



Образование турбулентного следа за препятствием

Михайленко К.И., Кулешов В.С.

Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УНЦ РАН, Уфа

В работе представлены результаты прямого численного моделирования процесса развития турбулентности при обтекании тела жидкостью на примере формирования дорожки Кармана. Двумерная расчетная область описывает открытый канал с препятствием. Для реализации прямого моделирования турбулентности количество узловых точек расчетной области превышает $1,5 \cdot 10^6$, что неизбежно влечет за собой значительное уменьшение шага по времени для сохранения устойчивости численной схемы. Программный код реализован с использованием технологий распараллеливания OpenMP и MPI для вычислительного кластера.

1. Введение

В динамике жидкости и газа принято выделять два основных режима течения среды: ламинарный и турбулентный. При ламинарном режиме течения отдельные слои жидкости перемещаются параллельно друг другу, практически не смешиваясь. При турбулентном режиме возникают вихри, которые приводят к хаотическим перемещениям каждого отдельного объема жидкости. Установление режима течения жидкости — первоначальная задача при любых гидродинамических расчетах.

Основным критерием для выделения режима течения является безразмерный параметр, называемый числом Рейнольдса [1]:

$$Re = \frac{\rho v \ell}{\eta},$$

где ρ — плотность жидкости или газа; v — средняя (по сечению трубы) скорость потока; η — коэффициент вязкости жидкости; ℓ — характерный размер (например, сторона квадрата при квадратном сечении канала, диаметр при круглом сечении, размер обтекаемого тела и т.д.). Физический смысл числа Рейнольдса можно интерпретировать как отношение сил инерции к силам вязкости.

При достаточно малых числах Рейнольдса обтекание устойчиво, процесс быстро достигает установления (стационарный процесс), т.е. наблюдается ламинарный режим. Однако, при увеличении Re , как следует из экспериментальных данных, при достижении им значения, называемого критическим ($Re_{кр}$), поток флюида становится неустойчивым,

происходит переход к турбулентному режиму течения. Таким образом, при достаточно больших числах Рейнольдса ($Re > Re_{кр}$) невозможно достижение установившегося режима течения. Критическое значение числа Рейнольдса не является универсальным, для каждого типа движения существует свое $Re_{кр}$. На практике принято выделять область критических значений числа Рейнольдса, в которой часто невозможно точно предсказать какой режим течения реализуется при данном конкретном Re , а сам процесс перехода между ламинарным и турбулентным течениями зависит от значительного числа факторов.

Хорошим примером реализации переходного режима течения могут служить дорожки Кармана. На рис. 1, взятом из альбома течений [2], изображена вихревая дорожка Кармана за круговым цилиндром при $Re = 2000$. Левее обтекаемого цилиндра поток фактически ламинарен, но после он испытывает возмущения, превращаясь в турбулентный след.



Рис. 1. Фотография дорожки Кармана [2]

В данной работе на основе численного моделирования показан процесс образования турбулентного следа при обтекании твердого тела, имеющего форму цилиндра, потоком малосжимаемой жидкости при значениях чисел Рейнольдса из критической области.

2. Математическая модель

Рассматриваемый процесс описывается системой уравнений Навье–Стокса для вязкой сжимаемой жидкости. Уравнения модели в двумерном случае можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j)}{\partial x_j} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i v_j)}{\partial x_j} &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \\ \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j E)}{\partial x_j} &= -\frac{\partial(p v_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial(\tau_{jk} v_k)}{\partial x_j}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь v_i — i -ая составляющая вектора скорости; E — удельная полная энергия, $E = J - (v_i v_i)/2$; J — внутренняя энергия; p — давление; τ_{ij} — тензор напряжений, определяемый как

$$\tau_{ij} = \mu \left[\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right],$$

где μ — динамическая вязкость; δ_{ij} — символ Кронекера.

Замыкание системы уравнений достигается включением в нее выражения, связывающего давление и плотность жидкости. Авторами используется модифицированное для несжимаемой жидкости уравнение состояния Ван-дер-Ваальса [3]:

$$p = \frac{RT}{V(1 - b/4V)^4} - \frac{a}{V^2}, \quad (2)$$

где R — универсальная газовая постоянная; T — абсолютная температура; a, b — постоянные Ван-дер-Ваальса; $V = 1/\rho$ — объем.

3. Численный метод

Уравнения модели решаются численно с использованием метода крупных частиц [4]. Выбор данного метода определяется его консервативностью и хорошей устойчивостью при решении задач со слабыми ударными волнами.

Основная идея метода крупных частиц заключается в расщеплении по физическим процессам системы уравнений, записанной в форме законов сохранения. Среда моделируется системой из крупных частиц, совпадающих в рассматриваемый момент времени с ячейкой эйлеровой сетки. Расчет каждого временного шага разбивается на три этапа.

Эйлеров этап, на котором пренебрегаем всеми эффектами, связанными с перемещением элементарной ячейки (потока массы через границы ячеек нет), и учитываем эффекты ускорения жидкости лишь за счет давления; здесь для крупной частицы определяются промежуточные значения искомых параметров потока $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}, \bar{E})$.

Лагранжев этап, во время которого вычисляются потоки физических величин через границы ячеек.

Заключительный этап, предназначенный для определения в новый момент времени окончательных значений гидродинамических параметров потока (u, v, w, E, ρ) на основе законов сохранения массы, импульса и энергии для каждой ячейки и всей системы в целом на фиксированной расчетной сетке.

4. Результаты вычислительных экспериментов

Для решения уравнений системы (1)–(2) запишем соответствующие начальные и граничные условия, исходя из следующих предположений.

Граничные условия:

- условие прилипания на твердой стенке;
- задана постоянная скорость на входе области;
- условие протекания на выходе.

Начальные условия:

- скорость жидкости в начальный момент времени равна нулю;
- давление линейно уменьшается вдоль канала.

Моделирование проводится посредством трехмерного кода, двумерность расчетной области обеспечивается условием симметрии на границах по оси z .

Результаты расчетов были получены при следующих физических параметрах системы:

- начальная плотность жидкости $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$;
- вязкость $\mu = 0,01 \text{ Па}\cdot\text{С}$;
- размеры моделируемой области $1 \times 0,4 \text{ м}$;
- значение числа Рейнольдса $Re = 2500$.

На рис. 2 показаны линии тока, отображающие движение жидкости при обтекании бесконечного цилиндра. На рисунке показаны результаты через

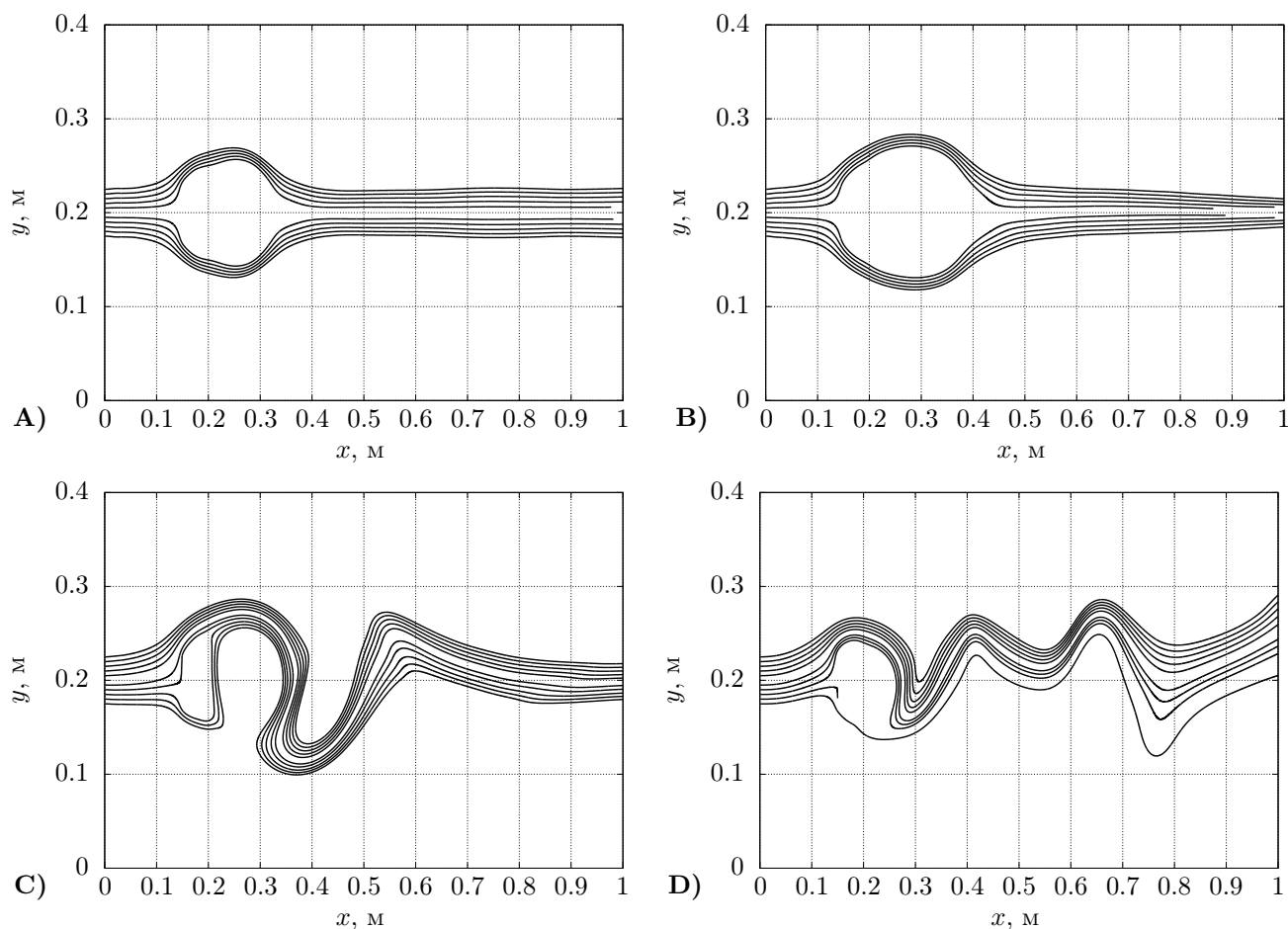


Рис. 2. Отображение линий тока в моменты времени: А) t с; В) $2t$ с; С) $3t$ с; D) $4t$ с от начала движения

равные промежутки времени. Так, на рис. 2 (А) показана картина течения через t с от начала расчета (начала движения жидкости), на рис. 2 (В) — $2t$ с и так далее. Так как число Рейнольдса, выбранное для представленного исследования соответствует переходному режиму течения, в численном эксперименте наблюдается образование крупномасштабных вихревых структур (дорожка Кармана) за препятствием.

Рассмотрим процесс возникновения периодического возмущения. Изначально, при встрече ламинарного потока с препятствием, происходит разделение потока жидкости на два, огибающих препятствие сверху и снизу. За телом можно наблюдать соединение двух потоков в один с дальнейшим ламинарным течением, как и до препятствия.

Однако, с развитием потока и ускорением жидкости, в канале начинают преобладать кинематические свойства жидкости, поток постепенно теряет свойства, присущие ламинарному потоку. Вследствие чего возникают и увеличиваются в размере

хаотические перемещения отдельных объемов жидкости за телом. На рис. 2 (В), в момент $2t$ при разделении потока на два и последующем сжатии при обтекании цилиндра, поток остается ламинарным, однако можно видеть, что сам характер потока изменился, линии тока образуют более широкий радиус, а уплотнение слоев жидкости происходит достаточно далеко за телом.

Рис. 2 (С) (момент $3t$) уже наглядным образом демонстрирует смену режима течения жидкости на турбулентный. Хорошо видно, как за телом образуется волновое движение жидкости. С дальнейшим течением времени процесс приобретает почти периодический характер, что демонстрирует рис. 2 (D).

На рис. 3 показано поле скоростей в момент времени $4t$. Здесь хорошо видно, что регулярная до препятствия картина течения резко сменяется периодическими возмущениями, которые постепенно образуют структуру, схожую с дорожкой Кармана.

Таким образом, можно сделать вывод, что метод крупных частиц позволяет выполнять прямое

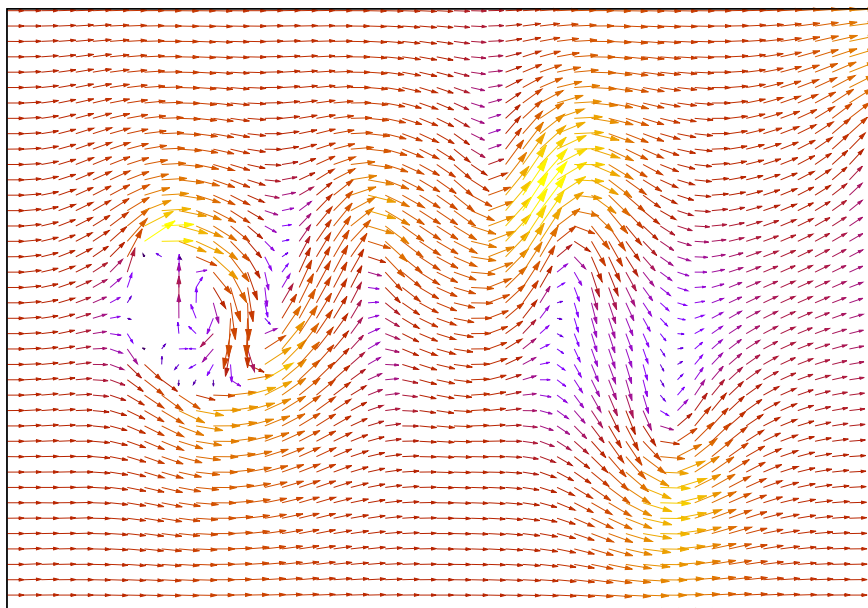


Рис. 3. Направления и скорости потоков жидкости после обтекания тела; длина вектора характеризует модуль скорости потока жидкости в данной точке ($|v|$, м/с)

моделирование турбулентности при достаточном количестве узлов расчетной сетки.

5. Высокопроизводительные вычисления

Использование трехмерной математической модели приводит к значительному увеличению требований к используемым аппаратным ресурсам. По этой причине расчеты проводились на суперкомпьютере Уфимского государственного авиационного технического университета. Для расчетов было выделено для расчетов четыре двухsocketных вычислительных узла с четырехъядерными процессорами Intel Quad Xeon 5300 и 8 ГБ оперативной памяти на один вычислительный узел. Среда передачи данных — Infiniband.

В результате распараллеливания программного кода с использованием технологии MPI было получено ускорение, близкое к линейному. Столь высокое ускорение обусловлено достаточно удобной явной численной схемой модели, позволяющей значительно минимизировать обмен теневыми гранями для больших расчетных областей.

6. Заключение

В представленной работе на примере изменения характера течения при значениях числа Рей-

нольдса, близких к критическим, показано, что метод крупных частиц позволяет проводить моделирование в широком диапазоне значений параметров потока, включая переход к крупномасштабной турбулентности. Таким образом, можно сделать вывод о том, что при достаточном количестве узловых точек вычислительной сетки можно производить также прямое моделирование турбулентности. В этом плане особо следует подчеркнуть тот факт, что реализующий данный метод код допускает эффективное распараллеливание для использования его на вычислительном кластере.

Список литературы

- [1] Савельев И.В. Курс общей физики, том I. Механика, колебания и волны, молекулярная физика. М.: Лань, 2011. С. 448.
- [2] М.Ван-Дайк. Альбом течений жидкости и газа. М.: Мир, 1986. С. 184.
- [3] Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. I. М.: Наука, 1987. С. 464.
- [4] Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.
- [5] Кедринский В. К. Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели : СО РАН, 2000.