УДК 532.54

ВЛИЯНИЕ СЖИМАЕМОСТИ РАБОЧЕГО ТЕЛА НА КОЭФФИЦИЕНТ РАСХОДА ЦЕНТРОБЕЖНОЙ ФОРСУНКИ

Ковылов Ю.Л.

Самарский государственный аэрокосмический университет

Исследования течения газа в центробежных форсунках показали, что оно имеет некоторую аналогию и, в то же время, существенные отличия от течения в традиционных жидкостных центробежных форсунках [1]. Основное сходство - идентичность наиболее общих закономерностей течения и, как следствие, одинаковый характер зависимости коэффициента расхода μ от критерия подобия для таких форсунок - их геометрической характеристики A. Специфические свойства течения газа затопленный характер [2] и сжимаемость рабочего тела. Ниже показано, какие изменения вносит последняя особенность в теорию идеальной центробежной форсунки [3].

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Основной гидродинамический параметр форсунки коэффициент расхода, в наиболее общем виде рассматривается как отношение действительного массового расхода G к его теоретически возможной величине G_m, т.е. $\mu = G / G_m$, где $G = \rho Q$ При расчёте G_m считается, что газ полностью расширился до давления P_∞, скорость $W_m(\varepsilon_0)$ в выходном сечении сопла равномерна по всей площади сечения,имеет только осевое направление и является функцией степени расширения $\varepsilon_0 = P_0 / P_\infty$. Здесь и далее P_0 - давление торможения в полости форсунки. Следовательно,

$$G_m = \rho_\infty \pi r_c^2 W_m(\varepsilon_0) .$$

Действительный расход G удобнее записать через параметры потока в какой-либо изобарической поверхности, где плотность $\rho = const$. Имея в виду форсунку с тангенциальными входными каналами, для этой цели выбрана цилиндрическая поверхность камеры закручивания с $r = r_к$, где $\rho = \rho_к$. Если считать, что в каждом сечении активного потока момент количества движения единицы массы постоянен по радиусу

$$W_{\varphi} \cdot r = const \tag{1.1}$$

и в соответствии с [4] пропорционален объёмному расходу

$$Q = W_{\varphi} \cdot r \cdot m, \tag{1.2}$$

То $$G = \rho_K m W_{\varphi K} r_K .$$

С учётом этих преобразований и общего вида геометрической характеристики [4]

$$A = \frac{\pi \cdot r_C}{m}$$

выражение для μ примет вид

$$\mu = \frac{\rho_K W_{\varphi K}}{\rho_\infty W_m(\varepsilon_0) A_c}, \tag{1.3}$$

где $A_c = A / c$, $c = r_к / r_c$ - степень раскрытия сопла форсунки.

Очевидно, что отношение плотностей $\rho_к / \rho_\infty$ в явном виде показывает влияние сжимаемости рабочего тела. Но остаётся неясным: существует ли некоторое дополнительное его влияние на величину коэффициента расхода через наиболее характерный признак течения через центробежную форсунку - окружную составляющую $W_{\varphi к}$ скорости потока. Поэтому далее при поиске ответа на этот вопрос используется параметр

$$M_к = W_{\varphi к} / \sqrt{kRT_к}$$

число Маха, характеризующее окружное движение газа в изобарической поверхности $r = r_к$. С его помощью, как это принято в газовой динамике, будут задаваться и оцениваться режимы течения, сжимаемость

$$\rho_K / \rho_\infty = \varepsilon_0^{\frac{1}{k}} / (1 + \frac{k-1}{2} M_K^2)^{\frac{1}{k-1}} \tag{1.4}$$

и их связь с критерием подобия A.

Дальнейший анализ выполнен при допущениях, что газ совершенный

$$P = \rho \cdot R \cdot T \tag{1.5}$$

и его расширение происходит изоэнтропически

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1}{k}} , \qquad (1.6)$$

т.е. справедливы соотношения

$$\frac{T_0}{T_\kappa} = 1 + \frac{k-1}{2} M_\kappa^2 ; \quad \frac{\rho_0}{\rho_\kappa} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M_\kappa^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} ; \quad \frac{P_0}{P_\kappa} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M_\kappa^2 \right)^{\frac{k}{k-1}} \qquad (1.7)$$

Вводя обозначения $a = \frac{k-1}{2} M_\kappa^2$, $b = (1/\varepsilon_0)^{\frac{k-1}{k}}$ и используя (1.7) выражение (1.3) можно преобразовать к виду

$$\mu = \frac{\rho_\kappa}{\rho_\infty} \cdot \frac{1}{A_c \sqrt{\frac{(1+a)\cdot(1-b)}{a}}} \qquad (1.8)$$

Из (1.4) и (1.8) вытекает, что для идеального сжимаемого рабочего тела коэффициент расхода $\mu = f_1(A, c, k, \varepsilon_0, M_\kappa)$ Геометрия форсунки (A, c), род рабочего тела (k) и режим работы (ε_0) независимые переменные. Следовательно, задача сводится к отысканию вида функции $M_\kappa = f_2(A, c, k, \varepsilon_0)$.

2. РЕШЕНИЕ

Течение с сильной закруткой внутри камеры закручивания форсунки можно представить [2] как взаимодействие активного периферийного потока с вынужденным приосевым обратным течением. В начальной зоне камеры (до сечения Н см. рис.1) происходит формирование активного потока. Далее, вниз по течению, на участке взаимодействия происходит передача момента количества движения от активного потока в его пассивное ядро.

Из соображений, изложенных в [4], следует, что осевая протяженность начального участка Z_H — мала и в пределе не превышает величины $r_c/2$. На расстоянии менее четверти калибра эффектом взаимодействия активного и вынужденного потоков можно пренебречь и условно считать, что затопленный характер течения проявляет себя только на участке взаимодействия.

В такой постановке решение сводится к отысканию основных параметров активного потока сжимаемой жидкости в конце начального участка камеры закручивания. Вязкое взаимодействие со стенкой и между слоями газа, следуя [5], считается незначительным в сравнение с инерционными силами.

Стационарное, осесимметричное движение закрученного потока на участке Z_H в общем случае, когда r_c отличается от $r_к$ представлено как (рис.1) вихресток в первой зоне, где $W_Z = O$ и уравнения движения и неразрывности имеют вид

$$W_r \frac{\partial W_r}{\partial r} - \frac{W_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r} \; ; \tag{2.1}$$

$$W_r \frac{\partial W_\varphi}{\partial r} - \frac{W_r \cdot W_\varphi}{r} = 0 \; ; \tag{2.2}$$

$$\frac{\partial(\rho \cdot r \cdot W_r)}{\partial r} = 0 \tag{2.3}$$

- вихресток во второй зоне с распределенным стоком массы в сечении Н.

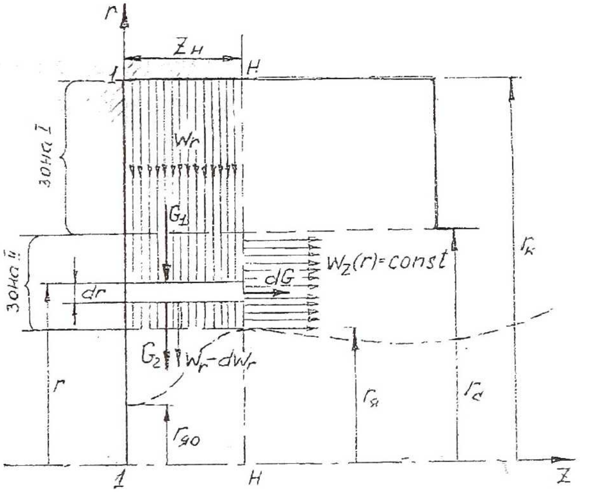

Рис.1. Схематизация течения на начальном участке камеры закручивания (пунктир - граница пассивного ядра закрученного потока)

Уравнения движения здесь те же, что и в первой зоне, а уравнение неразрывности имеет вид

$$dG = G_1 - G_2.$$

Члены этого уравнения можно расписать как

$$G_1 = 2\pi \cdot r \cdot Z_H \cdot \rho \cdot W_r \ ;$$

$$G_2 = 2\pi \cdot (r - dr) \cdot Z_H \cdot (W_r - dW_r) \cdot (\rho - d\rho) \ ;$$

$$dG = 2\pi r \cdot W_Z \cdot \rho \cdot dr \ ,$$

в результате чего, пренебрегая бесконечно малыми величинами высшего порядка, оно преобразуется к виду

$$\frac{dW_r}{dr} + \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \right) W_r - \frac{W_Z}{Z_H} = 0 \qquad (2.4)$$

В действительности при течении жидкости через форсунку с тангенциальными входными каналами на начальном участке между сечениями 1 и Н происходит постепенное увеличение скорости W_Z от 0 в сечении 1 до максимального значения в сечении Н. Кроме того, W_r на больших радиусах и на границе ядра активного потока имеет разное направление, а в сечении Н становится равной 0. В изложенной схематизации принято, что между сечениями 1 и Н $W_z = 0$ и принимает свою конечную величину скачком в сечении Н и справа от него. Соответственно во всей этой зоне W_r имеет только одно направление к оси форсунки и в сечении Н скачком становится равной 0. Так как взаимодействие потоков на участке $Z_н$ не учитывается, то принято, что давление на границе ядра $P_я$ равно давлению в окружающей среде P_∞.

Уравнения (2.1) и (2.2) учетом (1.1) и (1.6) при граничном условии $r = r_я$, $W_\varphi = W_{\varphi я}$, $P = P_я$ дают профиль $P(r)$ в сечении Н:

$$P = \left[P_я^{\frac{k-1}{k}} + \rho_0 \cdot \frac{k-1}{2k} P_0^{-\frac{1}{k}} \left(W_{\varphi я}^2 - W_\varphi^2 \right) \right]^{\frac{k}{k-1}} . \qquad (2.5)$$

Вводя уравнение Бернулли для движения жидкости от состояния покоя ($P = P_0$) до правой поверхности сечения Н, где $W_r = 0$, а $W_z > 0$,

$$P = \left[P_0^{\frac{k-1}{k}} - \rho_0 \cdot \frac{k-1}{2k} P_0^{-\frac{1}{k}} \left(W_\varphi^2 + W_z^2 \right) \right]^{\frac{k}{k-1}} ,$$

из (2.5) можно получить профиль $W_Z(r)$

$$W_Z^2 = W_m^2 - W_{\varphi я}^2. \qquad (2.6)$$

Здесь $W_m = W_m(\varepsilon_0)$ теоретическая скорость, которая достигается газом при его расширении от давления P_0 до P_∞. Видно, что, как и в случае течения несжимаемой жидкости [3] , в сечении, где на границе ядра активного потока достигается $W_r=0$, W_z - постоянна по радиусу.

Применяя выражения (1.6) и (2.5) для решения уравнения (2.4) при граничном условии $r=r_c$, $W_r = W_{rc}$ и опуская промежуточные преобразования, можно получить

$$W_r = \frac{1}{r \cdot \rho(r)}\left[\rho_c \cdot W_{rc} \cdot r_c - \frac{W_Z \cdot \rho_K}{Z_H}\int_r^{r_c}\frac{\rho(r)}{\rho_K}\cdot r dr\right]. \qquad (2.7)$$

Из уравнения (2.3) $\rho_c W_{rc} r_c = \rho_K W_{rK} r_K$.

Объемный расход через цилиндрическую поверхность $r = r_к$ на участке Z_H.

$$Q = 2\pi \cdot Z_H W_{rK} r_K.$$

Откуда с учетом (1.1) и (1.2) первое слагаемое в скобках выражения (2.7) запишется

$$\rho_c W_{rc} r_c = \rho_K r_K W_{\varphi K} \cdot \frac{m}{2\pi \cdot Z_H} \qquad (2.8)$$

Принимая это во внимание, из (2.7) при $r=r_я$ следует выражение для осевой составлявшей скорости в сечении Н на границе ядра

$$W_{Zя} = \frac{W_{\varphi k}}{A_c I} \qquad (2.9)$$

Здесь

$$I = \frac{2}{r_c^2}\int_{r_я}^{r_c}\frac{\rho(r)}{\rho_k}\cdot r dr \qquad (2.10)$$

интеграл профиля относительной плотности в активном потоке. Он может быть сведён к квадратурам при конкретных значениях показателя изоэнтропы подстановками П.Л.Чебышева (см. приложение).

Поскольку из (2.6) следует, что $W_z = W_{zя} = const$, то из (2.6) и (2.9) получается решение исходной системы (2.1 - 2.4).

$$W_m^2 - \frac{W_{\varphi\kappa}^2 \cdot r_\kappa^2}{r_я^2} = \frac{W_{\varphi\kappa}^2}{(A_c I)^2}. \qquad (2.11)$$

Если расписать W_m и поделить правую и левую части (2.11) на $kRT_к$, то оно примет вид

$$\frac{c^2}{1-\Theta} + \frac{1}{(A_c I)^2} = \frac{(1+a)\cdot(1-b)}{a} \qquad (2.12)$$

Здесь $\Theta = 1 - \frac{r_я^2}{r_c^2}$ в сечении Н.

Выражение (2.12) представляет собой зависимость $M_к$, $\Theta = \mathrm{f}(\mathrm{A}, \mathrm{c}, \mathrm{k}, \varepsilon_0)$, т.е. при зафиксированных независимых переменных (геометрия форсунки, режим ее работы, природа газа) $M_К = f(\Theta)$. В таких условиях при стационарном течении $M_к$ *и* Θ должны иметь единственные значения, причем такие, при которых через форсунку протекает максимальный расход жидкости [3]. Используя это условие, т.е. $\partial M_k / \partial r_я = 0$, из (2.12) можно получить еще одно уравнение, связывающее M_k *и* Θ На границе ядра активного потока, т.е. при $r = r_я$, после преобразований оно имеет вид

$$A_c = \frac{c^2 \varepsilon_0^{\frac{1}{k}}}{2(1-\Theta)^2 (1+a)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{\left[\frac{(1+a)\cdot(1-b)}{a} - \frac{c^2}{1-\Theta}\right]^3}}. \qquad (2.13)$$

Таким образом, три уравнения (2.10), (2.12) и (2.13) в неявном виде выражают связь

$$\Theta,\ M_к,\ I = f(A,\ c,\ \varepsilon_0,\ k),$$

т.е. задавая независимые переменные A, c, ε_0, k из них можно получить единственное сочетание радиальных размеров активного потока в сечении Н (Θ), интенсивности его окружного движения ($M_к$) и распределения в нём плотности газа (I). Этих параметров достаточно для вычисления коэффициента расхода μ. Действительно, сопоставляя выражения (2.13) и (1.8) можно получить формулу

$$\mu = \frac{\rho_K}{\rho_\infty} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{I^2} + \frac{A^2}{1-\Theta}}} . \tag{2.14}$$

Она аналогична той, что была получена Г.Н.Абрамовичем [3] для течения через центробежную форсунку идеальной несжимаемой жидкости. Отличия сводятся к ρ_K / ρ_∞ и I, т.е. к параметрам, учитывающим именно сжимаемость рабочего тела.

3. *АНАЛИЗ РЕШЕНИЯ*

Если рассмотреть полученные формулы при условии, что профиль ρ (r) имеет вид $\rho = const$, то отношение плотностей на границах закрученного потока $\rho_K / \rho_\infty = 1$, а (2.10) преобразуется в

$$I = \Theta$$

Очевидно, что выражение (2.14) примет вид формулы для жидкостной центробежной форсунки. Следовательно, оно обобщает описание движения жидкостей разных фазовых состояний.

Параметры, рассчитанные по этим уравнениям при $\varepsilon_0 \to 0$ имеют своим пределом величины, рассчитанные по уравнениям теории идеальной форсунки. Так при $\varepsilon_0 \to 0$ показатель сжимаемости $M_K \to 0$ (рис. 2 и 3) т.е. скорость звука в жидкости стремится к бесконечности. Характерно, что даже при сверхкритических величинах ε_0 числа Маха $M_K = 1$ достигаются не при любых значениях A. Кроме того, для каждой заданной ε_0, M_K при росте степени закрутки потока не устремляется к бесконечности, а не превышает какого-то предельного значения, которое даже может быть меньше единицы. Формула для вычисления этого предела может быть получена из анализа выражения (2.12). Поскольку отрицательная величина произведения $A_C I$ не имеет физического смысла, то пределом суммы остальных двух членов будет

$$\frac{(1+a)\cdot(1-b)}{a} - \frac{c^2}{1-\Theta} = 0 ,$$

откуда

$$a_{\max} = \frac{(1-\Theta)\cdot(1-b)}{c^2-(1-\Theta)\cdot(1-b)}$$

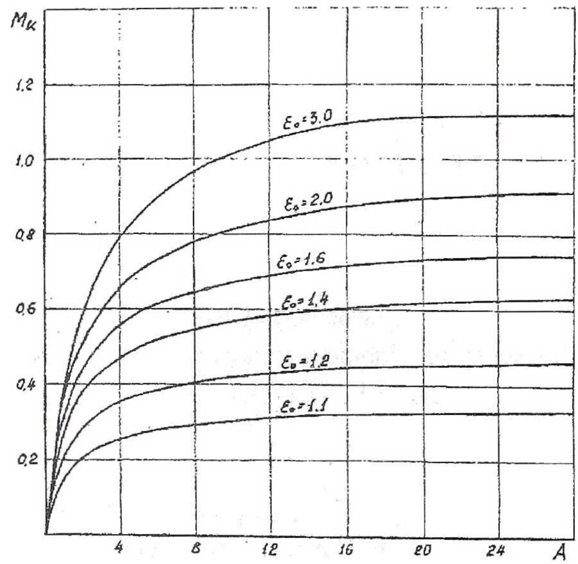

Рис.2. Изменение числа $M_к$ при $C = 1 = const$ $(k = 1,4)$

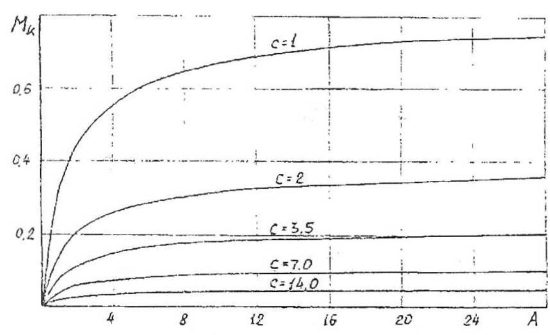

Рис.3. Изменение числа $M_к$ при $\varepsilon_0 = 1,6 = const$ $(k = 1,4)$

Расчеты при k=1,4 и k=1,33 показали, что влияние природы рабочего тела газовых центробежных форсунок на их коэффициент расхода и другие параметры несущественно. Из анализа результатов этих расчетов следует характерная особенность: ***отличие параметров потока сжимаемой жидкости от несжимаемой наиболее отчетливо проявляется в сравнительно небольшом диапазоне изменения критерия A (1,5 … 3).*** В том диапазоне, где при увеличении A (см. рис. 2 и 3) происходит резкий рост $M_к$. При удалении от него в обе стороны влияние сжимаемости, например, на μ, сходит на нет (рис. 4). Отметим, что прирост расчетного коэффициента расхода вычислялся относительно идеального μ_0 [3], а экспериментальных величин - относительно уровня, к которому стремится μ при $\varepsilon_0 \to 1$, т.е. при $\rho(r) \to \rho = const$. Как видно из рис. 4, и характер кривых, и диапазон A, в котором прирост μ максимален, совпадают. Разницу в абсолютных величинах следует отнести к влиянию затопленного характера течения на участке взаимодействия активного потока и его пассивного ядра (от сечения Н до среза сопла).

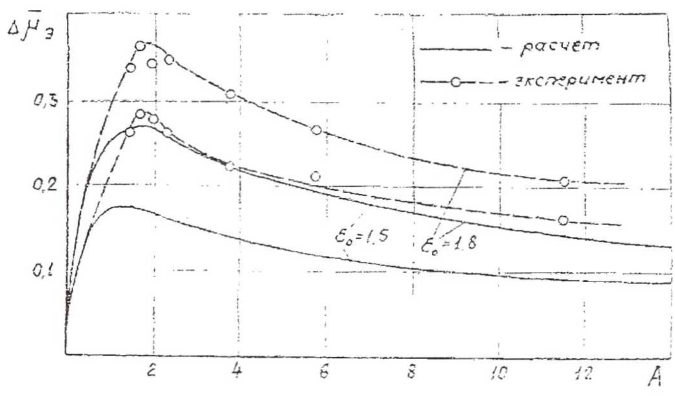

Рис. 4. Относительный прирост μ при разных степенях закрутки потока

Характер зависимостей на рис.4 можно объяснить следующим. В закрученном потоке профиль $P(r)$ не влияет на профиль $\rho(r)$, если жидкость несжимаема, но существенно сказывается на $\rho(r)$ при течении сжимаемой жидкости. С ростом ε_0 разница плотностей (ρ_K / ρ_∞ и I) на границах активного потока в этих профилях становится все заметнее, что влечет за собой прирост μ. С ростом A радиальные размеры пассивного ядра увеличиваются. При этом в соответствии с профилем W_φ (r) - (1.1) уменьшаются градиенты поля центробежных сил по толщине активного птока. Следовательно, разность между плотностями сжимаемой жидкости на границах потока уменьшается, т.е. профиль $\rho(r)$ в этом случае приближается по форме к профилю плотности несжимаемой жидкости. Как следствие этого μ газовой центробежной форсунки приближается по величине к μ_0. При $A \to 0$ толщина активного закрученного потока значительна, но градиенты поля центробежных сил из-за уменьшения закрутки также уменьшаются. По этой причине разница в профилях плотности при $\rho = const$ и $\rho = \rho(r)$ становится все меньше, а $\mu \to \mu_0$.

4. ПРИЛОЖЕНИЕ.

Интеграл радиального распределения относительной плотности по толщине закрученного потока во второй зоне при конкретных значениях показателя изоэнтропы.

Для k = 1,4:

$$I = 2ac \cdot \left\{ A \cdot \sqrt{b(a+1) + \frac{ac^2\theta}{1-\theta}} - B \cdot \sqrt{b(a+1)} + C \cdot D \right\},$$

где

$$A = \frac{\left[b(a+1) + \frac{ac^2}{1-\theta} \right]}{2ac^2} + \frac{7}{3}\left[b(a+1) + \frac{ac^2}{1-\theta} \right] - \frac{ac^2}{3}$$

$$B = \frac{\left[b(a+1) + \frac{ac^2}{1-\theta} \right]^2}{\frac{2ac^2}{1-\theta}} + \frac{7}{3} b(a+1) + \frac{2ac^2}{1-\theta}$$

$$C = \frac{5}{4}\sqrt{\left[b(a+1) + \frac{ac^2}{1-\theta} \right]^3},$$

$$D = \ell n \left\{ \left[\frac{\sqrt{b(a+1) + \frac{ac^2}{1-\theta}} + \sqrt{b(a+1)}}{\sqrt{b(a+1) + \frac{ac^2}{1-\theta}} + \sqrt{b(a+1) + \frac{ac^2\theta}{1-\theta}}} \right]^2 \cdot (1-\theta) \right\}.$$

Для k = 1,33:

$$I = \frac{\Theta}{2}\left[b(a+1)+\frac{ac^2}{1-\Theta}\right]^3 + 3ac^2\left[b(a+1)+\frac{ac^2}{1-\Theta}\right]^2 \cdot \ln\sqrt{1-\Theta} +$$

$$+ \frac{3a^2c^4\Theta}{2(1-\Theta)}\left[b(a+1)+\frac{ac^2}{1-\Theta}\right] - \frac{a^3c^6\Theta(2-\Theta)}{(1-\Theta)^2}$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бородин В.А., Дитякин Ю.Ф., Клячко Г.А., Ягодкин В.И. Распыливание жидкостей –М.: Машиностроение, 1967.

2. Ковылов Ю.Л., Лукачев В.П.. Особенности затопленного течения внутри центробежной форсунки.// Изв.ВУЗов, Сер.Авиационная техника,1976, № 3

3. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика.-М.: ГИТТЛ, 1953

4. Ковылов Ю.Л., Лукачев В.П.. О критерии подобия потоков в центробежных форсунках. // Изв.ВУЗов, Сер.Авиационная техника, 1976, № 1.

5. Васильев О. Ф. Основы механики винтовых и циркуляционных потоков. -М.-Л.: Госэнергоиздат, 1958.

УДК 621.43.056

СОДЕРЖАНИЕ И ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ ГТД

Ковылов Ю.Л., Крашенинников С.В., Цыганов А.М.

Самарский государственный аэрокосмический университет

В Самарском государственном аэрокосмическом университете на кафедре теплотехники и тепловых двигателей проводится разработка характеристики камеры сгорания (ХКС) ГТД, в комплексном виде представляющей информацию о работе этого узла во всём диапазоне возможных режимов его работы [1,2,3].

В качестве координат поля ХКС предлагается использовать два критерия подобия А и В, полученные в работе [4] из совместного рассмотрения уравнений материального и теплового баланса.