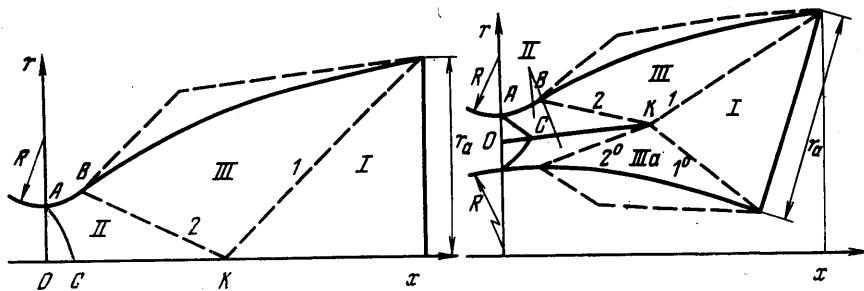


О ПРОФИЛИРОВАНИИ СОПЛ МОДЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

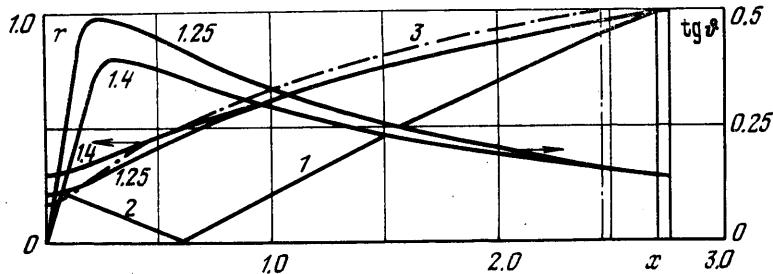
В. И. КИРЕЕВ, У. Г. ПИЦУМОВ

(Москва)

При моделировании параметров струй, истекающих из сопл моделей газодинамических установок, используется, как правило, газ, по своим свойствам отличный от натурного, что обусловлено сложностью процессов, протекающих при высоких температурах. В связи с существенной неоднородностью потока в выходных сечениях сопл натурных систем и необходимостью повышения точности моделирования струй для газодинамических установок изготавливаются специальные профилированные сопла. Обоснованные методы расчетов таких сопл до недавнего времени отсутствовали. На практике использовались либо конические сопла, на срезе которых



Фиг. 1



Фиг. 2

газодинамические параметры близки к равномерным, либо профилированные сопла, рассчитанные на базе равномерной характеристики.

Целью настоящей работы является обоснованное построение внутреннего профиля сопл модельных систем при условии, что моделируемое натурное течение «замороженное» с постоянным показателем изэнтропии κ_p . Метод основан на прямом методе характеристик [1]. Спрофилированные по предлагаемому методу сопла обеспечивают равенство распределений чисел Маха M и углов наклона вектора скорости θ к оси x в выходных сечениях натурного и модельного сопл [2].

1. Пусть в некотором характерном сечении сопла реальной системы известны значение κ_p и распределения $M(r)$ и $\theta(r)$. Предположим, что течение сверхзвуковое, изэнтропическое, $\kappa_p = \text{const}$, $M(r)$, $\theta(r)$ непрерывны. Требуется определить профиль сопла модельной системы, который при использовании рабочего тела с κ_m , равным κ_p , обеспечивает соответствие $M(r)$, $\theta(r)$ и основных газодинамических функций в указанном характерном сечении.

Существо предлагаемого метода профилирования поясняется на примере осесимметричного сопла Лаваля и кольцевого сопла (фиг. 1), в которых в качестве характерного сечения приняты выходные сечения.

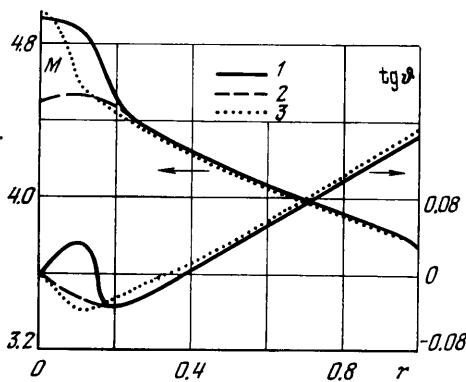
*Профилирование сопла заключается в решении смешанной задачи на разгонном участке при заданном контуре AB в трансзвуковой области II, задачи Гурса в области III и задачи Коши в области I (фиг. 1). В результате решения задачи Коши проводится расчет характеристики 1 для осесимметричного сопла Лаваля или двух

характеристик 1 и 1° для кольцевого сопла. Данные характеристики ограничивают область влияния данных в характерном сечении на течение в искомом сопле вверх по потоку. Далее по заданной форме контура дозвукового и трансзвукового участков сопла определяется течение в трансзвуковой области. Линейные размеры для входной части сопла относятся к радиусу минимального сечения r_* . Для пересчета r_* на масштаб, определяющийся в соответствии с требованиями моделирования размером выходного сечения, используется соотношение равенства расходов газа

$$l/r_a = (G_a/G^0)^{1/j} l/r_*$$

где G_a , G^0 – расходы газа соответственно в выходном и критическом сечениях, r_a – радиус выходного сечения, $j=0,1$ для плоских и осесимметричных сопл соответственно. Затем при $\kappa=\kappa_m$ с помощью решения смешанной задачи методом характеристик проводится дальний расчет течения в сверхзвуковой области сопла до характеристики 2. Расчет ведется до тех пор, пока число Маха M на линии тока СК не превысит M в точке пересечения характеристики 1 с этой же линией тока. Таким образом, получены все данные, необходимые для построения искомого сопла с помощью решения задачи Гурса.

Отметим, что при расчете кольцевых сопел задачу Гурса необходимо решать в двух областях (III и III a), соответствующих его периферийной и центральной стенкам. Расчет характеристик 2, 2° связан с заданием линии тока СК, проходящей через точку пересечения характеристик 1 и 1° . Задание СК проводится с помощью ис-



Фиг. 3

пользования условия равенства расхода газа, получаемого при расчете характеристик в области II и расхода газа вдоль характеристики 1 или 1° .

2. В соответствии с изложенной методикой для осесимметричного случая составлена программа для ЭВМ БЭСМ-6 расчета сопел модельных систем, по которой рассчитано семейство сопел при использовании рабочих газов с $\kappa_m=1.25, 1.3, 1.35, 1.4$. В качестве объекта исследования принято сопло, сверхзвуковая часть которого отмечена на фиг. 2 линией 3. Функции $M(r)$, $\operatorname{tg} \vartheta(r)$ в выходном сечении этого сопла, принимаемые в качестве начальных данных, получены методом сквозного счета [3] при $\kappa=1.165$ и показаны на фиг. 3 линией 1. Характер данных зависимостей указывает на наличие в реальном потоке поверхности уплотнения, пересекающейся с выходным сечением сопла вблизи оси симметрии.

Поскольку метод профилирования строится в предположении изэнтропичности течения, то начальные данные сглаживались (линия 2 на фиг. 3). Сглаживание приводит к изменению величины безразмерного расхода газа через выходное сечение и радиуса r_* модельных сопел не более чем на 1 и 0,3% соответственно. В данных расчетах трансзвуковая часть модельных сопел выбрана одинаковой с радиусом очеркания критического сечения $R^0=R/r_*=2$. При решении смешанной задачи расчета течения в области II в качестве начальных данных использовались характеристики AC (фиг. 1), полученные при $R^0=2$ и $\kappa_m=1.25, 1.3, 1.35, 1.4$ с помощью решения обратной задачи теории сопла Лаваля [4].

Некоторые результаты расчетов модельных сопел представлены на фиг. 2, 3. Фиг. 2 иллюстрирует зависимости $r(x)$ и $\operatorname{tg} \vartheta(x)$ вдоль контуров искомых сопел при $\kappa_m=1.25$ и 1.4 . Цифрами 1 и 2 на фиг. 2 обозначены опорные характеристики ($\kappa_m=1.25$), являющиеся исходными для решения задачи Гурса. Видно, что максимальное различие в ординатах контуров сопел имеет место в минимальном сечении. Далее, с увеличением x это различие уменьшается и, начиная с $x>1$, становится малозаметным. При этом различие в $\operatorname{tg} \vartheta(x)$ более значительно.

Для оценки точности с помощью решения прямой задачи проведены контрольные расчеты течения внутри модельного сопла, полученного при $\kappa_m=1.4$. Результаты этих расчетов в выходном сечении сопла представлены на фиг. 3 линией 3. Видно, что начальные данные задачи и результаты контрольного расчета во всем сечении, за исключением центральной области, хорошо согласуются между собой.

В заключение авторы благодарят Л. Ф. Кузьмину за помощь при составлении программы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кацкова О. Н., Наумова И. Н., Шмыглевский Ю. Д., Шулишина Н. П. Опыт расчета плоских и осесимметричных сверхзвуковых течений газа методом характеристик. М., ВЦ АН СССР, 1961.
2. Киреев В. И. О моделировании газовых струй, истекающих из реальных сопел Лаваля. Уч. зап. ЦАГИ, 1976, т. 7, № 2.
3. Дроздова Н. В., Пиругов У. Г., Росляков Г. С., Сухоруков В. П. Сверхзвуковые течения газа в конических соплах. В сб. «Некоторые применения метода сеток в газовой динамике», вып. 6. М., Изд. МГУ, 1974.
4. Пиругов У. Г. Расчет течения в сопле Лаваля. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 5.

УДК 536.25

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КОНВЕКТИВНОГО ТЕЧЕНИЯ ВОДЫ ВБЛИЗИ 4° С

Г. З. ГЕРШУНИН, Е. М. ЖУХОВИЦКИЙ, В. М. ШИХОВ

(Пермь)

В работе исследуется устойчивость плоскопараллельного конвективного течения воды в плоском вертикальном слое, ограниченном нагретыми до разной температуры плоскостями в области аномалии теплового расширения.

Известно, что при температурах, близких к $T_i \approx 4^\circ\text{C}$, вода обнаруживает аномалию теплового расширения. В области $0^\circ\text{C} < T < T_i$ плотность воды растет с увеличением температуры, достигая максимального значения в точке T_i ; при $T > T_i$ имеет место нормальное поведение — уменьшение плотности с ростом температуры. Такая температурная зависимость плотности приводит к своеобразию конвективных явлений в воде в области температур, близких к точке инверсии теплового расширения. Вопрос о конвективной устойчивости равновесия воды рассматривался в большом числе работ, в которых изучены различные аспекты линейной и нелинейной теории, а также воздействие на устойчивость некоторых осложняющих факторов (библиография приведена в обзоре [1]). Устойчивость свободных конвективных течений жидкости с аномалией теплового расширения, насколько известно авторам, ранее не изучалась.

Рассмотрим вертикальный слой воды, ограниченный плоскостями $x=0$ и $x=h$. Одна из границ ($x=0$) поддерживается при температуре $T=0^\circ\text{C}$; другая ($x=h$) — при температуре $T=\Theta$.

В интервале температур $0^\circ\text{C} < T < 8^\circ\text{C}$ плотность воды как функция температуры с достаточной точностью аппроксимируется параболическим законом $\rho = \rho_m [1 - \alpha(T - T_i)^2]$, где ρ_m — максимальное значение плотности, достигаемое в точке инверсии $T = T_i = 3.98^\circ\text{C}$, а $\alpha = 8 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-2}$ — температурный коэффициент. Поскольку $\alpha T_i^2 \ll 1$, можно переписать формулу для плотности в следующем виде:

$$(1) \quad \rho = \rho_0 [1 + \alpha T (2T_i - T)]$$

Здесь T — температура, отсчитываемая от 0°C , а ρ_0 — плотность при $T=0$.

С таким законом изменения плотности уравнения конвекции в обычных приближениях Буссинеска запишутся в виде

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = - \frac{1}{\rho_0} \nabla p + \mathbf{v} \Delta \mathbf{v} - \alpha g T (2T_i - T) \boldsymbol{\gamma}$$

$$(2) \quad \partial T / \partial t + \mathbf{v} \nabla T = \chi \Delta T, \quad \operatorname{div} \mathbf{v} = 0$$

Здесь все обозначения — обычные; предполагается, что параметры α , \mathbf{v} и χ не зависят от температуры.

Выберем в качестве единиц расстояния, времени, скорости, температуры и давления соответственно h , h^2/v , $g\alpha\Theta^2 h^2/v$, Θ и $\rho_0 g \alpha \Theta^2 h$. Тогда система (2) запишется в безразмерном виде

$$(3) \quad \begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + G(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} &= - \nabla p + \Delta \mathbf{v} - T (2\tau^{-1} - T) \boldsymbol{\gamma} \\ \partial T / \partial t + G \mathbf{v} \nabla T &= P^{-1} \Delta T, \quad \operatorname{div} \mathbf{v} = 0 \\ G &= g\alpha\Theta^2 h^3/v^2, \quad P = v/\chi, \quad \tau = \Theta/T_i \end{aligned}$$