

Л. Б. ЗАРУДНЫЙ и Т. Т. УСЕНКО

## НЕУСТАНОВИВШАЯСЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ И ТЕОРИЯ БЕСПЛАМЕННОГО ГОРЕНИЯ

(Представлено академиком М. В. Кирпичевым 3 VII 1948)

В настоящей статье мы рассматриваем турбулентное горение в гидродинамически нестабилизированном потоке горючей смеси, протекающей по каналу.

В этом случае, который характерен для беспламенного горения, выяснены основные соотношения и факторы, определяющие наступление устойчивого процесса.

Совместное рассмотрение теории турбулентного горения и аэродинамических явлений в тоннельной горелке, представляющей наиболее распространенный метод беспламенного горения, проливает свет на невыясненную до сих пор сущность внутреннего механизма этого явления<sup>(1-4)</sup>.

В тоннельных горелках беспламенного горения имеет место устойчивый процесс горения при больших скоростях потока. Это свидетельствует о большой скорости распространения горения, являющейся причиной высоких тепловых напряжений объема этих горелок<sup>(1,2,4-6)</sup>.

Случай турбулентного горения, соответствующий процессу, происходящему в тоннельной горелке, рассмотрен К. И. Шелкиным<sup>(7)</sup>, установившим следующую зависимость:

$$\left(\frac{u_{\tau}}{u_n}\right)^2 = 1 + B \left(\frac{v'}{u_n}\right)^2, \quad (1)$$

где  $u_{\tau}$  — скорость распространения турбулентного пламени;  $u_n$  — нормальная скорость распространения пламени;  $v'$  — среднее квадратичное значение пульсационной составляющей скорости, иногда называемое интенсивностью турбулентности<sup>(10)</sup>;  $B$  — безразмерный множитель порядка единицы.

Учитывая, что  $v'$  связана со средней скоростью потока  $W$  через число Кармана  $K$ :

$$K = \frac{v'}{W}, \quad (2)$$

уравнение (1) можно привести к виду:

$$\left(\frac{u_{\tau}}{u_n}\right)^2 = 1 + BK^2 \frac{W^2}{u_n^2}. \quad (3)$$

Из выражений (1) и (3) следует, что скорость турбулентного горения  $u_T$  связана со средней квадратичной пульсационной скоростью  $v'$  и средней скоростью потока  $W$ .

При больших отношениях  $v'/u_T$  эта зависимость имеет линейный характер.

На основании предыдущего вполне ясна причина отсутствия срыва раз начавшегося турбулентного горения в широком диапазоне скоростей потока.

Причина же втягивания пламени при условии  $u_T > W$  предыдущими соображениями не может быть объяснена. Между тем, именно этот

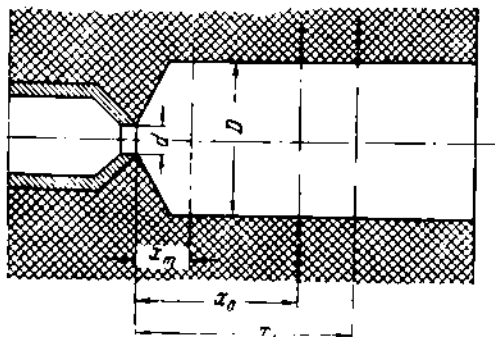


Рис. 1

случай является наиболее характерным для реальных условий работы тоннельных горелок.

Этот случай может быть объяснен путем рассмотрения аэродинамических явлений, происходящих в потоке горючей смеси, протекающей через тоннельную горелку (рис. 1).

Горючая смесь через сопло горелки диаметра  $d$  поступает со средней скоростью  $W_d$  в тоннель горелки диаметра  $D$ , где приобретает среднюю скорость  $W_D$ .

Пренебрегая изменением давления в потоке смеси при переходе его из узкого сечения в широкое и считая температуру потока неизменной, что будет справедливо до воспламенения смеси, можно написать выражение, связывающее скорости  $W_D$  и  $W_d$  с геометрическими размерами горелки:

$$\frac{W_d}{W_D} = \left(\frac{D}{d}\right)^2. \quad (4)$$

Известно, что поток горючей смеси в тоннеле будет иметь гидродинамически стабилизированное движение только на некотором расстоянии  $x_1$  от входа (<sup>8-10</sup>). Для сечений потока, определяемых координатой  $x \geq x_1$ , оказывается справедливым условие (2), которое при допущении постоянства числа Кармана (<sup>9,10</sup>) по длине потока и сопоставлении с (4) дает следующую зависимость для идентичных точек различных сечений:

$$\frac{v_d'}{v_D'} = \left(\frac{D}{d}\right)^2, \quad (5)$$

$v_d'$  — значение средней квадратичной пульсационной скорости, соответствующее средней скорости потока  $W_d$ ;  $v_D'$  — аналогичная величина, соответствующая средней скорости потока  $W_D$  в тоннеле.

В каждом сечении потока, находящемся на участке тоннеля, для которого  $0 \leq x \leq x_1$ , значение средней квадратичной пульсационной

скорости  $(v_D')_x$  перестает быть связанной со средней скоростью потока  $W_D$  условием (2) и становится переменной величиной (9).

Пусть первое целиком заполненное потоком сечение тоннеля находится на расстоянии  $x_m$  от его входа. Интенсивность турбулентности в этом сечении зависит от входных условий в тоннель и наружной турбулентности. Ее значение может быть больше, равным или меньше интенсивности турбулентности в узком сечении, но это значение всегда больше значения  $v_D'$ , имеющего место в сечениях, для которых профиль средних скоростей уже принял свою окончательную форму. Для анализа допустим, что интенсивность турбулентности в сечении, определяемом координатой  $x_m$ , приняла среднее значение, равное  $v_D'$ . Принимая во внимание (5) и учитывая влияние геометрической формы входных условий в тоннель коэффициентом  $A$ , можно написать:

$$(v_D')_{x=x_m} = A \left(\frac{D}{d}\right)^2 v_D'. \quad (6)$$

В дальнейшем выражение  $(D/d)^2 = n$  будет именоваться „коэффициент несоответствия скоростей“.

При данной геометрической форме перехода коэффициент  $n$  показывает, во сколько раз интенсивность турбулентности потока в начальном участке тоннеля больше той интенсивности ее, которая соответствует средней скорости стабильного потока.

Исходя из уравнения (6), на участке  $x_m \leq x \leq x_1$  получается:

$$(v_D')_x = \alpha n v_D', \quad (7)$$

где  $\alpha$  — коэффициент, учитывающий стабилизирующее действие на поток в текущем сечении  $x$  участка тоннеля длиной  $x - x_m$ . Очевидно, что при  $x = x_m$   $\alpha = 1$ , а при  $x = x_1$   $\alpha = 1/nA$ .

Все изложенное выше в применении к турбулентному горению приводит к следующим выводам.

1. На расстоянии  $x_1$  и дальше от входа в горелку скорость распространения турбулентного пламени  $u_T$  при заданных составе горючей смеси и средней скорости потока в любом сечении будет величиной постоянной. Горение в трубе будет возможно, если соблюдено условие

$$W_D \leq u_T. \quad (8)$$

2. В сечениях тоннеля на участке  $x_m \leq x < x_1$  скорость распространения турбулентного горения, при постоянной средней скорости потока  $W_D$ , становится переменной величиной, изменяющейся, согласно (7), по следующему закону:

$$(u_T)_x = \varphi [(v_D')_x]. \quad (9)$$

Вид функциональной зависимости в выражении (9) определяется соотношением (1).

В этом случае возможно втягивание пламени в горелку даже при условии

$$W_D > u_T. \quad (10)$$

Действительно, при изменении длины тоннеля, начиная от значения  $x_1$ , в сторону его уменьшения происходит возрастание скорости распространения турбулентного пламени согласно (7) и (9).

На некотором расстоянии  $x_0$  от входа в тоннель находится сечение, для которого соблюдается условие

$$(u_T)_{x=x_0} = W_D, \quad (11)$$

а для участка тоннеля в интервале значений  $x$  между  $x_m$  и  $x_0$  будет соблюдаться неравенство

$$(u_T)_x \geq W_D. \quad (12)$$

Из теории турбулентного горения (<sup>7</sup>) следует, что минимальная длина тоннеля должна быть больше размера  $x_m$  по крайней мере на ширину фронта турбулентного пламени.

Соображения, связанные с анализом несоответствия скоростей, были подтверждены нашими экспериментами при сжигании горючей смеси московского городского газа с воздухом.

В довольно широком диапазоне значений коэффициента  $n$  для скоростей потока горючей смеси, встречающихся в тоннельных горелках на практике, подтверждено нами экспериментально, что при соответствующем изменении длины тоннеля наступает переход от картины явления, описываемой выражением (10), к устойчивому горению в соответствии с выражением (12).

### Выводы

1. Основным фактором, определяющим физический смысл беспламенного горения, служат аэродинамические явления, возникающие в тех местах, где имеет место достаточное нарушение стабильности потока.

2. Аэродинамическим фактором, определяющим скорость распространения турбулентного пламени, по крайней мере для рассмотренного случая, является не средняя скорость потока, а значение средней квадратичной пульсационной скорости.

3. Подтверждено положение о том, что на участке потока с неустановившейся турбулентностью отсутствует соотношение (2), причем показано, что при переходе потока из узкого сечения в широкое на участке стабилизации, лежащем ниже перехода, интенсивность турбулентности всегда выше тех значений, которые она имеет в сечениях, для которых профиль средних скоростей уже принял свою окончательную форму.

Московский институт  
химического машиностроения

Поступило  
28 VI 1948

### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> А. В. Арсеев, беспламенное сжигание газа, 1947. <sup>2</sup> М. Б. Равич, Поверхностное горение, 1946. <sup>3</sup> E. Donat, Oberflächenverbrennung u. flammlose Feurung, 1914. <sup>4</sup> Т. Т. Успенко, Исследование горелок беспламенного горения, 1940. <sup>5</sup> К. А. Сигов, Сб. н.-и. УОВТИ, в. 4 (1939). <sup>6</sup> В. Л. Корнеев, Кандидатская диссертация, МЭИ, 1944. <sup>7</sup> К. И. Щелкин, ЖТФ, 13, 9—10 (1943). <sup>8</sup> Б. А. Бахметев, Механика турбулентного потока, 1939. <sup>9</sup> Сб. Проблемы турбулентности под ред. М. А. Великанова и Н. Т. Швейковского, 1936. <sup>10</sup> H. L. Drauden, Ind. and Eng. Chem., 31, 4, 416 (1939).