

УДК 533.697

© 1991 г.

**Э. П. ВОЛЧКОВ, В. Д. ГОРЯЧЕВ, Л. В. СЕРИКОВ,  
В. И. ТЕРЕХОВ**

## **АЭРОДИНАМИКА ВИХРЕВОЙ КАВЕРНЫ**

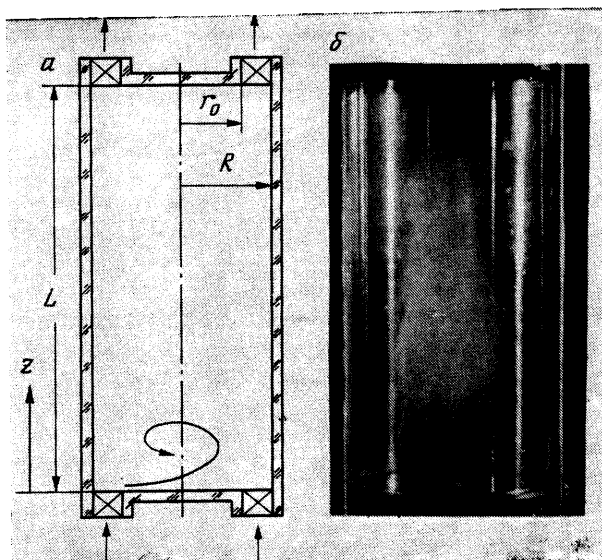
В работах [1, 2] исследовалась аэродинамика вихревой камеры с перераспределением расхода газа на выходе между осью и периферией с целью объяснения удержания в приосевой области вихря мелкодисперсных частиц. Частным случаем организации течения в такой камере является режим «вихревой каверны», когда закрученный газовый поток вводится в объем камеры через кольцевое отверстие на периферии одного из торцов и выводится через такое же отверстие на противоположном торце вихревой камеры (фиг. 1, а). В таком режиме работы также наблюдается удержание частиц (фиг. 1, б).

Цель настоящей работы заключается в проведении численного исследования структуры потока в вихревой каверне и сравнении его результатов с результатами эксперимента.

**1. Экспериментальное исследование.** Опыты проводились на установке, детальное описание которой приведено в работе [2]. Рабочий участок (фиг. 1, а) представлял собой прозрачный цилиндр диаметром 0,1 м и высотой 0,2 м, закрытый двумя плоскими торцевыми крышками, на которых расположены лопаточные завихрители, имеющие по 36 щелей шириной 2 мм, высотой  $R-r_0=6$  мм, угол наклона к плоскости торцевой крышки  $30^\circ$ . Визуализация течения осуществлялась частицами дыма со средним размером 0,2 мкм и плотностью  $\rho_p=1,45$  г/см<sup>3</sup>. Эти же частицы использовались в качестве рассеивающей фазы при измерении скорости потока лазерным доплеровским анемометром. Радиальная компонента скорости определялась из уравнения неразрывности с использованием измеренных в двух близких сечениях профилей осевой скорости, так же как и в работе [3]. За положительное направление радиальной скорости принято направление к оси камеры.

На фиг. 2 точками показаны результаты экспериментального исследования полей скоростей и турбулентности в вихревой каверне при расходе газа через аппарат 1,44 г/с; число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам завихрителя, составило  $Re_{\text{фк}}=V_k R/\nu=8 \cdot 10^3$  (штриховой линией показана граница завихрителя, значения текущих радиусов отнесены к радиусу  $R$ , а координата  $z$  — к высоте каверны).

Как видно из фиг. 2, область течения можно условно разбить на две области — рециркуляционную (вблизи оси камеры) и периферийную. В периферийной области распределение компонент скорости такое же, как в прямоточных вихревых камерах, и оно удовлетворительно описывается зависимостями для струй [1]. В распределении осевой компоненты скорости (фиг. 2, а) также имеют место периферийная струя, истекающая из завихрителя, и обратный ток, вызванный эжекцией части газа в основную периферийную струю. Вследствие расширения струи в периферийной части камеры наблюдается рост радиальной компоненты скорости (фиг. 2, б). Интенсивность турбулентности  $\varepsilon_{\text{ф}}=\sqrt{V'^2}/V_k$  в этой области максимальная и достигает 10% (фиг. 2, г).



Фиг. 1

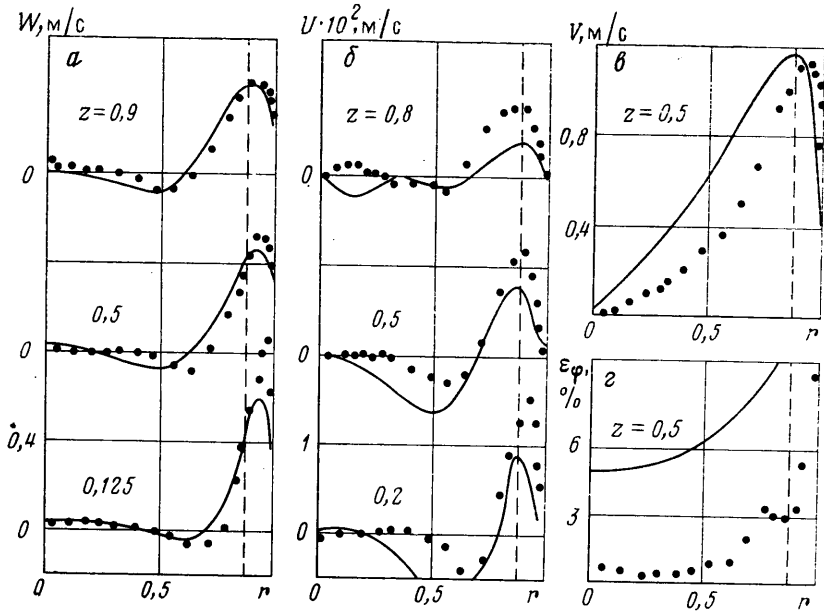
Поскольку вход и выход газа в вихревую камеру осуществляются на одинаковых радиусах, то приосевая область камеры оказывается квази-замкнутой. Приосевая струя, характерная для промоточных вихревых аппаратов [1], вырождается, а распределение окружной компоненты скорости близко к квазитвердому (фиг. 2, в).

Анализ картины течения (фиг. 1, б) показывает, что в этой области довольно длительное время (до 100 с) могут удерживаться мелкие частицы дыма. Порция дыма удерживается в виде медленно вращающегося облака вблизи камеры, которое постепенно размывается слабыми конвективными токами. Скорость размывания аэрозольного облака пропорциональна расходу вихреобразующего газа и высоте аппарата. Удержание частиц свидетельствует об изолированности рециркуляционного течения в приосевой области камеры, в то же время изменение формы удержания в зависимости от режимных и геометрических параметров свидетельствует о влиянии последних на трансформацию приосевого рециркуляционного течения.

Сложность проведения эксперимента не позволяет детально исследовать закономерности возникновения и развития рециркуляционных зон в приосевой области вихревой камеры, поэтому в настоящей работе предпринята попытка численного моделирования такого течения с первоначальной апробацией модели экспериментальными данными.

**2. Постановка задачи и метод решения.** Расчет движения турбулентного закрученного газового потока в стационарной осесимметричной постановке производился на основе решения системы осредненных уравнений Навье — Стокса с привлечением  $k-\varepsilon$ -модели турбулентности. Система этих уравнений может быть представлена в обобщенном виде [4]

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r U \Phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho W \Phi) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + S_{\Phi} \quad (2.1)$$



Фиг. 2

Для уравнения неразрывности  $\Phi=1$ ;  $\Gamma_\Phi=0$ ;  $S_\Phi=0$ . Для уравнения переноса количества движения в осевом, радиальном и тангенциальном направлениях

$$\Phi=W, \quad \Gamma_\Phi=\mu_e, \quad S_\Phi=-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu_e \frac{\partial W}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu_e \frac{\partial U}{\partial z} \right)$$

$$\Phi=U, \quad \Gamma_\Phi=\mu_e, \quad S_\Phi=-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu_e \frac{\partial W}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu_e \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \rho \frac{V^2}{r} - 2\mu_e \frac{U}{r^2}$$

$$\Phi=V, \quad \Gamma_\Phi=\mu_e, \quad S_\Phi=-\rho \frac{UV}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\mu_e V) + \mu_e \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{V}{r} \right)$$

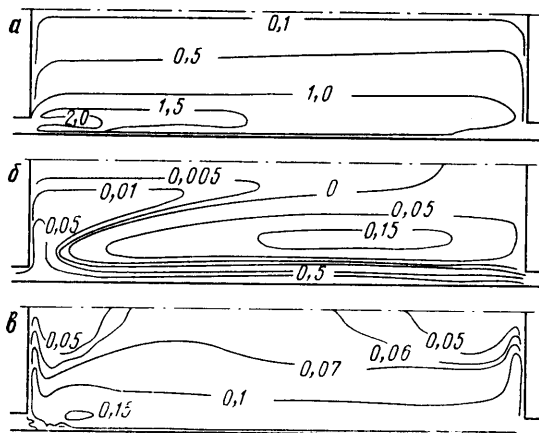
Для уравнений переноса кинетической энергии турбулентности  $k = \frac{1}{2} (U'^2 + V'^2 + W'^2)$  и скорости диссипации энергии турбулентности

$$\Phi=k, \quad \Gamma_\Phi = \frac{\mu_e}{\sigma_k}, \quad S_\Phi = G_k - \rho \varepsilon$$

$$\Phi=\varepsilon, \quad \Gamma_\Phi = \frac{\mu_e}{\sigma_k}, \quad S_\Phi = C_1 \frac{\varepsilon}{k} - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$$

$$G_k = \mu_e \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{U}{r} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 + \left[ r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{V}{r} \right) \right]^2 + \left( \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \right\}$$

$$\mu_e = \mu + \mu_T, \quad \mu_T = C_{\mu\rho} \frac{k^2}{\varepsilon}$$



Фиг. 3

где  $\mu_e$  — эффективная вязкость,  $\mu_t$  — турбулентная вязкость. Значения универсальных постоянных, используемых в модели, соответствуют данным [4]:  $C_\mu=0,09$ ,  $C_1=1,44$ ,  $C_2=1,92$ ,  $\sigma_k=1$ ,  $\sigma_\epsilon=1,3$ .

Для решения системы уравнений (2.1) использовался полуявный метод для связывающих давление уравнений [6] с обычной для такого типа задач постановкой граничных условий [4, 7]. Окружная и осевая составляющие скорости газа на входе в рабочий объем принимались равномерно распределенными по ширине кольцевой щели (радиальная составляющая на входе в камеру принималась равной нулю). Интенсивность турбулентности и диссипативный линейный масштаб на выходе из закручивающего аппарата задавался аналогично [7]. Для расчета использовалась неравномерная сетка размерами  $32 \times 31$  узлов. При расчете  $k$  и  $\epsilon$  в узлах расчетной сетки у твердых границ использовался закон стенки с учетом схода между векторами скорости и образующей стенки в условиях закрученного потока [7]. Пульсационные характеристики определялись с использованием модели Буссинеска.

В расчетах при постоянном расходе газа через аппарат, таком же, как и в эксперименте, варьировалась степень закрутки потока

$$S = \frac{M}{K_z R}, \quad M = 2\pi \int_{r_0}^R \rho W V r^2 dr, \quad K_z = 2\pi \int_{r_0}^R \rho W^2 r dr$$

где  $M$  — осевая составляющая потока момента количества движения,  $K_z$  — осевая составляющая потока количества движения. Поскольку в эксперименте закручивающий аппарат представлял собой набор плоских лопаток, для сечения на входе в рабочий объем камеры

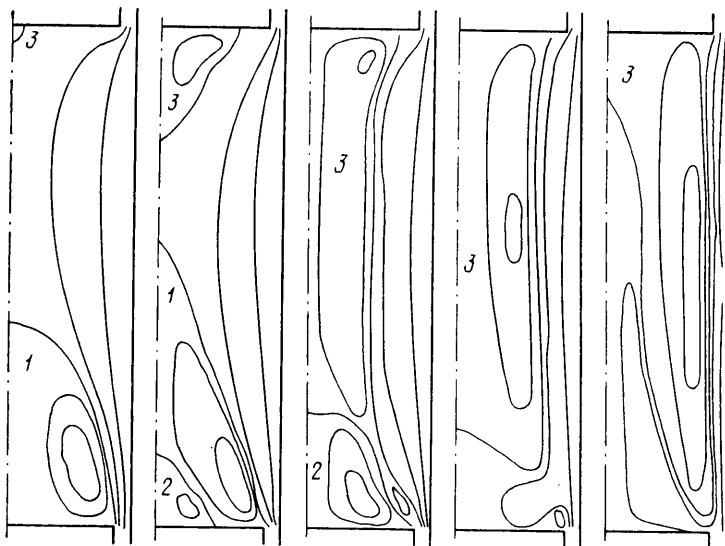
$$S = \frac{2}{3} \operatorname{ctg} \alpha \frac{1-r_+^3}{1-r_+^2}, \quad r_+ = \frac{r_0}{R}$$

где  $\alpha$  — угол наклона щелей завихрителя.

После расчета течения проводился расчет движения частиц в вихревой каверне. Движение частиц описывалось системой уравнений

$$\frac{d\mathbf{V}_p}{dt} = \frac{\mathbf{V} - \mathbf{V}_p}{\tau} f + \mathbf{g} \quad (2.2)$$

где  $f$  — поправка на разреженность среды [5],  $\tau = d_p^2 \rho / 18\mu$  — время релаксации частиц. В расчетах принималось, что частицы имеют сферическую



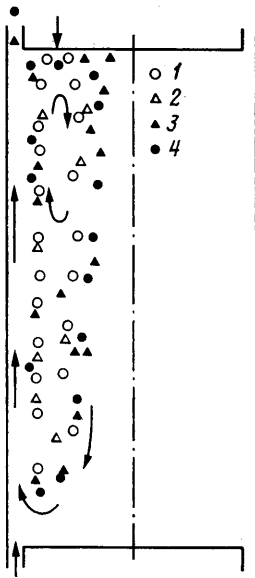
Фиг. 4

форму, их влияние на поток и друг на друга пренебрежимо мало, а взаимодействие со стенками камеры упругое. Интегрирование уравнений (2.2) проводилось методом [8], считалось, что частицы вводятся в камеру на радиусе  $r=0,6$  на верхнем (см. фиг. 1) торце.

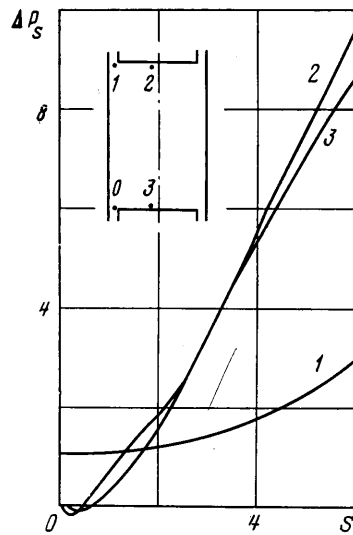
**3. Обсуждение результатов.** Результаты расчета компонент скорости и интенсивности турбулентности показаны сплошными кривыми на фиг. 2. Как видно из фиг. 2, численная модель правильно отражает закономерности течения газа в объеме камеры, а соответствие радиальных и осевых составляющих скорости удовлетворительное.

Значительное отличие результатов расчета от данных эксперимента для окружной составляющей скорости и интенсивности турбулентности объясняется как несовершенством стандартной модели турбулентности, так и тем обстоятельством, что при расходных параметрах эксперимента ( $Re_{\text{к}} = 8 \cdot 10^3$ ) в камере, по-видимому, реализуется переходный режим течения. В зоне периферийной струи течение газа турбулентное и расчет дает близкое к эксперименту (фиг. 2, з) значение интенсивности турбулентности. В приосевой области, как видно из экспериментальных данных, течение практически ламинарное, поэтому при расчете такого течения, как турбулентное, получается значительное различие эксперимента и расчета. Вероятно, для расчета такого рода течения следует использовать двухзонную модель.

Изменение компоненты скорости  $V$  по высоте камеры иллюстрирует фиг. 3, а, на которой приведены изолинии окружной скорости. Наиболее сильное затухание  $V$  наблюдается в периферийной области вблизи завихрителя, в то же время в приосевой части камеры окружная скорость остается практически постоянной по высоте камеры. Наиболее наглядно структуру течения газа в вихревой камере отражают фиг. 3, б, в, где приведены результаты расчета безразмерной функции тока и величины  $k_+ = \sqrt{V k / V^2}$ , характеризующей среднюю интенсивность турбулентности. Видно, что приосевая область камеры представляет собой зону рециркуляционных течений, формирование которых в зависимости от крутки потока иллюстрирует фиг. 4, где приведены линии тока для значений  $S=0,14, 0,42, 0,94, 1,64, 5,6$ .



Фиг. 5



Фиг. 6

С ростом  $S$  от нуля до значений порядка единицы происходит уменьшение и деформация рециркуляционной зоны 1 за нижней торцевой стенкой при одновременном увеличении зоны 3 вблизи противоположного торца, которая возникает при значении  $S \approx 0,14$ . При  $S > 1,7$  рециркуляционные зоны 1 и 2 вырождаются и в приосевой области каверны образуется характерная коническая структура, которая наблюдается в эксперименте (см. фиг. 1, б).

Траектории частиц аэрозоля, рассчитанные при расходных параметрах, соответствующих эксперименту, приведены на фиг. 5. Из расчета следует, что частицы с диаметром  $d_p > 2$  мкм (точки 3, 4, соответствующие  $d_p = 2, 2, 4$  мкм) в зоне рециркуляции не удерживаются, поскольку при попадании во внешнюю часть рециркуляционной области они сепарируются и выносятся из камеры. Более мелкие частицы (точки 1, 2 на фиг. 5, соответствующие  $d_p = 0,2, 0,8$  мкм) движутся по сложным винтовым траекториям внутри рециркуляционной зоны, отслеживая линии тока газа. Следует отметить, что объемная концентрация частиц на периферии камеры меньше, чем в приосевой области, поэтому на фото (фиг. 1) видна лишь внутренняя часть рециркуляционной зоны.

Трансформация рециркуляционных зон в приосевой области вихревой камеры обусловлена изменением поля статистического давления при варьировании крутки потока  $S$ . Это изменение для характерных точек камеры иллюстрирует фиг. 6. Здесь  $\Delta p_s = \Delta p_{oi} / \Delta p_{oi}^*$ , где  $\Delta p_{oi}^*$  — перепад давления между точками 0 и 1 в случае незакрученного потока ( $\Delta p_{oi}^* \approx 0,37$  Па). Кривые 1–3 соответствуют безразмерным перепадам давления между точками 0–1, 0–2, 0–3 в режиме с круткой. При значении  $S < 1$  преобладает перепад давления между точками 0–1 и течение вблизи входного торца можно рассматривать как течение за уступом в цилиндрической трубе без крутки с характерной рециркуляционной зоной 1 (фиг. 4).

Критическим значением крутки является величина  $S \approx 1$ , при которой в камере наблюдается наиболее сложное распределение скоростного поля, когда в приосевой области вихревой каверны одновременно присутствуют три рециркуляционные зоны. При дальнейшем росте параметра  $S$  преобладающим становится радиальный перепад давления, который и опреде-

ляет движение газа в вихревой камере, поскольку вследствие несбалансированности градиента давления центробежными силами вблизи торцевых стенок камеры возникают торцевые пограничные слои [10]. Взаимодействие массы газа, переносимого в торцевых пограничных слоях по направлению к оси камеры, с внешним потоком и течением в периферийной части аппарата носит сложный характер и требует самостоятельного исследования.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волчков Э. П., Сериков Л. В., Терехов В. И. Аэродинамика вихревой камеры при регулировании расхода газа на выходе // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1986. № 16. Вып. 3. С. 45–51.
2. Волчков Э. П., Сериков Л. В., Терехов В. И. Экспериментальное исследование зон повышенной концентрации аэрозоля в вихревой камере // Процессы переноса в аппаратах энергохимических производств. Новосибирск, 1985. С. 111–125.
3. Волчков Э. П., Сериков Л. В., Терехов В. И. О радиальной компоненте скорости в вихревой камере // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1985. № 10. Вып. 2. С. 17–21.
4. Launder B. E., Spalding D. B. The numerical computation of turbulent flows // Comput. Meth. Appl. Mech. and Eng. 1974. V. 3. № 2. P. 269–289.
5. Фукс Н. А., Стечкина И. Б. Сопротивление газообразной среды движению частиц с размером, сравнимым со средней длиной свободного пути газовых молекул // Журн. техн. физики. 1963. Т. 33. № 1. С. 132–135.
6. Патанкар С. В. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 150 с.
7. Волчков Э. П., Милоевич Д., Спотарь С. Ю., и др. Расчетное и экспериментальное исследование пристенной закрученной струи. // Процессы переноса в одно- и двухфазных средах. Новосибирск, 1986. С. 6–20.
8. Crowe C. T., Sharma M. P., Stock D. E. The particle-Source-in-Cell (PSI-Cell) model for gas-droplet flows // Trans. ASME. J. Fluid. Eng. 1977. V. 99. № 2. P. 325–332.
9. Лешницер Роди. Расчет кольцевых и сдвоенных параллельных струй посредством различных конечно-разностных схем и моделей турбулентности // Теорет. основы инж. расчетов. 1981. Т. 103. № 2. С. 299–308.
10. Кугателадзе С. С., Волчков Э. П., Терехов В. И. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках. Новосибирск: ИТФ, 1987. 282 с.

Тверь

Поступила в редакцию  
9.X.1989