая сила $\xi(t)$, удовлетворяющая условию $\langle \xi^2 \rangle = 2\beta T_g / \Delta t$, где Δt - шаг интегрирования по времени. Коэффициент трения β определялся для неона при давлении 0.1 торр и $T_g = 300$ К. Для интегрирования уравнений движения был использован метод [17]. Число пылинок варьировалось от 1 до 8000. На рис.2 представлены результаты МД расчетов температуры системы 500 пылинок в зависимости от их радиуса. при неизменных вышеописанных

параметрах страты. При этом необходимо отметить, что в силу дебаевского характера взаимодействия среднее межпылиночное расстояние изменялось незначительно (0.55 – 0.6 мм).

Если предположить, что заряд пылинок и его флуктуация пропорциональны радиусу пылинок (что близко к наблюдаемому в МД эксперименте), в свободномолекулярном режиме $\beta \sim R_d^2$, а корреляционное время $\tau \sim \sqrt{M_d} \sim R_d^{3/2}$, то

$$T \sim R_d^{7/2}. \quad (6)$$

Зависимость (6) достаточно удовлетворительно аппроксимирует МД расчет в области, где пылевое облако пространственно занимает всю область перезарядки частиц.

В заключение отметим, что при проводимом нами МД моделировании системы заряженных пылевых частиц различного размера воспроизводились экспериментально наблюдаемые: характерный размер структуры частиц, среднее межчастичное расстояние, эффект насыщения частицами электростатической ловушки. Воспроизводились также линейные структуры (цепочки), состоящие из малого (до десяти) числа частиц. Развитая модель позволила обнаружить, что так же, как и в эксперименте, существует аномальный нагрев макрочастиц. Оказалось, что нагрев системы пылевых частиц обусловлен зависимостью зарядов частиц от высоты, а также переменностью дебаевского радиуса в экранирующей функции D в формуле (1). На наш взгляд, эти эффекты проявляются не только в тлеющем разряде постоянного тока, но и в радиочастотной плазме за счет неоднородности электрического поля и концентрации электронов в приэлектродном слое.

Авторы выражают благодарность В.С.Филинову за стимулирующие дискуссии. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 95-02-0645) и INTAS-RFBR (grant 95-1335).

-
1. J.H.Chu and Lin I., Phys. Rev. Lett. **72**, 4009 (1994).
 2. H.Thomas, G.E.Morfill, V.Demmel et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 652 (1994).
 3. A.Melzer, T.Trottenberg, and A.Piel, Phys. Lett. A **191**, 301 (1994).
 4. Y.Hayashi and K.Tachibana, Jpn. J. Appl. Phys. **f33**, L 804 (1994).
 5. V.E.Fortov, A.P.Nefedov, O.F.Petrov et al., Письма в ЖЭТФ **63**, 176 (1996).
 6. V.E.Fortov, A.P.Nefedov, O.F.Petrov et al., Phys. Lett. A **219**, 89 (1996).
 7. В.Е.Фортов, А.П.Нефедов, В.М.Торчинский и др., Письма в ЖЭТФ **64**, 86 (1996).
 8. V.E.Fortov, A.P.Nefedov, V.M.Torchinsky et al., Phys. Lett. A **229**, 317 (1997).
 9. H.M.Thomas and G.E.Morfill, Nature **379**, 806 (1996).
 10. В.Н.Цыгович, УФН **167**, 57 (1997).
 11. А.П.Нефедов, О.Ф.Петров, В.Е.Фортов, УФН **167**, N 9 (1997).
 12. J.B.Pieper and J.Goree, Phys. Rev. Lett. **77**, 3137 (1996).
 13. A.Melzer, A.Homann, and A.Piel, Phys. Rev. E **53**, 2757 (1996).
 14. Ю.П.Райзер, Физика газового разряда, М.: Наука, 1987.
 15. Ю.Б.Голубовский, С.У.Нисимов, ЖТФ **66**, 20 (1996).
 16. D.W.Heerman, Computer Simulation Methods in Theoretical Physics, Berlin - New York: Springer Verlag, 1986.
 17. V.V.Zhakhovskii and S.I.Anisimov, ЖЭТФ **64**, 734 (1997).