

3. Проведенное в данной работе рассмотрение показывает, что, несмотря на сложность процессов в турбулентном пограничном слое за ударной волной, можно при некоторых упрощающих допущениях рассматривать пламя в пограничном слое как диффузионное в узком смысле. Такой подход дает возможность найти аналитические решения для формы пламени и скорости одноступенчатой реакции на этой поверхности.

При сравнении полученных теоретических результатов с прямыми экспериментальными данными [6, 7] обнаружено качественное совпадение наблюдаемой и теоретической формы поверхности пламени в пограничном слое в окрестности скачка уплотнения. Однако на довольно больших расстояниях от скачка уплотнения имеется качественное расхождение результатов. Это объясняется тем, что вблизи ударной волны течение характеризуется мелкомасштабной, а на значительном расстоянии от скачка — крупномасштабной турбулентностью. Поэтому такая турбулентность вызывает расширение и быстрые флуктуации пламени.

*Поступила в редакцию  
18/IV 1978*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. А. Вильямс. Теория горения. М., «Наука», 1971.
2. В. А. Шваб. Исследование процессов горения натурального топлива. М., Госэнергоиздат, 1949.
3. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 19, 10.
4. В. М. Гендугов. ФГВ, 1978, 14, 2.
5. Г. Майрлс.— В сб.: Ударные трубы. М., ИЛ, 1962.
6. К. Регланд. Я. Николс. РТК, 1969, 7, 5.
7. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 5.

### ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ ГАЗОВ

*Н. А. Подлевских, В. А. Тарасюк*

*(Ленинград)*

Природа акустической неустойчивости горения достаточно хорошо известна. В исследованиях [1—4] и других разработан ряд подходов к построению количественной теории явления. Однако теория эта далека от завершения. При эвристическом подходе, как, например, в работах [2, 4] и других, возникают трудности практического определения величин, схематизирующих процесс горения (показателя взаимодействия, стационарного профиля средней скорости и т. д.). При «точном» подходе, основанном на возможно полном математическом описании элементарных процессов, решение задачи находится на пределе возможностей современных ЭВМ [4]. В то же время описание ряда процессов, например турбулентного перемешивания в зоне обратных токов, является весьма проблематичным.

В настоящей работе при сохранении простоты математического описания, присущей эвристическому подходу, для замыкания задачи привлекается эмпирическая информация по распределению перепада

давления в зоне горения. Давление — величина наиболее просто измеряемая в зоне горения. Возможность измерения распределения давления практически доказана для самых разнообразных горелочных устройств [5, 6].

Полуэмпирическая методика уже использовалась в [7, 8] для случая малых чисел Струхала. Как и в работе [7], рассмотрим горение в общем случае предварительно неперемешанных газов в трубе. Газообразные компоненты топлива воспламеняются в сечении трубы  $x=0$ , в сечении  $x=L$  горение заканчивается. При  $x=0$  заданы профили продольной скорости, концентраций, температуры; при  $x=L$  течение будем считать однородным. Предположим также, что поперечные градиенты давления пренебрежимо малы по сравнению с продольными.

Необходимо найти режимы течения на границе акустической устойчивости горения при заданных акустических проводимостях периферийных к зоне горения участков трубы. Если воспользоваться эйлеровым представлением полной производной от параметров движущейся среды [9], то уравнения сохранения массы, импульса, вещества и энергии (в пренебрежении мощностями диссипативных сил) в зоне горения примут вид

$$\left. \begin{aligned} \partial/\partial t \cdot (m/u\lambda_1) + \partial m/\partial x &= 0, \\ \partial m/\partial t + \partial (mu)/\partial x &= -\sigma \cdot \partial p/\partial x - \partial F/\partial x, \\ \partial/\partial t \cdot (mH/u\lambda_2) + \partial (mH)/\partial x &= \sigma \cdot \partial p/\partial t + \partial Q/\partial x, \\ \partial/\partial t \cdot (mc_i/u\lambda_3) + \partial (mc_i)/\partial x &= \partial w/\partial x, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $t$  — время;  $x$  — продольная координата;  $m$  — массовый расход;  $\sigma$  — площадь поперечного сечения трубы;  $p$  — давление;  $F$  — продольная сила, действующая со стороны стенки трубы;  $Q$  — тепловой поток через стенку на участке трубы  $0, x$ ;  $w$  — массовая скорость исчезновения компонента на участке  $0, x$ ;  $u, H, c_i$  — среднемассовая скорость, полная энтальпия и массовая концентрация компонента  $i$ , определяемые формулой

$$\varphi = \frac{1}{m} \int_{\sigma} \rho u \varphi d\sigma; \quad (2)$$

$\rho$  — плотность;  $\varphi = u, H, c_i$ ;  $\lambda_{1,2,3} = \frac{m\varphi}{u \int_{\sigma} \rho \varphi d\sigma}$  — коэффициенты неоднородности течения при  $\varphi = 1, H, c_i$ .

Система уравнений сохранения (1) дополняется уравнением состояния

$$p u = m / \sigma \lambda_4 \cdot R T \quad (3)$$

и соотношением для полной энтальпии

$$H = D R T + \sum_i h_i c_i + \lambda_5 \frac{u^2}{2}, \quad (4)$$

где  $R$  и  $T$  — среднемассовые газовая постоянная и температура;  $h_i$  — химические энтальпии;

$$D = \frac{\int_{\sigma} \rho u \left( \int_0^T c_p dT \right) d\sigma}{\int_{\sigma} \rho u R T d\sigma};$$

$c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении;  $\lambda_4, \lambda_5$  — поправочные коэффициенты, появляющиеся при замене в выражениях (3) и (4) локальных величин на среднemasсовые (формула (2)). Для упрощения записи здесь одинаково обозначены локальные и средние значения величин, так как локальные значения используются только под знаком интеграла.

При стационарном движении скорость горения может быть выражена через коэффициент полноты сгорания  $\eta_1$  [5]

$$d\omega/dx = mc_{i0} \cdot d\eta_1/dx, \quad (5)$$

где  $c_{i0}$  — начальное значение концентрации недостающего компонента. Как показано в работе [5], для горения в адиабатической цилиндрической трубе имеется простая зависимость

$$\eta_1(x) = \Delta p(x) / \Delta p_\infty,$$

где  $\Delta p$  — продольный перепад давления,  $\Delta p_\infty$  — его значение при полном сгорании.

В общем случае из решения системы уравнений (1) — (4) при стационарном движении, вводя тепловой эффект горения  $q$  и полагая  $\sum_i c_i h_i = qc_{i0}(1 - \eta_1)$ , можно получить выражение

$$\Delta p = \gamma_\infty \rho_\infty M^2 / \lambda_4 D \cdot [H - qc_{i0}(1 - \eta_1) - Q] - \gamma_\infty \rho_\infty M^2 \cdot u_0 / u_\infty + E/\sigma, \quad (6)$$

где  $\gamma$  — отношение теплоемкостей;  $M$  — число Маха в конце зоны горения, а 0 и  $\infty$  соответствуют начальному и конечному значениям параметров. В частном случае  $\lambda_4 = 1, Q = F = 0, D = \text{const}$  из формулы (6) получается упомянутая зависимость работы [5]. Формула (6) позволяет ввести поправки на теплоотвод, трение и неоднородность потока при установлении истинной величины  $\eta_1(x)$ . Величины  $F$  и  $Q$  могут быть оценены по известным формулам для течений без горения. Их вклад в измеряемый перепад давления в рассматриваемом ниже примере был порядка 10%. Для величин  $\lambda_4$  и  $D$  известны лишь их начальные (по начальным профилям газотермодинамических параметров) и конечные значения ( $\lambda_4 \approx 1, D \approx c_{p\infty} / R_\infty$ ) и следует задать их функциональную зависимость от  $x$ . Для задания такой зависимости для величины  $D$  можно использовать функцию  $\eta_1$  (см. 11)).

Поправку на величину  $\lambda_4$  следует вводить лишь при сильной неоднородности потока, например при внезапном его расширении. В этом случае можно воспользоваться холодными продувками для измерения перепада давления. Если горение отсутствует, то из формулы (6) при  $F = Q = 0$  имеем выражение

$$\Delta p_\infty = \gamma_\infty M^2 \rho_\infty (1/\lambda_4 - u_0/u_\infty),$$

позволяющее приближенно оценить функцию  $\lambda_4(x)$  по данным холодных продувок. В частности, для внезапного расширения при  $x \rightarrow \infty, \lambda_4 \rightarrow 1$  получается аналог известной формулы Борда

$$\Delta p = \rho_\infty u_\infty^2 \left(1 - \frac{\sigma_\infty}{\sigma_0}\right).$$

Из интегралов уравнений (1) при стационарном движении, соотношений (3) — (6), располагая измерениями распределения перепада давления по зоне горения, можно найти решение стационарной задаче в виде

$$\varphi_n = \varphi_n(x, \varphi_{01}, \varphi_{02}, \dots, \varphi_{0N_1}), \quad (7)$$

где  $N_1$  — число независимых начальных (при  $x=0$ ) значений  $\varphi_{0n}$ .

Здесь будет рассматриваться неустойчивость течения, вызванная собственно горением, поэтому ограничимся колебательными процесса-

ми, в которых роль трения и теплообмена мала. Задачу будем рассматривать в квазиодномерном приближении, т. е. при  $\lambda_l = 1$  ( $l=1, 2, 3, 4, 5$ ). Это, конечно, не означает, что анализу подлежат только однородные течения. Для определения основных «источниковых» членов уравнений привлекается эмпирическая информация, учитывающая все особенности реального течения. Неоднородность течения учитывается и при задании граничных условий. В рассматриваемом ниже примере на входе в зону горения задаются ступенчатые профили газотермодинамических параметров и осреднение проводится по формуле (2). Допущение  $\lambda_{1,2,3} = 1$  означает, как следует из уравнений (1), пренебрежение в линеаризированной задаче акустическими эффектами, не связанными непосредственно с горением. Грубую оценку влияния коэффициентов  $\lambda_l$  ( $l=1, 2, 3$ ) можно получить, полагая  $\lambda_l = \lambda_{0l} + (1 - \lambda_{0l})\eta_1$ , где  $\lambda_{0l}$  определяется граничными условиями. Влияние коэффициентов  $\lambda_5$  заметно лишь при  $M \sim 1$  и обычно им можно пренебречь.

В акустическом приближении исходные уравнения линеаризируем относительно малых возмущений  $\delta\varphi$  ( $\delta\varphi = \delta\varphi_A e^{i\omega t}$ ,  $\delta\varphi_A$  — комплексная амплитуда,  $\omega$  — частота колебаний).

Пусть  $\psi$  — неизвестная в нестационарном движении функция: скорость горения, перепад давления, коэффициент  $\lambda_l$  или энтальпия. Подобно тому, как элементарные процессы горения определяются локальными значениями газотермодинамических параметров, предположим, что функция  $\psi$  зависит от местных значений  $\varphi_n$ , тогда получим

$$\delta\psi = \sum_{n=1}^N \frac{\partial\psi}{\partial\varphi_n} \delta\varphi_n, \quad (8)$$

где  $N$  — число функций  $\varphi_n$ , определяемых замкнутой системой уравнений (см. (12);  $N=3$ ,  $\varphi_1 = u$ ,  $\varphi_2 = p$ ,  $\varphi_3 = m$ ).

Далее, из (7) следует

$$\frac{\partial\psi}{\partial\varphi_n} = \sum_{k=1}^{N_1} \frac{\partial\psi}{\partial\varphi_{0k}} \cdot \frac{\partial\varphi_{0k}}{\partial\varphi_n}. \quad (9)$$

В силу требования линейности уравнений относительно возмущений все частные производные в формулах (8), (9) должны браться в условиях установившегося движения.

Таким образом, равенства (4) — (6), (8), (9) решают задачу замыкания исходных уравнений, записанных в акустическом приближении. При этом для определения соответствующих производных необходимо несколько измерений распределения перепадов давления при варьировании  $N_1$  параметров  $\varphi_{0n}$ . При выводе линеаризованных уравнений встречаются трудности в использовании выражения вида (4). Поэтому для получения равенства типа (8) для энтальпии применим следующий прием.

При стационарном адиабатическом движении в цилиндрической трубе имеются простые интегралы системы уравнений (1)

$$\sigma r_\infty + m u_\infty = \sigma r_0 + m u_0 = \sigma r + m u, \\ H_\infty(T_\infty, k, u_\infty) = H_0(T_0, k, u_0) = H.$$

Воспользуемся также уравнением состояния (3), примененным к обоим концам зоны горения. Эту систему равенств дополним эмпирическим выражением

$$\Delta p = \Delta p_\infty \eta,$$

куда входят перепады давления, обусловленные только горением. При нестационарном движении мгновенным значениям газотермодинамических параметров можно сопоставить мгновенное квазистационарное движение, удовлетворяющее указанной системе равенств. Если проварьировать эту систему равенств и исключить вариации параметров в начале и конце зоны горения, то получается искомое выражение связи возмущения энтальпии с возмущениями других параметров. Записанное в безразмерной форме оно имеет следующий вид:

$$\frac{\gamma M}{D} z_5 = -z_1 + \gamma M \bar{u} z_2 - \bar{u} z_3 + M \left( \frac{\partial H}{\partial k} \Big|_{T=T_0} - \Phi \right) z_4 + M \tau z_\eta = 0, \quad (10)$$

где

$$\left. \begin{aligned} z_1 &= -(\rho a)_\infty \frac{\delta u}{\delta \rho_0}; & z_2 &= \frac{\delta p}{\delta \rho_0}; & z_3 &= \frac{a_\infty \delta m}{\sigma \delta \rho_0}; \\ z_4 &= (\rho a_2)_\infty \frac{\delta k}{\delta \rho_0}; & z_5 &= \rho_\infty \frac{\delta H}{\delta \rho_0}; \\ z_\eta &= (\rho a^2)_\infty \frac{\delta \eta}{\delta \rho_0}; & \frac{1}{D} \frac{R_\infty}{c_{p\infty}} \eta_1 &+ \frac{R_0}{c_{p0}} (1 - \eta_1); \\ \Phi &= \frac{\partial \ln(RT)_{co}}{\partial k} \Big|_{T=T_0} \cdot \eta_1 + \frac{\partial R_0}{\partial k} (1 - \tau)(1 - \eta_1); \\ \tau &= \frac{\sigma \Delta \rho_\infty}{m u_\infty}; & \bar{u} &= \frac{u}{u_\infty} = 1 - \tau(1 - \eta_1); \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$a$  — скорость звука в продуктах сгорания. Величина  $\delta \eta$  определяется формулами (8), (9) при  $\psi = \eta_1$ . Здесь выведена также величина  $k$ , равная отношению массовых расходов окислителя к горючему, характеризующая состав газа. При нестационарном движении возмущение величины  $k$  в каждом сечении трубы может быть найдено по формуле

$$\delta k = (k+1)^2 / (c_1 - c_2) \cdot \delta c,$$

если известны возмущение атомарной концентрации  $\delta c$  какого-либо элемента в этом сечении и атомарные концентрации  $c_1$  и  $c_2$  этого же элемента в исходных компонентах. Атомарная концентрация удовлетворяет четвертому уравнению системы (1), если в нем положить  $\omega = 0$ ; в такой форме это уравнение и используется ниже. После приведения к безразмерному виду линеаризованных уравнений (1) и исключения с помощью равенств (10), (11) неизвестных  $z_4$  и  $z_5$  получим следующую систему уравнений распределения амплитуд акустических колебаний в зоне горения:

$$\left. \begin{aligned} z_1' &= \frac{1}{D} \left\{ [i\kappa \gamma_\infty (D-1) - D'] z_1 + \gamma_\infty [i\kappa (D-1) + M(\bar{u}D)'] z_2 - \right. \\ &\quad \left. - (\bar{u}D)' z_3 - \tau M \left[ (Dz_\eta)' + \frac{i\kappa}{Mu} Dz_\eta \right] \right\} - (k+1) \eta_1' E e^{-\frac{i\kappa l}{M}}, \\ z_2' &= \left[ \frac{i\kappa}{\bar{u}} - M \frac{(\ln D)'}{D} \right] z_1 + \gamma_\infty M \frac{D-1}{D} i\kappa z_2 - M [2\bar{u}' - \bar{u}(\ln D)'] z_3 - \\ &\quad - \frac{\tau M^2}{D} \left[ (Dz_\eta)' + \frac{i\kappa}{Mu} Dz_\eta \right] - M(k+1) \eta_1' E e^{-\frac{i\kappa l}{M}}, \\ z_3' &= -\frac{i\kappa}{Mu} \left( z_3 + \frac{1}{\bar{u}} z_1 \right), \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$$\text{где } E = D \left[ \frac{1}{D_0} \frac{\partial \ln(RT)_{co}}{\partial k} - \frac{1-\tau}{D_\infty} \left( \frac{1}{k+R_2/R_1} - \frac{1}{k+1} \right) \right] \cdot [\beta_1 (M_1 - Y_1) - k\beta_2 \times \\ \times (M_2 - Y_2)]; \quad \kappa = \omega L / \alpha_\infty; \quad \beta_j = \alpha_\infty \sigma_j / \alpha_j \sigma_\infty; \quad Y_j = \rho_j \alpha_j \cdot \delta u_j / \delta p_0; \quad I = \int_0^{x/L} \frac{d(x/L)}{u}$$

Здесь индексы 1 и 2 у всех величин кроме  $z$ ,  $\eta_1$  соответствуют значению  $j$ , где  $j$  — номер канала, подающего исходный компонент топлива, а штрих обозначает производную по продольной координате  $x/L$ . Ради простоты в уравнениях (12) отброшены члены порядка  $M^2$ .

Если известны акустические проводимости топливоподающих каналов  $Y_j$ , несложно записать следующие граничные условия. При  $x=0$

$$\left. \begin{aligned} z_1 &= \sum_{j=1}^2 [(\bar{u}_0 - 2\bar{u}_j)(M_j - Y_j) - \bar{u}_j M_j] \beta_j, \\ z_2 &= 1, \\ z_3 &= \sum_{j=1}^2 \beta_j (M_j - Y_j). \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Поставленная задача (12), (13) позволяет рассчитывать акустические характеристики пламени.

Для экспериментальной проверки предложенного метода были рассчитаны границы устойчивости лабораторной горелки, конструктивные и режимные параметры которой приведены в [8]. Расчет проводился для двух вариантов смесительных устройств. В первом варианте горючее (пропан) подавалось через тринадцать гладких тонкостенных трубок диаметром 1,5 мм. Во втором — через одну трубку диаметром 8 мм. Во втором варианте на трубке имелся буртик, который сильно дросселировал канал подачи окислителя (горячий воздух). Вследствие этого развивалась крупномасштабная турбулентность потока, приводившая к низкой полноте сгорания из-за плохого перемешивания.

На рис. 1, 3, 4 приведены кривые коэффициента полноты сгорания для этих двух смесителей. На рис. 1, 1 показана эмпирическая зависимость  $\eta_1(x)$ , взятая из работы [5] и рассчитанная по параметрам тринадцатитрубного смесителя. Различие в кривых 1 и 3 объясняется некоторым конструктивным несоответствием смесителей и частично устраняется корректировкой численного коэффициента в формуле для  $\eta_1$  работы [5]. Полученная подобной корректировкой зависимость  $\eta_1(x)$  (рис. 1, 2) и использовалась в расчетах. Как следует из работы [5], зависимость коэффициента полноты сгорания от параметров потока на входе в зону горения очень слабая и ею можно пренебречь. Поэтому в расчетах принималось, что  $\partial \eta_1 / \partial \varphi_n = 0$  и, следовательно,  $\delta \eta = 0$ .

Для однотрубного смесителя в расчет закладывалась непосредственно кривая 4, которая из-за плохого перемешивания хуже коррелирует с формулой из [5]. Однако и в этом случае принималось, что  $\delta \eta = 0$ , так как качественно горение носило тот же характер, что при установлении зависимости работы [5]. Имеющиеся экспериментальные данные по влиянию расхода  $m$  и коэффициента избытка воздуха  $\alpha$  на коэффициент полноты сгорания  $\eta_1$  для однотрубного смесителя не противоречат этому выводу.

Примеры сопоставления расчетных и экспериментальных границ устойчивости горения на плоскости режимных параметров  $m$ ,  $\alpha$  пред-



ставлены на рис. 2, 3. Рабочая область горелки ограничена внутренностью сектора, показанного на рис. 2, *a* и рис. 3. Около экспериментальных точек на рисунках указаны частоты возбуждающихся колебаний в герцах (на рис. 3 они подчеркнуты). Область неустойчивости расположена вправо и вверх от границ, на рис. 3 она соответствует штриховке.

На рис. 2 указана также длина резонаторной трубки  $l_p$ . Границы на рис. 2 рассчитывались по заданной частоте колебаний. На ЭВМ БЭСМ-4 интегрировалась система уравнений (12) при граничных условиях (13) и находилась акустическая проводимость в конце зоны горения ( $x=L$ )  $Y = z_1/z_2$ . Поскольку за зоной горения акустические потери

близки к нулю (цилиндрическая труба с открытым концом), границе устойчивости соответствуют значения  $m$  и  $\alpha$ , при которых реальная часть  $Y$  обращается в нуль.

Расчет границ устойчивости с определением частоты колебаний представляет значительно более громоздкую задачу. В этом случае необходимо еще выполнить условие равенства мнимых частей акустических проводимостей конца зоны горения и выхлопной части горелки. Результаты подобных расчетов с применением ЭВМ БЭСМ-6 приведены на рис. 3. Расчетные частоты показаны поперечными штрихами на границах устойчивости. Границы носят запутанный характер, наблюдается обрыв границ, в этом случае иногда условная область неустойчивости показана штриховой линией. Физическая интерпретация подобных обрывов требует дальнейшей проработки.

При возбуждении автоколебаний свойства зоны горения изменяются, о чем свидетельствует гистерезисный характер границ устойчивости, отмеченный в [8]. Изложенная же линейная теория может предсказать лишь те колебания, которые развиваются из устойчивого состояния. В этом смысле обнаруженная в опыте граница устойчивости с частотами  $90 \div 100$  Гц (см. рис. 3) удовлетворительно коррелирует с теоретическими границами на частотах  $98 \div 100$  и  $116 \div 117$  Гц. В то же время в противоречии с опытом находится наличие теоретического «островка» неустойчивости с частотами  $90 \div 118$  Гц, расположенного в левом нижнем углу рис. 3. Вероятная причина подобного расхождения с опытом состоит в неточном задании величин  $Y_1$  и  $Y_2$ .

Отмеченная корреляция теории и эксперимента, которая наблюдается с той же степенью точности и в других аналогичным способом обработанных опытах, позволяет проанализировать опыты на лабораторной горелке. Обращает на себя внимание характерная конфигурация границ устойчивости. Вблизи значения коэффициента избытка воздуха  $\alpha \approx 1$  граница идет почти вертикально (опытные точки на рис. 2, *b*). При  $\alpha > 1$  граница располагается почти горизонтально (опытные точки на рис. 2, *a* и рис. 3), т. е. существует некоторое пороговое значение расхода ( $0,7 \div 1,5$  г/с), ниже которого горение устойчиво. Для объяснения этого явления обратимся к уравнениям (12). Из их вывода можно видеть, что свободные члены двух первых уравнений характеризуют «источник» колебаний, вызываемых горением. Этот «источник» пропорционален интенсивности горения  $\eta_1$  и величине  $E$ ,

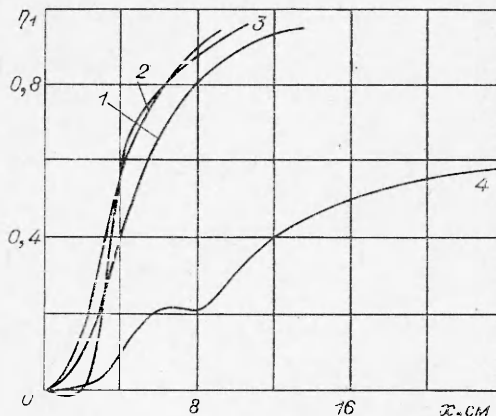


Рис. 1. Распределение коэффициента полноты сгорания.

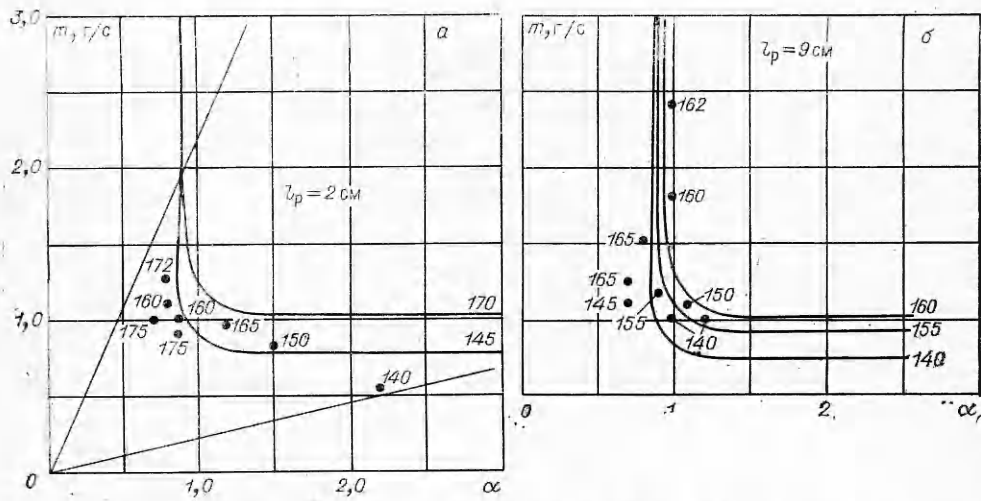


Рис. 2. Границы устойчивости горения для тринадцатитрубного смесителя.

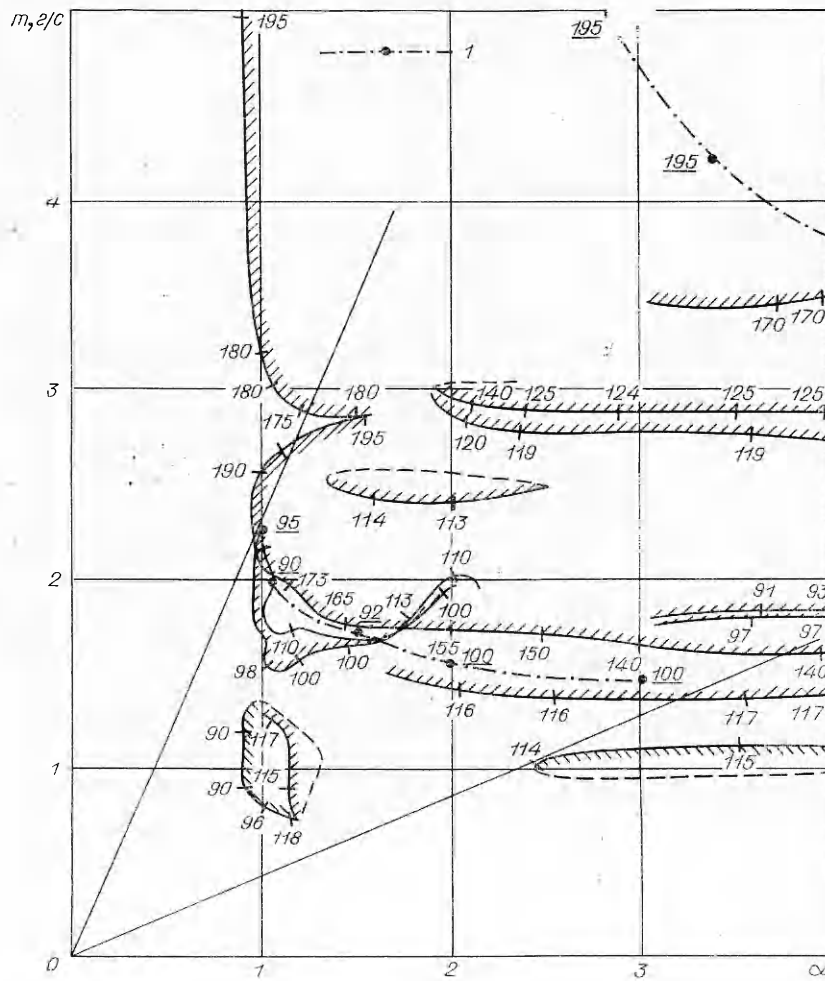


Рис. 3. Граница устойчивости горения для однотрубного смесителя (1 — экспериментальная граница).



которая практически пропорциональна производной  $\partial \ln(RT)_{\infty} / \partial k$ . В то же время вторая квадратная скобка в выражении для  $E$  вместе с экспонентой  $e^{-ikl/M}$  образует множитель, характеризующий волну концентрации, распространяющуюся со скоростью потока. Показатель экспоненты определяет фазу волны концентрации, которая пропорциональна введенному в работах [7, 8] числу Струхала  $Sh = \kappa / 2\pi M$ . Структура «источниковых» членов уравнений (12) позволяет представить «механизм» наблюдавшейся неустойчивости и объяснить конфигурацию границ устойчивости. Акустические возмущения вызывают колебания соотношения компонентов (волна концентрации), которые изменяют тепловыделение в зоне горения, а следовательно, и давление. Возбуждение возможно при определенных фазовых соотношениях между волнами давления и концентрации в зоне горения.

В районе  $\alpha \approx 1$  производная  $\partial \ln(RT)_{\infty} / \partial k$  меняет знак и фазовые соотношения резко меняются, что и объясняет расположение границы устойчивости. Этот факт отмечался в работе [8], где анализ производился с позиций низкочастотной теории. Однако эта теория не могла объяснить факт «поворота» опытной границы устойчивости при малых значениях расхода  $m$ . При уменьшении расхода, а следовательно, и скорости потока увеличивается  $Sh$ , которое определяет отношение длины зоны горения к длине волны концентрации. С позиций предложенного «механизма» при  $Sh \rightarrow \infty$  явления возбуждения быть не должно, так как на каждом участке зоны горения, где  $\eta_1 \approx \text{const}$ , будет укладываться много волн концентрации, которые будут взаимно компенсировать свое влияние. Практически в наблюдавшихся опытах граница устойчивости располагалась в районе  $Sh \approx 1$ , когда на зоне горения помещалась одна волна концентрации. В то же время длина волны давления значительно превосходила длину зоны горения ( $\kappa / 2\pi \ll 1$ ) и фаза волны давления менялась на зоне горения незначительно. Резкий «поворот» границы устойчивости объясняется тем, что при данном расходе и увеличивающемся  $\alpha$  растет число  $Sh$  и уменьшается величина  $E$ .

Неустойчивость горения найденного вида возбуждается на относительно небольших частотах, «промежуточных» в классификации [4], так как возбуждение связано с волновыми свойствами топливоподводящих каналов и зоны горения. Свойства зоны горения, определяемые составом топлива и конструкцией форсуночных устройств, задаются в данной работе видом функций  $\eta_1$  и  $\delta\eta$ . Как следует из [5], рассмотренный пример относится к случаю турбулентного диффузионного горения предварительно перемешанных газов, вытекающих из форсунок без образования обратных токов.

Предлагаемый метод не имеет формальных ограничений на частоту исследуемых колебаний. Как видно из первого уравнения (12), слагаемое, содержащее величину  $z_{\eta}$ , пропорционально частоте  $\omega$ . Влияние же «источниковых» членов уравнений, пропорциональных величине  $E$ , уменьшается с ростом частоты (растет  $Sh$ ). Поэтому «высокочастотные механизмы» неустойчивости горения будут определяться чувствительностью коэффициента полноты горения  $\eta_1$  к возмущениям газотермодинамических параметров, экспериментальный способ определения которой намечен в данной работе. Можно надеяться, что анализ устойчивости горения в промышленных топках будет более точным, чем в лабораторной горелке, где велика роль побочных факторов: теплоотвода и трения на стенке, акустических потерь в газоведах и т. д. Представляется, что предлагаемый метод расширит возможности исследования такого сложного явления, как неустойчивость горения.

Поступила в редакцию  
3/VI. 1978

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Раушенбах. Вибрационное горение. М., Физматгиз, 1961.
2. Л. Крокко, Син-И-Ченг.— В сб.: Вопросы горения и детонации. М., Оборонгиз, 1953.
3. К. И. Артамонов. Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение, 1961, 1.
4. Неустойчивость горения в ЖРД. Под ред. Д. Т. Харрье, Ф. Г. Рирдона. М., «Мир», 1975.
5. Т. А. Первицкая, А. П. Скабин, В. А. Тарасюк.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1973.
6. В. Т. Пешке, С. С. Хаммер. РТК, 1964, 8.
7. В. А. Тарасюк. Теплофизика высоких температур, 1974, 2, 3.
8. Н. А. Подлевских, В. А. Тарасюк. ФГВ, 1976, 12, 6.
9. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М., «Наука», 1973.

### ОБ ОБРАЗОВАНИИ ОКИСЛОВ АЗОТА В ДИФФУЗИОННОМ ПЛАМЕНИ $H_2-O_2$

*К. А. Гордин, В. М. Масленников*

*(Москва)*

Образование окислов азота в процессах горения интенсивно исследуется в связи с проблемой охраны окружающей среды. Изучению характерных особенностей образования окислов азота как в предварительно перемешанных пламенах, так и в диффузионных пламенах посвящено много работ. Уточненный механизм Зельдовича образования NO представляется наиболее правильным в качестве простейшей модели кинетики NO. Отклонение экспериментальных результатов от соответствующих расчетов по указанной выше модели объясняется, как правило, отсутствием значений истинных концентраций O, OH, O<sub>2</sub>, которые нужно подставлять в кинетическое уравнение образования NO. Поэтому вопрос об определении концентраций этих компонентов, участвующих в кинетике образования NO, наиболее важен.

Скорость, с которой горючее и окислитель реагируют в диффузионном пламени, контролируется в первую очередь процессами смешения. Скорости химических процессов играют существенную роль в более или менее узкой области вблизи фронта пламени, в которой достигаются максимальные температуры. Поэтому вполне достаточную информацию о природе такого пламени можно получить, рассматривая сам фронт пламени как бесконечно тонкую поверхность, отделяющую горючее от окислителя и являющуюся источником продуктов реакции.

В настоящей работе рассмотрим упрощенную, достаточно реалистическую кинетическую схему горения водорода с кислородом, исследованную аналитическими методами в [1], расширяя ее введением дополнительных реакций, приводящих к образованию NO. Анализ процесса горения  $H_2-O_2$  связан в первую очередь с тем, что кинетика этого процесса относительно проста и включение в нее кинетики образования NO позволяет получить аналитическое решение, во-вторых, этот вопрос достаточно часто встречается в современной технологии. Ограничимся здесь исследованием процесса при атмосферном давлении.

Достаточно простые аналитические методы, использованные в работе, позволяют рассмотреть структуру «равновесного» пламени (в таком пламени предполагается, что константы равновесия конечны, а скорости реакции бесконечны) и получить, например, распределение концентраций окислов азота по зоне пламени. Исследованное прибли-