

жидкого расплава. Подставляя κ'' , можно записать $K = \frac{\kappa'' \nu}{K(\epsilon) La} \sim 1$, где ν — кинематический коэффициент вязкости. При выводе критерия полагали, что радиус вращения центрифуги больше высоты таблетки.

Как видно, в K входят величина центробежной силы и размеры пор. Отсюда следует, что для составов с мелкодисперсной сажей, которая находится в порах исходного вещества, принудительное проникновение расплава слабо выражено. Скорость горения с увеличением центробежной силы повышается в рамках кондуктивного механизма передачи тепла, что связано лишь с некоторым увеличением коэффициента температуропроводности за счет частичного заполнения пор расплавом конечных продуктов.

Напротив, для составов с крупнодисперсным графитом, поры которых велики, скачкообразный рост скорости горения с увеличением перегрузки связан со сменой механизма передачи тепла от кондуктивного к конвективному.

Поступила в редакцию 10/VII 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. М. Максимов, Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1967, 3, 3, 323.
2. Э. И. Максимов, Б. Б. Серков, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1968, 4, 4, 600.
3. Ю. М. Максимов, Э. И. Максимов. ФГВ, 1972, 8, 4, 517.
4. Андерсен, Рейхенбах. РТК, 1968, 6, 2.
5. Штурм, Рейхенбах. РТК, 1970, 8, 6.

СГОРАНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ОБЪЕМА ГАЗА В ЗАКРЫТОМ СОСУДЕ

*В. С. Бабкин, Ю. Г. Кононенко, А. Я. Выхристюк, Т. В. Крахтинова,
В. Н. Кривулин, Е. А. Кудрявцев
(Новосибирск, Балашиха)*

В задачах о сгорании газа в закрытых сосудах, моделирующих аварийные производственные ситуации, обычно предполагается, что горючая смесь занимает весь объем сосуда. Вместе с тем на практике нередки случаи образования и сгорания локальных объемов горючей смеси. Такие ситуации могут реализоваться, например при утечке газа из технологического оборудования, при разливах легко воспламеняющихся жидкостей в производственных помещениях, при розжиге печей, работающих на газе, и т. д. Хотя развитие аварийной ситуации в каждом конкретном случае будет происходить по-разному, все же можно ожидать проявления некоторых общих черт и закономерностей. В связи с этим в настоящей работе рассматривается простейшая модель описанной ситуации — сгорание ограниченного газового объема внутри закрытого сосуда, наполненного негорючим (инертным) газом. Отдельные теоретические и практические аспекты этой задачи рассматривались ранее [1—3].

Термодинамические соотношения

В центре закрытого сферического сосуда, наполненного инертным газом, помещен сферический объем горючего газа. Горючий газ зажигается точечным источником в центре объема. В процессе горения продукты сгорания, свежий и инертный газы сжимаются адиабатически. Давление в каждый момент времени равномерно распределено по сосуду. Изменение числа молей в химической реакции остается постоянным в течение всего процесса. Контактная граница газов не препятствует движению и на ней не происходит тепло- и массообмен. Остальные предположения

задачи, определяющие параметры и начальные условия, аналогичны принятым в работе [4].

В соответствии с первым законом термодинамики при горении газа в закрытом сосуде сохраняется постоянной его внутренняя энергия. Приравняв внутреннюю энергию до начала процесса

$$u_i = \frac{1}{\gamma_1 - 1} + u_{10} + \left(\frac{1}{\gamma_3 - 1} + u_{30} \right) N_3$$

энергии газа в процессе горения

$$u = \int_{N_1} \left(\frac{\Theta_1}{\gamma_1 - 1} + u_{10} \right) dN_1 + \int_{N_2} \left(\frac{\Theta_2}{\gamma_2 - 1} + u_{20} \right) dN_2 + \int_{N_3} \left(\frac{\Theta_3}{\gamma_3 - 1} + u_{30} \right) dN_3,$$

получим соотношение

$$\frac{1}{\gamma_1 - 1} + u_{10} + \frac{N_3}{\gamma_3 - 1} = \frac{N_1 \Theta_1}{\gamma_1 - 1} + u_{10} N_1 + \int \frac{\Theta_2 dN_2}{\gamma_2 - 1} + u_{20} N_2 + \frac{N_3 \Theta_3}{\gamma_3 - 1}. \quad (1)$$

Здесь $u_{j0} = e_j/RT_i$; $N_j = m_j M_1 / m_{1i} M_j$; $\Theta_j = T_j/T_i$; $\gamma_j = c_{pj}/c_{vj}$; e_j — внутренняя энергия одного моля газа при 0 К; m_j — масса газа; T_j — температура; M_j — молекулярная масса. Индексы $j = 1, 2, 3$ относятся к свежему, сгоревшему и негорючему газам, индексы $i, 0$ — к начальному состоянию и при 0 К соответственно.

Интеграл в правой части уравнения (1) можно преобразовать, используя дифференциальную форму уравнения состояния:

$$\int \frac{\Theta_2}{\gamma_2 - 1} dN_2 + \int \frac{\pi d\omega_2}{(\gamma_2 - 1) \omega_{1i}} = \frac{\pi \omega_2}{(\gamma_2 - 1) \omega_{1i}},$$

где $\omega_j = V_j/V_i$; $\pi = p/p_i$; V_i — объем сосуда; p — давление. Так как объем системы не изменяется, то

$$\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 = 1, \quad (2)$$

$$\frac{\pi \omega_2}{(\gamma_2 - 1) \omega_{1i}} = \frac{1}{\gamma_2 - 1} \left(\frac{\pi}{\omega_{1i}} - \frac{\pi \omega_1}{\omega_{1i}} - \frac{\pi \omega_3}{\omega_{1i}} \right).$$

Используя далее уравнение состояния для областей 1 и 3

$$\pi \omega_1 / \omega_{1i} = N_1 \Theta_1, \quad \pi \omega_3 / \omega_{1i} = N_3 \Theta_3,$$

выражение для интеграла можно записать в виде

$$\int_{N_2} \frac{\Theta_2 dN_2}{\gamma_2 - 1} = \frac{1}{\gamma_2 - 1} \left(\frac{\pi}{\omega_{1i}} - N_1 \Theta_1 - N_3 \Theta_3 \right). \quad (3)$$

Легко показать, что

$$1/\omega_{1i} = 1 + N_3. \quad (4)$$

Подставляя выражение для интеграла (3) и начального объема свежего газа ω_{1i} (4) в (1), получим

$$\frac{1}{\gamma_1 - 1} + u_{10} + \frac{N_3}{\gamma_3 - 1} = \frac{N_1 \Theta_1}{\gamma_1 - 1} + u_{10} N_1 + \\ + [(1 + N_3) \pi - N_1 \Theta_1 - N_3 \Theta_3] \frac{1}{\gamma_2 - 1} + u_{20} N_2 + \frac{N_3 \Theta_3}{\gamma_3 - 1}.$$

Последнее равенство разрешим относительно N_2 , предварительно заменив N_1 на $(1 - \mu_2 N_2)$, где $\mu_2 = M_2/M_1$, так как суммарная масса свежего газа и продуктов сгорания остается постоянной:

$$\left[\left(\frac{1}{\gamma_1 - 1} - \frac{1}{\gamma_2 - 1} \right) \Theta_1 \mu_2 + u_{10} \mu_2 - u_{20} \right] N_2 = \frac{(1 + N_3) \pi}{\gamma_2 - 1} + \\ + \left[\left(\frac{1}{\gamma_3 - 1} - \frac{1}{\gamma_2 - 1} \right) \Theta_3 - \frac{1}{\gamma_3 - 1} \right] N_3 + \left(\frac{1}{\gamma_1 - 1} - \frac{1}{\gamma_2 - 1} \right) \Theta_1 - \frac{1}{\gamma_1 - 1}. \quad (5)$$

Разность энергий $u_{10}\mu_2 - u_{20}$ в (5) требует дополнительного определения. Ее найдем из баланса энергии на фронте пламени. Так как на фронте энтальпия сохраняется постоянной, то для элемента газа Δm выполняется равенство

$$(c_{p1}T_1 + e_{10}) \cdot \Delta m/M_1 = (c_{p2}T_2 + e_{20}) \cdot \Delta m/M_2. \quad (6)$$

Заметим, что в (6) использован тот факт, что при 0 К внутренняя энергия равна энтальпии. Переходя к безразмерным величинам, перепишем соотношение (6)

$$u_{10}\mu_2 - u_{20} = \frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} \Theta_2 - \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \Theta_1\mu_2.$$

При $\Theta_1 = 1$ величина Θ_2 равна Θ_{2i} — температуре пламени при постоянном давлении $\pi = 1$. Поэтому

$$u_{10}\mu_2 - u_{20} = \frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} \Theta_{2i} - \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \Theta_1\mu_2 = \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} E_i - \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \right) \mu_2,$$

где $E_i = \Theta_{2i}/\mu_2$ — коэффициент расширения продуктов сгорания при постоянном давлении.

Подставляя разность $u_{10}\mu_2 - u_{20}$ в (5), получим искомое соотношение для массовой доли продуктов сгорания

$$n_2 = \frac{m_2}{m_{1i}} = \frac{(1 + N_3)(\pi - 1) - \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 - 1} (\Theta_1 - i) - \frac{\gamma_3 - \gamma_2}{\gamma_3 - 1} (\Theta_3 - 1) N_3}{\gamma_2 (E_i - 1) - \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 - 1} (\Theta_1 - 1)}$$

или с учетом равенства (4)

$$1 - n_2 = \frac{\gamma_2 (E_i - 1) - \frac{\pi - 1}{\omega_{1i}} + \frac{\gamma_3 - \gamma_2}{\gamma_3 - 1} \left(\frac{1 - \omega_{1i}}{\omega_{1i}} \right) (\Theta_3 - 1)}{\gamma_2 (E_i - 1) - \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 - 1} (\Theta_1 - 1)}. \quad (7)$$

В конце процесса горения $n_2 = 1$, а давление достигает максимального значения $\pi = \pi_m$. Выражая Θ_3 через π по закону адиабатического сжатия

$\Theta_3 = \pi^{\frac{\gamma_3 - 1}{\gamma_3}}$, для максимального давления имеем уравнение

$$\pi_m - 1 = \gamma_2 (E_i - 1) \omega_{1i} + \frac{\gamma_3 - \gamma_2}{\gamma_3 - 1} \left(\pi_m^{\frac{\gamma_3 - 1}{\gamma_3}} - 1 \right) (1 - \omega_{1i}). \quad (8)$$

Объем продуктов сгорания как функцию текущего давления найдем из условия постоянства общего объема (2). Объем свежего газа ω_1 определим из уравнения состояния, записанного для области 1,

$$\omega_1 = n_1 \omega_{1i} / \sigma_1 = (1 - n_2) \omega_{1i} / \sigma_1, \quad (9)$$

где $\sigma_1 = \rho_1 / \rho_{1i} = \pi^{1/\gamma_1}$; ρ_1 — плотность свежего газа.

Объем негорючего газа ω_3 можно выразить через начальный объем горючего газа и текущее давление

$$\omega_3 = \frac{\omega_{3i}}{\pi^{1/\gamma_3}} = \frac{1 - \omega_{1i}}{\pi^{1/\gamma_3}}. \quad (10)$$

Подставляя (9) и (10) в (2), получим искомый результат

$$\omega_2 = 1 - \pi^{-1/\gamma_3} - \left[(1 - n_2) \pi^{-1/\gamma_1} - \pi^{-1/\gamma_3} \right] \omega_{1i}. \quad (11)$$

При $n_2 = 1$ объем продуктов сгорания достигает максимальной величины

$$\omega_{2m} = 1 - \frac{1 - \omega_{1i}}{\pi_m^{1/\gamma_3}},$$

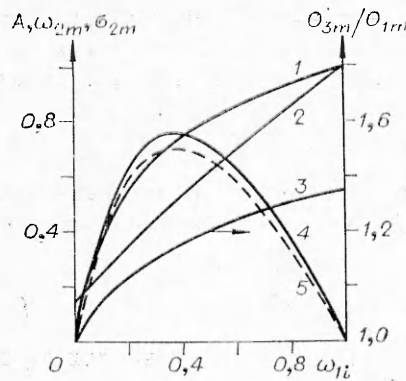


Рис. 1. Зависимость ω_{2m} (1), σ_{2m} (2), Θ_{3m}/Θ_{1m} (3), A (5) от начального объема горючей смеси при $E_i = 7$, $\gamma_1 = 1,4$, $\gamma_2 = 1,2$, $\gamma_3 = 1,67$.
4 — A при $\gamma_3 = 1,2$.

а π_m определяется из уравнения (8). Зная массовую долю и объем продуктов сгорания, легко найти их среднюю плотность $\langle \sigma_2 \rangle = n_2 \omega_{1i} / \omega_2$.

Необходимо заметить, что уравнения для доли, объема и плотности продуктов сгорания (рис. 1) получены чисто термодинамически. Они не содержат кинетических характеристик свежего газа и параметров, определяющих геометрию и размер сосуда, тип и форму пламени. Поэтому эти уравнения универсальны, например, для процессов ламинарного и турбулентного горения. В рассмотренной термодинамической части задачи, сделанные в начале предположения о сферичности сосуда, схеме расположения и форме локального объема свежего газа, оказались излишними.

Кинетические соотношения

Из большого числа существующих кинетических уравнений наибольший интерес, по нашему мнению, представляют дифференциальные уравнения для скорости нарастания давления и видимой (пространственной) скорости пламени.

В случае сферического расходящегося пламени скорость нарастания давления найдем, используя очевидное равенство для убыли массы свежего газа $dm_1 = -4\pi r_j^2 \rho_1 S_u dt$ и соотношения для доли и объема продуктов сгорания (7) и (11):

$$\frac{d\pi}{d\tau} = \frac{3\lambda_j^2 \sigma_1 S_{ur}}{\omega_{1i} \frac{dn_2}{d\pi}} = \frac{3\omega_2^{2/3} \sigma_1 S_{ur}}{\omega_{1i} \frac{dn_2}{d\pi}},$$

где

$$\frac{dn_2}{d\pi} = \frac{\frac{1}{\omega_{1i}} \left[1 - (1 - \omega_{1i}) \frac{\gamma_3 - \gamma_2}{\gamma_3} \pi^{-1/\gamma_3} \right] - \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1} (1 - n_2) \pi^{-1/\gamma_1}}{\gamma_2 (E_i - 1) - \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{\gamma_1 - 1} \left(\pi^{\frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1}} - 1 \right)}. \quad (12)$$

Здесь $S_{ur} = S_u / S_{ui}$; S_u — нормальная скорость пламени при текущих давлении и температуре, а S_{ui} — при $\pi = 1$; $\lambda_j = r_j / a$; $\tau = t S_{ui} / a$; r_j — радиус фронта пламени; t — время; a — радиус сосуда¹.

Численное решение уравнения (12) позволяет определить временную зависимость $\pi(\tau)$ и посредством ее — зависимости других интересующих нас переменных $n(\tau)$, $\omega_2(\tau)$ и т. д.

¹ Если $\omega_{1i} \ll 1$ и локальный объем свежего газа расположен поблизости к стенке сосуда, то предположение о сферичности сосуда не обязательно. В этом случае a — радиус сферического сосуда, равного по объему несферическому.

Видимая скорость пламени может быть найдена дифференцированием по времени (11)

$$S_r = \frac{1}{3\lambda_f^2} + \frac{d\omega_2}{d\tau} = \frac{1}{3\omega_2^{2/3}} \left[\frac{1 - \omega_{1i}}{1 + \gamma_3} + \frac{\omega_{1i}}{\pi^{1/\gamma_1}} \left(\frac{dn_2}{d\pi} + \frac{1 - n_2}{\gamma_1 \pi} \right) \right] \frac{d\pi}{d\tau}. \quad (13)$$

Здесь $S_r = d\lambda_f/d\tau = S/S_{ui}$; S — видимая скорость пламени. В (13) не входит величина нормальной скорости пламени. Но это не означает, что оно кинетически независимо. Скорость химического превращения определяет производную $d\pi/d\tau$ и, таким образом, косвенно входит в (13). Если воспользоваться (12), можно получить зависимость от S_u в явном виде

$$S_r = S_{ur} \left[\left(\frac{1 - \omega_{1i}}{\omega_{1i}} \right)^{\frac{1}{\gamma_1} - \frac{1 + \gamma_3}{\gamma_2}} + \frac{1 - n_2}{\gamma_1 \pi} + \frac{dn_2}{d\pi} \right] / \frac{dn_2}{d\pi} = S_{ur} \cdot E_u. \quad (14)$$

Величину E_u в (14) можно рассматривать как динамический коэффициент расширения продуктов сгорания.

Особенность уравнения (13) состоит в том, что в него, так же как и в (11), входят экспериментально определяемые величины λ_f , π и их производные по времени. Поэтому (13) и (11) могут быть использованы для экспериментальной проверки настоящего теоретического анализа. Что касается (14), то при известной зависимости нормальной скорости от давления и температуры это уравнение удобно для расчета пространственной скорости пламени.

Приближенные соотношения

Анализ уравнения (8) показывает, что его первое слагаемое больше второго при всех значениях ω_{1i} , и прирост давления приближенно может быть определен по следующему соотношению:

$$\pi_m - 1 \approx \gamma_2 (E_i - 1) \omega_{1i}. \quad (15)$$

Нетрудно выяснить смысл слагаемых в уравнении (8). Действительно, второе слагаемое можно записать в виде

$$\frac{(\gamma_3 - \gamma_2) (\Theta_{3m} - 1) (1 - \omega_{1i})}{\gamma_3 - 1} = (\gamma_3 - \gamma_2) \int_{\omega_{3i}}^{\omega_3} \pi d\omega_3,$$

где интеграл представляет работу сжатия инертного газа $A(\omega_{1i})$ в безразмерных единицах. Эта работа зависит от γ_3 и ω_{1i} . При $\omega_{1i} \rightarrow 0$ и 1 она стремится к нулю и максимальна при $\omega_{1i} \approx 0,4$ (см. рис. 1). Если $\gamma_3 = \gamma_2$, второй член в (8) исчезает, но $A(\omega_{1i}) \neq 0$. Физически это означает, что второй член определяет влияние на π_m не всей работы сжатия инертного газа, а только ее части, обусловленной неравномерным распределением энергии сжатия между продуктами горения и инертным газом из-за различия их теплоемкостей. Так как коэффициент адиабатической сжимаемости $\beta_s = - \left(\frac{\partial V_j}{\partial p} \right)_{st} / V_j = 1/\gamma_j p$, то при $\gamma_3 > \gamma_2$ коэффициент β_s у инертного газа меньше, чем у продуктов сгорания и, следовательно, меньше его работа сжатия (на единицу объема). Значит, на продукты сгорания приходится больше выделившейся химической энергии, и давление π_m выше. При $\gamma_3 < \gamma_2$ поправочный член меняет знак. Вообще говоря, $A(\omega_{1i})$ слабо зависит от γ_3 . Так, если $\gamma_3 = 1,2$, максимальное значение $A(\omega_{1i}) = 0,75$, а при $\gamma_3 = 1,67$ оно равно 0,7 (см. рис. 1).

Нетрудно видеть, что π_m , рассчитанное по (15), точно соответствует случаю равномерного распределения работы сжатия по сосуду.

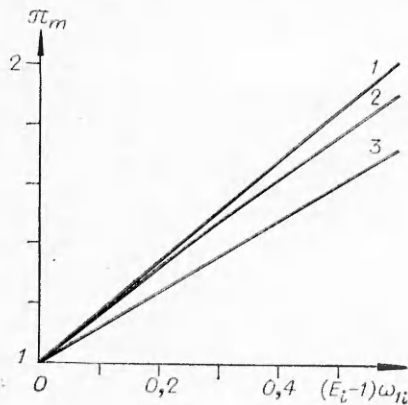


Рис. 2. Зависимость максимального давления π_m от комплекса $(E_i - 1)\omega_{i1}$ при $\gamma_1 = 1,4$, $\gamma_2 = 1,2$, $\gamma_3 = 1,67$, $E_i = 7$.
1 — по (16); 2 — по (8); 3 — по (15).

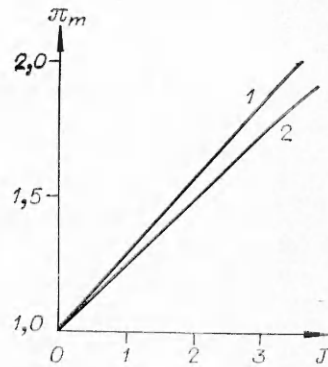


Рис. 4. Зависимость $\pi_m(J)$ при $\omega_{i1} \ll 1$, $\gamma_1 = 1,4$, $\gamma_2 = 1,2$, $\gamma_3 = 1,67$, $E_i = 7$.
1 — по (20); 2 — по (19).

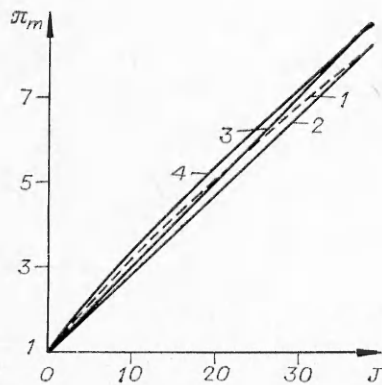


Рис. 3. Зависимость $\pi_m(J)$ в различных предположениях относительно γ_j .

1 — $\gamma_3 \neq \gamma_2 \neq \gamma_1$ ($E_i = 7$, $\gamma_1 = 1,4$, $\gamma_2 = 1,2$, $\gamma_3 = 1,67$); 2 — $\gamma_3 = \gamma_2 \neq \gamma_1$ ($E_i = 7$, $\gamma_1 = 1,4$, $\gamma_2 = 1,2$); 3 — $\gamma_3 = \gamma_2 = \gamma_1$ ($E_i = 7$, $\gamma_1 = 1,2$); 4 — $\gamma_3 \neq \gamma_2 = \gamma_1$ ($E_i = 7$, $\gamma_1 = 1,2$, $\gamma_3 = 1,67$).

Уравнение (8) может быть упрощено в случае $\omega_{i1} \ll 1$. Ограничиваясь линейным членом при разложении в ряд температуры идеального газа $\Theta_3 \approx 1 + \frac{\gamma_3 - 1}{\gamma_3} \pi_m$, из (8) получаем

$$\pi_m - 1 = \gamma_3 (E_i - 1) \omega_{i1}. \quad (16)$$

Из сравнения (15) и (16) (рис. 2) видно, что различие в теплоемкостях проявляется и при малых ω_{i1} . Это связано с тем, что хотя энергия сжатия газов на единицу объема снижается при уменьшении ω_{i1} , объем инертного газа увеличивается. Поэтому роль поправочного слагаемого в уравнении (8) сохраняется и при малых ω_{i1} .

Для выяснения смысла первого слагаемого в (8) установим связь коэффициента расширения E_i с тепловым эффектом реакции L (количеством тепла, выделяющимся при сгорании единицы массы смеси). Согласно первому закону термодинамики, выделившееся при горении тепло Q_p расходуется на работу расширения и на увеличение тепловой части внутренней энергии газа. Поэтому применительно к горению локального объема V_{i1} при постоянном давлении p_i справедливо равенство

$$Q_p = m_{i1} L = p_i (E_i - 1) V_{i1} + \frac{p_i E_i V_{i1}}{\gamma_2 - 1} - \frac{p_i V_{i1}}{\gamma_1 - 1}, \quad (17)$$

откуда

$$\gamma_2 (E_i - 1) = \frac{p_i}{p_i} L (\gamma_2 - 1) - \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 - 1}. \quad (18)$$

Заменяя в (8) коэффициент расширения на тепловой эффект реакции,

получим

$$\pi_m - 1 = (\gamma_2 - 1) J + \frac{\gamma_3 - \gamma_2}{\gamma_3 - 1} \left(\frac{\gamma_3 - 1}{\pi_m^{\gamma_3}} - 1 \right) (1 - \omega_{1i}) - \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 - 1} \omega_{1i}, \quad (19)$$

где $J = m_{1i} L / p_i V_i$ — энергия, выделившаяся в химической реакции и выраженная в единицах $p_i V_i$.

Из (18) и (19) видно, что при $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3$ первое слагаемое в (8) представляет отношение тепловыделения к внутренней энергии U_i газа при начальных условиях: $\gamma_i (E_i - 1) \omega_{1i} = Q_p / U_i$. Появление в общем случае поправочного члена $(\gamma_1 - \gamma_2) \omega_{1i} / (\gamma_1 - 1)$ связано с разницей во внутренних энергиях продуктов сгорания и свежего газа, обусловленной неравными теплоемкостями. Чем ниже γ_2 , тем больше теплоемкость продуктов, следовательно, ниже их температура и давление π_m . Пренебрегая поправочными членами в (19), получим

$$\pi_m - 1 = (\gamma_2 - 1) J.$$

На рис. 3 приведена зависимость $\pi_m(J)$, полученная по уравнению (19) в различных предположениях относительно γ_i . Видно, что поправочные члены одного порядка, и пренебрежение ими приводит к погрешности, не превышающей 20% во всем диапазоне изменения J .

Учитывая, аналогично (16), вклад второго поправочного члена при $\omega_{1i} \ll 1$, имеем

$$\pi_m - 1 = \gamma_3 / \gamma_2 \cdot (\gamma_2 - 1) J. \quad (20)$$

На рис. 4 видно, что приближенная формула (20) удовлетворительно аппроксимирует соотношение (19).

Еще одно важное следствие неравных теплоемкостей газов — наличие скачка температуры на контактной границе. Величина этого скачка

зависит от текущего давления $\Theta_3 - \Theta_1 = \pi \frac{\gamma_3 - 1}{\gamma_3} - \pi \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1}$ и максимальна при $\pi = \pi_m$ (см. рис. 1). Если $\gamma_3 > \gamma_1$, то $\Theta_3 - \Theta_1 > 0$, и наоборот. С ростом ω_{1i} величина скачка увеличивается и может достигать нескольких десятков градусов. Так, например, при $\gamma_1 = 1,4$, $\gamma_3 = 1,67$, $\pi_m = 5$, $T_i = 300$ К разность температур на контактной границе равна 50,3 К.

Необходимо заметить, что в приведенных выше формулах тепловыделения в химической реакции учитывается тепловым эффектом или коэффициентом расширения. В ряде случаев более удобно использовать альтернативный параметр — конечное давление π_e , развиваемое при горении газа в закрытом сосуде, полностью заполненном горючей смесью. Параметры связаны между собой простыми соотношениями $\pi_e - 1 = \gamma_2 (E_i - 1)$ [4] и (18).

Поскольку выводы теоретического анализа в настоящей работе ограничены размерами локального объема, то они должны быть справедливы и в предельном случае, а именно — при полном заполнении сосуда горючей смесью. Действительно, если $\omega_{1i} = 1$, то все термодинамические и кинетические уравнения настоящей работы переходят в соответствующие уравнения для полностью заполненного сосуда [4, 5]. При $\omega_{1i} \neq 1$ и $\gamma_3 = \gamma_1$ динамика сгорания локального объема воспроизводит динамику сгорания в полностью заполненном сосуде. При этом должны быть согласованы между собой текущие значения массы продуктов сгорания. В силу тождественности процессов при $\gamma_3 = \gamma_2 = \gamma_1$ соотношение (8) может быть выражено в форме

$$n_2 = (\pi - 1) / (\pi_m - 1),$$

аналогично известной формуле Льюиса и Эльбе [6], но в которой вместо конечного давления π_e записано π_m — максимальное давление при сгорании локального объема. В этом смысле задача о сгорании локального объема является обобщением задачи о сгорании газа в закрытом сосуде.

Поступила в редакцию 29/V 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. P. A. Cabbage, M. R. Marshall. Pressures generated by explosions of gas-air mixtures in vented enclosures. 39-th Autumn research meeting, the Institute of gas engineers, 1973.
2. А. Н. Баратов, П. И. Коротких. Химич. промышленность, 1980, 2.
3. M. Sibulkin. Comb. Flame, 1980, 38, 3.
4. В. С. Бабкин, Ю. Г. Кононенко. ФГВ, 1967, 3, 2.
5. В. С. Бабкин, В. И. Бабушок, Л. Г. Михайлова. ФГВ, 1979, 15, 6.
6. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.

ГОРЕНИЕ ГАЗА В ЗАКРЫТЫХ СИСТЕМАХ ПЕРЕМЕННОГО ОБЪЕМА

В. С. Бабкин, Ю. Г. Кононенко
(Новосибирск)

Под медленным горением будем понимать процесс, в котором скорость распространения пламени существенно меньше скорости звука. Такие процессы реализуются, например, при горении углеводородо-воздушных смесей в закрытых сосудах и в нормально работающих двигателях внутреннего сгорания. При медленном горении оправданы важные предположения: о равномерном распределении давления по объему сосуда и о малости кинетической энергии движущегося газа по сравнению с тепловой. Эти предположения позволяют при горении газа в закрытых сосудах «развязать» термодинамические и кинетические (газодинамические) процессы, а уравнения динамики сгорания разделить на термодинамические и кинетические. Первые определяют состояние газов, массу и объем продуктов горения как функции текущего давления и не зависят от типа пламени, направления его распространения, геометрии сосуда и ряда других факторов. В этом смысле термодинамические уравнения являются более общими по отношению к кинетическим, определяющим скорости распространения пламени, выгорания газа и другие характеристики.

Указанные аспекты подробно рассматривались на системах с постоянным объемом [1—3]. В задачах с переменным объемом возникает необходимость учета работы, совершаемой системой или над системой. Поскольку работа может быть соизмерима с тепловым эффектом реакции, то в рассматриваемых условиях должны существовать различные динамические режимы горения в зависимости от характера и величины совершаемой работы. Ниже рассматриваются термодинамические аспекты этой проблемы и некоторые иллюстративные примеры. Родственные вопросы процессов горения в двигателях внутреннего сгорания и ствольных системах исследовались во многих работах [4—8].

Уравнение для весовой доли продуктов горения

Рассмотрим медленное фронтальное горение газа в закрытой теплоизолированной системе, содержащей горючий газ и имеющей первоначальный объем V_i . Газ в состоянии p_i, T_i воспламеняется в момент $t = 0$. В результате химической реакции выделяется тепло и образуются продукты горения. Объем системы свежий газ — продукты горения V медленно изменяется по ходу горения (для конкретности считаем, что увеличивается).

Поскольку система совершает работу, то ее внутренняя энергия u , включающая тепловую и химическую составляющие, в момент t меньше энергии газа u_i при $t = 0$ на величину работы расширения:

$$u_i - u = \int_1^{\infty} p d\omega.$$