

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

В. А. ПОПОВ

**К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ ВИБРАЦИОННОЙ СТАДИИ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ**

(Представлено академиком Г. М. Кржижановским 18 IV 1953)

Распространение пламени в открытых и закрытых сосудах часто сопровождается колебаниями скорости пламени. В настоящее время не существует достаточно ясного объяснения причин и механизма возникновения этих колебаний (¹, ²). В настоящей работе показывается, что вибрационная стадия распространения пламени в трубах может объясняться резонансными колебаниями двух столбов газа — сгоревшего и свежего.

Очевидно, что при распространении пламени в газообразной среде при свободном расширении продуктов горения скорость последних, согласно закону сохранения массы, непосредственно за фронтом будет иметь направление, противоположное движению фронта. По абсолютной величине значение ее будет в ρ_2/ρ_1 раз больше нормальной скорости пламени, где ρ_2 и ρ_1 — плотности газа, соответственно, перед и за фронтом.

При движении пламени в замкнутом сосуде или в сосуде, поджигание газа в котором производится у открытого конца, перед фронтом, если он движется со скоростью, меньшей скорости звука, устанавливается поток несгоревшего свежего газа. Если поджигание производится у закрытого конца, то скорость продуктов горения испытывает двойной скачок — сначала сгоревший газ движется от фронта, а потом к фронту.

Таким образом, процесс распространения пламени сопровождается и в том и в другом случае резким изменением скорости частиц газа. В замкнутом сосуде, где разница давлений впереди и за фронтом обнаруживается сразу же после начала процесса, указанное возмущение скорости частиц газа обуславливает более легкое установление вибрационной стадии, чем в полузамкнутом сосуде, где разница давлений становится ощутимой только на некотором расстоянии от открытого конца. Мы считаем, что причиной установления вибрации в определенных случаях являются именно эти возмущения.

Идея излагаемого ниже расчета заключается в том, что описанные выше возмущения вызывают колебания всего столба газа, заключенного в трубу. Таким образом, на нормальное распространение пламени накладываются продольные колебания всего столба в целом. Очевидно, что соответствующие частоты такого столба газа будут меняться по мере движения пламени; они будут определяться расстоянием фронта пламени от места зажигания и температуры газов перед фронтом и за фронтом. Очевидно, что эта задача аналогична задаче о продольных колебаниях двух связанных струн, имеющих разные модули Юнга.

В расчете предполагается, что температура свежего газа остается все время постоянной и равной начальной температуре. Учет температуры

свежего газа чрезвычайно труден и мало изменил бы конечные результаты. Следующим упрощением является пренебрежение эффектом охлаждения сгоревшего газа.

Если обозначить длину трубы за фронтом пламени через l_1 и перед фронтом пламени через l_2 и соответствующие этим областям смещения частиц газа через u_1 и u_2 , то волновые уравнения, отвечающие указанным областям, имеют вид:

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = c_1^2 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2}; \quad \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = c_2^2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2},$$

где ось x совпадает с осью трубы; c_1 и c_2 — соответствующие скорости звука.

Ввиду того что сосуд замкнут с обеих сторон, граничными условиями будут:

$$u_1 = 0 \quad \text{при } x = 0;$$

$$u_2 = 0 \quad \text{при } x = l_1 + l_2,$$

означающие, что смещения частиц газа у обоих концов трубы равны нулю.

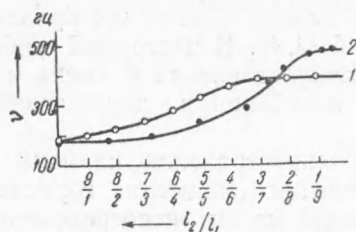


Рис. 1. 1 — теория, 2 — эксперимент

Другими граничными условиями будут условия, имеющие место на фронте пламени (при $x = l_1$):

$$\rho_1 \frac{\partial u_1}{\partial t} = \rho_2 \frac{\partial u_2}{\partial t}; \quad c_1^2 \rho_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} = c_2^2 \rho_2 \frac{\partial u_2}{\partial x}.$$

Решение данной системы волновых уравнений представится в виде:

$$u_1 = A_1 \sin \lambda_1 x \cdot \sin \lambda_1 c_1 t;$$

$$u_2 = A_2 \sin \lambda_2 (l - x) \cdot \sin \lambda_2 c_2 t.$$

Использование второй пары граничных условий и соотношения $c_1 \lambda_1 = c_2 \lambda_2 = \frac{2\pi}{T}$ позволяет определить коэффициенты A_1 и A_2 ; λ_1 и λ_2 — постоянные, определяющие гармонику; T — период колебания всего столба газа. Несложные выкладки приводят к соотношению

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi l_1}{T c_1} + \frac{c_1}{c_2} \operatorname{tg} \frac{2\pi l_2}{T c_2} = 0.$$

Очевидно, что частоты $\nu_1 = \frac{c_1}{2L}$ и $\nu_2 = \frac{c_2}{2L}$ являются собственными частотами столбов полностью сгоревшего и свежего газов. Подставляя величины $x = \frac{2\pi l_1}{2T}$, $k = \frac{c_1 l_1}{c_2 l_2} - 1$ и $A = \frac{c_1 - c_2}{c_1 + c_2}$, окончательно получим

$$\sin kx - A \sin (k - 2)x = 0.$$

Корни этого уравнения, соответствующие различным положениям фронта пламени, находились графически; было решено 9 уравнений, соответствующих следующим значениям координат фронта пламени:

$$\frac{l_1}{l_2} = \frac{9}{1}; \frac{8}{2}; \frac{7}{3}; \frac{6}{4}; \frac{5}{5}; \frac{4}{6}; \frac{3}{7}; \frac{2}{8}; \frac{1}{9}.$$

Расчет скорости звука производится в предположении адиабатической сжимаемости газа. Температура сгоревшего газа ($2CO + O_2$)



Рис. 2

бралась из табличных данных. Длина трубы равнялась 910 мм и диаметр ее 50 мм. Величины скорости звука в свежем газе $c_2 = 328$ м/сек, и в сгоревшем $c_1 = 1072$ м/сек. Зависимость вычисленных таким образом частот столба двух разнородных газов от величины l_2/l_1 приведена на рис. 1. На этом же рисунке приведена кривая, полученная из экспериментальных данных. На рис. 2 показана фотографическая развертка исследуемого процесса распространения.

Само собой разумеется, что в силу тех оговорок, которые были сделаны выше, точного совпадения теоретической кривой с экспериментальной получить не удалось. Тем не менее необходимо отметить, что общий характер зависимости частоты колебаний от положения фронта пламени отражен на теоретической кривой правильно.

Таким образом, предположение о том, что вибрации пламени обусловлены наложением колебательного движения газа как целого на нормальный процесс распространения пламени, оправдалось. Нам кажется, что учет тех факторов, которыми мы пренебрегали в расчете, позволит получить соотношение, в большей степени отвечающее экспериментальным данным.

Работа выполнена под руководством чл.-корр. АН СССР проф. А. С. Предводителя и проф. А. Н. Хитрина, которым автор приносит глубокую благодарность. Пользуюсь случаем выразить признательность О. А. Цухановой за интерес к работе.

Энергетический институт
Академии наук СССР
им. Г. М. Кржижановского

Поступило
17 IV 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Г. М. Бам-Зеликович, Теоретическая гидромеханика, № 9 (1952).
- ² Б. В. Раушенбах, ЖТФ, № 2 (1953).