

О КОРРЕКТНОСТИ ЗОНДОВОГО ОТБОРА ПРОБ В ПЛАМЕНАХ

В. В. Дубинин, Б. Я. Колесников, Г. И. Ксандопуло

Для изучения структуры пламен широко используется метод зондового отбора проб с последующим анализом их состава [1]. Для интерпретации результатов зондирования пламен необходимо знать, какому месту фронта пламени соответствует состав отобранной пробы. Для решения этой проблемы предложена следующая модель [2]. Зонд аппроксимируется дисковым стоком радиуса R и мощности q , постоянной по поверхности диска. Диск помещен в газ, движущийся с постоянной скоростью \vec{V}_∞ , перпендикулярно вектору этой скорости. Движение газа считается безвихревым, а сам газ — несжимаемым. Эти предположения оправданы тем обстоятельством, что числа Рейнольдса в экспериментах [1] достигают значений в несколько единиц, а изменение давления в потоке незначительно. При таких условиях скорость потока может быть представлена в виде градиента потенциальной функции Φ

$$\vec{V} = \text{grad } \Phi, \quad (1)$$

где Φ определяется уравнением

$$\Phi = -\frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \frac{q d\sigma}{\rho}. \quad (2)$$

Здесь $d\sigma$ — элемент поверхности стока, ρ — расстояние до этого элемента.

Вводя безразмерные цилиндрические координаты z , r и φ с началом в центре диска и осью oz , направленной противоположно вектору \vec{V}_∞ , и учитывая, что результирующее (возмущенное) движение газа есть сумма движения с постоянной скоростью \vec{V}_∞ , которое в дальнейшем будем называть невозмущенным движением, и движения, обусловленного наличием стока, имеем

$$-v_z = 1 + \frac{\alpha}{2\pi} \int_0^1 \int_0^\pi \frac{zr' dr' d\varphi}{(z^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \varphi)^{3/2}}, \quad (3)$$

$$-v_r = \frac{\alpha}{2\pi} \int_0^1 \int_0^\pi \frac{(r - r' \cos \varphi) r' dr' d\varphi}{(z^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \varphi)^{3/2}}, \quad (4)$$

где z и r измеряются в единицах R ; v_z и v_r — компоненты безразмерной скорости $v = V/V_\infty$; $\alpha = q/V_\infty$.

Уравнения (3) и (4) задают поле скоростей, а решения уравнения

$$dr/dz = v_r/v_z \quad (5)$$

— линии тока. Граничные линии тока, т. е. решения уравнения (5) при граничном условии $r|_{z=0} = 1$, для различных α представлены на рис. 1.

В рассматриваемом одномерном пламени, модель которого предложена Фристромом [3], степень превращения исходной газовой сме-

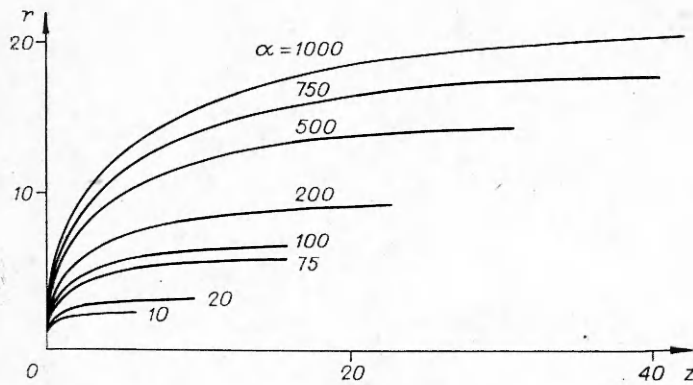


Рис. 1. Граничные линии тока при различных значениях α .

си (т. е. ее состав) меняется лишь вдоль одной пространственной координаты z . Поэтому поверхностями, на которых достигаются равные степени превращения, будут, очевидно, плоскости, перпендикулярные оси oz . Принимаем, что степень превращения растет в направлении движения газа. При наличии отбора пламя перестает быть одномерным, и указанные поверхности искривляются. Уравнения этих искривленных поверхностей можно получить, учитывая, что степень превращения исходной смеси определяется лишь временем пребывания ее в потоке, поэтому указанные поверхности суть геометрические места точек, до которых частицы газа доходят из бесконечности за одинаковое время.

Очевидно, что в зонд будет попадать газ со степенью превращения не меньшей, чем на поверхности, равной степени превращения, вершина которой касается центра диска ($z=0; r=0$). Положение плоскости, на которой в невозмущенном потоке достигается та же степень превращения, можно найти следующим расчетом. Время, необходимое для того, чтобы частица газа в возмущенном потоке, двигаясь по оси oz из точки z , достигла центра диска,

$$\tau = \int_0^z \frac{dz}{v_z(z, 0)}. \quad (6)$$

За это же время в невозмущенном потоке частица газа, испытав, очевидно, ту же степень превращения, пройдет путь

$$s = -\tau. \quad (7)$$

(В невозмущенном потоке $v_z^H = -1$.) Таким образом, координата z_a искомой поверхности в невозмущенном потоке определится из уравнения

$$z_a = \lim_{z \rightarrow \infty} (z - s) = \int_0^{\infty} \left[1 + \frac{1}{v_z(z, 0)} \right] dz. \quad (8)$$

Интеграл (8) аналогично вводимым далее интегралам сходится, так как, согласно (3), $1 + v_z \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \infty$, как z^{-2} .

Максимальная степень превращения, с которой газ попадает в зонд, достигается на поверхности, равной степени превращения в возмущенном потоке, проходящем через точку $z=0; r=1$ (край диска).

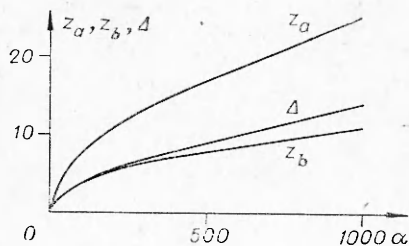


Рис. 2. Зависимость положения и ширины зоны отбора в невозмущенном потоке от α .

Из аналогичного предыдущему рассуждения получаем, что эта максимальная степень превращения в невозмущенном потоке достигается на плоскости с координатой

$$z_b = \int_0^{\infty} \left(1 + \frac{1}{v_z}\right) dz. \quad (9)$$

Здесь интеграл берется вдоль граничной линии тока.

Таким образом получено, что степень превращения газовой смеси, поступающей в зонд, заключена между значениями, которые в невозмущенном потоке достигаются на плоскостях с координатами z_a и z_b . Значит, состав пробы есть среднее по некоторой области, называемой зоной отбора. Ширина этой области в невозмущенном потоке равна

$$\Delta = z_a - z_b. \quad (10)$$

Зависимости z_a , z_b и Δ от α показаны на рис. 2.

Зона отбора в потоке, возмущенном стоком, ограничена 1) поверхностью равной степени превращения, вершина которой касается центра диска (ее координаты z' и r'), 2) граничной трубкой тока, т. е. трубкой, образованной граничными линиями тока, 3) поверхностью самого диска (принимается, что после входа газа в зонд химическая реакция в нем прекращается). Поскольку, как уже указывалось, поверхность равной степени превращения есть геометрическое место точек, достигаемых частицами газа из бесконечности за равные времена, то для первой из поверхностей, ограничивающих зону отбора, должно выполняться равенство

$$\int_0^{\infty} \frac{dz}{v_z(z, 0)} = \int_{z'}^{\infty} \frac{dz}{v_z}$$

или

$$\int_0^{\infty} \left[\frac{1}{v_z} - \frac{1}{v_z(z, 0)} \right] dz = \int_0^{z'} \frac{dz}{v_z}. \quad (11)$$

Интегралы (11) берутся вдоль всех линий тока, попадающих в зонд. Из уравнения (11) определяется z' , а r' находится из условия, что точка искомой поверхности лежит на линии тока, по которой производится интегрирование. Зона отбора в возмущенном потоке показана на рис. 3, а, б (область I).

Рассмотрим, какая область в невозмущенном потоке соответствует области I в возмущенном. Поверхности равной степени превращения газа, вершина которой касается центра диска, соответствует в невозмущенном потоке плоскость с координатой z_a . Граничной трубке тока в невозмущенном потоке отвечает прямой круговой цилиндр. Радиус цилиндра находится как предел, к которому стремится координата r граничной трубки тока при $z \rightarrow \infty$. Поверхности диска соответствует поверхность, координата z которой определяется из уравнения

$$z = \int_0^{\infty} \left(1 + \frac{1}{v_z}\right) dz. \quad (12)$$

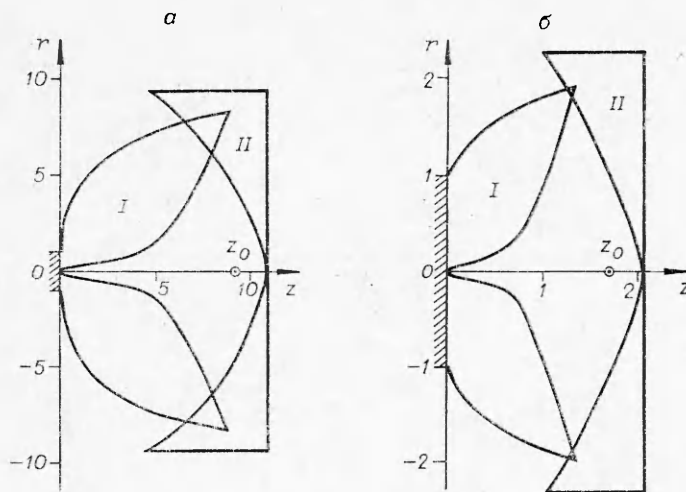


Рис. 3. Зона отбора для $\alpha=200$ (а) и $\alpha=10$ (б).

где интеграл берется по всем линиям тока. Координата r поверхности определяется как предел этой координаты для соответствующей линии тока при $z \rightarrow \infty$.

Таким образом получено, что состав отобранной пробы средний по области II (см. рис. 3) в невозмущенном потоке, которая соответствует области I в возмущенном.

Поскольку на малом расстоянии Δ можно считать, что концентрации всех имеющихся в пламени веществ меняются линейно, т. е. $c_i = c_{i0} + c'_i z$ (c_{i0} , c'_i — постоянные), то за точку потока, состав газа в которой равен составу пробы, примем центр тяжести z_0 тела, полученного вращением фигуры II на рис. 3 вокруг оси oz . Действительно,

$$\bar{c}_i = \frac{1}{V} \int_V (c_{i0} + c'_i z) dV = c_{i0} + c'_i \frac{1}{V} \int_V z dV = c_{i0} + c'_i z_0 = c_i(z_0).$$

Типичным для экспериментов [1] значением относительной мощности стока было $\alpha=200$, для многих других аналогичных экспериментов [3] приводится значение $\alpha=10 \div 20$. При $\alpha=200$ расчет показывает, что состав пробы соответствует точке невозмущенного потока, лежащей на расстоянии $z_0=9,2$ от плоскости отверстия зонда. Диаметр применявшихся зондов равнялся 40 мкм, поэтому это расстояние составляет около 0,185 мм. При $\alpha=10$ $z_0=1,69$.

Полученная оценка расхождения между положением зонда и точкой, которой соответствует состав пробы, максимальна, так как рассматривалась модель изотермического пламени. В действительности же вследствие разогрева реагирующей смеси скорость потока возрастает при продвижении к более горячим слоям газа, и, следовательно, действительное значение параметра α будет ниже принятого, поэтому меньше будет и возмущающее действие отбора.

Рассмотренная модель игнорирует другие возмущения, которые зонд может оказывать на исследуемый поток, такие как возмущение при обтекании зонда и наличие на поверхности зонда гетерогенных реакций. По этому поводу можно заметить, что возмущения, вызванные обтеканием зонда и наличием стока, имеют тенденцию к взаимному погашению [3], а протекание гетерогенных реакций в значительной степени замедляется при помощи соответствующей обработки поверхности зонда. Вне рамок настоящей статьи остались и тепловые

возмущения, вносимые зондом в пламя, рассмотрение которых представляет самостоятельную и весьма сложную задачу. Впрочем, проводимые в работе [3] оценки тепловых возмущений пламени кварцевыми микрозондами невелики.

Казахский государственный
университет,
Алма-Ата

Поступила в редакцию
2/VII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Ксандопуло, Б. Я. Колесников, Д. С. Однорог. ФГВ, 1974, 10, 6.
2. P. Rosen. Potential Flow of a Fluid into a Sampling Probe, John Hopkins Univ. Appl. Phys. Lab. Rept. CF — 2248, Silver Spring, Md, 1954.
3. Р. М. Фристром, А. А. Вестенберг. Структура пламени. М., «Металлургия», 1969.

ОБ ИЗМЕРЕНИИ МАССОВОЙ СКОРОСТИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ЧАСТОТНЫМ МЕТОДОМ

О. Я. Романов, В. С. Тархов, Г. Г. Шелухин

Известны различные методы измерения линейной и массовой скорости горения конденсированных веществ [1]. Однако проводить широкие исследования нестационарного горения с их помощью затруднительно вследствие методических погрешностей, требующих дополнительных исследований [2].

Предлагается способ измерения массовой скорости нестационарного горения конденсированного вещества частотным методом, обладающий малой погрешностью измерений при высоком временном разрешении. Он отличается простотой применения и возможностью автоматизировать процесс регистрации и обработки данных в случае использования в установке ЭВМ. В основу метода положено измерение массы образца горящего вещества с помощью электромеханического частотного преобразователя и электронно-счетной измерительной аппаратуры, обычно применяемых в частотных датчиках контроля [3].

Блок-схема установки приведена на рис. 1. При горении образца конденсированного вещества 1, укрепленного на упругой стальной пластине 2, его масса уменьшается. Это приводит к увеличению частоты собственных механических колебаний системы, совершающей незатухающие колебания под воздействием электромагнитного возбуждения 3, соединенных с усилителем-возбудителем 4. Направление колебаний указано на рисунке стрелками. Начальная частота равнялась 1,2 кГц при массе образца 5 г. Частотно-модулированный сигнал с усилителя-возбудителя поступает в электронно-счетный частотмер 5, с выхода которого числовые результаты измерений записываются через кодовый преобразователь 6 на светолучевом осциллографе 7 или могут быть направлены непосредственно в ЭВМ.

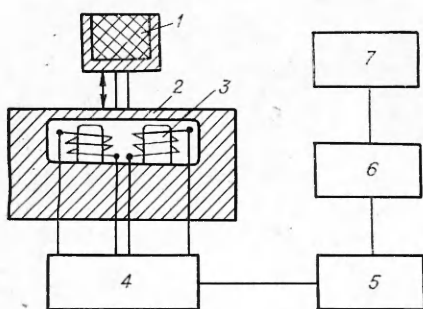


Рис. 1.