2. Анализ экспериментальных данных показал, что повышение температуры горячего конца вихревой трубы тем больше зависит от ширины зазора между улиткой и горячим концом трубы, чем шире зазор.
3. Разработанная схема вихревой трубы с отбором потока из кольцевого зазора более эффективна, чем обычная вихревая труба и при использовании перегретого водяного пара.

В.А. Успенский, В.Е. Кирпиченко

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ И ТЕПЛОВОЙ РАСЧЕТ ВИХРЕВОГО ЭНЕРГОРАЗДЕЛИТЕЛЯ С ПЫЛЕПРИЕМНИКОМ

Принятые обозначения

r, z – оси цилиндрической системы координат

u, v, w – проекции скорости на координатные оси, соответственно радиальная тангенциальная и осевая, м/сек

p_0 – начальное давление доменного газа, н/м^2

ρ – массовая плотность газа, кг.сек^2/м^4

ν – коэффициент кинематической вязкости жидкости, м^2/сек

ω – угловая скорость вращения потока

Q_0 – расход газа, м^3/сек

Q_1 – расход охлажденного газа, м^3/сек

Q_2 – расход подогретого газа м^3/сек

c_p – удельная теплоёмкость

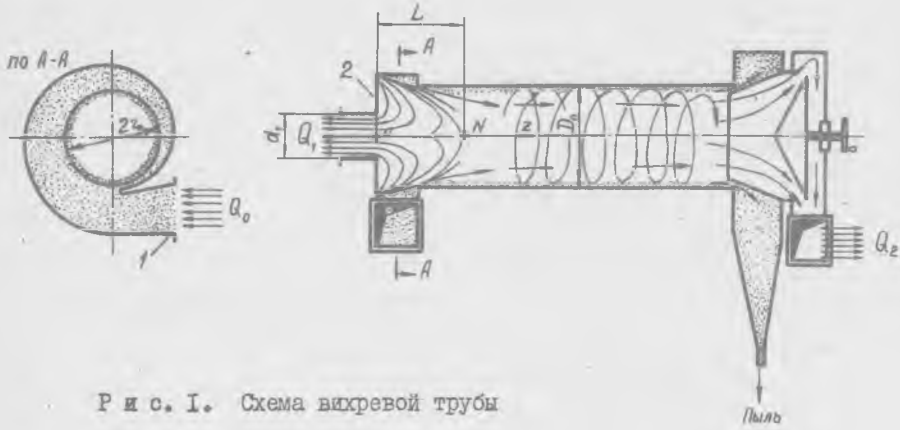
T – термодинамическая температура, К

D_0 – диаметр аппарата, мм

Рассмотрим ряд задач, решения которых могут быть положены в основу методики инженерного расчета вихревых энергоразделителей с пылеприемниками.

Принципиальная схема вихревого аппарата, который был нами исследован, приведена на рис.I.

Допустим, что режим течения газового потока в аппарате турбулентный, а рабочая среда – вязкий сжимаемый газ. Движение газа в рабочей полости аппарата представим как результат сложения двух течений. Будем считать, что закрутку газового потока, которая образуется в улиточном завихрителе 2 при поступлении в него газа через сопло I, можно имитировать действием на газ вращающегося



Р и с. I. Схема вихревой трубы

жидкого диска, размещенного в области улиточного завихрителя и проницаемого для холодной части отходящих газов. Потенциальные скорости этого диска по радиусу имеют такой же закон изменения, какой улавливается в сечении цилиндра при поступлении в него газа через тангенциально установленное сопло (или сопла).

Второе течение, отражающее расход рабочей среды через аппарат, построим, использовав метод особенностей, широко применяемый в гидродинамических расчетах [I] . По периферии улитки у стенки, где расположена диафрагма, разместим кольцевой источник, а в центре диаграммы на оси аппарата установим сток с производительностью, равной расходу охлаждаемого газа. Разность в расходах между кольцевым источником и центральным стоком составит расход подогретого газа.

При выводе математической расчетной модели для определения полей скоростей в рабочей полости вихревого энергоразделителя руководствовались не только экспериментальными сведениям о формировании потоков в аппарате, но и предполагаемыми условиями той аэродинамической ситуации, которая приводит к появлению эффекта энергетического разделения. Тангенциальные составляющие скорости газового потока во всех сечениях аппарата, где замечены значительные градиенты температуры по радиусу, существенно превышают по абсолютной величине осевую и радиальную составляющие и сильно деформируют эпюры полей этих скоростей. Поэтому, задавшись вторым течением и полагая использовать при его нахождении методы, разработанные для идеальных сред, большие надежды возлагаются на решение задачи о первом течении для трехмерного турбулентного потока вязкой жидкости в цилиндрической области при наличии теплопереноса. Поместим в точку 0 начало цилиндрической системы координат, направив осевую координату по оси аппарата в сторону дроссельного клапана (см. рис.I). Уравнение движения первого рассматриваемого течения и уравнение неразрывности в этом случае будет иметь вид [I]

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_j} + \nu_0 \nabla^2 v_i + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x_j}\left(-\rho v_i' v_j'\right); \qquad (I)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_j} = 0, \qquad (2)$$

где

$$x_1 = r;\ x_2 = \theta;\ x_3 = z;\ v_1 = u;\ v_2 = v;\ v_3 = w.$$

Элементы тензора турбулентного напряжения в уравнении (I) выразим через осредненные скорости деформации, применив полуэмпирическую теорию Прандтля [I] :

$$-\rho \overline{u'^2} = 2A\frac{\partial u}{\partial r};$$

$$-\rho \overline{v'^2} = 2A\left(\frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{u}{r}\right);$$

$$-\rho \overline{u'v'} = 2A\left(\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r}\right);$$

$$-\rho \overline{w'^2} = 2A\frac{\partial w}{\partial z};$$

$$-\rho \overline{u'w'} = A\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r}\right);$$

$$-\rho \overline{v w} = A\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{r}\,\frac{\partial w}{\partial c}\right). \tag{3}$$

Учитывая то, что коэффициент турбулентной вязкости является линейной функцией радиуса (увеличивается от центра аппарата к его периферии) система уравнений (I)-(3) решена численно при следующих граничных условиях:

$$u=0, \quad v=\omega(r/r), \quad w=0, \; p=p_0 \quad при\ z=0;$$

$$u=0, \quad v=0, \; w=const, \; p=const \; при\ z=\infty. \tag{4}$$

Результаты расчета обработаны так, что компоненты скорости в любой точке аппарата могут быть найдены по выражениям

$$u=r\omega F(\varphi); \; v=r\omega G(\varphi); \quad w=\sqrt{\nu\omega}\,H(\varphi);$$

$$p=r\omega\sqrt{\nu\omega p(\varphi)}; \quad T=rT(\varphi), \tag{5}$$

где $\quad \varphi = z\sqrt{\nu}\;; \; \nu=\frac{w}{\nu}\;; \; \nu=B\nu_0$.

Значения функций безразмерных компонентов скорости приведены на рис.2.

Перейдем к определению полей скоростей, создаваемых вторым потоком, отметив, что потенциал точечного стока производительностью Q_I в полуограниченной цилиндрической трубе уже получен [2] .

$$\Phi = \frac{Q_1}{\pi r_0}\left[\frac{\bar z_0}{z} + \sum_{k=1}^{\infty}\frac{I_0\left(\varphi_k \frac{z}{z_0}\right)}{I_0^2(\varphi)}\exp\left(-\varphi_k\frac{\bar z_0}{z_0}\right)\right], \tag{6}$$

где $\quad \varphi_k \quad$ - корни уравнения $I_1(\varphi_k)=0$,

$\bar z \quad$ - комплексная координата;

I_0 и I_1 - функции Бесселя вещественного аргумента первого рода соответственно нулевого и первого порядка.

С помощью интегрального преобразования Ханкеля можно получить потенциал кольцевого источника с расходом Q_0

$$\Phi = \frac{Q_0}{\pi r_0}\left[\frac{z_0}{z} - \sum_{k=1}^{\infty}\frac{I_0\left(\varphi_k \frac{z}{z_0}\right)}{I_0^2\left(\varphi_k \frac{z}{z_0}\right)}\exp\left(-\varphi_k\frac{\bar z_0}{z}\right)\right] \tag{7}$$

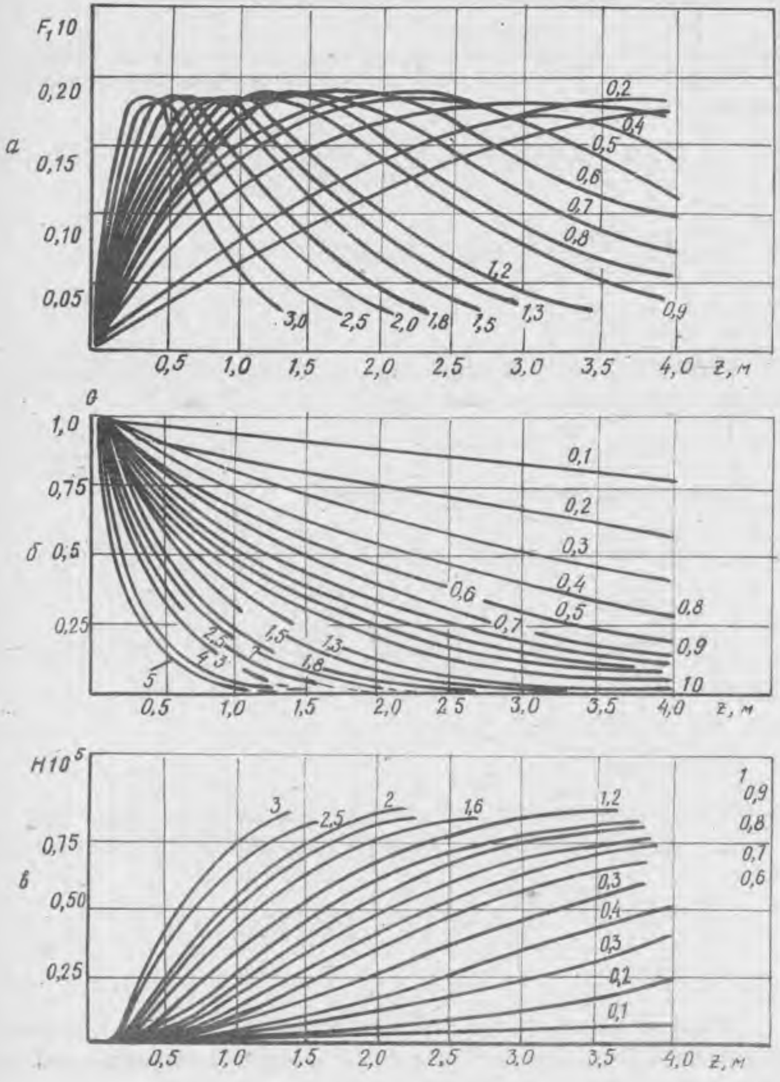


Рис. 2. Зависимость F, σ, H от z

12–5231

Потенциал результирующего течения будет равен

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_1 . \tag{8}$$

Выделив из (8) мнимую часть, получим функцию тока искомого течения

$$\psi = \left(Q_0 - Q_1\right) \frac{\sin\varphi}{\pi r_0} \left\{ 1 + \left[\sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_0\left(\varphi_k \frac{r}{r_0}\right)}{I_0^2(\varphi_k)} - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_0\left(\varphi_k \frac{r}{r_0}\right)}{I_0^2(\varphi_k)} \right] \exp\left(-\varphi_k\right) \right\} , \tag{9}$$

где $\quad \varphi = \operatorname{arctg} \frac{z}{r}$.

Компонент осевой и радиальной составляющих скорости второго течения определяется из соотношений

$$w_2 = \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad \text{и} \quad u_2 - \frac{\partial \psi}{\partial z} . \tag{10}$$

Продифференцировав (10) получим

$$w_2 = \frac{(Q_0 - Q_1)}{\pi r_0} \left\{ \cos\left(\operatorname{arctg}\frac{z}{r}\right) \frac{z}{\left[1 + \left(\frac{z}{r}\right)^2\right] r^2} \left[1 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_0\left(\varphi_k \frac{r}{r_0}\right)}{I_0^2(\varphi_k)} - \right.\right.$$

$$\left. - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_0\left(\varphi_k \frac{r}{r_0}\right)}{I_0^2(\varphi_k)} \right] \sin\left(\operatorname{arctg}\frac{z}{r}\right) \left[\sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_1\left(\varphi_k \frac{r}{r_0}\right)}{I_0(\varphi_k)} - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_1\left(\varphi_k \frac{r}{r_0}\right)}{I_0^2(\varphi_k)} \right] \times$$

$$\left. \times \frac{\varphi_k}{r} \exp\left(-\varphi_k\right) \right\} ; \tag{11}$$

$$u_2 - \frac{(Q_0 - Q_1)}{\pi r_0 r} \cos\left[\operatorname{arctg}\frac{z}{r}\right] \frac{1}{1 - \left(\frac{z}{r}\right)^2} \left\{ 1 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_0\left(\varphi_k \frac{r}{r_0}\right)}{I_0(\varphi_k)} e^{(-\varphi_k)} - \right.$$

$$\left. - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{I_0\left(\varphi_k \frac{r}{r_0}\right)}{I_0(\varphi_k)} \exp(-\varphi_k) \right\} . \tag{12}$$

Следовательно, результирующие компоненты осевой и радиальной составляющих скорости газового потока в соответствии с формулами (5), (11) и (12) будут иметь вид:

$$u_c = u + u_2 ; \quad w_c = w + w_2 \tag{I3}$$

Уравнение энергии для рассматриваемой области в цилиндрической системе координат

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_c \frac{\partial T}{\partial r} + v \bar{r}' \frac{\partial T}{\partial \varepsilon} + w_c \frac{\partial T}{\partial z} \right) =$$

$$= \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} - \rho c_p r \overline{u_c T} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{\lambda}{r} \frac{\partial T}{\partial \varepsilon} - \rho c_p \overline{v T} \right) +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} - \rho c_p \overline{w_c T} \right) ; \tag{I4}$$

$$-\rho c_p r \overline{u_c T} = D \frac{\partial T}{\partial r} ;$$

$$-\rho c_p \overline{v T} = \frac{D}{r^2} \frac{\partial T}{\partial \varepsilon} ;$$

$$-\rho c_p r \overline{w_c T} = \frac{D}{r} \frac{\partial T}{\partial z} . \tag{I5}$$

Для стационарного теплопереноса при осесимметричном течении вихревого потока найдем из (I4) с использованием (I5)

$$\frac{\partial T'}{\partial r} + \frac{w_c}{u_c} \frac{\partial T'}{\partial \bar{z}} = \frac{1}{Re\, P_r} \left(\frac{\partial^2 T'}{\partial \bar{r}^2} + \frac{\partial^2 T'}{\partial \bar{z}^2} \right) ; \tag{I6}$$

$$Re = \frac{u_c R}{\nu} ; \quad P_r = \frac{\nu}{D_0} ; \quad D_0 = \frac{D}{\rho c_p} \quad T = T' T_0 ; \; r = \bar{r} r_0 .$$

Число Прандтля (P_r) для рассматриваемого процесса с большой степенью точности может быть принято постоянной величиной во всей области. Кроме того, вследствие очень больших скоростей поток в энергоразделителе сильно турбулирован и по числу Рейнольдса ($Re >$ 2.10[5]) соблюдается автомодельность процесса.

Решение уравнения (I0) будем искать в уравнении

$$T_1 = f(\bar{r})\varphi(\bar{z}) \,. \tag{I7}$$

Подставив (I7) в (I0) получим

$$\varphi'' - \frac{f_0}{k}\varphi - \frac{\lambda}{k}\varphi = 0 \,; \tag{I8}$$

$$f'' - \frac{1}{k}f' + \frac{\lambda}{k}f_0 = 0 \,, \tag{I9}$$

где

$$f_0 = \frac{w_c(\bar{r}, \bar{z})}{u_c(\bar{r}, \bar{z})} \,; \quad k = \frac{1}{Re\,Pr} \,; \quad \lambda = const \,.$$

Отсюда

$$T = T_0\Big\{c_1 \exp\Big[\frac{1}{2k} + \frac{1}{2}\sqrt{\Big(\frac{1}{2k}\Big)^2 - 4\frac{\lambda}{k}}\Big]\bar{r} +$$

$$+ c_2 \exp\Big[\frac{1}{2k} - \frac{1}{2}\sqrt{\Big(\frac{1}{2k}\Big)^2 - 4\frac{\lambda}{k}}\Big]\bar{r}\Big\}\Big(c_3 +$$

$$+ c_4\int \exp\big[-F\big]\,d\bar{z}\Big)\exp\big[-F\big] \,. \tag{20}$$

Коэффициенты A и λ определяются из условия

$$w_c(\bar{r};\bar{z}) = (\lambda\bar{z} + A)\,u_c(\bar{r};\bar{z}) \,. \tag{2I}$$

Постоянные интегрирования в (20) будем находить из следующих условий:

$$T = T_0 \ \text{при} \ \bar{r} = 1,\ \bar{z} = 0 \,;$$

$$T = T_1 \ \text{при} \ \bar{r} = 0,\ z = 0 \,;$$

$$T = T_0 \ \text{при} \ \bar{r} = 0,\ z = \frac{L}{r_0} \,;$$

$$T = T_2 \quad \text{при} \quad \bar{z} = 1, \; z = \frac{L}{r_0} . \tag{22}$$

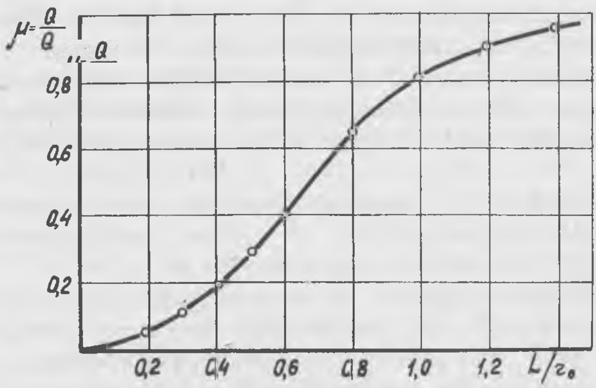
Число L , входящее в (22) может быть определено из следующих условий: где-то на оси аппарата есть точка, в которой и радиальная и осевая составляющие скорости равны нулю [3] (точка N на рис.I). В этом случае

$$\frac{d\Phi}{d\bar{z}_0} = 0 ; \quad N(r=0 ;\; z=L) . \tag{23}$$

Условие (23) позволяет определить величину μ из выражения соответствующего требованию (23):

$$\mu = \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{1 + \sum\limits_{k=1}^{\infty} \frac{1}{I_0(\varphi_k)} \exp\left(-\varphi_k \frac{L}{r_0}\right)}{1 + \sum\limits_{k=1}^{\infty} \frac{1}{I_0^2(\varphi_k)} \exp\left(-\varphi_k \frac{L}{r_0}\right)} . \tag{24}$$

Значения формулы (24) представлены на рис.3.



Р и с. 3. Зависимость μ от L/r_0

Требования к энергоразделителю как к пылеулавливающему устройству по энергозатратам и длине рабочей полости существенно занижены по сравнению с запросами к аппарату как к холодильнику и удовлетворяются автоматически.

Литература

I. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. ГТТИ, т.I. М.-Л., 1948.
2. Иваненко Д.Д., Соколов А.А. Классическая теория поля. Гостехиздат, 1951.
3. Чарный И.А. К теории вихревого холодильника. Известия АН СССР, отн. №6,1962.

В.В. Бирюк, В.Е. Вилякин

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОХЛАЖДАЕМОЙ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ

Для оценки возможности и преимуществ использования охлаждаемой вихревой трубы необходимо изучить влияние конструктивных факторов на её эффективность. Экспериментальные исследования проводились на стенде для испытания вихревых труб. Стенд позволяет подавать сжатый воздух под давлением P_I = 0,I - 0,9 МПа с температурой Т = 233 - 373 К на вход в вихревую трубу.

Во время эксперимента замерялись массовый расход воздуха, давление и температура воздуха, массовый расход охлаждающей воды, температура охлаждающей воды и стенок горячего конца вихревой трубы.

В результате испытаний были определены оптимальные геометрические параметры охлаждаемой вихревой трубы d =30 мм и диффузора холодного потока [I], при работе вихревой трубы на μ =I.

Так как при работе охлаждаемой трубы охлаждение потока достигается за счет теплопередачи на горячем конце трубы, длина его играет существенную роль. При определении влияния длины горячего конца на температурный эффект охлаждения испытывалась вихревая труба с различными величинами приведенной длины горячего конца $\bar{\ell}$ = 14, 20, 24,30. Для вихревой трубы с углом конусности γ =3^0 при работе в интервале π = 3 - 4,5 с диффузором на холодном конце оптимальной длиной является ℓ = 24. При длине вихревой зоны меньшей оптимальной потери кинетической энергии свободного вихря невелики, но площадь поверхности для теплопередачи тоже