

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ГАЗА В ЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМАХ СООБЩАЮЩИХСЯ СОСУДОВ

Р.Х. Абдуллин, А.В. Борисенко, П.К. Сеначин

Изложены результаты численных расчетов динамических процессов, происходящих при горении газа в линейных системах сообщающихся сосудов. Построены математические модели процесса, позволяющие, во-первых, анализировать зависимости давлений от времени и характер процесса при изменении различных параметров системы, во-вторых, оценивать максимально возможные давления, достигаемые в системе.

Закономерности горения высокорреакционных смесей газов в линейных многокамерных системах сообщающихся сосудов при малых блокадных отношениях $BR=1-(d/D)^2 < 0,5$ изучал Дж. Ли с сотрудниками [1-4]. Нами, совместно с В.С. Бабкиным, рассматриваются процессы горения сравнительно низкорреакционных смесей в линейных системах с большим блокадным отношением $BR > 0,9$ [5-8].

В данной работе изложены результаты численных расчетов динамических процессов горения газа в линейных многокамерных системах на основе собственных экспериментальных данных и построенной ранее математической модели горения газа в системе двух сообщающихся сосудов [9].

СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ПРОЦЕССА

Рассмотрим возможность моделирования динамических процессов, происходящих при горении газа в линейных системах сообщающихся сосудов. Для определенности положим, что горение происходит в замкнутой линейной системе, состоящей из N сосудов, соединенных между собой последовательно $(N-1)$ короткими каналами, через проходные сечения которых может происходить перетекание газов и передача воспламенения. Введем параметр B_0 , аналогичный параметру

$$B = \frac{gFA_{ui}Z}{V_1^{2/3}\chi_1 S_{ui}J_e},$$

используемому в [10, 11] для описания процесса горения в двухкамерной системе, который по физическому смыслу соответствует комплексу \bar{A}/\bar{S}_0 , предложенному Брэдли и Митчесоном [12, 13]

$$B_0 = \frac{F_1 A_{ui} Z}{V_1^{2/3} S_{ui} J_e},$$

где F_1 - сечение 1-го канала, V_1 - объем 1-го сосуда. Если диаметры каналов и объемы сосудов различны, наряду с B_0 следует вве-

сти локальный (для каждого сосуда) параметр B_k , характеризующий отношение характерных скоростей изменения тепловой энергии k -го сосуда в результате истечения и тепловыделения при горении

$$B_k = \frac{(F_k + F_{k-1})A_{ui}Z}{V_k^{2/3}\chi_k S_{ui}J_e} = \frac{(d_k^2 + d_{k-1}^2)}{d_1^2} \Omega_k^{-2/3} B_0,$$

где d_k - диаметр k -го канала, χ_k - коэффициент турбулизации в k -м сосуде, Ω_k - отношение объема k -го сосуда к объему 1-го.

Введение такого параметра существенно усложнит описание процесса; в отличие от B_0 локальный параметр B_k уже не будет являться критерием подобия для горения во всей системе, но может быть применен для описания характера горения в k -м сосуде.

На основе подхода, разработанного в [9-11] для описания горения в двухкамерной системе, запишем полную систему уравнений горения газа в закрытой системе из N сообщающихся сосудов. Предположим, что пламя инициируется в центре первого сосуда сферической формы, а процесс горения в нем описывается динамикой сферического очага пламени с учетом оттока массы свежей смеси через соединительный канал. Поскольку форма остальных сосудов может быть произвольной (с учетом требования основной симметрии), для описания горения можно выбрать одну из симметричных модельных поверхностей пламени: плоскую, цилиндрическую или сферическую. Как правило, удобнее выбрать наиболее простой вид пламени – плоский, поскольку отсутствуют точные данные о характере изменения поверхности фронта турбулентного пламени при наличии течения газов.

Деформация и турбулизация фронта пламени учитывается коэффициентом турбулизации χ_k в зависимостях для скоростей горения $S_k = \chi_k S_{uk}$. Эти соотношения предполагают ламинарный механизм горения [14-16]: смесь сгорает в искривленной поверхно-

ПОЛЗУНОВСКИЙ ВЕСТНИК № 4 2007

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ГАЗА В ЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМАХ
СООБЩАЮЩИХСЯ СОСУДОВ**

сти пламени при одинаковой нормальной скорости пламени на каждом ее элементе. Поэтому коэффициенты χ_k можно рассматривать как отношение площадей поверхностей реальных фронтов пламени к модельным (плоскому, цилиндрическому или сферическому). С другой стороны, при анализе турбулентного горения, коэффициент турбулизации имеет физический смысл отношения средней по объему турбулентной скорости горения к нормальной скорости пламени. Сделаем еще два важных допущения: первое – горение в каждом последующем сосуде начинается позже, чем в предыдущем; второе – после проскока пламени в $(k+1)$ -й сосуд, через канал, соединяющий k -й и $(k+1)$ -й сосуды, перетекают только продукты горения.

Полная система уравнений, описывающих процесс, состоит из $(6N-3)$ дифференциальных и $(5N+1)$ алгебраических уравнений, а также ряда граничных и начальных условий на моменты проскока пламени, которые сами зависят от предыстории процесса. Для системы из N сообщающихся сосудов математическая модель включает следующие группы уравнений.

Уравнения динамики давления (баланса энергии в сосудах) [9-11]:

$$\begin{aligned} \frac{d\pi_1}{d\tau} &= J_e \frac{dn_{f1}}{d\tau} - \gamma\theta_{b1} \frac{dn_{bv1}}{d\tau} + \gamma\theta_{b2} \frac{dn_{br1}}{d\tau} - \gamma\theta_{u1} \frac{dn_{uv1}}{d\tau}; \\ \Omega_k \frac{d\pi_k}{d\tau} &= J_e \frac{dn_{fk}}{d\tau} + \gamma\theta_{u(k-1)} \frac{dn_{uv(k-1)}}{d\tau} + \gamma\theta_{b(k-1)} \frac{dn_{bv(k-1)}}{d\tau} - \\ &\gamma\theta_{bk} \frac{dn_{br(k-1)}}{d\tau} - \gamma\theta_{uk} \frac{dn_{uk}}{d\tau} - \gamma\theta_{bk} \frac{dn_{bv_k}}{d\tau} + \gamma\pi\theta_{b(k+1)} \frac{dn_{brk}}{d\tau} \\ &\text{для } k=2, \dots, (N-1); \\ \Omega_N \frac{d\pi_N}{d\tau} &= J_e \frac{dn_{fN}}{d\tau} + \gamma\theta_{u(N-1)} \frac{dn_{uv(N-1)}}{d\tau} + \\ &\gamma\theta_{b(N-1)} \frac{dn_{bv(N-1)}}{d\tau} - \gamma\theta_{bN} \frac{dn_{br(N-1)}}{d\tau}. \end{aligned} \quad (1)$$

Уравнения для нормальной скорости пламени (от π_k и θ_{uk})

$$S_k = \pi_k^{S/2-1} \theta_{uk}^\delta, \quad \text{для } k=1, \dots, N. \quad (2)$$

Уравнения массовой скорости горения газа в сосудах:

$$\begin{aligned} \frac{dn_{f1}}{d\tau} &= \frac{3}{J_e} \pi_1^{1/\gamma+\varepsilon} \omega_{b1}^{2/3}, \quad (3) \\ \frac{dn_{fk}}{d\tau} &= \frac{\Omega_k^{2/3}}{J_e} \cdot \frac{\chi_k}{\chi_1} \pi_k^{S/2} \theta_{uk}^{\delta-1} \cdot \nu \cdot \omega_{bk}^{1-1/\gamma}, \quad \text{для } k=2, \dots, N, \end{aligned}$$

где $\nu=1,2,3$ – для плоского, цилиндрического и сферического пламени соответственно.

Уравнения энергии свежей смеси:

$$\frac{d\theta_{u1}}{d\tau} = (1-1/\gamma) \frac{\theta_{u1}}{\pi_1} \cdot \frac{d\pi_1}{d\tau}, \quad \theta_{u1} = \pi_1^{1-1/\gamma}, \quad (4)$$

$$\frac{d\theta_{uk}}{d\tau} = (1-1/\gamma) \frac{\theta_{uk}}{\pi_k} \cdot \frac{d\pi_k}{d\tau} + \frac{\theta_{u(k-1)} - \theta_{uk}}{n_{uk}} \cdot \frac{dn_{uv(k-1)}}{d\tau},$$

для $k=2, \dots, N$.

Уравнения истечения свежей смеси:

$$\frac{dn_{uv1}}{d\tau} = 0,62B_0 \pi_1^{(\gamma+1)/2\gamma} \Phi_{12}, \quad (5)$$

$$\frac{dn_{uvk}}{d\tau} = 0,62B_0 \frac{\pi_k}{\sqrt{\theta_{uk}}} \Phi_{k(k+1)}, \quad \text{для } k=2, \dots, (N-1).$$

Уравнения прямого и обратного истечения продуктов горения:

$$\frac{dn_{bv_k}}{d\tau} = 0,62B_0 \frac{\pi_k}{\sqrt{\theta_{bk}}} \Phi_{k(k+1)}, \quad \text{для } k=1, \dots, (N-1), \quad (6)$$

$$\frac{dn_{brk}}{d\tau} = 0,62B_0 \frac{\pi_{k+1}}{\sqrt{\theta_{b(k+1)}}} \Phi_{(k+1)k}, \quad \text{для } k=1, \dots, (N-1).$$

Уравнения безразмерной скорости истечения струи:

$$\Phi_{jk} = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{\pi_k}{\pi_j} \right)^{2/\gamma} - \left(\frac{\pi_k}{\pi_j} \right)^{1+1/\gamma} \right]} / Z, & \text{при } \frac{\pi_k}{\pi_j} \geq Z^\phi, \\ 1, & \text{при } \frac{\pi_k}{\pi_j} < Z^\phi, \end{cases}$$

$$\phi = 2\gamma/(\gamma+1), \quad Z = \sqrt{(\phi/\gamma)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)}}, \quad (7)$$

для $k \neq j, \quad k=1, \dots, N; \quad j=1, \dots, N$.

Уравнение сохранения суммарного объема свежей смеси и продуктов горения:

$$\omega_{bk} = \Omega_k - \omega_{uk}, \quad \text{для } k=1, \dots, N. \quad (8)$$

Уравнения сохранения массы свежей смеси и продуктов горения:

$$n_{u1} = 1 - n_{f1} - n_{uv1}, \quad (9)$$

$$n_{uk} = \Omega_k + n_{uv(k-1)} - n_{uvk} - n_{fk},$$

$$n_{uN} = \Omega_N - n_{fN} + n_{uv(N-1)}, \quad \text{для } k=2, \dots, (N-1),$$

$$n_{b1} = n_{f1} - n_{bv1} + n_{br1},$$

$$n_{bk} = n_{fk} + n_{bv(k-1)} - n_{bv_k} - n_{br(k-1)} + n_{brk},$$

$$n_{bN} = n_{fN} + n_{bv(N-1)} - n_{br(N-1)}, \quad \text{для } k=2, \dots, (N-1).$$

Уравнения состояния свежей смеси и продуктов горения

$$\omega_{uk} = n_{uk} \theta_{uk} / \pi_k, \quad (10)$$

$$\theta_{bk} = \pi_k \omega_{bk} / n_{bk}, \quad \text{для } k=1, \dots, N.$$

Уравнение сохранения энергии для всей системы:

$$\sum_{k=1}^N (\pi_k - 1) \Omega_k = J_e \sum_{k=1}^N n_{fk}, \quad (11)$$

где $\sum_{k=1}^N (n_{fk} - n_{bk}) = 0$.

В систему уравнений (1)-(11) входят: безразмерные переменные $\tau = t/t_0$ - время, $\pi_k = p_k/p_i$ - давление, $\theta = (T/M)/(T_i/M_u)$ - температура, $\omega = V/V_1$ - объем, $\gamma = C_p/C_v$, $n = m/m_{ui}$ - массовая доля и параметры процесса $J_e = \pi_{e0} - 1 = (\gamma - 1)Q/(RT_i)$, B_0 , Ω_k , где $t_0 = 0,62V_1^{1/3}/(S_{ui}J_e)$ - характерное время сгорания газа в первом сосуде, $\varepsilon = s/2 - 1 + \delta(1 - 1/\gamma)$ - термокинетический показатель, δ - термический показатель, Q - тепловой эффект химической реакции на моль свежей смеси, s - порядок суммарной химической реакции. Индексы обозначают: i - начальное состояние, e - состояние на момент окончания горения в сосуде, k - номер сосуда, u - свежая смесь, b - продукты горения, v - прямое направление истечения, r - обратное направление истечения, f - фронтально сгоревший в сосуде газ.

Полная система уравнений включает в себя все члены, которые могут описывать горение и истечение. Однако если проанализировать процесс во времени, то можно увидеть, что различные члены уравнений группы (1) включаются на разных стадиях процесса, что делает необходимым правильную постановку краевых условий при решении задачи.

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЕ ГОРЕНИЕ

Рассмотрим случай последовательного горения, который назовем - Модель I. Наиболее простым и естественным моментом проскока пламени в $(k+1)$ -й сосуд можно считать момент завершения горения в k -м сосуде. Тогда $dn_{fk}/d\tau = 0$ при $\tau < \tau_{t(k-1)}$ и $\tau > \tau_{ke}$, для $k=2, \dots, N$, где момент проскока пламени из $(k-1)$ -го в k -ый сосуд $\tau_{t(k-1)}$, а момент окончания горения в k -м сосуде τ_{ke} . В рамках проведенного выше предположения о совпадении момента проскока с моментом завершения горения $\tau_{ik} \equiv \tau_{ke}$.

Для первого сосуда $dn_{f1}/d\tau = 0$ при $\tau > \tau_{1e} \equiv \tau_{11}$. В данной модели, свежая смесь может перетекать только в прямом направлении, и после момента проскока прекращается истечения свежей смеси и начинают истекать продукты горения: $dn_{uvk}/d\tau = 0$ при $\tau \geq \tau_{ik}$, т.е. после проскока пламени в $(k+1)$ -й сосуд. Тогда имеем $dn_{bvk}/d\tau = 0$ и

$dn_{brk}/d\tau = 0$ при $\tau < \tau_{ik}$. Причем при $\tau \geq \tau_{ik}$ направление истечения продуктов между k -м и $(k+1)$ -м сосудами может быть как прямым, так и обратным в зависимости от отношения давлений π_{k+1}/π_k . При $\pi_{k+1}/\pi_k < 1$ направление истечения продуктов прямое и $dn_{brk}/d\tau = 0$, а при $\pi_{k+1}/\pi_k > 1$ направление истечения обратное и $dn_{bvk}/d\tau = 0$. В случае равенства давлений $\pi_k = \pi_{k+1}$ и при нулевой начальной скорости газа на входе в канал ($W_k = 0$) имеем

$$dn_{bvk}/d\tau = dn_{brk}/d\tau = 0.$$

Момент окончания горения в k -м сосуде вычисляется из уравнения баланса массы. В начальный момент времени $\tau = 0$, $n_{uk} = \Omega_k$, до момента проскока пламени в k -й сосуд на-текает доля свежей смеси $n_{uv(k-1)}$, а к моменту окончания горения истекает доля свежей смеси n_{uvk} . Таким образом, в течение всего процесса горения в k -м сосуде должна фронтально сгореть массовая доля газа, равная $n_{fk} = \Omega_k + n_{uv(k-1)} - n_{uvk}$, где $k=2, \dots, N-1$.

Для первого сосуда имеем

$$\Omega_1 = 1, \quad n_{f1} = 1 - n_{uv1},$$

а для последнего сосуда получим

$$n_{fN} = \Omega_N + n_{uv(N-1)}.$$

В режиме одновременного горения газа в нескольких сосудах, обусловленного наличием высокоскоростной газовой струи, инициирующей воспламенение, описание в рамках Модели I становится некорректным. Необходимо видоизменить граничные и начальные условия на каждой стадии процесса с учетом скорости передачи воспламенения вдоль оси системы.

ОДНОВРЕМЕННОЕ ГОРЕНИЕ

На основе существующих физических представлений и анализа результатов экспериментов запишем граничные и начальные условия для модели одновременного горения при быстром распространении пламени в системе сообщающихся сосудов. Назовем ее - Модель II. Чтобы принципиально понять основные черты рассматриваемого режима, сделаем ряд упрощений, а именно, положим: $\Omega_k = 1$, $B_k = B_0$, $\chi_k = \chi$, $\chi_1 = 1$.

Из рисунков 1 и 2 можно видеть, что процесс высокоскоростного распространения воспламенения вдоль оси системы на определенном участке выходит на стационарный режим. В связи с этим будем рассматривать

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ГАЗА В ЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМАХ СООБЩАЮЩИХСЯ СОСУДОВ

процесс выхода на стационарный режим горения, начиная с некоторой j -ой камеры, когда струйное течение уже сформировано, поскольку на достаточно большом расстоянии

от первой камеры ($j=7-20$) условия иницирования на начальном участке не должны оказывать влияния на дальнейшее распространение пламени по системе.

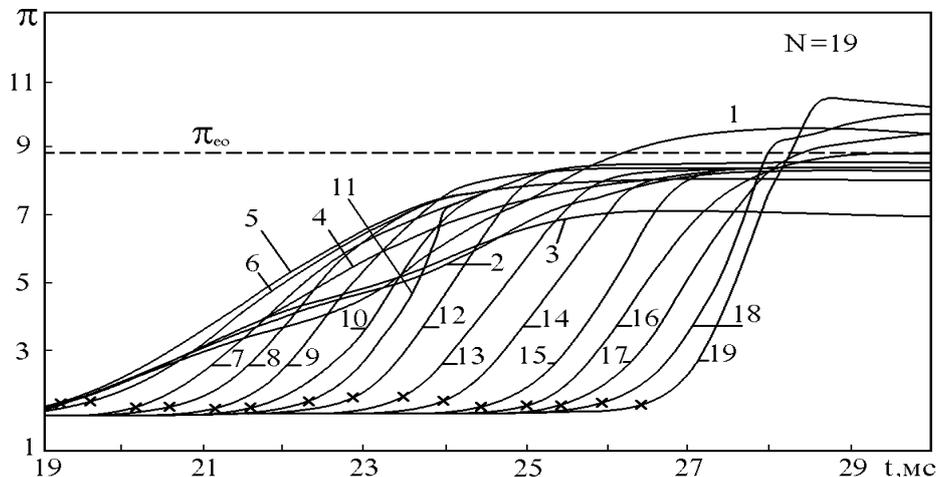


Рис. 1. Зависимости $p(t)$: цифры на кривых обозначают номер сосуда; пунктирная линия соответствует максимальному давлению при сгорании смеси в одиночном закрытом сосуде; кресты - моменты проскока пламени

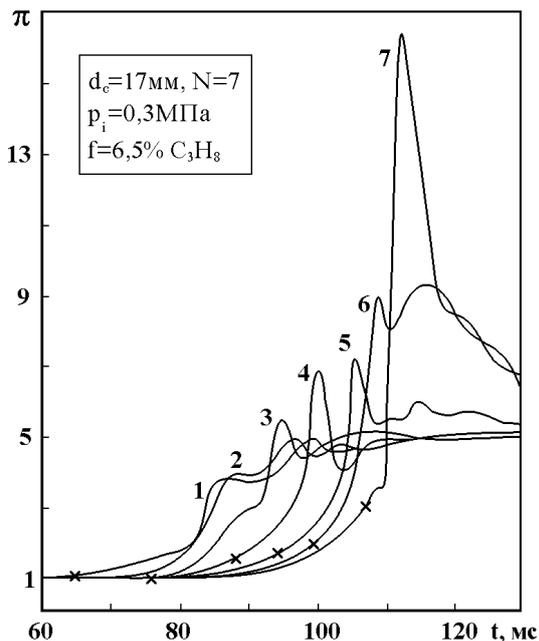


Рис. 2. Зависимости $p(t)$: цифры на кривых обозначают номер сосуда; кресты - моменты проскока пламени

Если струя движется с большой скоростью, порядка звуковой, в момент проскока в k -й сосуд доля перетекающей свежей смеси пренебрежимо мала и давление $\pi_{t(k-1)} \approx \pi_{ki} = 1$.

Следовательно, в момент $\tau_{t(k-1)}$ имеем $\pi_k \approx 1$. Поэтому будем рассматривать горение как в одиночном закрытом сосуде, пренебрегая истечением газов. В этом есть резон, так как время прохождения струи по сосуду $\Delta\tau_k = \tau_{tk} - \tau_{t(k-1)}$, как видно из опытов, существенно меньше времени горения газа в сосуде $\Delta\tau_k \ll \tau_{te} - \tau_{t(k-1)}$.

Приближенно можно считать, что в $(k-1)$ -м, k -м и $(k+1)$ -м сосудах горение происходит практически одновременно и $\pi_{k+1}/\pi_k \approx 1$, $\pi_k/\pi_{k-1} \approx 1$. Однако $dn_{bv(k-1)}/d\tau \approx dn_{bv k} \neq 0$, так как поток массы продуктов, перетекающих из $(k-1)$ -го в k -й сосуд за счет импульса, полученного движущейся струей, вблизи выходя на стационарный режим примерно равен потоку массы продуктов из k -го в $(k+1)$ -й сосуд после момента τ_{tk} . Следовательно, на момент проскока пламени $\tau_{t(k-1)}$, в k -й сосуд $\theta_{uk} = 1$, $n_{uk} = 1$, $\pi_k = 1$.

Поскольку воспламенение происходит от высокоскоростной струи, распространяющейся вдоль оси сосуда, горение в нем удобнее описывать цилиндрическим фронтом пламени с соответствующим коэффициентом турбулизации.

Рассмотрим уравнение движения газа в канале по закону Бернулли при наличии пе-

репада давлений между k -м и $(k-1)$ -м сосуда-ми

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot \frac{p_{k-1}}{\rho_{k-1}} + \frac{W_{k-1}^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot \frac{p_k}{\rho_k} + \frac{W_k^2}{2},$$

где W_{k-1} и W_k - скорости газа на входе и выходе канала. Считаем течение в канале адиабатическим $p_{k-1}\rho_{k-1}^{-\gamma} = p_k\rho_k^{-\gamma}$. Тогда

$$W_k = \sqrt{\frac{2A_k^2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_{k-1}}{p_k} \right)^{1-1/\gamma} - 1 \right] + W_{k-1}^2}. \quad (12)$$

Здесь $A_k = \sqrt{p_k/\rho_k}$ - скорость звука на выходе из канала в $(k+1)$ -й сосуд. Видно, что в предположении $p_{k-1} > p_k$ струя газа будет непрерывно ускоряться при отсутствии тормозящего фактора. При выводе уравнения для скорости струи не учитывались сила трения газа о стенки канала и сила сопротивления при истечении струи в затопленное пространство. Здесь считается, что при прохождении струи внутри сосуда ее скорость остается неизменной, а ускорение происходит лишь в области сужения.

Формула (12) отличается от предлагаемой в работах [9-12, 17, 18] тем, что учитывает начальную скорость газовой струи на входе в канал. Как было замечено выше, в случае отсутствия сквозного отверстия в системе, скорость на входе в канал пренебрежимо мала и динамика движения струи, истекающей из канала, определяется лишь перепадом давлений. Анализируя выражение (12), можно видеть, что уменьшение перепада давлений p_k/p_{k+1} приводит не к торможению струи, а к уменьшению ее ускорения. При этом скорость струи стремится к некоторому предельному значению при $p_k/p_{k+1} \rightarrow 1$, $W_{(k+1)} \rightarrow W_k$, соответствующему стационарному режиму распространения.

В качестве определяющего условия для момента проскока теперь уже будет являться на момент полного сгорания смеси в k -м сосуде, а время достижения струей отверстия следующего канала. Длиной канала в математической модели, как и в опытах, можно пренебречь.

Поскольку при прохождении k -го сосуда длиной L_k затопленная струя замедляется и к отверстию в $(k+1)$ -й сосуд приходит с меньшей скоростью, введем коэффициент затухания скорости струи в сосуде ξ_k , который при стационарном режиме не зависит от номера сосуда $\xi_k = \xi_j = \xi$. Тогда средняя скорость

струи будет $\langle W_k \rangle = (W_k + \xi W_k)/2 = (1 + \xi)W_k/2$, а время прохождения фронтом пламени k -го сосуда

$$\Delta t_k = L_k / \langle W_k \rangle = 2L_k / [(1 + \xi)W_k],$$

$$\Delta \tau_k = \Delta t_k / t_0 = 2L_k / [(1 + \xi)W_k t_0]. \quad (13)$$

Время проскока пламени из k -го в $(k+1)$ -й сосуд

$$\tau_{ik} = \tau_{i(k-1)} + \Delta \tau_k, \quad (14)$$

а скорость W_k , с учетом сказанного и уравнения (12), определится

$$W_k = \sqrt{\frac{2A_k^2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_{k-1}}{p_k} \right)^{1-1/\gamma} - 1 \right] + (\xi W_{k-1})^2}. \quad (15)$$

Рассматриваемый режим течения приводит к увеличению массообмена между сосудами при стационарном режиме горения при прямом истечении газа ($dn_{uk}/d\tau$ и $dn_{bvk}/d\tau$) начиная с некоторого номера сосуда по сравнению со значениями, даваемыми уравнениями (7). Однако эти поправки невелики и их можно не учитывать. Таким образом, в Модели II после выхода на стационарный режим момент проскока пламени может быть рассчитан по формулам (13)-(15).

Определим границы применимости Модели I и II. На основе приведенного выше анализа истечения свободной газовой струи в затопленное пространство, теоретически обоснованного в [19, 20], можно видеть, что при критическом (или близком к критическому) режиме истечения длина струи порядка 10-20 калибров.

Таким образом, если отношение $D/d \ll 10$, скорость струи на протяжении всего сосуда практически остается постоянной и режим распространения пламени описывается Моделью II. Если же $D/d \gg 10$, то кинетическая энергия струи полностью переходит во внутреннюю энергию газа и энергию турбулентных пульсаций, тогда горение в сосуде следует описывать в рамках Модели I (последовательного горения). Для промежуточных значений D/d расчеты по Моделям I и II могут давать существенную ошибку в определении граничных условий на моменты проскоков пламени. Для адекватного описания таких режимов необходимо привлекать более точные уравнения движения нестационарной турбулентной газовой струи с химическими реакциями (источниками тепла). В альтернативном случае значения моментов проскока пламени в каждом сосуде следует взять из опытов.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ГАЗА В ЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМАХ СООБЩАЮЩИХСЯ СОСУДОВ

Все вышесказанное справедливо лишь для таких систем сообщающихся сосудов, в которых геометрические размеры существенно превышают размер очага горения или ширину турбулентного фронта пламени L_1 , $d \gg h_f$, здесь $h_f \sim \kappa/S_u$ (где κ - коэффициент температуропроводности). Если L_1 , $d \sim h_f$, то необходимо учитывать влияние теплоотвода (по законам Ньютона или Фурье) на динамику давления в системе [21, 22], вязкостных сил на движение истекающих из зоны горения газов [24, 24], наличие периода индукции (задержки воспламенения) после проскока пламени из канала в сосуд [25].

РАСЧЕТ ДИНАМИКИ ПРОЦЕССА

Расчет динамики горения в многокамерной системе производился путем интегрирования системы уравнений процесса (1)-(11) методом Рунге-Кутты 4-го порядка с переменным шагом интегрирования, коррекцией и заданной точностью $q = 10^{-5} - 10^{-6}$.

Для расчетов использовались обобщенные данные зависимостей нормальных скоростей пламени S_{ui} и термокинетических показателей [12, 14, 17, 26, 27], а также максимальных давлений в одиночном закрытом сосуде π_{e0} [28] для пропано-воздушных смесей при различных концентрациях и начальных давлениях.

Некоторые результаты расчетов по Модели I зависимостей давлений в сосудах от времени для $N=5$ приведены на рис. 3-5. Здесь $\Omega_k = 1$, $B_k = B_0$, $\chi_1 = 1$, $\chi_k = \chi$ (где $k=2, \dots, 5$), $J_e = \pi_{e0} - 1$. Интенсивность теплоотдачи после окончания горения в каждом сосуде описывается критерием Стентона $\langle St \rangle = St$. В отсутствии теплоотдачи в стенки системы, при $St=0$, процесс считается адиабатическим. Моменты проскока пламени в соответствующий сосуд отмечены звездочками.

Рассмотрим влияние коэффициента турбулизации на динамику давлений в сосудах. При одинаковых значениях J_e , $B_0 = 0,4$, $St=0$ (рис. 4а, 5б) увеличение χ_k ведет к сокращению времени сгорания во 2-5 сосудах, обратно пропорционально коэффициенту турбулизации. Поскольку $\chi_1 = 1$, изменение χ_k в остальных сосудах не влияет на динамику давлений на начальном участке (до проскока пламени во 2-й сосуд).

Уровень максимальных давлений во 2-4 сосудах с увеличением χ_k возрастает, а в 5-м сосуде - падает. Однако при всех рассмотренных значениях χ_k для $B_0 = 0,4$ максимальное давление увеличивается от сосуда к сосуду и наибольшего значения достигает в последнем, 5-м сосуде. При больших значениях коэффициента турбулизации пламени, $\chi_k = 20$, максимальные значения давлений для 2-5 сосудов лежат выше π_{e0} , а при малых, $\chi_k = 5$, только в 5-м сосуде имеем $\pi_m > \pi_{e0}$.

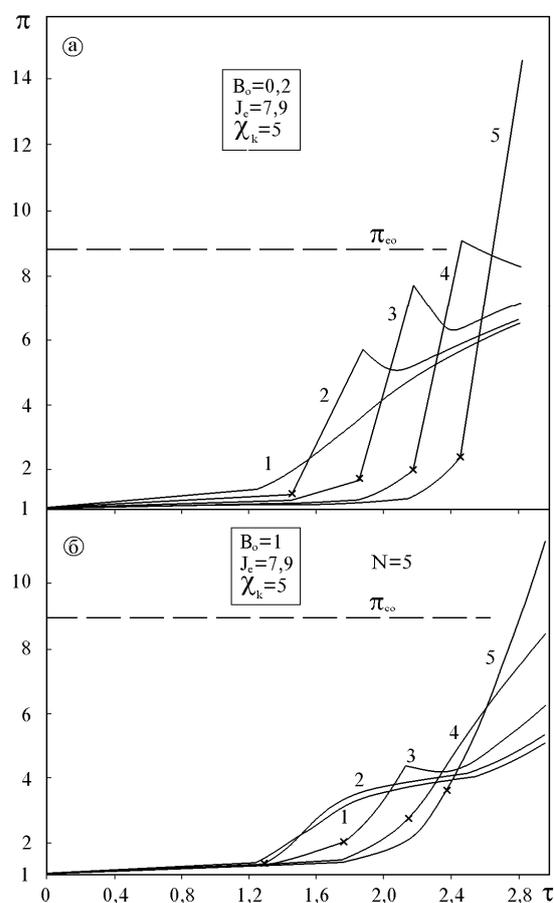


Рис. 3. Расчет динамики давлений в 5-ти камерной системе $J_e = 7,9$, $\chi_k = 5$: а - $B_0 = 0,2$, б - $B_0 = 1$. Пунктиром показано максимальное давление в одиночном сосуде

Рассматривая влияние B_0 при одних и тех же значениях χ_k , J_e , St , можно заметить следующие закономерности. При малых значениях коэффициента турбулизации, $\chi_k = 5$, увеличение B_0 вдвое не приводит к сущест-

венным отличиям в характере протекания процесса (рис. 3а); при дальнейшем увеличении B_0 (рис. 3б) эпюры давления становятся более пологими за счет возрастания влияния перетекания газов между сосудами, при близких значениях массовых скоростей выгорания. Продолжительность горения, как в индивидуальных сосудах, так и в системе в целом, в этом случае практически одинакова для разных значений B_0 , и обусловлена, в основном, величиной фактора χ_k .

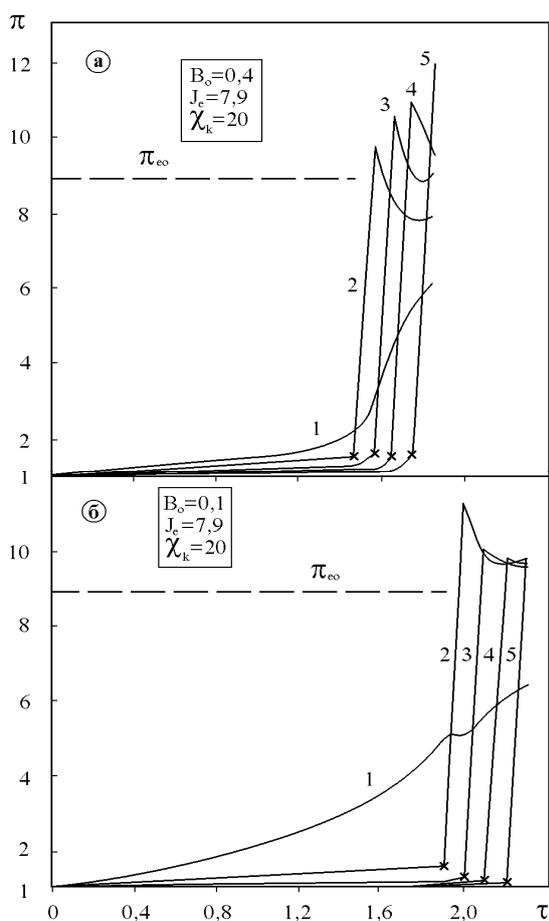


Рис. 4. Расчет давлений в сосудах в 5-ти камерной системе $J_e = 7,9$; $\chi_k = 20$: а - $B_0 = 0,4$, б - $B_0 = 0,1$. Пунктиром показано максимальное давление в одиночном сосуде

При более высоких значениях коэффициента турбулизации, $\chi_k = 10$ (рис. 5а, 5б), увеличение B_0 существенно изменяет как продолжительность процесса, так и характер распределения максимальных давлений в системе. При малых значениях, $B_0 = 0,05 - 0,1$, максимальное значение пика давления дос-

тигается во 2-м сосуде, далее оно несколько уменьшается, но при этом все они превосходят π_{e0} . Это связано с тем, что за время медленного горения в 1-м сосуде во 2-й сосуд успевает перетечь некоторая доля свежей смеси, дальнейший переток которой в 3-й, 4-й и 5-й сосуды затруднен из-за малости B_0 . При быстром сгорании во 2-м сосуде доля, перетекающая в 3-й и последующие сосуды, также из-за малости B_0 , незначительна.

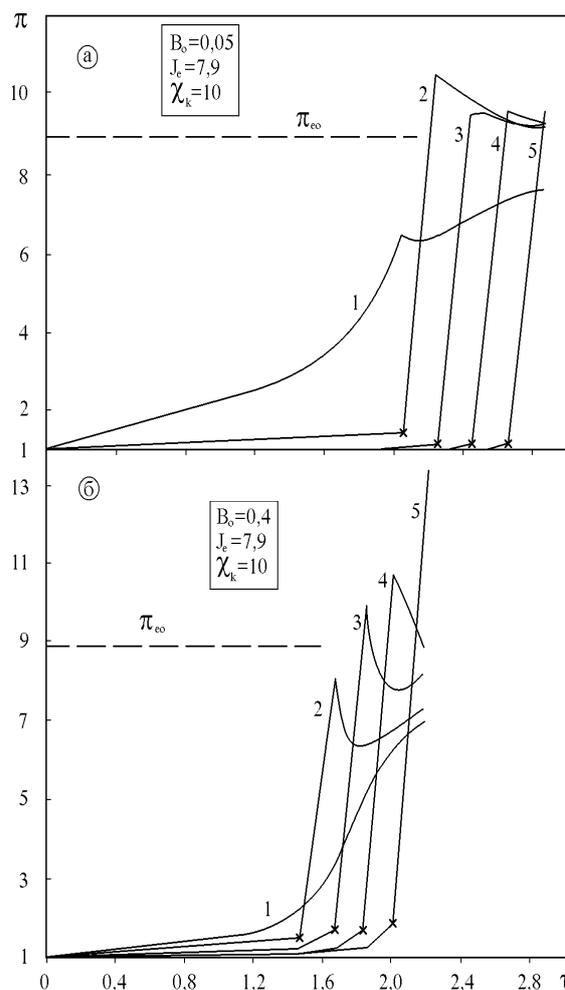


Рис. 5. Расчет давлений в сосудах в 5-ти камерной системе $J_e = 7,9$, $\chi_k = 10$: а - $B_0 = 0,05$, б - $B_0 = 0,4$. Пунктиром показано максимальное давление в одиночном сосуде

При увеличении B_0 (рис. 5б) значения давления на моменты проскока пламени возрастают от сосуда к сосуду за счет общего роста давления в системе, что приводит к полученному в расчетах распределению $\pi_m(k)$. Максимальное давление в 5-м сосуде

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ГАЗА В ЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМАХ СООБЩАЮЩИХСЯ СОСУДОВ

$\pi_m = 13,2$. Дальнейшее увеличение B_0 может приводить к еще более высоким значениям π_m в системе.

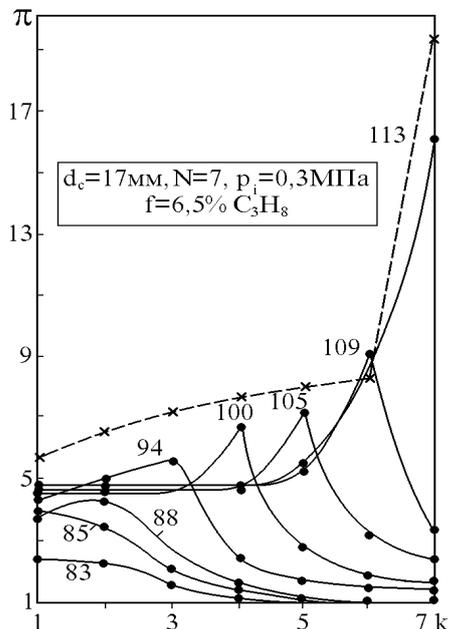


Рис. 6. Зависимости $p(k)$: цифры на кривых обозначают время в миллисекундах; пунктирная линия - расчет максимальных давлений по Модели I

На рис. 6 приведены профили давлений в сосудах в различные моменты времени, полученные в системе из 7-ми сосудов, и результаты расчета максимальных давлений при тех же условиях. Моменты начала интенсивного горения и моменты окончания горения в каждом сосуде взяты из опытов. Полученные в расчете максимальные давления близки к опытным значениям, но лежат несколько выше (кроме 6-го сосуда). По-видимому, это связано с наблюдаемой в опытах задержкой воспламенения и, возможно, теплопотерями, которые не учитывались при расчетах.

Как отмечалось выше, для расчетов необходимо, кроме начальных условий, знать некоторые данные о характере процесса. Например, коэффициенты турбулизации χ_k или моменты проскоков пламени и окончания горения τ_e в каждом сосуде.

Эти данные можно получить из опытов, проводимых в аналогичных условиях, и интерполировав на всю область применения математической модели. Сравнение коэффициентов турбулизации, рассчитанных из опытов и из модели в одинаковых (рис. 7) по-

казывает, что они также близки между собой, и возрастают от сосуда к сосуду.

На рис. 7 представлены также коэффициенты турбулизации, полученные в опытах в режиме одновременного горения. Несмотря на принципиальное отличие режимов распространения пламени в системе, эти коэффициенты близки к полученным в режиме последовательного горения и также возрастают от сосуда к сосуду. Все эти величины одного порядка ($\chi_k = 10-30$) в широком диапазоне составов смесей и могут в дальнейшем использоваться в расчетах процессов горения в линейных системах.

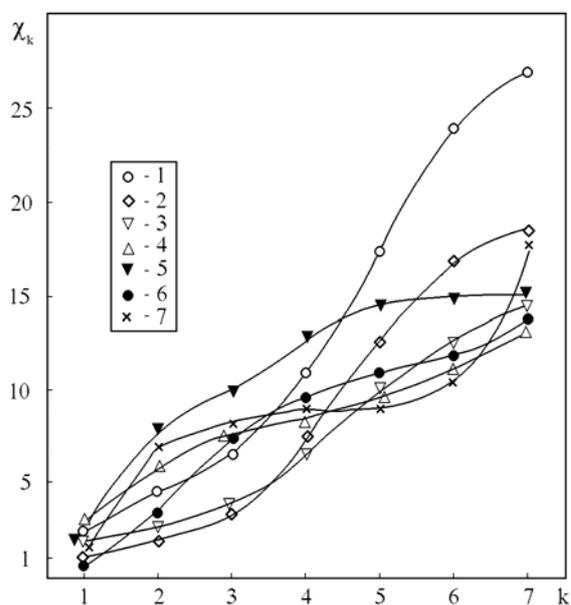


Рис. 7. Зависимости коэффициентов турбулизации от номера сосуда: 1-6 - эксперимент, 7 - расчет, 1-4- $d_c = 17$ мм, $p_i = 0,1$ МПа, $B_0 = 0,4-2,4$; 1 - 5,5 % C_3H_8 , 2 - 3 % C_3H_8 , 3 - 5 % C_3H_8 , 4 - 6 % C_3H_8 ; 5- $d_c = 12$ мм, $p_i = 0,2$ МПа, 9,5 % C_3H_8 , $B_0 = 0,8$; 6,7 - $d_c = 17$ мм, $p_i = 0,3$ МПа, 6,5 % C_3H_8 , $B_0 = 2,4$

ВЫВОДЫ

Подводя итог, можно утверждать, что, несмотря на отдельные несовершенства математической модели, описывающей процесс горения в многокамерных системах, она дает возможность:

- анализировать зависимости давлений от времени и характер процесса при изменении различных параметров системы;
- оценивать максимально возможные давления, достигаемые в системе.

Подобные оценки могут быть весьма полезными при разработке и создании конструкций систем, подверженных воздействию взрывов газовых смесей [29].

ЛИТЕРАТУРА

1. Gu L.S., Knystautas R. and Lee J.H. Influence of Obstacle Spacing on the Propagation of Quasi-Detonation / Proceeding 11-th International Colloquial Dynamics of Explosions and Reactive Systems. Warsaw, August, 1987.
2. Lee J.H., Knystautas R. and Chan C.K. Turbulent Flame Propagation in Obstacle-Filled Tubes // 20-th Symposium (International) on Combustion. Pittsburg: U.S. The Combustion Institute, 1984. - P. 1663-1672.
3. Lee J.H. The Propagation of Turbulent Flame and Detonations in Tubes // Advances in Chemical Reaction Dynamics, 1986. - P. 345-378.
4. Peraldi O., Knystaulas R. and Lee J.H. Criteria for Transition to Detonation in Tubes // 21-th Symposium (International) on Combustion. Pittsburg: U.S. The Combustion Institute, 1986. - P. 1629-1637.
5. Abdullin R.H., Borisenko A.V., Babkin V.S. Dynamics of Flame Propagation in Multichamber Systems // 13-th ICDERS / Abstracts. Nagoya, Japan, 1991. - P. 75.
6. Abdullin R.H., Borisenko A.V. Flame Propagation in Multichamber Systems // Progress in Astronautic and Aeronautics, 1993. Vol. 154. - P. 31-50.
7. Горение газа в линейных системах сообщающихся сосудов / Р.Х. Абдуллин, В.С. Бабкин, А.В. Борисенко, П.К. Сеначин // Препринт. - Ин-т хим. кинетики и горения СО РАН, Алт. гос. техн. ун-т. - Барнаул: Изд-во АлтГТУ, 1997. - 56 с.
8. Абдуллин Р.Х., Бабкин В.С., Сеначин П.К. Внутренний взрыв газа в вентилируемых системах: Монография / Под ред. П.К. Сеначина. - Барнаул: ОАО «Алтайский Дом печати», 2007. - 104 с.
9. Абдуллин Р.Х., Бабкин В.С., Сеначин П.К. Горение газа в сообщающихся сосудах // Физика горения и взрыва. - 1988. - Т. 24. - № 2. - С. 3-12.
10. Сеначин П.К., Бабкин В.С. Динамика горения газа в смежных камерах. - В кн.: Пожарная профилактика / Сб. науч. трудов ВНИИПО. - М.: ВНИИПО МВД СССР, 1982. - С. 107-111.
11. Сеначин П.К., Ханина Т.М., Бабкин В.С. Исследование горения газа в сообщающихся сосудах // Исследование процессов неустойчивого горения / Межвуз. сборник. - Чебоксары: Чуваш. гос. ун-т, 1984. - С. 24-30.
12. Bradley D., Mitcheson A. The Venting of Gaseous Explosions in Spherical Vessels. Theory // Combustion and Flame. - 1978. - Vol. 32. - N 3. - P. 221-236.
13. Bradley D., Mitcheson A. The Venting of Gaseous Explosions in Spherical Vessels. II – Theory and Experiment // Combustion and Flame. - 1978. - Vol. 32. - P. 237-255.
14. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. - М.: ИЛ, 1948. 447 с.; 2-е изд. - М.: Мир, 1968. - 592 с.
15. Щетинков Е.С. Физика горения газов. - М.: Наука, 1965. - 740 с.
16. Математическая теория горения и взрыва / Я.Б. Зельдович, Г.И. Баренблатт, В.Б. Либрович, Г.М. Махвиладзе. - М.: Наука, 1980. - 478 с.
17. Баратов А.Н., Мольков В.В., Агафонов В.В. Закономерности сгорания гомогенных газовых смесей в негерметичных сосудах // Archivum Combustionis. - 1988. - Vol.8. - N2. - P.179-195.
18. Van Wingerden C.J.M., Zeenwen J.P. On the Role of Acoustically Driven Flame Instabilities in Vented Gas Explosions and Their Elimination // Combustion and Flame. - 1983. - Vol. 51. - N 1. - P. 109-111.
19. Орлов Б.И., Мазинг Г.Ю. Термодинамические и баллистические основы проектирования ракетных двигателей на твердом топливе. - М.: Машиностроение, 1979. - 391 с.
20. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. - М.: Физматгиз, 1960. - 715 с.
21. Горение газа в сосуде с высокопористой инертной средой / В.С. Бабкин, В.А. Бунев, А.А. Коржавин, А.С. Клименко, В.И. Зубков, В.М. Григорьев // Физика горения и взрыва. - 1985. - Т. 21. - N 5. - С. 17-22.
22. О зоне пламени при горении газа в инертной пористой среде / А.А. Коржавин, В.А. Бунев, Р.Х. Абдуллин, В.С. Бабкин // Физика горения и взрыва. - 1982. - Т. 18. - N 6. - С. 20-23.
23. Газовая и гетерогенная детонация в пористых средах / Г.А. Лямин, В.В. Митрофанов, А.В. Пинаев, В.А. Субботин / Детонация и ударные волны. - Черноголовка: Изд-во ОИХФ АН СССР, 1986. - С. 52-56.
24. Лямин Г.А., Пинаев А.В. Сверхзвуковое (детонационное) горение газов в инертных пористых средах // Докл. АН СССР. - 1985. - Т. 283. - № 6. - С. 1351-1354.
25. Yamaguchi S., Ohiva N. and Hasegava T. Ignition and Burning Process in a Divided Chamber Bomb // Combustion and Flame. - 1985. - Vol. 59. - No. 2. - P. 177-187.
26. Мольков В.В., Дмитриев А.А., Лесняк С.А. Методика расчета на ЭВМ равновесного состояния продуктов сгорания C-H-O-N-содержащих горючих в воздухе / Противопожарная защита технологических процессов. Сборник науч. трудов ВНИИПО. - М.: Изд-во ВНИИПО, 1983. - С. 35-47.
27. Zabetakis M.G. Flammability Characteristics of Combustible Gases and Vapors / Bulletin No. 627. - Washington: U.S. Bureau of Mines, 1965. - 121 p.
28. Бабкин В.С., Бухаров В.Н., Мольков В.В. Нормальная скорость пламени пропановоздушных смесей при высоких давлениях и температурах // Физика горения и взрыва. - 1989. - Т. 25. - N 1. - С. 52-64.
29. Взрывные явления. Оценка и последствия: В 2-х кн. / У. Бейкер, П. Кокс, П. Уэстайн, Дж. Кулеш, Р. Стрелой / Пер. с англ. - М.: Мир, 1986. Кн. 1- 319 с.; Кн. 2- 384 с.