

ВЫВОД

Внутренняя форма вихревых камер оказывает существенное влияние на устойчивость течения закрученных потоков газа, вследствие чего ее изменением можно либо усиливать, либо ослаблять, а в некоторых случаях полностью подавлять регулярные колебания скорости и давления в закрученных струях.

Библиографический список

1. Белоусов А.Н., Кныш Ю.А., Лукачев С.В. Акустические свойства вихревых пневматических форсунок //Изв.вузов. Авиационная техника, 1977. № 1. С.17-22.

2. Белоусов А.Н. Модель нестационарного течения закрученного потока воздуха в вихревых пневматических форсунках //Проектирование и доводка авиационных газотурбинных двигателей. Куйбышев:КуАИ, 1983. С.124-129.

3. Белоусов А.Н., Лукачев В.П. О связи гидродинамических и акустических параметров закрученных газовых потоков //Физика акустико-гидродинамических явлений и оптоакустика: Мат-лы П Всесоюзн.симп. М.:Акуст.ин-т. АН СССР, 1979. С.36-39.

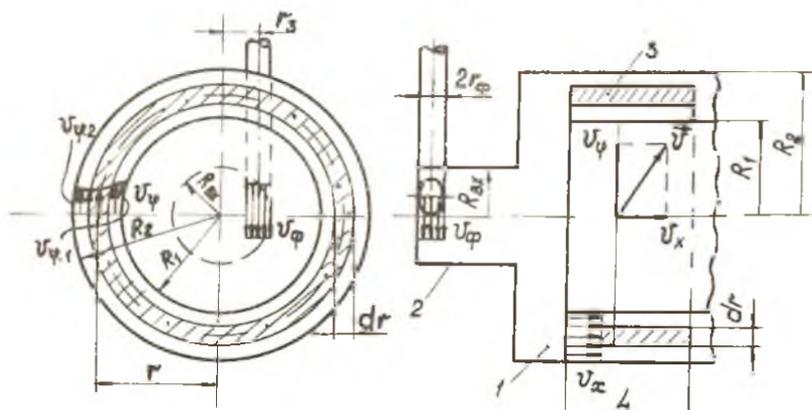
УДК 532.51

А.И.Осипов, А.Н.Первышин

АНАЛИЗ ВИХРЕВОГО ДВИЖЕНИЯ ГАЗА В КОЛЫЦЕВОМ КАНАЛЕ

Решение большинства задач при исследовании вихревого эффекта базируется на исходных данных, основными из которых являются законы распределения параметров закрученных потоков на входе в камеру. Однако единого подхода к расчету характеристик течения на выходе из тангенциальных завихрителей не существует. Определенные трудности при анализе экспериментальных данных вызывает неустоявшаяся терминология и обилие вводимых критериев движения газа. Целью работы явилось создание методики расчета распределения давлений в поперечном сечении камеры с привлечением известного набора газодинамических функций при произвольном законе закрутки газа.

Для общности рассуждений допустим, что поперечное сечение камеры закручивания имеет форму кольца I с внутренним R_1 и внешним R_2 радиусами (рис. I). Это позволит проводить расчет как кольцевых, так и цилиндрических (при $R_1 = 0$) камер по единой методике.



Р и с. I. Схема тангенциального завихрителя: I - кольцевой канал, 2 - входное устройство, 3 - слой

Пусть газ поступает в кольцевой канал через входное устройство 2 - тангенциальную форсунку, задающую условия на входе в камеру. Допустим, что в уравнении Бернулли в условиях низких скоростей потока ($\rho = const$)

$$\rho^* = \rho + \rho \bar{v}^2 / 2 \quad (1)$$

главная скорость потока \bar{v} имеет только две составляющие

$$|\bar{v}| = \sqrt{v_x^2 + v_\varphi^2} \quad (2)$$

Для вращательного движения единицы объема запишем закон Ньютона

$$\frac{d\rho}{dr} = \rho v_\varphi^2 / r, \quad (3)$$

где распределение тангенциальной составляющей соответствует общему закону закрутки

$$v_{\varphi} = v_{\varphi, k} R_2^n / r^n \quad (4)$$

$n = -1 \dots 1$ - показатель закона закрутки ($n = -1$ - закон твердого тела, $n = 1$ - потенциальный вихрь).

Для определения тангенциальной составляющей скорости на периферии камеры $v_{\varphi, k}$ рассмотрим кольцевой слой 3 толщиной dr и длиной L (см. рис. 1), масса газа в котором составляет

$$dm = 2\pi r \rho L dr, \quad (5)$$

а момент количества движения

$$dM = v_{\varphi} r dm = 2\pi \rho r^2 L v_{\varphi} dr. \quad (6)$$

Запишем закон сохранения момента количества движения в канале

$$m v_{\varphi} r_3 t = 2\pi L \int_{R_1}^{R_2} \rho r^2 v_{\varphi} dr. \quad (7)$$

Тогда при постоянной скорости осевого движения

$$v_x = L/t = m / \pi (R_2^2 - R_1^2) \bar{\rho} \quad (8)$$

выражение (7) переписывается в виде

$$\int_{R_1}^{R_2} r^2 \rho v_{\varphi} dr = m v_{\varphi} r_3 / 2\pi v_x. \quad (9)$$

Заменяем плотность в выражении (9) ее средним значением при небольших скоростях течения

$$\bar{\rho} = \rho^* / R_M T^* \quad (10)$$

и подставим закон закрутки (4) в уравнение (9).

После интегрирования левой части уравнения (9) окончательно получаем окружную скорость на периферии камеры:

$$v_{\varphi, k} = v_{\varphi} r_3 (3 - n)(R_2^2 - R_1^2) / 2(R_2^3 - R_2^n R_1^{3-n}). \quad (11)$$

Рассмотрим решение системы уравнений (1) и (3) с учетом выражений (2), (4), (8), (11) и уравнения состояния (10):

$$\begin{cases} \rho^* = \rho + \rho(v_x^2 - v_\varphi^2)/2 \\ \frac{d\rho}{dr} = \rho v_\varphi^2/r \end{cases} \quad (12)$$

которое сводится к решению обыкновенного дифференцированного уравнения с разделяющимися переменными:

$$d\pi(\lambda)/2[1-\pi(\lambda)] = d\bar{r}(\bar{r}^{-2n}/\Lambda+1), \quad (13)$$

где $\Lambda = v_{\varphi k}^2/v_x^2$ - отношение кинетических энергий вращательного и осевого движений на периферии канала; $\bar{r} = r/R_2$ - относительный текущий радиус.

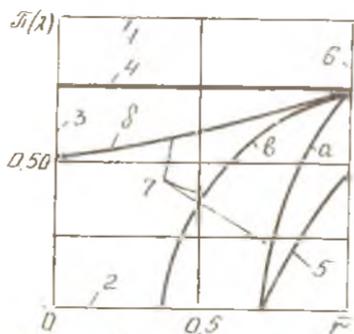
Решение уравнения (13) при начальных условиях на периферии камеры $\bar{r}_2 = 1; r=R_2, v_\varphi = v_{\varphi 2}, T=T_2, \rho=\rho_2$ запишем в виде (14):

$$\pi(\lambda) = 1 - \frac{D(1+\Lambda)^{1/n}[\bar{r}^{-2n}\Lambda]^{1/n}}{[1+D(1+\Lambda)]\bar{r}^2}; \quad (14)$$

при $n=0$

$$\frac{D(1+\Lambda)}{1+D(1+\Lambda)} \bar{r}^{-2\frac{1+\Lambda}{\Lambda}} \quad (15)$$

где $D = v_x^2/2R_M T_2$ (рис. 2).



Р и с. 2. Распределение давления $\pi(\lambda)$ по радиусу камеры: 1- $M(\lambda) = \lambda = 0; 2-\pi(\lambda) = 0; 3-M = 0; 4-\lambda = 0,5; \lambda = 0; 5-M(\lambda) = 0; 6-\bar{r} = 1; 7-\lambda = 0,5, \lambda = 1; a-n = 0, b-n = -1, b-n = 1$

При $v_\varphi = 0$ соотношение (14) описывает параметры осевого потока и совпадает с газодинамической функцией $\pi(\lambda)$ в области небольших скоростей (для $\lambda = 0,5$ отклонение не превышает 1%), что позволяет оценивать по этой методике и осевые камеры. При этом величина $D = v_x^2/2R_M T_2$ определяющая соотношение кинетической энергии потока и кинетической энергии движения со скоростью звука, связана с критерием Маха простым соотношением $D = kM^2(\lambda)/2$.

Безразмерный параметр Λ , присутствующий в решении рассмотренной модели закрученного потока,

представляет собой по определению отношение кинетических энергий вращательного и поступательного движений единицы массы на характерном размере $\bar{r} = 1$ ($r = R_2$). От этого параметра зависят встречающиеся в литературе критерии вращательного движения: параметр крутки $B = M/K_c R$, где M - момент количества движения струи, K_c - количество движения струи, R - радиус устья сопла и параметр отношения максимальных значений тан-

генциальной и осевой составляющих скорости $n_p = v_{\varphi m} / v_{x, m}$

Для расчета параметра λ достаточно знать составляющие скорости на периферии канала, поэтому отпадает необходимость экспериментального или численного интегрирования эйлер скоростей по сечению (как в случае определения θ) или поиска максимальных значений составляющих скорости (как в случае определения n_p). Поэтому введенный аналитически критерий λ является более удобным в экспериментальных исследованиях и позволяет по исходным данным K , $M(\lambda)$ и n построить распределения давлений, скоростей, плотностей и температур на выходе из завихрителей. В частности, для $\lambda = 1$, т.е. когда кинетические энергии вращательного и осевого движений совпадают и $\lambda = 0,5$, на рис.2 показано распределение давлений при вращении газа по закону твердого тела (линия б) потенциальном вихре (линия в) и при $n = 0$ (линия а). Предельным случаем вращения потока является вихревой ограниченный сток, которому соответствует отсутствие расхода рабочего тела в осевом направлении: $M(\lambda) \rightarrow 0$. Решение системы (12) при этом не зависит от n :

$$\mathcal{F}(\lambda) = 1 - 1/2\tilde{r}^2, \quad (16)$$

Зависимость (16) изображена на рис.2 (линия 5) и представляет собой одну из границ области решений задачи движения закрученного потока в кольцевом канале.

УДК 533.6.011; 536.24

Ю.Л.Леухин, А.Н.Орехов, Е.В.Крейнин, В.В.Козырьков

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В КОЛЬЦЕВОМ ВЫХОДНОМ КАНАЛЕ ВИХРЕВОЙ КАМЕРЫ

В работе приведены результаты исследования теплоотдачи в узких кольцевых каналах с циклонным генератором закрутки потока. Экспериментальная часть работы выполнена на стенде, рабочий участок которого был образован двумя цилиндрами и закручивателем с длиной 125 мм. В опытах использовались пять типоразмеров закручивателей. Величина их внутреннего диаметра \mathcal{D} изменялась от 219 мм до 311 мм. Относительная площадь входа (прямоугольного тангенциального шлица)