

УДК 621.165

ВЛИЯНИЕ ПРОТЕЧЕК В РАДИАЛЬНОМ ЗАЗОРЕ НА АЭРОУПРУГИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ В ТУРБИННОЙ СТУПЕНИ В ТРЕХМЕРНОМ ПОТОКЕ ВЯЗКОГО ГАЗА

В.И. ГнесинДоктор технических наук, профессор, заведующий
отделом

Отдел нестационарной газодинамики и аэроупругости*

Контактный тел.: (0572) 94-18-67

E-mail: gnesin@ipmach.kharkov.ua

Л.В. Колодяжная

Кандидат технических наук, старший научный сотрудник*

Контактный тел.: (0572) 95-96-39

E-mail: lubov.kolodyazhnaya@gmail.com

*Институт проблем машиностроения им. А.Н. Подгорного

Национальной академии наук Украины

ул. Дмитрия Пожарского, 2/10, г. Харьков, Украина,

61046

Подано алгоритм та чисельний метод розрахунку аеропружньої поведінки і втрат енергії в турбінному ступені у тривимірному потоці в'язкого газу, на підставі рішення зв'язаної задачі нестационарної аеродинаміки та пружних коливань лопаток з урахуванням протечек через радіальний зазор

Ключові слова: тривимірний потік в'язкого газу, аеропружність, флаттер, чисельний аналіз

Представлен алгоритм и численный метод расчета аэроупругого поведения и потерь энергии в турбинной ступени в трехмерном потоке вязкого газа, на основе решения связанной задачи нестационарной аэродинамики и упругих колебаний лопаток с учетом протечек в радиальном зазоре

Ключевые слова: трехмерный вязкий поток, аэроупругость, флаттер, численный анализ

There presented the algorithm and numerical method for calculation of aeroelastic behaviour and energy losses in the turbine stage in 3D viscous gas flow on the base of solution of coupled problem for unsteady aerodynamics and elastic blade oscillations with taking into account the leakage through the radial gap

Key words: 3D viscous flow, aeroelasticity, flutter, numerical analysis

1. Введение

В последние годы наблюдается значительный прогресс в развитии методов решения аэроупругих задач в теории турбомашин. Чрезвычайно актуальной является проблема прогнозирования аэроупругого поведения высоконагруженных лопаточных венцов осевых компрессоров, вентиляторов, а также последних ступеней паровых и газовых турбин, особенно на нерасчетных режимах.

В настоящей работе для расчета нестационарных нагрузок и аэроупругого поведения лопаток с учетом скачков уплотнения и их взаимодействием с погранич-

ным слоем применена полная система осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, дополненная модифицированной алгебраической моделью турбулентности Болдвина-Ломакса.

Трехмерный поток через турбинную ступень сопровождается потерями энергии из-за вязкости и нестационарности основного потока, а также протечек через радиальный зазор. В данной работе предложен алгоритм расчета потерь в трехмерном вязком потоке, основанный на термодинамическом процессе в ступени осевой турбомашин.

Численный метод использует явную конечно-объемную разностную схему Годунова-Колгана со 2-м

порядком аппроксимации по времени и координатам и деформируемую структурную Н-О разностную сетку.

Динамический анализ использует модальный подход и трехмерную конечно-элементную модель лопатки. Движение лопатки представляется линейной суперпозицией первых собственных форм колебаний лопатки с модальными коэффициентами, зависящими от нестационарных нагрузок и изменяющихся во времени.

Постановка связанной аэроупругой задачи основана на одновременном, последовательном во времени, интегрировании уравнений движения потока газа и лопатки с обменом информацией на каждом шаге по времени.

В работе представлены результаты численного анализа нестационарных нагрузок, колебаний лопаток и потерь энергии в трехмерном потоке вязкого газа через ступень осевой турбомашин.

2. Постановка задачи

Трехмерный трансзвуковой поток вязкого газа через ступень осевой турбины рассматривается в физической области, включающей направляющий аппарат (НА) и рабочее колесо (РК), вращающееся с постоянной угловой скоростью. В общем случае НА и РК содержат неравные числа лопаток произвольной конфигурации. Очевидно, что в каждый момент времени структура потока характеризуется периодичностью на минимальном угловом шаге $T_{мин}$, который определяется как

$$T_{мин} = 2\pi \frac{k_1 + k_2}{z_{на} + z_{рк}},$$

где $z_{на}$ и $z_{рк}$ - количество лопаток статора и ротора; k_1 и k_2 - взаимно простые натуральные числа пропорциональные $z_{на}$ и $z_{рк}$ соответственно ($z_{на} : z_{рк} = k_1 : k_2$). Следовательно, расчетная область имеет протяженность $T_{мин}$ в окружном направлении и включает k_1 межлопаточных каналов (сегментов) статора и k_2 межлопаточных каналов ротора. Каждый из сегментов включает одну лопатку и имеет протяженность в окружном направлении равную шагу статора или ротора соответственно. На рис. 1 показан фрагмент расчетной области в тангенциальной плоскости.

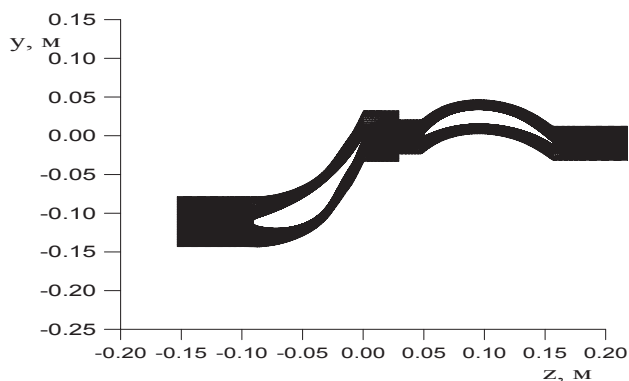


Рис. 1. Расчетная область турбинной ступени в тангенциальной плоскости

Каждый из разностных сегментов покрывается гибридной Н-О разностной сеткой, включающей конечное число шестигранных ячеек (рис. 1). В каналах статора Н-О разностные сетки остаются неподвижными в течение всего расчета, в то время как в каналах ротора внешние Н-сетки неподвижны, внутренние О-сетки и разностные сетки в радиальном зазоре перестраиваются на каждой итерации в соответствии с колебаниями лопатки.

Расчетная область включает две подобласти (НА и РК), в каждой из которых геометрические характеристики и поток описываются в абсолютной или относительной системах координат, жестко связанными с неподвижным статором или вращающимся ротором.

Пространственный трансзвуковой поток вязкого газа описывается в декартовой системе координат, вращающейся с постоянной угловой скоростью ω , нестационарными осредненными по Рейнольдсу уравнениями Навье-Стокса, представленными в интегральной форме законов сохранения массы, импульса и энергии [1]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} U d\Omega + \oint_{\sigma} \vec{F} \cdot \vec{n} d\sigma + \int_{\Omega} H d\Omega = \oint_{\sigma} \vec{R} \cdot \vec{n} d\sigma. \quad (1)$$

Здесь U – символический вектор консервативных переменных; $\vec{F}(F_1, F_2, F_3)$ и $\vec{R}(R_1, R_2, R_3)$ – векторы невязких и вязких потоков соответственно, H – источник член во вращающейся системе координат.

Система уравнений (1) дополняется уравнением состояния совершенного газа и алгебраической моделью турбулентности, основанной на оригинальной двухслойной модели Себеси и Смита и модифицированной Болдвинном-Ломаксом [2].

Разностная форма уравнений (1) получена для произвольной пространственной деформируемой сетки, следуя идее Годунова [3]:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2\Delta t} [3U^{n+1}\Omega^{n+1} - 4U_n\Omega_n + U_{n-1}\Omega_{n-1}] + \\ & + [(-U w_n + F_1 - R_1)\sigma]_{i+1} - [(-U w_n + F_1 - R_1)\sigma]_i + \\ & + [(-U w_n + F_2 - R_2)\sigma]_{j+1} - [(-U w_n + F_2 - R_2)\sigma]_j + \\ & + [(-U w_n + F_3 - R_3)\sigma]_{k+1} - \\ & - [(-U w_n + F_3 - R_3)\sigma]_k + H_n\Omega_n = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь нижние и верхние индексы соответствуют «старым» и «новым» ячейкам; σ и w_n – площадь и нормальная скорость «средней» грани. Газодинамические параметры на боковых гранях (выражения в квадратных скобках) определяются из решения задачи о распаде произвольного разрыва (задача Римана) на движущейся грани между двумя соседними ячейками. Построенная разностная схема является явной монотонной схемой со вторым порядком аппроксимации по времени и пространственным координатам.

Предполагается, что нестационарные эффекты в турбинной ступени вызваны вращением ротора в неравномерном потоке и колебаниями лопаток под действием нестационарных нагрузок, в то время как поток на входе в направляющий аппарат и на выходе за рабочим колесом содержит лишь малые возмущения от основного потока. Поэтому граничные условия основаны на одномерной теории характеристик.

Принимая осевую скорость во входном и выходном сечениях расчетной области дозвуковой, в качестве граничных условий задаются:

– во входном сечении – полное давление p_0 и полная температура T_0 , углы потока в меридиональном и тангенциальном сечениях;

– в выходном сечении – статическое давление за рабочим колесом p_2 .

На твердых стенках ставится условие прилипания $\vec{v} = \vec{v}_w$, где \vec{v}_w – скорость движения стенки, и соотношение для температуры

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = q_w,$$

где λ – коэффициент теплопроводности; q_w – тепловой поток; для адиабатической стенки $q_w = 0$.

Динамическая модель колеблющейся лопатки с использованием модального подхода приводится к системе независимых обыкновенных дифференциальных уравнений относительно модальных коэффициентов собственных форм:

$$\ddot{q}_i(t) + 2b_i \dot{q}_i(t) + \omega_i^2 q_i(t) = \lambda_i(t). \quad (3)$$

Здесь b_i – коэффициент механического демпфирования i -й собственной формы; ω_i – собственная частота i -й формы; λ_i – модальная сила, соответствующая перемещению лопатки по i -й форме, рассчитываемая на каждой итерации по мгновенному распределению давления на поверхности лопатки

$$\lambda_i = \frac{\iint_V p \bar{U}_i \cdot \bar{n}^\circ d\sigma}{\iiint_V \rho \bar{U}_i^2 dV},$$

где p – статическое давление; U_i – матрица перемещений лопатки по i -й форме.

Определив модальные коэффициенты q_i из системы уравнений (3), найдем перемещение и скорость лопатки

$$\{ u(x,t) \} = \sum_{i=1}^N \{ U_i(x) \} q_i(t), \quad \{ \dot{u}(x,t) \} = \sum_{i=1}^N \{ U_i(x) \} \dot{q}_i(t),$$

которые являются граничными условиями в аэродинамической задаче (1).

Для оценки потерь энергии рассмотрим термодинамический процесс расширения в ступени осевой турбомашины в i -s – диаграмме (рис. 2).

Полная энергия потока на входе в турбинную ступень характеризуется теплосодержанием (энтальпией) «заторможенного» потока, рассчитываемым по параметрам торможения (давление p_0 , плотность ρ_0 , температура T_0)

$$i_0 = \frac{k}{k-1} \cdot RT_0 = \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{\rho_0},$$

где R – газовая постоянная, зависящая от давления и температуры; k – коэффициент изэнтропии.

Относительный лопаточный к.п.д. турбинной ступени [4] представляет собой отношение работы ступени, развиваемой 1 кг пара, к ее располагаемой энергии,

что эквивалентно отношению использованного теплосодержания h_i к располагаемому теплосодержанию h_0 . И использованное теплосодержание в турбинной ступени на основе процесса расширения (рис. 3) может быть записано в виде

$$h_i = i_0 - i_2 - \Delta h_{\text{вых.с.}},$$

где i_2 – теплосодержание за рабочим колесом;

$\Delta h_{\text{вых.с.}} = \frac{C_2^2}{2}$ – потеря энергии с выходной скоростью.

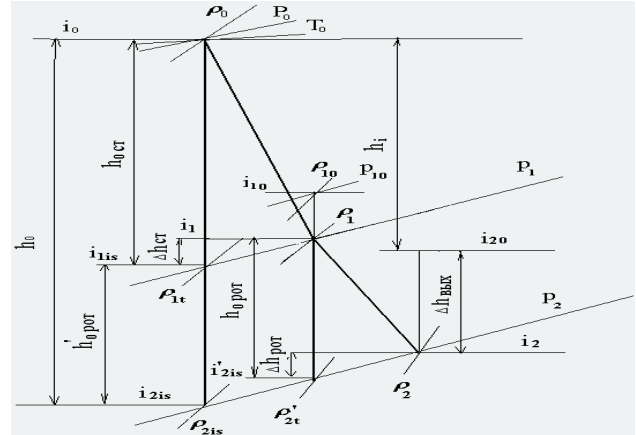


Рис. 2. Термодинамический процесс расширения газа в ступени осевой турбомашины в i -s – диаграмме

Располагаемое теплосодержание (процесс расширения без потерь) может рассматриваться как разность энтальпий, соответствующих давлению p_0 перед ступенью и статическому давлению p_2 за рабочим колесом

$$h_0 = i_0 - i_{2is}.$$

В то же время в многоступенчатых турбинах кинетическая энергия потока пара на выходе из ступени используется (полностью или частично) в последующей ступени. Поэтому под располагаемой энергией целесообразно понимать разность

$$\bar{h}_0 = h_0 - \Delta h_{\text{вых.с.}}$$

На основании процесса расширения в турбинной ступени (рис. 2) запишем выражения для определения к.п.д.:

$$\text{– статора } \eta_{\text{стат}} = \frac{i_0 - i_1}{i_0 - i_{1is}};$$

$$\text{– ротора } \eta_{\text{рот}} = \frac{i_{10} - i_2}{i_{10} - i_{2is}};$$

$$\text{– изолированной ступени } \eta_{\text{из.ст.}} = \frac{i_0 - i_2 - \Delta h_{\text{вых.с.}}}{i_0 - i_{2is}};$$

$$\text{– турбинной ступени в многоступенчатой турбине } \eta_{\text{мн}} = \frac{i_0 - i_2 - \Delta h_{\text{вых.с.}}}{i_0 - i_{2is} - \Delta h_{\text{вых.с.}}}.$$

Подставляя в эти выражения энтальпию, выраженную через давление и плотность, и учитывая, что

при изоэнтропическом процессе $\frac{p}{\rho^k} = \text{const}$, получим в окончательном виде формулы для определения к.п.д.:

$$\xi_{\text{стат}} = 1 - \frac{\frac{p_1/p_0 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{\rho_1/\rho_0} - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}},$$

$$\xi_{\text{рот}} = 1 - \frac{\frac{p_2/p_1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{\rho_2/\rho_1} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} + \frac{k-1}{2k} \frac{\rho_1}{\rho_2} [w_{1a}^2 + (w_{1u} - \omega r)^2]} \quad (4)$$

$$\xi_{\text{из.ст.}} = 1 - \frac{\frac{p_2/p_0 - \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{\rho_2/\rho_0} + \frac{k-1}{2k} \frac{\rho_0}{\rho_2} [w_{2a}^2 + (w_{2u} - \omega r)^2]}{1 - \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}}, \quad (5)$$

$$\xi_{\text{мн}} = 1 - \frac{\frac{p_2/p_0 - \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{\rho_2/\rho_0} - \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{1 - \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}} + \frac{k-1}{2k} \frac{\rho_0}{\rho_2} [w_{2a}^2 + (w_{2u} - \omega r)^2]} \quad (6)$$

Так как в турбинной ступени параметры потока изменяются по радиусу (по длине лопатки), следует ввести понятие средне интегрального к.п.д. турбинной ступени с учетом распределения массового расхода по радиусу

$$\eta = \frac{\sum_{i=1}^n G_i \cdot \eta_i}{\sum_{i=1}^n G_i}, \quad (7)$$

где n – число слоев по длине лопатки в радиальном направлении; G_i - массовый расход в i -ом слое; η_i - к.п.д. i -го слоя.

3. Численный анализ

Численный анализ выполнен для турбинной ступени с длиной рабочей лопатки 765 мм и соотношением чисел лопаток статора и ротора $z_{\text{на}} : z_{\text{рот}} = 64:96$ (2:3) на номинальном режиме при газодинамических параметрах:

- на входе в ступень: $P_0 = 12800$ Па; $T_0 = 323^\circ$ К,
- на выходе за рабочим колесом: $p_2 = 2300$ Па.

Колебания лопаток определялись с учетом первых 10 собственных форм колебаний.

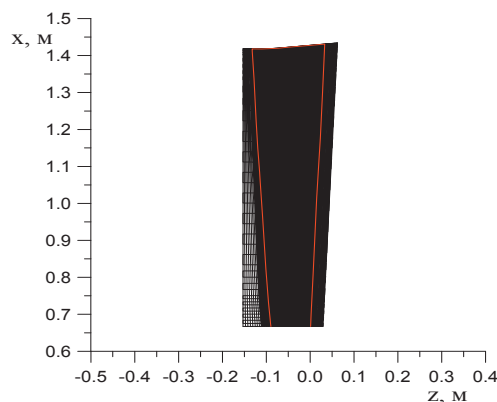
Значения собственных частот и коэффициентов механического демпфирования приведены в таблице.

Таблица

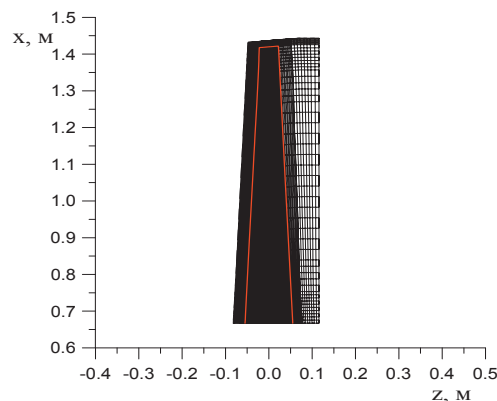
Собственные частоты и коэффициенты механического демпфирования

Номер моды	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
ν_i , Гц	99	160	268	297	398	598	680	862	1040	1124
h_i , Гц	0.149	0.304	0.62	0.8	1.23	2.1	2.65	3.7	4.89	5.73

На рис. 3 показаны разностные сетки в каналах статора и ротора в меридиональной плоскости



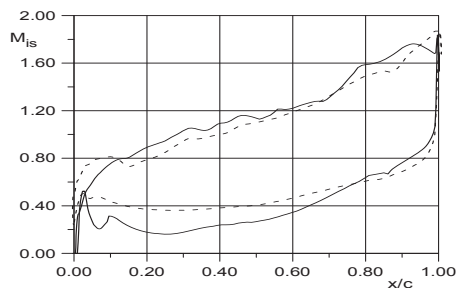
а)



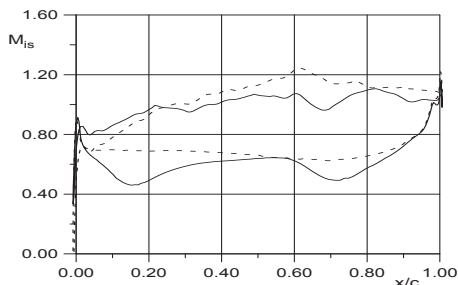
б)

Рис. 3. Меридиональное сечение турбинной ступени а) статор; б) ротор

На рис. 4 приведены графики мгновенного распределения безразмерной скорости (число Маха) вдоль поверхности рабочей лопатки в среднем (рис. 4,а) и периферийном (рис. 4,б) сечениях. На этих графиках сплошные линии соответствуют варианту с учетом протечек в радиальном зазоре. Для сравнения пунктирными линиями показано распределение скорости для варианта ступени без учета радиального зазора. Как видно из графиков, наибольшее расхождение в распределении скорости имеет место в периферийном сечении. Протечка в радиальном зазоре приводит к увеличению неравномерности в распределении скорости на поверхности лопатки.



а)



б)

Рис.4. Мгновенное распределение безразмерной скорости вдоль поверхности рабочей лопатки
а) среднее сечение; б) периферийное сечение

Важнейшей характеристикой взаимодействия стартор-ротор являются нестационарные нагрузки и реакция лопаток, вызванные взаимным влиянием неравномерности основного потока и самовозбуждающимися колебаниями лопаток.

Наибольший вклад в нестационарные эффекты вносят низшие формы колебаний лопаток. На рис. 5-6 представлены графики модальных сил, соответствующих 1-й и 2-й собственным формам колебаний, и их амплитудно-частотные спектры.

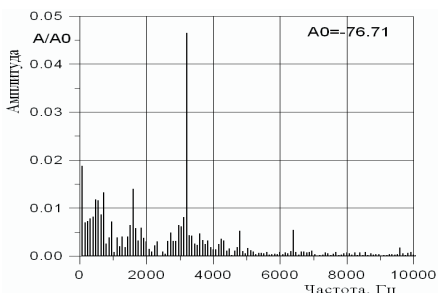
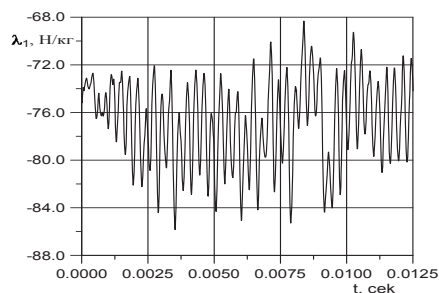


Рис. 5. Изменение нестационарной модальной силы, соответствующей 1-й собственной моде

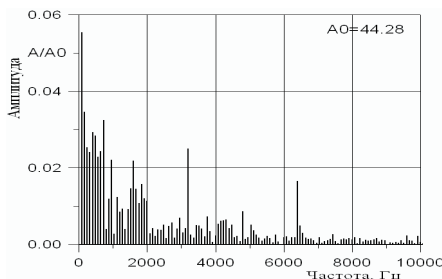
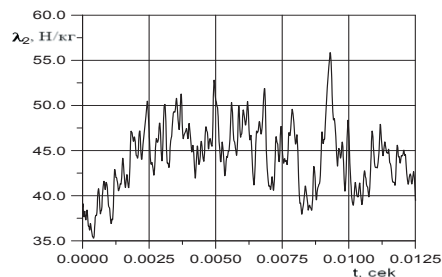
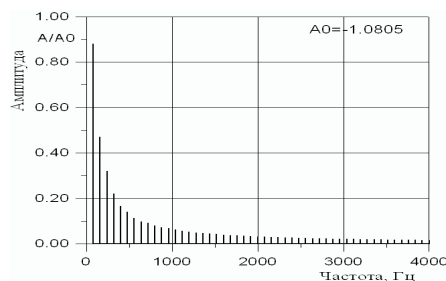


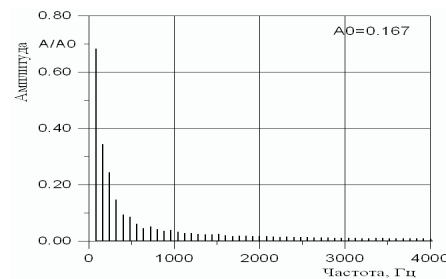
Рис. 6. Изменение нестационарной модальной силы, соответствующей 2-й собственной моде

Как следует из графиков, амплитудно-частотные спектры модальных сил включают высокочастотные гармоники (3200 Гц, 6400 Гц), соответствующие шаговой неравномерности, и низкочастотные гармоники, связанные с неравномерностью потока на полном обороте и колебаниями лопаток.

Колебания лопаток представлены графиками амплитудно-частотных спектров модальных коэффициентов 1-й, 2-й собственных форм (рис. 7).



а)



б)

Рис. 7. Амплитудно-частотные спектры модальных коэффициентов собственных форм
а) 1-я форма; б) 2-я форма

Следует обратить внимание, что преобладающий вклад в колебания лопаток вносят низкочастотные формы, которые приближаются к режимам предель-

ных циклов колебаний (автоколебания) с частотами близкими к собственным частотам. Амплитуды автоколебаний значительно выше амплитуд вынужденных колебаний с частотами возмущающих сил (3200 Гц).

На рис. 8, 9 показаны графики распределения массового расхода и к.п.д. по длине лопатки (на основании формул 6-7) для вариантов ступени с учетом протечки через радиальный зазор (сплошные линии) и без учета (пунктирные линии). Вертикальные линии соответствуют интегральным значениям массового расхода и средне интегральным значениям к.п.д.

Численный анализ показал, что протечка через радиальный зазор влияет на нестационарные эффекты и потери, однако это влияние для турбинных ступеней низкого давления ($\frac{D_{cp}}{L} \approx 2 \div 3$) незначительно.

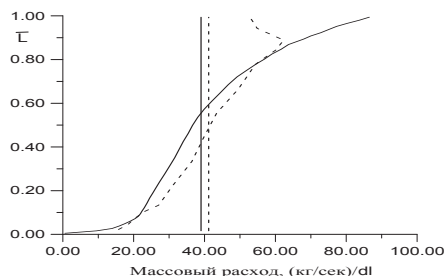


Рис. 8. Распределение массового расхода по длине лопатки для вариантов ступени с учетом протечки через радиальный зазор и без учета

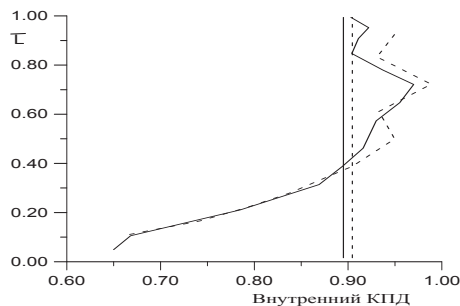


Рис. 9. Распределение внутреннего к.п.д. по длине лопатки для вариантов ступени с учетом протечки через радиальный зазор и без учета

Заключение

Численный метод для интегрирования трехмерных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса с использованием алгебраической модели турбулентности Болдвина-Ломакса, использован для расчета трехмерного нестационарного вязкого течения через ступень паровой турбины, с учетом колебаний рабочих лопаток и утечки через радиальный зазор.

Показано, что утечка через радиальный зазор оказывает незначительное влияние на нестационарные явления и потери в турбинной ступени.

Литература

1. Гнесин В. И., Колодяжная Л.В. Численный анализ влияния соотношения чисел лопаток статора и ротора на нестационарные нагрузки и режимы колебаний лопаток // Энергетические и теплотехнические процессы и оборудование. Вестник НТУ «ХПИ»: Сб. научн. трудов. Харьков: НТУ «ХПИ», 2009. – № 3. – С. 23-32.
2. Baldwin В., Lomax L. Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flow // AIAA Paper 78-0257. – 1978. – P. 1-45.
3. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. Численное решение многомерных задач газовой динамики// - М.: Наука.- 1976.- 400с.
4. Щегляев А.В. Паровые турбины. // Энергия, М.. – 1976. –357с.