

# МОДЕЛЬ Я.А. СИРОТКИНА КАК ИНСТРУМЕНТАРИЙ ДЛЯ АНАЛИЗА ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ РАДИАЛЬНООСЕВОЙ ТУРБИНЫ КОМБИНИРОВАННОГО ДВИГАТЕЛЯ

*Докт. техн. наук, проф. В.А. ЛАШКО, инж. А.В. ПАССАР*

*В работе изложены проблемы выбора геометрических параметров проточной части радиально-осевой турбины при проектировании. Для анализа выбранных геометрических параметров предлагается использовать математическую модель Я.А. Сироткина прямой задачи осесимметричного вихревого течения. Приведены результаты расчетов на примере радиально-осевой турбины турбокомпрессора ТКР-14В-30.*

*In work problems of a choice of geometrical parameters of a flowing part of the radially-axial turbine are stated at designing. For the analysis of the chosen geometrical parameters it is offered to use J.A.A.Sirotkin's mathematical model of a direct problem of an axisymmetric eddy flow. Results of calculations on an example of the radially-axial turbine of turbo-compressor TKR-14V-30 are resulted.*

**1. Постановка задачи.** Выбор геометрических параметров проточной части радиально-осевой турбины, обеспечивающих эффективную ее работу в составе комбинированного двигателя, является сложнейшей задачей. Эту задачу можно разбить на ряд подзадач разных уровней сложности.

На первом этапе проектирования производится термогазодинамический расчет ступени на среднем радиусе, что позволяет определить высоты лопатки  $l_1$  и  $l_2$  на входе и выходе потока из рабочего колеса, удовлетворяющие заданному расходу газов через турбину  $G_m$ .

Расчет ступени на среднем радиусе не представляет особой сложности, и поэтому используется в конструкторских бюро агрегатов наддува. Однако он не позволяет решить более сложные по уровню задачи, определяющие эффективность проточной части. Это задачи выбора степени радиальности и выбора формы меридионального обвода рабочего колеса. Поэтому в практике конструкторских бюро эти параметры выбирают на основе экспериментальных

исследований ряда работ [1,2,3]. Согласно работе [1] степень радиальности можно выбирать в пределах  $m = 0.3 \div 0.5$ . Автор работы [2], обобщив экспериментальные исследования многих авторов, рекомендует выбирать степень радиальности по эмпирической формуле

$$m_{\text{опт}} = \sqrt{(0.85 \div 0.91) - \sqrt{c}},$$

где  $c$  - степень реактивности.

Согласно исследованиям, проведенным в НАМИ [9], уменьшение степени радиальности приводит к увеличению эффективного КПД турбины. Так, например снижение степени радиальности с  $m = 0.627$  до  $m = 0.513$  привело к возрастанию эффективного КПД с  $\eta_e = 0.775$  до  $\eta_e = 0.825$ . Однако, при этом снизился расход газов  $G_{\text{пр}}$  на 3% и возросла степень реактивности с  $c = 0.475$  до  $c = 0.525$ .

Следует отметить, что для турбины, работающей в составе комбинированного двигателя, падение расхода недопустимо, так как это приведет к возникновению отраженных волн в выпускном трубопроводе и возрастанию удельного эффективного расхода топлива  $b_e$  [4].

В работах [1,2] рекомендуется задаваться следующими значениями радиусов кривизны меридионального обводов: внешнего  $R_{\text{внешн}} = (0.15 \div 0.17)D_1$  и внутреннего  $R_{\text{внутр}} = (0.25 \div 0.28)D_1$ . Но авторы не указывают, как определить координаты, из которых следует проводить линии с таким радиусом.

В работах [3,5] предлагается методика построения границ канала рабочего колеса, согласно которой, внешняя линия меридионального обвода должна описывать кубическую параболу. Внутренняя линия строится таким образом, чтобы площадь проходного сечения вдоль внешней границы изменялась по линейному закону.

В работе [6] для построения меридионального профиля предлагается использовать математическую модель обратной осесимметричной задачи в форме Коши [7].

В работе [8] предлагается ввести оптимизационный алгоритм методов нелинейного программирования в решение обратной задачи, что позволяет построить оптимальную форму проточной части.

Однако методы, основанные на расчете пространственного квазитрехмерного потока, в силу своей сложности не нашли применения в конструкторских бюро агрегатов наддува. В последнее время был достигнут значительный прогресс в создании ЭВМ и развитии численных



методов, что способствует внедрению в практику проектирования этих методов и дальнейшей их доработки и совершенствованию.

На основе вышеизложенного можно сделать следующий вывод: все рекомендации по выбору геометрических параметров проточной части, за исключением работ [6,7,8] основаны на интуитивном подходе и в каждом конкретном случае требуют тщательной проверки. Поэтому в данной работе предлагается произвести качественный анализ геометрических параметров проточной части радиально-осевой турбины турбокомпрессора ТКР-14В-30 на основе математической модели прямой задачи теории турбомашин [1,2,9,11,12].

**2. Основные уравнения.** Осесимметричный вихревой поток невязкой сжимаемой жидкости в радиально-осевых турбомашинах описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} w \times (\nabla \times c) = \nabla H^* - T \nabla S - F + T \frac{w}{w^2} \frac{dS}{dt} \\ \nabla \cdot (\chi \rho w) = 0 \\ \frac{dU}{dt} + p \frac{d\rho^{-1}}{dt} = T \frac{dS}{dt} \\ p = \rho RT \end{cases} \quad (1)$$

В системе (1) приняты следующие обозначения:  $w$  - относительная скорость;  $c$  - абсолютная скорость;  $\nabla H^*$  - градиент полного обобщенного теплосодержания в относительном потоке;  $T$  - абсолютная температура;  $\nabla S$  - градиент энтропии;  $F$  - массовая сила;  $\chi$  - коэффициент стеснения;  $\rho$  - плотность;  $U$  - внутренняя энергия;  $p$  - давление;  $R$  - газовая постоянная.

Первое уравнение системы (1) есть уравнение движения в энергетической форме Крокко. Отличительной особенностью этой формы уравнения является то, что в уравнении Громека-Ламба вектор объемного действия сил давлений  $\frac{1}{\rho} \text{grad}(p)$  заменен на  $\nabla H^* - T \nabla S$  [13]. Это позволяет косвенно учесть потери на трение и перемешивание в ядре потока.

Второе уравнение системы (1) это уравнение неразрывности, третье - уравнение первого закона термодинамики, четвертое - уравнение состояния газа.

Автором были приняты следующие упрощающие допущения:

1. Поток установившийся, вихревой, причем завихренность обусловлена наличием

лопастей в потоке (т.е. присоединенными и свободными вихрями).

2. Энтропия  $S$  меняется поперек и вдоль линий тока.

3. Жидкость сжимаемая и идеальная (невязкая и нетеплопроводная), основной эффект вязкости учитывается коэффициентом изэнтропичности  $\sigma = \exp \left[ \frac{(S_1 - S)}{R} \right]$ , который считается заданной функцией параметров потока и координат.

4. Гипотеза об осевой симметрии потока.

Согласно гипотезе осевой симметрии потока [14], воздействие лопастей на поток заменяется равномерно распределенными по окружности полями: массовых сил  $F$ ; коэффициентов стеснения  $\chi = 1 - \Delta/t$  ( $\Delta$  - толщина лопасти в окружном направлении,  $t$  - шаг решетки); углов средней межлопаточной поверхности тока  $KLMN$  (рис. 1)  $\beta'$  и  $\delta'$ . Это позволяет трехмерную задачу свести к осесимметричной.

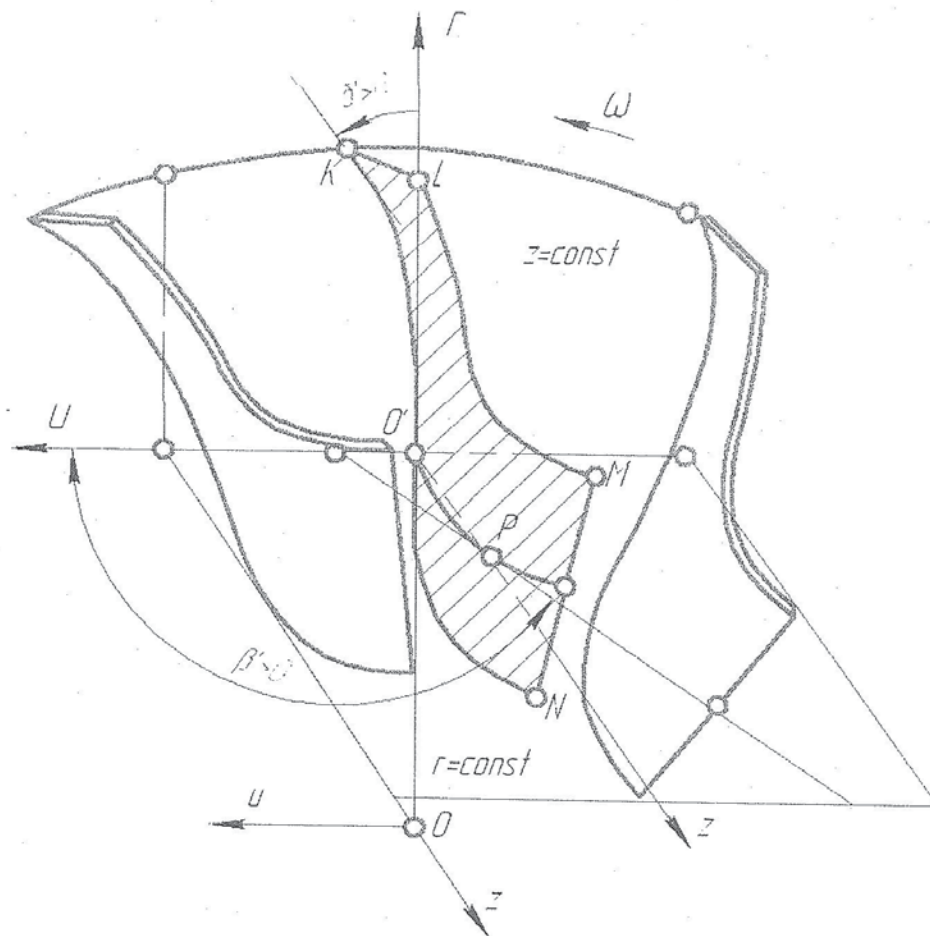


Рис. 1. Расчетная область межлопаточного канала радиально-осевой турбины

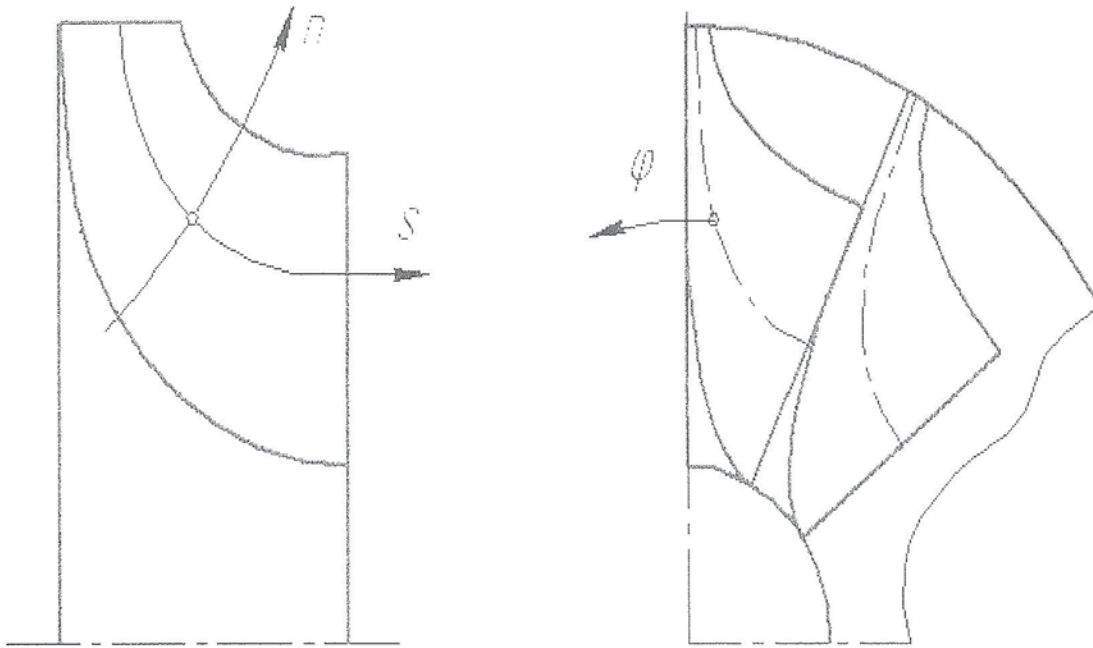


Рис. 2. Криволинейная система координат связанная с рабочим колесом.

Согласно принятым допущениям, в правой, криволинейной системе координат  $n, \varphi$ ,  $s$  рис. 2 (где  $S$  - линии тока в меридиональной плоскости,  $n$  - ортогональные к ним кривые,  $\varphi$  - совпадает с окружным направлением), система уравнений движения и неразрывности примет вид

$$\frac{w_s}{r} \frac{\partial(c_u r)}{\partial s} = -F_u + T \frac{w_s w_u}{w^2} \frac{\partial S}{\partial s} \left( \frac{\partial H^*}{\partial \varphi} = \frac{\partial S}{\partial \varphi} = 0 \right) - F_n, \quad (2)$$

$$\frac{w_u}{r} \frac{\partial(c_u r)}{\partial s} = -T \frac{\partial S}{\partial s} - F_s + T \frac{w_s^2}{w^2} \frac{\partial S}{\partial s} \left( \frac{\partial H^*}{\partial s} = 0 \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial(r \chi \rho w_s)}{\partial s} + r \chi \rho w_s \frac{\partial \gamma}{\partial n} = 0 \quad (4)$$

Примем во внимание зависимости для углов и скоростей из диаграммы скоростей, рис. 3 а также зависимости для углов и массовых сил:

$$w_u = w_s \operatorname{ctg}(\beta), \quad c_u = w_u + u, \quad F_n = -F_u \operatorname{tg}(\delta), \quad F_s = -F_u \operatorname{ctg}(\beta),$$

$$\operatorname{tg}(\delta) = \operatorname{tg}(\delta') \cos(\gamma) - \operatorname{ctg}(\beta') \sin(\gamma), \quad \operatorname{ctg}(\beta) = \operatorname{tg}(\delta') \cos(\gamma) + \operatorname{ctg}(\beta') \cos(\gamma).$$

Проведя соответствующие математические преобразования [4], система уравнений

(2) – (5) приводится к квазилинейной системе из двух уравнений в частных производ-



ных первого порядка:

$$\frac{\partial w_s}{\partial n} - \frac{\partial \gamma}{\partial s} w_s = \frac{1}{1 + \operatorname{ctg}^2 \beta} \left\{ \frac{1}{w_s} \left( \frac{dH^*}{dn} - T \frac{\partial S}{\partial n} + \frac{T}{2} \operatorname{tg} \delta \sin 2\beta \frac{\partial S}{\partial s} \right) - \frac{2\omega \operatorname{ctg} \beta \cos \gamma}{r} + \frac{\partial \gamma}{\partial s} \right\}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \ln(r \chi \rho w_s)}{\partial s} + \frac{\partial \gamma}{\partial n} = 0 \quad (7)$$

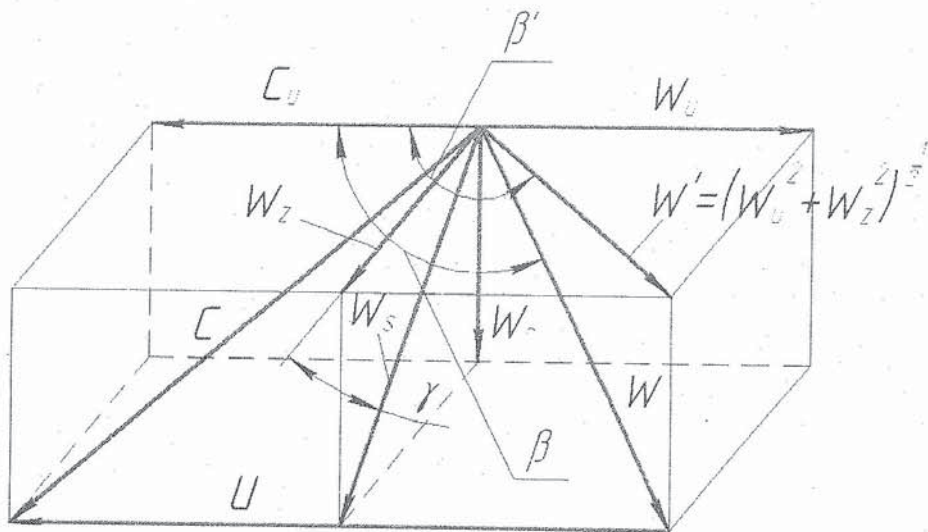


Рис. 3. Диаграмма скоростей и основные обозначения векторов скорости.

**3. Метод решения.** Для решения полученной системы уравнений (6),(7) применяется метод прямых [15,16], который позволяет систему уравнений в частных производных свести к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений.

Построение ортогонали  $n$  к линии тока  $s$  представляет определенные геометрические сложности, поэтому вместо ортогоналей, расчетная область разбивается семейством прямых  $l$ , направленных по нормали к внешней линии меридионального обвода рис. 4.

Каждая нормаль образует свой угол  $\psi'$  с осью  $z$  и отсчет вдоль  $l$  ведется от внешней линии меридионального обвода.

Для замены производных по ортогонали  $n$ , входящих в систему уравнений (6) и (7) производными по  $l$ , пользуются следующими зависимостями

$$\frac{\partial}{\partial l} = \cos(\psi' - \gamma) \frac{\partial}{\partial s} + \sin(\psi' - \gamma) \frac{\partial}{\partial n}$$

$$\frac{\partial}{\partial n} = \frac{1}{\sin(\psi' - \gamma)} \frac{\partial}{\partial l} - \operatorname{ctg}(\psi' - \gamma) \frac{\partial}{\partial s}$$
(9)

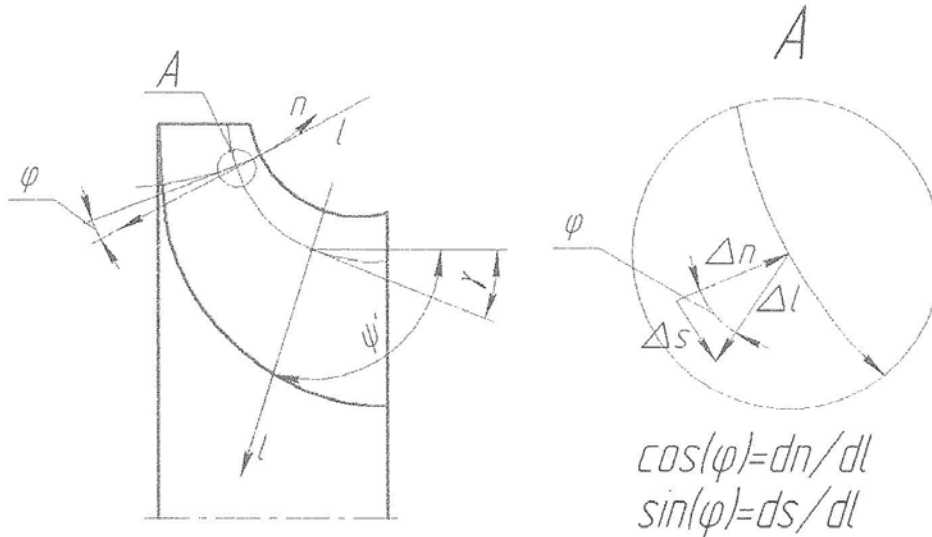


Рис. 4. Расчетная схема для перехода от производных вдоль ортогонали  $n$  к производным по прямой  $l$  (метод прямых).

где  $\cos(\psi' - \gamma) = \sin(\phi)$ ,  $\sin(\psi' - \gamma) = -\cos(\phi)$ ,  $\phi = \gamma_0 - \gamma$ ,  $\gamma_0$  - угол на внешней линии меридионального обвода. Угол  $\gamma$  определяется по следующей зависимости

$$\operatorname{tg}(\gamma_{i,j}) = \frac{r_{i+1,j} + (\delta_{i,j}^2 - 1)r_{i,j} - \delta_{i,j}^2 r_{i-1,j}}{\delta_{i,j}(\delta_{i,j} + 1)\Delta z_{i,j}}$$
(10)

где  $\delta_{i,j} = \Delta z_{i+1,j} / \Delta z_{i,j}$ ,  $\Delta z_{i,j} = z_{i,j} - z_{i-1,j}$ .

Используя соотношения (8) и (9), уравнения (6) преобразуются к следующему виду:

$$\frac{\partial w_s}{\partial l} = \frac{1}{1 + \operatorname{ctg}^2(\beta)} \left\{ \frac{1}{w_s} \left[ \frac{dH^*}{dl} - T \left( \frac{\partial S}{\partial l} - \frac{\partial S}{\partial s} \sin \phi \right) - \frac{T}{2} \operatorname{tg}(\delta) \sin(2\beta) \cos(\phi) \frac{\partial S}{\partial s} \right] - \right.$$

$$\left. - \frac{w_s}{2r^2} \left[ \frac{\partial (r \operatorname{ctg}(\beta))^2}{\partial l} - \frac{\partial (r \operatorname{ctg}(\beta))^2}{\partial s} \sin(\phi) \right] + \left[ 2 \omega \operatorname{ctg}(\beta) \cos(\gamma) - \frac{\partial \gamma}{\partial s} w_s - \right. \right.$$

$$\left. \left. - \frac{\operatorname{tg}(\delta)}{r} \frac{\partial (c_u r)}{\partial s} \right] \cos(\phi) \right\} + \frac{\partial w_s}{\partial s} \sin(\phi).$$
(11)

Уравнения неразрывности (7) в дифференциальной форме, заменяются эквивалентными им уравнениями, записанными в виде интеграла с переменным верхним пределом  $l = l(s, l)$  для каждой нормали  $l$ :

$$G(l_i) = 2\pi \int_0^{l(s, l)} r \chi p w_s \cos(\phi) dl \quad (12)$$

Все частные производные по  $s$  в (11) заменяются центральными разностями; учитывая, что шаг по  $s$  может быть неодинаковым, для вычисления производных по  $s$  в  $i$ -ом сечении на  $j$ -ой линии тока для любой гладкой функции  $f$ , используются формулы второго порядка точности [15,17]

$$\left. \frac{\partial f}{\partial s} \right|_{i,j} = \frac{\Delta f}{\Delta s} \Big|_{i,j} = \frac{f_{i+1,j} + (\tau_{i,j}^2 - 1)f_{i,j} - \tau_{i,j}^2 f_{i-1,j}}{\tau_{i,j}(1 + \tau_{i,j})\Delta s_{i,j}} + O\left[\left(\Delta s_{i,j}\right)^2\right], \quad (13)$$

$$\text{где } \tau_{i,j} = \Delta s_{i+1,j} / \Delta s_{i,j}, \quad \Delta s_{i,j} = s_{i,j} - s_{i-1,j}.$$

После замены всех частных производных по  $s$  в уравнении (11), получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений, разрешенных относительно первой производной по  $l$ , количество которых равно числу нормалей к внешней линии меридионального обвода. Для решения полученной системы, дифференциальные уравнения заменяются эквивалентными им интегральными уравнениями

$$\begin{aligned} w_s = w_{s_0} + \int_0^l & \left[ \frac{1}{1 + \text{ctg}^2(\beta)} \left\{ \frac{1}{w_s} \left[ \frac{dH^*}{dl} - T \left( \frac{dS}{dl} - \frac{\Delta S}{\Delta s} \sin(\phi) \right) - \right. \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{T}{2} \text{tg}(\delta) \sin(2\beta) \cos(\phi) \frac{\Delta S}{\Delta s} \right] - \frac{w_s}{2r^2} \left[ \frac{d(\text{rctg}(\beta))^2}{dl} - \frac{\Delta(\text{rctg}(\beta))^2}{\Delta s} \sin(\phi) \right] + \right. \\ & \left. + \left[ 2\omega \text{ctg}(\beta) \cos(\gamma) - \frac{\Delta \gamma}{\Delta s} w_s - \frac{\text{tg}(\delta) \Delta(c_s r)}{r \Delta s} \right] \cos(\phi) \right\} + \frac{\Delta w_s}{\Delta s} \sin(\phi) \right] dl. \quad (14) \end{aligned}$$

**4. Граничные условия.** Внешняя и внутренняя линии меридионального обвода – линии тока.

Сечения для задания граничных условий должны быть расположены на бесконечности ( $s \rightarrow \pm\infty$ ), но обычно в практике проведения расчетов эти сечения выбирают на расстояниях порядка одного шага от кромок лопаток [11].

На входе в рабочее колесо (поток вихревой), вдоль сечения  $l_1$  рис. 5, считаются заданными все параметры потока, углы  $\gamma = 90^\circ$ ,  $\frac{\partial \gamma}{\partial s} = 0$  и все частные производные по  $s$  равны нулю.



На выходе из рабочего колеса (поток вихревой) канал продолжается прямыми линиями рис. 5, в сечениях  $l_8$  и  $l_9$  углы потока  $\beta$  считаются равными углам потока в сечении  $l_7$ , коэффициенты стеснения  $\chi = 1$ , вдоль сечения  $l_9$  углы  $\gamma = 0$ ,  $\frac{\partial \gamma}{\partial s} = 0$  и все частные производные по  $s$  равны нулю.

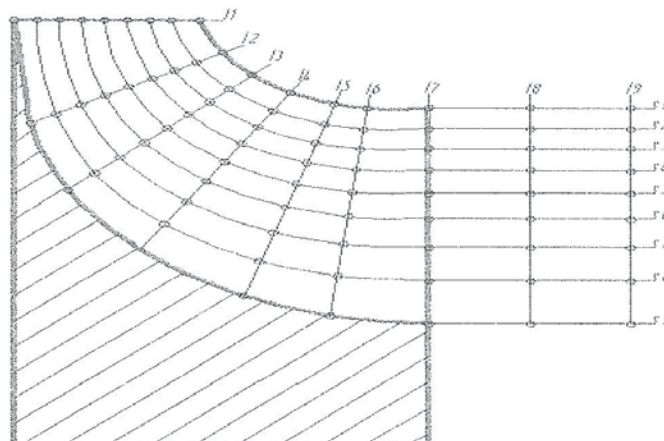


Рис. 5. Расчетная область турбины турбокомпрессора ТКР 14В-30

**5. Вычисление энтропии.** Расчет энтропии производится по следующим уравнениям

$$S = c_v \ln \left( \frac{p}{\rho^k} \right), \quad (16)$$

где  $p = \frac{p_1 \rho^k}{\rho_1^k \sigma^{k-1}}$ ;  $\rho = \rho_{w1}^* \sigma \left( \frac{2H_1^* + u^2 - w^2}{2H_1^* + u_1^2} \right)^{\frac{1}{k-1}}$ . Параметры заторможенного потока  $H_1^*$ ,  $\rho_{w1}^*$  впереди решетки обычно задаются.

Изменение коэффициента изоэнтропийности, как правило задается, например по квадратичной зависимости [9]:

$$\sigma_{i,j} = 1 - [1 - \sigma_{\psi}] \left( \frac{s}{s_0} \right)^2, \quad (17)$$

которая определяется из условий:  $\sigma = 1$  и  $\partial \sigma / \partial s = 0$  при  $s = 0$  и  $\sigma = \sigma_{\psi}$  при  $s = s_0$  где  $s_0$  - длина линии тока от сечения на входе в решетку до сечения на выходе из нее. Величина  $\sigma_{\psi}$  определяется следующей зависимостью

$$\sigma_{\psi} = \frac{\pi(\lambda_{w_2} / \Psi)}{\pi(\lambda_{w_2})} \quad (18)$$

где  $\lambda_{w_2}$  - приведенная скорость,  $\Psi$  - коэффициент скорости,  $\pi(\lambda_{w_2})$  - газодинамическая функция давления.

Однако, на сегодняшний день, в литературе нет четких рекомендаций по заданию ко-

эфициента изоэнтропийности. Но если предположить, что согласно исследованиям, представленным в работе [18], изменение толщины потерь импульса  $\delta^{**}$  вдоль линии профиля, происходит по квадратичной зависимости, то уравнение (17) можно считать обоснованным.

**6. Алгоритм расчета.** Полученная система интегральных уравнений (12), (14) с неизвестным переменным верхним пределом  $l$  решается методом последовательных приближений.

На рис. 6 представлена блок-схема алгоритма решения системы уравнений (12), (14).

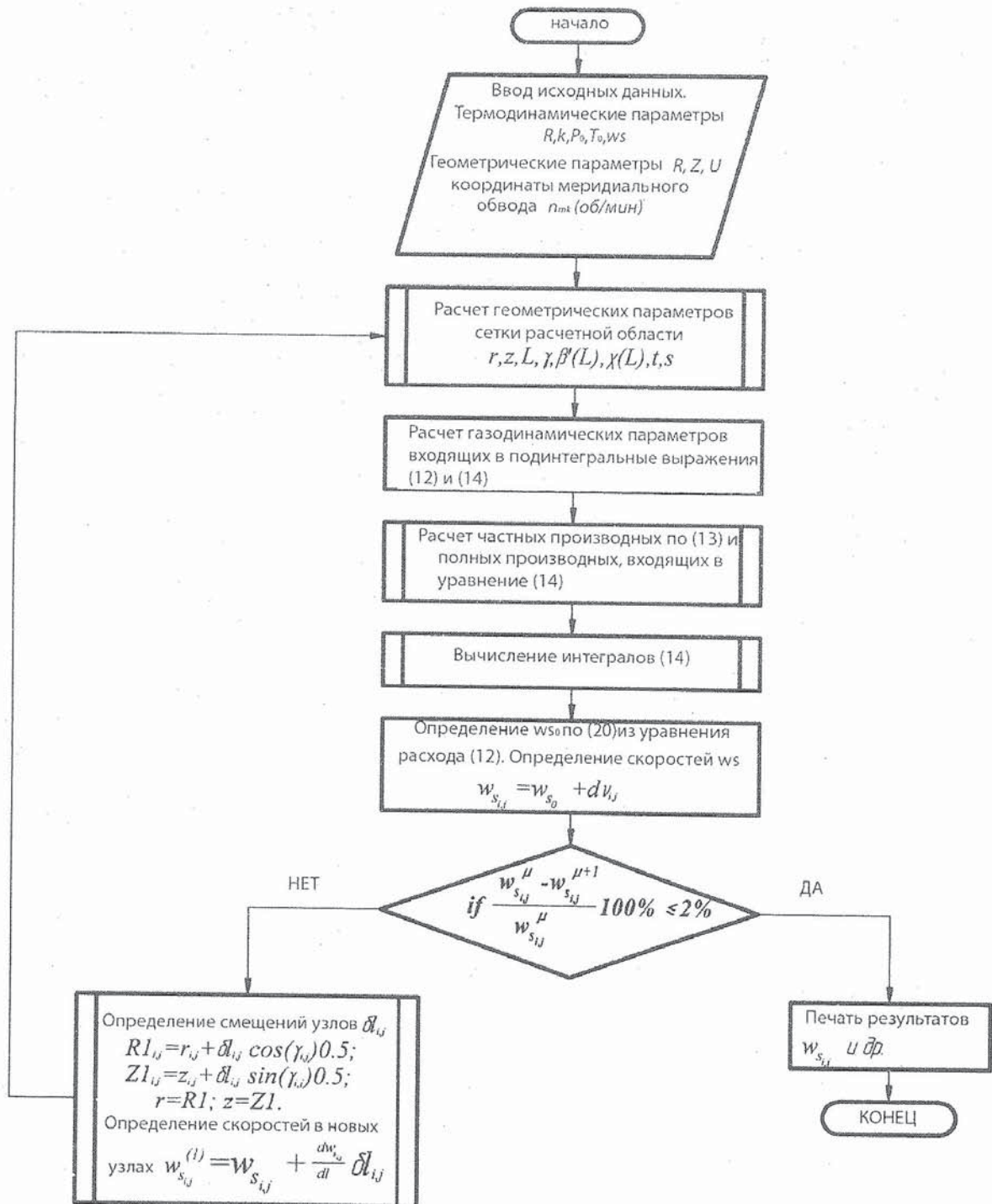


Рис. 6. Блок-схема алгоритма расчета по методу Я.А. Сироткина.

Исходными данными для расчета являются координаты средней геометрической поверхности лопатки, определенные по чертежам рабочего колеса, меридиональная проекция относительной скорости  $w_s$ , определенная в результате проведения одномерного расчета.

На первом этапе расчетов, по координатам лопатки определяются все геометрические параметры лопатки  $\beta'(l)$ ,  $\delta'(l)$ ,  $\chi'(l)$ ,  $t$  вдоль всех прямых  $l$ . На этом этапе удобно применять метод конформных отображений. После этого наносим по принципу равных кольцевых площадей линии тока.

На втором этапе вычисляют все газодинамические величины, входящие в подынтегральное выражение (14), и частные производные по  $s$ , одновременно во всей расчетной области, и приступают к вычислению интегралов (14). В работе [1], для вычисления таких интегралов, предлагается использовать метод параболических трапеций Симпсона. Однако, шаг интегрирования вдоль прямой  $l$  неравномерный, поэтому в данной работе для вычисления интегралов (14) применялась формула метода трапеций. Относительная скорость вычисляется по следующему соотношению:

$$w_{s_{i,j}} = w_{s_{i,j}} + dv_{i,j}, \quad (19)$$

где  $dv_{i,j}$  - заданные числа. Подставляя выражения (19) в уравнение расхода (12), в которых верхний предел полагаем равным  $L$ , определяем  $w_{s_0}$  для всех сечений, а следовательно, значение  $w_s$  для исходных узлов.

$$w_{s_{0i}} = \frac{G_m - 2\pi \int_0^L r \rho \chi dv \cos(\phi) dl}{2\pi \int_0^L r \rho \chi \cos(\phi) dl}; \quad (20)$$

Если на данном этапе, не удастся подобрать положительных значений  $w_{s_0}$ , удовлетворяющих условию заданного расхода, то это означает, что выбранное проходное сечение не удовлетворяет заданному расходу и рассчитанному градиенту скоростей. Как показали исследования, проведенные в работе [10], появление отрицательных значений скоростей свидетельствует об отрыве потока.

Необходимая точность расчетов определяется выполнением условия: максимум абсо-



лютой величины меньше заданной точности

$$\max \left( \text{abs} \left( \frac{w_s^{\mu} - w_s^{\mu+1}}{w_s^{\mu}} \right) \cdot 100\% \right) < 1..3\%,$$

где  $\mu$  - номер приближения. Если это условие не выполняется, то приступают к расчету величины смещения узлов  $\delta l_{i,j}$  линии тока. Для этого необходимо выполнить интерполяцию величины  $l_{i,j}$  от  $G_{i,j}$  в точках расхода  $dG_j$  через струйки тока.

$$dG_j = \frac{G_{\Gamma}}{N-1} j, \quad (21)$$

где  $j = N-1$  - количество струек тока.

Тогда величина смещения определится по формуле

$$\delta l_{i,j} = l \left( dG_j \right)_{i,j} - \left( \sqrt{r_{i,j}^2 + z_{i,j}^2} \right) \quad (22)$$

где  $r_{i,j}$  и  $z_{i,j}$  - координаты узла.

Для интерполяции величин  $l_{i,j}$  от  $G_{i,j}$ , применяется метод Лагранжа, либо метод интерполяции кубическими сплайнами.

Далее приступают к вычислению новых координат узлов по формулам

$$Rl_{i,j} = r_{i,j} + \delta l_{i,j} \cos(\gamma_{i,j}), \quad Zl_{i,j} = z_{i,j} + \delta l_{i,j} \sin(\gamma_{i,j}) \quad (23)$$

Значение скоростей в новых узлах вычисляют по зависимости

$$w_{si,j}^1 = w_{si,j} + \frac{dw_{si,j}}{dl} \delta l_{i,j},$$

где  $\delta l_{i,j}$  - смещения узлов.

Затем приступают к расчету следующего приближения. Расчет продолжают до тех пор, пока  $w_s^{(\mu)} \approx w_s^{(\mu+1)}$ ,  $l^{(\mu)} \approx l^{(\mu+1)}$  или  $\gamma^{(\mu)} \approx \gamma^{(\mu+1)}$  не совпадут с заданной точностью во всех узлах ( $\mu$  - номер приближения).

**7. Сходимость расчета.** Для сходимости последовательных приближений необходимо, чтобы угол  $\phi$ , т.е. чтобы  $l$  мало отличалось от нормали к линиям тока. Поэтому, в интегралах (14) сумма всех членов с производными по  $l$  (в эту сумму входит еще и  $2\omega \text{ctg}(\beta) \cos(\gamma) \cos(\phi)$ ) была намного больше суммы всех членов с производными по  $s$ . Это условие может быть записано следующим образом:

$$\left| \frac{1}{w_s} \left( \frac{dH^*}{dl} - T \frac{\partial S}{\partial l} \right) - \frac{w_s}{2r^2} \frac{\partial (r \operatorname{ctg}(\beta))^2}{\partial l} + 2 \omega \operatorname{ctg}(\beta) \cos(\gamma) \right| \gg \left| \frac{\partial \gamma}{\partial s} w_s + \frac{\operatorname{tg}(\delta)}{r} \frac{\partial (c_u r)}{\partial s} \right| \quad (24)$$

Выполнение этого условия совместно с требованием  $\Delta l \leq \Delta s$  практически обеспечивает сходимость последовательных приближений.

Как показали результаты проведенных расчетов, последовательные приближения сходятся неудовлетворительно. Смещения узлов  $\delta_{i,j}^l$  не уменьшаются от итерации к итерации, линии тока начинают «гулять», происходит раскачка системы. Для улучшения сходимости применялся метод, согласно которому величина параметра  $x_n$  (скорости  $w_{s_{i,j}}$  и приращение  $\delta_{i,j}^l$ ), закладываемая в расчет последующего приближения, определяется из следующего соотношения:

$$x_n = x_{n-1} + (x_n' - x_{n-1}) \alpha, \quad (25)$$

где  $x_n' - x_{n-1}$  - приращение параметра, полученного в данном приближении;  $\alpha$  - коэффициент релаксации;  $x_n'$  - значение параметра исходного приближения без уточнения. В данной работе коэффициент релаксации  $\alpha = 0.5$  был введен, начиная с первого приближения.

**8. Формирование исходной характеристики турбины.** Для расчета исходной характеристики турбины турбокомпрессора ТКР 14В-30 использовалась модель расчета турбинной ступени на среднем радиусе в одномерном квазистационарном приближении [1,2,11]. Расчет коэффициентов потерь производился с использованием зависимости В.И. Локая [19,20].

Адекватность расчетной модели проверялась путем сопоставления результатов расчета с экспериментальными. На рис. 7 приведены результаты сравнения характеристик, полученных расчетным путем, с заводскими характеристиками, полученными путем статической продувки. Следует отметить, что результаты расчета в рамках одномерной модели хорошо согласуются с практикой.

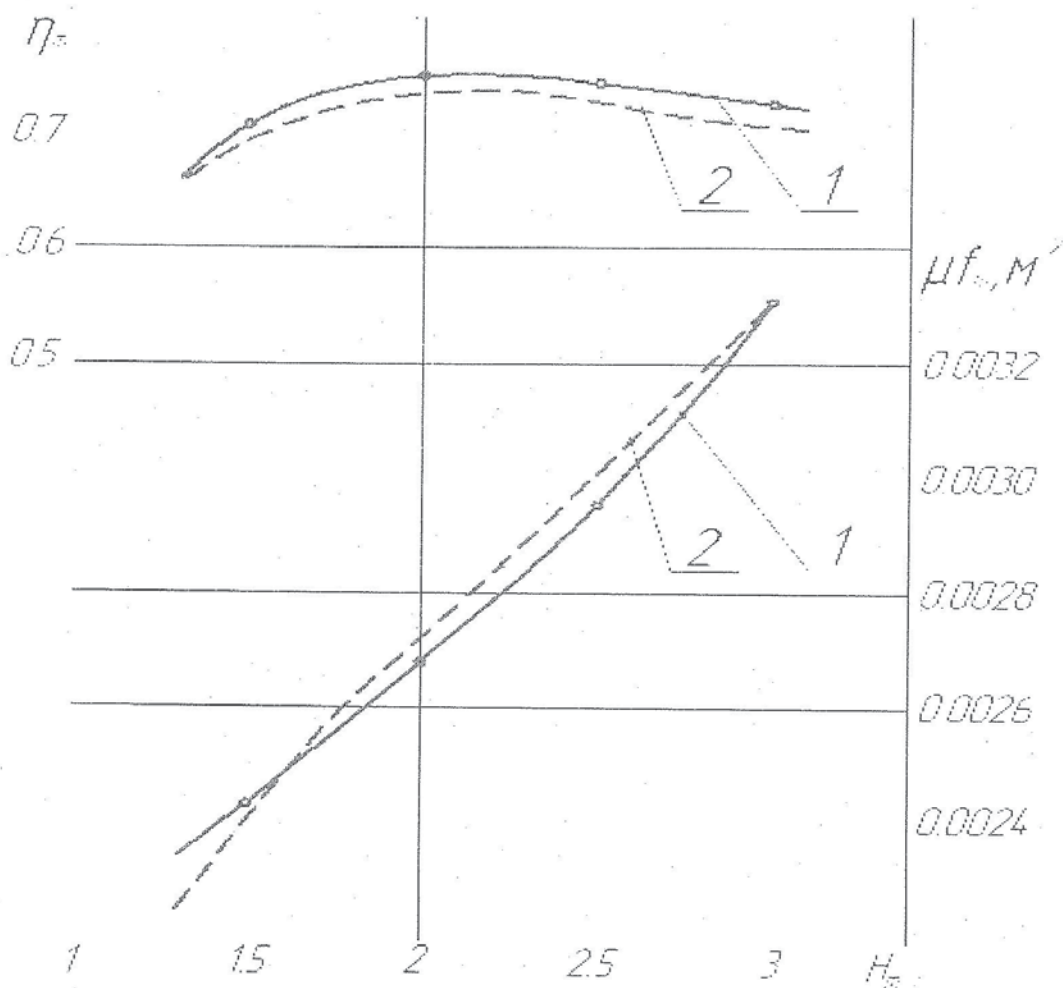


Рис. 7. Характеристика турбины турбокомпрессора ТКР-14В-30 двигателя 6ЧН-18/22,  $n_{TK} = 55000$  об/мин:

1 – заводской эксперимент; 2 – расчет по одномерной модели.

**9. Исходная геометрическая информация проточной части.** В качестве исходной информации по геометрии проточной части использовались заводские чертежи соплового аппарата и рабочего колеса турбины турбокомпрессора ТКР 14В-30.

Используя современные методы трехмерного твердотельного моделирования механических деталей на персональном компьютере в среде операционной системы Microsoft Windows, была построена модель проточной части турбины рис.8., из которой были получены все геометрические параметры расчетной области  $\beta'(l)$ ,  $\delta'(l)$ ,  $\chi'(l)$ ,  $t$ , требуемые для расчета потока. В качестве инструментального средства принята российская система твердотельного моделирования КОМПАС-3D V8 [21].



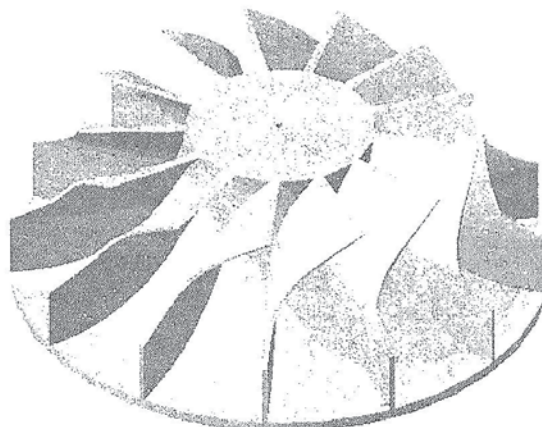


Рис. 8. Рабочее колесо турбины турбокомпрессора ТКР 14В-30.

**10. Результаты расчетов.** Используя пакет прикладных программ MATLAB [22], согласно алгоритму (рис. 6), была составлена программа для расчета потока в проточной части. Результаты были представлены на рис. 9.

Точка 1 – точка малого теплоперепада  $\bar{H}_m = 1.172$ ;  $\eta_m = 0.62$ ; расход газов  $G_m = 0.351 \text{ кг/сек}$ ; давление на входе  $p_0^* = 0.16 \text{ МПа}$ ; коэффициент скорости  $\psi = 0.868$ . Решение было найдено за 15 итераций. Коэффициент релаксации  $\alpha = 0.5$ .

Точка 2 – точка максимального КПД  $\eta_m = 0.74$ ;  $\bar{H}_m = 2.11$ ; расход газов  $G_m = 0.706 \text{ кг/сек}$ ; давление на входе  $p_0^* = 0.23 \text{ МПа}$ ; коэффициент скорости  $\psi = 0.922$ . Решение было найдено за 11 итераций. Коэффициент релаксации  $\alpha = 0.5$ .

Точка 3 – точка работы турбины в области больших теплоперепадов  $\bar{H}_m = 2.895$  КПД  $\eta_m = 0.725$ ; расход газов  $G_m = 1.055 \text{ кг/сек}$ ; давление на входе  $p_0^* = 0.32 \text{ МПа}$ ; коэффициент скорости  $\psi = 0.936$ . Решение было найдено за 10 итераций. Коэффициент релаксации  $\alpha = 0.5$ .

В результате расчета осесимметричного течения в рабочем колесе были получены относительные скорости  $w$  во всех узлах сетки меридианного профиля проточной части турбины. На рис. 10,12,14 (расчетные точки 1,2,3) показано распределение относительных скоро-

стей  $w$  в зависимости от относительной длины нормалей  $\bar{l}$ . Как видно, величина скорости в поперечных сечениях растет от внутреннего ( $\bar{l} = 1$ ) к внешнему ( $\bar{l} = 0$ ) обводу профиля.

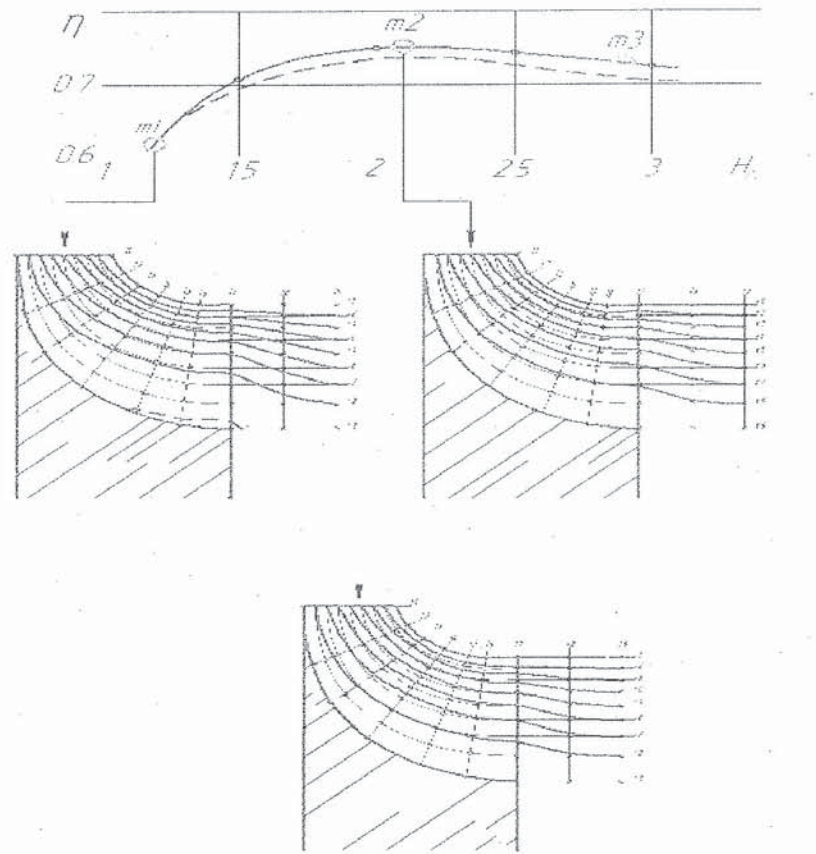


Рис. 9. Результаты расчетов структуры потока

Максимальное значение перепада скоростей: в первом расчетном случае (точка 1) достигает величины 303 м/с (сечение 6); во втором расчетном случае (точка 2) достигает величины 395 м/с (сечение 5 и 6); в третьем расчетном случае (точка 3) достигает величины 447 м/с (сечение 5). На рис.9 тонкими линиями показаны линии предварительного разбиения канала по принципу равных кольцевых площадей, толстыми линиями – линии тока, определенные в результате последовательных приближений. В первом расчетном случае решение было найдено за 15 итераций, во втором расчетном случае за 11, в третьем за 10. Во всех расчетных случаях сходимость по скоростям  $w_s$  составила менее 1%, среднее время, затраченное на одну итерацию, составило 0.025 с. Расчеты проводились на персональном компьютере с процессором Pentium 4 640 частотой 3.2 ГГц, объем оперативной памяти 1024 Мб.

Как видно из рис. 9 - с увеличением кривизны канала, линии тока «поджимаются» к корпусу турбины. Особенно сильно это выражено в первом расчетном случае в районе сечений 5,6 и 7. В этих сечениях, как показали результаты расчетов, получаются отрицательные значе-

ния меридиональных скоростей  $w_s$ , порядка 5-6 м/с. Это свидетельствует об отрыве потока (обратный ток в идеальной жидкости). На рис. 9 зона отрыва показана пунктиром. Протяженность отрывной зоны определялась по графику на рис. 11.

Для комбинированных двигателей явление отрыва потока является крайне нежелательным явлением, так как не позволяет обеспечить расход газов через систему газотурбинного наддува, а это в свою очередь приводит к увеличению удельного эффективного расхода топлива.

На рис. 11, 13, 15 показано распределение относительных скоростей по внутреннему (сплошная линия) и внешнему (пунктир) обводам меридионального профиля. По оси абсцисс отложено безразмерное расстояние  $\bar{l}$  длины обвода, отнесенное к общей длине внутреннего обвода. По оси ординат отложена относительная скорость  $w$ . Во всех трех расчетных случаях вдоль внешней линии меридионального обвода, относительная скорость возрастает до сечения 6, далее происходит падение. Вдоль внутренней линии меридионального обвода, наоборот, до шестого сечения падает, далее возрастает. Однако вдоль внутренней линии скорость изменяется более плавно, чем вдоль внешней.

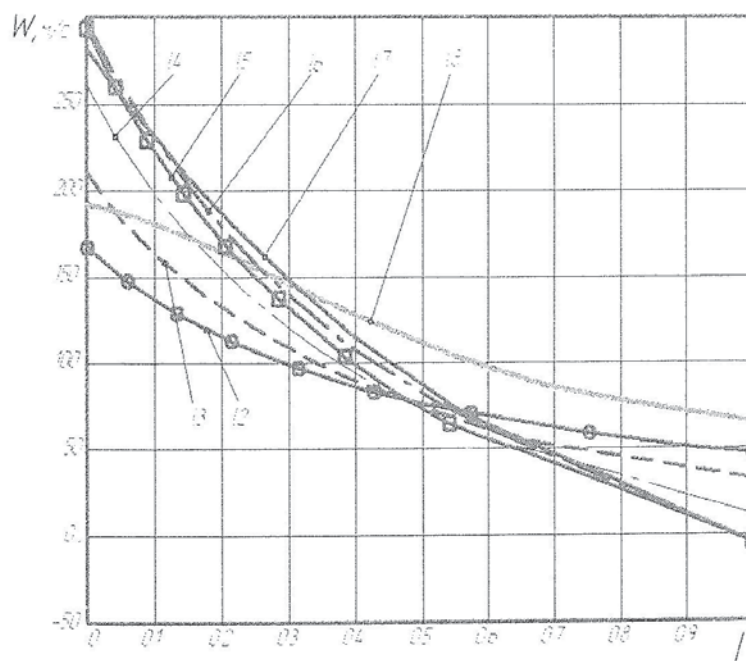


Рис. 10. Распределение скоростей вдоль линий  $l$  (точка 1)



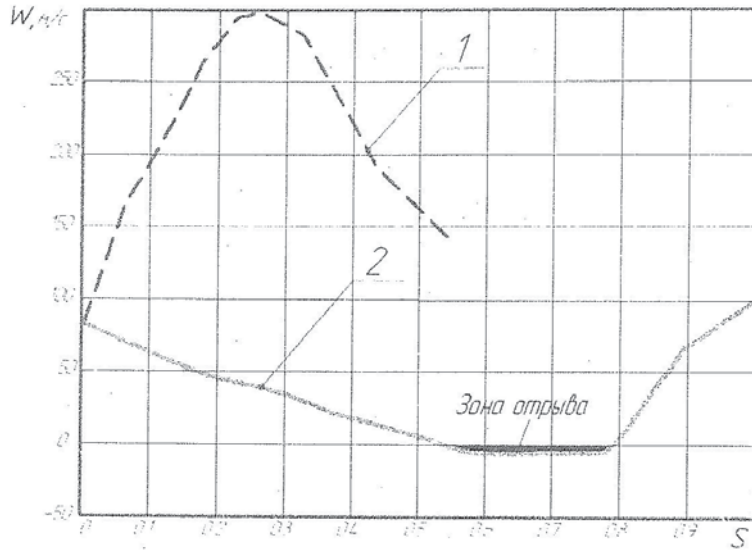


Рис. 11. Распределение скоростей по обводам меридианного профиля (точка 1): 1- по внешнему; 2- по внутреннему

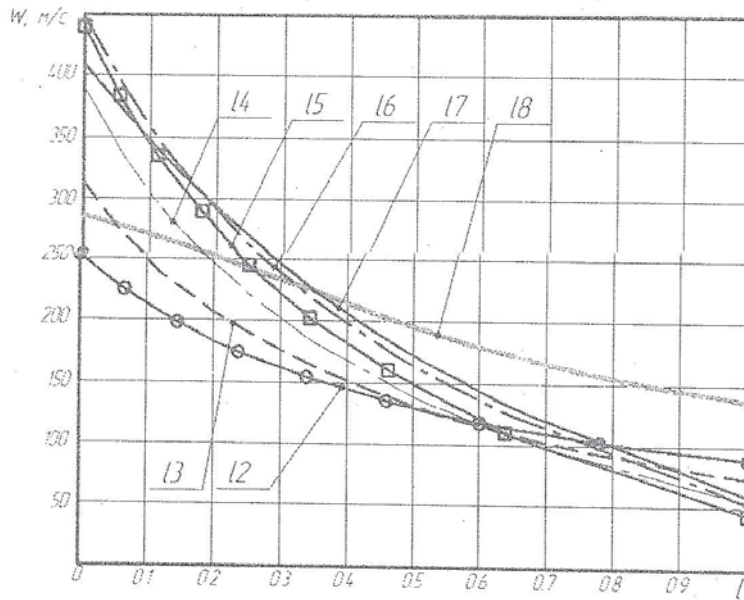


Рис. 12. Распределение скоростей вдоль линий  $l$  (точка 2)

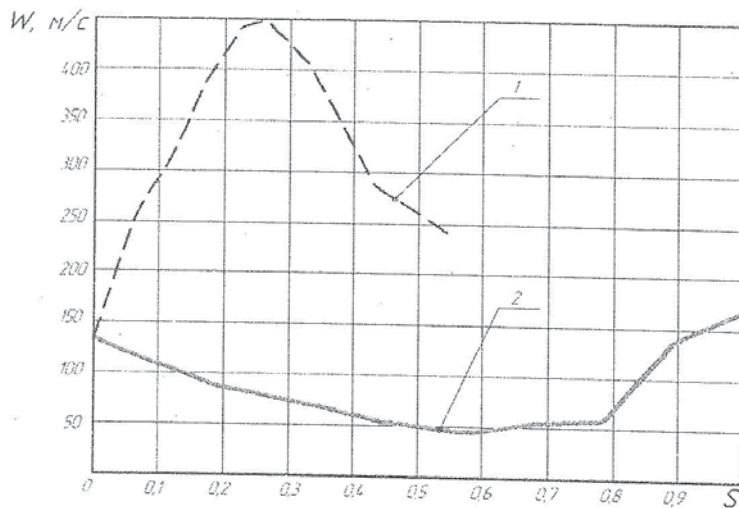


Рис. 13. Распределение скоростей по обводам меридианного профиля (точка 2): 1- по внешнему; 2- по внутреннему

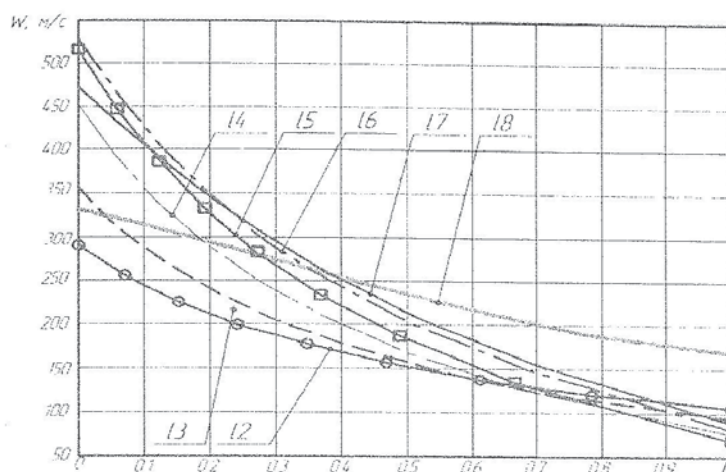


Рис. 14. Распределение скоростей вдоль линий / (точка 3)

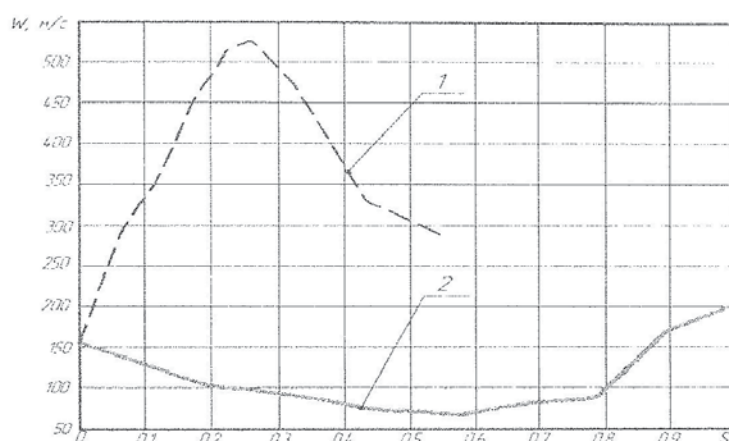


Рис. 15. Распределение скоростей по обводам меридианного профиля (точка 3): 1- по внешнему; 2- по внутреннему

Таким образом, результаты расчета показали, что геометрия проточной части турбины турбокомпрессора ТКР 14В-30 не удовлетворяет ни одному расчетному случаю. Необходимо произвести пере профилирование таким образом, чтобы: 1. ликвидировать отрывную зону; 2. добиться плавного изменения скорости вдоль меридионального обвода.

### Выводы

1. Метод расчета осесимметричного вихревого потока Я.А. Сироткина позволяет оценить:
  - принятые при проектировании геометрические параметры проточной части;
  - структуру потока с точки зрения правомерности предположений относительно однородности потока;
  - определить место расположения отрыва потока в проточной части рабочего колеса

турбины, что позволяет установить степень радиальности, обеспечивающей необходимый расход газа через систему газотурбинного наддува дизелей.

2. Результаты расчета структуры потока, полученные в системе MATLAB, позволяют с использованием системы твердотельного трехмерного моделирования КОМПАС-3D, обеспечить выбор пространственной геометрии рабочего колеса.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Митрохин В.Т. Выбор параметров и расчет центростремительной турбины на стационарных и переходных режимах // М.: Машиностроение. - 1974. - 228 с.
2. Розенберг Г.Ш. Центростремительные турбины судовых установок // Л.: Судостроение. - 1973. - 216 с.
3. Шерстюк А.Н., Зарянкин А.Е. Радиально-осевые турбины малой мощности // М.: Машиностроение. - 1976. - 208 с.
4. Симеон А.Э. Газотурбинный наддув дизелей - Изд. 2-е перераб. М.: Машиностроение. - 1964. - 248 с.
5. Зарянкин А.Е., Шерстюк А.Н. Радиально-осевые турбины малой мощности // Машгиз. - 1963. - 248 с.
6. Шабаров А.Б., Тарасов В.В. К вопросу профилирования рабочего колеса центростремительной турбины // Известия вузов. Машиностроение. - 1982. - № 1.
7. Дорфман Л.А. Численные методы в газодинамике турбомашин // Л.: Изд-во Энергия. - 1974.
8. Шабаров А.Б., Тарасов В.В. Оптимальное проектирование проточной части радиально-осевой турбины // Известия вузов. Машиностроение. - 1988. - № 11. - С. 67-71.
9. Холщевников К.В., Емин О.Н., Митрохин В.Т. Теория и расчет авиационных лопаточных машин - Учебник для студентов вузов по специальности «Авиационные двигатели» 2-е изд., перераб. и доп. М.: Машиностроение. - 1986. - 432 с., ил.
10. Сироткин Я.А. Расчет осесимметричного вихревого течения невязкой сжимаемой жидкости в радиальных турбомашинах // Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1963, № 3.
11. Стенанов Г.Ю. Гидродинамика решеток турбомашин. Физматгиз, 1962.
12. Сироткин Я.А. Аэродинамический расчет лопаток осевых турбомашин. М.: «Машиностроение», 1972. 448 с.
13. Основы газовой динамики / Под ред. Г. Эмонса; Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. Лит., 1963. 703 с.
14. Сироткин Я.А. К постановке прямой задачи вихревого течения идеальной сжимаемой жидкости в турбомашинах. Инженерный ж. ОТН АН СССР, 1963, №2.
15. Киреев В.И, Пантелеев А.В. Численные методы в примерах и задачах: Учеб. пособие // М.: Высш. шк., 2004. - 480 с.: ил.
16. Пирумов У.Г. Численные методы: Учеб. пособие для студ. Втузов. - 2-е изд., перераб. и доп. - М.: Дрофа, 2003. - 224 с.: ил.
17. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен: В 2-х т. Т. 1: Пер. с англ. - М.: Мир, 1990. - 384 с.: ил.
18. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. Изд. 3-е, перераб. М., «Энергия», 1974.
19. Локай В.И. Зависимость профильных потерь в решетке от угла атаки // Известия АН СССР, ОТН. - 1954. - № 6.
20. Жирицкий Г.С. и др. Газовые турбины двигателей летательных аппаратов // М.: Машиностроение. - 1971.
21. Потемкин А.Е. Твердотельное моделирование в системе КОМПАС-3D. - СПб.: БХВ-Петербург, 2004. - 512 с.: ил.
22. Джон Г. Мэтьюз, Куртис Д. Финк. Численные методы. Использование MATLAB, 3-е издание.: Пер. с англ. - М.: Издательский дом «Вильямс», 2001. - 720 с.: ил.