

Отброшенные нелинейные члены малы по сравнению с $\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2$ по параметру малости ε .

Заметим, что при больших коэффициентах расширения газа ($E \gg 1$) применяя аналогичный способ решения, можно получить следующую систему нелинейных уравнений для ψ и f :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} &= \{K\psi\} - \{K\{K\psi\}f\} - \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial x} - f \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}, \\ \frac{\partial \psi}{\partial t} &= ES_0^2 \left(\{Kf\} - 2\sigma \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \{K\{Kf\}f\} + f \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 \right) - \\ &\quad - \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial \psi}{\partial x}\right)^2 + \{K\psi\}^2 \right) - \frac{\partial f}{\partial t} \{K\psi\}. \end{aligned}$$

В линейном приближении, исключая ψ , удастся привести эту систему к одному динамическому уравнению для возмущений поверхности:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = ES_0^2 \{K\{Kf\}\} - 2ES_0^2 \sigma \left\{ K \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right\} = ES_0^2 \left(-\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} - 2\sigma \left\{ K \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right\} \right).$$

Зависимость $\Omega(k)$ для этого уравнения совпадает с результатом линейной теории (1) при больших коэффициентах расширения и имеет вид

$$\Omega^2 = ES_0^2 (k_2 - 2\sigma k^3).$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д. К теории медленного горения // ЖЭТФ.— 1944.— 14, № 6.— С. 240—244.
2. Нестационарное распространение пламени/Под ред. Дж. Г. Маркштейна.— М.: Мир, 1968.
3. Истратов А. Г., Либрович В. Б. О влиянии процессов переноса на устойчивость плоского фронта пламени // ПММ.— 1966.— 30, № 3.— С. 451—456.
4. Sivashinsky G. I. Nonlinear analysis of hydrodynamic instability in laminar flames // Acta Astronautica.— 1977.— 4.— P. 1177—1206.
5. Ламб Г. Гидродинамика.— М.: ОНТИ, 1947.
6. Минаев С. С., Бабкин В. С. Стационарная периодическая структура пламени с конечной амплитудой ячеек ФГВ.— 1987.— 23, № 2.— С. 49—57.
7. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.
8. Гусак Л. А., Спринщина Е. Н., Щелкин К. И. Исследование устойчивости фронта нормального пламени // ФГВ.— 1968.— 4, № 3.— С. 358—366.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 22/V 1990

УДК 536.46

С. К. Асланов

ОБ ИНТЕГРАЛЬНОМ ПОСТРОЕНИИ ТЕОРИИ ВИБРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ

С позиций квазиодномерного приближения сделана попытка построить теорию вибрационного распространения горения в трубе конечной длины. Одновременно учтены оба основных механизма обратной связи: за счет изменения скорости нормального пламени и площади его поверхности под влиянием акустических возмущений. Интегральным методом удастся провести до конца их линейный анализ и получить критериальные условия возбуждения вибрационного режима, на основании которых достигнуто согласие с известными главными результатами экспериментальных наблюдений и измерений для обеих стадий процесса горения в полукрытых и закрытых трубках.

Из результатов многочисленных экспериментов хорошо известно, что при распространении пламени за счет взаимодействия процесса сгорания

смеси с акустикой внутреннего объема камеры как правило развивается режим вибрационного горения [1—4]. Под последним принято понимать неустойчивый процесс сгорания с изменяющимися во времени динамическими характеристиками, имеющими периодическую составляющую. Проблема неустойчивого горения как с точки зрения его подавления, так и управляемого возбуждения осложнена разнообразием реальных механизмов этого явления. Вибрационное распространение пламени (ВРП) в трубе постоянного сечения, будучи простейшей моделью такого явления, происходит в две последовательные стадии [4]. На начальном этапе колеблющееся пламя остается гладким, не искаженным возмущениями, а акустические амплитуды — небольшими. Во второй стадии на фронте пламени развивается периодическое волнообразование, и акустические колебания приобретают большую интенсивность. Частота колебаний на обеих стадиях определяется собственной частотой столба газа.

Хотя осуществление широкого спектра экспериментальных исследований вибрационного горения в трубах было начато еще в [1] и успешно продолжалось в дальнейшем [2—4], удовлетворительной количественной теории этого распространенного явления создать пока не удается. Трудность ее построения связана прежде всего с тем обстоятельством, что геометрическая структура фронта пламени при его распространении по трубе носит существенно неоднородный нестационарный характер. В то же время именно периодическое изменение суммарной площади поверхности фронта сгорания исходной смеси, будучи одним из главных источников колебаний тепловыделения, формирует основной канал обратной связи рассматриваемой системы вместе с периодическими изменениями скорости химической реакции, порождаемыми колебаниями.

В рамках упрощения задачи в [2, 5] проведен математический анализ поведения изолированного фронта нормального пламени, искаженного (гофрированного) малыми двумерными возмущениями и находящегося под действием внешнего периодического ускорения с заданной конечной амплитудой (и частотой) изменения. Показано, что волнообразование на фронте будет прогрессивно нарастать, лишь начиная с некоторой определенной величины амплитуды ускорения, которая обеспечивает смещение среды, соизмеримое с масштабом волнообразования. В то же время наложение малого акустического ускорения (на стадии зарождения вибрационного режима), как выяснено в [6], никоим образом не влияет на известную спонтанную неустойчивость фронта пламени, которая установлена Ландау для разрывной модели и всегда имеет апериодический характер [7].

Механизм начальной стадии ВРП в трубе изучался с двух точек зрения на формирование возможного канала обратной связи. Идея о периодическом изменении площади поверхности пламени за счет колебаний его вытянутости в звуковом пограничном слое (ЗПС) была выдвинута в [8] и разработана в [4, 9] на уровне физического и экспериментального анализа. Последний свидетельствует о благоприятности фазовых соотношений для возбуждения колебаний и достаточности энергетического вклада данного механизма для компенсации акустических потерь и усиления колебаний [4, 10]. Измерениями локального излучения установлено [10], что максимум амплитуды колебаний тепловыделения расположен в пристеночной области пламени. С другой стороны, расчетами [11] на основе полной системы уравнений выяснено влияние изменения теплоподвода за счет колебаний скорости химических реакций под действием колебаний давления. В [10, 12] указывается, что энергетический вклад химико-кинетического механизма не перекрывает акустических потерь и проявляет себя в относительно широких трубах.

Линейный аналитический подход к описанию вибрационного режима распространения пламени в трубе конечной длины осуществлен в [13] с позиций учета исключительно кинетического механизма. Идея интегрального способа описания другого механизма возбуждения колебаний, связанного с изменениями площади поверхности сгорания за счет волно-

образования на ней, предложена в [14]. Ниже сделана попытка интегрального построения аналитической теории вибрационного горения, в которой удастся учесть все указанные выше основные каналы обратной связи и объяснить главные из известных экспериментальных наблюдений.

Постановка и решение задачи.

Распространение пламени в трубе сопровождается совокупностью неодиомерных нестационарных эффектов, реализующихся в результате взаимодействия сгорания с возникающими акустическими явлениями. С целью упрощения теоретического описания этого сложного многогранного процесса и возможности построения его эффективной математической модели имеет смысл воспользоваться такой одномерной схематизацией, которая сумела бы отразить наиболее существенные черты, определяющие режим вибрационного горения, и позволила выяснить закономерности нарастающих продольных колебаний.

Поскольку нас интересует главным образом движение вдоль трубы, введем в рассмотрение некий плоский переходный слой (квазипламя) в качестве эффективной зоны колебательного режима распространения горения, включив в ее внутреннюю структуру сложную нестационарную геометрию истинного фронта пламени. Отвлекаясь тем самым от его конкретного локального поведения (в поперечном направлении), сосредоточим внимание на главном — участии пламени как целого в формировании продольно-колебательного процесса. Именно проблему устойчивости такого квазипламени к малым возмущениям и рассмотрим в качестве квазиодномерного приближения. А поскольку детально о внутреннем процессе в этой зоне не известно, то естественно воспользоваться интегральным методом исследования ее устойчивости, правильно учитывая механизмы обратной связи, которые выяснены в результате предшествующего экспериментального и физического анализа [2—4, 8—11]; в частности, установлена благоприятность фазовых соотношений для усиления акустических колебаний.

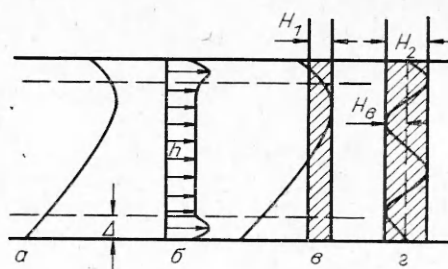
Такой метод удобен тем, что для обеих стадий вибрационного распространения горения в трубе позволяет единообразно описать механизмы обратной связи, обусловленные периодическими изменениями поверхности сгорания: за счет взаимодействий в ЗПС на первой стадии и развития волнообразования на фронте — во второй. Экспериментальным основанием для данного единообразия может служить аналогия между соответствующими закономерностями фазовых соотношений в обеих стадиях [4, 10].

Ширина H зоны квазипламени, заштрихованной на рисунке, очевидно, должна быть соизмерима с масштабом тех неодномерных колебательных процессов, которые, являясь преобладающими, определяют в каждом случае ее внутреннюю структуру. В первой стадии таким масштабом ($H = H_1$) будет служить толщина ЗПС в трубе Δ , во второй ($H = H_2$) — масштаб H_b волнообразования, развивающегося на фронте пламени. Стационарная скорость квазипламени в качестве эффективной скорости распространения двумерной структуры сгорания в трубе естественным образом определяется по принципу Гюи — Михельсона [15]

$$v_1 = u_n S / S_m, \quad u_n = u_n(p_1, T_1) \quad (1)$$

через истинную площадь поверхности сгорания S , площадь поперечного сечения трубы S_m , нормальную скорость горения u_n , для которой известна [16] зависимость от давления p_1 и температуры T_1 исходной смеси.

Связывая систему отсчета со стационарным состоянием процесса горения, принятым за основное течение, будем иметь потоки исходной го-



рючей смеси 1 ($-L_1 < x < 0$), окончательных продуктов сгорания 2 ($H < x < L_2$) и в промежуточной области 3 квазипламени ($0 < x < H$), постоянные параметры которых обозначим соответственно нумерации областей, а их малые одномерные возмущения — штрихом. Если представить распространение горения последовательностью фиксированных местоположений квазипламени по длине трубы, то для каждого из них задача о возмущениях, наложенных на указанное основное течение, сводится к краевой задаче для линеаризованной системы уравнений газодинамики.

Условия акустического отражения на концах трубы общей длины $L = L_1 + L_2$ имеют вид

$$v_1' \Big|_{x=-L_1} = 0, \quad v_2' \Big|_{x=L_2} = 0 \quad \text{или} \quad p_2' \Big|_{x=L_2} = 0 \quad (2)$$

соответственно для закрытого или полуоткрытого ее вариантов. Сопряжение возмущенных состояний в областях 1—3 достигается при помощи линеаризации основных теорем гидромеханики [7], выражающих в интегральной форме законы сохранения массы, импульса и энергии, которые аналогично [17, 18] применяются к промежуточной зоне квазипламени $0 < x < H$, как контрольному объему.

Наконец, условие, которое должно количественно описать механизмы обратной связи, будет выражать приращение эффективной скорости распространения двумерной структуры сгорания относительно исходной газовой смеси в трубе непосредственно перед этой промежуточной зоной 3. С позиций квазистационарности его можно найти, варьируя (1), в следующем виде:

$$\delta v_1 = (S/S_m) \delta u_n + (u_n/S_m) \delta S = \delta u_{1u} + \delta v_{1s}, \quad (3)$$

$$\delta v_1 = v_1' \Big|_{x=0} - \frac{d\varepsilon}{d\varepsilon} \cdot v_1 \frac{\delta u_n}{u_n} = AM_1 \frac{\rho_1}{\rho_1 \alpha_1} \Big|_{x=0}, \quad (4)$$

где $A = \gamma_1 A_p + (\gamma_1 - 1) A_T$; $A_F = \frac{\partial \ln u_n}{\partial \ln F_i}$; $M = \frac{v}{a}$; M — число Маха; ρ — плотность; a — скорость звука; γ — отношение теплоемкостей; $\delta(t)$ — смещение квазипламени, вызванное возмущениями.

Первое слагаемое (3) соответствует каналу периодического тепловыделения за счет изменений внутри самого процесса нормального горения под влиянием взаимодействия изогнутой поверхности его фронта (рисунков, а) с акустическими волнами, профиль амплитуды смещения в которых изображен на рисунке, б. Поэтому в данном механизме поддержания продольных колебаний существенным образом будет участвовать лишь центральная часть сечения трубы, где и то и другое остается достаточно плоским [4]. Чтобы отразить величину ее энергетического вклада в рамках нашего интегрального подхода следует заменить S/S_m множителем q , который, естественно, зависит от ширины трубы d/L и увеличивается вместе с ее диаметром d . Измерения излучения в условиях экспериментов [10] позволяют дать оценку $q \approx 1/4$, ибо размер плоской области пламени не превосходит $d/2$.

Канал периодического теплоподвода, связанный с изменением площади возмущенной поверхности сгорания, описывается вторым слагаемым (3). Представляя собой по существу колебания пропускной способности сечения трубы при вибрационном распространении горения, на первой стадии процесса оно обусловлено периодическими изменениями вытянутости фронта пламени главным образом за счет относительного смещения слоев газа в ЗПС, а при переходе ко второй стадии — интенсивным изменением периметра пламени под влиянием развития на нем периодического волнообразования. В принятой нами одномерной модели протяженного квазипламени это обратное воздействие возмущений на процесс сгорания может быть гидродинамически выражено при помощи следующего интегрального соотношения:

$$\delta v_{1s} = v_3 \int_t^{t+\tau} \frac{\partial v_3'}{\partial x} \Big|_{x=v_3(t'-t)} dt', \quad H = v_3 \tau. \quad (5)$$

Последнее отражает суммарное изменение внутренней структуры квази-пламени в процессе колебаний и по форме идентично уравнению, полученному в теории устойчивости изолированного нормального пламени [17, 19] для приращения скорости его распространения. В начальной стадии вибрационного горения (рисунок, *в*) характерное время τ будет определяться масштабом периодических процессов изменения площади сгорания, попадающей в ЗПС, т. е. $\tau \approx H_1/u_n = B\Delta/u_n$. Множитель B отражает непосредственную связь величины изменения вытянутости пламени с амплитудой акустических колебаний h . Как известно из эксперимента [4, 3, 4], переход от равномерного распространения пламени в трубке к первой стадии вибрационного режима происходит через постепенное нарастание колебаний (мягкое возбуждение). Поэтому можно считать, что коэффициент B остается незначительным при небольшом h , естественным образом возрастая вместе с ним. При появлении волнообразований на фронте горения (рисунок, *г*) определяющим масштабом становится его амплитуда H_b , которая по экспериментальным наблюдениям [4, 10] опять-таки прямо связана с h .

Поскольку процесс нормального горения можно считать безынерционным по отношению к акустическим колебаниям в трубке (во всяком случае до частот f , не на много больших 10^2 Гц), необходимым условием срабатывания механизма обратной связи является согласование характерного времени квазипламени τ с акустическим периодом $1/f$. Оценивая толщину ЗПС по Лэмбу [4]: $\Delta = 2\sqrt{\lambda\nu/f}$, получим $\tau f \approx 2\sqrt{\lambda\nu f}/u_n$, где ν — кинематическая вязкость. Следовательно, для $f \sim 150$ Гц $\nu \sim 0,2$ см²/с, $u_n = 20 \div 40$ см/с, $\tau f \approx 1$.

Возмущенное состояние течения газа в трубке складывается из двух акустических семейств и энтропийной волны в окончательных продуктах 2, где скоро источник возмущений сосредоточен внутри процесса сгорания. Представляя газодинамические возмущения в виде $\epsilon \exp \beta x$, где $\epsilon \sim \exp \omega t$, с помощью совокупности условий (2) — (5) и законов сохранения для квазипламени приходим к задаче на собственные значения ω . Чтобы упростить аналитические выкладки, примем параметры основного (осредненного) течения в промежуточной зоне 3 близкими к таковым в исходной смеси 1. Тем более, что $Re \omega$ будет выражаться лишь главным членом по $H/L \ll 1$. В результате получим трансцендентное уравнение для определения безразмерного собственного числа $z = i\omega\tau_1$:

$$\Phi(z, qA, \gamma_1, \gamma_2, \delta, \mu, m, \xi_1, M_1, \xi) = 0, \quad (6)$$

$$\tau_e = L_e/a_e, \quad m = \tau_2/\tau_1, \quad \xi_1 = \tau/\tau_1, \quad \delta = \rho_1/\rho_2 > 1, \quad \mu = \rho_1 a_1/\rho_2 a_2 > 1, \quad \xi = H/L_1.$$

Анализ собственных значений. Сравнение с экспериментом. Решение уравнения в асимптотическом представлении по степеням малых параметров ξ . M_1 приводит к следующему:

$$z = z_0 + z_1 M_1 + z_2 \xi + O(\xi^2, M_1^2, \xi M_1), \quad (7)$$

$$y^{m+1} + \alpha y^m + (-1)^k (\alpha y + 1) = 0, \quad y = \exp 2z_0, \quad \alpha = \frac{\mu - 1}{\mu + 1}, \quad (8)$$

$$z_1 = D \left(A_1 - y^{\xi_1/2} \right), \quad z_2 = -z_0 (D + 1), \quad D = \frac{1}{2} \frac{D_1}{D_2}, \quad (9)$$

$$D_1 = (\delta - 1)(y + 1) [y^m - (-1)^k], \quad A_1 = qA + 1 - \gamma_1 + \frac{\delta - \gamma_1/\gamma_2}{\delta - 1},$$

$$D_2 = m y^m (y - 1) + y [y^m - (-1)^k] + \mu \{ m y^m (y + 1) + y [y^m + (-1)^k] \}, \quad (10)$$

где $k = 1, 2$ соответственно для закрытого или открытого конца $x = L_2$, на котором поджигается смесь. При этом величина $\xi_1 = \xi/M_1$ сохраняется в качестве члена $O(1)$; значения $0 < m < \infty$ отвечают различным местоположениям пламени в трубке. Величину $A_1 \sim 1/\sqrt{2}$ можно оценить

по экспериментальным характеристикам [16]: $u_n \sim p_1^{-k_1} T_1^{k_2}$, $b_1 = 0,05 \div 0,25$, $b_2 = 1,8$, $\gamma_1 \simeq \gamma_2 \simeq 1,4$, $A_1 \simeq 0,74 \div 0,69$ (для $q \simeq 1/4$).

Главный член асимптотики z_0 выражается известным [3] уравнением (8) собственных частот акустического объема, разделенного процессом сгорания. Оно инвариантно относительно преобразования

$$m_1 = 1/m, y_1 = y^m, \alpha_1 = (-1)^k \alpha \quad (11)$$

и для целого ряда сопряженных значений:

$$m = 1/4, 1/3, 1/2, 2/3, 1, 3/2, 2, 3, 4 \quad (12)$$

сводится [13] к решению одного или пары квадратных уравнений, всегда обеспечивая чисто мнимый характер z_0 ($|y| = 1$). Поправочные члены асимптотики (7) в каждом конкретном случае величины m находятся с помощью (9), (10). Так, для полуоткрытой трубы будем иметь следующие значения $D = D(m)$:

$$D\left(\frac{1}{3}\right) = \frac{1}{6} \left(1 + \frac{\alpha - 1}{\sqrt{\alpha^2 + 8}}\right) D(1), \quad D\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{2}{\mu + 2} D(1), \quad D(1) = \frac{\delta - 1}{\mu + 1}. \quad (13)$$

Выражения $D(1/4)$ и $D(2/3)$ не приводятся из-за громоздкости. В сопряженных случаях $m = 2, 3, 4$ используется (11). Когда труба полностью закрыта, исключительную роль играет случай $m = 1$: $D(1) = 0$ для основной гармонике ($z_0 = i\pi/2$) и нечетно кратных ей.

В отличие от последнего при всех остальных значениях (12) и $k = 1, 2$ имеет место $D(m) > 0$. Поэтому всегда $\text{Re } z_2 = 0$, и асимптотическая поправка z_2 не участвует в изменении амплитуды возмущений со временем, так что критерием прогрессивного нарастания колебаний будет служить условие $\text{Re } z_1 > 0$, т. е. согласно (9)

$$\text{Re}(A_1 - \exp z_0 \xi_1) > 0 \quad \text{или} \quad \cos \Omega < A_1 \sim \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad (14)$$

где $\Omega = \omega_0 \tau = \omega_0 H / v_1$; $\omega_0 = z_0 / \tau_1$ — собственная круговая частота ($2\pi f$).

Выражая $D(m)$ при $m \ll 1$, нетрудно установить поведение возмущений вблизи горячего конца трубы, где L_2 относительно мало. В случае, когда он открыт, приходим к следующему: $\text{Re } z_2 = 0$, $z_1 = 0(m^2)$, что с точностью до величин $0(m^2 M_1)$ обеспечивает $\text{Re } z = 0$, т. е. постоянство амплитуды колебаний. Поскольку из (6) $\mu \simeq \sqrt{\delta}$, $L_2/L \simeq (1 + 1/m\sqrt{\delta})^{-1}$, то для $\delta = 6$ (углеводородовоздушных смесей) и $m = 0,1$ неустойчивость не будет проявляться, пока горение не распространится до 20 % длины трубы.

Иначе обстоит дело, когда она закрыта со стороны поджига. Тогда $D \simeq \delta - 1 > 0$, т. е. развитие неустойчивости может начинаться сразу, если выполняется критерий (14). Эти результаты подтверждаются следующими экспериментальными наблюдениями вибрационного горения. В полуоткрытых трубах режим нарастающих акустических колебаний возбуждается лишь после отхода пламени от свободного конца трубки приблизительно на четверть ее длины [1, 4]. Опыты в закрытых трубках [20, 21] свидетельствуют о возможности возбуждения вибрационного горения прямо вслед за поджиганием смеси у конца.

В последнем случае наблюдается наличие двух участков возбуждения нарастающих колебаний основного тона при распространении пламени по трубе, разделенных промежуточным его местоположением, для которого колебания исчезают и которое отстоит от конца на 0,6 ее общей длины [20]. Это проявляется непосредственно для более широких труб, где соответственно больше значение q и потери относительно невелики, чтобы не заслонять указанного эффекта. Он находит теоретическое объяснение в обнаруженном выше результате отсутствия неустойчивости ($z_1 = 0$) основной гармонике при $m = 1$, чему отвечает $L_2/L \simeq 0,7$ ($\delta = 6$).

Как отмечалось выше, зарождение первой стадии ВРП происходит по типу мягкого возбуждения, так что незначительная величина его начальных амплитуд h порождает незначительную ширину квазипламени H_1 . В результате для достаточно длинных труб основная частота может оказаться не способной удовлетворять критерию неустойчивости (14), и возбуждаться будут лишь высшие гармоники, при помощи которых приблизительно достигается $\Omega > \pi/4$. По мере развития вибрационного режима и увеличения H_1 (вместе с h), а также частоты ω_0 с ростом m осуществляется переход к основному тону колебаний, что вполне согласуется с данными опытов [1, 4].

Когда амплитуда нарастающих колебаний достигает соответствующего порогового значения h_0 , порождаемые ими ускорения оказываются достаточными для развития на фронте горения прогрессивного периодического волнообразования [2]. В результате по типу жесткого возбуждения наблюдается переход ко второй стадии ВРП, сопровождающийся скачкообразным увеличением средней скорости v_1 распространения пламени [4, 10]. С теоретической точки зрения такого перехода к другому механизму ВРП, реализация которого требует относительно больших амплитуд, скорее всего следует ожидать лишь в области параметров, обеспечивающих достаточно высокий темп роста амплитуды ($\text{Re } z_1$), а именно: в некоторой окрестности его максимума $\Omega \approx \pi$. Для практической оценки этого диапазона возможного возбуждения второй стадии примем средний интервал $2\pi/3 < \Omega < 4\pi/3$. С целью сравнения с экспериментальными измерениями [4, 10] последнее представим в следующем виде:

$$\frac{2}{3} \pi N < K_0 < \frac{4}{3} \pi N, \quad K_0 = \frac{\omega_0 h_0}{u_H}, \quad N = \frac{h_0}{H} \frac{v_1}{u_H}. \quad (15)$$

Поскольку скорость v_1 распространения пламени как целого при переходе к волнообразованию на его фронте резко возрастает в несколько раз [4] и $h_0 \sim H$, использование оценки $N \approx 2$ позволяет получить из (15) неравенство $4,2 < K_0 < 8,4$, которое согласуется с результатами опытов $4,5 < K_0 < 10$. При дальнейшем увеличении $h > h_0$ (соответственно H) с приближением к холодному концу трубы величина Ω может превзойти $5\pi/4$, т. е. выйти из области неустойчивости (14).

В асимптотическом разложении (7) отношение временных масштабов для инкремента нарастания колебаний z_1 (характерное время распространения горения в трубе L_1/v_1) и главного члена z_0 (акустический период $1/f$) представляется малой величиной $O(M_1)$. Прямое экспериментальное подтверждение этого дают временные развертки процесса ВРП, на которых акустические колебания модулированы медленно изменяющейся кривой [1, 3, 4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Coward H. F., Hartwell F. T., Georgeson E. H. M. Studies in the mechanism of flame movement. Pt IV. The vibratory period // J. Chem. Soc. Lond.— 1937.— P. 1482—1489.
2. Раушенбах Б. В. Вибрационное горение.— М.: Физматгиз, 1961.
3. Нестационарное распространение пламени/Под ред. Дж. Маркштейна.— М.: Мир, 1968.
4. Абриков С. А., Чучкалов И. А. Вибрационное распространение пламени.— Чебоксары: ЧГУ, 1975.
5. Markstein G. H., Squire W. J. On the stability of a plane flame front in oscillating flow // J. Acoust. Soc. Amer.— 1955.— 27, N 3.— P. 416—424.
6. Асланов С. К. К теоретическому анализу вибрационного распространения пламени в трубах // ИФЖ.— 1964.— 7, № 3.— С. 118—120.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред.— М.: ГИТТЛ, 1953.
8. Кэскан В. Исследование вибрирующих пламен // Вопросы горения и детонационных волн.— М.: Оборонгиз, 1958.— С. 399—410.
9. Абриков С. А. О границах вибрационного распространения пламени в узких трубах // Тр. 2-й Всесоюз. науч.-техн. конф. по вибрационному и пульсационному горению.— Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1963.— С. 13—22.

10. Аввакумов А. М., Чучкалов И. А. Фазовые соотношения при вибрационном распространении пламени // Вибрационное горение.— Казань: КГУ, 1977.—С. 3—22.
11. Фурлетов В. И., Скляр В. А. Частотные характеристики ламинарного пламени // ПМТФ.— 1974.— № 1.— С. 84—94.
12. Аввакумов А. М., Чучкалов И. А., Щелоков Я. М. Нестационарное горение в энергетических установках.— Л.: Недра, 1987.
13. Асланов С. К. Возбуждение акустических колебаний при распространении горения смеси в трубе // Физика аэродисперсных систем.— Киев: Вища шк., 1982.— Вып. 21.— С. 90—94.
14. Асланов С. К. Развитие акустических колебаний при распространении пламени по трубе в условиях волнообразования на его фронте // Там же.— 1985.— Вып. 27.— С. 64—69.
15. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.
16. Щетников Е. С. Физика горения газов.— М.: Наука, 1965.
17. Асланов С. К. Одномерная устойчивость нормального горения газов // ИФЖ.— 1968.— 15, № 2.— С. 298—301.
18. Асланов С. К., Кононов А. В. Одномерная устойчивость процесса горения в магнитном поле // Магнитная гидродинамика.— 1983.— № 1.— С. 82—84.
19. Асланов С. К. Критерий неустойчивости медленного горения газовых смесей // ФГВ.— 1965.— 1, № 3.— С. 75—82.
20. Аввакумов А. М., Чучкалов И. А. Исследование фазовых соотношений при вибрационном горении в закрытых трубах // Физика горения и методы ее исследования.— Чебоксары: ЧГУ, 1977.— Вып. 7.— С. 23—27.
21. Максимов Н. П., Михеев М. П. Исследование изменения частоты и амплитуды звуковых колебаний при вибрационном распространении пламени // Там же.— 1971.— Вып. 1.— С. 34—49.

г. Одесса

Поступила в редакцию 21/III 1991

УДК 546

М. Б. Исмаилов, С. М. Фоменко

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ГОРЕНИЯ АЛЮМИНОТЕРМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

В широком интервале соотношения компонентов и в условиях предварительного подогрева исследованы температура и скорость горения в системе $Al - Cr_2O_3$. Определены условия образования интерметаллидов $AlCr_2$ и Al_2Cr . Максимальная скорость горения обнаружена у составов со значительным избытком алюминия. Сделано предположение о стадийном характере этого процесса. Скорость распространения волны горения определяется начальными стадиями окисления алюминия до Al_2O_3 . Аналогичные закономерности наблюдаются при горении алюминия с SiO_2 и NiO .

Алюминотермические процессы давно известны и широко используются в различных отраслях промышленности в ряде важнейших технологий. Например, в металлургии — это алюминотермическое производство технически чистых металлов, ферросплавов и лигатур [1]. Алюминиевый порошок в смеси с различными окислителями широко применяется в термитах и пиротехнике в целом [2], а также в ряде СВС-технологий получения неорганических материалов [3]. Эти процессы отличаются высокой экзотермичностью и, как правило, осуществляются в режиме горения, следовательно весьма актуальны вопросы, связанные с изучением волновых процессов в таких системах.

Большое место в работах по алюминотермии посвящено закономерностям образования конечного продукта и характеру тепловыделения [4, 5]. Что касается скоростей горения, то обычно приводятся экспериментальные значения, но мало данных, относящихся к процессам, которые их определяют. Между тем, знание основных закономерностей скорости горения чрезвычайно важно, так как они определяют параметры воспламенения, режимы и пределы горения.

Современные представления теории скоростей безгазового горения обычно используют допущение об одностадийности химической реакции. В алюминотермическом горении — это

