

11. Михайлов П.М., Сабуров Э.Н. К аэродинамике вихревых нагревательных устройств. Изв. Вузов, " Энергетика", 1966, № 10.

12. Долгушев В.А., Кабалдин Г.С. Сб. " Теплофизика и технология сушильно-термических процессов" Минск, ИТМО АН БССР, 1974.

13. Римек Ф.Ф. Метод переменных направлений для решений параболических уравнений с конвективным членом. ИФЖ, XXI, 1971, №5.

В.И. Климов, П.А. Сидоров

К РАСЧЕТУ ДВИЖЕНИЯ И ИСПАРЕНИЯ КАПЛИ ТОПЛИВА  
В КРУГОВОМ ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА  
ВИХРЕВОГО КАРБЮРАТОРА

Принятые обозначения

$\tau$  - время, сек

$\varphi$  - угол положения радиуса вектора, град

$z$  - радиус-вектор, мм

$\alpha, \beta$  - расчетные углы, град

$d_{k0}$  - начальный диаметр капли, мм

$d_{ki}$  - текущий диаметр капли, мм

$v_k$  - скорость движения капли и её тангенциальная и радиальная

$(v_{k\varphi}, v_{kz})$  - составляющие, м/сек

$\omega$  - угловая скорость, 1/сек

$v_v$  - скорость потока, м/сек

$\rho_k$  - плотность капли, кг/м<sup>3</sup>

$\rho_B$  - плотность воздуха, кг/м<sup>3</sup>

$\nu_B$  - кинематическая вязкость воздуха, м<sup>2</sup>/сек

$Re(Re_\varphi, Re_z)$  - число Рейнольдса

$C_x(C_{x\varphi}, C_{xz})$  - коэффициент сопротивления

- $S(S_1, S_2)$  - путь движения капли и его радиальная и тангенциальная составляющие, мм
- $\lambda$  - коэффициент теплопроводности, ккал/м час град
- $L_{исп}$  - теплота испарения топлива, ккал/кг
- $T_g$  - температура окружающего воздуха, град
- $T_p$  - равновесная температура испарения капли, град
- $Nu_s$  - тепловой критерий Нуссельта

В данной статье в первом приближении приведено теоретическое исследование испаряемости топлива в вихревом карбюраторе на примере движения и испарения отдельных капель в круговом осесимметричном потоке.

Число факторов сказывающих влияние на скорость движения и испарения капель в общем случае достаточно велико и разнообразно, поэтому внимание обычно сосредоточивается на отдельных элементах этого процесса.

Рассмотрим сначала вопрос о движении отдельной капли без массообмена (т.е. неиспаряющейся капли), а затем полученные данные используем при расчётах связанных с тепло - и массообменом. Будем считать, что при истечении струи топлива из распылителя за счет большого перепада давления на оси вихря и высокого уровня направленной турбулентности ядра вихря происходит её дробление на отдельные капли, которые увлекаются круговым потоком. При этом капля топлива имеет шарообразную форму и в процессе ее увлечения потоком воздуха не деформируется. Силами тяжести, магнитными, электрическими и др., а также комплексом возникающих нестационарных эффектов, как весьма малыми величинами в сравнении с силой сопротивления движению, пренебрегаем.

Напишем уравнение движения капли топлива в поле плоского кругового осесимметричного потока воздуха переменной скорости, для чего выберем полярную систему координат, поместив её полюс "0" в центре потока. Тогда положение капли топлива (точка М) в любой момент времени будет определяться величиной полярного радиуса вектора  $z$  и величиной угла  $\varphi$  (рис.1).

Начальные условия -  $\tau = 0, \alpha = 0, \beta = 0, v_{\kappa\varphi} = 0, \varphi = \varphi_0,$

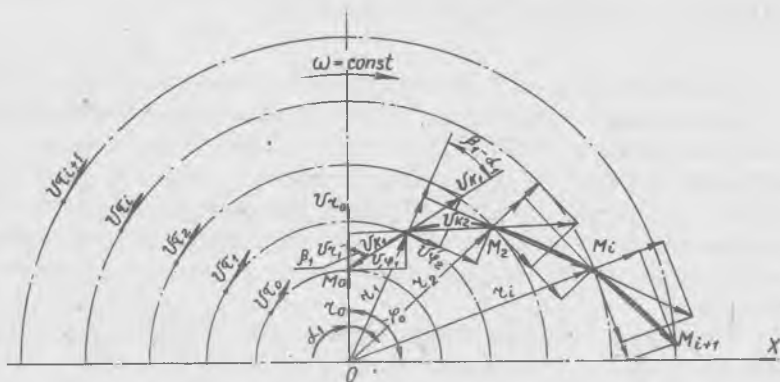
$z = z_0, v_{\kappa z} = v_{\kappa z_0}, d_{\kappa} = d_{\kappa_0}.$

**Изучение движения капли топлива в среде с сопротивлением ба-**

зируется на уравнении движения центра масс твердого шара, которое запишем в виде системы уравнений

$$\frac{\pi d_k^3}{6} \rho_k \frac{dv_{xy}}{dt} = -c_{xy} \frac{\pi d_k^3}{4} \rho_g \frac{(v_{xy} - v_c)^2}{2}, \quad (1)$$

$$\frac{\pi d_k^3}{6} \rho_k \frac{dv_{xz}}{dt} = -c_{xz} \frac{\pi d_k^3}{4} \rho_g \frac{v_{xz}^2}{2} - \frac{\pi d_k^3}{6} \rho_k \frac{v_c^2}{z}. \quad (2)$$



Р и с. 1. Вывод уравнения движения капли топлива в потоке воздуха переменных параметров:

— траектория капли; - - линия потока капли

Второй член правой части уравнения (2) — сила сопротивления от градиента давления воздушного потока.

Коэффициенты сопротивления движению  $c_{xy}$ ,  $c_{xz}$  определим по формуле, предложенной Вырубовым [1].

$$c_{xy} = \frac{B}{\sqrt{Re_y}}, \quad c_{xz} = \frac{B}{\sqrt{Re_z}}, \quad (3)$$

где  $B=14$  при  $(10 \leq Re \leq 500)$ ;

$$Re_y = \frac{(v_{xy} - v_c) d_k}{\nu_g}, \quad Re_z = \frac{v_{xz} d_k}{\nu_g} \quad (4)$$

( $\nu_g$  — кинематическая вязкость воздуха).

Тогда систему уравнений (1), (2), (3), (4) после преобразований запишем в окончательном виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_{xy}}{dt} &= \frac{3}{4} B \frac{\rho_g}{\rho_k} \frac{\nu_g^{1/2}}{d_k} (\omega z - v_{xy})^{3/2}, \\ \frac{dv_{xz}}{dt} &= \frac{3}{4} B \frac{\rho_g}{\rho_k} \frac{\nu_g^{1/2}}{d_k} v_{xz}^{3/2} - \omega^2 z \frac{\rho_g}{\rho_k}. \end{aligned} \right\}$$

(5)

Система уравнений (5) представляет собой нелинейные дифференциальные уравнения второго порядка ( $v_{xy} = \frac{dS_y}{d\tau}$ ,  $v_{xz} = \frac{dS_z}{d\tau}$ ) относительно функций  $S_y = f(\tau)$  и  $S_z = g(\tau)$  и не может быть сведена к квадратурам, как это обычно удаётся сделать при движении капли в потоке постоянной скорости. Поэтому рассмотрим наиболее простой способ решения.

Разобьём путь движения капли на малые интервалы, соответствующие  $\Delta\tau$ . Поле скоростей потока в точках каждого интервала примем равномерным и равным его значению в начальной точке интервала разбиения. Тогда для каждого интервала систему уравнений (5) можно записать в конечных приращениях. Перемещаясь от интервала к интервалу, получим приближённое решение во всей области, оно будет тем точнее, чем меньше интервал  $\Delta\tau$ . После соответствующих преобразований найдём следующие расчётные соотношения в виде формул:

$$v_{xy_{i+1}} = v_{xi} \sin(\beta_i - \alpha_i) + \Delta v_{xy(i+1)}; \quad (6)$$

$$v_{xz(i+1)} = v_{xi} \cos(\beta_i - \alpha_i) + \Delta v_{xz(i+1)}; \quad (7)$$

$$v_{xi(i+1)} = \sqrt{v_{xy(i+1)}^2 + v_{xz(i+1)}^2}; \quad (8)$$

$$S_{y(i+1)} = S_{yi} + \Delta S_{y(i+1)}; \quad (9)$$

$$S_{z(i+1)} = S_{zi} + \Delta S_{z(i+1)}; \quad (10)$$

$$S_{i(i+1)} = S_i + \Delta S_{i(i+1)}, \quad (11)$$

где  $\Delta S_{y(i+1)} = v_{xy(i+1)} \Delta\tau;$  (12)

$$\Delta S_{z(i+1)} = v_{xz(i+1)} \Delta\tau; \quad (13)$$

$$\Delta v_{xy(i+1)} = \frac{3}{4} B \frac{\rho_g}{\rho_k} \frac{v_g^{1/2}}{d_k^{3/2}} \left[ \omega z_{i+1} - v_{xi} \sin(\beta_i - \alpha_i) \right]^{3/2} \Delta\tau; \quad (14)$$

$$\Delta v_{xz(i+1)} = \frac{3}{4} B \frac{\rho_g}{\rho_k} \frac{v_g^{1/2}}{d_k^{3/2}} v_{xi}^{3/2} \cos^2(\beta_i - \alpha_i) \Delta\tau - \omega^2 z_{i+1} \frac{\rho_g}{\rho_k} \Delta\tau; \quad (15)$$

$$\Delta S_{i+1} = \sqrt{\Delta S_{y(i+1)}^2 + \Delta S_{z(i+1)}^2}; \quad (16)$$

$$\beta_i = \arctg \frac{\Delta S_{y_i}}{\Delta S_{z_i}}; \quad (17)$$

$$\alpha_i = \arctg \frac{\Delta S_{y_i}}{S_{z_i}}; \quad (18)$$

$$\varphi_{i+1} = \frac{S_{z_i}}{\cos \alpha_i}. \quad (19)$$

Рассмотрим вопрос о тепло- и массообмене движущейся капли с окружающей средой. Будем считать, что испарение капли строго подчиняется закону кинетики испарения-закону Срезневского  $\frac{d(d_k)}{dt} = const$  и что в процессе испарения температура капли остаётся постоянной и равной температуре её равновесного испарения.

Теоретический анализ испарения капли, основанный на концепции приведенной плёнки, выполнил Франк-Каменецкий [2]. Полагая, что испарение происходит по всей поверхности, этот метод даёт возможность определить скорость испарения капли используя обыкновенное дифференциальное уравнение [3]

$$d_k d(d_k) = -4 \frac{\lambda Nut}{\rho_k} \frac{T_g - T_p - \Delta \tau}{L_{исп}} \quad (20)$$

Проинтегрировав это выражение в пределах от  $d_{k_i}$  до  $d_{k(i+1)}$ , найдём зависимость текущего диаметра капли от времени испарения для выбранного интервала разбиения

$$d_{k(i+1)} = \sqrt{d_{k_i}^2 - 4 \frac{\lambda Nut}{\rho_k} \frac{T_g - T_p - \Delta \tau}{L_{исп}}}. \quad (21)$$

Тепловой критерий Нуссельта определим из уравнения [4]

$$Nu_g = 2 + 0,51 \sqrt{Re_g^2 + Re_2^2}. \quad (22)$$

Тогда уравнение (21) запишем в окончательном виде

$$d_{k_{i+1}} = \sqrt{d_{k_i}^2 - 4 \frac{\lambda}{\rho_k} \frac{T_g - T_p}{L_{исп}} \left[ 2 + 0,14 d_k^{1/2} \sqrt{(\omega z_{i+1} - v_{k y_{i+1}})^2 + v_{k z_{i+1}}^2} \right] \Delta \tau}. \quad (23)$$

Заменив в уравнениях (14) и (15) значения  $d_k$  на  $d_{k(i+1)}$  из уравнения (23), получим приближённое решение задачи о движении испаряющейся капли топлива в круговом осесимметричном потоке воздуха вихревого карбюратора.

Расчёты были проведены на ЭВМ "Мир-1" при условиях, характерных для работы карбюратора.

С увеличением скорости воздушного потока на входе в карбюратор

( увеличением  $\omega$  ) возрастает относительная скорость движения капли (скорость обдува), которая приводит к увеличению значений  $Re$  и  $Nu_z$ , но при этом, как показано в табл. I, уменьшается путь и время пребывания капли в поле кругового потока, что, в конечном итоге, снижает скорость испарения ( $d_{к0} = 0,01 \text{ мм}$ ;  $T_0 = 0^\circ\text{C}$ ,  $T_p = -10^\circ\text{C}$ ).

Т а б л и ц а I

Параметры, характеризующие движение испаряющейся капли в зависимости от угловой скорости  $\omega$

$\omega$ 1/сек	$z$ мм	$\tau$ сек	$S$ мм	$d_k$ мм (конечный)
1000	30,05	0,0154	213,87	0,0049
1500	30,05	0,0085	158,34	0,0073
2500	30,92	0,0047	144,12	0,0085

С уменьшением перепада давления  $\Delta P_a$ , срабатываемого на карбураторе с 93 до 33 мм рт.ст. процент испаряемости (ПИ) возрастает от 85 до 93%.

Повышение температуры окружающей среды увеличивает коэффициент диффузии паров и повышает упругость насыщенных паров. Оба фактора способствуют повышению интенсивности испарения. Как показано в табл. 2, с повышением температуры воздуха увеличивается интенсивность испарения, т.е. уменьшения диаметра капли с одновременным увеличением пути и времени пребывания капли в круговом потоке  $\omega = 500$  1/сек;  $d_{к0} = 0,025$  мм.

Т а б л и ц а 2

Параметры, характеризующие движение испаряющейся капли в зависимости от  $(T_B - T_P)$

$T^\circ\text{C}$		$z$ мм	$\tau$ сек	$S$ мм	$d_k$ мм (конечный)
$T_B$	$T_P$				
15	-3	40,23	0,0208	118,11	0,0194
23	-2	40,20	0,0218	132,02	0,0154
50	+2	30,73	0,023	140,9	0

Влияние начального диаметра испаряющейся капли на траекторию её движения показано на рис.2, а в табл.3 приведены параметры,

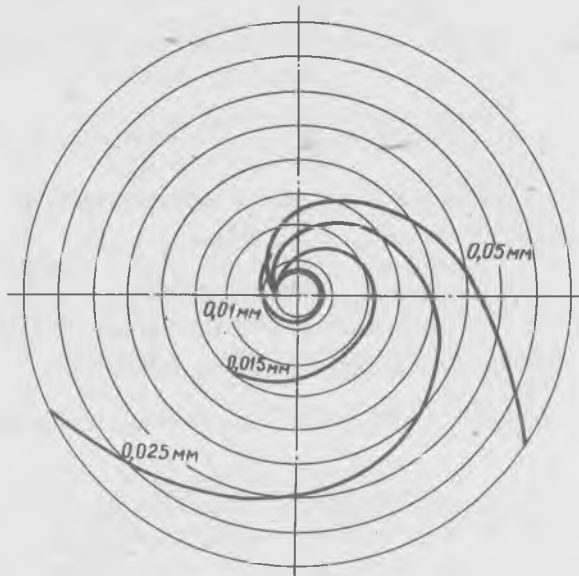
Т а б л и ц а 3

Параметры, характеризующие движение испаряющихся капель различного диаметра

$d$ КО <sup>ММ</sup>	:	$z$ ММ	:	$\tau$ сек	:	$S$ ММ	:	$d_K$ ММ (конечный)
0,01		6,60		0,011		24,2		0
0,015		15,3		0,016		45,3		0
0,025		40,23		0,0208		118,11		0,0194
0,05		40,11		0,0218		63,17		0,0463

характеризующие этот процесс ( $\omega = 500$  л/сек;  $T_B = 15^\circ\text{C}$ ;  $T_P = -3^\circ\text{C}$ ). В данном случае, как и в предыдущих, с уменьшением диаметра капли увеличивается путь и время её пребывания в круговом потоке и, тем самым, увеличивается скорость испарения. Для сравнения можно отметить, что по данным работы [4] капля воды диаметром 0,01мм разгоняется от нулевой скорости до скорости потока  $v = 40$  м/сек в прямоструйном потоке на участке длиной 25 мм. В круговом же потоке вихревого карбюратора ( $\phi$  смесительной камеры 60 мм) при скорости потока на входе 45 м/сек спиральный путь движения испаряющейся капли того же диаметра равен 158,34 мм, т.е. в 6 раз больше.

Приведенные результаты характеризуют скорее качественную, чем количественную сторону движения и испарения отдельных капель топлива при принятых допущениях. Для проведения полной количественной оценки испаряемости топлива в круговом потоке нет в настоящее время точных данных по спектру диаметров капель в зоне распыла и величине тепло - и массообмена капель с окружающей средой. Как показали исследования [5], по испаряемости капель топлива в обычном диффузорном карбюраторе, для диаметра капли изооктана  $d_K = 0,125$  мм расчетные значения испаряемости оказались в 3,75 раза меньше экспериментальных, а для  $d_K = 0,04$  мм в 1,9 раза меньше.



Р и с. 2. Траектории движения испаряющихся капель топлива в круговом потоке вихревого карбюратора при  $w = 500$  1/сек ;  $T_a = 15^\circ\text{C}$  ;  $T_p = -3^\circ\text{C}$

#### В ы в о д ы

1. Получены аналитические зависимости, позволяющие определить характер движения испаряющихся капель топлива в круговом потоке воздуха вихревого карбюратора.
2. Приведены качественная и в первом приближении количественная оценки испаряемости капель топлива в вихревом карбюраторе.
3. Установлено, что для разработки методики предварительного расчета испаряемости топлива в вихревом карбюраторе необходимо проведение тщательных экспериментальных исследований по определению среднего диаметра капель в спектре распыла и уточнению данных по массо - и теплообмену капли с окружающей средой в области температур, которые меньше температуры кипения топлива.



## Л и т е р а т у р а

1. В ы р у б о в Д.Н. Теплопередача и испарение капель. ЭТФ, 1974, № 9.

2. Ф р а н к - К а м е н е ц к и й Д.А. Теплопроводность и диффузия в химической кинетике. АН СССР, 1947.

3. И л ь я ш е н к о С.М., Т а л а н т о в А.В. Теория и расчёт прямооточных камер сгорания. М., "Машиностроение", 1964.

4. Р а у ш е н б а х Б.В. и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М., "Машиностроение", 1964.

5. Экспресс-информация " Поршневые и газотурбинные двигатели". 1974, № 37.

В.Т. Волов, Н.Д. Колышев, В.Г. Шахов

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЛЬНО-КОЛЬЦЕВЫХ ДИФфуЗОРОВ С ЗАКРУЧЕННЫМ ПОТОКОМ

### Принятые обозначения

$F_c$  - площадь сопел

$S = \pi D_{тр}^2 / 4$  - площадь поперечного сечения труб

$D_{тр}$  - диаметр труб  $\bar{F}_c = F_c / S$

$D_\partial$  - диаметр диффузора  $\bar{D}_\partial = D_\partial / D_{тр}$

$R_\partial$  - радиус диффузора  $\bar{R}_\partial = R_\partial / D_{тр}$

$L_{тр}$  - длина труб  $\bar{L}_{тр} = L_{тр} / D_{тр}$

$z_0$  - начальный радиус диффузора  $\bar{z} = z / z_0$

$W$  - полная скорость потока

$W_r$  - радиальная скорость

$W_c$  - окружная скорость

$a_{кр}$  - критическая скорость звука  $\lambda = W / a_{кр}$ ;  $\lambda_r = W_r / a_{кр}$ ;  $\lambda_c = W_c / a_{кр}$