

из-за относительно низких температур и малых времен, при которых производились расчеты, невелик. Это видно по величине полученных концентраций NO. Реально в таких условиях, по-видимому, несколько больший вклад дают процессы образования «быстрой» NO, где важны реакции  $\text{CN}$  и  $\text{CH}_2$  с  $\text{N}_2$ , количественная кинетика которых еще недостаточно изучена. Однако из сказанного выше следует, что образование «быстрой» NO также должно уменьшаться в случае, если снижается концентрация OH, H и O.

Согласно [12], при больших пульсационных скоростях ( $u = 300 \div 600$  см/с) обнаруживается тенденция к замедлению реакции в турбулентных пламенах и их угасанию. Представляется, что снижение содержания главных активных центров в турбулентном пламени, обнаруживаемое у метана в расчетах и опытах при небольших интенсивностях турбулентности, является началом проявления этой тенденции. Можно думать, что у водорода такого рода процессы начинают проявляться позднее — при больших значениях  $u$ . Выравнивание и спад турбулентной скорости пламени при высоких  $u$  проявляются при расчетах в двумерном приближении [2].

Общее согласие экспериментальных и теоретических данных позволяет заключить, что предлагаемый метод моделирования химических реакций при турбулентном горении оправдывает себя, по крайней мере, качественно. При увеличении быстродействия ЭВМ, оп, по-видимому, может быть применен для практических расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Турбулентные течения реагирующих газов/Под ред. П. А. Либби, Ф. А. Вильямса. М.: Мир, 1983.
2. В. Я. Басевич, В. П. Володин, С. М. Когарко и др. Хим. физика, 1982, 1, 8, 1130.
3. В. Я. Басевич, В. П. Володин, С. М. Когарко и др. ФГВ, 1978, 14, 5, 48.
4. В. Я. Басевич, В. П. Володин, С. М. Когарко и др. ФГВ, 1980, 16, 4, 7.
5. С. М. Когарко, В. Я. Басевич. ФГВ, 1981, 17, 5, 3.
6. А. Гейдон, Х. Вольфгард. Пламя, его структура, излучение и температура. М.: Металлургиздат, 1959.
7. С. М. Когарко, В. Я. Басевич. ЖФХ, 1961, 35, 8, 1794.
8. M. Summerfield, S. H. Reiter e. a. Jet Propulsion, 1955, 25, 377.
9. В. Я. Басевич, С. М. Когарко, В. Ю. Пашков и др. Хим. физика, 1982, 1, 11, 1557.
10. В. Я. Басевич, С. М. Когарко, А. Шахбазян. Хим. физика, 1984, 3, 12.
11. Я. Б. Зельдович, П. Я. Садовников, Д. А. Франк-Каменецкий. Окисление азота при горении. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1947.
12. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1980, 16, 1, 45.

Поступила в редакцию 13/XI 1984

#### ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ И ТЕМПЕРАТУР ПРИ ГОРЕНИИ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ГАЗА В ЗАКРЫТОМ СОСУДЕ

В. С. Бабкин, С. С. Минаев, П. К. Сеначин, В. В. Замащиков

(Новосибирск, Барнаул)

Нестационарное распространение пламени в закрытом сосуде порождает сложное распределение скоростей и температур в свежем газе и продуктах сгорания [1, 2]. При вращении газа даже в самом простом случае вращения с постоянной угловой скоростью появляются дополнительные силы — инерционная и кориолисова, которые должны привести к существенной перестройке течений, в частности, к появлению распределения угловых скоростей по радиусу сосуда. Выяснение термодинамических особенностей течений в закрытом сосуде, обусловленных вращением газа, есть цель настоящей работы. Информация по этим вопросам может быть использована при решении таких, например, проблем, как гашение пламени в поле массовых сил [3], сжигание газа во вращающихся потоках [4] и др.

## Покоящийся газ

Как и в [5], рассматриваются тонкие пламена: размер сосуда велик по сравнению с шириной зоны пламени. Расходящиеся пламена инициируются в точке вдоль прямой и на плоскости при сферической, цилиндрической и плоской симметрии, а сходящиеся — соответственно на сферической, цилиндрической и плоской поверхностях. Процесс горения адиабатический и медленный, так что давление одинаково во всех точках сосуда и изменяется только во времени.

В такой постановке ранее получены соотношения для фронта пламени и интегральные термодинамические соотношения для продуктов сгорания [5, 6], в частности, для объемной и массовой долей продуктов сгорания

$$\omega_{2f} = 1 - (1 - n)/\sigma_1, \quad (1)$$

$$n_e = \frac{\pi - 1 - C}{\pi_e - 1 - C}, \quad C = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 - 1} \left( \frac{\gamma_1 - 1}{\pi^{\gamma_1}} - 1 \right)$$

и координаты фронта пламени

$$\lambda_j^v = \frac{1 + \alpha}{2} - \frac{\alpha(1 - n)}{\sigma_1}. \quad (2)$$

Здесь  $n = m/m_i$ ;  $\omega = V/V_i$ ;  $\pi = p/p_i$ ;  $\sigma = \rho/\rho_i$ ;  $\lambda = r/a$ ;  $\gamma = c_p/c_v$ ;  $m$  — масса;  $V$  — объем;  $p$  — давление;  $r$  — эйлерова координата;  $a$  — характерный размер сосуда;  $c_p$ ,  $c_v$  — теплоемкости;  $v = 1, 2, 3$  соответственно для плоской, цилиндрической и сферической симметрии;  $\alpha$  — параметр, характеризующий направление движения пламени:  $\alpha = 1$  и  $-1$  для расходящихся и сходящихся пламен. Индексы 1, 2,  $i$ ,  $e$ ,  $f$  обозначают соответственно свежий и сгоревший газы, начальное и конечное состояние, величины на фронте пламени.

Для описания движения газа в настоящей задаче целесообразно привлечь переменные Лагранжа. В качестве лагранжевой координаты  $l$  примем расстояние между выбранной частицей среды и точкой, осью или плоскостью симметрии. Кроме этой координаты и времени  $t$  в качестве альтернативных независимых переменных будут использоваться также давление  $p'$  в момент  $t'$ , когда частица проходит фронт пламени, и текущее давление  $p$ . Таким образом, искомыми функциями будут эйлерова координата  $r(l, t)$ , скорость  $v(l, t)$ , ускорение  $z(l, t)$ , плотность  $\rho(l, t)$ , температура  $T(l, t)$ , иначе  $r(p', p)$ ,  $v(p', p)$  и т. д.

Рассмотрим область свежего газа. Уравнение неразрывности имеет вид

$$\xi^{v-1} d\xi = \sigma_1 \lambda^{v-1} d\lambda, \quad (3)$$

где  $\xi = l/a$  — относительная лагранжева координата, связанная с массовой долей продуктов сгорания равенством

$$\xi^v = \alpha n + (1 - \alpha)/2. \quad (4)$$

Плотность свежего газа в процессе горения изменяется адиабатически и является функцией только текущего давления  $\sigma_1 = \pi^{1/\gamma_1}$ . Интегрируя (3) при  $\alpha = 1$ , получим связь между лагранжевой и эйлеровой координатами для свежего газа

$$\int_1^{\xi} \xi^{v-1} d\xi = \sigma_1 \int_1^{\lambda} \lambda^{v-1} d\lambda,$$

$$\lambda_1^v(\xi, \pi) = 1 + \pi^{-\frac{1}{\gamma_1}} (\xi^v - 1).$$

Аналогично можно получить формулу для  $\alpha = -1$ . Общее для  $\alpha = 1$  и  $-1$  выражение эйлеровой координаты имеет вид

$$\lambda_1^v(\zeta, \pi) = \frac{1+\alpha}{2} + \pi^{-\frac{1}{\gamma_1}} \left( \zeta^v - \frac{1+\alpha}{2} \right), \quad (5)$$

$\xi_\pi \leq \zeta \leq 1$  при  $\alpha = 1$  и  $0 \leq \zeta \leq \xi_\pi$  при  $\alpha = -1$ . Заметим, что в (5)  $\zeta$  и  $\pi$  — независимые переменные. Если  $\zeta = \xi_\pi$  ( $\xi_\pi$  — координата частицы, находящейся на фронте пламени при давлении  $\pi$ ), то (5) переходит в уравнение координаты пламени

$$\lambda_f^v(\pi) = \frac{1+\alpha}{2} + \pi^{-\frac{1}{\gamma_1}} \left( \xi_\pi^v - \frac{1+\alpha}{2} \right), \quad (6)$$

в котором  $\pi$  и  $\xi_\pi$  однозначно связаны соотношениями (1) и (4). Дифференцируя (5) по времени, получим выражение для скорости свежего газа как функцию эйлеровой координаты

$$w_1(\zeta, \pi) = - \frac{\lambda_1^v - \frac{1+\alpha}{2}}{\gamma_1 v \lambda_1^{v-1} \pi} \frac{d\pi}{d\tau} \quad (7)$$

или лагранжевой

$$w_1(\zeta, \pi) = - \frac{\left( \zeta^v - \frac{1+\alpha}{2} \right) \pi^{-\frac{\gamma_1+1}{\gamma_1}} \frac{d\pi}{d\tau}}{v \gamma_1 \left[ \frac{1+\alpha}{2} + \pi^{-\frac{1}{\gamma_1}} \left( \zeta^v - \frac{1+\alpha}{2} \right) \right]^{\frac{v-1}{v}}}$$

Скорость газа на фронте пламени  $w_1(\pi)$  находится из условия  $\zeta = \xi_\pi$ . Вторичное дифференцирование дает выражение для ускорения

$$z_1(\zeta, \pi) = w_1 \left[ \frac{d^2\pi}{d\tau^2} \Big/ \frac{d\pi}{d\tau} - \frac{\gamma_1+1}{\gamma_1 \pi} \frac{d\pi}{d\tau} - (v-1) \frac{w_1}{\lambda_1} \right].$$

Производные  $d\pi/d\tau$  и  $d^2\pi/d\tau^2$  вычисляются по равенству [5]

$$\frac{d\pi}{d\tau} = \frac{v(\pi_e - 1 - C) \pi^{\frac{1}{\gamma_1} + \varepsilon} \left[ \frac{1+\alpha}{2} - \alpha \pi^{-\frac{1}{\gamma_1}} (1-n) \right]^{\frac{v-1}{v}}}{1 - (1 - \gamma_2/\gamma_1) (1-n) \pi^{-1/\gamma_1}}$$

где  $\varepsilon$  — показатель степени в зависимости нормальной скорости от давления и температуры  $S_u = S_{ui} \pi^\varepsilon$ ;  $\tau = S_{ui} t / a$  — безразмерное время.

Рассмотрим область продуктов сгорания. Здесь уравнение неразрывности имеет вид

$$\zeta^{v-1} d\zeta = \sigma_{2f} \lambda_f^{v-1} d\lambda_f = \sigma_2 \lambda^{v-1} d\lambda \quad (8)$$

( $\sigma_{2f}(\pi')$ ) — плотность продуктов сгорания на фронте пламени в момент  $\tau' \leq \tau$ ). Учитывая, что

$$\sigma_{2f}(\pi') = \frac{\pi'}{\Theta_{2f}(\pi')}, \quad \sigma_2(\pi', \pi) = \frac{\pi}{\left( \frac{\pi}{\pi'} \right)^{\frac{\gamma_2-1}{\gamma_2}} \Theta_{2f}(\pi)}$$

из (8) имеем

$$\left( \frac{\pi}{\pi'} \right)^{-\frac{1}{\gamma_2}} \lambda_f^{v-1} d\lambda_f = \lambda^{v-1} d\lambda.$$

Интегрируя последнее равенство при постоянных  $\pi$  и  $\pi'$  для  $\alpha = 1$  и  $-1$ , получим

$$\lambda_2^1(\pi', \pi) = \frac{1-\alpha}{2} + \left(\frac{\pi}{\pi'}\right)^{-\frac{1}{\gamma_2}} \left[ \lambda_f^v(\pi') - \frac{1-\alpha}{2} \right] \quad (9)$$

или

$$\lambda_2^v(\pi', \pi) = \frac{1-\alpha}{2} + \left(\frac{\pi}{\pi'}\right)^{-\frac{1}{\gamma_2}} \left[ \pi'^{-\frac{1}{\gamma_1}} \left( \zeta_{\pi'}^v - \frac{1+\alpha}{2} \right) + \alpha \right]. \quad (10)$$

Здесь  $1 \leq \pi' \leq \pi$  и  $\zeta_{\pi'}$  связаны соотношениями (1) и (4). При  $\pi = \pi'$  (10) переходит в уравнение (6).

Выражения для скорости и ускорения найдем, дифференцируя (10):

$$w_2(\pi', \pi) = -\frac{\lambda_2^v - \frac{1-\alpha}{2}}{\nu \gamma_2 \lambda_2^{\nu-1} \pi} \frac{d\pi}{d\tau}, \quad (11)$$

$$z_2(\pi', \pi) = w_2 \left( \frac{d^2\pi}{d\tau^2} / \frac{d\pi}{d\tau} - \frac{\gamma_2 + 1}{\gamma_2 \pi} \frac{d\pi}{d\tau} - (\nu - 1) \frac{w_2}{\lambda_2} \right).$$

### Вращающийся газ

Пусть при  $t = 0$  газ вращается как твердое тело с угловой скоростью  $\Omega$ . Запишем закон сохранения момента импульса для элементарного объема свежего газа  $d\omega_i = \zeta d\zeta$ :

$$\Omega \zeta^2 d\omega_i = w_1^t \sigma_1 \lambda_1 d\omega_1, \quad (12)$$

где  $\Omega = \varphi a / S_{ui}$ ;  $w_1^t = v_1^t / S_{ui}$ ;  $S_{ui}$  — нормальная скорость пламени в момент  $t = 0$ ;  $v_1^t$  — тангенциальная скорость свежего газа.

Учитывая уравнение неразрывности (3), из (12) получим

$$w_1^t(\zeta, \pi) = \Omega \zeta^2 / \lambda_1. \quad (13)$$

Далее, подставляя  $\zeta$  из (5) в (13), для рассматриваемого случая  $\nu = 2$  придем к выражению для тангенциальной скорости

$$w_1^t(\zeta, \pi) = \frac{\Omega}{\lambda_1} \left[ \frac{1+\alpha}{2} + \pi^{\frac{1}{\gamma_1}} \left( \lambda_1^2 - \frac{1+\alpha}{2} \right) \right].$$

Дифференцирование последнего равенства приводит к формуле для тангенциального ускорения свежего газа

$$z_1^t(\lambda_1, \pi) = \frac{\partial w_1^t}{\partial \tau} + \frac{w_1^t}{\lambda_1} \frac{\partial}{\partial \lambda_1} (\lambda_1 w_1^t) = 0. \quad (14)$$

Выражение (14) есть закон сохранения момента импульса для свежего газа, записанный в форме уравнения Эйлера для тангенциальной скорости. В области продуктов сгорания этот закон имеет вид

$$\sigma_2 w_2^t \lambda_2^2 d\lambda_2 = \sigma_{2f} w_{2f}^t \lambda_{2f}^2 d\lambda_{2f} = \Omega \zeta^3 d\zeta.$$

Учитывая (8), получим

$$w_2^t(\pi', \pi) \lambda_2(\pi', \pi) = w_{2f}^t(\pi') \lambda_{2f}(\pi') = \Omega \zeta_{\pi'}^2. \quad (15)$$

Последнее равенство означает, что частица  $\zeta_{\pi'}$ , проходящая фронт пламени в момент  $\tau'$  при давлении  $\pi'$  и имеющая тангенциальную скорость  $w_{2f}^t$  на фронте пламени, в дальнейшем при давлении  $\pi$  имеет координату  $\lambda_2$  и скорость  $w_2^t$ . Из (15) имеем

$$w_2^t(\pi', \pi) = \frac{w_{2f}^t(\pi') \lambda_{2f}(\pi')}{\lambda_2} = \frac{\Omega \zeta_{\pi'}^2}{\lambda_2}. \quad (16)$$

Далее используя связь  $\zeta$  и  $\lambda_2$  с  $\lambda_f$  (уравнения (6) и (9)), из (16) получим

$$w_2^t(\pi', \pi) = \frac{\Omega \left[ \frac{1+\alpha}{2} + \pi'^{\frac{1}{\gamma_1}} \left( \lambda_f^2(\pi') - \frac{1+\alpha}{2} \right) \right]}{\left[ \frac{1-\alpha}{2} + \left( \frac{\pi}{\pi'} \right)^{\frac{1}{\gamma_2}} \left( \lambda_f^2(\pi') - \frac{1-\alpha}{2} \right) \right]^{1/2}},$$

где  $\lambda_f(\pi')$  связано с  $\pi'$  посредством соотношений (1) и (2).

В силу закона сохранения момента импульса для продуктов горения, тангенциальное ускорение

$$z_2^t(\lambda_2, \pi) = \frac{\partial w_2^t(\lambda_2, \pi)}{\partial \tau} + \frac{w_2}{\lambda_2} \frac{\partial}{\partial \lambda_2} [\lambda_2 w_2^t(\lambda_2, \pi)] = 0.$$

Степень изменения тангенциальных и угловых скоростей газа в результате горения можно характеризовать отношением соответствующих величин в условиях горения и без него  $A = w^t/w_i^t$ . Тогда, поскольку  $w_i^t = \Omega \lambda_i$ , то  $A = \zeta^2/\lambda_k^2$ , где  $k = 1, 2$ . Здесь эйлера координата берется в областях свежего газа и продуктов горения.

Таким образом, распределение радиальных скоростей и ускорений одинаково как во вращающемся, так и в покоящемся газах. Однако в первом горение сопровождается существенной перестройкой течений, возникновением нестационарного поля тангенциальных скоростей и ускорений. Что касается температурных полей, то они одинаковы в обоих рассматриваемых случаях. Действительно, температуру на фронте пламени в момент  $\tau$  можно выразить через текущее давление [6]

$$\Theta_{2f}(\pi') = E_i + \frac{\gamma_1(\gamma_2 - 1)}{\gamma_2(\gamma_1 - 1)} \left( \pi'^{\frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1}} - 1 \right), \quad E_i = 1 + (\pi_e - 1)/\gamma_2.$$

В дальнейшем она увеличивается за счет адиабатического сжатия и в момент  $\tau$  определяется как

$$\Theta_2(\pi', \pi) = \left( \frac{\pi}{\pi'} \right)^{\frac{\gamma_2 - 1}{\gamma_2}} \left[ E_i + \frac{\gamma_1(\gamma_2 - 1)}{\gamma_2(\gamma_1 - 1)} \left( \pi'^{\frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1}} - 1 \right) \right]. \quad (17)$$

Соответствующее выражение для плотности продуктов сгорания можно получить из уравнения состояния  $\sigma_2(\pi', \pi) = \pi/\Theta_2(\pi', \pi)$  и (17). В свежем газе температура и плотность распределены равномерно:

$$\Theta_1(\pi) = \pi^{\frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1}}, \quad \sigma_1(\pi) = \pi^{\frac{1}{\gamma_1}}. \quad (18)$$

Из (17) видно, что максимальная температура в некоторый момент  $\tau$  достигается у элементов газа, расположенных в центре сосуда при  $\pi' = 1$  (в расходящихся пламенах, наоборот, у стенки), а минимальная — на фронте пламени при  $\pi = \pi'$ . Максимальное значение температуры в течение всего процесса горения  $\Theta_{2\max}$  реализуется при  $\pi = \pi_e$ , а минимальное — при  $\pi = 1$ :

$$\Theta_{2\max} = E_i \pi_e^{\frac{\gamma_2 - 1}{\gamma_2}},$$

$$\Theta_{2\min} = E_i + \frac{\gamma_1(\gamma_2 - 1)}{\gamma_2(\gamma_1 - 1)} \left( \frac{\pi_e^{\frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1}}}{\pi_e} - 1 \right).$$

Откуда

$$\Theta_{2\max} - \Theta_{2\min} = E_i \left( \frac{\pi_e^{\frac{\gamma_2 - 1}{\gamma_2}}}{\pi_e} - 1 \right) - \frac{\gamma_1(\gamma_2 - 1)}{\gamma_2(\gamma_1 - 1)} \left( \frac{\pi_e^{\frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1}}}{\pi_e} - 1 \right).$$

Видно, что максимальная разница температур в продуктах сгорания определяется только термодинамическими свойствами газа и не зависит от кинетических свойств смеси, типа пламени и направления распространения.

### Результаты вычислений

Вычисления проводили при следующих значениях параметров:  $a = 0,15$  см,  $\epsilon = 0,26$ ,  $\pi_e = 8,98$ ,  $\gamma_1 = 1,39$ ,  $\gamma_2 = 1,2$ ,  $\varphi = 628$  с<sup>-1</sup>,  $S_{ui} = 43$  см/с. Рассматривали сходящиеся и расходящиеся пламена цилиндрической, сферической и плоской симметрии.

**Поле температур и плотностей.** В области сосуда, занятой свежим газом, температура и плотность постоянны, по изменяются с давлением в соответствии с уравнением адиабаты. Значения  $\sigma$  и  $\Theta$  в свежем газе в выбранный момент времени определяются по формулам (18). Используя связь между лагранжевой и эйлеровой координатами в области сосуда, занятой продуктами горения, можно представить интересующие нас величины как функцию эйлеровой координаты  $\lambda$  при любом давлении. Например, вычисления распределения температуры в данный момент времени производятся следующим образом. Определив значение  $\pi$  в рассматриваемый момент времени, по формуле (2) находится  $\lambda_r(\pi)$ . Выбрав давление  $\pi'$  ( $1 \leq \pi' \leq \pi$ ), по (10) и (17) находим эйлерову координату элементарного объема газа, сгоревшего в момент  $\pi'$ , и температуру этого объема газа. На рис. 1, а, для нескольких моментов времени построены распределения температуры. Скачок на профиле  $\Theta$  отвечает точке, в которой находится фронт пламени. Наибольшее повышение  $\Theta$  наблюдается в точке инициирования пламени к концу горения. Действительно, к концу горения происходит основной рост давления, вызывающий адиабатическое сжатие продуктов горения. Интересно отметить, что в сходящихся пламенах наибольший градиент температуры существует вблизи стенок сосуда, в то время как в расходящихся может достигаться в точке, расположенной между фронтом пламени и центром симметрии сосуда. Распределение плотности вычисляется аналогично (рис. 1, б).

**Поле радиальных скоростей** в данный момент времени в свежем газе и продуктах горения вычисляется по формулам (7) и (11). Рис. 2 демонстрирует распределение, возникающее в расходящемся пламени в цилиндрическом сосуде при нескольких положениях фронта. Скачок на профиле скорости отвечает точке, в которой находится фронт пламени. За положительное принимается направление от оси симметрии к стенкам сосуда.

Свежий газ движется вдоль, а продукты горения против направления распространения пламени. Разность между значениями скоростей в свежем газе и продуктах горения на фронте пламени равна  $\left(\frac{\sigma_1(\pi)}{\sigma_2(\pi)} - 1\right) S_u(\pi)$ .

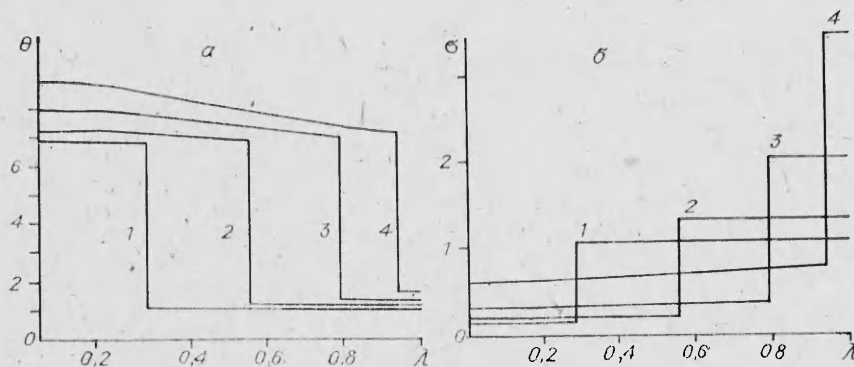


Рис. 1. Распределение температуры (а) плотности (б) в цилиндрическом сосуде.  $\pi = 1,1$  (1), 1,5 (2), 2,7 (3), 5,6 (4).

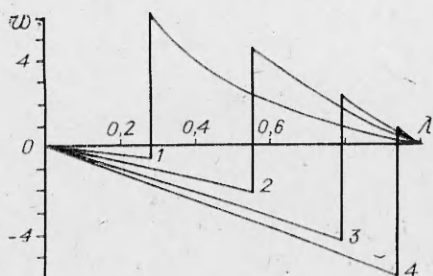


Рис. 2. Распределение радиальных скоростей в цилиндрическом сосуде. Обозначения аналогичны рис. 1.

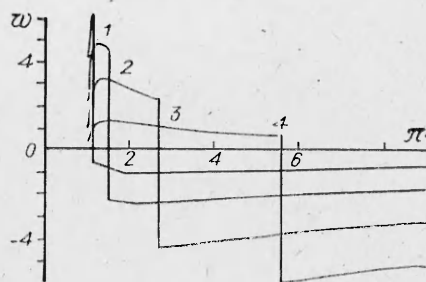


Рис. 3. Зависимость радиальной скорости элементарного объема от текущего давления для расходящегося пламени в цилиндрическом сосуде.  $\xi_i = 0,26$  (1),  $0,29$  (2),  $0,47$  (3),  $0,77$  (4).

Так как в процессе горения отношение плотностей уменьшается, а  $S_u$  увеличивается, то скачок скорости на фронте изменяется незначительно по ходу процесса. Как следует из выражений (7) и (11), скорости в продуктах горения для расходящегося пламени и в свежем газе для сходящегося пламени линейно зависят от эйлеровой координаты. Что касается плоских пламен, то отмеченная линейная зависимость существует как в свежем газе, так и в продуктах горения. Если скорость газа наблюдается в фиксированной точке пространства, то ее изменение во времени зависит от вида симметрии и типа пламени. При  $\alpha = 1$  в сферических и цилиндрических пламенах газовые потоки в свежем газе и продуктах горения ускоряются, а в плоском пламени замедляются как перед фронтом пламени, так и за ним. При  $\alpha = -1$  и при всех видах симметрии газовые потоки замедляются.

Интересно проследить за изменением скорости выделенного элементарного объема газа в зависимости от текущего давления (рис. 3). Эта зависимость описывается выражениями (7) и (11), в которых  $\lambda$  рассматривается как функция текущего давления и лагранжевой координаты. На начальном этапе горения элементарный объем свежего газа увеличивает свою скорость в результате роста общего объема продуктов горения. Картина течения аналогична случаю распространения цилиндрического пламени в неограниченной среде, где радиальная скорость элементарного объема свежего газа описывается выражением [7]

$$v = \frac{(E_i - 1) E_i S_{ui}^2 t}{[l^2 + (E_i - 1) E_i S_{ui}^2 t^2]^{1/2}}$$

На более поздних этапах горения сказывается тормозящее влияние стенок сосуда и скорость свежей смеси уменьшается до момента сгорания. После сгорания элементарный объем газа меняет направление движения и, двигаясь к оси симметрии сосуда, в целом уменьшает свою скорость.

**Поле тангенциальных скоростей при горении газа в цилиндрическом сосуде.** Для области сосуда, занятой свежим газом, существует явное выражение тангенциальной скорости через эйлерову координату, поэтому схема вычислений представляется очевидной. В области сосуда, занятой продуктами горения, распределение тангенциальной скорости можно найти таким же способом, как и распределение температуры (рис. 4). Точки разрыва на рис. 4 производных тангенциальных скоростей соответствуют положениям фронта пламени. Необходимо отметить следующие особенности. В случае расходящегося пламени  $w^t$  во всех точках сосуда меньше, чем в тех же точках в состоянии вращения с той же угловой скоростью до момента инициирования пламени. В случае сходящегося пламени, наоборот,  $w^t$  во всех точках сосуда больше, чем в тех же точках в отсутствии горения. Поскольку момент импульса для всего объема газа в сосуде сохраняется, то наблюдаемый эффект объясняется смещением



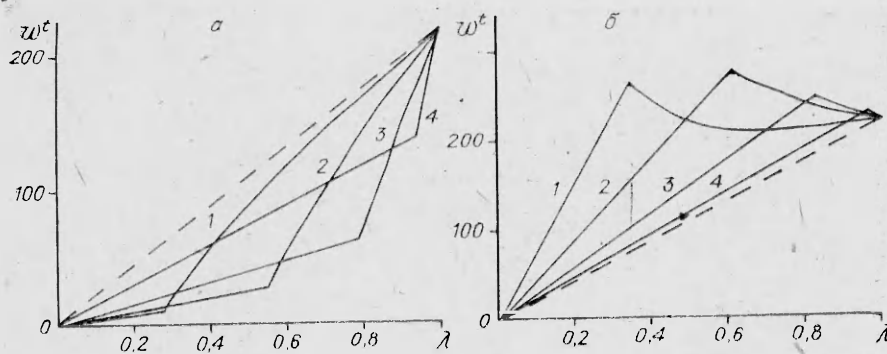


Рис. 4. Распределение тангенциальной скорости во вращающемся цилиндрическом сосуде.

а) расходящаяся пламя; б) сходящаяся. — — — — распределение скорости в отсутствии горения (обозначения аналогичны рис. 1).

масс газа от оси вращения в расходящемся и к оси вращения в сходящемся пламенах.

Для газов на фронте пламени относительная величина замедления ускорения  $A_f = \zeta_{\pi}^2 / \lambda_f^2 (\pi)$ . Нетрудно показать, что, во-первых, при  $\alpha = 1$  и  $-1$  максимальный эффект реализуется вблизи оси вращения на малых радиусах пламени. Во-вторых, величина  $A_f$  конечна и равна  $1/E_i$  для  $\alpha = 1$  и  $\kappa_e^{1/\gamma_1}$  для  $\alpha = -1$  соответственно, т. е. относительное значение максимального замедления или ускорения газа не зависит от скорости горения.

Качественным подтверждением уменьшения угловой скорости вращения могут служить описываемые ниже результаты эксперимента по распространению пламени во вращающемся газе. Распространение пламени изучалось в закрытом цилиндрическом сосуде диаметром 22,3 и высотой 2,5 см. В сосуде устанавливалась тонкая радиальная перегородка, соединяющая основания сосуда, который раскручивался до заданной скорости вращения  $\varphi$ , после чего смесь зажигалась в центре электрической искрой. Распространение пламени регистрировалось через стеклянное основание сосуда методом кино съемки [3]. Использовались смеси метана с воздухом.

Опыты показали, что при  $\varphi = 0$  пламя распространяется осесимметрично по всему объему. При  $\varphi \neq 0$  граница раздела между продуктами горения и свежей смесью принимает форму, показанную на последовательных фотографиях процесса горения (рис. 5). Светлая область на фотографиях соответствует продуктам горения. Конфигурация сосуда, граница раздела свежей смеси и продуктов горения, направление вращения сосуда (темная стрелка) показаны на схеме. Видно, что радиус фронта пламени растет с увеличением полярного угла, отсчитываемого от перегородки в направлении вращения. Отношение радиусов перед и за перегородкой уменьшается по ходу процесса. В центральной части продуктов горения за перегородкой формируется вихревая область в виде темного пятна. Наблюдаемая картина может быть объяснена уменьшением скорости вращения газа при горении. Действительно, в системе координат, связанной со стенками сосуда, свежий газ и продукты горения должны двигаться в направлении, противоположном вращению стенок сосуда, и набегать на перегородку (светлая стрелка). При этом свежий газ, имеющий большую плотность, вытекает по мере движения продуктов горения и собирается в передней области перед перегородкой. В соответствии с теорией, этот эффект наиболее ярко выражен в начальной стадии горения.

В заключение отметим, что в рассматриваемой задаче не учитывается процесс выравнивания гидродинамических неоднородностей, обусловленных действием сил вязкости. Горение вызывает нестационарное



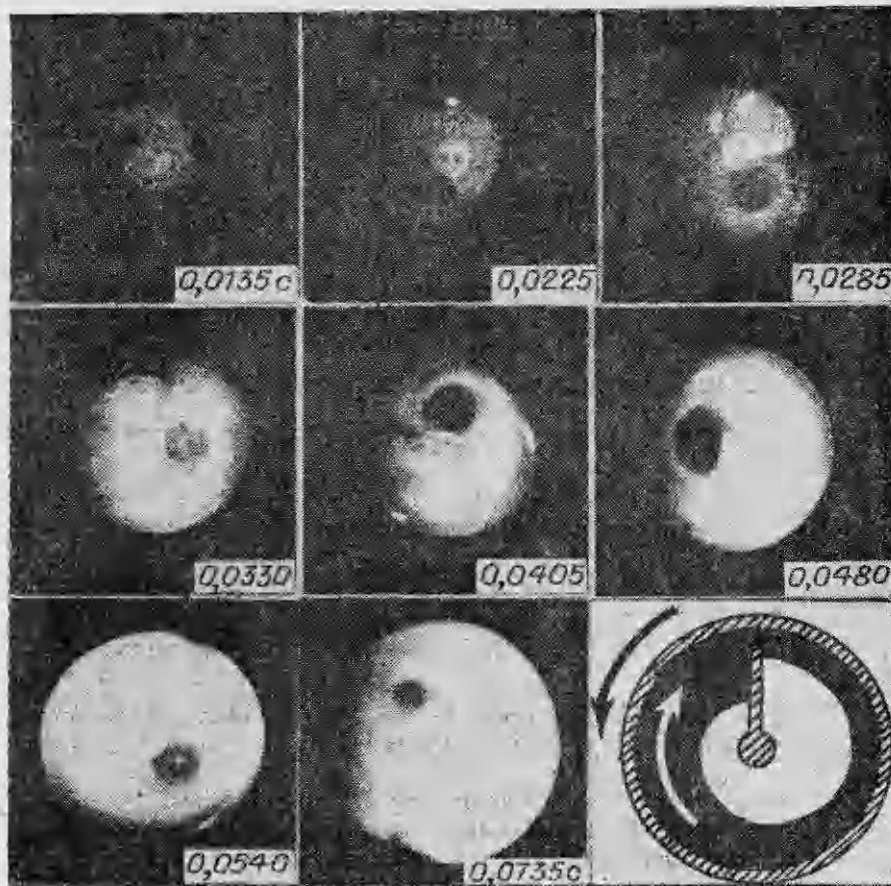


Рис. 5. Динамика распространения пламени во вращающемся цилиндрическом сосуде с перегородкой: 9,5%-ная метано-воздушная смесь  $p_i = 0,1$  МПа,  $\varphi = 194,7$  с<sup>-1</sup>.

течение газа относительно стенок сосуда и развитие пограничного слоя, рост которого приводит к перестройке всего течения. Это обстоятельство влечет за собой отклонение действительного распределения скоростей от рассчитанного без учета тормозящего действия вязкости. Об эффектах этого взаимодействия можно судить по отношению характерных времен горения  $t_b$  и выравнивания гидродинамических неоднородностей  $t_v$ . Вязкость не существенна в процессе, если  $D_v = t_v/t_b \gg 1$ . При вращении газа  $t_v \approx 1/E^{1/2}\varphi$ , где  $E = \eta/\varphi a^2$  — число Экмана (отношение сил вязкости и Кориолиса);  $\varphi$  — характерное изменение угловой скорости [8]. Здесь предполагается, что вращение относительно быстрое, т. е.  $E \ll 1$ . В случае медленного вращения ( $E \gg 1$ )  $t_v \approx a^2/\eta$ . Поэтому условия малости эффектов вязкости можно записать так: при медленном вращении, включая состояние покоя,  $D_v = aS_{ui}/\eta \gg 1$ , а при быстром вращении  $D_v = S_{ui}/(\varphi\eta)^{1/2}$ . При значениях параметров, принятых в настоящей работе, и  $\eta = 0,2$  см<sup>2</sup>/с параметр  $D_v \approx 4$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
2. Т. Takeno, Т. Iijima. Progress in Astronautics and Aeronautics. V. 76. N. Y., American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1981.
3. В. С. Бабкин, А. М. Бадалян и др. ФГВ, 1982, 18, 3.
4. N. Syred, J. M. Beer. Comb. Flame, 1974, 23, 143.
5. В. С. Бабкин, П. К. Сеначин, Т. В. Крахтинова. ФГВ, 1982, 18, 6.

6. В. С. Бабкин, Ю. Г. Кононенко. ФГВ, 1967, 3, 2.
7. С. С. Минаев, В. С. Бабкин.— В кн.: Структура газофазных пламен. Новосибирск, ИТПМ СО АН СССР, 1983.
8. Х. Гринспен. Теория вращающихся жидкостей. М.: Гидрометеоиздат, 1975.

*Поступила в редакцию 9/IV 1985,  
после доработки — 5/VIII 1985*

## РЕЖИМ КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ В ДЕФОРМИРУЕМОМ ТВЕРДОМ ТОПЛИВЕ С ПРОДОЛЬНЫМИ КАНАЛАМИ

*Н. Н. Смирнов, И. Д. Дмитриенко  
(Москва)*

При относительно небольшой скорости нормального горения твердого топлива, которая в зависимости от внешних условий составляет 1 мм/с — 10 см/с, скорость распространения пламени в каналах для отдельных видов топлива и разных диаметров каналов может составлять от 100 до 1000 м/с.

Конвективное горение инициируется при затекании в канал с открытого торца горячих продуктов реакции. Таким образом, механизм распространения конвективного фронта пламени определяется не процессами прогрева последующих слоев топлива в результате теплопроводности, а конвективной теплопередачей от горячих газов, затекающих в канал с большой скоростью. Быстрое распространение пламени приводит к возникновению в каналах очень высоких давлений, которые в состоянии при определенных условиях инициировать детонацию топлива.

Изучению процессов конвективного горения канальных и пористых систем посвящено большое количество работ [1—13]. В отдельных теоретических исследованиях конденсированная фаза предполагается абсолютно твердой [5—7, 9]. Такое предположение справедливо при изучении конвективного горения в каналах относительно больших диаметров, когда деформации конденсированной фазы практически не влияют на их геометрию. При относительно малых диаметрах и больших давлениях, возникающих в режиме конвективного горения [8, 9], деформации в твердом топливе могут вызвать значительные изменения площади поперечного сечения каналов и пор и тем самым существенно повлиять на условия возникновения и режим распространения конвективного горения. Поэтому в [10—12] учитываются деформируемость твердого топлива и образование перед фронтом конвективного горения зоны сильного уплотнения, где объемное содержание к-фазы велико. При этом предполагается, что истинная плотность конденсированной фазы постоянна ( $\rho_k^0 = \text{const}$ ), т. е. к-фаза несжимаема. Возникающие в каналах большие давления могут приводить к разрушению к-фазы, росту трещин. Исследование механической устойчивости горящих трещин в стационарной постановке проведено в [13] в рамках статической теории упругости. Однако проникновение горения в единственный канал — быстропотекающий существенно нестационарный динамический процесс. Результаты расчетов [9] и эксперименты [8] показывают, что в каналах могут возникать большие давления ( $\sim 10^2$  МПа). При этом значительное влияние на развитие процесса конвективного горения и распространение волны сжатия в твердом топливе оказывает сжимаемость конденсированной фазы.

В настоящей работе распространение конвективного горения в цилиндрических каналах исследуется с учетом динамических процессов, протекающих в сжимаемом твердом топливе.

Рассмотрим математическую модель и метод расчета нестационарной задачи распространения конвективного фронта пламени в цилиндрических каналах в твердом линейно-упругом топливе. Предположим, что термодинамические свойства продуктов реакции и газа, заполняющего