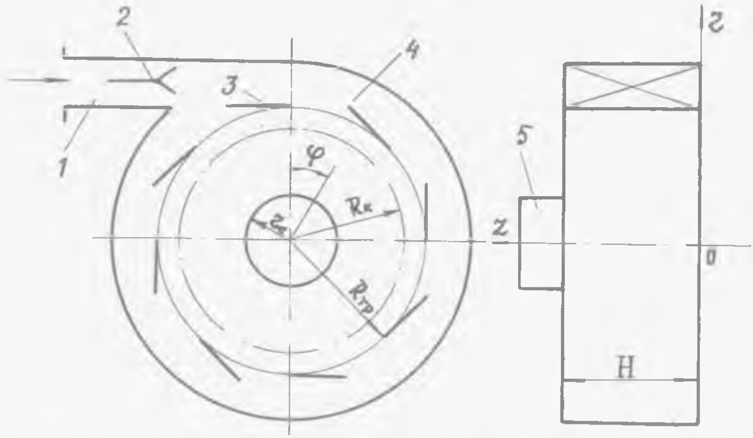
2. Rott N. On the viscous core of a line vortex. ZAMP, 1958, v. 9B, p. 543-553

УДК 621.165

В.М.Глущенко, Ю.Л.Вороновский

ВЛИЯНИЕ ВИХРЕВОГО ЭФФЕКТА НА ТЕПЛОМАССООБМЕН В ГЕНЕРАТОРЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ АЭРОЗОЛЕЙ

Проведение экспериментальных исследований по определению оптимальных условий процесса получения аэрозоля в широком диапазоне изменения геометрических размеров генератора, а также температурного и аэродинамического режимов связано с большими затратами времени и средств. Более рациональным является разработка физико-математической модели вихревого генератора термомеханических аэрозолей.



Р и с. I. Принципиальная схема генератора аэрозолей

На рис. I представлена принципиальная схема генератора аэрозолей, состоящего из вихревой камеры 4, в тангенциальном патрубке I которой установлен распылитель 2. Подводимый горячий газ смешивается с распыленной жидкостью и через входные каналы, образованные направляющими лопатками 3, поступает в вихревую трубу. При этом капли будут увлекаться закрученным потоком и испаряться, а пары жидкости на выходе из сопла (диафрагмы) 5 будут конденсироваться с образованием аэрозоля.

При математическом описании процесса принимаем следующие допущения: поток плоский и осесимметричный; капли жидкости сферические; объемная концентрация капель мала; коагуляция и дробление капель отсутствует; вихревой поток турбулентный с принятием гипотезы постоянства эффективных (турбулентных) коэффициентов вязкости и теплопроводности [I].

Уравнение динамики одиночной капли с учетом ее прогрева и испарения записывается следующим образом:

$$\frac{d\vec{V}'}{dt} = \frac{3}{4}\frac{\rho}{\rho'}C_ш\frac{|\vec{V}-\vec{V}'|}{D}(\vec{V}-\vec{V}') - \frac{3}{D}\vec{V}'\frac{dD}{dt} + \vec{g} \tag{I}$$

Система уравнений (I) в проекциях на оси цилиндрической системы координат r, φ, z принимает вид:

$$\frac{dV'}{dt} = \frac{3}{4}\frac{\rho}{\rho'}C_ш\frac{|\vec{V}-\vec{V}'|}{D}(V-V') + \frac{W'^2}{r} - \frac{3}{D}V'\frac{dD}{dt}, \tag{2}$$

$$\frac{dW'}{dt} = \frac{3}{4}\frac{\rho}{\rho'}C_ш\frac{|\vec{V}-\vec{V}'|}{D}(W-W') - \frac{V'W'}{r} - \frac{3}{D}W'\frac{dD}{dt}; \tag{3}$$

$$\frac{dU'}{dt} = \frac{3}{4}\frac{\rho}{\rho'}C_ш\frac{|\vec{V}-\vec{V}'|}{D}(U-U') - g - \frac{3}{D}U'\frac{dD}{dt} \tag{4}$$

Уравнения (2)-(4) дополняются условиями кинематики:

$$\frac{dr}{dt} = V'; \quad \frac{d\varphi}{dt} = \frac{W'}{r}; \quad \frac{dz}{dt} = U' \tag{5}$$

Составляющие скорости закрученного потока газа определяются согласно [I]:

$$\frac{V}{|V_к|} = -\frac{R_к}{r}; \qquad \frac{W}{W_к} = \left(\frac{r}{R_к}\right)^{1-k}; \quad U=0, \tag{6}$$

где $V_к = -\dfrac{Q}{2\pi R_к H}$, $W_к = \dfrac{Q}{m f_к}$ – составляющие скорости газа на радиусе начальной закрутки $R_к$;

$k = \dfrac{\rho|V_к|R_к}{\mu_т}$ – турублентный аналог числа Рейнольдса.

В связи с малоизученностью влияния испарения капель на коэффициент сопротивления $C_ш$ принимаем допущение о равенстве коэффициентов испаряющейся и неиспаряющейся капли. Тогда коэффициент аэродинамического сопротивления в зависимости от режима обтекания капли может быть представлен следующим образом:

$$C_ш = \frac{24}{Re} \text{ при } Re = \frac{\rho|\vec{V}-\vec{V}'|D}{\mu} < 1, \tag{7}$$
$$C_ш = \frac{24}{Re} + \frac{4}{3}\frac{1}{Re^{1/3}} \text{ при } Re > 1$$

Система уравнений (2)-(7) замыкается уравнениями тепло- и массообмена для сферической капли [2]:

при $T' < T_{исп}$

$$\frac{\pi D^3}{6}C'\frac{dT'}{dt} = \alpha\pi D^2(T-T'), \tag{8}$$

$$D = D_K ; \qquad (9)$$

при $T' \geqslant T_{исп}$.

$$\frac{dD}{dt} = -\frac{2\lambda Nu}{\rho' c D} \ln\left[1 + \frac{c}{L}(T - T')\right]; \qquad (10)$$

$$T' = T'_K . \qquad (11)$$

Изменение температуры газа T принимаем согласно [1]:

$$T = 1 - \frac{(\varkappa-1)(k-1)}{2k-2-kPr_T} M_K^2 \left[1 - \left(\frac{r}{R_K}\right)^{-kPr_T} + \frac{kPr_T}{2k-2}\left(\left(\frac{r}{R_K}\right)^{2-2k} - 1\right)\right] \qquad (12)$$

Начальные условия определяются координатами и параметрами капель жидкости на входе в вихревую трубу:

$$t=0:\ r = r_0;\ \varphi = \varphi_0,\ z = z_0,\ V' = V'_K;\ W = W'_K;\ U = U'_K;\ T' = T'_K;\ D = D_K , \qquad (13)$$

а их численные значения зависят от конструкции распылителя и режима подачи.

Система уравнений (2)-(13) для численного решения была приведена к безразмерному виду. В качестве масштабов приведения были выбраны:

$$\bar t = t\frac{|V_K|}{R_K},\ \bar r = \frac{r}{R_K};\ \bar z = \frac{z}{H};\ \bar V' = \frac{V'}{|V_K|}; \qquad (14)$$
$$\bar W' = \frac{W}{W_K};\ \bar U' = \frac{U'}{|V_K|};\ \bar T = \frac{T}{T_K};\ \bar T' = \frac{T}{T'_K};\ \bar D = \frac{D}{D_K}$$

Систему уравнений динамики, кинематики и тепломассообмена с учетом (7) и (14), опуская черточки над безразмерными величинами, можно представить в виде:

$$\frac{dV'}{dt} = C_w \frac{Re'}{24St}\left(-\frac{B_1}{r} - V'\right) - B_2^2\frac{W'^2}{r} - \frac{3}{D}V'\frac{dD}{dt}; \qquad (15)$$

$$\frac{dW'}{dt} = C_w \frac{Re'}{24St}\left(B_4 r^{1-k} - W'\right) - \frac{V'W'}{r} - \frac{3}{D}W'\frac{dD}{dt}; \qquad (16)$$

$$\frac{dU'}{dt} = C_w \frac{Re'}{24St}U' - Fr - \frac{3}{D}U'\frac{dD}{dt}; \qquad (17)$$

$$\frac{dr}{dt} = V';\quad \frac{d\varphi}{dt} = B_2\frac{W'}{r};\quad \frac{dz}{dt} = \ell U'; \qquad (18)$$

при $T' < B_7$

$$\frac{dT'}{dt} = 6\frac{Nu}{Pr\,Re_K}\ \frac{\rho}{\rho'}\ \frac{c}{c'}\ \frac{R_K}{D_K}\ \frac{1}{D^2}(B_5 T - T'); \qquad (19)$$

$$D = 1; \qquad (20)$$

при $T' \geqslant B_7$

$$\frac{dD}{dt} = -2\frac{Nu}{Pr\,Re_K}\ \frac{\rho}{\rho'}\ \frac{R_K}{D_K}\ \frac{1}{D}\ln\left[1 + B_6(B_5 T - T')\right]; \qquad (21)$$

$$T' = 1. \qquad (22)$$

Здесь $Re_к = \frac{\rho D|V_к|}{\mu}$, $St = \frac{\rho' D_к^2 |V_к| D^2}{18\mu R_к}$, $Fr = \frac{g R_к}{|V_к|^2}$,

$$Re' = Re_к D\sqrt{\left(-\frac{B_1}{r} - V'\right)^2 + \left(B_3 r^{1-k} - B_2 W'\right)^2 + U'^2},$$

$Pr = \frac{\mu c}{\lambda}$; $Nu = \frac{\alpha D D_к}{\lambda_т}$, определяемое согласно [3]:

$$Nu = 2 + 0{,}55 Re'^{0{,}5} Pr^{0{,}333},$$

$$B_1 = \frac{|V_к|}{|V_к'|};\quad B_2 = \frac{W_к}{|V_к'|};\quad B_3 = \frac{W_к}{|V_к'|};\quad B_4 = \frac{W_к}{W_к'},$$

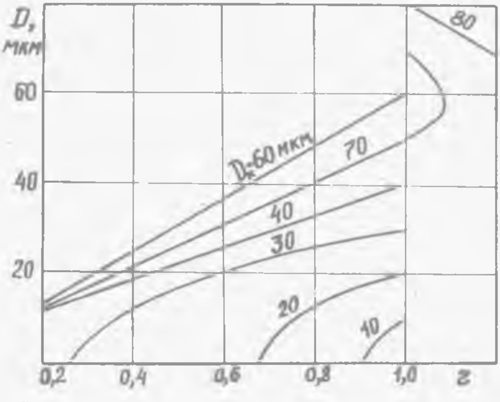
$$B_5 = \frac{T_к}{T_к'};\quad B_6 = \frac{c T_к'}{L};\quad B_7 = \frac{T_{исп}}{T_к'};\quad l = \frac{R_к}{H}$$

Начальные условия в безразмерном виде будут следующими:

$$t = 0:\ r = \bar{r}_o;\ \varphi = \bar{\varphi}_o;\ z = \bar{z}_o;\ V' = -1;\ W' = 1;\ U' = 0;\ T' = 1;\ D = 1, \tag{23}$$

где $\bar{r}_o, \bar{\varphi}_o, \bar{z}_o$ – безразмерные координаты капли на входе в вихревую трубу.

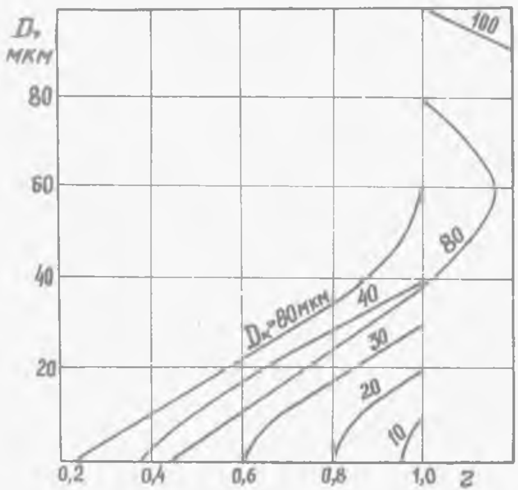
Система уравнений (15)-(22) с начальными условиями (23) решалась численно методом Рунге-Кутта на ЭВМ ЕС-1022.



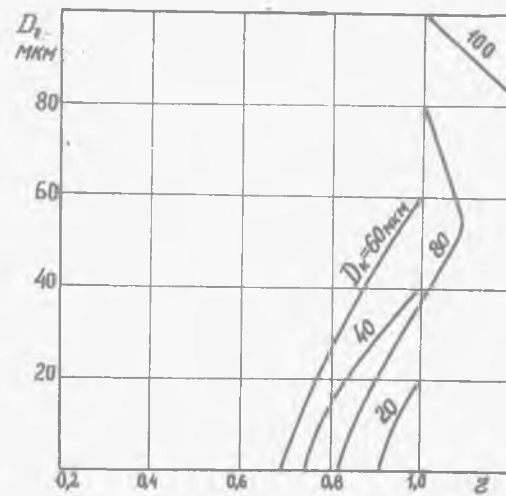
Р и с. 2. Изменение диаметра капель по радиусу при $T_к$ = 200°С

Программа расчета была составлена таким образом, чтобы получить в момент времени траекторию движения капли, составляющие скорости и размер капли. При достижении значения $D < 0{,}01 D_к$ считаем, что капля испарилась, а при $r \geq R_{тр}$ или $r < r_c$ – коснулась стенки или вылетела из генератора соответственно. Расчеты проводились для частиц воды с изменением параметров: геометрическая характеристика генератора $B = \frac{2\pi R_к H}{m f_к} = 1-7$; входная скорость $W_к$ = 10-20 м/с; температура газа $T_к$ = 200-600°С; начальный диаметр капель D = 10-100 мкм.

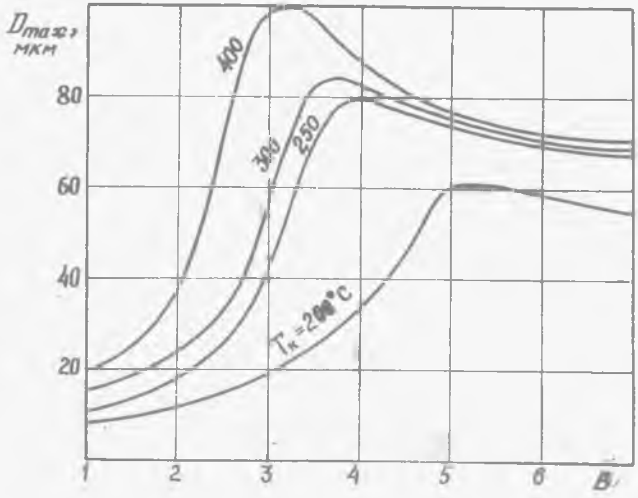
Оптимальный режим работы генератора достигается при испарении капель максимального размера с исключением уноса в сопло неиспарившихся капель. На рис. 2-4 представлено изменение диаметра испаряющихся капель по радиусу вихревого генератора. Как следует из графиков(рис.2), при температуре на входе $T_к$ = 200°С полностью испаряются капли меньше 30 мкм, капли с $D_к$ = 40-70 мкм не успевают полностью испариться и выхо-



Р и с. 3. Изменение диаметра капель различных начальных размеров по радиусу генератора при $T_к$ = 250°С



Р и с. 4. Изменение диаметра капель различных начальных размеров по радиусу генератора при $T_к$ = 400°С дят в сопло с размером D = 12-14 мкм, а капли $D_к \geqslant$ 80 мкм сепарируются на боковую поверхность вихревой трубы. При $T_к$ = 250°C (рис.3) полностью испаряются капли $D_к \leqslant$ 80 мкм, а более крупные сепарируются. Дальнейшее повышение температуры $T_к$ = 400°C (рис. 4) обеспечивает испарение на радиусах ближе к $R_к$, однако максимальный размер полностью испаряющихся капель почти не увеличивается. Следовательно, при разработке вихревых генераторов термомеханических аэрозолей номинальный температурный режим находится в пределах 250-300°C.



Р и с. 5. Зависимость максимального диаметра испаряющихся капель от геометрической характеристики входа

Из рис. 5 следует, что с увеличением $T_к$ параметр B необходимо уменьшить, при этом предпочтительна разработка генераторов с геометрической характеристикой входа 3-4.

Таким образом, проведение данных исследований позволяет выбрать номинальный температурный режим, оптимизировать геометрические характеристики вихревого генератора термомеханических аэрозолей.

Л и т е р а т у р а

1. Жигула В.А., Коваль В.П. Газодинамика закрученного потока. - Прикладная механика.-Киев, 1975, т. II, вып. 9, с. 65-72.

2. Раушенбах Б.В., Белый С.А., Беспалов И.В. и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. - М.: Машиностроение, 1964. — 526 с.