

Р и с. 3. Профили давления в воспламенителе



Р и с. 4. Профили температуры в воспламенителе: — с возвратным током, — — — — без него

### Библиографический список

1. Г о с м е н А.Д. и др. Численные методы исследования течения вязкой жидкости: Пер. с англ.; Под ред. Г.А.Тирского. М.: Мир, 1972. 323 с.

2. А л е м а с о в В.Е. и др. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Т. I. Методы расчета /Под ред. В.П.Г л у ш к о./ВИНИТИ. М., 1971. 226 с.

УДК 621.455

С.П.Азекаев, Г.И.Горелов, В.В.Ленивкин

ДИНАМИКА ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ КАПЛИ  
В ВИХРЕВОМ ОГРАНИЧЕННОМ СТОКЕ

(Самарский государственный университет)

Рассмотрено влияние устойчивости движения частицы, испаряющейся во времени по линейному закону, на геометрические характеристики проточной части вихревого термохимического реактора. Показано, что выбор фактора устойчивости  $a(r)$  в виде соотношения  $a(r) = (2n+1)^{-1}(1-r_0/r)$  обеспечива-

ISBN 5-230-16926-5

Вихревой эффект  
и его применение в технике.  
Самара, 1992

ет устойчивое движения частицы с учетом изменения уровня пульсаций потока по радиусу реактора, а торцевые стенки проточной части такого реактора профилированы по экспоненциальному закону (здесь  $n$  — показатель степени в выражении для окружной скорости,  $r_0$  и  $r$  — соответственно начальный и текущий радиусы вихревого реактора).

Динамика частицы в вихревом ограниченном стоке представляет значительный научно-практический интерес. В частности, устойчивость движения частицы зависит от геометрических характеристик канала, в котором организован вихревой сток. Задача о влиянии геометрических характеристик проточной части вихревого устройства на устойчивость движения частицы решена [1], в качестве критерия устойчивости введен некоторый безразмерный параметр  $Q$ , называемый фактором устойчивости. При  $Q < 1$  движение частицы топлива в камере устойчиво, при  $Q = 1$  — безразличное равновесие, а при  $Q > 1$  движение частицы неустойчиво. Предполагается также, что фактор устойчивости является постоянной величиной, не зависящей от радиуса камеры, т.е. считается, что различного рода возмущения, действующие на частицу, находящуюся на равновесной орбите, равномерно распределены по радиусу. Следствием такого допущения является профиль торцевых стенок вихревого устройства, описываемый степенным законом. Однако известно, что в присоединенной зоне закрученных потоков уровень турбулентных пульсаций значительно выше, чем в периферийной зоне [2, 3], и данное обстоятельство должно существенно влиять на выбор профиля торцевых стенок.

Рассмотрим задачу об устойчивости движения капли топлива в плоском ограниченном вихревом стоке в зависимости от профиля торцевых стенок вихревого устройства и в предположении, что фактор устойчивости  $Q$  является переменной величиной по радиусу камеры.

Следуя принятым допущениям [1] и полагая  $Q$  переменной величиной по радиусу вихревой камеры, можно получить систему уравнений, описывающих динамику капли в плоском вихревом ограниченном стоке. Решение этой системы относительно профиля  $h = h(r)$  торцевых стенок камеры имеет вид

$$\gamma(r) = \frac{h_v h_s}{r} \exp \left[ (2n-1) \int \frac{a(r)}{r} dr \right], \quad (1)$$

где  $h_v, h_s$  - начальные высота и радиус вихревой камеры сгорания.

При  $a(r) = \text{const}$  имеем решение, приведенное в работе [1].

Примем зависимость фактора устойчивости  $\alpha$  от радиуса вихревой камеры в виде

$$\alpha(r) = \frac{1}{2n+1} \left( 1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right). \quad (2)$$

Такой выбор зависимости фактора устойчивости от радиуса основан на тех соображениях, что при  $r=r_0$  величина  $\alpha = \alpha_0 = 0$ , т.е. на начальном радиусе профилируемой камеры устойчивость частицы такая же, как в камере с гиперболическими стенками [1], которая обеспечивает частице топлива большую устойчивость, чем вихревая камера с плоскими торцевыми стенками, так как  $\alpha_{\text{гиперб.}} = 0 < \alpha_{\text{плоск.}} = (2n+1) \frac{r^2}{r_0^2}$ , в то же время, при  $r \rightarrow 0$  из выражения (2) следует, что  $\alpha \rightarrow -\infty$ , т.е. в присоединенной зоне устойчивость частицы будет максимальной, что и требуется обеспечить, поскольку именно в этой зоне резко возрастает возмущающее воздействие на частицу со стороны несущего потока за счет перестройки вихря из потенциального в вынужденный [2].

Подставив (2) в (1), получим экспоненциальный профиль торцевых стенок вихревой камеры:

$$h(r) = r \exp \left( \frac{r^2}{r_0^2} \right). \quad (3)$$

В гиперболической камере таким образом торцевых стенок частица более устойчива в своем движении к воздействию возмущений со стороны несущего потока по сравнению с камерами, имеющими гиперболический профиль торцевых стенок, и тем более -- по сравнению с камерами, имеющими плоские торцевые стенки.

Рассматривая динамику капли топлива, испаряющейся во времени по линейному закону [1], получим выражения для траекторий движения капли в вихревом плоском ограниченном потоке при различном профилировании торцевых стенок.

Камера с плоскими торцевыми стенками:

$$\varphi = -2\alpha \ln(r/r_0), \quad (4)$$

камера с гиперболическими торцевыми стенками:

$$\varphi = 3\alpha (1 - r/r_0), \quad (5)$$

камера с торцевыми стенками, профилированными по экспоненциальному закону:

$$\varphi = \alpha \left\{ 1 - \exp(-r/r_0) - 2\alpha \left[ E_1(1) - E_1(-r_0/r) \right] \right\}, \quad (6)$$

здесь  $\varphi$  — угловая координата испаряющейся капли в полярной системе координат,  $R_0$  — начальный радиус орбиты капли,  $\alpha$  — постоянная, зависящая от начального размера капли, ее окружной скорости, начального радиуса орбиты и константы испарения  $E_1$  — интегральная показательная функция.

Графический вид зависимостей (4)–(6) приведен на рис.

Из анализа зависимостей (4)–(6)

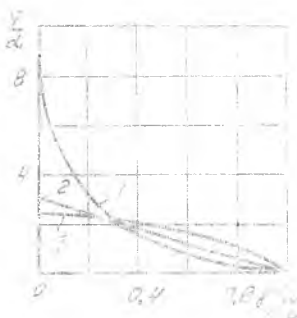
следует, что частица в вихревых камерах с профилированными торцевыми стенками совершает в зоне потенциального течения большее число оборотов по сравнению с частицами в камерах строения с плоскими торцевыми стенками, что оказывает значительное влияние на процесс подготовки топлива к сжиганию.

Рассматривая в совокупности выражения (4)–(6) и полную систему уравнений, получаем выражения для времени

пребывания капли в вихревых камерах различного профилирования:

камера с плоскими торцевыми стенками:

$$t = \tau \left[ 1 - (r/r_0)^2 \right], \quad (7)$$



Р и с. 1. Траектория испаряющейся капли в камерах с различным профилем торцевых крышек: 1 — камера с плоскими торцевыми стенками, 2 — камера с гиперболическими торцевыми стенками, 3 — камера с торцевыми стенками, профилированными по экспоненциальному закону.

камера с гиперболическими торцевыми стенками:

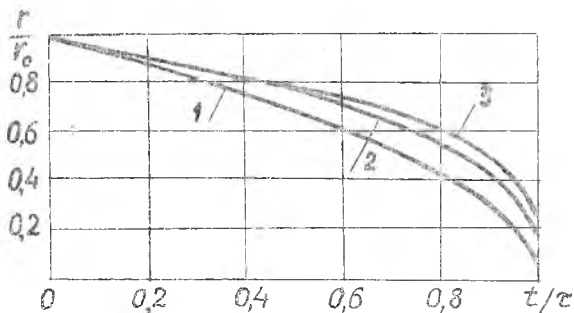
$$t = \tau \left[ 1 - (r/r_0)^3 \right], \quad (8)$$

камера с экспоненциально профилированными стенками:

$$t = \tau \left\{ 1 - (r/r_0)^2 \exp \left[ 1 - (r_0/r) \right] \right\}, \quad (9)$$

где  $\tau$  — время полного испарения капли.

Из анализа зависимостей (7)–(9), представленных графически на рис. 2, видно, что время пребывания частицы в периферийной зоне вихревой камеры сгорания с экспоненциально профилированными торцевыми стенками больше, чем в вихревой камере сгорания с плоскими торцевыми стенками. Это обстоятельство имеет существенное значение при проектировании камер сгорания, обеспечивающих высокую полноту сгорания топлива.



Р и с. 2. Время пребывания частицы в камерах с различным профилированием торцевых стенок: 1 — камера с плоскими торцевыми стенками; 2 — камера с гиперболическими торцевыми стенками; 3 — камера с экспоненциальными торцевыми стенками

Можно показать, что спектр частиц, удерживаемых в объеме вихревой камеры, связан с профилем ее торцевых стенок зависимостью

$$\xi = (d_{max}/d_{min})^2 = (r_v/r_i)^{2n} h(r)/h_v, \quad (10)$$

где  $d_{max}$  и  $d_{min}$  - максимальный и минимальный диаметры частиц, удерживаемых в объеме вихревой камеры;  $r_2$  - радиус выходного сопла.

Из выражения (10) видно, что спектр частиц, удерживаемых в объеме вихревой камеры с экспоненциальными торцевыми стенками, выполненными в соответствии с зависимостью (3), шире, чем спектр частиц, удерживаемых в камерах с плоскими и гиперболическими торцевыми стенками [5]. Так, например, при  $r_v/r_i = 2$  и  $n = 1$  получается, что  $\xi_{плоск.} = 4$ ,  $\xi_{гиперб.} = 8$ , а  $\xi_{exp.} = 10,9$ .

Таким образом, профилируя торцевые стенки камеры сгорания с учетом зависимости фактора устойчивости движения частицы от радиуса, можно получить необходимые аэродинамические характеристики вихревого ограниченного стока для создания малогабаритных высокоэффективных систем сжигания.

#### Библиографический список

1. Havemann H.A. *A Theory of Vortex combustion-chamber Design*// *J. Inst. Fuel. Part I. 1953. Vol. 26. P. 294-305; Part II. 1954. Vol. 27. P. 25-34.*

2. Г о л ь д ш т и к М.А. Вихревые потоки. Новосибирск: Наука, 1981.

3. М е р к у л о в А.П. Вихревой эффект и его применение в технике. М.: Машиностроение, 1969. 183 с.

4. Основы практической теории горения /Под ред. В.П.Поме-ранцева. Л.: Энергия, 1973. 263 с.

5. Ж и р н о в А.А., Г о р е л о в Г.И., А з е к а е в С.П. Вихревой термохимический реактор //Вихревой эффект и его применение в технике. /Куйбышев. авиац. ин-т. Куйбышев, 1981. С. 205-208.