

УДК 532.529 533.6.011

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТЕЧЕНИЯ СТРУИ ИЗ СОПЛА ЛАВАЛЯ

Картанова А.Дж.

КГУСТА им. Н. Исанова

Гидравлические усилители давления, основанные на применении струй высокого и сверхвысокого давления, широко применяются для разрушения горных пород, бетонных блоков и обработки материалов.

В сопло, используемое в этих устройствах, воздух поступает из компрессора в виде системы струй, скорость потока в нем снижается и часть кинетической энергии преобразуется в потенциальную, что приводит к росту статического давления. Истечение струи из сопла происходит не стационарно и процесс носит импульсный характер [1]. Для увеличения эффективности гидроусилитель давления проектируют таким образом, чтобы в импульсной струе был высокоскоростной участок с постоянной по длине скоростью, длина которого составляет 10-20 диаметров сопла. В результате получается высокоскоростная струя с постоянной скоростью, вытекающая в течение некоторого времени из сопла. Решение задачи истечения высокоскоростной струи со сложной волновой структурой требует создания адекватных математических моделей, описывающих весь комплекс физических процессов, а также разработки специальных эффективных численных методов её решения.

I. Рассмотрим задачу истечения турбулентной осесимметричной струи из сопла в двумерной постановке. Численное моделирование в данной работе проводится на основе решения двумерных нестационарных уравнений Навье–Стокса, описывающих динамику сжимаемого вязкого газа совместно с к-ε моделью турбулентности. Учитываются такие важные для данного класса течений аспекты модели турбулентности, такие как сжимаемость, неравновесность турбулентности и обеспечение физически допустимых решений (положительности кинетической энергии турбулентности и её скорости диссипации и реализуемости напряжений Рейнольдса). На основе сравнения с экспериментальными данными и исследования влияния различных моделей сжимаемой диссипации и моделей учета неравновесности на точность расчета были сформирован конкретный вариант к-ε модели турбулентности [3].

$$\frac{\partial(\rho V_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_y)}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\rho V_x V_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V_x V_y) &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_e \frac{\partial V_x}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_e \frac{\partial V_x}{\partial y}\right), \\ \frac{\partial}{\partial x}(\rho V_x V_y) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V_y V_y) &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_e \frac{\partial V_y}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_e \frac{\partial V_y}{\partial y}\right), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\rho V_x \kappa) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V_y \kappa) &= \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_t \frac{\partial \kappa}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_t \frac{\partial \kappa}{\partial y}\right) + \mu_t \Phi - \rho \varepsilon, \\ \frac{\partial}{\partial x}(\rho V_x \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V_y \varepsilon) &= \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y}\right) + C_{1\varepsilon} \mu_t \frac{\varepsilon}{\kappa} \Phi - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{\kappa}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\mu_e = \mu + \mu_t, \quad \mu_t = C_\mu \rho \frac{\kappa^2}{\varepsilon},$$

$$\kappa = \frac{1}{2} \rho \left(\left(\frac{\partial V_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_y}{\partial y} \right)^2 \right), \quad \varepsilon = \mu \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right)^2 + \mu \left(2 \frac{\partial V_x}{\partial x} \right)^2,$$

$$\Phi = 2 \left(\left(\frac{\partial V_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_y}{\partial y} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_y}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial y} \right)^2 \right),$$

где ρ - заданная плотность воздуха ($\rho = \text{const}$), V_x , V_y - проекции вектора скорости жидкости, p - давление в жидкости, μ - заданная физическая (ламинарная) вязкость ($\mu = \text{const}$), μ_t - турбулентная (вихревая) вязкость, μ_e - эффективная вязкость, k - кинетическая энергия турбулентности, отнесенная к единице массы жидкости, ε - скорость диссипации в тепло кинетической энергии турбулентности в единице объема жидкости, C_μ , $C_{1\varepsilon}$, C_2 , σ_ε - эмпирические константы $k-\varepsilon$ модели, $C_\mu = 0,09$, $C_{1\varepsilon} = 1,44$, $C_2 = 1,92$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$.

Уравнения неразрывности (1), движения (2) и уравнения $k-\varepsilon$ модели (3) записаны в консервативном виде; неизвестными являются функции V_x , V_y , p , k и ε .

II. Задача решается с помощью пакета ANSYS Fluent 15.0, который является одним из наиболее развитых и универсальных программных средств на основе методе конечных элементов [4].

Расчётная область и само течение являются симметричными, таким образом, рассматриваем задачу в половине области (рис.1а). Для создания сеточной модели задаются параметры сетки, производится ее проверка и масштабирование. Используем двумерные четырехугольные элементы, которые позволяют рассчитать турбулентное течение вязкой сжимаемой жидкости. Расчетная область разбивается на элементы, распределенные неравномерно, вблизи оси симметрии возле сопла, на основном участке движения струи и вдоль стенки, где больше градиенты параметров течения, элементы расположены густо и имеют небольшие размеры. На остальных участках, где градиенты малы, элементы расположены реже и имеют большие размеры. При задании параметров расчетной области потребовалось 21205 элементов. Для получения результатов достаточной точности, расчет потребовал 40000 итераций и длился около 12 часов. Использовалась следующая

конфигурация компьютера: процессор - Intel ® Core (TM) i3-2350 CPU, тактовая частота ядра 2,30 ГГц (при стандартной частоте 2,30 ГГц); тип процессора – четырех ядерный; оперативная память 4 Гб [2].

За рабочее тело выбираем жидкость (fluid) - модель вязкого газа с постоянным коэффициентом теплоемкости при постоянном давлении C_p – Air Ideal Gas (constant C_p). Динамическая вязкость подчиняется закону Сазерленда (температурная зависимость).

Важной составляющей успешного решения системы уравнений Навье–Стокса является корректное задание граничных условий. Граничные условия определяем в соответствии со схемой расчетной области, приведенной на рис.1б:

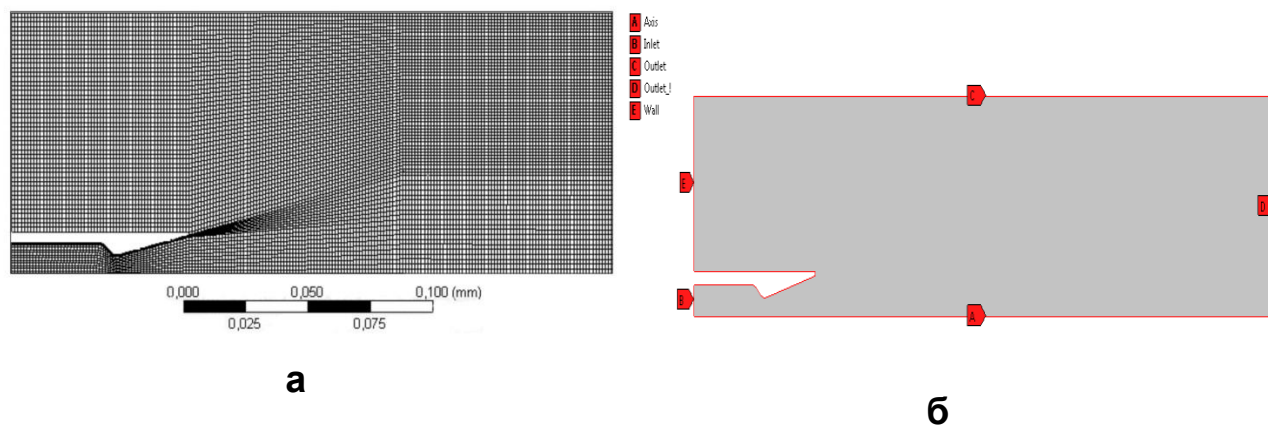


Рис.1. Расчетная область: сеточная модель (а), схема области (б).
Обозначения: А-ось, В- вход, С-D выход, Е – твердая стенка

На входе в сопло определяем: полное давление (pressure-inlet) $P = 2.5 \cdot 10^5$ Па; параметры турбулентности - Turbulent Intensity=1.5%, Turbulent Length Scale= 10 мм; температура $T = 287$ К.

На выходе расчетной области задаем: полное давление (pressure-outlet) $P = 1.008 \cdot 10^5$ Па; температура $T = 294$ К; параметры турбулентности такие же как на входе.

На стенках (wall): температура $T = 287$ К.

Решение строилось методом установления вторым порядком точности для расчета параметров течения и первым для параметров

турбулентности. В результате расчета определено, что за 12 часов происходит установление течения.

Полученные результаты показывают, что крупные вихри, которые формируются в зоне смещения турбулентной струи порождают пульсирующее поле давления (рис.2-3).

Средняя по времени величина давления зависит от относительного расстояния между параллельными отрезками замкнутого крупного вихря, расположенного в поперечном сечении струи. Чем ближе к оси струи и толще соответствующие отрезки, тем ниже среднее давление в поле вихря.

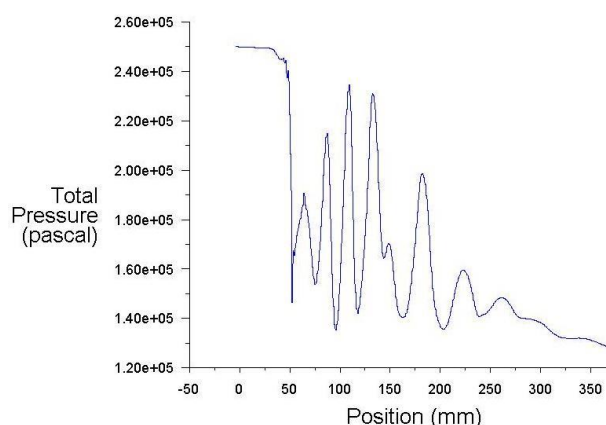


Рис.2. Распределение полного давления вдоль продольной оси

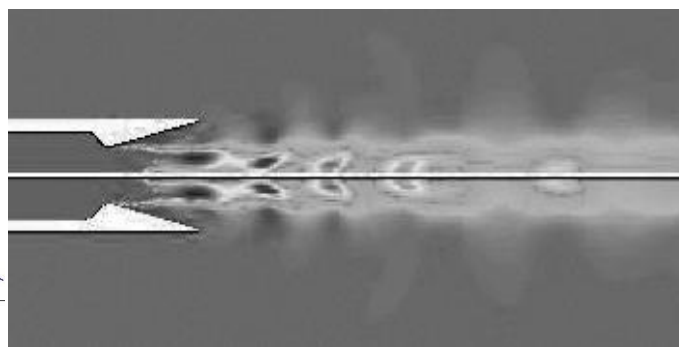


Рис.3. Расчетное поле полного давления вдоль оси струи

Поэтому на короткие, взаимно более удаленные стороны жидкого контура, охватываемого замкнутым прямоугольным вихрем, действует более высокое давление, чем на его длинные стороны. Это вызывает перетекание жидкости в плоскости поперечного сечения струи. В результате вихрь, его внутреннее поле и все поперечное сечение струи, постепенно деформируется.

На рисунках 4-5 приведены графики распределения параметров струи, вытекающей из сопла, вдоль продольной оси: плотности и числа Маха.

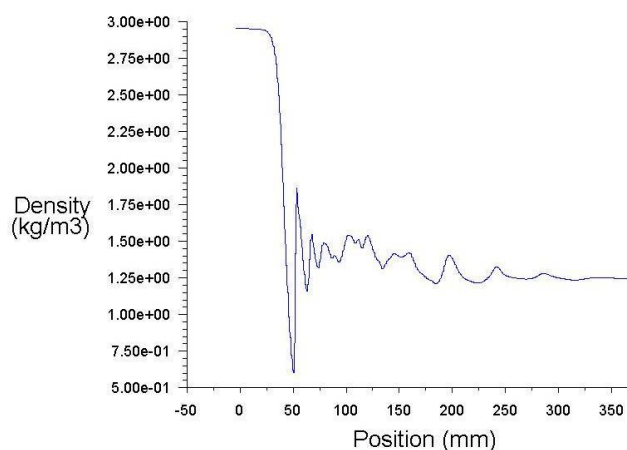


Рис.4. Распределение плотности

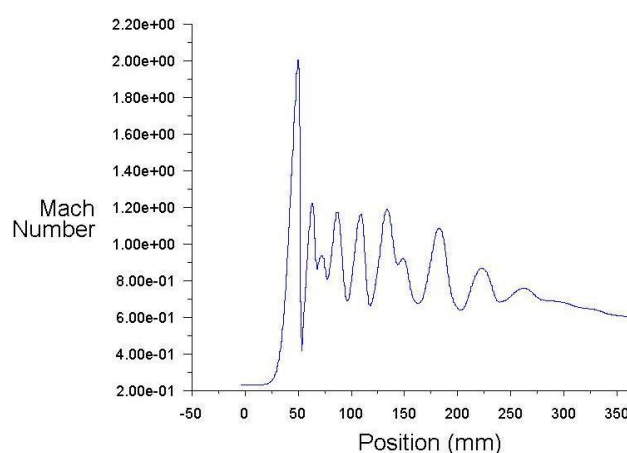


Рис.5. Распределение числа Маха

Можно говорить об удовлетворительном воспроизведении ударно-волновой структуры течения в расчете.

Таким образом, разработан численный метод высокого порядка точности для численного моделирования турбулентного истечения струи из сопла. Достоверность результатов расчетов контролировалось сравнением с результатами, полученными другими численными методами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крайко А.Н., Ватажин А.Б., Секундов А.Н. Газовая динамика. Избранное Т.2. 2-е изд., испр.- М.:ФИЗМАТЛИТ, 2005, С. 269-276.
2. Веремеев С.А., Семко А.Н. Взаимодействие импульсной затопленной струи жидкости с преградой //Прикладная гидромеханика, 2008, Т. 10.№1,С.3-9.
3. Шабаров В.В. Применение системы ANSYS к решению гидрогазодинамических задач /Учебно-методический материал по программе повышения квалификации «Информационные системы в математике и механике». Нижний Новгород, 2006, 108 с.
4. Хитрых Д. Расчёт параметров турбулентной осесимметричной струи на выходе из сопла в ANSYS Fluent, КАДФЕМ Си-Ай-Эс, 2010-2014 <http://www.cadfem.ru>.