

УДК 532.5.031:533.697

© 2007 г. В. Б. КУРЗИН, В. А. ЮДИН

ОЦЕНКА ПОТЕРЬ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЕТКАХ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ НЕСТАЦИОНАРНОСТЬЮ ПОТОКА ПРИ ИХ ОБТЕКАНИИ

Предложена теоретическая оценка потерь в гидродинамических решетках, обусловленных периодической нестационарностью их обтекания, основанная на предположении о том, что эти потери связаны с затратой энергии на образование нестационарных вихревых следов, сбегających с профилей решеток. Интенсивность вихревых следов находится в рамках модели идеальной жидкости в линейной постановке соответствующих задач. Величина работы, затрачиваемая на образование этих следов, определяется приращением кинетической энергии движения жидкости, индуцируемого соответствующими вихревыми следами. Приведены примеры расчета для случая периодической нестационарности потока, возникающей при гидродинамическом взаимодействии решеток. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными.

Ключевые слова: решетка, потери, периодическая нестационарность, завихренность, несжимаемая жидкость.

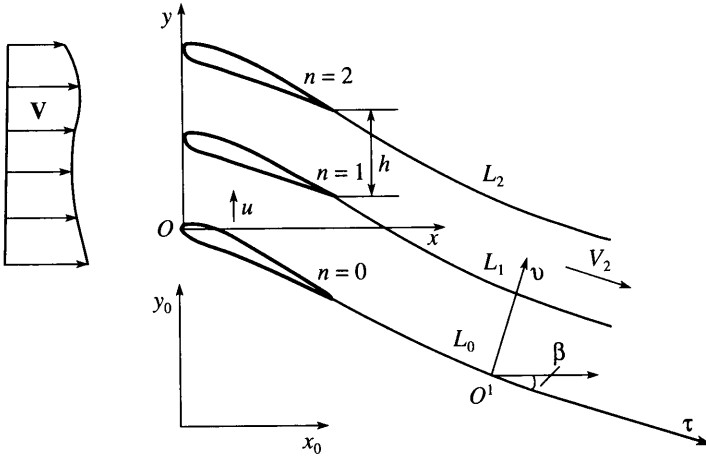
Одна из основных причин возникновения потерь в гидродинамических решетках связана с затратой энергии потока на завихренность жидкости, образующейся при их обтекании. Так, профильные потери определяются параметрами кромочных вихревых следов за решеткой, которые появляются вследствие завихренности жидкости в пограничных слоях на поверхностях лопастей решеток. Возникновение так называемых вторичных потерь связано с завихренностью жидкости, обусловленной переменностью циркуляции вокруг профилей лопастей по размаху (при обтекании крыла конечного размаха подобная завихренность – причина возникновения его индуктивного сопротивления). В ряде экспериментальных работ установлено снижение коэффициента полезного действия решеток вследствие образования дополнительных потерь при периодической нестационарности потока через решетки. Результаты этих исследований для турбинных решеток обсуждены в [1]. Возникновение потерь в ступени компрессора, вызванных периодической неравномерностью потока при взаимодействии ротора и статора, детально изучено в [2, 3].

Данная работа посвящена теоретическому определению потерь в гидродинамических решетках, обусловленных периодической неравномерностью потока при их обтекании.

1. Постановка задачи. Рассмотрим решетку профилей, обтекаемую неравномерным потоком идеальной несжимаемой жидкости (фиг. 1). Будем предполагать, что неравномерность набегающего потока мала и обладает периодичностью, так что

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_1(x_0, y_0) &= \mathbf{V}_{01} + \mathbf{V}'(x_0, y_0) \\ \mathbf{V}_{01} &= \text{const}, \quad |\mathbf{V}'| \ll |\mathbf{V}_{01}|, \quad \mathbf{V}'(x_0, y_0) = \mathbf{V}'(x_0, y_0 + H) \end{aligned} \quad (1.1)$$

где (x_0, y_0) – абсолютная декартова система координат, относительно которой решетка перемещается с постоянной скоростью \mathbf{u} в направлении оси y_0 , индексом “1” обозначаются параметры потока при $x_0 \rightarrow -\infty$, а “2” – параметры потока при $x_0 \rightarrow \infty$.



Фиг. 1. Нестационарное обтекание решетки профилей

Решения задач обтекания решеток, как правило, рассматриваются для относительно движения жидкости в системе координат (x, y) , $x = x_0$, $y = y_0 + ut$, жестко связанной с решеткой. Согласно (1.1), относительная скорость набегающего потока есть

$$\mathbf{W}_1(x, y) = \mathbf{W}_{01} + \mathbf{V}'(x, y - ut), \quad \mathbf{W}_{01} = \mathbf{V}_{01} - \mathbf{u} = \text{const} \quad (1.2)$$

Векторная функция $\mathbf{V}'(x_0, y_0)$, характеризующая неравномерность набегающего потока и периодическая по координате y_0 , разлагается в комплексный ряд Фурье, который в системе отсчета (x, y) имеет вид

$$\mathbf{V}'(x, y, t) = \sum_{r=-\infty}^{\infty} \mathbf{V}'_r(x) \exp\left(j \frac{2\pi r}{H}(y - ut)\right), \quad \mathbf{V}_r = \mathbf{V}'_{r1} + j \mathbf{V}'_{r2} \quad (1.3)$$

Таким образом, в относительном движении жидкости на решетку набегающий поток, содержащий периодическую нестационарную составляющую. В линейном приближении определение возмущения потока, обусловленного взаимодействием решетки с этой составляющей, сводится к суперпозиции решений задач, эквивалентных задачам о синхронных колебаниях решеток профилей по гармоническому закону с частотами $\omega_r = \omega r$, $\omega = 2\pi u/H$, с одинаковыми амплитудами и постоянным сдвигом фаз между соседними профилями $\mu_r = 2\pi r/H$ ($r = 1, \dots, N$), $N = H/h$, h – шаг решетки, N – натуральное число. Методы решения таких задач достаточно хорошо развиты [4, 5].

В предположении о безотрывном характере обтекания решетки возмущенная составляющая течения будет потенциальной, и потенциал скорости этой составляющей может быть представлен в виде

$$\begin{aligned} \Phi(x, y, t) &= \Phi_0(x, y) + \varphi(x, y, t) \\ \varphi &= \sum_{r=-\infty}^{\infty} \varphi_r(x, y) \exp(j\omega r t), \quad \varphi_r = \varphi_{r1} + j\varphi_{r2} \end{aligned} \quad (1.4)$$

При постановке задачи скорость относительного движения далеко перед решеткой задается в виде (1.2). Вниз по потоку за решеткой она будет содержать возмущенную составляющую

$$\mathbf{W}_2(x, y, t) = \mathbf{W}_1(x, y) + \nabla \Phi(x, y, t) \quad (1.5)$$

При этом, согласно [6]

$$\frac{\partial \Phi_{02}}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \Phi_{02}}{\partial y} = \frac{\Gamma_0}{h} \quad (1.6)$$

где Γ_0 – циркуляция стационарной составляющей скорости на профиле решетки. Нестационарная же составляющая скорости движения жидкости далеко за решеткой

$$v_2(x, y, t) = \nabla \Phi_2(x, y, t) = \sum_{r=-\infty}^{\infty} \nabla \Phi_{2r}(x, y) \exp(j\omega r t) \quad (1.7)$$

$$\Phi_{2r} = \Phi_{2r1} + j\Phi_{2r2}$$

как будет показано в дальнейшем, может быть определена через параметры вихревых следов, сбегających с выходных кромок профилей.

В рассматриваемой постановке задачи для течения жидкости всюду вне профилей и вне вихревых следов справедлив интеграл Коши–Лагранжа

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{W^2}{2} + \frac{p}{\rho} = \text{const}$$

где p, ρ – статическое давление и плотность жидкости. С учетом (1.5) из него следует соотношение

$$p_2 - p_1 = \rho \left[\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial t} - \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} \right) - (\mathbf{W}_1 \cdot \nabla \Phi_2) - \frac{1}{2} (\nabla \Phi_2)^2 \right] \quad (1.8)$$

Сделаем в этом соотношении замену переменных $x_0 = x, y_0 = y - ut$, т.е. рассмотрим (1.8) в неподвижной системе отсчета. Обозначив штрихом операции с функциями в новой системе отсчета, получим

$$\nabla \Phi(x, y) = \nabla' \Phi(x_0, y_0), \quad \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial \Phi'}{\partial t} - u \frac{\partial \Phi'}{\partial y_0}$$

С учетом (1.1), (1.2), (1.3)–(1.7) и с помощью (1.8) вычислим осредненное по времени и координате y_0 значение перепада статического давления на решетке

$$\langle p_2 - p_1 \rangle = \frac{1}{H} \int_0^H \left\{ \frac{1}{T} \int_0^T (p_2 - p_1) dt \right\} dy_0 = \frac{\rho}{2} \left[\frac{2\Gamma_0 u}{h} - (V_{02}^2 - V_{01}^2) - \langle v_2^2 \rangle \right] \quad (1.9)$$

где V_{02} – модуль стационарной скорости далеко за решеткой, а

$$\langle v_2^2 \rangle = \frac{1}{2H} \int_0^H \sum_{r=-\infty}^{\infty} (\nabla \Phi_r \cdot \nabla \bar{\Phi}_r) dy_0 \quad (1.10)$$

$\bar{\Phi}_r$ – комплексно-сопряженная по j к Φ функция, $T = 2\pi/\omega, \omega = 2\pi u/H$.

Для анализа энергетического баланса при взаимодействии решетки с периодически нестационарным потоком идеальной жидкости рассмотрим осредненное значение изменения его удельной энергии ΔE_1 при переходе через решетку (энергии – приходящейся, на единицу объема жидкости). С учетом (1.1), (1.4), (1.6)–(1.9) найдем

$$\Delta E_1 = \left\langle p_2 + \frac{1}{2} \rho V_2^2 \right\rangle - \left\langle p_1 + \frac{1}{2} \rho V_1^2 \right\rangle = \frac{1}{h} \rho \Gamma_0 u \quad (1.11)$$

Введем обозначение

$$\Delta p_{\omega} = \frac{1}{2} \rho \langle v_2^2 \rangle \quad (1.12)$$

и перепишем (1.11) с учетом (1.9) и (1.12) в виде

$$\Delta E_1 = \left\langle p_2 + \frac{1}{2} \rho V_{02}^2 \right\rangle - \left\langle p_1 + \frac{1}{2} \rho V_{01}^2 \right\rangle + \Delta p_{\omega}$$

Из этого выражения следует, что составляющая Δp_{ω} определяет величину работы, совершаемой решеткой, связанную с нестационарностью течения. В выражении (1.9) она равна величине дополнительного перепада статического давления на решетке, которое создает гидродинамическую силу ее сопротивления. Согласно [7], силы гидродинамического сопротивления решетки характеризуют потери, приводящие к уменьшению ее КПД.

Для оценки влияния рассматриваемых потерь на эффективность работы гидродинамической решетки в зависимости от параметров решетки и потока целесообразно ввести безразмерный коэффициент снижения КПД

$$\eta = \frac{2\Delta p_{\omega}}{\rho V_{01}^2} \quad (1.13)$$

При этом следует отметить, что в работе ступени турбомашин, содержащей ротор и статор (направляющий и спрямляющий аппараты), в результате гидродинамического взаимодействия и ротор и статор обтекаются периодически неравномерным потоком, поэтому рассматриваемые дополнительные потери возникают и на статоре.

Задача состоит далее в разработке алгоритма расчета коэффициента η .

2. Связь величины потерь, возникающих при периодической нестационарности потока через решетку, с интенсивностью нестационарных вихревых следов. Согласно теории решеток, в нестационарном потоке интенсивность нестационарных вихревых следов с достаточной степенью точности может быть определена в рамках модели идеальной жидкости. При этом, как показали исследования, интенсивности этих следов, определяемые в линейной постановке соответствующих задач, в широком диапазоне изменения параметров решетки и потока мало отличаются от их интенсивностей, найденных в нелинейной постановке. В линейной же постановке вихревые следы моделируются линиями контактного разрыва, расположенными вдоль линий тока основного потока.

Для описания разрывного течения жидкости за решеткой введем естественную систему координат $O'tv$, ось τ которой направим по касательной к L_0 , а ось v – перпендикулярно ей. В случае, когда параметры потока изменяются по времени по гармоническому закону с частотой ω , интенсивность вихревых следов может быть представлена в виде

$$\gamma(\tau, t) = \gamma' \exp\left(j\omega\left(t - \frac{\tau}{W_0}\right)\right), \quad \gamma' = \gamma'_1 + j\gamma'_2 = \text{const}$$

где W_0 – модуль скорости основного потока в соответствующих точках вихревых следов. С учетом этого выражения интенсивности вихревых слоев L_m при $x_0 \rightarrow \infty$ представим в виде

$$\gamma_m(\tau, t) = \sum_{r=-\infty}^{\infty} \gamma'_{mr} \exp\left(j\omega r\left(t - \frac{\tau}{W_{20}}\right)\right), \quad \gamma'_{mr} = \gamma'_{mr1} + j\gamma'_{mr2} = \text{const} \quad (2.1)$$

где $m = 0, 1, \dots, N - 1$. Учитывая (1.3), согласно [5, 6], для каждой из временных гармоник (2.1) соответствующие амплитудные функции интенсивности вихревых следов определим в виде

$$\gamma_{mr}(\tau) = \gamma'_{0r} \exp\left(-\frac{j r \omega \tau}{W_{20}}\right) \exp(-j m \mu_r) \quad (2.2)$$

Тогда, удовлетворяя уравнению Лапласа и с учетом (2.2), амплитудную функцию r -ой гармоники нестационарной составляющей потенциала скорости течения при $x_0 \rightarrow \infty$ в пределах одной полосы между вихревыми линиями L_m и L_{m+1} можно представить в виде

$$\Phi_{mr}(\tau, v) = \exp\left(-\frac{j r \omega \tau}{W_{20}}\right) \left[c_{mr} \exp\left(\frac{r \omega v}{W_{20}}\right) + d_{mr} \exp\left(-\frac{r \omega v}{W_{20}}\right) \right] \quad (2.3)$$

где c_{mr} и d_{mr} – некоторые константы. Соответствующие функции для всех N полос связаны между собой двумя условиями: обобщенной периодичности и непрерывности нормальной составляющей скорости на L_m , и выражением для интенсивности вихревых следов, соответственно

$$\Phi_r(x, y) = \exp(-j m \mu_r) \Phi(x, y + mh) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \Phi_r}{\partial v} = 0, \quad (\tau, v) \in L_m \quad (2.5)$$

$$\gamma_{mr}(\tau) = \left[\frac{\partial \Phi_r}{\partial \tau} p \right], \quad (\tau, v) \in L_m \quad (2.6)$$

Переходя в выражении (2.3) от системы координат $O'\tau v$ к системе координат Oxy по формулам

$$\tau = (x - x_{O'}) \cos \beta - (y - y_{O'}) \sin \beta, \quad v = (x - x_{O'}) \sin \beta + (y - y_{O'}) \cos \beta$$

где β – угол между осями $O'\eta$ и Ox , из (2.4) найдем

$$c_{mr} = c_{0r} \exp(j m \mu_r - m r \omega h f W_{20}^{-1}), \quad f = \exp(j \beta) \quad (2.7)$$

$$d_{mr} = d_{0r} \exp(j m \mu_r + m r \omega h (f W_{20})^{-1})$$

Из (2.5) с учетом (2.7) получим

$$d_{0r} = c_{0r} \frac{\exp(g_r) - 1}{\exp(-g_r) - 1}, \quad g_r = \frac{r \omega h f}{W_{20}} - j \mu_r \quad (2.8)$$

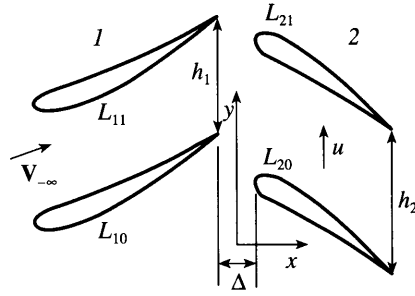
Подставляя соотношения (2.8) в выражение (2.6), с учетом (2.2) найдем

$$c_{0r} = j W_{20} \gamma'_{0r} \exp(-r \omega h \cos \beta W_{20}^{-1}) \{ 2 r \omega [1 - \exp(-g_r)] \}^{-1} \quad (2.9)$$

Таким образом, с помощью полученных соотношений (2.7)–(2.9) все константы выражения (2.3) для потенциала скорости определяются через значения интенсивностей γ'_{0r} вихревых следов.

Для вычисления осредненного значения квадрата нестационарной составляющей скорости по формуле (1.10), определяющего величину искомых потерь (1.12), представим r -ый член подынтегрального выражения (1.10) в виде

$$\nabla \Phi_r \cdot \nabla \bar{\Phi}_r = \frac{\partial \Phi_r}{\partial \tau} \frac{\partial \bar{\Phi}_r}{\partial \tau} + \frac{\partial \Phi_r}{\partial v} \frac{\partial \bar{\Phi}_r}{\partial v}$$



Фиг. 2. Две взаимно движущихся решетки

С учетом этого соотношения из условия (2.4) следует, что осредненные значения величины v_2^2 по координате y в пределах каждой полосы между вихревыми линиями L_m и L_{m+1} будут совпадать между собой. Ввиду этого выражение (1.10) заменим на

$$\langle v_2^2 \rangle = \frac{1}{2h} \int_0^h \left(\sum_{r=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial \varphi_r}{\partial \tau} \frac{\partial \bar{\varphi}_r}{\partial \tau} + \frac{\partial \varphi_r}{\partial v} \frac{\partial \bar{\varphi}_r}{\partial v} \right) \right) dy \quad (2.10)$$

т.е. ограничимся его вычислением в пределах одной полосы между линиями L_0 и L_1 . В пределах этой полосы выражение φ_r с учетом (2.7)–(2.9) преобразуется к виду

$$\varphi_r = \frac{j\gamma_{0r}'}{2k_r} \exp(-j\mu_r) \left\{ \frac{\exp(k_r v/h)}{\exp(\theta_r) - \exp(j\alpha_r)} + \frac{\exp(-k_r v/h)}{\exp(-\theta_r) - \exp(j\alpha_r)} \right\} \exp\left(-\frac{jk_r \tau}{h}\right)$$

$$\alpha_r = \mu_r - k_r \sin \beta, \quad \theta_r = k_r \cos \beta, \quad k_r = r\omega h/W_{02}$$

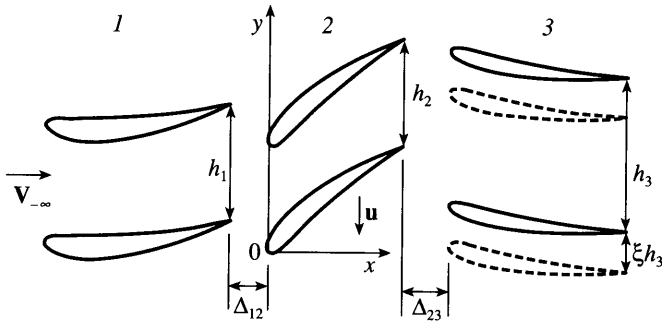
Воспользовавшись этим выражением, из (2.10) получим

$$\langle v_2^2 \rangle = \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{\gamma_{0r}^2 (1 - \exp(-2\theta_r))}{4k_r \cos \beta [1 - 2\exp(-\theta_r) \cos \alpha_r + \exp(-2\theta_r)]} \quad (2.11)$$

3. К расчету интенсивности нестационарных вихревых следов, сбегающих с профилей взаимно движущихся решеток. Для апробации предложенного способа оценки рассматриваемых потерь проведено их сравнение с экспериментальными данными [3, 8]. Они посвящены исследованию нестационарных аэродинамических характеристик ступеней компрессоров, состоящих из двух [8] и трех [3] взаимно движущихся решеток.

Плоская модель обтекания ступени компрессора, состоящего из двух взаимно движущихся решеток (фиг. 2) в потоке идеальной несжимаемой жидкости, получила достаточно хорошее теоретическое развитие в [9, 10]. При этом в [10] полуэмпирически учтено влияние кромочных следов, сбегающих с впереди стоящей решетки. Возмущение основного потока, включая кромочные вихревые следы, возникающее при обтекании каждой из решеток в отдельности и с учетом их интерференции, создает неравномерность поля скоростей. При взаимном перемещении решеток эта неравномерность, учитываемая функцией \mathbf{V}' в (1.1), и определяет нестационарную составляющую их обтекания. В результате решения этой задачи находится нестационарная циркуляция

$$\Gamma_n(t) = \sum_{r=-\infty}^{\infty} \Gamma_{nr} \exp(jr\omega t), \quad \Gamma_{nr} = \Gamma_{nr1} + j\Gamma_{nr2}$$



Фиг. 3. Три взаимно движущиеся решетки (статор–ротор–статор)

на профилях n -й решетки ($n = 1, 2$), амплитудное значение r -й гармоники Γ_{nr} , которой зависит от геометрических параметров каждой из решеток, осевого зазора Δ между ними и параметров набегающего потока. Согласно теореме Томпсона, связь между величинами Γ_{nr} и γ'_{n0r} , входящими в формулу (2.11), определяется равенством

$$\gamma'_{n0r} = r\omega\Gamma_n(r, \Delta)W_{02}^{-1}$$

где W_{02} – модуль скорости основного относительного потока далеко за n -ой решеткой.

Рассмотрим теперь случай взаимодействия трех решеток в системе статор–ротор–статор (или ротор–статор–ротор). На фиг. 3 для определенности принято, что решетка 2 движется в отрицательном направлении оси y со скоростью u . Скорость V_∞ на бесконечности перед решетками считается постоянной. В предположении о малости взаимодействия крайних решеток нестационарное возмущение на профилях решетки 2 можно представить как суперпозицию возмущений, возникающих при взаимодействии каждой из пар статор–ротор и ротор–статор. Результат такого суммирования будет зависеть от взаимного расположения статоров (решеток 1 и 3). Его можно определить, например, параметром $\xi \in [0, 1]$, означающим смещение решетки 3 относительно 1 на расстояние ξh_3 в направлении движения решетки 2 (фиг. 3). Тогда гармоники циркуляции $\Gamma_{2r}(\xi)$ на профилях второй решетки, зависящие от параметров набегающего потока, геометрических параметров каждой из решеток, осевых зазоров Δ_{12}, Δ_{23} между решетками 1, 2 и 2, 3 соответственно будут также зависеть и от параметра ξ . Связь их со значениями γ'_{0r} в (2.11) выразится при этом соотношением

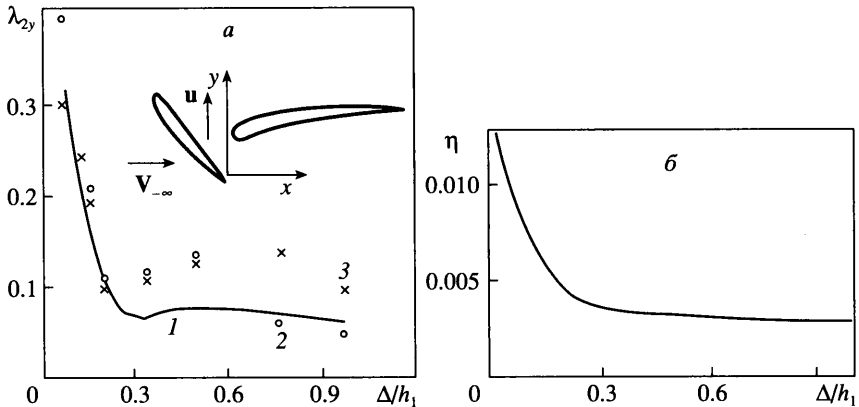
$$\gamma'_{0r} = r\omega\Gamma_{2r}(\xi)W_{02}^{-1}$$

где W_{02} – модуль относительной скорости основного потока далеко за второй решеткой.

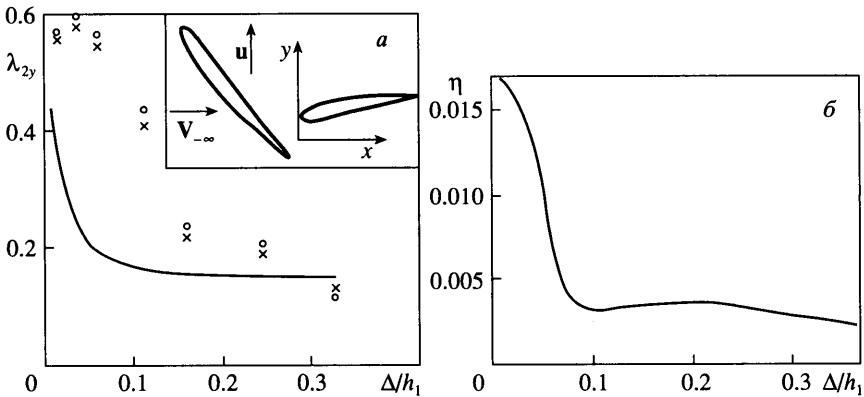
4. Результаты расчета. Изложенный выше метод реализован в виде программы расчета на ЭВМ. Она позволяет проводить расчет как нестационарных аэродинамических характеристик профилей взаимно движущихся решеток (двух или трех), так и коэффициента η каждой из решеток, зависящего от интенсивности нестационарных следов, сходящихся с их профилями. Отметим, что время расчета слабо зависит от числа профилей решеток в их общем периоде и от осевых зазоров между решетками и для всех рассчитанных вариантов составило не более одной минуты на персональной ЭВМ.

Результаты расчета и данные эксперимента [8] сопоставляются на фиг. 4, 5. При этом по осям ординат на фиг. 4, а и 5, а отложены расчетные и экспериментальные значения уровня нестационарных сил на профилях второй решетки

$$\lambda_{2y} = (\max Y_2(t) - \min Y_2(t))Y_{20}^{-1}, \quad t \in [0, T_2], \quad T_2 = 2\pi h_1 u^{-1}$$



Фиг. 4. Зависимость уровня возбуждающих сил λ_{2y} и коэффициента потерь полного давления η от осевого зазора для $N_1 = 9$, $N_2 = 10$, $\tau_1 = 0.71$, $\tau_2 = 1.33$, $\xi = 0.021$



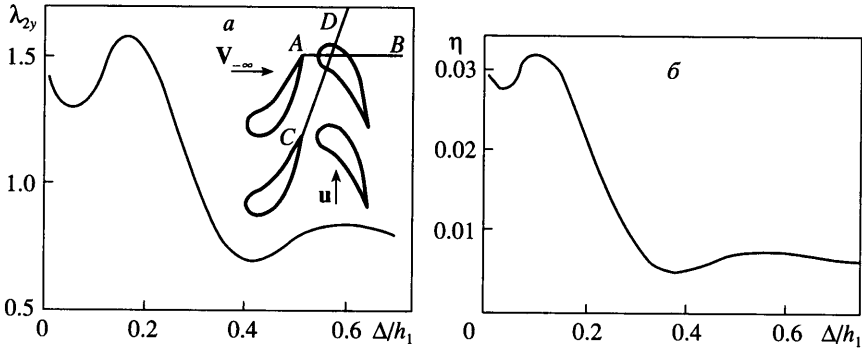
Фиг. 5. То же, что на фиг. 4 для $N_1 = 3$, $N_2 = 10$, $\tau_1 = 0.64$, $\tau_2 = 1.33$, $\xi = 0.04$

где $Y_2(t)$ окружная составляющая силы на профиле, Y_{20} – ее среднее значение, а на фиг. 4, б и 5, б – расчетная зависимость ее коэффициента η .

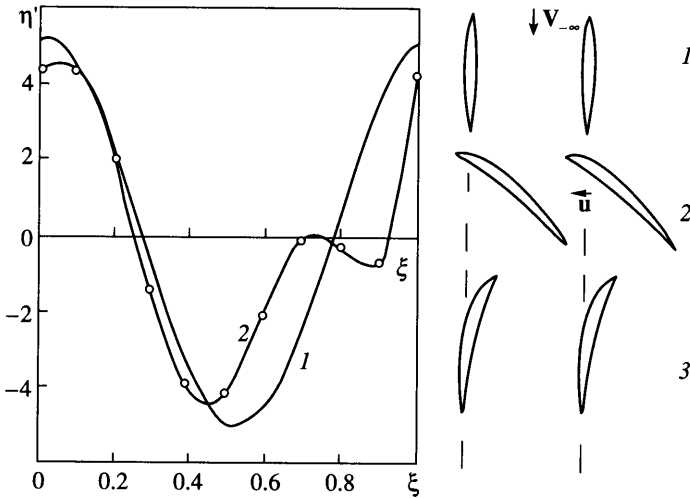
Из анализа этих кривых следует, что потери, обусловленные нестационарностью обтекания решетки, находятся в прямой зависимости от уровня нестационарных сил на ее профиле. При этом следует отметить, что коэффициент η составляет 0.5–1% и может резко возрастать на малых осевых зазорах между решетками.

Одна из важных особенностей поведения нестационарных сил при взаимодействии решеток – наблюдаемая в экспериментах немонотонная зависимость значений λ_{2y} от осевого зазора, которая имеет место при больших углах выноса первой решетки. Она объясняется наложением потенциального и вихревого (от стационарных кромочных следов за первой решеткой) возмущений потока в [11]. Из сравнения кривых на фиг. 6, а и б следует, что эта немонотонность сохраняется и для коэффициента η , причем области немонотонности совпадают.

Сравнение результатов расчета с данными эксперимента [3], соответствующего системе трех решеток статор–ротор–статор, приведено на фиг. 7. Этот эксперимент проведен с целью исследования эффектов взаимного расположения статоров. На графике представлены зависимости экспериментальной $\eta'(\xi) = [\Delta P(\xi) - \langle \Delta P \rangle] 100 / \langle \Delta P \rangle$ и расчетной



Фиг. 6. Немонотонная зависимость уровня возбуждающих сил λ_{2y} и коэффициента потерь полного давления η от осевого зазора



Фиг. 7. Влияние взаимного расположения статоров на потери полного давления: 1 – расчет, 2 – эксперимент [2] для $N_1 = 18, N_2 = 19, N_3 = 18, \zeta_1 = 0.016, \zeta_2 = 0.02, u/V_\infty = 1.8$

$\eta'(\xi) = [\eta(\xi) - \langle \eta \rangle] 100\% / \langle \eta \rangle$ величин от параметра ξ , где ΔP – разность осредненных по времени и по окружности давлений торможения, измеренных на среднем радиусе за решетками 3 и 2, а $\langle \Delta P \rangle$ и $\langle \eta \rangle$, осредненные по ξ соответствующие величины.

Достаточно хорошее совпадение теоретических зависимостей с экспериментальными данными подтверждает предположение о том, что рассматриваемые потери обусловлены затратами энергии потока на образование вихревых следов. Этот факт согласуется с выводом [3], в котором полученные экспериментально потери связаны с возникновением нестационарных вихревых следов и их диссипацией.

Заметим еще, что максимумы и минимумы кривых на фиг.7 практически совпадают. Это позволяет надеяться, что предлагаемая оценка вполне пригодна для определения взаимного расположения статоров (или роторов) с целью уменьшения потерь полного давления решеток.

Заключение. Предложен теоретический способ определения потерь в гидродинамических решетках, обусловленных периодической нестационарностью потока, которые ранее были обнаружены в ряде экспериментальных работ. В его основе лежит предполо-

ложение о том, что эти потери связаны с работой, затраченной на образование вихревых следов. Согласно теории решеток, в нестационарном потоке интенсивность вихревых следов может быть определена в рамках модели идеальной жидкости. Величина этой работы находится путем определения приращения кинетической энергии движения жидкости, индуцируемого вихревыми следами. Полученное хорошее соответствие результатов расчета с экспериментальными данными показало справедливость предположения.

Работа выполнена при финансовой поддержке междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН № 117.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Самойлович Г.С.* Возбуждение колебаний лопаток турбомашин. М.: Машиностроение, 1975. 288 с.
2. *Saren V.E.* Relative position of two rows of axial turbomachine effect on aerodynamics in a row pleaced between them // *Unsteady Aerodynamics and Aeroelastisity of Turbomachines*. Amsterdam: Elsevier, 1995. С. 421–425.
3. *Савин Н.М., Сарен В.Э.* Гидродинамическое взаимодействие венцов системе статор–ротор–статор осевой турбомашин // *Изв. РАН. МЖГ*. 2000. № 3. С. 145–158.
4. *Самойлович Г.С.* Нестационарное обтекание и аэроупругие колебания решеток турбомашин. М.: Наука, 1969. 446 с.
5. *Горелов Д.Н., Курзин В.Б., Сарен В.Э.* Аэродинамика решеток в нестационарном потоке. Новосибирск: Наука, 1971. 272 с.
6. *Степанов Г.Ю.* Гидродинамика решеток турбомашин. М.: Физматгиз, 1962. 512 с.
7. *Брусиловский И.В.* Аэродинамика и акустика осевых вентиляторов // *Тр. ЦАГИ*. 2004. Вып. 2650. 275 с.
8. *Adachi T., Fukusado K., Takanashi N., Nakamoto Y.* Study of the interference between moving and stationary blade rows in axial flow blower // *Bull. JSME*. V. 17. 1974. № 109. С. 904–911.
9. *Сарен В.Э.* О гидродинамическом взаимодействии решеток профилей в потенциальном потоке // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1971. № 4. С. 75–84.
10. *Юдин В.А.* Расчет гидродинамического взаимодействия решеток профилей с учетом диффузии нестационарных закрученных следов // *ПМТФ*. Т. 42. № 5. С. 61–69.
11. *Сарен В.Э., Юдин В.А.* Влияние осевого зазора на гидродинамическое взаимодействие профилей решеток // *Аэроупругость турбомашин*. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР. 1984. С. 33–42.

Новосибирск

Поступила в редакцию
12.VII.2006