

Таблица 1

пороха Н (объемная доля, %)

CO <sub>2</sub>			CO			H <sub>2</sub>			CH <sub>4</sub> измере- ния [3]
измерения [3]	расчет		измерения [3]	расчет		измерения [3]	расчет		
	А	Б		А	Б		А	Б	
17,4	7,5	7,6	47,8	51,0	51,1	6,1	23,3	23,2	2,9
18,0	8,6	8,5	49,0	51,3	51,3	10,0	22,6	22,6	2,1
17,6	8,9	8,9	50,0	52,8	52,7	11,2	21,5	21,5	1,0

расчет ЭВМ; Б — аналитический расчет.

Таблица 2

пороха (12% N) (объемная доля, %)

CO			H <sub>2</sub>			CH <sub>4</sub> измерения [3]	H <sub>2</sub> O		
измерения [3]	расчет		измерения [3]	расчет			измерения [3]	расчет	
	А	Б		А	Б	А		Б	
44,5	51,6	51,5	5	22,2	22,2	4,0	10,8	11,8	11,8
46,8	53,0	53,0	6,9	20,9	20,9	3,8	—	13,0	13,1
46,9	53,8	53,8	11,5	19,8	19,8	3,0	14,5	14,2	14,2

[H<sub>2</sub>O] — массовая доля, %; А — расчет ЭВМ; Б — аналитический расчет.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Мальцев. Канд. дис., ИХФ АН СССР, 1961.
2. П. Ф. Похил. Докт. дис., ИХФ АН СССР, 1954.
3. Л. Д. Ромоданова. Канд. дис., ИХФ АН СССР, 1955.
4. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Т. I. М., ВИНТИ, 1971.
5. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 1.

### К АНАЛИЗУ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ ГАЗА ПРИ ГОРЕНИИ В ТРУБАХ

В. А. Складов, В. И. Фурлетов

Исследование частотных характеристик ламинарного пламени, выполненное в работе [1], позволяет указать пределы применимости результатов, полученных в [2]. В работе [2] была сделана теоретическая оценка возможности самовозбуждения продольных колебаний газа плоским пламенем в акустически закрытой с обоих концов трубе. Анализу была подвергнута одна из возможных причин самовозбуждения колебаний — зависимость нормальной скорости пламени  $u$  от термодинамических параметров газа. В соответствии с этим  $u$  предполагалась известной функцией давления  $p_1$  и температуры  $T_1$  горючей смеси  $u = u(p_1, T_1)$ .

В основе оценки лежало сопоставление экспериментальных значений скорости поступления смеси в зону горения с численными значениями этой скорости, полученными из условия самовозбуждения колебаний

$$d_r \leq d_i, \quad (1)$$

где  $d_r$  и  $d_i$  — логарифмические декремент и инкремент колебаний. При вычислении  $d_r$  предполагалось, что потери звуковой энергии происходят только на стенках трубы из-за вязкости и теплопроводности газа. Величина  $d_i$  была определена из решения волнового уравнения с соответствующими граничными условиями на фронте пламени и на концах трубы. Граничные условия на фронте пламени были получены варьированием уравнений сохранения массы, импульса и энергии для поверхности разрыва. При этом учитывалась зависимость нормальной скорости пламени от термодинамических параметров газа.

Согласно [2], максимальное значение  $d_i$  и минимальное значение  $d_r$  достигаются одновременно при расположении пламени на выходе из трубы (смесь поступает через входное сечение трубы; продукты сгорания удаляются через выходное сечение, в котором находится пламя). В этом случае с помощью соотношения (1) можно найти минимальную скорость поступления смеси в зону горения, необходимую для самовозбуждения колебаний.

Указанные значения  $d_i$  и  $d_r$  равны [2]:

$$d_i = 2[A\rho_1 c_1 - (\kappa - 1)M_1] (\rho_1/\rho_2 - 1)/k, \quad (2)$$

$$d_r = 2\kappa/D \cdot \sqrt{2\pi\nu_1 l k/c_1}, \quad (3)$$

где  $\rho_1$ ,  $c_1$ ,  $M_1$ ,  $\nu_1$  — плотность, скорость звука, число Маха и кинематическая вязкость горючей смеси;  $\rho_2$  — плотность продуктов сгорания;  $\kappa$  — отношение теплоемкостей при постоянных давлении и объеме,  $\kappa = \text{const}$ ;  $l$ ,  $D$  — длина и диаметр трубы;  $k$  — номер продольной моды колебаний. Величина  $A$  учитывает реакцию пламени на слабые возмущения давления и температуры:

$$A = \left( \frac{\partial u}{\partial p_1} \right)_{T_1} + \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{T_1}{p_1} \left( \frac{\partial u}{\partial T_1} \right)_{p_1}. \quad (4)$$

Для вычисления  $A$  в работе [2] принята зависимость

$$u = \text{const} \cdot T_1^m, \quad (5)$$

удовлетворительно описывающая при  $m \approx 2$  экспериментальные данные по распространению пламени в стационарных условиях для углеводородно-воздушной смеси. Оставалась неясной область частот колебаний, в которой допустимо использование стационарных зависимостей для нормальной скорости распространения от параметров газа.

Ответ на этот вопрос дает работа [1]. В ней реакция пламени на колебания давления описывается с помощью частотной характеристики

$$G(\omega) = (S'/S)/(p_1'/p_1), \quad (6)$$

которая определяет реакцию интегральной скорости тепловыделения в зоне горения  $S$  на гармонические колебания давления  $p'$  различной частоты  $\omega$

$$S = Q \int_{-\infty}^{+\infty} \omega(x) dx,$$

где  $\omega(x)$  и  $Q$  — объемная скорость и тепловой эффект химической реакции;  $S$  и  $p_1$  — средние значения;  $S'$  — возмущение. Согласно [1], частотная характеристика в диапазоне частот колебаний

$$0 < f < u^2/[8(T_2/T_1)^{0.75}an], \quad (7)$$

где  $f$  — частота (Гц);  $n$  — порядок химической реакции;  $T_2$  — температура продуктов сгорания;  $T_1$  — температура свежей смеси;  $a$  — коэффициент температуропроводности исходной смеси, может быть вычислен с достаточной для оценок самовозбуждения колебаний точностью по соотношению

$$G = n/2 + (\kappa - 1)/2\kappa \cdot (n + 2 + E/RT_2) \cdot T_1/T_2, \quad (8)$$

полученному в квазистационарном приближении с помощью условия

$$S'/S = (\rho_1 u)' / \rho_1 u. \quad (9)$$

Выполнение условия (9) определяет ту область частот колебаний, в которой понятие о нормальной скорости распространения пламени сохраняет свой физический смысл.

Из (6) и (9) с учетом изэнтропичности процесса в газе перед фронтом имеем

$$u' = \left(G - \frac{1}{\kappa}\right) \frac{u}{\rho_1} \rho_1'.$$

Сравнивая полученное выражение с (4), находим, что

$$A = (G - 1/\kappa) u / \rho_1, \quad (10)$$

где  $G$  дается выражением (8). Приведенное значение  $A$  дает значительно большую информацию о поведении пламени при колебаниях по сравнению с полученным из (5)

$$A = (\kappa - 1) / \kappa \cdot m \cdot u / \rho_1,$$

которое и было использовано в работе [2].

Подставив значение  $A$  (10) в (2), с помощью соотношений (1), (2) и (3) найдем минимальную скорость поступления смеси в зону горения, необходимую для самовозбуждения колебаний

$$u_1 = \frac{\sqrt{2\pi\nu_1 l c_1^5 k^3}}{(\kappa - 1)(G - 1) H D}. \quad (11)$$

При выводе этого выражения было учтено, что скорость поступления смеси в зону горения для плоского пламени  $u_1 = u$  и что  $\frac{\rho_1}{\rho_2} - 1 \approx \frac{(\kappa - 1) H}{c_1^2}$

где  $H$  — калорийность смеси. Как и в работе [2], примем следующие значения параметров, характерные для стехиометрических углеводородно-воздушных смесей [3]:

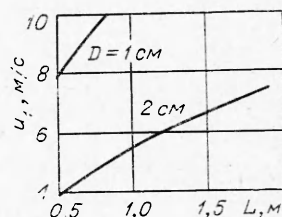
$H = 670$  ккал/кг,  $\kappa = 1,3$ ,  $c_1 = 340$  м/с,  $a = \nu_1 = 0,15$  см<sup>2</sup>/с,  $T_1 = 293$  К,  $c_p = 0,36$  ккал/(кг·град),  $n = 2$ ,  $E = 40\,000$  ккал/моль,  $u = 0,4$  м/с.

Определим с помощью соотношения (7) область частот, в которой справедливо квазистационарное рассмотрение,

$$0 \leq f < 300 \text{ Гц}. \quad (12)$$

Вне этой области частот теряет смысл само понятие нормальной скорости распространения пламени, а вместе с ним и задача о самовозбуждении колебаний при горении в данной постановке.

Области частот (12) принадлежат частоты основной моды продольных колебаний в трубах, длина которых превышает 0,6 м. Результаты вычисления скорости поступления смеси в зону горения, необходимой для самовозбуждения основной моды колебаний ( $k = 1$ ) в трубах с диаметром 1—2 см, представлены на рисунке. Требуемые значения скорости превышают полученные ранее в [2] на 5%. Они значительно превышают фактические значения



нормальной скорости распространения пламени для углеводородно-воздушных смесей, наблюдаемых в опытах. Поэтому вывод, сделанный в работе [2] о том, что возбуждение колебаний плоскими пламенами в реальных акустических системах вследствие зависимости нормальной скорости распространения пламени от изменения термодинамических параметров смеси в звуковой волне оказывается невозможным, остается в силе для труб указанной геометрии.

Москва

Поступила в редакцию  
7/VII 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Скляр, В. И. Фурлетов. ПМТФ, 1974, 1.
2. В. И. Фурлетов. ФГВ, 1972, 8, 1.
3. Н. Ф. Дубовкин. Справочник по углеводородным топливам и их продуктам сгорания. М., Госэнергоиздат, 1962.

---

### К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ КАТАЛИЗАТОРОВ НА ГОРЕНИЕ ДИНЫ

*А. П. Денисюк, В. Г. Хубаев, Ю. Г. Шепелев*

Для выяснения закономерностей горения ВВ и порохов в качестве объекта изучения некоторые исследователи используют дину (диэтанолдинитратнитроамин). Интерес к этому ВВ обусловлен, в частности, тем, что дина горит со значительно меньшей скоростью, чем близкие ей по энергетике тэн и гексоген, и даже медленнее, чем тетрил [1—3], и это облегчает изучение процесса горения. Даже визуальные наблюдения при атмосферном давлении, когда скорость горения дины на порядок меньше, чем у баллистических порохов, позволяют сделать интересные выводы о влиянии катализаторов на ее горение [4].

Однако это же обстоятельство и несколько затрудняет интерпретацию экспериментальных данных, в особенности полученных при низких давлениях. Вследствие малой величины скорости горения дины может существенно зависеть от типа бронировки заряда [5]. Например, при горении ВВ в стеклянных трубках на воздухе определенное влияние на скорость горения и его устойчивость оказывает теплоотвод по стенкам трубки: коэффициент теплопроводности стекла  $17,8 \cdot 10^{-4}$  кал/(см·с·град) [6], что в 3 раза больше, чем дины ( $5,57 \cdot 10^{-4}$  кал/(см·с·град) [7]). Это влияние будет тем существеннее, чем меньше диаметр заряда. Видимо, поэтому значения скорости горения дины при атмосферном давлении, приведенные в работах [5, 8, 9], существенно различаются. Кроме того, теплоотдача по стенкам трубки может сказаться и на действии катализаторов.

Следует отметить, что и в вопросе о ведущей зоне горения дины нет единого мнения. Например, в [8] на основании того, что скорость горения дины в диапазоне 1—100 атм не зависит от величины перегрузок, возникающих в поле массовых сил, сделан вывод о решающей роли процессов, протекающих в газовой фазе. В [9, 10] показано, что скорость горения дины, рассчитанная по формуле, выведенной в предположении о кондуктивном механизме теплопередачи и ведущей зоне в к-фазе с уче-