



К МОДЕЛИРОВАНИЮ ЭФФЕКТА ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРАТИФИКАЦИИ В КАНАЛЕ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ

Марьин Д. Ф., Михайленко К. И.*, Хазиев Л. Х.***

*Институт механики УНЦ РАН, Уфа

**Уфимский государственный авиационный технический университет, Уфа

Аннотация. Произведено прямое численное моделирование эффекта Ранка–Хилша в противоточной вихревой трубе с диаметром диафрагмы горячего воздуха, совпадающим с диаметром трубы. Использовано DNS-моделирование на основе метода крупных частиц в цилиндрической системе координат, позволяющее учитывать масштабы крупных турбулентных вихрей. Анализ распределения энергии в рассматриваемой системе дал картину распределения температуры в объёме вихревой трубы.

1. Введение

В газовой динамике хорошо известно такое нетривиальное явление как вихревой эффект (эффект Ранка–Хилша). Этот эффект характеризуется разделением газа или жидкости при закручивании в цилиндрической или конической камере на две фракции. На периферии образуется поток с большей температурой, а в центре — охлажденный поток. Эффект был обнаружен французским инженером Жозефом Ранком в 1931 году [1], а первые подробные теоретические исследования провёл немецкий физик Хилш в 1946 году [2].

К настоящему времени предпринято множество попыток теоретически объяснить описываемый эффект (см., например, [3, 4]), но ни одно объяснение не является полностью неоспоримым.

В работе представлено первое приближение к прямому мо-

делированию описываемого эффекта. За основу взяты уравнения газовой динамики для вязкого газа, численный эксперимент проводился с помощью метода крупных частиц. Турбулентные эффекты учитываются за счёт использования мелкомасштабной сетки узловых точек.

2. Математическая модель

Математическая модель рассматриваемого процесса записывается при следующих допущениях:

- среда представляет собой идеальный вязкий газ;
- вязкость газа постоянна и сравнима с вязкостью воздуха;
- газ представляет собой ньютоновскую среду, подчиненную обобщенному закону Ньютона о линейной связи между тензором вязких напряжений \mathbf{P} и тензором скоростей деформаций $\dot{\mathbf{S}}$:

$$\mathbf{P} = 2\mu\dot{\mathbf{S}} - \left(p + \frac{2}{3}\mu \operatorname{div} \vec{W} \right) \mathbf{I},$$

где \mathbf{I} — единичный тензор; \vec{W} — скорость среды.

Поток вязкого сжимаемого газа будем описывать в виде системы уравнений Навье–Стокса (уравнение неразрывности, импульса и энергии):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho \vec{W}) &= 0, \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho u \vec{W} - \mathbf{P}) &= 0, \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho v \vec{W} - \mathbf{P}) &= 0, \\ \frac{\partial \rho w}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho w \vec{W} - \mathbf{P}) &= 0, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho E \vec{W} - \mathbf{P} \vec{W}) = 0.$$

Система замыкается с помощью какого-либо уравнения состояния, например, уравнения состояния идеального газа:

$$J = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho},$$

где $J = E - \frac{W^2}{2}$.

В модели отсутствует явный учёт турбулентных эффектов. Однако, при использовании достаточно мелкой сетки, турбулентные вихри соответствующего масштаба могут проявляться (DNS-моделирование турбулентности). Также нами не рассматриваются эффекты теплопроводности.

3. Метод крупных частиц

Для численной реализации представленной модели был выбран метод крупных частиц, который позволяет получить характеристики нестационарных течений газа, а также их стационарные значения с помощью процесса установления. Использование такого подхода особенно целесообразно в задачах, когда имеет место разнохарактерное развитие по времени физического явления, например, изучение трансзвуковых потоков газа, в расчете обтекания конечных тел и др., где при довольно быстром установлении большей части поля структура течения в местных сверхзвуковых зонах, областях срыва и т.п. формируется сравнительно медленно.

Суть метода состоит в расщеплении по физическим процессам нестационарной системы уравнений, записанной в форме законов сохранения. Среда моделируется системой из жидких (крупных) частиц, совпадающих в рассматриваемый момент времени с ячейками эйлеровой сетки. Расчет каждого временного шага разбивается на 3 этапа [5].

Эйлеров этап — пренебрегают всеми эффектами, связанными с перемещением элементарной ячейки (потока масс через границы ячеек нет), и учитываются эффекты ускорения жидкости лишь за счет давления; здесь для крупной частицы определяют промежуточные значения искомых параметров — скорость, энергия.

Лагранжев этап — используют промежуточные значения параметров потока, полученные на предыдущем этапе, вычисляются потоки массы через границы эйлеровых ячеек.

Заключительный этап — окончательные значения газодинамических параметров потока (скорость, энергия, плотность) определяются для нового момента времени на основе законов сохранения массы, импульса и энергии для каждой ячейки и всей системы в целом на фиксированной расчетной сетке.

4. Вычислительный эксперимент

На основе представленной модели нами проведен ряд расчётов по численному моделированию вихревого эффекта. Рассматривалась модель противоточной вихревой трубы. В литературе [3] для конструкции вихревой трубы в качестве оптимальных приводятся следующие параметры: диаметр $D = 94$ мм; длина $L = 520$ мм (отношение длины к диаметру $L/D \approx 5,5$); диаметр диафрагмы холодного воздуха $d_c = 35$ мм ($d_c/D \approx 0,37$). Указанные параметры использовались при построении геометрии модели. Диаметр диафрагмы горячего воздуха был взят совпадающим с диаметром самой трубы, как это показано на рис. 1(b). Такой подход позволил упростить задание граничных условий, однако обычно диафрагма холодного воздуха имеет форму узкого кольца вдоль внешнего радиуса трубы, как это показано на рис. 1(a).

Подача газа осуществляется при помощи тангенциального завихрителя, расположенного на одном из концов трубы (на схемах рис. 1 — слева), и характеризуется постоянным расходом. Горячий газ выходит через диафрагму на противоположном к завихрителю конце трубы, а холодный газ отбирается через цен-

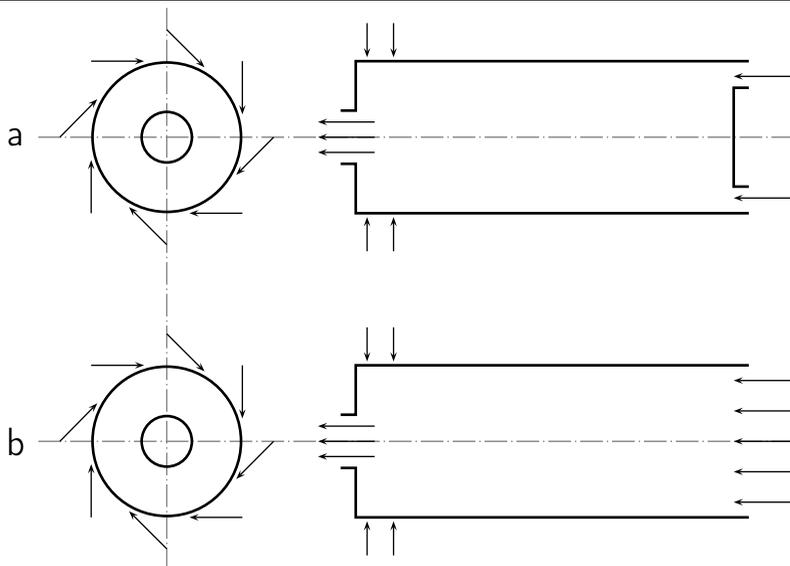


Рис. 1. Принципиальная схема вихревой трубы: (а) классическая противоточная; (б) используемая в представленной модели

тральную диафрагму, которая располагается на том же конце трубы, где и завихритель.

Параметры задачи для противоточной вихревой трубы:

- вязкий газ ($\rho_g \approx 1 \text{ кг/м}^3$, $\mu \approx 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$);
- расчетная сетка с ≈ 100 тыс. ячеек;
- число Рейнольдса ($Re \approx 5000$).

На рис. 2–4 представлены результаты моделирования течения вязкого газа в вихревой трубе, параметры которой описаны выше. На данных рисунках представлены распределения полной энергии, продольной и радиальной составляющих скорости в продольном сечении вихревой трубы.

На рис. 2 приведено распределение полной энергии газа в плоскости, расположенной вдоль канала вихревой трубы и проходящей через центральную ось. Из рисунка хорошо видно, что

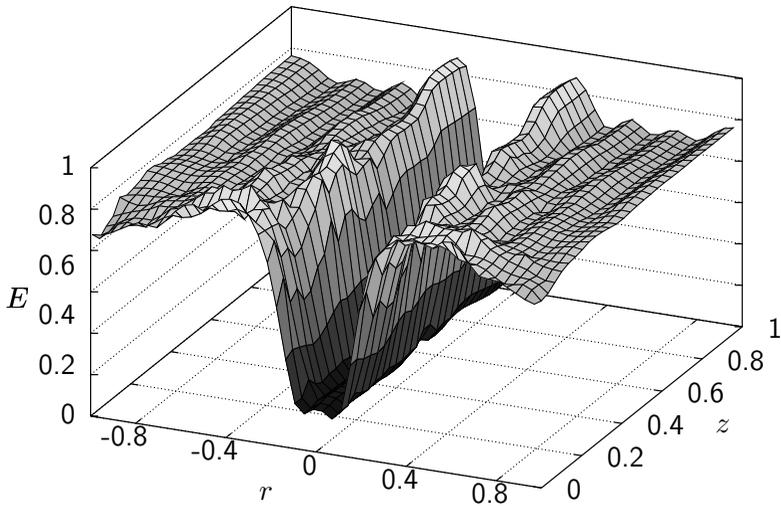


Рис. 2. Распределение полной энергии газа в продольном сечении вихревой трубы

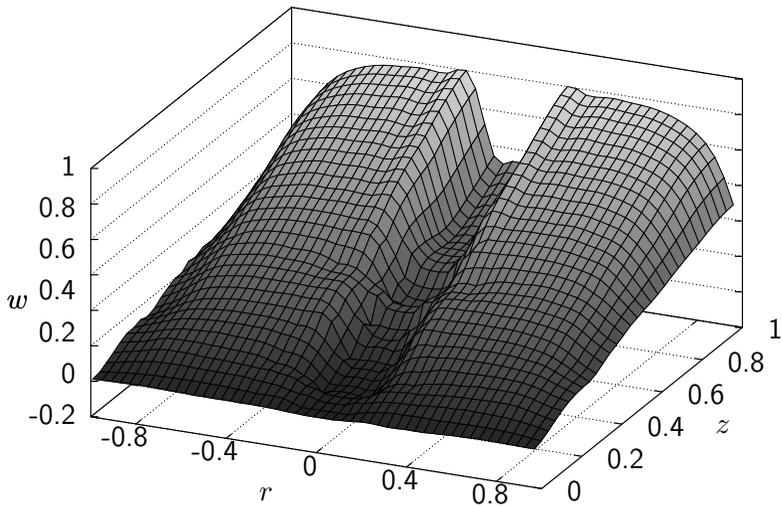


Рис. 3. Распределение продольной составляющей скорости газа в продольном сечении вихревой трубы

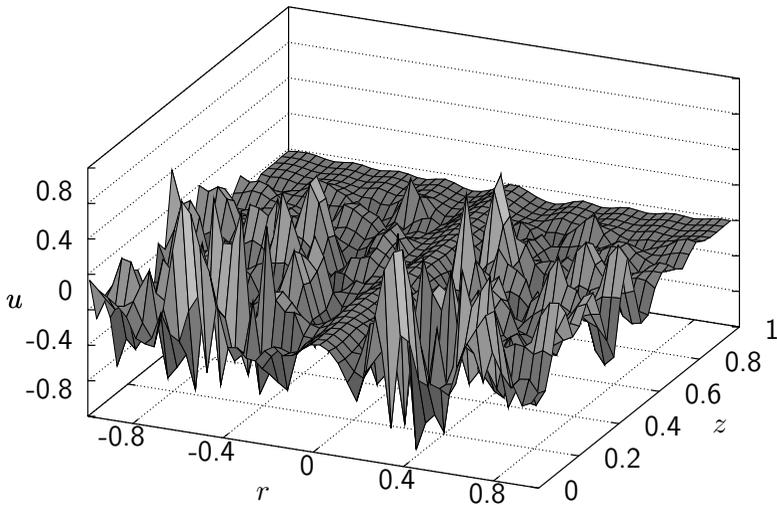


Рис. 4. Распределение поперечной составляющей скорости газа в продольном сечении вихревой трубы

энергия газа имеет ярко выраженный минимум в районе оси канала. Ширина минимума определена шириной диафрагмы холодного воздуха. Этот минимум формируется, по-видимому, обратным вихрем.

Эпюра продольной составляющей скорости приведена на рис. 3. Хорошо видно, что вдуваемый через тангенциальный завихритель газ имеет нулевую составляющую продольной скорости и постепенно разгоняется при движении в направлении диафрагмы горячего воздуха. Однако в центре канала, где формируется возвратный вихрь, продольная составляющая скорости газа ниже, а в районе диафрагмы холодного воздуха она отрицательна (то есть направлена из вихревой трубы наружу).

Наконец, на рис. 4 показана радиальная составляющая скорости газа в том же продольном сечении вихревой трубы. Здесь

можно видеть характерный для вихревых труб высокий уровень турбулентности потока. Так, по мнению А. Ф. Гуцола [3], именно такие интенсивные турбулентные пульсации в радиальном направлении способствуют температурному разделению газа.

5. Заключение

Таким образом, показано, что прямое численное моделирование на основе уравнений Навье–Стокса позволяет рассчитывать эффекты, происходящие внутри вихревой трубы. Даже в при представленном упрощённом подходе эффект «температурной» (в данном случае — энергетической) стратификации потока хорошо заметен. Более того, в представленной модели произведено ещё одно упрощение: диафрагмой горячего воздуха является весь торец вихревой трубы, противоположный тангенциально завихрителю. Скорее всего данное упрощение привело к уменьшению эффекта температурной стратификации.

Возможно на величину эффекта влияет DNS-моделирование турбулентности на недостаточно мелкой сетке. Однако значительные времена счёта даже по такой модели показывают необходимость вводить в математическую модель учет турбулентности.

Также не вызывает сомнений необходимость учёта температурных явлений, явным образом добавляя к модели уравнение теплопроводности.

Полученные результаты показывают, что предлагаемые математическая модель и численный подход адекватны рассматриваемому явлению и должны развиваться как для исследования самого эффекта Ранка–Хилша, так и для решения технических задач, ориентированных на использование данного эффекта.

Список литературы

- [1] Ranque, G. J. Expériences sur la Détente Giratoire avec Productions Simultanées d'un Echappement d'air Chaud et d'un Echappement d'air Froid // J. Phys. Radium., 4, 1933. Pp. 112–114.

-
- [2] Hilsch, R. Die Expansion von Gasen im Zentrifugalfeld als Kälteprozess // Zeitung für Naturforschung, 1, 1946. Pp. 208–214.
 - [3] Гуцол А. Ф. Эффект Ранка // Успехи физических наук. 1997. Т. 167, № 6. С. 665–687.
 - [4] Akheshmeh S. Numerical Study of the Temperature Separation in the Ranque-Hilsch Vortex Tube // American J. of Engineering and Applied Sciences, 1(3), 2008. Pp. 181–187.
 - [5] Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 392 с.