

# Вестник Московского университета

НАУЧНЫЙ ЖУРНАЛ

Основан в ноябре 1946 г.

Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ

№ 2 • 2013 • МАРТ–АПРЕЛЬ

Издательство Московского университета

Выходит один раз в два месяца

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

### Теоретическая и математическая физика

- Иноземцев В.И., Масленников И.И.* Обобщенные гидродинамические уравнения в модели твердых сфер ..... 3
- Жуковский В.Ч., Клименко К.Г., Хунджа Т.Г.* Влияние волны киральной плотности на сверхпроводящую фазу в двумерной модели Гросса–Невё ..... 11

### Физика атомного ядра и элементарных частиц

- Ишханов Б.С., Троицев С.Ю.* Моделирование гамма-активационных экспериментов ..... 16
- Борисов А.В., Сизин П.Е.* Электромагнитный механизм распада плазмона в нейтринную пару в сильно замагниченном электронном газе ..... 20

### Радиофизика, электроника, акустика

- Докукина О.И., Терентьев Е.Н., Штеменко Л.С., Шугаев Ф.В.* Пульсации давления в турбулентном потоке газа и их взаимодействие с ударной волной ..... 24
- Власова О.К., Приходько Л.И.* Флуктуации относительной амплитуды лучей при совместной диффузии в среде со случайными неоднородностями ..... 29
- Евстафьева Е.Н., Рау Э.И., Татаринцев А.А.* Объяснение некоторых противоречий в трактовке динамики зарядки диэлектрических мишеней под воздействием электронного облучения ..... 34

### Оптика и спектроскопия. Лазерная физика

- Войцеховская О.К., Егоров О.В.* Поглощение сернистым газом в терагерцовом диапазоне при температурах 300–1200 К ..... 38

**Физика конденсированного состояния вещества**

<i>Павлов С.В.</i> Феноменологическая модель фазовых переходов в лавсоните .....	46
<i>Гаврилова Н.Д., Давыдова А.А.</i> Электропроводность, диэлектрическая проницаемость и электрический модуль кристаллогидратов формиата эрбия на частотах 0.07 Гц — 1 МГц .....	50

**Химическая физика, физическая кинетика и физика плазмы**

<i>Сухов А.К.</i> Две формы существования разряда униполярного пробоя газа .....	56
--	----

**Биофизика и медицинская физика**

<i>Масленникова А.Д., Сергеева И.А., Петрова Г.П.</i> Влияние ионов тяжелых металлов на молекулярно-динамические характеристики молекул коллагена в водных растворах ...	61
--	----

**Астрономия, астрофизика и космология**

<i>Сажин М.В., Сиверский М.Н., Калинина Т.А., Шмелева Н.В.</i> Видимые движения внегалактических источников и угловой спектр этого движения .....	66
<i>Сергеева Н.Ю., Пиширков М.С., <u>Илясов Ю.П.</u></i> Влияние радиометрического шума на точность хронометрирования пульсаров .....	72
<i>Леденцов Л.С., Сомов Б.В.</i> Нагрев плазмы на разрывных МГД-течениях вблизи области магнитного пересоединения .....	76

## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

## Обобщенные гидродинамические уравнения в модели твердых сфер

В. И. Иноземцев<sup>а</sup>, И. И. Масленников<sup>б</sup>*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра квантовой статистики и теории поля. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.**E-mail: <sup>а</sup>nginozv@mail.ru, <sup>б</sup>ilyamaslennikov@mail.ru*

Статья поступила 20.11.2012, подписана в печать 30.11.2012.

Рассмотрены обобщенные гидродинамические уравнения в модели твердых сфер на основе сформулированного Н. Н. Боголюбовым приближенного подхода к анализу коллективных взаимодействий. Показано, что обобщенная матрица коэффициентов переноса не является самосопряженной при учете конечных размеров области двухчастичного взаимодействия.

**Ключевые слова:** кинетические уравнения, уравнения гидродинамики, модель твердых сфер, коэффициенты переноса.

УДК: 533.7. PACS: 51.10.+y; 05.20.-y; 05.20.Dd.

## Введение

Построение гидродинамических уравнений, позволяющих исследовать макроскопические характеристики неравновесных систем произвольной плотности — одна из важных задач статистической механики. Классический подход к решению проблемы, основанный на рассмотрении нелокальных кинетических уравнений, не учитывающий коллективных взаимодействий частиц в системе, приводит к расходящимся выражениям при попытках построения уравнений гидродинамики в рамках метода Чепмена–Энскога [1–4]. Дисперсионная зависимость скорости распространения гидродинамических возмущений от волнового вектора не является аналитической [5] вследствие нелокальных свойств исходных кинетических уравнений. Как показал Н. Н. Боголюбов [1], кинетические уравнения такого класса могут быть получены в рамках приближений, аналогичных используемым в теории плазмы, и отметил, что им соответствуют нелинейные нелокальные уравнения гидродинамики. В данной работе мы ограничимся анализом круга вопросов, связанных с построением линеаризованных нелокальных гидродинамических уравнений в модели твердых сфер. Ранее [6] было показано, что для модели твердых сфер оператор, определяющий скорость распространения гидродинамических возмущений, является неэрмитовым в соответствии с результатами [7]. Здесь на основе предложенного Н. Н. Боголюбовым метода мы рассмотрим свойства матрицы обобщенных коэффициентов переноса и исследуем ее особенности, возникающие при учете конечных размеров области взаимодействия.

## 1. Линеаризованное кинетическое уравнение в модели твердых сфер

Будем исходить, следуя [1, 5], из цепочки уравнений ББГКИ для функций распределения в модели твердых сфер в форме [8]

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} + \phi_0(1) \right] F_1(t; 1) = n \int d\mathbf{x}_2 \hat{T}_{12} F_2(t; 1, 2),$$

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\partial}{\partial t} + \zeta_0(1, 2) \right] F_2(t; 1, 2) = \\ = n \int d\mathbf{x}_3 \left[ \hat{T}_{13} + \hat{T}_{23} \right] F_3(t; 1, 2, 3), \\ \dots, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\mathbf{x} = (\mathbf{r}, \mathbf{v})$ ;  $\phi_0(1) = \mathbf{v}_1 \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_1}$ ;  $\phi_0(i, j) = \phi_0(i) + \phi_0(j)$ ;  $n$  — плотность числа частиц;

$$\begin{aligned} \hat{T}_{ij} = a^2 \int_{(\mathbf{v}_j - \mathbf{v}_i) \cdot \boldsymbol{\sigma} \geq 0} d\boldsymbol{\sigma} [(\mathbf{v}_j - \mathbf{v}_i) \boldsymbol{\sigma} \times \\ \times [\delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j - a\boldsymbol{\sigma}) \hat{b}_{\boldsymbol{\sigma}} - \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j + a\boldsymbol{\sigma})]], \end{aligned}$$

$a$  — диаметр сферы;  $\boldsymbol{\sigma}$  — единичный вектор;  $\hat{b}_{\boldsymbol{\sigma}}$  — оператор замены скоростей  $\mathbf{v}_j$ ,  $\mathbf{v}_i$  на  $[\mathbf{v}_i - \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) \boldsymbol{\sigma}]$ ,  $[\mathbf{v}_j + \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) \boldsymbol{\sigma}]$  соответственно.

Используя фундаментальное условие ослабления корреляций [9], представим функции распределения в уравнениях (1) в виде

$$\begin{aligned} F_2(t; 1, 2) = F_1(t; 1)F_1(t; 2) + G_2(t; 1, 2); \\ F_3(t; 1, 2, 3) = F_1(t; 1)F_1(t; 2)F_1(t; 3) + \\ + \sum_{i \neq j \neq k} F_1(t; i)G_2(t; j, k) + G_3(t; 1, 2, 3), \\ \dots \end{aligned}$$

Отметим, что обрыв цепочки (1) в предположении  $G_2 = 0$  приводит к хорошо известному уравнению Больцмана–Энскога. Приближенное кинетическое уравнение для  $F_1$ , учитывающее коллективные взаимодействия, можно получить, согласно [1], при обрыве цепочки (1) посредством предположения  $G_3 = 0$  и сохранения корреляционных функций  $G_2$ .

В дальнейшем будем предполагать, что состояние системы близко к равновесному, и представим функции  $F_1$  и  $G_2$  в форме

$$\begin{aligned} F_1 = f_0(\mathbf{v}_1)(1 + \Psi_1(t; 1)); \\ G_2(t; 1, 2) = f_0(\mathbf{v}_1)f_0(\mathbf{v}_2)\Psi_2(t; 1, 2) \end{aligned} \quad (2)$$