

А. В. ЧЕРНОВ

**КИНЕТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ
ФИЗИЧЕСКИХ СИСТЕМ
С ХАОТИЧЕСКИМ
У ВНУТРЕННИМ СТРОЕНИЕМ**



$$S = k \ln W$$

ФГУП «Российский федеральный ядерный центр –
Всероссийский научно-исследовательский институт
экспериментальной физики»

А. В. Чернов

**КИНЕТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ
ФИЗИЧЕСКИХ СИСТЕМ С ХАОТИЧЕСКИМ
ВНУТРЕННИМ СТРОЕНИЕМ**

Монография

Саров
2009

ББК 22.36
Ч-49
УДК 533.72

А. В. Чернов

Ч-49 Кинетические уравнения физических систем с хаотическим внутренним строением: Монография. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2009. 214 с. – ил.

ISBN 978-5-9515-0108-0

В книге изложены результаты исследований по проблеме обобщения газокинетического уравнения Больцмана на физические системы, отличающиеся от больцмановского одноатомного газа.

Особое внимание уделено вопросу о необходимости стохастической формулировки сопряженных с кинетическим уравнением граничных условий, диктуемой неизбежным наличием у любой физической системы внешнего окружения, микроскопические взаимодействия с которым принципиально не контролируемы.

Приведены некоторые физически обоснованные соображения, позволяющие построить единую теорию уравнения состояния газа и жидкости.

Монография может оказаться полезной студентам старших курсов технических вузов, аспирантам и научным работникам, интересующимся неравновесными процессами, протекающими в физических системах.

Издание осуществлено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту № 09-02-07059

РФФИ

ISBN 978-5-9515-0108-0

© ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2009

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	5
Раздел 1. Уравнения непрерывности в фазовых пространствах ...	29
1.1. Статистические ансамбли	29
1.2. Уравнение Лиувилля	33
1.3. Распределение Гиббса	56
1.4. Одночастичная функция распределения	69
1.5. Уравнения непрерывности в больцмановском фазовом пространстве	78
1.6. Уравнение непрерывности, гидродинамические параметры и гидродинамические законы сохранения	89
1.7. Уравнение баланса энтропии	105
1.8. О больцмановской аппроксимации уравнения непрерывности в фазовом пространстве	114
Раздел 2. Кинетические уравнения гомогенных систем	118
2.1. Взаимодействие молекул в классической модели идеального газа	118
2.2. Уравнение непрерывности в больцмановском μ-пространстве и интеграл столкновений	126
2.3. Интеграл столкновений для разреженных многоатомных газов	141
2.4. Общие свойства интеграла столкновений	158
2.5. H-теорема Больцмана	163
2.6. Окончательная форма оператора столкновений	164
2.7. Проблема плотных газов	167
2.8. О кинетических уравнениях конденсированных сред	184
Раздел 3. Линеаризация кинетических уравнений	188
3.1. Основное представление функции распределения	188
3.2. Кинетическое уравнение для возмущения h и его линеаризация	192

3.3. Разложения плотности, потока и источника энтропии	194
3.4. Приближение Чепмена – Энскога первого порядка и линейные уравнения Онзагера	203
3.5. Безразмерная форма кинетического уравнения	207
Список литературы	212

$$\frac{(1+h)g(\varepsilon)M[\ln f_\Gamma] + g(\varepsilon)M[h]}{I(\rho, e_p)e^{\alpha\mu}} =$$

$$= \int |\mathbf{c} - \mathbf{c}_1| \exp \left[-\alpha \left(\frac{m\mathbf{c}_1^2}{2} + \varepsilon \right) \right] H[h] d\Gamma d\Gamma_1. \quad (3.63)$$

Форма уравнения (3.63) показывает, что в интеграле его правой части можно ввести безразмерные переменные

$$\mathbf{C} = \gamma \mathbf{c}, \quad \eta = \alpha \varepsilon, \quad W = |\mathbf{C} - \mathbf{C}_1|, \quad \gamma = \sqrt{\frac{m\alpha}{2}} \quad (3.64)$$

и считать возмущение h функцией этих переменных.

Тогда уравнение приобретет вид

$$g(\eta) \left[\frac{(\alpha\gamma^7)}{I(\rho, e_p)e^{\alpha\mu}} M[\ln f_\Gamma](1+h) + \frac{(\alpha\gamma^7)}{I(\rho, e_p)e^{\alpha\mu}} M[h] \right] =$$

$$= \int W \exp[-\mathbf{C}_1^2 - \eta] H[h] d\Gamma d\Gamma_1, \quad (3.65)$$

где дифференциалы в правой части и функция g в левой части должны быть выражены через новые фазовые переменные. Выражение величины $M[\ln f_\Gamma]$ через новые переменные легко выполняется с помощью (3.53), если принять во внимание соотношение

$$\frac{1}{f_0} M[f_0] = \frac{1}{f_\Gamma} M[f_\Gamma] = M[\ln f_\Gamma].$$

Оператор M , выраженный через переменную \mathbf{C} , выглядит следующим образом:

$$M = \frac{\partial}{\partial t} + \left(\mathbf{u} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) - \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_x}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{u}} \right) =$$

$$= \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\gamma} \left((\mathbf{C} + \gamma \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) - \left(\frac{\gamma}{\rho} \frac{\partial P_x}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{C}} \right). \quad (3.66)$$

В уравнении (3.65) фигурирует выражение $\frac{(\alpha\gamma^7)}{I(\rho, e_p)e^{\alpha\mu}}M[h]$,

в которое входят комбинации производных $\frac{(\alpha\gamma^7)}{I(\rho, e_p)e^{\alpha\mu}}\frac{\partial}{\partial t}$,

$\frac{(\alpha\gamma^7)}{I(\rho, e_p)e^{\alpha\mu}}\frac{1}{\gamma}\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}$. Поскольку функции, входящие в множители при

этих производных, выражаются только через гидродинамические средние и, следовательно, являются в конечном счете некоторыми функциями переменных $\{\mathbf{r}, t\}$, то это наводит на мысль ввести приведенное время и координаты в соответствии с соотношениями

$$d\tau = A(\mathbf{r}, t)dt; \quad (3.67a)$$

$$d\mathbf{R} = \gamma A(\mathbf{r}, t)d\mathbf{r}; \quad (3.67б)$$

$$A(\mathbf{r}, t) = \frac{I(\rho, e_p)e^{\alpha\mu}}{(\alpha\gamma^7)}. \quad (3.67в)$$

Отсюда видно, что множители в соотношениях (3.67a) представляют собой естественные локальные характерные масштабы времени и длины.

Приведенная процедура преобразования кинетического уравнения к безразмерному виду оказывается особенно удобной в случае классического уравнения Больцмана и кинетического уравнения для разреженного газа молекул – жестких волчков, т. е. для газа многоатомных молекул, в котором колебания молекул не оказывают существенного влияния на его статистические свойства и учитывается только их вращение. Связано это с существенным упрощением структуры оператора взаимодействий. Например, для больцмановского газа этот оператор приводится к виду

$$Q[h] = \int W \exp[-C_1^2] H[h] d\Gamma' d\Gamma_1,$$

где интегрирование по обоим безразмерным переменным C' и C_1 осуществляется по всему пространству тепловых скоростей. В этот полностью безразмерный оператор не входит ни одна величина, которая отличала бы один одноатомный газ от другого. Вследствие этого соответствующий линейный оператор для любого одноатомного газа имеет абсолютно стандартную систему собственных функций, которые раз и навсегда могут быть определены, например, при помощи численных методов. Используя разложения по системе этих собственных функций, можно получать решения классов задач, пригодные для любого одноатомного газа.

Это же свойство имеет место и для оператора взаимодействий газа молекул – жестких волчков, так как область интегрирования по переменным V и ε , преобразованная к безразмерным переменным, также будет иметь стандартную форму, одинаковую для любого такого газа.

Можно ожидать, что приведенная в этом подразделе процедура обезразмеривания кинетического уравнения может оказаться полезной и в других случаях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кайзер Дж. Статистическая термодинамика неравновесных процессов. М.: Мир, 1990.
2. Де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Наука, 1964.
3. Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1974.
4. Onsager L. Reciprocal relations in irreversible processes. I // Phys. Rev. 1931. Vol. 37. P. 405.
5. Onsager L. Reciprocal relations in irreversible processes. II // Ibid. Vol. 38. P. 2265.
6. Мейз Дж. Теория и задачи механики сплошных сред. М.: Мир, 1974.
7. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
8. Можен Ж. Механика электромагнитных сплошных сред. М.: Мир, 1991.
9. Толмачев В. В., Головин А. М., Потапов В. С. Термодинамика и электродинамика сплошной среды. М.: Изд-во МГУ, 1988.
10. Костюков Н. А. Механизм расслоения порошковых композиционных материалов при ударно-волновом нагружении // ПМТФ. 1990. № 1. С. 84–91.
11. Николаевский В. Н., Басниев К. С., Горбунов А. Т., Зотов Г. А. Механика насыщенных пористых сред. М.: Недра, 1970.
12. Николаевский В. Н. Механика пористых и трещиноватых сред. М.: Недра, 1984.
13. Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. М.: Наука, 1972.
14. Черчиньяни К. Математические методы в кинетической теории газов. М.: Мир, 1973.
15. Крамер Г. Математические методы статистики. М.: Мир, 1975.
16. Бухгольц Н. Н. Основной курс теоретической механики. Часть II. М.: Наука, 1966.

17. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964.
18. Лифшиц И. М., Каганов М. И. Квазичастицы. М.: Наука, 1989.
19. Бом Д. Общая теория коллективных переменных. М.: Мир, 1964.
20. Фишер И. З. Статистическая теория жидкостей. М.: Физматгиз, 1961.
21. Флайгер У. Строение и динамика молекул. Т. 1, 2. М.: Мир, 1982.
22. Уленбек Дж., Форд Дж. Лекции по статистической механике. М.: Мир, 1965.
23. Вукалович М. П., Новиков И. И. Уравнение состояния реальных газов. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1948.
24. Задачи по термодинамике и статистической физике / Под ред. П. Ландсберга М.: Мир, 1974.
25. Ursell // Proc. Cambr. Phil. Soc. 1927. Vol. 23. P. 685.
26. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975.

Монография

Чернов Анатолий Васильевич

Кинетические уравнения физических систем
с хаотическим внутренним строением

Редактор *Л. В. Мазан*

Корректор *Н. Ю. Костюничева*

Компьютерная подготовка оригинала-макета *М. С. Мещерякова*

Подписано в печать 27.08.2009 Формат 60×84/16

Печать офсетная. Усл. печ. л. ~ 13,5

Уч. изд. л. ~ 10,5

Тираж 300 экз. Зак. тип. 1633-2009

Отпечатано в Издательско-полиграфическом комплексе

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

607188, г. Саров Нижегородской обл.