

УДК 533.9.01

К. Н. ДЖУМАГУЛОВА

АВТОКОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ СКОРОСТЕЙ МАКРОЧАСТИЦ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Исследуются автокорреляционные функции скоростей частиц пылевой плазмы, полученные на основе компьютерного моделирования методом ланжевеновой динамики. Анализируется время затухания автокорреляционных функций для различных значений параметров связи, экранировки и трения.

Пылевая плазма часто встречается на Земле и в космосе. Она присутствует в планетных кольцах, хвостах комет, в межпланетных и межзвездных облаках [1], обнаружена вблизи искусственных спутников земли и космических аппаратов, в термоядерных установках с магнитным удержанием. Наконец, пылевая плазма очень активно исследуется в лабораторных условиях. Она представляет собой ионизованный газ, содержащий заряженные частицы конденсированного вещества. Пылевые частицы (макрочастицы) могут не только преднамеренно вводиться в плазму, но и самопроизвольно образовываться в результате различных процессов [1–4]. Отметим, что при исследовании свойств пылевой плазмы основной проблемой является непригодность стандартных методов теоретической физики ввиду сильного межчастичного взаимодействия. Поэтому большое внимание уделяется компьютерному моделированию. Необходимо отметить также, что для исследования свойств пылевой плазмы в последнее время широко используется метод ланжевеновой динамики [2, 5–7].

В представленной работе была рассмотрена кубическая базовая ячейка с длиной ребра L , на нее и на реплики были наложены периодические граничные условия, количество частиц в ячейке бралось равным 1024. Динамика пылевых частиц моделировалась методом ланжевеновой динамики, в рамках которой уравнения движения частиц записываются следующим образом:

$$m_d \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = \sum_j F_{\text{int}}(\mathbf{r}_{ij}) \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} - m_d \nu_{fr} \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} + \mathbf{F}_{br}(t), \quad (1)$$

где $F_{\text{int}}(\mathbf{r}_{ij}) = -\partial\Phi / \partial r$ – сила, действующая на выделенную i -ю частицу, в результате взаимодействия с другими частицами; $\mathbf{r}_{ij} = \left| \frac{\mathbf{r}_i}{r_i} - \frac{\mathbf{r}_j}{r_j} \right|$ – расстояние между двумя макрочастицами; $\mathbf{F}_{br}(t)$

– случайная сила, обусловленная столкновениями с нейтралами; ν_{fr} – коэффициент трения, зависящий от давления буферной плазмы; m_d – масса пылевой частицы. В качестве потенциала взаимодействия выбран потенциал Юкава, в безразмерном виде записывающийся как

$$\Phi(R) = \frac{\Gamma}{R} e^{-\kappa R}, \quad (2)$$

где $\Gamma = (Z_d e)^2 / dk_B T$ – параметр связи; $\kappa = a / r_D$ – параметр экранировки; $a = \left(\frac{3}{4\pi n_d} \right)^{1/3}$ – среднее расстояние между пылинками.

Время берется в единицах обратного значения плазменной частоты пылевой компоненты $\omega_d = \left(\frac{4\pi n_d (Z_d e)^2}{m_d} \right)^{1/2}$. Случайная сила записывается в следующем виде:

$$\mathbf{F}_{br}(t) = A \sqrt{2\theta} \xi(t), \quad (3)$$

где A – фактор, зависящий от временного шага [6]; $\xi(t)$ – случайное число с нормальным рас-

пределением в диапазоне $0 \leq \xi < 1$; $\theta = \frac{\nu_{fr}}{\omega_d}$ – безразмерный параметр трения. Начальное распределение компонент координат и скоростей частиц берется случайным, однако компоненты скоростей должны быть распределены по гауссовскому закону с заданной температурой. На первом этапе моделирования система должна перейти в равновесное состояние, что происходит достаточно быстро. Так как моделирование проводится для канонического ансамбля, используется термостат для поддержания постоянной температуры. После того как в системе достигается равновесие, начинается сбор данных о скоростях и координатах частиц, эти данные необходимы для дальнейших вычислений.

Необходимо отметить, что описанная расчетная схема дает надежные результаты только в том случае, если размер системы больше, чем некоторая характеристическая длина взаимодействия (обмена моментами) между частицами. Это положение может быть количественно проанализировано с помощью автокорреляционных функций скоростей макрочастиц, выражение для нахождения которых записывается следующим образом:

$$A_w(t) = \left\langle \frac{\Gamma}{\bar{v}}(t) \frac{\Gamma}{\bar{v}}(0) \right\rangle, \quad (4)$$

где скобки означают усреднение по ансамблю и по различным начальным моментам времени. Как видно из рис. 1, автокорреляционная функция скоростей демонстрирует затухание, что характеризуется временем затухания t [8, 9]. Этот параметр определяется из соотношения

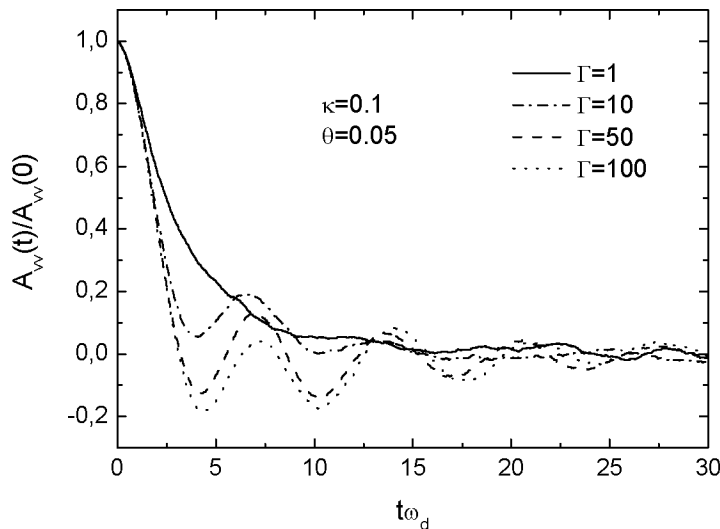


Рис. 1. Автокорреляционные функции скоростей, полученные для разных Γ , при $\kappa = 0,1$ и $\theta = 0,05$

$a = 0,06$ см. Из рис. 1 видно, что время затухания уменьшается с увеличением параметра связи. Это объясняется тем, что в режиме сильной связи столкновения с другими пылевыми частицами происходят более часто, поэтому быстрее теряется память о начальной скорости частицы. Для каждой автокорреляционной функции можно рассчитать t и Dt . Последнее значение зависит только от Γ . Поскольку условие (6) наиболее критично для малых параметров связи, проанализируем его на примере $\Gamma = 1$, для этого параметра связи $\Delta t \omega_d = 10,06$.

На рис. 2 представлены автокорреляционные функции, полученные для разных значений k и q . Там же отложена прямая (5). Время, соответ-

$$A_w(\tau) / A_w(0) = 1/e,$$

(5)

где $e = 2,718$. С увеличением значения параметра связи t уменьшается. Время, необходимое частице, чтобы пройти расстояние L , равно $\Delta t = L / \bar{v}$, где $\bar{v} = \sqrt{3k_B T / m_d}$ – средняя скорость частиц. Таким образом, возвращаясь к вопросу о надежности компьютерного моделирования системы, имеющей размер L , можно отметить, что одним из необходимых требований является выполнение условия

$$t < Dt. \quad (6)$$

Автокорреляционные функции скоростей были получены при различных значениях параметров связи, экранировки и трения, при этом постоянными оставались $m_d = 5,4 \cdot 10^{-12}$ г,

ствующее пересечению автокорреляционной функции с этой прямой, и есть $t \omega_d$. Как видно из этого рисунка, условие (6) может быть нарушено при достаточно больших κ или малых q .

Как видно из рис. 1, при увеличении параметра связи в кривых автокорреляционных функций появляются осцилляции, которые тем ярче выражены и дольше сохраняются, чем больше значение Γ . Из рис. 3 видно, что при одинаковых Γ и k , но разных q осцилляции быстрее затухают для больших значений параметра трения.

На основе проведенного исследования можно сделать следующие выводы:

1. Поскольку в пылевой плазме параметр связи достигает больших значений и, кроме того, в

Рис. 2. Автокорреляционные функции скоростей, полученные для разных κ и θ при $\Gamma = 1$

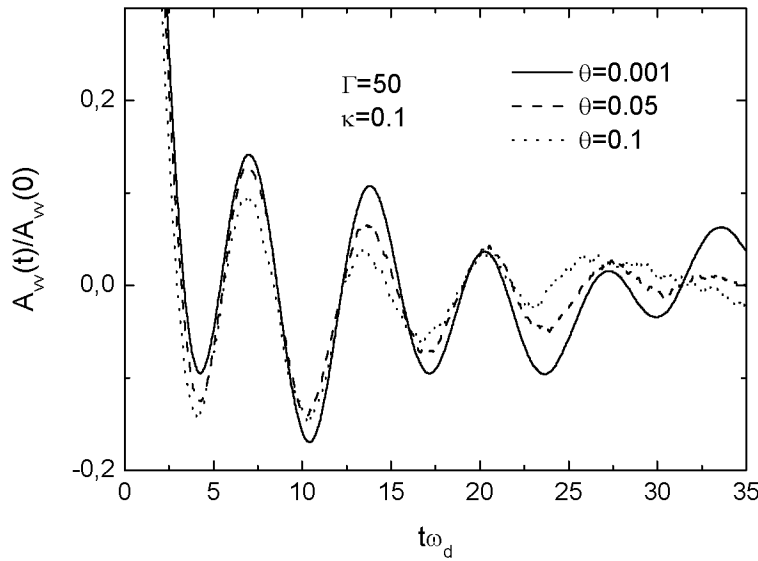
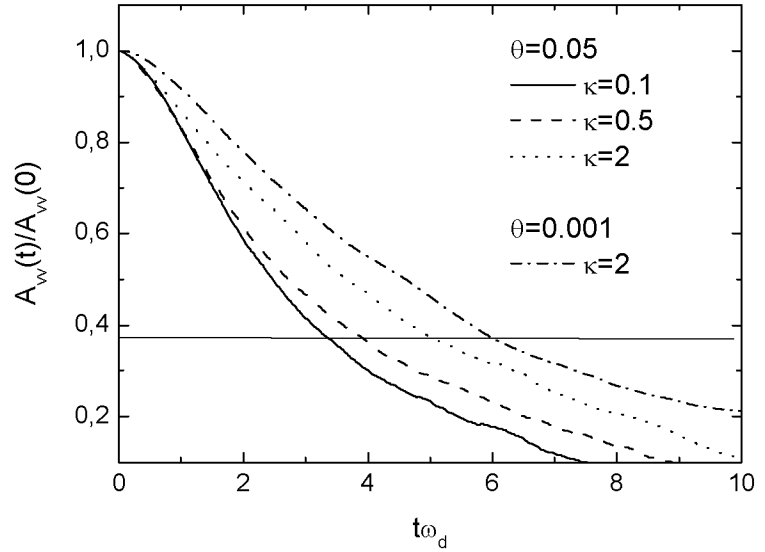


Рис. 3. Автокорреляционные функции скоростей, полученные для разных θ , при $\kappa = 0,1$ и $\Gamma = 50$

методе ланжевеновской динамики учитывается конечная сила трения, условие (6) легко выполняется в широком диапазоне изменения параметров.

2. Столкновения с плазменными частицами приводят к более быстрому затуханию коллективного движения пылевых частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. // УФН. 2004. Т. 174.
2. Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортвов В.Е., Чернышев А.В., Гавриков А.В. и др. // Физика плазмы. 2003. Т. 29, № 8. С. 698.
3. Цытович В.Н. // УФН. 1997. Т. 167. С. 57.
4. Цытович В.Н., Винтер Дж. // УФН. 1999. Т. 168. С. 899.
5. Ваулина О.С., Храпак С.А. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. С. 264.
6. Джумагулова К.Н. // Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат. 2005. № 2. С. 55.
7. Baimbetov F.B., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N.,

Kadyrsizov E.R., Petrov O.F., Gavrikov A.V. // J. Phys.A: Math. And Gen. 2006. V. 39. P. 4521-4525.

8. Donko Z. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7, N 1. P. 45.

9. Donko Z., Hartmann P. // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 016405.

Резюме

Ланжевендік динамика әдісімен компьютерлік модельдеу негізінде алынған тозанды плазма бөлшектерінің жылдамдық автокорреляциялық функциялары зерттелінді. Байланыс, экрандалу және үйкеліс параметрлерінің әртүрлі мәндері үшін автокорреляциялық функцияларының өшу уақыты талданылды.

Summary

Velocity autocorrelation functions of dusty particles obtained on the basis of the Langevin dynamics simulations are investigated. The decay time of autocorrelation functions for different coupling parameters, screening parameters and friction parameters is analyzed.