

Рис. 1.

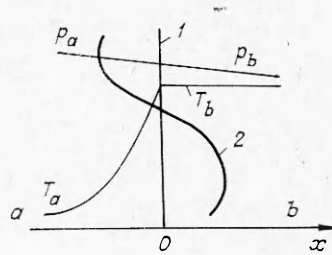


Рис. 2.

Подобно давлению ведет себя и плотность газа на фронте. Согласно уравнению (23), это должно привести к ускорению реакции на выпуклых участках фронта и к замедлению на вогнутых, т. е. к неустойчивости процесса. При $l_r \ll l_{\phi 1,2}$ на возмущенном фронте, наоборот, практически остается неизменным давление и резко меняется температура (рис. 2). На выпуклых участках фронта плотность растет обратно пропорционально температуре, а на вогнутых плотность и температура остаются неизменными. В этих условиях скорость горения на вогнутых участках фронта сохраняется неизменной, а на выпуклых участках скорость реакции (вследствие определяющего влияния экспоненциальной зависимости ее от температуры) должна уменьшаться. Фронт горения при этом является устойчивым.

Ленинградское высшее военно-морское
инженерное училище
им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию
2/X 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1962, 4.
2. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1966.

ГРАНИЦЫ УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ В ЛАБОРАТОРНОЙ ГАЗОВОЙ ГОРЕЛКЕ

Н. А. Подлевских, В. А. Тарасюк

В работах [1, 2] была предложена полуэмпирическая методика оценки низкочастотной устойчивости горения газов. В настоящей статье эта методика применяется для построения границ устойчивости горения в плоскости режимных параметров: расход m , коэффициент избытка воздуха α реального горелочного устройства — лабораторной горелки.

Расчетные границы сравниваются с экспериментальными, полученными под руководством одного из авторов Н. Ф. Котиковым. Конструкция горелки была разработана на основе выводов работы [1] так, чтобы обеспечить возбуждение вибрационного горения. Аналитическое решение задачи об устойчивости горения в том виде, как оно приведено в статье [1], неудобно для расчета и анализа эксперимента и нуждается в некотором преобразовании.

Важнейшим коэффициентом, определяющим устойчивость горения в расчетных формулах [1], является B_{0j}

$$B_{0j} = 1 + \xi(\gamma - 1)/a^2(H_j - H) + \Phi_i \cdot (1 + k)/(1 + k_c) \cdot \epsilon_j, \quad (1)$$

где $\xi = c_p/\bar{c}_p$; $\gamma = c_p/c_v$; a — скорость звука; H_j — полная энтальпия компонента на входе в зону горения; H — полная энтальпия газов в конце зоны горения; $\Phi_i = (R_i - R_3)/R - (\bar{c}_{pi} - \bar{c}_{p3})/\bar{c}_p - (h_i - h_3)/\bar{c}_p T$; R — газовая постоянная; \bar{c}_p — средняя теплоемкость при постоянном давлении; T — абсолютная температура; h — химическая энтальпия; $j = 1, 2$; k — отношение расхода окислителя к расходу горючего; k_c — стехиометрическое отношение

$$\begin{aligned} \text{при } k > k_c & \quad \epsilon_1 = 1, \quad \epsilon_2 = -k, \quad i = 1; \\ \text{при } k < k_c & \quad \epsilon_1 = -1/k_c, \quad \epsilon_2 = k/k_c, \quad i = 2. \end{aligned}$$

Неудобство формулы (1) заключается в том, что трудно на основании имеющегося термодинамического расчета определить величины R_i , c_{pi} , h для трех компонентов, принятых в схеме работы [1].

Введем обозначение для полной энтальпии компонента

$$H_i = \bar{c}_{pi} T + h_i,$$

тогда функция Φ_i может быть представлена в виде

$$\Phi_i = (R_i - R_3)/R - (H_i - H_3)/\bar{c}_p T,$$

а возмущение для полной энтальпии и газовой постоянной соответственно в форме

$$\begin{aligned} \delta H &= \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_{c_n = \text{const}} \cdot \delta T + \sum_{n=1}^2 \left(\frac{\partial H}{\partial c_n} \right) \delta c_n, \\ \delta R &= \sum_{n=1}^2 \frac{\partial R}{\partial c_n} \delta c_n, \end{aligned} \quad (2)$$

где c_n — массовая относительная концентрация компонента n .

Пусть изменения величин H и R происходят лишь вследствие изменения соотношения компонентов k , тогда будет

$$\begin{aligned} \delta H &= dH/dk \cdot \delta k, \\ \delta R &= dR/dk \cdot \delta k. \end{aligned} \quad (3)$$

Из сопоставления выражений (2) и (3) уже нетрудно выразить искомые $R_n = \partial R/\partial c_n$ и $H_n = \partial H/\partial c_n$ через известную из термодинамического расчета величину $\partial RT/\partial \alpha$, где $\alpha = k/k_c$. Так как, согласно работе [1],

$$H = (kH_1 + H_2)/(1 + k), \quad (4)$$

то, используя выражения (2) — (4), найдем простые в вычислении выражения для рассматриваемых коэффициентов

$$\begin{aligned} B_{01} &= 1 + (1 + k)/k_c \cdot d \ln RT/d\alpha, \\ B_{02} &= 1 + k(1 - B_{01}). \end{aligned} \quad (5)$$

В приводимых ниже результатах расчета использовались формулы работы [1] в том виде, как они там приведены, за исключением

формул для коэффициентов B_{0j} . Эти коэффициенты вычислялись по формулам (5).

Избранная методика построения границ устойчивости связана со спецификой экспериментальной установки и поэтому целесообразно сначала остановиться на особенностях эксперимента.

Схема установки изображена на рис. 1. Компонентами топлива служили воздух, подогретый до температуры 600°C в воздухонагревателе 4, и пропан. Подача компонентов регулировалась вентилями 7, 9 и регистрировалась ротаметрами 6, 8. Самовоспламенение газов и горение происходило в кварцевой трубке 1 диаметром 20 мм. В линию подачи воздуха был включен резонатор 5, представлявший собой гладкую трубу с поршнем. Пропан поступал в кварцевую трубу 1 через смеситель: тринадцать тонкостенных стальных трубок 2 диаметром 1,4 мм, имевших сотовое расположение в поперечном сечении кварцевой трубы. Воздух попадал в кварцевую трубу из кольцевого ресивера 3 через систему радиально расположенных отверстий. Возможности установки были ограничены пределами изменения параметров $0 < m < 2,5 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $0 < \alpha < 3$. Возникавший после потери устойчивости звук фиксировался микрофоном, сигнал с которого пропускался через частотный фильтр прибора Ф-550.

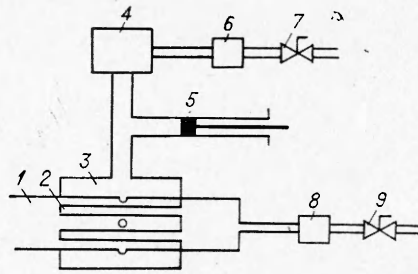


Рис. 1.

Предварительно с помощью акустического зонда была измерена акустическая проводимость линии подачи воздуха в начальном сечении кварцевой трубы. Примеры годографов акустической проводимости линии подачи воздуха изображены на рис. 2 для двух положений поршня в резонаторе. Необходимо отметить, что указанные характеристики удалось измерить с низкой точностью. На примере одного годографа (рис. 2, 1) штрихпунктирными линиями показана область возможного отклонения акустических измерений от истинных значений в рабочем диапазоне частот.

На рис. 2 приведен также годограф акустической проводимости линии пропана, полученный путем расчета (кривая 2); трехзначными числами указаны частоты, на которых производились измерения акустической проводимости $Y = \text{Re } Y + i \text{Im } Y$ (кривая 1).

Результаты эксперимента приведены на рис. 3. В плоскости режимных параметров m , α показаны две границы устойчивости горения, соответствующие двум положениям поршня в резонаторе. Штрихпунктирные прямые на рис. 3 ограничивают рабочую область горелки (1 — устойчивость, 2 — неустойчивость, 3 — область «гистерезиса»).

Эксперимент проводился следующим образом. Устанавливался определенный расход пропана и постепенно увеличивался расход воздуха. Этот процесс в плоскости параметров m , α (рис. 3) соответствовал перемещению точки режима по наклонной прямой (лучу), пересекающей ось m вблизи начала координат, так как для пропана и воздуха $k_c = 15,6$. При пересечении границы устойчивости возникал характерный звук, который фиксировался на индикаторе прибора Ф-550. При обратном движении по лучу из области неустойчивого горения стабилизация горения наблюдалась при меньших значениях параметров m и α , нежели при возбуждении.

Штриховая линия на рис. 3 ограничивает область «гистерезиса» устойчивости при «обратном ходе». Это явление «гистерезиса» достаточно хорошо известно и объясняется нелинейностью свойств зоны горения. Подобная нелинейность очевидна из факта установления автоколебаний постоянной амплитуды после потери устойчивости при «прямом ходе»,

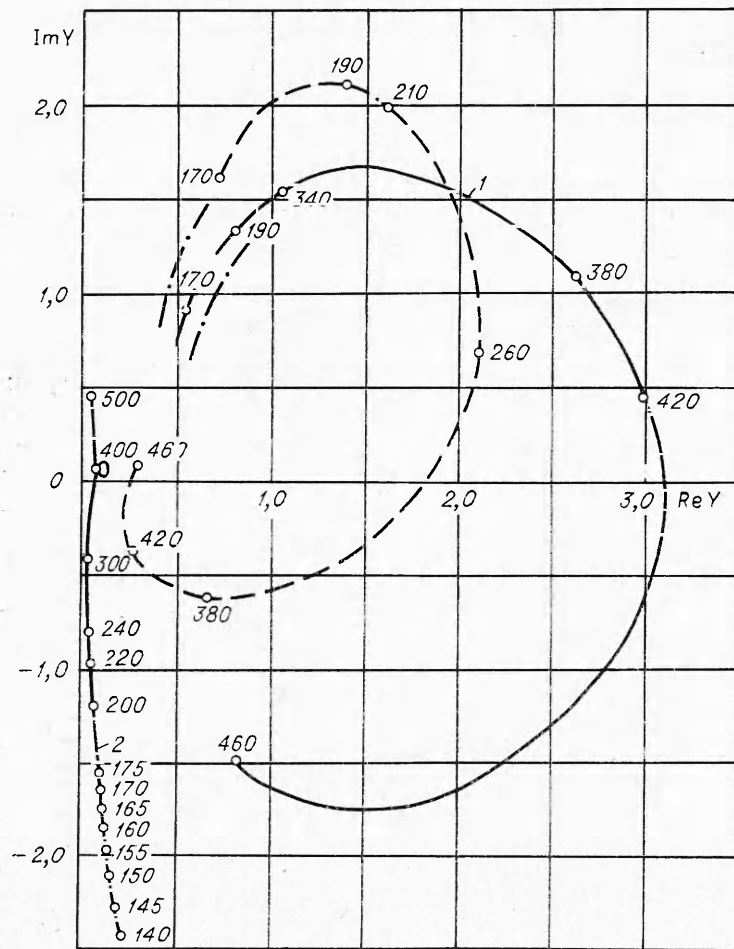


Рис. 2.

т. е. при «мягком возбуждении». Вероятно также, что в области «гистерезиса» должно существовать «жесткое возбуждение». Прямые опыты — возбуждение автоколебаний путем подрыва малой навески взрывчатого вещества — подтвердили этот вывод. Причем оказалось, что величина навески должна возрастать по мере приближения горения к режимам, соответствующим штриховой линии на рис. 3.

Перейдем теперь к построению теоретических границ устойчивости для данной горелки. Поскольку теоретический метод [1] разработан в линейном приближении, теоретическая граница устойчивости должна соответствовать экспериментальной, полученной при «мягком возбуждении». В предположении отсутствия акустических потерь в кварцевой трубе за границу устойчивости была принята граница излучения звука зоной горения [1]. Расчет заключался в том, что по формулам работы [1] на характерной для экспериментальной границы частоте находились режимы, для которых реальная часть акустической проводимости конца зоны горения обращалась в нуль.

Отметим еще, что, как следует из работы [1], для расчета необходимо воспользоваться экспериментальной кривой относительного градиента давления по зоне горения. В данном случае подобная кривая взята из работы [3], где она получена для смесителей аналогичной конструкции, хотя величины параметров рассматриваемой установки выходят за диапазон данных, в котором найдена эта кривая.

На рис. 4, 1, 2, 3 для частот 140, 155 и 170 Гц соответственно приведены рассчитанные на ЭВМ БЭСМ-4 границы излучения (4 — экспериментальная граница). Видно, что в рабочей области режимов установки имеется следующее качественное соответствие. Границы устойчивости располагаются в полосе $\alpha = 0,7 \div 1,0$. При больших значениях α горение неустойчиво.

При расходах $m < 1 \cdot 10^{-3}$ кг/с экспериментальная граница (см. рис. 3) заметно отклоняется вправо, что не соответствует теоретической кривой. Это расхождение с теоретической границей объясняется тем, что в рассматриваемой области расходов числа Струхала $Sh = fL/u$ (f — частота колебаний, L — длина зоны горения, u — скорость потока) слишком велики ($Sh > 1$), чтобы играть роль малого параметра, как предполагается в теории [1]. Качественное совпадение границ устойчивости при расходах $m > 1 \cdot 10^{-3}$ кг/с дает следующее объяснение расположения экспериментальных границ устойчивости при «больших» расходах.

Как следует из расчетов, при $\alpha \cong 0,8$ меняется знак производной $\alpha \ln RT/d\alpha$, что приводит к изменению знака коэффициента B_1 (см. [1] и формулы (5)) и при прочих равных условиях к изменению знака реальной части акустической проводимости конца зоны горения. Таким образом положение экспериментальной границы определяется термодинамикой данного вида топлива. Конечно, термодинамические коэффициенты не единственные определяющие параметры. Изменение других параметров может привести к существенному изменению границы устойчивости горения при том же виде топлива.

Согласно [1], другими важнейшими параметрами являются кривая относительного перепада давления по зоне горения, характеризующая для данного вида топлива конструкцию смесительного устройства, и акустическая проводимость топливopодводящих линий, определяющая при данной частоте их конструкцию.

В рассматриваемом эксперименте при различных положениях поршня в резонаторе возбуждалась первая гармоника, собственные частоты которой в зависимости от режима работы лежали в диапазоне $140 \div 200$ Гц. Как видно из рис. 2, акустическая проводимость линии окислителя находилась при этом в первом квадранте. Отсюда, как следует из ре-

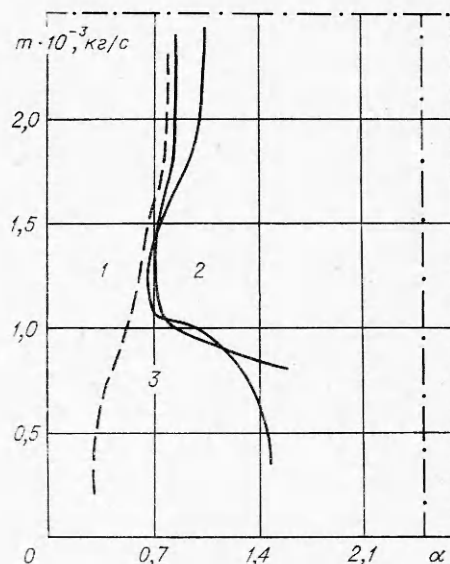


Рис. 3.

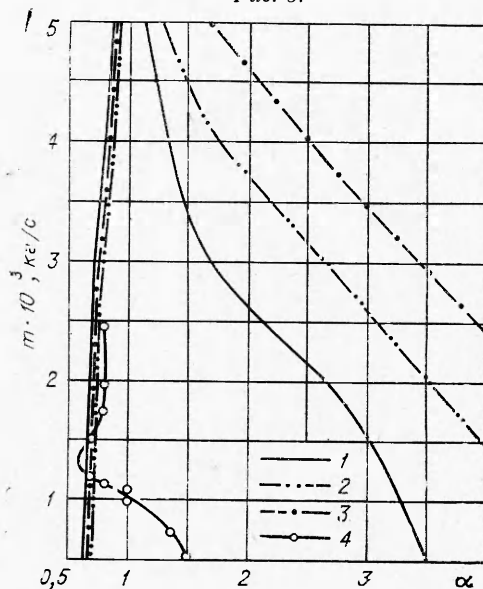


Рис. 4.

зультатов работы [1] и формулы (5), возможно возбуждение неустойчивости горения, определяющееся в основном величиной производной $d \ln RT/d\alpha$ при заданной конструкции горелки.

На рис. 4 приведены также границы устойчивости в правой части плоскости режимных параметров, лежащие вне рабочей области горелки. Появление подобных границ закономерно, так как при $\alpha \rightarrow \infty$ горение исчезает и поток должен стабилизироваться.

Таким образом, проведенный анализ свидетельствует о качественном соответствии теории эксперименту даже в области относительно больших чисел Струхала ($1 > Sh > 0,3$). При больших величинах Sh для объяснения «поворота» экспериментальной кривой при $m \sim 1 \cdot 10^{-3}$ кг/с необходимо привлечение более совершенной теории.

Государственный институт прикладной химии,
Ленинград

Поступила в редакцию
6/XI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Тарасюк. Теплофизика высоких температур, 1974, 12, 3, 632.
2. В. А. Тарасюк. Теплофизика высоких температур, 1974, 12, 4, 842.
3. Т. А. Первицкая, А. П. Скабин, В. А. Тарасюк.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.

СКОРОСТНОЙ ИНФРАКРАСНЫЙ СПЕКТРОПИРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАМЕН КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

Л. П. Бахир, Г. И. Левашенко

В настоящей работе описывается комплекс аппаратуры, предназначенный для исследования процессов горения конденсированных систем при повышенных давлениях по ИК-излучению.

Сжигание образцов производится в камере постоянного давления с внутренним диаметром 80 и высотой 450 мм. В камере имеется два окна диаметром 25 и толщиной 20 мм, изготовленные из кристаллов CaF_2 или NaCl , предназначенные для измерений в инфракрасной области спектра. Перпендикулярно им расположена другая пара окон из оптического стекла размерами $20 \times 100 \times 24$ мм для фотографирования пламени. Окна рассчитаны на работу при давлениях до 60 кг/см^2 .

Основная часть аппаратуры — скоростной инфракрасный спектропирометр, позволяющий регистрировать во времени одновременно спектральную яркость и прозрачность пламени с целью определения продольных профилей температур по методу лучеиспускания и поглощения, а также концентраций отдельных излучающих компонент по высоте пламени; измерять абсолютные излучательные способности пламени в сочетании со скоростной регистрацией спектров в широком диапазоне длин волн при различных режимах сканирования.

Оптическая схема спектропирометра приведена на рис. 1.

В первом оптическом блоке градуировочный источник 1 проектируется сферическим зеркалом 2 ($d=85$ мм, $f=214$ мм) и плоским зеркалом 3 в камеру постоянного давления на плоскость проходящего через ось образца 7 с увеличением в 1,3 раза. Поворотным зеркалом 4 излучение от источника может быть направлено в пирометрическую головку,