

АНОМАЛЬНО ВЫСОКАЯ КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ МАКРОЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

А. П. Нефедов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак,

О. Ф. Петров, А. А. Самарян

*Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий
Российской академии наук
127412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 января 1997 г.

В ряде недавно выполненных экспериментальных исследований неидеальной плазмы, содержащей макрочастицы, обнаружено аномальное возрастание кинетической энергии макрочастиц, отвечающей их хаотическому движению. В данной работе предложена модель динамического поведения заряженных макрочастиц, объясняющая это явление. Проводится сравнение расчетов в рамках данной модели с экспериментальными результатами.

1. ВВЕДЕНИЕ

Системы, состоящие из плазмы и твердых заряженных частиц, размеры которых могут лежать как в субмикронном, так и в микронном диапазонах широко представлены в космосе (кольца планет, межзвездные облака, хвосты комет, ионосфера Земли и т. д.). Макрочастицы обнаружены также в низкотемпературной лабораторной плазме, используемой в технологиях плазменного напыления и травления, при производстве компонент микроэлектроники и др. Обнаруженное недавно экспериментально образование упорядоченных структур макрочастиц в различных типах лабораторной плазмы [1–7] позволяет использовать такие системы в качестве макроскопической модели реальных микроскопических кристаллических структур. Несомненным достоинством применения плазмы с макрочастицами (по сравнению, например, с коллоидными растворами) в качестве моделей микросистем является относительная простота получения и наблюдения, а также малость времен релаксации к равновесному состоянию и отклика на изменение внешних параметров. Все перечисленное выше объясняет повышенный интерес к изучению свойств плазмы с макрочастицами, проявляемый в последнее время.

Одним из интенсивно исследуемых в настоящее время вопросов является динамическое поведение макрочастиц. В низкотемпературной слабоионизованной лабораторной плазме макрочастицы, имеющие большую площадь поверхности, эффективно обмениваются энергией с атомами нейтральной компоненты. Поэтому принято считать, что макрочастицы можно характеризовать температурой нейтрального газа, а их движение подчиняется закономерностям броуновского движения. Для качественного выяснения характера этих закономерностей удобно ввести автокорреляционную функцию скорости частицы $\Phi(\tau) = \langle \nu(0)\nu(\tau) \rangle$, где скобки обозначают усреднение по ансамблю. Простейшая теория броуновского движения, не учитывающая гидродинами-

ческого взаимодействия (которое важно только в очень вязких средах), предсказывает экспоненциальное затухание $\Phi(\tau)$ с характерным временем τ_s [8], определяемым как время торможения макрочастицы в среде за счет ее вязкости: $\tau_s = M/\beta$ (M — масса макрочастицы, β — коэффициент трения ее в среде). Таким образом,

$$\Phi(\tau) = \langle \nu_T^2 \rangle \exp(-\tau/\tau_s). \quad (1)$$

Здесь $\langle \nu_T^2 \rangle = 3T_n/M$ — средний квадрат тепловой скорости частицы (T_n — температура нейтрального газа в энергетических единицах). Средний квадрат смещения частицы за время τ в соответствии с [9] дается выражением

$$\langle \Delta r^2(\tau) \rangle = 2 \int_0^\tau (\tau - t) \Phi(t) dt = 2 \langle \nu_T^2 \rangle \tau_s \left\{ \tau + \tau_s \left[\exp\left(-\frac{\tau}{\tau_s}\right) - 1 \right] \right\}. \quad (2)$$

Из (2) легко определить величину среднего квадрата смещения макрочастицы в двух предельных случаях. При $\tau \gg \tau_s$ имеем

$$\langle \Delta r^2(\tau) \rangle = 2 \langle \nu_T^2 \rangle \tau_s \tau = 6D_0\tau, \quad (3)$$

где $D_0 = (1/3)\langle \nu_T^2 \rangle \tau_s = T_n/\beta$ — коэффициент диффузии броуновской частицы. В противоположном случае $\tau \ll \tau_s$

$$\langle \Delta r^2(\tau) \rangle = \langle \nu_T^2 \rangle \tau^2. \quad (4)$$

Формулы (3) и (4) отражают диффузионный характер движения макрочастиц для больших времен и существенно «баллистический» характер движения для малых времен.

Последние исследования неидеальной плазмы с макрочастицами показали, что при определенных условиях температура (здесь и далее под температурой макрочастиц понимается температура, соответствующая кинетической энергии их хаотического движения) может в сотни и даже тысячи раз превышать температуру нейтрального газа [7, 10–12]. Это явление наблюдалось при понижении давления в системе и не получило объяснения. Сама температура определялась следующим образом: движение макрочастиц в горизонтальной плоскости фиксировалось видеокамерой, затем проводилась соответствующая обработка видеозаписи. По проекции среднего квадрата смещения частицы на выделенное направление за время между кадрами τ вычислялся средний квадрат скорости $\langle \nu_x^2 \rangle = \langle \Delta x^2 \rangle / \tau^2$. Температура вводилась соотношением $2(T_{mes}/2) = (M/2)(\langle \nu_x^2 \rangle + \langle \nu_y^2 \rangle)$. Необходимо сразу отметить, что такая процедура сама по себе нуждается в соответствующем обосновании. Так, уже в случае обычных невзаимодействующих броуновских частиц, рассмотренных выше, интерпретация экспериментальных результатов зависит от соотношения между временем торможения частицы в среде τ_s и временным интервалом между кадрами τ (см. (3) и (4)).

В данной работе представлена модель динамического поведения заряженных макрочастиц в плазме, способная объяснить значительный отрыв температуры пылевых частиц от температуры нейтральной компоненты при понижении давления в системе. Проведено сравнение результатов, полученных в рамках данной модели, с доступными в настоящее время экспериментальными результатами. Обсуждаются условия ее применимости.

2. ДИНАМИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ МАКРОЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

Рассмотрим систему, состоящую из отрицательно заряженных макрочастиц заряда Z (в единицах электронного заряда), электронов, однократно заряженных положительных ионов и нейтрального газа. Пусть n_p, n_e, n_i, n_n — соответственно концентрации макрочастиц, электронов, ионов и атомов нейтрального газа. Система предполагается квазинейтральной, так что

$$Zn_p + n_e = n_i. \quad (5)$$

Кроме того, считаем плазму слабоионизованной: $n_n \gg n_e, n_i$. Предположим далее, что каждая из подсистем электронов, ионов и нейтрального газа находится в состоянии термодинамического равновесия с температурами соответственно T_e, T_i и T_n . Поскольку подвижность электронов и ионов значительно превосходит подвижность макрочастиц, распределение электронов и ионов в квазиоднородной плазме будет адиабатически следовать за распределением макрочастиц. При возникновении малого возмущения плотности макрочастиц $n_p(r)$ появляется электрическое поле $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$, стремящееся вернуть однородное распределение. Запишем распределение Больцмана для электронов и ионов:

$$n_e(r) = n_e^0 \exp\left[\frac{e\varphi(r)}{T_e}\right], \quad (6)$$

$$n_i(r) = n_i^0 \exp\left[-\frac{e\varphi(r)}{T_i}\right]. \quad (7)$$

Комбинируя (6) и (7) с условием квазинейтральности (5), получаем

$$E = \frac{Z}{e} \left(\frac{n_i^0}{T_i} + \frac{n_e^0}{T_e} \right)^{-1} \nabla n_p. \quad (8)$$

Поток макрочастиц запишется в виде

$$I_p = -\frac{ZeE}{\beta} n_p - D_0 \nabla n_p. \quad (9)$$

Подставляя (8) в (9), получим

$$I_p = -D_0 \left[1 + \frac{T_i}{T_n} \frac{Z^2 n_p^0}{(1 + T_i/T_e)n_e^0 + Zn_p^0} \right] \nabla n_p. \quad (10)$$

Взяв дивергенцию от обеих частей (10) и используя уравнение непрерывности для плотности макрочастиц, получим окончательно уравнение диффузии

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + D_p \nabla^2 n_p = 0, \quad (11)$$

причем коэффициент диффузии заряженной макрочастицы имеет вид

$$D_p = D_0 \left[1 + \frac{T_i}{T_n} \frac{Z^2 n_p^0}{(1 + T_i/T_e)n_e^0 + Zn_p^0} \right]. \quad (12)$$

Очевидно, рассмотренный механизм аналогичен амбиполярной диффузии в электрон-ионной плазме. Отметим, что если в обычной низкотемпературной плазме существенное увеличение коэффициента амбиполярной диффузии по сравнению с коэффициентом диффузии ионов происходит только при наличии горячих электронов, то в рассматриваемом случае даже для изотермической плазмы ($T_e = T_i = T_n$) при определенных условиях можно ожидать значительного увеличения D_p по сравнению с D_0 за счет большой величины заряда Z . Интересно рассмотреть различные предельные выражения для коэффициента диффузии заряженных макрочастиц в плазме. Полагая $Z = 0$, имеем $D_p = D_0$, как и следовало ожидать для незаряженных макрочастиц. Устремляя n_p к нулю, также получим $D_p = D_0$; это показывает, что рассмотренное увеличение коэффициента диффузии является существенно коллективным эффектом. Легко также получить выражение для D_p в изотермической системе, состоящей из положительно заряженных макрочастиц, эмитированных ими электронов и нейтрального газа и рассмотренной в [13, 14] (при этом нужно просто заменить Z на $-Z$). В полном соответствии с результатами работ [13, 14] получаем $D_p = D_0(1 + Z)$.

Тот факт, что D_p может превышать D_0 , хорошо известен для разбавленных суспензий взаимодействующих частиц [9], которые во многом аналогичны системам плазмы с макрочастицами. Приближенно динамическое поведение взаимодействующих макрочастиц может быть представлено следующим образом. Запишем скорость каждой макрочастицы в виде суммы: $v_p = v_T + v_d$, где v_T — скорость, связанная с нескомпенсированностью толчков атомов окружающей среды («броуновская» сила), а v_d — скорость, обусловленная взаимодействием между частицами (дрейфовая скорость в поле, возникающем при возмущении плотности макрочастиц). Введем также время корреляции дрейфовой скорости τ_I . В предположении, что v_T и v_d не коррелируют между собой, по аналогии с (1) можем записать [9]

$$\Phi(\tau) = \langle v_T^2 \rangle \exp(-\tau/\tau_s) + \langle v_d^2 \rangle \exp(-\tau/\tau_I). \quad (13)$$

При $\tau \gg \tau_I$ в соответствии с (2) получаем для среднего квадрата смещения макрочастицы

$$\langle \Delta r^2 \rangle = 6(D_0 + D_c)\tau = 6D_p\tau, \quad (14)$$

где

$$D_c = \frac{1}{3} \langle v_d^2 \rangle \tau_I \quad (15)$$

есть так называемый коэффициент коллективной диффузии, появление которого объясняется взаимодействием между макрочастицами. Для другого предельного случая $\tau \ll \tau_s$ имеем

$$\langle \Delta r^2 \rangle = (\langle v_T^2 \rangle + \langle v_d^2 \rangle) \tau^2. \quad (16)$$

Очевидно, что возникает трудность с корректным определением времени τ_I . Введем его как время, требующееся для преодоления среднего расстояния a между макрочастицами в плоскости наблюдения за счет дрейфовой скорости:

$$\tau_I^2 (\langle v_{dx}^2 \rangle + \langle v_{dy}^2 \rangle) = a^2. \quad (17)$$

В суспензиях взаимодействующих частиц различие между τ_s и τ_I очень велико и составляет четыре-пять порядков для частиц микронного размера [9]. Поэтому, несмотря на то что D_c может значительно превосходить по величине D_0 , как правило, выполняется условие

$$\langle \nu_d^2 \rangle \ll \langle \nu_T^2 \rangle. \quad (18)$$

При этом средняя кинетическая энергия макрочастиц

$$K = \frac{3}{2} T_n + \frac{M \langle \nu_d^2 \rangle}{2} \quad (19)$$

определяется исключительно температурой окружающей среды. В плазме с макрочастицами такого различия между τ_s и τ_I может не быть. Как следствие условие (18) может оказаться невыполненным, а подсистема макрочастиц не находится в термодинамическом равновесии с нейтральной компонентой. Определяя температуру подсистемы макрочастиц через соотношение $\bar{K} = 3T_p/2$, переписывая (12) в виде $D_p = D_0 + D_c$, используя (15) и определение τ_I (17), получаем

$$T_p = T_n + \frac{2MD_0^2}{a^2} \left(\frac{D_c}{D_0} \right)^2, \quad (20)$$

где отношение D_c/D_0 в соответствии с (12) определяется выражением

$$\frac{D_c}{D_0} = \frac{T_i}{T_n} \frac{Z^2 n_p^0}{(1 + T_i/T_e) n_e^0 + Z n_p^0}. \quad (21)$$

При определенных условиях второе слагаемое справа в (20) может превзойти T_n . Это и будет соответствовать отличию температуры макрочастиц от температуры нейтральной компоненты. Причиной этого является действие внутренних полей, появляющихся в разреженной системе вследствие пространственного разделения зарядов. При понижении давления в системе увеличивается D_0 , что качественно объясняет явление повышения кинетической энергии макрочастиц, наблюдавшееся в [7, 10–12].

3. СРАВНЕНИЕ МОДЕЛИ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для более детального сопоставления предложенной модели с опытом используем работу [10], где содержится наиболее полная информация о параметрах соответствующей системы. В этой работе наблюдалось образование кристаллоподобных структур макрочастиц в ВЧ разряде низкого давления в He. Кристаллическая структура образуется вблизи границы прикатодного слоя, где сила тяжести уравнивается электрическим полем. В качестве макрочастиц использовались сферические монодисперсные частицы радиуса $R = 4.7$ мкм и массы $M = 6.7 \cdot 10^{-10}$ г. В [10] наблюдался фазовый переход из кристаллообразного состояния в газообразное при понижении давления газа от 120 до 40 Па при постоянной мощности разряда. Авторы объясняют фазовый переход увеличением эффективной температуры макрочастиц, что в свою очередь вызывает уменьшение параметра взаимодействия Γ , определяемого как отношение энергии электростатического взаимодействия между соседними частицами к их кинетической

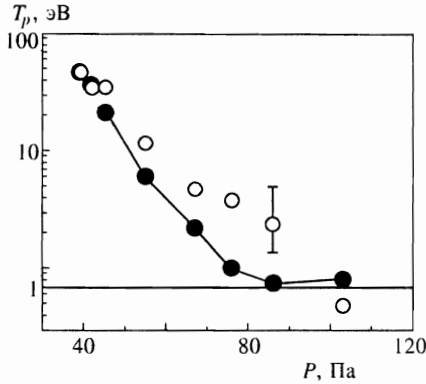


Рис. 1. Температура макрочастиц как функция давления в системе: ● — значения, полученные в эксперименте; ○ — рассчитанные в рамках представленной модели

энергии: $\Gamma = Z^2 e^2 / a T_p$. При значениях параметра взаимодействия, больших критического Γ_c , система должна находиться в кристаллическом состоянии, при уменьшении Γ система макрочастиц переходит в жидкое состояние. Дебаевская экранировка в плазме приводит к тому, что величина Γ_c оказывается зависящей от отношения среднего межчастичного расстояния к радиусу Дебая: $k = a / \lambda_D$. Случай $k = 0$ соответствует простейшей модели однокомпонентной плазмы. В рамках этой модели $\Gamma_c \approx 170$.

Схема измерения температуры частиц описана во Введении. В рамках рассмотренной модели такой подход корректен только в случае $\tau \ll \tau_s$, при этом согласно формулам (16) и (19) измеряется реальная кинетическая энергия макрочастиц. Время между кадрами в этих измерениях составляло $\tau = 20$ мс. На рис. 1 представлена измеренная таким образом температура макрочастиц при различных значениях давления. Горизонтальная прямая на рис. 1, соответствующая температуре ~ 0.7 эВ, есть наименьшее значение температуры макрочастиц, доступное определению данной видеоаппаратурой. Этот инструментальный предел связан с точечной структурой видеоизображения [10].

Обсудим теперь выбор параметров системы для подстановки в (20). Примем $T_e \gg \gg T_n = T_i = 300$ К. Среднее расстояние между частицами практически не зависит от давления и равно $a = 450$ мкм [10], что соответствует плотности макрочастиц $n_p = a^{-3} \approx \approx 10^4$ см⁻³. В исследованном диапазоне давлений длина свободного пробега атомов Не значительно превышает радиус макрочастиц. Соответственно коэффициент сопротивления среды определяется (в предположении полной аккомодации) выражением [15]

$$\beta = \frac{4\pi}{3} \left(4 + \frac{\pi}{2} \right) R^2 P \sqrt{\frac{m_n}{2\pi T_n}}, \quad (22)$$

где P — давление нейтрального газа, m_n — масса атомов Не.

Подставляя теперь полученные в эксперименте значения для заряда макрочастиц и концентрации ионов при различных давлениях в выражения (20), (21), получим зависимость температуры макрочастиц от давления (в рамках рассмотренной выше модели) применительно к условиям эксперимента [10]. Эта зависимость также приведена на рис. 1. Величина $\tau_I \approx a^2 / 2D_e$, очевидно, минимальна при минимальном давлении в системе и составляет ~ 0.2 с при 40 Па, а τ_s в данном диапазоне давлений изменяется от 20 до 60 мс. Таким образом, выполнено условие $\tau_s > \tau$, следовательно, процедура, примененная для измерения кинетической энергии макрочастиц, в данном случае корректна.

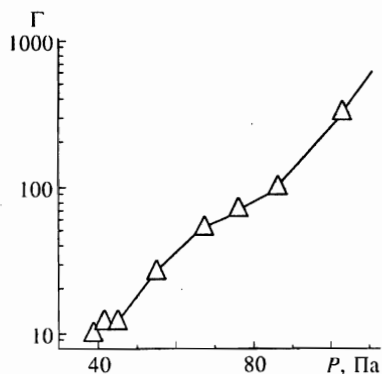


Рис. 2. Зависимость параметра взаимодействия Γ между макрочастицами от давления в системе

Результаты расчетов с использованием предложенной модели находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными результатами. Более точного количественного соответствия трудно ожидать в силу целого ряда причин. Прежде всего отметим, что проведенное в данной работе рассмотрение динамического поведения макрочастиц справедливо при не слишком больших значениях параметра Γ (при состоянии системы макрочастиц типа газ или жидкость), что соответствует области малых давлений в рассмотренном эксперименте. В этом смысле применение формулы (20) для всего диапазона давлений следует рассматривать как экстраполяцию модели за пределы области ее применимости. Хорошее количественное согласие расчета температуры макрочастиц с экспериментальными результатами в области малых давлений и лишь качественное согласие при больших давлениях (см. рис. 1) и являются отражением этого факта. Некоторое расхождение модели с экспериментом может также объясняться экспериментальной ошибкой в определении заряда макрочастиц и концентрации ионов. Так, неопределенность в измерении заряда реализованным в эксперименте методом может составлять до 50% [16]. Это приводит к еще большей неопределенности в температуре макрочастиц, вычисленной по формуле (20). Соответствующая этому ошибка показана на рис. 1 для одной из расчетных точек. Наконец, нельзя не отметить некоторый произвол в определении τ_I .

Помимо указанных выше соображений к некоторым уточнениям может привести следующее обстоятельство. Наблюдение за движением частиц проводилось вблизи границы прикатодного слоя (слоя положительного объемного заряда и электрического поля). Здесь условие квазинейтральности (5) могло не выполняться строго. Кроме того, в этой области T_i может несколько превышать T_n за счет дрейфа ионов к катоду в электрическом поле.

На рис. 2 представлена зависимость параметра взаимодействия Γ от давления в системе с температурой T_p , рассчитанной по формуле (20). Эта зависимость ярко демонстрирует тот факт, что несмотря на некоторое увеличение взаимодействия между пылевыми частицами при уменьшении давления нейтрального газа (их заряд увеличивается, а экранировка уменьшается) параметр взаимодействия резко убывает в связи с увеличением кинетической энергии макрочастиц. Такое поведение параметра Γ находится в полном соответствии с наблюдаемым на опыте плавлением квазикристаллической структуры при снижении давления в разряде от 120 до 40 Па.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложена модель динамического поведения макрочастиц в плазме, объясняющая наблюдаемое в эксперименте аномальное повышение кинетической энергии макрочастиц при низких давлениях нейтральной компоненты. Причиной этого повышения температуры является дрейфовое движение пылевых частиц во внутренних флуктуирующих полях. Описанная модель находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными результатами. Обсуждены возможные причины некоторого расхождения расчетных точек с экспериментальными.

Данная работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 97-02-17565).

Литература

1. J. 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, Jap. J. Appl. Phys. **33**, 804 (1994).
5. V. Fortov, A. Nefedov, O. Petrov et al., Phys. Lett. A **219**, 89 (1996).
6. В. Е. Фортов, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров и др., Письма в ЖЭТФ **63**, 176 (1996).
7. В. Е. Фортов, А. П. Нефедов, В. М. Торчинский и др., Письма в ЖЭТФ **64**, 86 (1996).
8. P. A. Weitz, D. J. Pine, P. N. Pusey et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 1747 (1989).
9. P. N. Pusey and R. J. A. Tough, in *Dynamic Light Scattering: Application of Photon Correlation Spectroscopy*, ed. by R. Pecora, Plenum Press, New York (1985), p. 85.
10. A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, Phys. Rev. E **53**, 2757 (1996).
11. H. M. Thomas and G. E. Morfill, Nature **379**, 806 (1996).
12. J. B. Pieper and J. Goree, Phys. Rev. Lett. **77**, 3137 (1996).
13. Д. И. Жуховицкий, И. Т. Якубов, ТВТ **23**, 842 (1985).
14. I. T. Iakubov and A. G. Khrapak, Sov. Technol. Rev. V. Therm. Phys. **2**, 269 (1989); Д. И. Жуховицкий, А. Г. Храпак, И. Т. Якубов, в сб. *Химия плазмы*, под ред. Б. М. Смирнова, Энергоиздат, Москва (1984), вып. 11, с. 130.
15. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979), с. 86.
16. Th. Trottenberg, A. Melzer, and A. Piel, Plasma Sources Sci. Technol. **4**, 450 (1995).