01

Динамические законы и супергидродинамика

Г.Е. Скворцов

С.-Петербургский государственный университет

Поступило в Редакцию 5 марта 1997 г.

Формулируются динамические законы, которые дают основу макроскопической теории процессов большой неравновесности — супергидродинамики.

В [1,2] были сформулированы и обсуждены качественные закономерности поведения систем при сильных воздействиях.

В данной работе рассматриваются основные динамические законы, которые позволяют получить замкнутое описание (уравнения) процессов большой неравновесности: закон "темп–действия", закон баланса, принцип сокращения описания, а также антипод закона Шателье для случая активных систем.

С использованием этих законов дается основа макродинамической теории процессов большой неравновесности — супергидродинамики. Эта теория предназначается для описания процессов в разнообразных системах, в ядрах и атомах, содержащих более сотни нуклонов и электронов, газах и конденсированных средах, а также в звездных системах.

1. Закон "темп–действие" связывает временное изменение объекта — системы скоростные характеристики с воздействием на систему, внешним или внутренним.

Примером применения этого закона могут служить уравнения Ньютона–Мещерского

$$d_t\mathbf{x} = \mathbf{v}, \quad d_t\mathbf{v} = \frac{1}{m}\mathbf{f}(\mathbf{xv}t), \quad d_t m = j_m(\mathbf{xv}t). \tag{1}$$

Второе и третье уравнения означают соответственно: темп изменения скорости равен воздействию (силе) с коэффициентом $1/m$, скорость изменения массы равна интенсивности ее убыли или прибыли.

Аналогичным образом с использованием подходящих балансных соотношений для внутренних воздействий можно получить все известные и новые уравнения для любых физических величин.

2. Балансные соотношения отражают чрезвычайно общий закон баланса. Этот закон является выражением действия противоположных влияний существенных величин (сил, энергий, прочих ресурсов). Все динамические системы функционируют балансным образом. Устойчивость систем достигается посредством баланса.

Балансные соотношения — закон действующих масс, используются для получения уравнений химической кинетики. Балансными являются критерии устойчивости [3]. Балансный характер имеет степень неравновесности [2].

Баланс ресурса A, как правило потока энергии, поступающего в систему и выходящего, определяет переход от пассивной системы (преобладает поглощение) к активной (преобладает выход):

$$\Delta A(t) = A_{in}(t) - A_{out}(t) < 0. \qquad (2)$$

Как правило, это происходит при "открывании внутреннего резервуара" ресурса A вследствие действия A_{in}.

Активными или активированными системами являются взрывчатые и горючие вещества, среда с достаточной концентрацией электронно-возбужденных частиц, сильноперегретая фаза и т. п.

Можно утверждать, что для активных систем, или систем в активном состоянии, имеет место антипод закона Шателье: реакция системы усиливает воздействие на нее. При этом система дезактивируется и переходит в свой доактивационный вид при наличии ограничителя либо она разрушается и становится иной системой (взрыв, горение, гравитационный коллапс).

3. Существенное значение для получения уравнений больших неравновесных процессов имеет принцип сокращения описания.

Этот принцип вытекает как необходимое следствие из закона "всеобщей связи и взаимовлияния" и состоит из трех положений: 1) неограниченное "раскрытие" системы при возрастании интенсивности процесса обусловливает необходимость подходящего сокращения описания; 2) систему, состоящую из более сотни частиц, целесообразно рассматривать как подходящую сплошную среду со структурой; 3) сокращение описания и переход к сплошной среде наиболее эффективно осуществляются посредством проекционного метода. В первом положении "раскрытие" системы означает вовлечение в процесс все более глубоких уровней строения системы, а также все более широкого окружения, как источника воздействий, при неустойчивых состояниях системы, свойственных процессам большой неравновесности.

4. Продемонстрируем сокращение описания — получим простой вариант супергидродинамики.

В качестве исходного возьмем общее динамическое уравнение для величины f, описывающей микродинамику, и выделим интересующий нас набор макроскопических величин A, которому соответствует подпространство с проектором P. Будем иметь

$$\partial_t f = \mathcal{E} f, \quad f = Pf + Qf, \quad Q = 1 - P, \quad PQ = 0. \tag{3}$$

Разбиение f на P и Q-составляющие вполне аналогично выделению конечной суммы и остатка ряда Фурье соответственно.

Считая, ради простоты, оператор эволюции $\mathcal{E}$ линейным и проектор P стационарным, для величины $Pf \equiv f_A$ получаем формально замкнутое уравнение [4]:

$$\partial_t f_A = P\mathcal{E} f_A + P\mathcal{E}[\partial_t - \hat{\mathcal{E}}]^{-1} f_A, \quad \hat{\mathcal{E}} \equiv Q\mathcal{E}. \tag{4}$$

Рассматривая для простоты плотность $Pf = \rho$, получаем из (4) уравнение супердиффузии (в представлении Лапласа–Фурье)

$$z\rho - \rho_0 = -\mathbf{u}_s \cdot i\mathbf{k}\rho + ik_i K_d^{(ij)} ik_j \rho, \tag{5}$$

$$K_d^{(ij)}(zkF) = \langle \hat{v}_i, [z - \hat{\mathcal{E}}]^{-1} \hat{v}_j \rangle \tag{6}$$

— неравновесный тензор диффузии [4].

Наиболее общая нелинейная схема получения супергидродинамики содержится в [5]. В этом общем случае определяющие соотношения — выражения потоков J_n через силы X_e, задаются кинетическими операторами $K_{ne}[X]$. Согласно их общим выражениям [5], при больших значениях скорости, градиентов и сил они имеют такое качественное асимптотическое поведение

$$K_{ne} \sim \frac{c_1}{\partial/\partial t}, \quad \frac{c_2}{|\nabla|}, \quad \frac{c_3}{|F|}. \tag{7}$$

Подобные зависимости с определенными значениями c_k имеют место и для K_d (6).

Скоростное асимптотическое выражение согласуется с феноменологической релаксационной теорией; градиентная асимптотика приводит к теории первого порядка по градиентам с диссипацией; силовая асимптотика указывает на слабую зависимость соответствующего тока от силы при большом ее значении.

5. Общий характер процедуры сокращения описания позволяет использовать в качестве исходного разные микродинамические уравнения: общее кинетическое уравнение для структурно-кинетических элементов [4,5], уравнение Лиувилля (Мори, Цванциг, Ричардсон), а также уравнение Шредингера для молекулярной системы.

В последнем случае при сокращении описания по ядерным степеням свободы молекулы получается неравновесный вариант теории Борна–Опенгеймера. Процедура сокращения описания, примененная к ядру, дает весьма полезную супергидродинамическую модель ядра.

Применение проекционного метода к соответствующей задаче квантовой теории поля позволило вычислить лэмбовский сдвиг естественным образом без искусственной процедуры перенормировки [6].

Применяя указанный метод сокращения описания к уравнению Лиувилля, удается продемонстрировать переход от обратимого описания к необратимому. Для этого достаточно, чтобы оператор Лиувилля имел непрерывный спектр, что представляется физическим очевидным. При этом удается устранить дефект обращения в нуль частоты релаксации, указанный автором [4].

Решенная в рамках проекционного метода задача Фока–Крылова о распаде атома предписывает экспоненциальную зависимость при умеренно больших временах.

В задаче о погранслойном течении турбулентной жидкости при получении уравнений усредненного движения на основе уравнения Навье–Стокса со случайной силой, моделирующей стохастическое взаимодействие вихрей, впервые было дано строгим образом выражение турбулентной вязкости [7].

В заключение следует указать, что принцип сокращения описания предписывает зависимость различных характеристик, включая и квазичастичные, от динамического состояния системы. Такие характеристики, как масса квазичастицы, неравновесные коэффициенты переноса, присоединенная масса тела в гидродинамике, могут в ходе процесса изменять свои значения на порядок. Получать подобные эффективные характеристики следует в рамках проекционного метода с использованием интерполяционного–асимптотического способа конкретизации, как это сделано в [4,5].

Список литературы

[1] *Скворцов Г.Е.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 6. № 17. С. 15–18.
[2] *Скворцов Г.Е.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 6. С. 85–90; В. 7. С. 23–27; В. 10., С. 17–21.
[3] *Перевозников Е.Н., Скворцов Г.Е.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. № 12. С. 2353–2360.
[4] *Скворцов Г.Е.* // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. № 8. С. 502–515; 1975. Т. 68. № 4. С. 956–973.
[5] *Сворцов Г.Е.* // Вестник ЛГУ. 1979. № 13. С. 94–98.
[6] *Seke J.* // J. Phys. A. 1991.V. 24. P. 2121.
[7] *Скворцов Г.Е.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 3. С. 62–69.
[8] *Перевозников Е.Н., Скворцов Г.Е.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. № 9. С. 1–8.