

пламени. При наложении поля под воздействием электрических сил это изменение прекращается. Периодическое возмущение скорости тепловыделения вследствие изменения площади поверхности фронта значительно ослабляется, и как следствие этого прекращается вибрационный режим.

Диффузионное горение пропана во внешнем поле сопровождается турбулизацией зоны горения. Единый фронт пламени отсутствует. Моли холодной смеси перемешиваются с молями продуктов сгорания. Это вносит дополнительный вклад в уменьшение периодических возмущений скорости тепловыделения.

Однако рассмотренный механизм гашения колебаний будет эффективным только при определенных концентрациях ионов, когда поле способно оказывать макроскопическое воздействие на пламя. Например, вибрационное горение CO — воздушных смесей, организованное в тех же условиях, что и горение пропана, не может быть подавлено наложением внешнего поля. Было установлено, что увеличение напряженности до 10 kv/cm не отражается на поведении «поющего» пламени CO и не приводит к изменению амплитуд акустических колебаний. Напротив, диффузионный факел ацетилена чувствителен к электрическому полю.

Таким образом, при определенной степени ионизации пламени электрическое поле существенно влияет на форму и структуру зоны горения. Периодическое изменение поверхности фронта, сопровождающее вибрационный режим, прекращается, одновременно наблюдается турбулизация диффузионного факела. Как следствие этого нарушается обратная связь в автоколебательной системе и происходит гашение вибрационного режима горения.

Поступила в редакцию
6/VII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Аbruков, В. В. Куржунов, В. Н. Мездриков. ФГВ, 1966, 2, 68.
2. А. Е. Потапенко, П. П. Костенко. Инж.-физ. ж., 1962, 5, 10, 73.
3. Н. Colcote, R. Peas. Industrial and Engineering chem., 1951, 43, 12.
4. Н. Colcote. 3-th Symposium on Combustion. Williams and Wilkins, 1949.
5. Н. Dimmock. Magnetohydrodynamics, Evans. Northwest Univ. Press., 1962, 159.
6. В. В. Раушенбах. Вибрационное горение. М., Физматгиз, 1961.
7. С. К. Асланов, В. В. Куржунов. Инж.-физ. ж., 1964, 7, 8, 124.

УДК 536.461+541.126

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ И РАСЧЕТ ПЛОСКОГО ГОМОГЕННОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ФАКЕЛА

И. Л. Кузнецов, Ю. В. Игнатенко
(Новосибирск)

В пламенах однородных углеводородо-воздушных смесей светимость продуктов сгорания пренебрежимо мала по сравнению со светимостью зоны реакции. В любом случае, пользуясь различием спектров излучения, можно регистрировать только излучение, характерное для зоны реакции. Тогда для плоского турбулентного факела, если размер зоны реакции мал по сравнению с размерами факела (поверхностная или микрообъемная модель горения), светимость некоторой точки факела будет пропорциональна плотности вероятности присутствия ламинарного фронта (поверхностная модель) или зоны реакции (микрообъемная модель).

Следовательно, располагая нормально экспонированными негативами пламен, а также осредненными линиями тока в зоне горения, можно, при известной зависимости плотности почернения негатива от светимости объекта, построить распределение плотности вероятности присутствия реакции вдоль линии тока $p=p(L)$ (рис. 1). Осредненные линии тока можно сравнительно легко получить путем трассирования. Заметим, что зависимость плотности почернения негатива от светимости объекта следует получать, используя в качестве источника света подлежащее изучению пламя.

Физическая полнота выгорания вдоль линии тока будет определяться выражением

$$P(L) = \int_0^L p(L) dL. \quad (1)$$

Этот интеграл определяется площадью под кривой $p=p(L)$ (см. рис. 1) и меняется от 0 (свежая смесь) до 1 (продукты сгорания). Под физической полнотой выгорания понимаем долю сгоревшей смеси. Такое определение полноты выгорания отличается от средней по времени вероятности присутствия продуктов сгорания в данной точке, если учесть расширение продуктов сгорания.

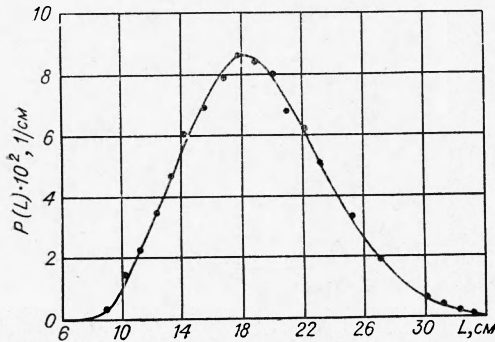


Рис. 1. Плотность вероятности присутствия реакции вдоль линии тока по результатам фотометрирования.

поперечное сечение газоотборника $\varnothing 6$ мм), а поправка на различие скоростей засоса определялась опытным путем и составляла около 8%. Из рис. 2, где приведено сопоставление величин P , вычисленных по соотношению (1) и по данным газового анализа для двух режимов горения, видно хорошее согласие этих способов вычисления физической полноты выгорания. Таким образом, вычисление P по данным фотометрирования является достаточно точным и несравненно менее трудоемким по сравнению с газовым анализом.

Фотометрируя негативы различных пламен с нанесенными на них осредненными линиями тока, мы вычисляли физическую полноту выгорания вдоль линий тока, а затем строили границы равного выгорания. Опыты проводились на плоской горелке 40×40 мм с различными турбулизирующими решетками, причем турбулентные характеристики холодного потока (за исключением масштаба турбулентности) были предварительно изучены [1]. В качестве горючего использовался пропан — бутан в смеси с воздухом от 3,5 до 5,5 объемных процентов (стехиометрия $\approx 4\%$). Границы равного выгорания для одного из режимов приведены на рис. 3.

Анализируя границы равного выгорания, убеждаемся, что во всех опытах линия $P=0,5$ мало отличается от прямой параллельной оси потока до тех пор, пока на оси не появится существенного выгорания. С другой стороны, анализ тепловых фотографий показывает, что отток продуктов из зоны горения настолько интенсивен, что область смещения с окружающим воздухом достаточно удалена, чтобы можно было пренебречь вероятностью попадания окружающего воздуха в зону горения. Если воспользоваться для вычисления P соотношением, аналогичным по смыслу соотношению (23) в работе [2], то оно примет вид

$$P(x, y) = 1 - \frac{1}{2} \left\{ \Phi \left[\frac{(a_0 - b) - y}{\sigma(x)} \right] + \Phi \left[\frac{(a_0 - b) + y}{\sigma(x)} \right] \right\}, \quad (2)$$

где $\sigma^2(x)$ — дисперсия распределения $p(x)$ в поперечном направлении; a_0 — половина ширины горелки; $\Phi(\xi)$ — табулированный интеграл вероятности.

Величина $b=b(x)$, учитывая сказанное выше, близка к нулю до появления на оси существенного выгорания и равна a_0 в конце зоны горения.

Соотношение (1), качественно очевидное, естественно было подвергнуть экспериментальной проверке. При этом вычисление P по данным инерционной термопары, нельзя признать достаточным, поскольку для принятого выше определения P необходимо измерять среднее по времени теплосодержание газа, а на сколько соответствует этой величине показание термопары, остается неизвестным. Более надежным, на наш взгляд, является метод газового анализа, если, с одной стороны, организовать засос пробы таким образом, чтобы водоохлаждаемый газоотборник вносил как можно меньше аэродинамических возмущений и, с другой стороны, внести поправку на различие весовых скоростей засоса свежей смеси и продуктов сгорания.

В проведенных опытах расход отсоса по возможности выдерживался равным произведению средней скорости u а

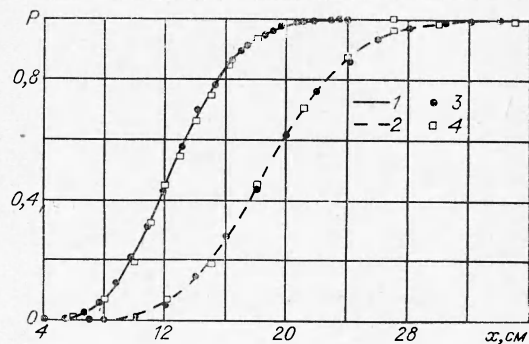


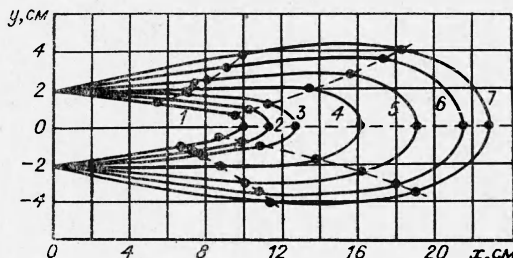
Рис. 2. Физическая полнота выгорания на оси факела.

1 — турбулизатор $\varnothing 5$ мм, 3,5% C_3H_8 , $W=12,5$ м/сек; 2 — то же, $W=25$ м/сек; 3 — фотометрирование; 4 — газовый анализ.

Попытка «обратным ходом» вычислить распределение b внутри зоны горения по результатам эксперимента (точки на рис. 4) привела к любопытному результату: распределение b весьма близко к распределению величины $a_0 P(x, 0)$. Располагая физической полнотой выгорания на оси факела, можно легко найти $b(x)$. Более того, можно заметить, что распределения этих двух величин, как бы сдвинуты одно относительно другого на некоторую величину Δx , которая во всех опытах с одной и той же турбулизирующей решеткой практически одинакова. Для решетки из прутьев $\varnothing 2$ мм $\Delta x=1,9$ мм;

Рис. 3. Типичные границы равного выгорания. Турбулизатор $\varnothing 2$ мм, 4% C_3H_8 , $W=12,5$ м/сек.

P равно: 1—0,02; 2—0,05; 3—0,12; 4—0,50; 5—0,82; 6—0,95; 7—0,98.



$\varnothing 5$ мм $\Delta x=8$ мм; $\varnothing 8$ мм $\Delta x=14,4$ мм. Это обстоятельство приводит к соотношению для вычисления $b(x)$ и $P(x, 0)$ при известной величине $\sigma(x)$:

$$P(x, 0) = 1 - \Phi \left[\frac{a_0 - a_0 P(x - \Delta x)}{\sigma(x)} \right]. \quad (3)$$

Начиная расчет с достаточно малых x , где выгорание на оси и, следовательно, b заведомо весьма близко к нулю, можно по соотношению (3) ступенчатым образом, сдвигаясь каждый раз на Δx , вычислить $P(x, 0)$ и $b(x)$. Результаты такого вычисления для трех различных режимов горения также приведены на рис. 4 (стрелками показано направление расчета).

Величина Δx , сильно влияющая на протяженность и ширину зоны горения, является, по-видимому, функцией масштаба турбулентности. Поскольку мы не располагаем точными измерениями последнего, вид этой функции остался невыясненным. Помимо этого, на основании наших опытов нельзя категорически отрицать наличие слабой зависимости Δx от нормальной скорости, так как диапазоны изменения u_n в наших опытах не велики — от 21 до 33 м/сек.

Во всех предыдущих вычислениях принято линейное изменение σ с расстоянием от среза горелки

$$\sigma = mx. \quad (4)$$

Для вычисления коэффициента m воспользуемся тем обстоятельством, что b в соотно-

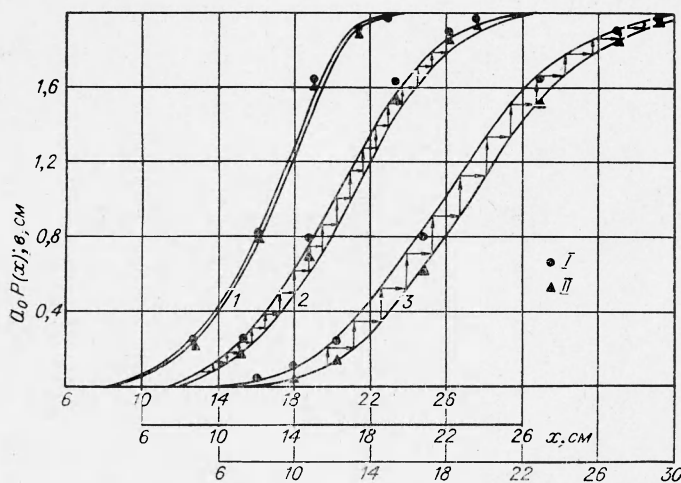


Рис. 4. Сопоставление распределений $a_0 P$ и b , вычисленных по опытным данным [I — $a_0 P(x)$, II — $b(x)$] и по формуле (3).
1 — турбулизатор $\varnothing 2$ мм, 4% C_3H_8 , $W=12,5$ м/сек; 2 — то же, $W=19,6$ м/сек; 3 — турбулизатор $\varnothing 8$ мм, 3,5% C_3H_8 , $W=27,8$ м/сек.

шении (2) близко к нулю при малых величинах полноты выгорания на оси. Если, например, известна координата $x_{0,02}$, при которой $P(x, 0) = 0,02$, то из (2)

$$\sigma_{0,02} = \frac{a_0}{2,32}, \quad (5)$$

где число 2,32 есть аргумент табулированного интеграла вероятности, равного 0,98. Выражения (4) и (5) соответственно дают

$$m = \frac{a_0}{2,32 x_{0,02}}. \quad (6)$$

С другой стороны, координату $x_{0,02}$ можно вычислить, воспользовавшись результатами опытов по скорости распространения передней границы турбулентного факела [1], где получена зависимость

$$u_T = ku' + \frac{E-1}{\sqrt{3}} u_H \cos \alpha + u_H, \quad (7)$$

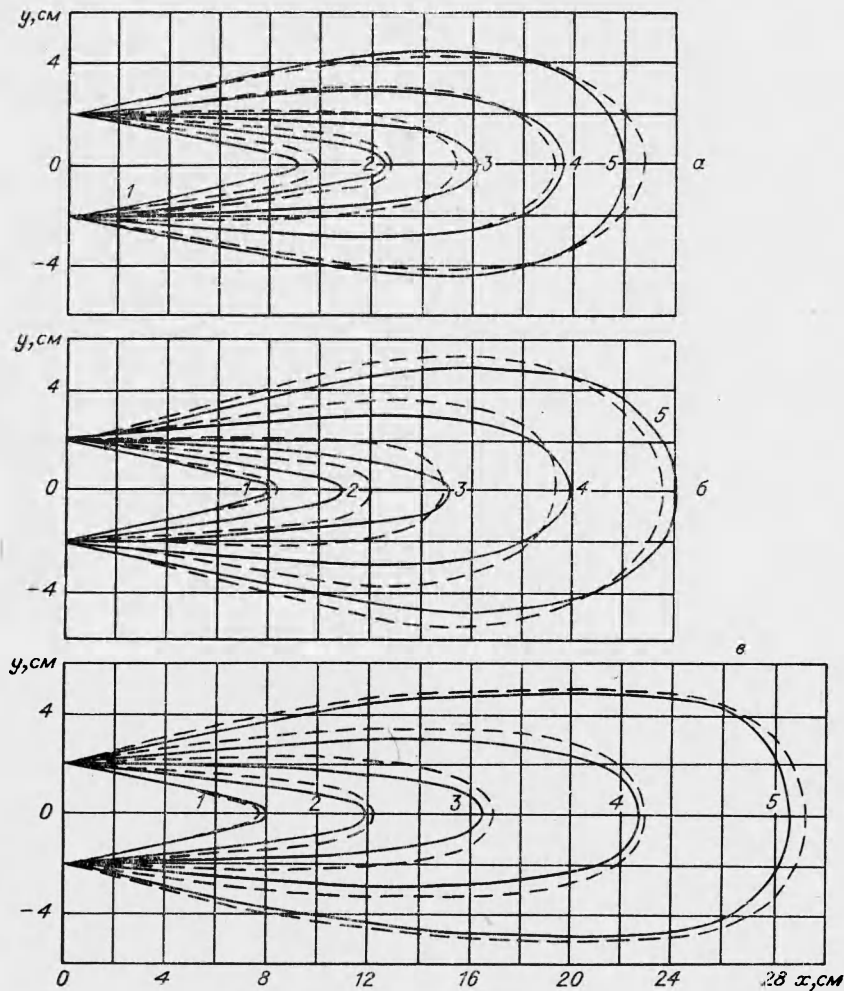


Рис. 5. Границы равномерного выгорания для трех различных режимов (сплошная линия — расчет, пунктирная — фотометрирование).

a — турбулизатор $\varnothing 2$ мм, 4% C_3H_8 , $W = 12,5$ м/сек; *б* — турбулизатор $\varnothing 5$ мм, 4% C_3H_8 , $W = 19,6$ м/сек; *в* — турбулизатор $\varnothing 8$ мм, 3,5% C_3H_8 , $W = 21,8$ м/сек. P равно: 1 — 0,02; 2 — 0,12; 3 — 0,40; 4 — 0,82; 5 — 0,98.

где $\cos \alpha$ для достаточно развитой турбулентности ($u' \gg 2u_n$) равен единице, а коэффициент k зависит от того, какая (по выгоранию) передняя граница регистрируется. Для границы $P=0,02$ значение k оказалось равным 1,60. Из простых геометрических соображений для $x_{0,02}$ получается приближенное (с точностью $\approx 3\%$) выражение

$$x_{0,02} = a_0 \sqrt{\left(\frac{W}{u_{r0,02}}\right)^2 - 1}. \quad (8)$$

Окончательно

$$m = 1/2, 32 \sqrt{\left(\frac{W}{1,60 u' + \frac{E-1}{\sqrt{3}} u_n + u_n}\right)^2 - 1}. \quad (9)$$

где W — среднерасходная скорость; u' — значение средней, по длине $x_{0,02}$ среднеквадратичной пульсации скорости; E — коэффициент расширения; u_n — нормальная скорость.

Для вычисления среднего значения u' необходимо располагать графиком зависимости степени турбулентности от x $\varepsilon = \varepsilon(x)$ (предполагая, что в ядре холодного потока ε не меняется в поперечном направлении). Пользуясь зависимостью $\varepsilon = \varepsilon(x)$, а также соотношениями (7) и (8), легко найти $x_{0,02}$ и u' методом последовательных приближений.

Таким образом, предлагаемый расчет плоского гомогенного турбулентного факела состоит из следующих операций.

1. Вычисление коэффициента m по соотношению (9), пользуясь графиком $\varepsilon = \varepsilon(x)$ и формулами (7) и (8).
2. Вычисление $P(x, 0)$ и b по (3) ступенчатым способом.
3. Построение $P(x_k, y)$ на различных расстояниях x_k от среза по формуле (2).
4. Построение границ равного выгорания.

Из приведенного на рис. 5 сопоставления результатов расчета с опытными данными видно вполне удовлетворительное согласие как по длине факела, так и по форме границ равного выгорания.

Поступила в редакцию
9/IV/1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. С. Козаченко, И. Л. Кузнецов. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 1.
2. А. Г. Прудников. Изв. АН СССР. ОТН. Энергетика и автоматика, 1960, 1.