

2. С ростом степени загромождения влияние формы стабилизатора на диапазон устойчивого горения уменьшается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Теория и практика сжигания газа. Под ред. Иссерлина А. С. т. V, Л., «Наука», 1972.
2. Бовина Т. А. Исследование обмена между зоной рециркуляции за стабилизатором и внешним потоком и некоторые вопросы стабилизации пламени. В сб.: «Горение при пониженных давлениях и некоторые вопросы стабилизации пламени», М., изд. АН СССР, 1961.
3. Лонгвелл Дж. Стабилизация пламени телами плохообтекаемой формы и турбулентные пламена в каналах. В сб.: «Вопросы горения и детонационных волн». (Четвертый симпозиум (международный) по вопросам «Горения и детонационных волн»). М., Оборонгиз, 1958.
4. Rappeneau J., Crassin H. Etude des flammes stabilisees par des obstacles de revolution dans des ecoulements a grandes vitesses. «Office National d'Etudes et de Recherches Aeronautiques», 1957, Note technique, N 41.
5. Лонгвелл Дж., Шеневи Дж., Кларк В. и Фрост Е. Устойчивость пламени в высокоскоростном газовом потоке с помощью препятствия. В сб.: «Вопросы горения», т. 1, М., ИЛ., 1953.
6. Winterfeld G. ON. Processes of turbulent Exchange behind flame holders. 10-ht Symposium (international) on Combustion, Cambridge, 1964.
7. Токарев В. В., Шайкин А. П. О влиянии турбулентности на процесс стабилизации диффузионного пламени. ИВУЗ. «Авиационная техника», 1974, № 2.
8. Lefebure A. H. Factors affecting freshmixture entrainment in bluff-body stabilised flames. «Combustion and Flame». N 3, v 10, 1966.
9. Сударев А. В., Маев В. А. Длина зоны отрыва за плохообтекаемым телом в ограниченном потоке. Инженерно-физический журнал, т. XXIII, 1972, № 2.
10. Силантьев Б. А. Экспериментальное исследование турбулентного обмена на «границе зоны отрыва». Прикладная механика и техническая физика, 1966, № 5.
11. Акылбаев Ж. С., Исатаев С. И., Тарасов С. Б. Структура течения в следе за цилиндром в канале. В сб.: «Вопросы общей и прикладной физики», Алма-Ата, «Наука», 1969.

А. П. Комаров

ПРИМЕНЕНИЕ УРАВНЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ ПРИ РАСЧЕТЕ ТЕЧЕНИЙ ЖИДКОСТИ И ГАЗА В ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ТРАКТЕ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

УСЛОВИНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

R_0 — характерный радиус лопаточной машины, в долях которого выражаются все линейные размеры ее проточной части;

l — отрезок прямоугольной образующей осесимметричной поверхности рассматриваемого сечения тракта, ограниченный его внешней и внутренней поверхностью;

$\bar{l} = \frac{l}{R_0}$ — относительная величина отрезка, l ;

$\bar{r}_i = \frac{R_i}{R_0}$ — относительные радиусы окружностей, делящих осесимметричную поверхность рассчитываемого сечения на $n-1$ колец равных площадей ($1 \leq i \leq n$);

$\bar{r}_{ли}$ — относительные радиусы линий тока, делящих осесимметричную поверхность рассчитываемого сечения на $n-1$ кольцевых струек равного расхода ($1 \leq i \leq n$);

$R_{лт}$ — радиус кривизны линий тока;

φ — угол между отрезком l и плоскостью, нормальной к оси лопаточной машины;

ψ — угол между направлением линии тока и осью \bar{z} лопаточной машины;

$\bar{K} = \frac{R_0}{R_{лт} \cos \varphi}$ — относительная кривизна линий тока;

C_u — окружная составляющая абсолютной скорости потока;

C_m — меридиальная составляющая абсолютной скорости потока;

P — статическое давление;

ρ — статическая плотность;

k — показатель адиабаты;

$\bar{P}_0, \bar{a}_0, \bar{C}$ — полное давление потока, критическая скорость звука и скорость потока соответственно в той системе координат, в которой проводится расчет меридиональной скорости потока.

По мере совершенствования лопаточных машин и соответствующих им элементов (осесимметричных криволинейных воздухозаборников, сопел и т. д.) растет необходимость в совершенствовании методов расчета параметров потока в сечениях проточной части лопаточных машин. Эти расчетные сечения располагаются, примерно, по нормали к средней линии тракта (рис. 1). Трудоемкость подобных расчетов делает настоятельным применение ЭВЦМ. Так как составление программы и ее отладка на ЭВЦМ является весьма трудоемким процессом, то универсальность программы является одной из важных ее характеристик.

В замкнутой системе уравнений, позволяющей решать как прямую, так и обратную задачу расчета течения, наиболее трудоемким по объему вычислений является уравнение равновесия Эйлера [1]. Поэтому выбор формы записи и порядка использования уравнения равновесия имеет при расчетах существенное значение.

Несмотря на то, что уравнение равновесия наиболее просто записывается в естественной системе координат

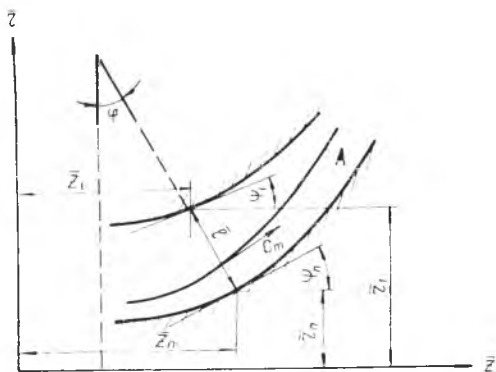


Рис. 1. Меридиональное сечение тракта лопаточной машины:

A — линия тока

нат, в практических расчетах, особенно с применением ЭВЦМ, наибольшее распространение получило применение полуфиксированной системы координат [1]. В такой системе одни координатные оси в меридиональном сечении тракта соответствуют семейству n линий тока, делящих проточную часть на $n-1$ равнорасходных колец и уточняющихся в процессе расчетов. Другие координатные оси соответствуют семейству фиксированных прямых \bar{l} , примерно нормальных к средней линии проточной части тракта и ограниченных его контурами. Использование полуфиксированной системы координат значительно упрощает расчеты, так как изменение положения узловых точек координатной системы ограничено прямой \bar{l} .

Возможно дальнейшее упрощение уравнения равновесия при расчете кинематических параметров потока в сечениях тракта лопаточной машины путем перехода к фиксированной системе координат, как это сделано в работе [2].

При переходе к фиксированной системе координат, семейство уточняющихся в процессе расчетов линий тока заменяется на семейство n фиксированных линий, делящих проточную часть в рассчитываемых сечениях на $n-1$ колец равной площади. При этом все исходные величины расчета задаются для рассчитываемых сечений в фиксированных узловых точках, имеющих радиус r_i , и не меняются в процессе расчетов, а величины, зависящие от конфигурации линий тока, определяются в точках с радиусом \bar{r}_i по их значению, определенным в точках, имеющих радиус $\bar{r}_{лтi}$. В фиксированной системе координат, в частности, существенно упрощается использование характеристик элементарных решеток венцов, интегрирование уравнения неразрывности и т. д. (см., например, работу [2]).

Как в случае полуфиксированной системы координат, так и в случае фиксированной, пренебрегая проекциями сил на образующую \bar{l} , возникающих вследствие наклона лопатки относительно этой образующей, а также вследствие изменения меридиональной скорости вдоль линии тока, уравнение равновесия можно записать следующим образом [3]:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = \frac{C_n^2 \cos \varphi}{r} + \frac{C_m^2 \cos(\varphi - \psi)}{R_{лт}} \quad (1)$$

Более удобно при проведении расчетов в уравнении равновесия (1) использовать полные параметры потока, непосредственно заданные исходными условиями расчета. Это достигается путем совместного решения уравнения (1) и уравнения энергии [1], [3]. Однако в этом случае формы записи уравнения Эйлера для течений сжимаемого газа и несжимаемой жидкости различны.

Действительно, уравнение равновесия (1) в полных параметрах для случая течения сжимаемого газа записывается следующим образом:

$$\frac{d\bar{\lambda}^2}{dr} = \frac{2\bar{\lambda}_u^2}{r} + 2\bar{K}\bar{\lambda}_m^2 \cos(\psi - \varphi) + \frac{k+1}{k} \left(1 - \frac{k-1}{k+1}\bar{\lambda}^2\right) \frac{d\bar{P}_0}{\bar{P}_0 dr}, \quad (2)$$

где

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{C}}{a_0}; \quad \bar{\lambda}_u = \frac{C_u}{a_0}; \quad \bar{\lambda}_m = \frac{C_m}{a_0}.$$

При этом $\bar{\lambda}^2 \leq \bar{\lambda}_{\max}^2 = \frac{k+1}{k-1} = M$. (3)

Уравнение равновесия для случая течения несжимаемой жидкости записывается, соответственно, следующим образом:

$$\frac{d\bar{c}^2}{dr} = \frac{C_u^2}{r} + \bar{K} \cos(\psi - \varphi) C_m^2 + \frac{2}{\rho} \frac{d\bar{P}_0}{dr}. \quad (4)$$

При этом $\bar{C}^2 \leq \bar{C}_{\max}^2 = \frac{2(\bar{P}_0 - P_y)}{\rho}$,

где P_y — давление упругих паров жидкости.

Уравнения (2) и (4), в результате введения выбранных специальных образом полных давлений P_0 для сжимаемого газа и несжимаемой жидкости и полных температур T_0 для сжимаемого газа, могут быть использованы для решения как прямых, так и обратных задач расчета течений. Однако использование уравнений равновесия в полных параметрах приводит к нарушению универсальности программ расчета, к разделению программ расчета для течения сжимаемого газа и несжимаемой жидкости. Подобный недостаток может быть устранен, если при расчете течения несжимаемой жидкости формально использовать уравнение (2), но при расчетах выполнять следующие условия:

$$\bar{a}_0 = 1; \quad \frac{k+1}{k} = 2; \quad \frac{k-1}{k+1} = 0; \quad \frac{1}{\bar{P}_0} = \frac{1}{\rho}; \quad M = \bar{C}_{\max}^2. \quad (5)$$

С учетом указанных условий уравнение (2) можно применять при расчете течения как сжимаемой, так и несжимаемой жидкости. Функции указателя типа жидкости в этом случае целесообразно присвоить определенному значению показателя адиабаты (например, $\kappa=1$).

Численное интегрирование уравнения равновесия (2) производится по методу конечных разностей:

$$\bar{\lambda}_{i+1}^2 - \bar{\lambda}_i^2 = - \left[\frac{\bar{\lambda}_u^2}{r} + \bar{K}\bar{\lambda}_m^2 \cos(\psi - \varphi) \right] \Delta \bar{r} + 2 \left(1 - \frac{k-1}{k+1}\bar{\lambda}_i^2\right) f(\bar{P}_0),$$

где

$$\Delta \bar{r} = \bar{r}_{i+1} - \bar{r}_i; \quad f(\bar{P}_0) = \frac{k+1}{k} \cdot \frac{(\bar{P}_0)_{i+1} - (\bar{P}_0)_i}{(\bar{P}_0)_{i+1} + (\bar{P}_0)_i}.$$

Для достижения удовлетворительной точности интегрирования требуется достаточно большое число разностей Δr .

Точность интегрирования может быть значительно повышена путем интегрирования уравнения равновесия по трапециям. Тогда уравнение (2) записывается в виде:

$$\begin{aligned} \bar{\lambda}_{i \pm 1}^2 - \bar{\lambda}_i^2 = & - \left[\frac{\bar{\lambda}_u^2}{r} + K \bar{\lambda}_m^2 \cos(\psi - \varphi) \right]_i \Delta \bar{r} - \\ & - \left[\frac{\lambda u}{r} + K \bar{\lambda}_m^i \cos(\psi - \varphi) \right] \Delta \bar{r} + \\ & + \left[2 - \frac{k-1}{k+1} (\bar{\lambda}_i^2 + \bar{\lambda}_{i \pm 1}^2) \right] f(\bar{P}_0). \end{aligned} \quad (6)$$

В уравнении (6) все величины с индексом i и часть величин с индексом $i \pm 1$ (\bar{P}_0 , \bar{r} и т. д.) предполагаются известными, величина $\lambda_{m, i \pm 1}$ подлежит определению.

Решив уравнение (6) относительно $\lambda_{m, i \pm 1}$ с учетом условий (3) и (5) получим расчетные соотношения для определения $\lambda_{i \pm 1}$, как в случае прямой, так и в случае обратной задачи.

Пример использования уравнения (6) для расчета течения сжимаемого газа приведен в работе [2].

Обеспечение условий (5) позволяет использовать соотношение (6) и в случае расчета течения несжимаемой жидкости. Так как учет несжимаемости жидкости в уравнениях неразрывности и энергии не представляет сложности, то использование уравнения равновесия в форме (6) с учетом условий (5) позволяет объединить в одной программе для ЭВЦМ расчет течения в тракте лопаточной машины как сжимаемого газа, так и несжимаемой жидкости, т. е. обеспечить универсальность программы.

Интегрирование уравнения равновесия численным методом трапеций существенно ускоряет сходимость процесса интегрирования уравнения равновесия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Степанов Г. Ю. Гидродинамика решеток турбомашин. М., Госиздат, 1962.
2. Комаров А. П. Расчет течения потока сжимаемого газа в осесимметричном тракте лопаточной машины. В сб.: «Труды КуАН», вып. 58, Куйбышев, 1972.
3. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., ГИТТЛ, 1953.