

ГОРЕНИЕ ГАЗА В СООБЩАЮЩИХСЯ СОСУДАХ

Р. Х. Абдуллин, В. С. Бабкин, П. К. Сеначин
(Новосибирск)

Процесс нестационарного горения в сообщающихся сосудах часто наблюдается и используется в практической сфере [1—3]. Особое значение он имеет при решении вопросов пожаро- и взрывобезопасности [4—9]. Нередки случаи аварийных ситуаций, вызванных случайным образованием и воспламенением горючих смесей в системах, подобных сообщающимся сосудам: горение газов и паров в сообщающихся отсеках танкеров и самолетов, в смежных помещениях, в шахтном оборудовании, в связанных химических реакторах и т. д. Опасность подобных ситуаций состоит в том, что в них могут возбуждаться особо разрушительные режимы горения или развиваться аномально высокие давления в результате динамической концентрации химической энергии. Ниже показано, что явление аномально высокого давления, выяснение природы которого составляет основную задачу настоящего исследования, обусловлено взаимодействием двух основных факторов — горения и истечения.

Явления, наблюдаемые при горении газа в сообщающихся сосудах

На рис. 1 приведены характерные примеры медленного горения газа в сообщающихся сосудах с различными начальными параметрами при инициировании пламени в одном из них. Видно, что нестационарный процесс горения характеризуется неоднородностью давления в сосудах, хотя в каждом в отдельности давление однородно. Перепад давлений, обусловленный горением, вызывает соответствующее перетекание газов из одного сосуда в другой. Перетекание происходит как в докритическом, так и в критическом режиме. В динамике процесса можно выделить ряд характерных стадий и состояний системы.

На первой стадии при $t_i < t < t_i$ горение происходит только в первом сосуде, свежий газ перетекает во второй. Очаг пламени деформируется, вытягивается в сторону отверстия [4]. В момент t_i пламя проскакивает во второй сосуд. Этот момент отчетливо фиксируется в виде излома на записи давления во втором сосуде. На второй стадии ($t_i < t < t_{s1}$) горение идет в обоих сосудах одновременно, но более интенсивно во втором. В результате этого давление в нем быстро нарастает, проходит момент равенства давлений t_{s1} и при t_{2m} достигает максимальной величины p_{2m} , превышающей термодинамическое значение конечного давления в одиночном сосуде p_e . Очевидно, что при $t = t_{s1}$ направление истечения изменяется на обратное. Далее, вследствие завершения горения в сосуде 2 (t_{2e}) и продолжающегося перетекания газа в первый, давления снова выравниваются (t_{s2}). Завершение горения в сосуде 1 (t_{1e}) и дальнейший релаксационный процесс истечения приводят к окончательному выравниванию давлений в системе $p_1 = p_2 = p_e$ моменты t_{s2} (см. рис. 1, а) и t_{s3} (см. рис. 1, б). В иных экспериментальных условиях могут реализоваться два или несколько состояний t_s . Наличие знакопе-

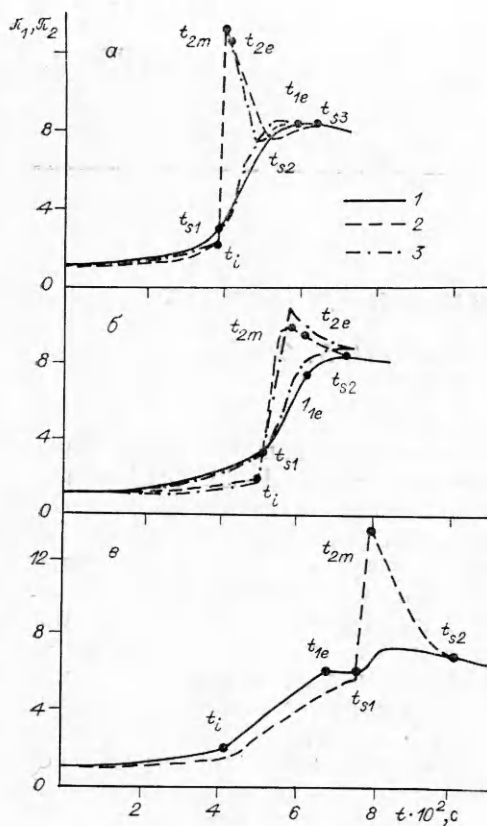


Рис. 1. Динамика давления при горении газа в сообщающихся сосудах при $p_i = 0,2$ (а, б) и $0,32$ МПа (в), $B = 0,439$ (а), $0,309$ (б) и $0,19$ (в), $\Omega = 0,25$ (а, в) и 1 (б). 1, 2 — первый и второй сосуды, 3 — расчет.

ременной разности $p_1 - p_2$ означает, что в ходе горения и последующего релаксационного процесса газы перетекают поочередно из одного сосуда в другой. Причем перетекают как свежий газ, так и продукты горения или оба газа одновременно. Характерная особенность рассматриваемого процесса — пик аномально высокого давления во втором сосуде p_{2m} .

Если диаметр канала между сосудами мал, то процесс фронтального горения может не продолжаться во втором сосуде из-за гашения пламени в канале или прерываться на некоторое время [3]. В последнем случае горючая смесь воспламеняется в сосуде 2 с некоторой задержкой от частично охлажденных продуктов горения, поступивших из сосуда 1. Этот случай иллюстрирует рис. 1, в,

где видно, что интенсивное горение в сосуде 2 начинается с большой задержкой после проскока пламени на стадии снижения давления в сосуде 1.

Приведенные примеры иллюстрируют, естественно, не все режимы, особенности и детали процесса горения, которые могут наблюдаться в сообщающихся сосудах в различных экспериментальных условиях.

Уравнение для массовой доли продуктов горения в открытой системе

Рассмотрим медленное фронтальное горение газа в ограниченном объеме с деформируемой оболочкой. Горючий газ, имеющий первоначально объем V_i и находящийся в состоянии p_i, T_i , воспламеняется в момент t_i . В результате трансформации химической энергии в тепловую в системе повышаются давление и температура газов. Продукты горения и свежий газ истекают с определенной массовой скоростью из системы. Часть тепловой энергии теряется в окружающее пространство (в оболочку). Для определенности считаем, что при горении система совершает работу, ее объем увеличивается. Определим массовую долю продуктов горения, находящихся в объеме, в зависимости от термодинамических параметров газов.

Рассмотрим изменение внутренней энергии системы за некоторый промежуток времени $\Delta t = t - t_i$. По первому закону термодинамики имеем

$$u_i - u = q_v + q_h + A_w, \quad (1)$$

где q_v — энергия газа, отданная при истечении; q_h — тепловая энергия, переданная в оболочку; A_w — работа расширения.

Конкретные выражения для членов уравнения (1) в приближении идеальных газов имеют вид

$$u_i = u_{ui} = u_{u0} + 1/(\gamma_u - 1),$$

$$u = \frac{\pi\omega}{\gamma_b - 1} + u_{b0} \frac{n_b}{\mu} + \frac{\pi\omega_u}{\gamma_u - 1} + u_{u0} n_u,$$

$$q_v = \frac{\gamma_u}{\gamma_u - 1} \int_0^{n_{uv}} \Theta_u dn + u_{u0} n_{uv} + \frac{\gamma_b}{\gamma_b - 1} \int_0^{n_{bv}} \Theta_b^* dn + u_{b0} \frac{n_{bv}}{\mu}.$$

Здесь $u = e/RT_i$; $\pi = p/p_i$; $n = m/m_{ui}$; $\omega = V/V_i$; $\Theta = (T/M)/(T_i/M_i)$; $\gamma = c_p/c_v$; $\mu = M_b/M_i$; e — внутренняя энергия одного моля газа; m — масса; M — молекулярная масса; c_p , c_v — теплоемкости; Θ_b^* — температура истекающих продуктов горения. Индексы обозначают: u , b — свежий газ и продукты горения; v — истекающий газ; i , 0 — начальное состояние и состояние при нуле градусов.

Подставим записанные выше величины u_{ui} , u , q_v в (1), выразим долю свежего газа из уравнения сохранения массы $n_u = 1 - n_b - n_{uv} - n_{bv}$ и запишем объем продуктов горения, используя уравнение сохранения объема $\omega_b = \omega - \omega_u$:

$$\left(u_{u0} - \frac{u_{b0}}{\mu}\right) n_b - \frac{\pi\omega}{\gamma_b - 1} + \frac{(\gamma_u - \gamma_b)\pi\omega_u}{(\gamma_u - 1)(\gamma_b - 1)} + \frac{1}{\gamma_u - 1} + \left(u_{u0} - \frac{u_{b0}}{\mu}\right) n_{bv} =$$

$$= \frac{\gamma_u}{\gamma_u - 1} \int_0^{n_{uv}} \Theta_u dn + \frac{\gamma_b}{\gamma_b - 1} \int_0^{n_{bv}} \langle \Theta_b \rangle dn + q_h + A_w.$$

В этом уравнении сделано еще одно допущение:

$$\Theta_b^* = \langle \Theta_b \rangle = \frac{1}{n_b} \int_0^{n_b} \Theta_b dn.$$

Разность констант $u_{u0} - u_{b0}/\mu$ выразим через химическую энергию системы J_e

$$u_{u0} - \frac{u_{b0}}{\mu} = \frac{J_e}{\gamma_u - 1},$$

где $J_e = (\gamma_u - 1)\rho_{ui}L/p_i$; ρ_{ui} — плотность свежего газа; L — тепловой эффект реакции на единицу массы смеси.

Используя уравнение состояния $\pi\omega_u = n_u\Theta_u$, после алгебраических преобразований получим искомый результат

$$n_b = \left[\frac{\gamma_u - 1}{\gamma_b - 1} \pi\omega - 1 - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_b - 1} \Theta_u (1 - n_{uv}) + \left(\frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_b - 1} \Theta_u - J_e + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \gamma_b \frac{\gamma_u - 1}{\gamma_b - 1} \langle \Theta_b \rangle \right) n_{bv} + \gamma_u \int_0^{n_{uv}} \Theta_u dn + (q_h + A_w)(\gamma_u - 1) \right] / \left(J_e - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_b - 1} \Theta_u \right). \quad (2)$$

При $\gamma_b = \gamma_u = \gamma$ уравнение (2) значительно упрощается:

$$J_e(n_b + n_{bv}) = \pi\omega - 1 + \gamma \int_0^{n_{uv}} \Theta_u dn + \gamma \int_0^{n_{bv}} \langle \Theta_b \rangle dn + (\gamma - 1)(q_h + A_w). \quad (3)$$

Последнее соотношение имеет простой физический смысл: преобразованная химическая энергия идет на увеличение тепловой энергии системы, вынос тепла с продуктами и свежим газом, на теплопотери в оболочку и на работу расширения системы.

Применительно к задаче, рассматриваемой в настоящей работе, — адиабатическому горению газа в сообщающихся сосудах с жесткими стенками — уравнение (3) в дифференциальной форме примет вид

$$J_e \frac{dn_f}{d\tau} = \frac{d\pi}{d\tau} + \gamma \Theta_u \frac{dn_{uv}}{d\tau} + \gamma \langle \Theta_b \rangle \frac{dn_{bv}}{d\tau}. \quad (4)$$

Величина $dn_f/d\tau = d(n_b + n_{bv})/d\tau$ — скорость образования продуктов во фронте пламени — определяется законом горения; $dn_{uv}/d\tau$ и $dn_{bv}/d\tau$ — массовые скорости истечения газов — определяются соответствующими законами истечения.

Модель процесса горения газа в двух сообщающихся сосудах

Рассмотрим процесс медленного адиабатического горения перемешанной горючей смеси с нормальной скоростью пламени S_{ui} при начальной температуре T_i и давлении p_i в системе из двух жестких сосудов объемом V_1 и V_2 , сообщающихся каналом сечением F . Пламя инициируется в центре сосуда 1 сферической формы. Предполагается, что пламена в сосудах 1 и 2 относятся соответственно к сферическому и плоскому видам. Деформация и турбулизация фронта пламени учитывается коэффициентами χ_1 и χ_2 в зависимостях для скоростей горения $S_1 = \chi_1 S_{u1}$, $S_2 = \chi_2 S_{u2}$. Эти соотношения предполагают ламинарный механизм горения: смесь сгорает в искривленной поверхности пламени при одинаковой нормальной скорости на каждом ее элементе. Поэтому коэффициенты χ_1 и χ_2 можно рассматривать как отношение площадей поверхностей реальных фронтов к модельным — сферическому и плоскому. Предположение о сферическом пламени естественно для точечного зажигания. Выбор наиболее простого — плоского — вида пламени для сосуда 2 обусловлен отсутствием данных о характере изменения суммарной поверхности фронта по ходу процесса.

Система уравнений включает зависимость нормальной скорости пламени от давления и температуры

$$s_1 = \pi_1^{n'} \Theta_{u1}^{m'}, \quad s_2 = \pi_2^{n'} \langle \Theta_{u2} \rangle^{m'}, \quad (5)$$

и уравнения: сгорания газа в сосудах

$$\frac{dn_{f1}}{d\tau} = \frac{3s_1}{J_e} \frac{\pi_1}{\Theta_{u1}} (1 - \omega_{u1})^{2/3}, \quad \frac{dn_{f2}}{d\tau} = \Omega^{2/3} \frac{\chi_2}{\chi_1} \frac{s_2}{J_e} \frac{\pi_2}{\langle \Theta_{u2} \rangle}, \quad (6)$$

истечения свежего газа и продуктов горения

$$\frac{dn_{uv}}{d\tau} = 0,62B \frac{\pi_1}{\sqrt{\Theta_{u1}}} \Phi_v, \quad \frac{dn_{bv}}{d\tau} = 0,62B \frac{\pi_1}{\sqrt{\langle \Theta_{b1} \rangle}} \Phi_v, \quad \frac{dn_{br}}{d\tau} = 0,62B \frac{\pi_2}{\sqrt{\langle \Theta_{b2} \rangle}} \Phi_r, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \Phi_v &= Z^{-1} \sqrt{((\pi_2/\pi_1)^{2/\gamma} - (\pi_2/\pi_1)^{1+1/\gamma}) 2/(\gamma-1)} && \text{при } \pi_2/\pi_1 \geq Z^\alpha, \\ \Phi_v &= 1 && \text{при } \pi_2/\pi_1 < Z^\alpha, \\ \Phi_r &= Z^{-1} \sqrt{((\pi_1/\pi_2)^{2/\gamma} - (\pi_1/\pi_2)^{1+1/\gamma}) 2/(\gamma-1)} && \text{при } \pi_1/\pi_2 \geq Z^\alpha, \\ \Phi_r &= 1 && \text{при } \pi_1/\pi_2 < Z^\alpha, \end{aligned}$$

энергии свежего газа

$$\begin{aligned} \frac{d\Theta_{u1}}{d\tau} &= (1 - 1/\gamma) \frac{\Theta_{u1}}{\pi_1} \frac{d\pi_1}{d\tau}, \\ \frac{d\Theta_{u2}}{d\tau} &= (1 - 1/\gamma) \frac{\langle \Theta_{u2} \rangle}{\pi_2} \frac{d\pi_2}{d\tau} + \frac{\Theta_{u1} - \langle \Theta_{u2} \rangle}{n_{u2}} \frac{dn_{uv}}{d\tau}, \end{aligned} \quad (8)$$

баланса энергии

$$\begin{aligned} \frac{d\pi_1}{d\tau} &= J_e \frac{dn_{f1}}{d\tau} - \gamma \Theta_{u1} \frac{dn_{uv}}{d\tau} - \gamma \langle \Theta_{b1} \rangle \frac{dn_{br}}{d\tau} + \gamma \langle \Theta_{b2} \rangle \frac{dn_{br}}{d\tau}, \\ \frac{d\pi_2}{d\tau} &= \Omega^{-1} \left(J_e \frac{dn_{f2}}{d\tau} + \gamma \Theta_{u1} \frac{dn_{uv}}{d\tau} + \gamma \langle \Theta_{b1} \rangle \frac{dn_{bv}}{d\tau} - \gamma \langle \Theta_{b2} \rangle \frac{dn_{br}}{d\tau} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

сохранения массы, объема и состояния

$$\begin{aligned} n_{u1} &= 1 - n_{f1} - n_{uv}, & n_{u2} &= \Omega - n_{f2} + n_{uv}, \\ n_{b1} &= n_{f1} - n_{bv} + n_{br}, & n_{b2} &= n_{f2} + n_{bv} - n_{br}, \\ \omega_{b1} &= 1 - \omega_{u1}, & \omega_{b2} &= \Omega - \omega_{u2}, \\ \omega_{u1} - n_{u1} \Theta_{u1} / \pi_1, & & \omega_{u2} &= n_{u2} \langle \Theta_{u2} \rangle / \pi_2, \\ \langle \Theta_{b1} \rangle &= \pi_1 \omega_{b1} / n_{b1}, & \langle \Theta_{b2} \rangle &= \pi_2 \omega_{b2} / n_{b2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $\tau = t S_{ui} \chi_i J_e / a_i$; $\omega = V / V_1$; $n = m / m_{ui}$; $s = S_u / S_{ui}$;
 $B = \frac{gF}{V_1^{2/3}} \frac{A_{ui}}{\chi_i S_{ui}} \frac{Z}{J_e}$; $\alpha = 2\gamma / (\gamma + 1)$; $Z = (\alpha / \gamma)^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)}$; $\Omega = V_2 / V_1$; $A_{ui} =$
 $= (\gamma R T_i / M_i)^{1/2}$ — скорость звука; $a_1 = 0,62 V_1^{1/3}$ — радиус первого сосуда; g — коэффициент расхода, принимается $g = 1$; m_{ui} — исходная масса свежего газа в первом сосуде; n_{f1} , n_{f2} — доли продуктов, образованные при горении в первом и втором сосудах соответственно. Индексы v и r обозначают истекающие газы из первого и второго сосудов соответственно. Параметр B , введенный Д. Брэдли при описании процесса горения в одиночном сосуде с истечением [10], можно рассматривать как отношение характерных скоростей изменения тепловой энергии в результате истечения и тепловыделения при горении.

Уравнения (9) могут быть проинтегрированы независимо от других формул системы (5)–(10). Действительно, если второе уравнение умножить на Ω и сложить с первым, получим выражение

$$\frac{d\pi_1}{d\tau} + \Omega \frac{d\pi_2}{d\tau} = J_e \left(\frac{dn_{f1}}{d\tau} + \frac{dn_{f2}}{d\tau} \right),$$

интеграл которого запишется в виде

$$\pi_1 + \Omega \pi_2 = 1 + \Omega + J_e (n_{f1} + n_{f2}), \quad (11)$$

где $n_{f1} + n_{f2} = n_{b1} + n_{b2}$. Заметим, что формула (11) обобщает известное соотношение Льюиса — Эльбе для доли продуктов горения в одиночном сосуде [11] $\pi = 1 + J_e n_b$ на случай двух сообщающихся сосудов. Нетрудно показать, что для k сообщающихся сосудов справедливо [12]

$$\sum_{j=1}^k (\pi_j - 1) \Omega_j = J_e \sum_{j=1}^k n_{fj},$$

где $\Omega_1 = 1$, $\sum_{j=1}^k n_{fj} = \sum_{j=1}^k n_{bj}$.

Начальные условия и процедура расчета

Особенность рассматриваемой задачи состоит в принципиальной двубаричности процесса, обусловленной трудностью выравнивания давления в области сужения и неодновременностью горения газа в обоих сосудах. Вследствие этого возникает необходимость поэтапного анализа процесса и наложения дополнительных предположений относительно характера горения и истечения газов на каждой стадии.

Выписанная система уравнений содержит неопределенные величины χ_1 и χ_2 , которые в принципе должны быть искомыми функциями в процессе. Однако из-за непреодолимых трудностей описания деформации пламени и генерации турбулентности при истечении в данной работе χ_1 и χ_2 рассматриваются постоянными параметрами. Значения χ_2 для

условий каждого опыта определялись из расчета с привлечением экспериментальных данных; условием отбора χ_2 являлось равенство расчетных и экспериментальных временных моментов достижения максимального давления во втором сосуде.

При выборе χ_1 приняты во внимание следующие соображения. В сосуде 1 пламя, распространяясь, прогрессивно вытягивается в сторону отверстия, в результате увеличивается общая площадь поверхности фронта пламени, что можно учесть параметром χ_1 . Однако, как показали предварительные расчеты, эффект сравнительно невелик, и в дальнейших расчетах принято $\chi_1 = 1$. С другой стороны, вытягивание пламени приводит к более раннему зажиганию смеси в сосуде 2 в сравнении с симметричным горением. Этот важный фактор не учитывается в модели. Однако в расчетной процедуре такой учет возможен, если за окончание первой стадии принять не время полного сгорания $\tau = \tau_t = \tau_{1e}$, а момент проскока τ'_t , определяемый из опыта.

Описанная расчетная процедура, несмотря на использование экспериментальных данных, рациональна, поскольку сохраняется возможность сопоставления расчетных и независимых экспериментально определяемых величин динамического давления в обоих сосудах.

Дополнительные и начальные условия формулируются следующим образом.

На первой стадии ($0 \leq \tau \leq \tau_t$) горение происходит только в сосуде 1 с истечением свежей смеси в сосуд 2: $\frac{dn_{f2}}{d\tau} = \frac{dn_{bv}}{d\tau} = 0$. Начальные условия:

$$\begin{aligned} \tau = 0: \quad \pi_1 = \pi_2 = 1, \quad n_{f1} = n_{uv} = 0; \\ \tau = \tau_t = \tau'_t. \end{aligned}$$

Очевидно, что в предельных случаях при $B \rightarrow 0$ $\pi_{1t} \rightarrow \pi_e = 1 + J_e$, $\pi_{2t} \rightarrow 1$, а при $B \gg 1$ $\pi_{2t} \rightarrow \pi_{1t}$ и не превышает значения, определяемого соотношением $\pi_t + J_e \Omega \pi_t^{1/\gamma} = 1 + J_e$.

Вторая стадия ($\tau_t < \tau \leq \tau_{s1}$) характеризуется горением газа в обоих сосудах с истечением продуктов во второй: $\frac{dn_{br}}{d\tau} = \frac{dn_{uv}}{d\tau} = 0$. Начальные условия:

$$\begin{aligned} \tau = \tau'_t: \quad \pi_1 = \pi_{1t}, \quad \pi_2 = \pi_{2t}, \quad n_{f1} = n_{f1t}, \quad n_{f2} = n_{bv} = 0; \\ \tau = \tau_{s1}: \quad \pi_1 = \pi_2. \end{aligned}$$

Если горение в сосуде 1 закончится раньше и выполнится условие $n_{f1} = 1 - n_{uvt}$, то с этого момента принимается $dn_{f1}/d\tau = 0$.

На третьей стадии ($\tau_{s1} < \tau \leq \tau_{2m}$) горение в общем случае происходит в обоих сосудах, но направление истечения продуктов обратное — из второго сосуда в первый: $\frac{dn_{bv}}{d\tau} = \frac{dn_{uv}}{d\tau} = 0$. Предполагается, что стадия завершается полным выгоранием смеси в сосуде 2. Так как массовая скорость истечения в рамках данной модели не может превышать массовую скорость сгорания в сосуде 2, то, как видно из уравнения (9), момент полного выгорания смеси соответствует достижению максимального давления $\tau_e = \tau_{2m}$. Начальные условия на третьей стадии:

$$\begin{aligned} \tau = \tau_{s1}: \quad \pi_1 = \pi_2 = \pi_{s1}, \quad n_{f1} = n_{f1s1}, \quad n_{f2} = n_{f2s1}, \quad n_{br} = 0; \\ \tau = \tau_{2m}: \quad n_{u2} = 0. \end{aligned}$$

На последующих стадиях ($\tau > \tau_{2m}$) свежая смесь в первом сосуде догорает и давления в обоих сосудах выравниваются, причем $\frac{dn_{f2}}{d\tau} = 0$. После завершения горения в обоих сосудах ($\tau \geq \tau_{1m}, \tau_{2m}$) справедливо соотношение $\pi_1 + \Omega \pi_2 = (1 + \Omega)(J_e + 1)$, вытекающее из (14), а в конце процесса после выравнивания давлений $\pi_{s3} = \pi_e$.

Результаты экспериментов и расчетов

Опыты проводились в сферических сосудах, соединенных цилиндрическим каналом длиной 100 и диаметром $5 \div 13$ мм. Объем первого сосуда 2,2 л, второго — 0,1, 0,54 и 2,2 л. Использовалась стехиометрическая метановоздушная смесь при $p_i = 0,2$ МПа. Точка зажигания располагалась в сосуде 1 на расстоянии 130 мм от входного отверстия канала, а в ряде отдельных экспериментов (серия б) — в центре сосуда 1. Давление в обоих сосудах регистрировалось тензодатчиками мембранного типа. Для условий каждого опыта рассчитывали характеристики процесса по описанной выше модели с использованием экспериментальных данных о временной шкале процесса. В расчетах принималось: $\pi_e = 8,98$, $\varepsilon = 0,258$, $n' = -0,27$, $m' = 1,88$, $\gamma = 1,39$, $S_{ui} = 0,28$ м/с (при $p_i = 0,2$ МПа), $g = 1$, $A_{ui} = 348$ м/с. Рассчитанные значения давлений сравнивались с экспериментальными. Характерные результаты приведены на рис. 1.

Особый интерес представляет первая стадия процесса, так как здесь происходит концентрация химической и тепловой энергий в сосуде 2. На рис. 2 приведены экспериментальные и расчетные данные по давлению на момент проскока пламени в сосуд 2. Отмечая удовлетворительное согласие расчета с экспериментом, выделим главные закономерности процесса. В исследованном диапазоне параметров B и Ω давления в сосудах π_{1t} и π_{2t} существенно различны. При уменьшении B это различие растёт, и в пределе ($B \rightarrow 0$) $\pi_{1t} \rightarrow \pi_e$, $\pi_{2t} \rightarrow 1$. (Расчет при $B = 0 \div 0,2$ выполнялся по экстраполированным экспериментальным значениям τ_t .) Наоборот, при увеличении B и $\Omega = \text{const}$ разница между π_{1t} и π_{2t} уменьшается и они стремятся к некоторому асимптотическому значению π_t^* . Чем больше Ω , тем ниже соответствующее значение π_t^* и тем больше B^* , при котором можно считать $\pi_{2t}/\pi_{1t} \simeq 1$.

Отмеченные закономерности есть следствие горения и истечения. Наличие сужения между сосудами препятствует перетеканию газа из одного сосуда в другой и приводит к разнице давлений в них. Расширение узости при неизменной скорости горения (увеличение B) ведет к росту скорости массообмена и, как следствие, к выравниванию давлений. Если соединительный канал достаточно широк ($B \gg 1$), процесс идет, как в одиночном сосуде объемом $\Omega + 1$, и величина давления при проскоке определяется массовой долей продуктов сгорания, образованных к моменту прохождения пламенем сужения. Чем больше Ω , тем, естественно, меньше эта доля и соответствующее значение π_t^* . Из физических соображений следует также, что при одних и тех же скоростях массообмена и горения ($B = \text{const}$) степень выравнивания давлений должна быть выше в случае меньшего объема второго сосуда. Можно предположить, что эта модельная ситуация реализуется в действительности: B^* снижается при уменьшении Ω (см. рис. 2). Как показывает расчет, при росте параметра B ($\Omega = \text{const}$) массовая доля свежей смеси, поступившей в сосуд 2 на момент проскока пламени, увеличивается и выходит на асимптотическое постоянное значение n_{uvi}^{**} . При больших B , когда $\pi_{1t} \simeq \pi_{2t}$, перетекание газа лимитируется только скоростью горения. В этих условиях при росте Ω увеличивается n_{uvi}^{**} .

Горение и истечение — взаимодействующие факторы. По отношению к закрытому сосуду истечение всегда сокращает время горения из-за более высокого динамического коэффициента расширения продуктов горения (снятие противодействия). В рассматриваемом случае этот эффект ведет к вытягиванию пламени в направлении входного отверстия канала и сокращению продолжительности первой стадии (рис. 3). Это обстоятельство усложняет анализ происходящих процессов, и с ним, видимо, связано появление минимумов в зависимостях $\pi_t(B)$ (см. рис. 2). Еще более сильного влияния на горение в сосуде 1 (из-за

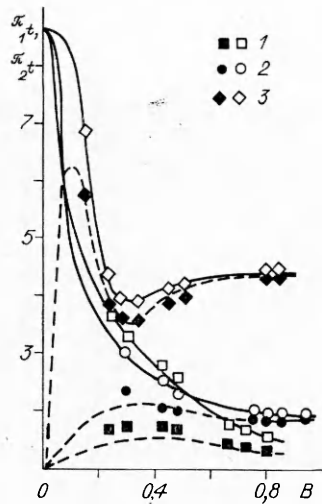


Рис. 2. Зависимости $\pi_{1t}(B)$ (светлые точки, сплошные линии) и π_{2t} (темные точки, штриховые линии).
 Ω : 1 — 1, 2 — 0,25, 3 — 0,05 (точки — эксперимент, линии — расчет).

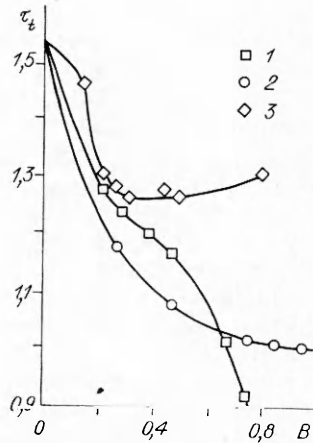


Рис. 3. Зависимость $\tau_t(B)$ (точки — эксперимент, линии — расчет); $\Omega = 1$ (1), 0,25 (2) и 0,05 (3).

большой разницы давлений) можно ожидать на третьей стадии, когда происходит истечение продуктов горения из сосуда 2.

Характерная особенность рассматриваемого процесса — быстрое турбулентное горение газа в сосуде 2. Этот факт иллюстрирует рис. 4. Видно, что турбулентная скорость горения более чем на порядок превышает нормальную скорость. Зависимость имеет максимум с тенденцией его смещения в область больших B при увеличении Ω . (При $\Omega = 1$ максимум не достигнут.)

Хотя ускорение горения за сужением неоднократно наблюдалось в экспериментах, в данном случае явление имеет свои специфические особенности. Высокие линейные скорости газа в сужении формируют не потенциальное, а струйное течение [3, 4], что обуславливает появление поверхностей тангенциальных разрывов и генерацию турбулентности. Механизм развития турбулентности сложен и малоизучен, но грубо можно считать, что она генерируется в результате превращения кинетической энергии поступательного движения газа в струе в энергию турбулентных пульсаций. С этой точки зрения при интерпретации полученных зависимостей $\chi_2(B)$ необходимо принять во внимание два конкурирующих фактора. При увеличении параметра B , с одной стороны, снижается скорость перетекающих газов (в докригическом режиме) из-за уменьшения разности давлений в сосудах (см. рис. 2). С другой стороны, в целом растет их относительная масса.

Рис. 4 показывает, что в малом сосуде коэффициент турбулизации выше. Это, видимо, связано с тем, что при прочих равных условиях в малом сосуде возмущенная струей область составляет относительно большую часть объема сосуда 2. Аналогично при $\Omega = \text{const}$: чем больше масса и скорость втекающего газа, тем выше степень его турбулизации и соответственно выше турбулентная скорость горения.

На рис. 5 приведены зависимости π_{2m}/π_e от B . Видно, что расчетные и экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются

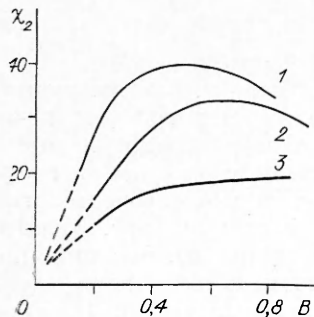


Рис. 4. Расчетная зависимость $\chi_2(B)$ при $\Omega = 0,05$ (1), 0,25 (2) и 1 (3).
 --- экстраполяция.

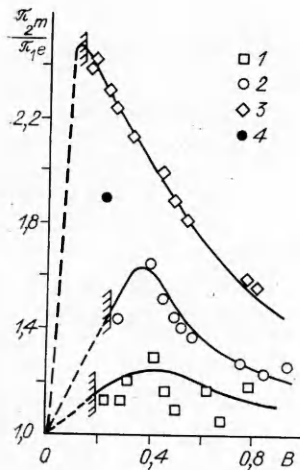


Рис. 5. Зависимость π_{2m}/π_e от B при $\Omega = 1$ (1), 0,25 (2), 0,05 (3) и 0,25 (4) (опыт с задержкой воспламенения в сосуде 2). — расчет; - - - - экстраполяция. Вертикальными штрихами отмечена граница воспламенения смеси в сосуде 2.

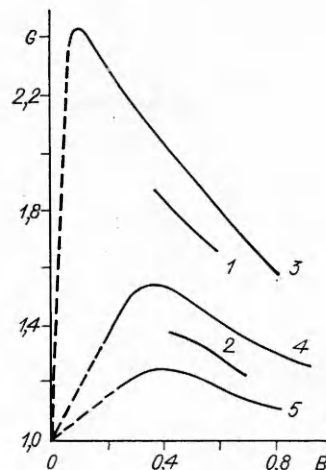


Рис. 6. Расчетная зависимость $G(B)$. $\Omega = 0,05$ (3), 0,25 (4) и 1 (5); - - - - экстраполяция. Серия 6 (зажигание смеси в центре сосуда 1); $\Omega = 0,05$ (1) и 0,25 (2).

между собой. Привлекает внимание аномально высокое давление, развиваемое в сосуде 2: $\pi_{2m}/\pi_e > 1$. Эффект более выражен в сосудах меньших размеров. Зависимость $\pi_{2m}/\pi_e(B)$ имеет максимум, который смещается в сторону больших B при увеличении Ω . Несложно показать, что при $\Omega \rightarrow 0$ максимально возможное значение $(\pi_{2m}/\pi_e)_{\max} = 1 + J_e \cdot \pi_e^{1/\gamma - 1}$.

Явление аномально высокого давления в сообщающихся сосудах отмечалось ранее и обычно связывалось с поджатием свежей смеси в сосуде 2 [4, 5, 7]. Однако эта гипотеза требует количественной аргументации и выяснения механизма и условий реализации эффекта поджатия. С этой целью рассмотрены функции $G_1 = n_{uv1}/n_{br2m}$ и $G = (\Omega + n_{uv1} - n_{br2m})/\Omega$, которые кроме увеличения количества свежего газа учитывают также обратное истечение продуктов горения из сосуда 2, т. е. характеризуют явление запирания. Расчет показал, что эффективность динамического запирания свежей смеси достаточно высока и оптимальна при вариациях параметра B ($G_{1 \max} \approx 5 \div 8$). Следовательно, нельзя пренебрегать процессом истечения продуктов из сосуда 2.

В отличие от G_1 функция G учитывает долю дополнительной порции свежего газа в общем балансе массы в сосуде 2. Эта величина хорошо коррелирует с давлением π_{2m} . Функция G имеет максимум, который снижается и смещается в область больших B при увеличении Ω (рис. 6). При смещении влево от G_{\max} уменьшаются n_{uv1} и G_1 , при смещении вправо — снижается G_1 из-за роста n_{br2m} . Чем меньше Ω , тем выше величина n_{uv1}/Ω . В пределе при $\Omega \rightarrow 0$ $n_{uv1}/\Omega \rightarrow (\pi_e^{1/\gamma} - 1)$, а при $\Omega \rightarrow \infty$ $G \rightarrow 1$.

Заключение

Среди основных параметров, определяющих горение газа в сообщающихся сосудах (B , Ω , J_e , χ_2), особое значение имеет параметр B , характеризующий степень взаимодействия двух основных элементарных процессов — горения и истечения. В зависимости от соотношения их характерных времен в принципе возможны три различных режима. При быстром горении ($B \ll 1$) общий процесс лимитируется истечением. Поэтому горение происходит, как в изолированных сосудах, но с эстафетной передачей химической реакции на открытой границе сосудов. В переходном режиме ($B \approx 1$) характерные времена горения и истечения соизмеримы и наиболее ярко проявляются эффекты взаимодействия: аккумуляция массы газа, максимальные скорости турбулентного горения, аномально

высокие давления и т. д. Наконец, в режиме медленного горения ($B \gg 1$) все закономерности определяются самим процессом горения, идущим, как в одиночном сосуде объемом $\Omega + 1$.

В настоящей работе не учитывались многие осложняющие факторы, значение которых еще предстоит изучить. Если соединительный канал узок, то могут наблюдаться гашение пламени или воспламенение смеси с некоторой задержкой ($B = 0,1 \div 0,2$). Эти явления требуют привлечения дополнительных физических представлений и специальных исследований. В работе не обсуждается важный вопрос о расположении точки зажигания в первом сосуде. Удаление точки зажигания от входного отверстия должно приводить к увеличению продолжительности первой стадии и, как следствие, к более высоким значениям π_{2m} . Наши результаты (см. рис. 6) и данные [9] подтверждают это заключение. Из соображений подобия для учета этого фактора требуется введение дополнительного определяющего параметра l_{ign}/a_1 , где l_{ign} — эксцентриситет зажигания.

В рассмотренной модели процесса предполагается, что соединительный канал имеет бесконечно малую длину. Канал конечной длины вызовет необходимость анализа таких явлений, как формирование пограничных слоев, генерация трубной турбулентности, теплообмен и т. д. Это приведет к появлению новых определяющих параметров и в частности l_c/d_c , где l_c — длина канала. В работе не учитываются теплотери, которые могут оказаться существенными, например, при малых Ω . В частности, из-за возрастающих теплотерь становится проблематичным достижение предельных значений аномально высокого давления при $\Omega \rightarrow 0$. Ясно, что эта ситуация облегчается с увеличением начального давления. Наконец, в случае аномально высоких давлений развиваются сравнительно высокие температуры и создаются реальные возможности самовоспламенения свежей смеси впереди фронта пламени и рождения нелинейных волн сжатия [13]. Из приведенных соображений следует, что проблема горения газов в сообщающихся сосудах весьма сложна и далека от удовлетворительного решения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуссак Л. А., Карпов В. П., Гуссак Д. А. Archiwum Termodynamiki i Spalania, 1976, 7, 507.
2. Rychter T. J., Teodorczyk A. Archivum comb., 1984, 4, 3, 255.
3. Yamaguchi S., Ohiwa N., Hasegawa T. Comb. Flame, 1985, 59, 2, 177.
4. Heinrich H. J. Shadenprisma, 1975, 4, 69.
5. Bartknecht W. Explosionen. Ablauf und Schutzmassnahmen.— Berlin: Heidelberg; N. Y.: Springer — Verlag, 1980.
6. Сеначин П. К., Бабкин В. С.— В кн.: Пожарная профилактика.— М.: ВНИИПО, 1982.
7. Harris R. J. The investigation and control of gas explosions in buildings and heating plant.— Portsmouth: Grossvenor Press, 1983.
8. Стрельчук Н. А., Мишуев А. В. и др. ФГВ, 1984, 20, 1, 65.
9. Singh J. Chemical Engineering Res. and Des., 1984, 62, 6, 351.
10. Bradley D., Mitcheson A. Comb. Flame, 1978, 32, 3, 221.
11. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах.— М.: Мир, 1968.
12. Сеначин П. К., Ханина Т. М., Бабкин В. С.— В кн.: Исследование процессов неустойчивого горения.— Чебоксары, 1984.
13. Сеначин П. К., Бабкин В. С. ФГВ, 1982, 18, 1, 3.

Поступила в редакцию 15/V 1986,
после доработки — 3/VI 1987