

3. *Plavaček V., Hofmann H., Kubiček M.* Transient axial heat and mass transfer in tubular reactors. The stability considerations.— Chem. Engng Sci., 1971, v. 26, № 10, p. 1629–1634.
4. *Берман В. С., Рязанцев Ю. С., Шевцова В. М.* О числе стационарных режимов одномерного проточного химического реактора с реакцией типа автокаталитической.— Физика горения и взрыва, 1983, т. 19, № 1, с. 56–60.
5. *Guralo Yu. P., Ryazantsev Yu. S.* On the stability of the steadystate conditions in a tubular reactor with axial heat and mass transfer.— Chem. Engng Sci., 1969, v. 24, № 9, p. 1441–1444.
6. *Бучин В. А.* Стабилизация неустойчивого режима работы химического реактора как объекта с распределенными параметрами с помощью сосредоточенных систем управления.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 6, с. 4–16.
7. *Арсенин В. Я.* Методы математической физики и специальные функции. М.: Наука, 1974. 431 с.
8. *Калиткин Н. Н.* Численные методы. М.: Наука, 1978. 512 с.
9. *Берман В. С., Востоков В. В.* Точное решение нелинейной краевой задачи теории химических реакторов.— ПММ, 1982, т. 46, № 3, с. 517–521.
10. *Берман В. С., Востоков В. В., Рязанцев Ю. С.* О множественности стационарных режимов в проточной системе с химической реакцией.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 3, с. 177–180.

Москва

Поступила в редакцию
15.V.1984

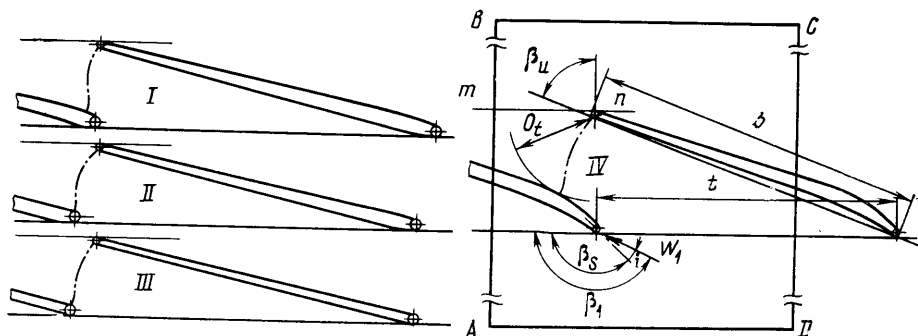
УДК 533.6.011

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКОГО РАСХОДА ЧЕРЕЗ РЕШЕТКИ ТОНКИХ СЛАБОИЗОГНУТЫХ ПРОФИЛЕЙ МЕТОДОМ КРУПНЫХ ЧАСТИЦ

ДАВЫДОВ Ю. М., КУЛИКОВ В. Д., МАЙОРСКИЙ Е. В.

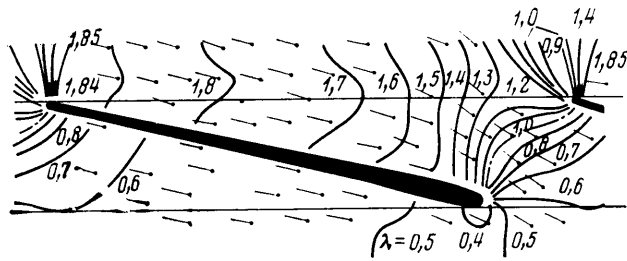
Численно методом крупных частиц и экспериментально проведено исследование критического расхода через плоские решетки крыловых профилей при дозвуковых скоростях и переменных углах на входе и больших сверхзвуковых скоростях на выходе. Представлены зависимости критического расхода от углов входа для различных типов решеток.

Решетки тонких слабоизогнутых профилей с большим относительным шагом $T=t/b$ (t – шаг профилей, b – хорда профилей) (фиг. 1) обычны для периферийных сечений рабочих венцов последних ступеней мощных паровых турбин. Обтекание таких решеток происходит при до- и околосзвуковых скоростях на входе и больших сверхзвуковых скоростях на выходе (до $M=W/a=2,0$, где W – скорость потока газа, a – местная скорость звука).



Фиг. 1

Определение критического расхода через каждое расчетное сечение по высоте ступени при ее тепловом расчете, необходимое для определения основных конструктивных размеров, в настоящее время проводится в одномерной постановке. При этом критический расход G_{1i} в каждом расчетном сечении ступени на данной высоте определяется для минимального проходного сечения решетки профилей – «горла» (O_t , фиг. 1) – в предположении, что параметры потока здесь постоянны и равны критическим, а векторы скорости нормальны к линии «горла» и расположены под углом $\beta_t = \arcsin O_t/t$ к фронту решетки mn .



Фиг. 2

В рассматриваемых решетках межпрофильный канал или имеет малую протяженность, или отсутствует, а входные и выходные участки профилей оканчиваются тонкими кромками. При этом критическая линия не совпадает с «горлом», а критический расход, подсчитанный по одномерной схеме, больше расхода, подсчитанного с учетом двумерного характера обтекания [1, 2].

Необходимо также учитывать и то, что на входе в периферийные сечения рабочего венца направление потока и его параметры изменяются в широких пределах вследствие переменного режима работы, характерного для последней ступени. Кроме того, несовершенство применяемых методов теплового расчета также создает условия нерасчетного обтекания венца, в том числе и периферийных сечений. До последнего времени вопрос об определении критического расхода через рассматриваемые решетки при расчетном режиме и особенно в широком диапазоне изменения параметров потока на входе был мало исследован как экспериментально, так и в расчетном плане [1, 3].

В данной статье критический расход через указанные решетки профилей исследуется численно в рамках двумерной постановки. Такой подход правомерен, так как пространственность течения хотя и имеет место, но выражена слабо, особенно если венец обдажен. Расчеты проводились нестационарным конечно-разностным методом крупных частиц [4, 5]. Этот метод хорошо зарекомендовал себя при анализе внешнего обтекания одиночных тел различной формы на до-, транс- и сверхзвуковых скоростях, а также при анализе внутренних течений [4]. Результаты, представленные ниже, относятся к режимам, характеризующимся большими сверхзвуковыми числами M , при которых критическая линия занимает заведомо стабильное положение.

Расчет обтекания решетки профилей методом крупных частиц, не отличаясь принципиально от расчета обтекания одиночных тел, имеет ряд особенностей в части задания граничных условий [6].

На входе в решетку вдоль линии AD (фиг. 1) задаются постоянными и неизменными в процессе установления энтальпия торможения, энтропия и угол β_1 .

Кроме того, в процессе установления перед каждым временным циклом вычислялись величины «левого» инварианта Римана $R = W - 2a/(k-1)$ ($k=1, 3$ — показатель изэнтропии) в каждой ячейке вдоль линии AD . Эти значения присваивались соответствующим точкам на границе AD .

На выходе (линия BC) принимались постоянными: давление p , плотность ρ , скорость W . Границы BC и AD отстоят от профилей на шаг решетки t . Дальнейшее увеличение этого расстояния, как показали тестовые расчеты, не влияет на результаты вычислений.

Вдоль линий AB и DC , расположенных друг от друга на расстоянии t , обеспечивались условия периодичности. В процессе установления на каждом временном цикле параметры газа (p , ρ , W , β) в слое фиктивных ячеек, прилегающих слева к границе BA , приравнивались параметрам из соответствующих расчетных ячеек, прилегающих слева к границе CD , а параметры в слое фиктивных ячеек справа от CD соответственно брались из расчетных ячеек справа от BA . По контурам профилей, включая входные и выходные кромки, задавались условия непротекания.

Расчетное поле покрывалось сеткой, имеющей зоны с ячейками различных размеров. Зоны с ячейками наименьших размеров располагались в областях входных и выходных кромок профилей, где кривизна контуров максимальна, а также в области «горла». Максимальные размеры ячеек принимались в областях, прилегающих к линиям AD и BC . В расчетах общее количество ячеек в зависимости от формы решетки изменялось от 4000 до 6000. В областях, непосредственно прилегающих к входной и особенно выходной кромкам, принятые в расчетах размеры сторон ячеек конечно-разностной сетки не позволили выделить тонкую структуру обтекания, так как применение более мелких ячеек ограничивалось возможностями ЭВМ.

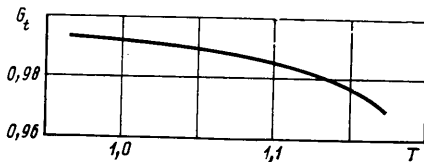
Рассмотрим результаты расчетов. Решетка профилей I, представленная на фиг. 1, исследовалась при трех относительных шагах $T=0,962; 1,11; 1,17$ и постоянном угле установки профилей β_u . Расчеты проводились для числа Маха на выходе $M_{2T}=1,895$ и для угла $\beta_1=163^\circ$. При этом угол атаки $i=\beta_u-\beta_1=-1^\circ 09'$ (фиг. 1). На фиг. 2 представлены линии $\lambda=W/a_*=\text{const}$ (a_* — критическая скорость) и направления векторов скоростей, полученные в результате расчета обтекания решетки I с $T=1,17$.

Приведенная картина обтекания в целом характерна для решеток такого типа. Можно, например, указать на сгущение линий $\lambda = \text{const}$ в области выходной кромки на стороне разрежения профиля, соответствующее внешнему кромочному скачку, ускорение вдоль «спинки» профиля и т. д.

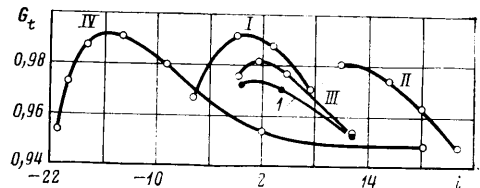
При всех рассмотренных T критическая линия имеет криволинейную форму и не совпадает с «горлом» (показана штрихпунктиром на фиг. 1 и 2). Это отличие тем больше, чем больше T . Поэтому расход через решетку отличается от критического расхода G_{1t} , определенного в одномерной постановке. Обозначим расход через решетку, определенный по результатам расчетов методом крупных частиц, через

$$G_{2t} = \sum_{j=1}^n V_j \rho_j \Delta x. \quad \text{Здесь } n - \text{число ячеек вдоль любой линии, параллельной фронту}$$

решетки на длине t ; V_j — нормальная к фронту решетки составляющая скорости в каждой из этих ячеек; ρ_j — плотность в тех же ячейках; Δx — размер стороны ячейки, параллельной фронту решетки.



Фиг. 3



Фиг. 4

На фиг. 3 представлена зависимость $G_t(T) = G_{2t}/G_{1t}$. В области $T \approx 1,0$ влияние двумерности при небольшом угле атаки ($i = -1^\circ 09'$) относительно невелико ($1,0 - G_t < 0,01$). При $T > 1,0$ с увеличением T величина G_t начинает заметно уменьшаться.

Исследования решеток при различных β_1 показали существенную зависимость G_t от β_1 . На фиг. 4 приведены зависимости $G_t(i)$ для четырех исследованных решеток профилей (расчетные точки показаны на фиг. 4), геометрические параметры которых приведены в таблице.

Решетки	T	β_u	β_t	β_s	β_1	i
I	0,962	75°	11°	$161^\circ 51'$	163°	$-1^\circ 09'$
II	1,02	75°	11°	$179^\circ 07'$	163°	$+16^\circ 07'$
III	1,02	$77^\circ 10'$	11°	$167^\circ 38'$	163°	$+4^\circ 38'$
IV	0,907	68°	$16^\circ 30'$	141°	161°	-20°

Характерной особенностью представленных зависимостей $G_t = f(\beta_1)$ является, во-первых, близость абсолютных значений максимальных величин G_t . Так, несмотря на существенные различия форм обводов исследованных профилей, величина $G_{t, \text{max}}$ лежит в пределах 0,98–0,99, причем большие значения этой величины относятся к решеткам, имеющим межпрофильный канал и, следовательно, более равномерное распределение параметров потока в области «горла» (решетки I и IV). Во-вторых, максимум расхода через исследованные решетки достигается в зависимости от их типа и при положительных, и при отрицательных значениях углов i , так как на расход влияет не только собственно форма входного участка профиля, но также форма и размеры межпрофильного канала.

Например, для решетки IV характерно достижение максимального расхода при достаточно большом отрицательном угле атаки ($i = -16^\circ$). Дальнейшее увеличение этого угла сопровождается резким уменьшением расхода. Аналогичное явление наблюдается и в решетке I. Такое изменение расхода обусловлено возникающей при переменном β_1 неравномерностью потока при безотрывном обтекании. В решетке II $G_{t, \text{max}}$ достигается, напротив, при большом положительном i , а расход через решетку I максимален при углах атаки, близких к нулю.

Отметим, что проведенные с решеткой III экспериментальные исследования (см. кривую I на фиг. 4) показали удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных.

В тепловых расчетах ступеней турбин для вычисления действительного расхода G используется коэффициент расхода $\mu = G_r/G_{1t}$. Реально всегда $\mu < G_t$. Однако, как показывают экспериментальные данные, уменьшение расхода через периферийные зоны рабочих венцов вследствие вязкости небольшое. Например, при $M_{2T} = 1,895$ и числе Рейнольдса $Re = 3,9 \cdot 10^5$ для решетки I с $T = 1,11$ величина $\mu = 0,9855$, а $G_t = 0,9860$.

Данные результаты позволяют, во-первых, сделать заключение о возможности применения метода крупных частиц для анализа обтекания решеток профилей периферийных сечений рабочих венцов последних ступеней и определения расхода через них. Во-вторых, определение G_{2t} представляется практически целесообразным, так как расход с учетом двумерного характера обтекания существенно отличается от расхода через «горло» решетки в одномерной постановке. В-третьих, для типичных решеток профилей как качественно, так и количественно показано, что G_t существенно зависит не только от формы решетки, но и от условий на входе, что должно учитываться при расчетах ступеней на переменных режимах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеева Р. Н. Обтекание периферийных сечений длинных лопаток при дозвуковых скоростях на входе. — Теплоэнергетика, 1968, № 6, с. 41–44.
2. Лукин В. В., Майорский Е. В. Исследования критической линии, расходных характеристик в решетках с большим относительным шагом. — Изв. вузов. Энергетика, 1972, № 9, с. 37–38.
3. Майорский Е. В., Куликов В. Д. Исследование трансзвукового обтекания решетки профилей с большим относительным шагом. — Тр. МЭИ, 1982, вып. № 574, с. 81–89.
4. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 392 с.
5. Давыдов Ю. М. Крупных частиц метод. — В кн.: Математическая энциклопедия. Т. 3. М.: Сов. энциклопедия, 1982, с. 125–129.
6. Численное решение многомерных задач газовой динамики/Под ред. Годунова С. К. М.: Наука, 1976. 400 с.

Москва

Поступила в редакцию
14.VI.1983

УДК 533.6.011.3/5

ПРИБЛИЖЕННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ СФЕРЫ ИЛИ ЦИЛИНДРА ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ ЧИСЛЕ МАХА НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА

ПОКРОВСКИЙ А. Н., ФРОЛОВ Л. Г.

На основе результатов численных расчетов [1–4] распределения давления по поверхности сферы или цилиндра при поперечном обтекании в диапазоне $0 \leq \theta \leq \pi/2$, где θ — угол, отсчитываемый от критической точки вдоль меридиональной плоскости, предложены простые аналитические формулы для определения давления при любых числах Маха набегающего потока M_∞ . Газ предполагается идеальным и совершенным.

В настоящее время существуют таблицы значений газодинамических функций на поверхности сферы или цилиндра только при их сверхзвуковом обтекании (см., например, [1]). Но значения в них представлены для дискретных чисел M_∞ и углов θ . При дозвуковых скоростях набегающего потока подобных таблиц нет, а опубликованы лишь отдельные графические результаты численных расчетов распределения давления [2–5]. Однако иногда для оценки величины давления на поверхности сферы или цилиндра необходимо иметь аналитическую формулу, описывающую распределение давления для сверх- и дозвуковых чисел M_∞ .

Предположим, что распределение давления по поверхности указанных тел подчиняется формуле

$$\frac{p}{p_0} = \exp(\beta_1 \theta^2 + \beta_2 \theta^3 + \beta_3 \theta^4 + \dots), \quad 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$$

Здесь p_0 — значение давления в критической точке, функции β_i зависят только от квадрата числа Крукко

$$\alpha = \left(\frac{V_\infty}{V_{\max}} \right)^2 = \frac{1/2(\kappa-1)M_\infty^2}{1+1/2(\kappa-1)M_\infty^2}$$

где $\kappa=1,4$ — показатель адиабаты.