

РАЗДЕЛ IV. ВОПРОСЫ МАШИНИЗАЦИИ ИНЖЕНЕРНЫХ РАСЧЕТОВ

УДК 621.45—226.2.001.24

А. П. Комаров

РАСЧЕТ ТЕЧЕНИЯ ПОТОКА СЖИМАЕМОГО ГАЗА В ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ТРАКТЕ ЛОПАТОЧНОЙ МАШИНЫ

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ
(Рис. 1)

$D_0 = 2R_0$ — характерный диаметр лопаточной машины;

$\bar{r}_i = \frac{r_i}{R_0}$ — фиксированные относительные радиусы, делящие проходное сечение тракта на $n-1$ колец равных площадей ($r_1 \neq r_n$);

$\bar{r}_{лтi}$ — относительные радиусы линий тока, делящих проходные сечения тракта на $n-1$ колец с равными расходами;

$\bar{R}_{лт} = \frac{R_{лт}}{R_0}$ — относительный радиус кривизны линии тока, положительный по положитель-

ному направлению $\bar{e}(\bar{r})$;

$\bar{k}_{лт} = \frac{\cos(\psi - \varphi)}{R_{лт} \cos \varphi}$ — условная относительная кривизна линии тока;

$\bar{e} = e/R_0$ — относительная длина рассчитываемого сечения, направленная примерно по нормали к средней линии тракта;

$\bar{Z} = \frac{Z}{R_0}$ — относительная длина тракта по осевому направлению;

ψ_i — угол между направлением i линии тока и осью;

φ_i — угол между направлениями e и r сечения i ;

j — номер сечения тракта в группе из 6 смежных сечений ($j = 0 \div 5$).

I. ИСХОДНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

По мере совершенствования лопаточных машин и сопутствующих им элементов (осесимметричных криволинейных воздухозаборников, сопел и т. д.) растет необходимость в совершенствовании методов расчета параметров потока в сечениях, нормальных

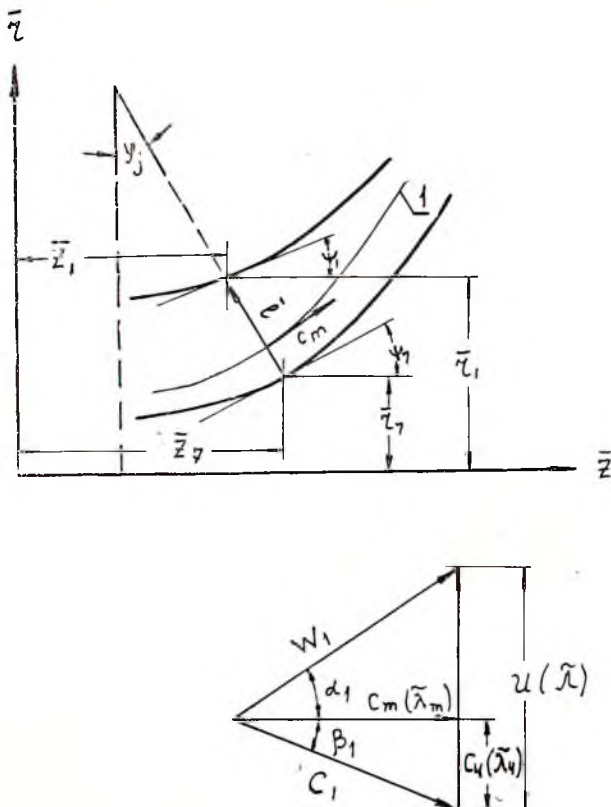


Рис. 1. Расчетное сечение тракта лопаточной машины
I — линия тока

к средней линии тракта. Исходная система уравнений подобных расчетов включает в себя уравнение равновесия по заданному направлению $\bar{e}$ сечения, уравнения энергии, неразрывности, момента количества движения и состояния газа при предположении стационарности и осесимметричности потока. При добавлении коэффициентов изэнтропичности процесса между сечениями тракта и кинематических соотношений для треугольников скоростей, система уравнений становится замкнутой и позволяет решать как прямую, так и обратную задачу расчета кинематики потока. Трудоемкость расчетов делает настоятельным применение быстродействующих ЭВЦМ.

Расчету подобных течений посвящены работы [1], [2], [3], [4]. Однако ряд вопросов практического применения излагаемых методик не доведен до конечного результата. Так, вопрос организации итерационного процесса уточнения кривизны линий тока в работах [1], [2], [3] изложен в общих чертах, недостаточных при применении ЭВЦМ. Работа [1] посвящена решению прямой задачи, а работа [3] — обратной, без установления связи между

этими задачами. Уравнение равновесия Эйлера, играющее определяющую роль по объему вычислений, не представлено в удобной для расчетов форме, не решены, хотя бы в качественной приближенной постановке, вопросы расчета местных обратных течений в тракте лопаточной машины.

В данной статье излагается метод расчета осесимметричного потока сжимаемого газа в осерадиальном тракте лопаточной машины с использованием уравнения равновесия в форме, удобной при применении ЭВМ и с учетом возможности приближенного расчета местных обратных течений. Излагаемый метод использует фиксированную систему координат в меридианальной плоскости тракта, при которой семейством одних координатных осей является пучек прямых $\bar{e}$, приблизительно нормальных к средней линии проточной части (см. рис. 1). За другое семейство координатных осей принимается, аналогично [4], семейство n фиксированных линий, делящих проходное сечение тракта на $n-1$ колец равных площадей. Все исходные величины расчета задаются в фиксированных точках $\bar{r}_1$ пересечения координатных осей. Величины, зависящие от конфигурации линий тока, определяются в точках $\bar{r}_{лт1}$ пересечения с осями $\bar{e}$ семейства n линий тока, делящих проточную часть лопаточной машины на $n-1$ струек тока с равными расходами газа.

Последующая аппроксимация их изменения на интервале $\bar{e}$ позволяет определить значения этих величин на фиксированных радиусах $\bar{r}_1$. При этом значения исходных данных расчета на радиусах $\bar{r}_1$ не изменяются в процессе уточнения конфигурации линий тока, что упрощает проведение расчетов. Существенно упрощается использование характеристик элементарных решеток в расчетах [4], интегрирование уравнения неразрывности и т. д.

В основу метода положен расчет поля меридианальных скоростей в отдельном сечении j лопаточной машины, что позволяет в рамках единого метода проводить расчеты как прямых, так и обратных задач. При этом под прямой задачей подразумевается расчет кинематики и полных параметров потока в абсолютной системе координат при заданных направлениях потока относительно лопаток вращающегося венца, а под обратной — расчет кинематики потока, включая направление потока относительно лопаток вращающегося венца, по полным параметрам потока в абсолютной системе координат.

2. РАСЧЕТ МЕРИДИАНАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ В СЕЧЕНИИ j ТРАКТА ЛОПАТОЧНОЙ МАШИНЫ

Исходным уравнением расчета меридианальных скоростей является уравнение равновесия Эйлера по направлению $\bar{e}$ [1], [2], [3], [5].

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \bar{e}} = \frac{cu^2}{r} \cos \varphi + \frac{cm^2 \cos(\psi - \varphi)}{\bar{R}_{лт}} - \frac{1}{2} \frac{d^2 \epsilon_m}{d\bar{m}} \sin(\psi - \varphi). \quad (1)$$

В уравнении равновесия более удобно использовать полные параметры потока, непосредственно заданные исходными условиями расчета. Обозначив через $\bar{p}_0$, $\bar{t}_0$ полные параметры газа в системе координат, в которой производится расчет скорости потока (абсолютная или относительная система координат), через $\bar{a}_0$ и $\bar{c}$ — критическую скорость звука и скорость потока в той же системе координат, решая совместно уравнение равновесия (1) и уравнение энергии, получим

$$\frac{\partial \bar{\lambda}^2}{\partial \bar{e}} = -\frac{2\bar{\lambda}_u}{\bar{r}} \cos \varphi - \frac{2\bar{\lambda}_m \cos(\psi - \varphi)}{\bar{R}_{\text{ЛТ}}} + \frac{K+1}{K} T(\bar{\lambda}) \frac{\partial \ln \bar{p}_0}{\partial \bar{e}} + \delta B, \quad (2)$$

где $\bar{\lambda} = \frac{\bar{c}}{\bar{a}_0}$; $\bar{\lambda}_u = \frac{c_u}{a_0}$; $\bar{\lambda}_m = \frac{c_m}{a_0}$; $d\bar{e} = \frac{d\bar{r}}{\cos \varphi}$;

$$T(\bar{\lambda}) = \left(1 - \frac{K-1}{K+1} \bar{\lambda}^2\right); \quad \delta B = \frac{1}{a_0^2} \frac{dc_m^2}{dm} \sin(\psi - \varphi);$$

Введение обобщенных полных параметров газа $\bar{p}_0$, $\bar{t}_0$ позволяет представить уравнение равновесия в общей, для прямой и обратной задач, форме.

При расчете меридианальных скоростей в сечении j производится численное интегрирование уравнения равновесия (2) в интервале $r_1 \div \bar{r}_{i\pm 1}$, обычно методом конечных разностей. При этом необходимо достаточно большое число разностей для достижения требуемой точности расчета. Точность расчета может быть значительно повышена путем использования метода трапеций. При этом уравнение (2) приобретает вид

$$\bar{\lambda}_{i\pm 1}^2 - \bar{\lambda}_i^2 = \left\{ -\left[\frac{\bar{\lambda}_u^2}{\bar{r}} + K\bar{\lambda}_m^2 \right]_i - \left[\frac{\bar{\lambda}_u^2}{\bar{r}} + K\bar{\lambda}_m^2 \right]_{i\pm 1} \right\} \Delta \bar{r} + [T(\bar{\lambda}_i) + T(\bar{\lambda}_{i\pm 1})] f(\bar{p}_0) + \Delta B; \quad \text{где } \Delta \bar{r} = \bar{r}_{i\pm 1} - \bar{r}_i, \quad (3)$$

$$f(\bar{p}_0) = \frac{K+1}{K} \frac{(\bar{p}_0)_{i+1} - (\bar{p}_0)_i}{(\bar{p}_0)_{i+1} + (\bar{p}_0)_i}; \quad \Delta B = \left[\frac{1}{a_{0i}^2} \cdot \frac{(c_m^2)_{i+1} - (c_m^2)_{i-1}}{\Delta m_{j-1}^i + \Delta m_j^{i-1}} \right] \times \\ \times \Delta \bar{e} \sin(\psi - \varphi);$$

$j+1$, $j-1$ — индексы последующего и предыдущего расчетного сечения; Δm — расстояние между точками $\bar{r}_{i\pm 1}$ соответствующих сечений. При этом в правой части уравнения (3) появляются величины, зависящие от величины $\bar{\lambda}_{i\pm 1}$, подлежащей определению. Однако оказывается возможным получение решения в явном виде, что значительно сокращает, по сравнению с использованием уравнения равновесия в статических параметрах [4], объем необходимых вычислений.

Рассмотрим возможные значения величины $\bar{\lambda}$ потока. Ограничиваясь дозвуковыми течениями на среднем радиусе $\bar{r}_{\text{ср}}$ лопаточной машины, примем, что $\bar{\lambda}(\bar{r}_{\text{ср}}) \leq 1.0$. Максимальная величина $\bar{\lambda}_{i\pm 1}^2$, из физических соображений, ограничена значением

$$\bar{\lambda}_{i\pm 1}^2 \leq \frac{K+1}{K-1} = M^2. \quad (4)$$

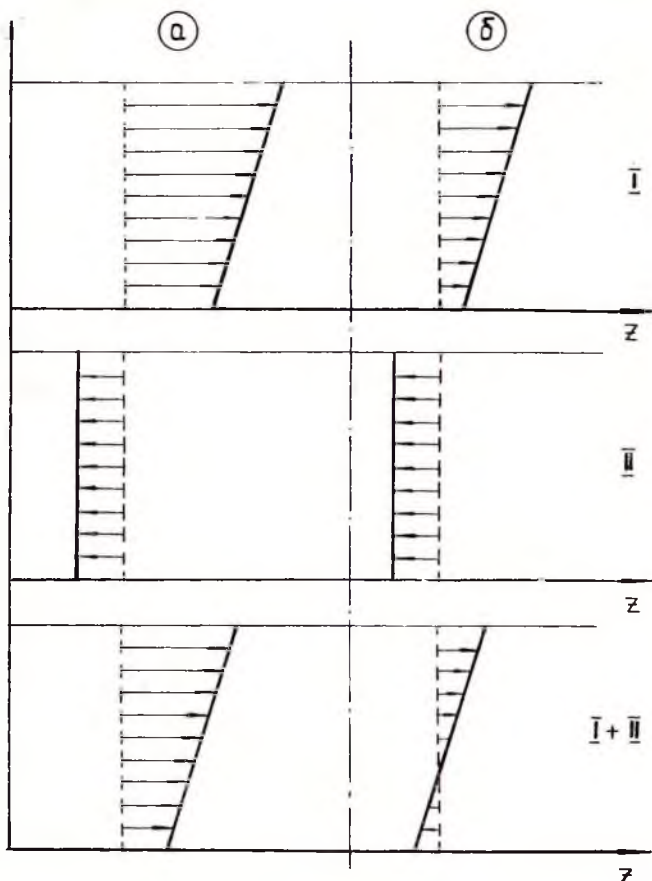


Рис. 2. Упрощенная схема образования обратных токов в тракте лопаточной машины

$$\begin{array}{ll}
 \text{---} & p_0 \\
 a - \text{случай} & c_{\min}(I) > c(II) \\
 b - \text{случай} & c_{\min}(I) < c(II)
 \end{array}$$

Случаи, когда $\bar{\lambda}_{i\pm 1}^2 \leq 0$ и, соответственно, статическое давление $p \geq p_0$, соответствуют, по [1], области обратных течений. Обратные течения в тракте через уравнение неразрывности и кривизну линий тока оказывают существенное влияние на кинематику потока вне этих областей. В этой связи практическое значение имеет хотя бы приближенная оценка этого влияния. С этой целью рассмотрим, для простоты рассуждений, два противоположно направленных плоскопараллельных течения несжимаемой жидкости, из которых одно течение I имеет переменное, а второе II постоянное полное давление по высоте канала (см. рис. 2). В случае, если минимальная скорость $c_{\min}(I)$ течения I больше скорости

c (II) течения II, полное давление суммарного течения при их сложении определяется соотношением:

$$p_{0\Sigma} = p + \rho \frac{c_{\Sigma}^2}{2} = p + \rho \frac{c_I^2 - c_{II}^2}{2} > p. \quad (5)$$

В случае, если $c_{\min}(I) < c(II)$, полное давление суммарного течения определяется соотношениями:

$$p_{0\Sigma} = p + \rho \frac{c_{\Sigma}^2}{2} = p + \rho \frac{c_I^2 - c_{II}^2}{2} > p(c_I > c_{II})$$

$$p_{0\Sigma} = p + \rho \frac{c_{\Sigma}^2}{2} = p + \rho \frac{c_{II}^2 - c_I^2}{2} > p(c_{II} > c_I).$$

При этом величина $p_{0\Sigma}$ не отражает изменения направления потока на обратное в области $c_{II} > c_I$. Если же определять полное давление потока по направлению алгебраической суммой статического давления и кинетической энергии потока по этому направлению, то полное давление суммарного течения по направлению Z и во втором случае определится одним соотношением 5. При этом неравенству $c_I \geq c_{II}$ соответствует неравенство $p \geq p_0$. Таким образом, для приближенного расчета областей обратных течений по уравнению (3), можно использовать соотношения:

$$\bar{\lambda} = -\sqrt{|\bar{\lambda}^2|} \text{ и } \bar{\lambda}^2 = -(\bar{\lambda})^2 \text{ при } \bar{\lambda}^2 < 0 \text{ и } \bar{\lambda} < 0 \quad (6)$$

Разрешив уравнение (3) относительно $\bar{\lambda}_{mi \pm 1}$, получим, в зависимости от типа задачи (прямая, обратная) и вида впереди стоящего венца (неподвижный или вращающийся), с учетом условия (4) и выполняя условие (6) при извлечении квадратного корня, следующие соотношения:

Выход из неподвижного венца ($\bar{p}_0 = p_0$)

$$-\cos \beta_{i \pm 1} M \leq (\lambda_m)_{i \pm 1} = \sqrt{\frac{B}{A}} \leq \cos \beta_{i \pm 1} M,$$

причем:

$$f = \left(\frac{\operatorname{tg}^2 \beta}{r} + \bar{K} \right),$$

$$A = \frac{1 + \frac{K-1}{K+1} f(\bar{p}_0)}{\cos^2 \beta_{i \pm 1}} + f_{i \pm 1} \bar{\Delta r},$$

$$B = \bar{\lambda}_i^2 - \bar{\lambda}_{mi}^2 f_i \bar{\Delta r} + [1 + T(\bar{\lambda}_i)] f(\bar{p}_0) + \Delta B;$$

Выход из вращающегося венца (обратная задача) или из свободного участка тракта ($\bar{p}_0 = p_0$)

$$-\sqrt{M^2 - \bar{\lambda}_{ui \pm 1}^2} \leq (\lambda_m)_{i \pm 1} = \sqrt{\frac{B}{A}} \leq \sqrt{M^2 - \bar{\lambda}_{ui \pm 1}^2},$$

причем:

$$f = \left(\frac{\bar{\lambda}_{ui}^2}{r_i} + \frac{\bar{\lambda}_{ui+1}^2}{r_{i+1}} \right) \bar{\Delta r} + \bar{\lambda}_{ui+1}^2,$$

$$A = 1 + \bar{K}_{i\pm 1} \bar{\Delta r} + \frac{K-1}{K+1} f(\bar{p}_0),$$

$$B = \bar{\lambda}_i^2 - f - \bar{K}_i \bar{\Delta r} + [T(\bar{\lambda}_i) + T(\bar{\lambda}_{ui+1})] f(\bar{p}_0) + \Delta B.$$

Выход из вращающегося венца (прямая задача, $\bar{p}_0 = \bar{p}_0$)

$$-M \leq \lambda_{i\pm 1} = \frac{f + \sqrt{f^2 - AB}}{A} \leq M,$$

причем:

$$f = \frac{\bar{\lambda}_{i\pm 1} \sin \alpha_{i+1}}{r_{i\pm 1}} \bar{\Delta r}; \quad \left[\bar{\lambda}_{i\pm 1} = \frac{U_{i\pm 1}}{(\bar{a}_0)_{i\pm 1}} \right],$$

$$A = 1 + \frac{K-1}{K+1} f(\bar{p}_0) + \left(\cos^2 \alpha_{i\pm 1} \cdot \bar{K}_{i\pm 1} + \frac{\sin^2 \alpha_{i+1}}{r_{i\pm 1}} \right),$$

$$B = -\bar{\lambda}_i^2 + \left(\frac{\bar{\lambda}_{i+1}^2}{r_{i+1}} + \frac{\bar{\lambda}_i^2}{r_i} + \bar{\lambda}_{mi}^2 \bar{k}_i \right) \bar{\Delta r} - [1 + T(\bar{\lambda}_i)] f(\bar{p}_0) - \Delta B.$$

Величины f , A , $f(\bar{p}_0)$ не зависят от величины постоянной интегрирования $\bar{\lambda}_m(r_{cp})$ и вычисляются в начале итераций по расчету G_{pi} . Количество постоянных величин может быть после соответствующих алгебраических преобразований, увеличено, что усложнит структуру выражений, но упростит расчет.

Величина ΔB принимается в первом приближении равной нулю и уточняется, по результатам расчета в сечениях $j-1$ и $j+1$, при уточнении кривизны линий тока $\bar{k}_i$. Аналогичным образом, по соотношениям [1], может быть учтено влияние наклона лопатки относительно направления $\bar{e}$.

После расчета $\bar{\lambda}_{mi}$ по уравнению (3), определяются величины.

$$Y_i = [\bar{\lambda}_m \bar{a}_0 \bar{p}_0 \bar{\rho}(\bar{\lambda}) \cos(\varphi - \psi)]_i \frac{\pi D_0^2 g (\bar{r}_1^2 - \bar{r}_n^2)}{24 \cdot 4 \cdot \cos \varphi \cdot (n-1)}$$

и находится по методу Симпсона, величина расхода газа на интервале $\bar{r}_i \div \bar{r}_{i+1}$ по соотношениям:

$$\Delta G_i^{i+1} = -Y_{i-1} + 13Y_i + 13Y_{i+1} - Y_{i+2} \quad (i \neq 1, i+1 \neq n)$$

$$\Delta G_{i=1; n}^{i+1=2; n-1} = 10Y_i + 16Y_{i+1} - 2Y_{i+2} \quad (7)$$

В случае несоответствия суммарного расчетного расхода газа G_{pj} через сечение j и заданной в сечении величины G_i , постоянная интегрирования уточняется линейным интерполированием по величинам G'_p , $\bar{\lambda}'_m(r_{cp})$ и G''_p , $\bar{\lambda}''_m(r_{cp})$ двух предыдущих расчетов, до заданной точности соответствия G_{pj} и G_j .

Расчет величин $\bar{\lambda}_{mi}$ проводится при заданных, неизменных, значениях $\bar{K}_i$. При уточнении $\bar{K}_i$ по конфигурации $n-2$ линиям тока, расчет $\bar{\lambda}_{mi}$ повторяется вновь.

РАСЧЕТ ТЕЧЕНИЯ СЖИМАЕМОГО ГАЗА В ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ТРАКТЕ ЛОПАТОЧНОЙ МАШИНЫ

Порядок расчета кинематических параметров потока в сечениях тракта заключается в следующем. По очертаниям тракта в исходных данных расчета задаются кривизна и направление крайних линий тока, совпадающие с кривизной и направлением очертаний тракта и не изменяющиеся в процессе расчета. Расчет полей меридианальных скоростей в заданных сечениях ведется одновременно по 6 смежным сечениям $j=0 \div 5$. При этом предполагается, что в сечении $j=0$ известны все кинематические параметры потока, в том числе изменение кривизны и наклона линий тока по высоте тракта из исходных данных в начальном сечении $n_j=0$ лопаточной машины или из результатов предыдущих расчетов. Предполагается также, что кинематика потока в сечении $j=5$ уже не оказывает влияния на кинематику потока в сечении $j=1$ и поэтому определение кинематики потока в сечении $j=5$ проводится один раз по кривизне и наклону линий тока, полученных линейно по их значениям на трактовых поверхностях. В сечениях $j=1 \div 4$ изменение $\bar{k}$ и ψ по высоте сечений в первом приближении также принимается линейным.

Далее проводится расчет величин $\bar{\lambda}_{mi}$ по вышеприведенным соотношениям и определение на каждом радиусе $\bar{r}_i$ величины $\bar{G}_i$ по соотношениям (7). По величинам $\bar{G}_i$ и $\bar{G}_{i+1}$ на интервале $\bar{r}_i, \bar{r}_{i+1}$, по линейной зависимости определяются радиусы линий тока $\bar{r}_{\text{лти}}$, ограничивающих, вместе с очертаниями тракта, $n-1$ струйку тока с равными расходами. По известным в 6 смежных сечениях $j=0 \div 5$ тракта величинам $\bar{r}_{\text{лти}}$, определяются величины $R_{\text{лти}}$ и $\psi_{\text{лти}}$ в сечениях $j=1 \div 4$. Направление i -ой линии тока в сечении j определяется по приближенному соотношению (индекс $i_{\text{лт}}$ опущен).

$$\operatorname{tg} \psi_j = \bar{r}' = \frac{\bar{r}_{j+1} - \bar{r}_{j-1}}{\bar{Z}_{j+1} - \bar{Z}_{j-1}} \quad (8)$$

Относительный радиус кривизны линии тока в сечении j определяется по выражению, аналогичному полученному в [4] при аппроксимации полиномом 4-й степени участка линии тока, ограниченного двумя смежными с сечением j сечениями $j-1$ и $j+1$ (коэффициенты полинома формируются по величинам $\bar{r}_{\text{лт } j-1}$, $\bar{r}_{\text{лт } j}$, $\bar{r}_{\text{лт } j+1}$, $\bar{r}'_{\text{лт } j-1}$, $\bar{r}'_{\text{лт } j+1}$ в этих сечениях);

$$\frac{1}{\bar{R}_{\text{лт } j}} = \frac{8A + \bar{r}'_{j-1} + \bar{r}'_{j+1}}{\bar{Z}_{j+1} - \bar{Z}_{j-1}}, \quad \text{где } A = \frac{\bar{r}_j - \bar{r}_{j-1}}{\bar{Z}_j - \bar{Z}_{j-1}} - \bar{r}'_j. \quad (9)$$

Данная форма аппроксимации отрезка кривой, принятая в [4], допустима в случае, если для заданного отрезка величины $r'_{лт}$ не превышают значительно единицы. Поэтому в данной методике расчета течения в осерадиальных трактах, при $\varphi_j \neq 0$ проводится, при определении $\bar{\kappa}_{лтj}$ и $\Psi_{лтj}$ поворот координат Z, r на угол φ_j данного сечения и определению величин $R_{лт}$ и наклона линий тока по соотношениям (8), (9) с использованием соответствующих величин в повернутой системе координат, и с последующим возвращением к исходной и определением в ней $\kappa_{лтj}$ и $\Psi_{лтj}$.

Далее проводится определение величин κ_i и φ_i на фиксированных радиусах r_i по полиному второй или третьей степени, аппроксимирующему изменение $\bar{\kappa}(r)$ на интервале $(r_{лтi}) \div (r_{лтi+1})$. Коэффициенты полинома определяются по значениям $\kappa_{лт}$ на двух смежных радиусах $\bar{r}_{лт}$ и по значениям производной $\frac{d\bar{\kappa}_{лт}}{d\bar{r}}$ на этих же радиусах, приближенно принимаемой равной

$$\left(\frac{d\bar{\kappa}_{лт}}{d\bar{r}} \right)_i \cong \frac{\bar{\kappa}_{лтi+1} - \bar{\kappa}_{лтi-1}}{\bar{r}_{лтi+1} - \bar{r}_{лтi-1}}.$$

Аналогично проводится работа с $\Psi_{лтi}$. Для определения по величинам $\bar{\kappa}_i$ предыдущего расчета и полученным по линиям тока данного расчета величинам $\bar{\kappa}_i^1$, величин $\bar{\kappa}_i''$ для последующего расчета $\bar{\lambda}_{mi}$, используется итерационная формула [4]:

$$\bar{\kappa}_i'' = \bar{\kappa}_i + \frac{\bar{\kappa}_i - \bar{\kappa}_i^1}{1 + 0,8 \bar{h}_{ср}^2},$$

где $\bar{h}_{ср}$ — среднее удлинение венцов или участков тракта, ограниченных смежными расчетными сечениями. Расчет кинематики потока в сечении $j=1$ закончен, когда величины c_m' последнего приближения во всех сечениях $j=1 \div 4$ совпадут, с заданной степенью точности с величинами c_m предыдущего приближения. Далее все сечения j рассматриваемой группы, аналогично [4], перемещаются на одно по потоку, сечение $j=1$ становится сечением $j=0$ и т. д., а в исходные данные сечения $j=5$ подставляются известные параметры следующего сечения тракта, не участвовавшего ранее в расчете. При этом существенно сокращается объем и время расчета сечения $j=1$, т. к. расчет сводится к некоторому уточнению полученных ранее результатов.

В случае, если сечение $j=5$ оказывается последним сечением тракта лопаточной машины, в котором предполагается линейность изменения $\bar{\kappa}$ и Ψ по высоте тракта, результаты расчета по всем сечениям $j=1 \div 5$ являются окончательными.

По изложенному методу возможен расчет течения в произвольных осерадиальных трактах лопаточных машин различных

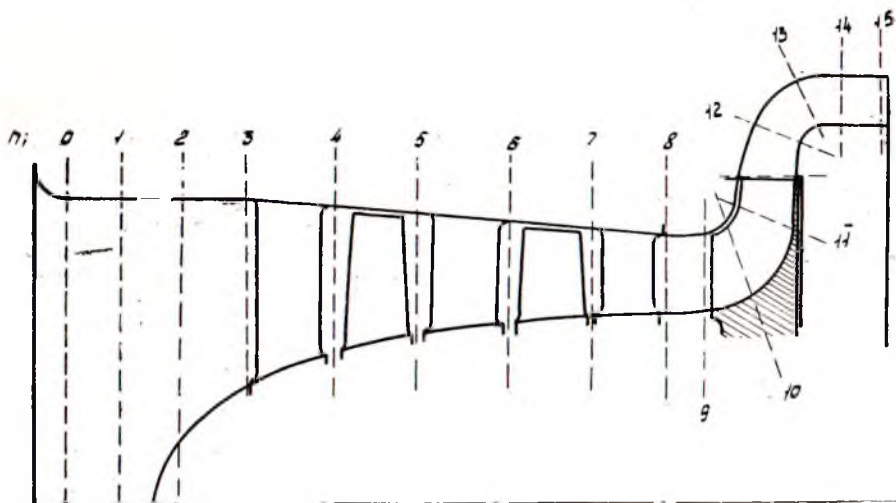


Рис. 3. Схема проточной части тракта осерадиальной лопаточной машины

схем, в частности вида изображенного на рис. 3, с учетом влияния обратных течений на кинематику потока при произвольной последовательности вращающихся и неподвижных венцов по тракту лопаточной машины и различных комбинациях исходных данных расчета в этих венцах (прямая или обратная задача).

Устранение итерационного процесса при определении величин $\lambda_{mi \pm 1}$ по уравнению равновесия значительно сокращает время выполнения этой операции и позволяет свести полное время расчета одного сечения тракта лопаточной машины на ЭВЦМ М-20 к 15—20 секундам вместо 35—50 секунд по [4].

Высокая производительность расчетов в сочетании с широким кругом задач, решаемых по изложенному выше методу, позволяет использовать его в различных областях исследований, связанных с определением кинематики потока в тракте осерадиальных лопаточных машин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Степанов Г. Ю. Гидродинамика решеток турбомашин. М., Госиздат, ФМ, 1962.
2. Жуковский М. И. Аэродинамический расчет потока в осевых турбомашинках. Л., «Машиностроение», 1967.
3. Новак Р. А. Метод кривизны линий тока в вычислительных задачах для потока жидкости. Труды Американского общества инженеров-механиков. Энергетические машины и установки, № 4, «Мир», 1967.
4. Комаров А. П., Сабитов Э. Х. Расчет кинематических параметров потока в межвенцовых зазорах осевого компрессора на ЭВЦМ М-20. Труды КуАИ, № 45; г. Куйбышев, 1971.
5. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. ГИТТЛ. 1953.