

сосуды имеют обычно малые размеры [1]. В опытах [14, 15] при распространении пламени вниз в некоторых воздушных смесях происходит сужение пределов до определенного давления, выше которого пределы расширяются. Если стадию сужения можно связать с конвективным пределом по давлению в ограниченном объеме в соответствии с формулой (6), то стадия расширения может быть объяснена нестационарным характером процесса охлаждения продуктов сгорания, когда реализуется условие (10).

Таким образом, из результатов, изложенных выше, следует, что предел воспламенения, определенный при распространении пламени сверху вниз в длинной и широкой трубе, не зависит от диаметра трубы, но зависит от ускорения силы тяжести. В этом смысле он не представляет фундаментальное свойство горючей смеси. Предел вызван гашением пламени стенкой трубы под влиянием естественной конвекции в продуктах сгорания.

*ИХКИГ СО АН СССР*

*Поступила в редакцию  
7/V 1975*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. L. A. Lovachev, V. S. Babkin a. o. *Combustion and Flame* 1973, 20, 2.
2. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн.—В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
3. H. F. Coward, F. Brinsley. *J. Chem. Soc. (London)*, 1914, 105, 621.
4. O. C. de C. Ellis. *Fuel*, 1928, 7, 5, 6.
5. Л. А. Ловачев. Докл. АН СССР, 1970, 193, 3.
6. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн. ФГВ, 1971, 7, 3.
7. G. E. Andrews, D. Bradley. 14-th Symposium (International) on Combustion Pittsburgh, The Combustion Institute, 1973.
8. А. Д. Марголин, В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1973, 9, 6.
9. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн. Тезисы Третьего всесоюзного симпозиума по горению, Черногоровка, 1971.
10. А. Н. Баратов, Ф. А. Карагулов, В. И. Макеев. ФГВ, 1970, 6, 1.
11. В. С. Бабкин. ФГВ, 1973, 9, 5.
12. В. Н. Кривулин, Л. А. Ловачев и др.—В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
13. В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. Теплопередача. М.—Л., «Энергия», 1965.
14. E. Berl. *Chim. et Industr.*, 1929, 21, 3.
15. E. Berl, G. Wegner. *Ztschr. angew. chem.* 1927, 40, 9.

УДК 536.46

### ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ГАЗА ВБЛИЗИ ФРОНТА ПЛАМЕНИ

*Г. Д. Саламандра, Н. М. Вентцель, И. К. Федосеева*

Известно [1], что при наложении постоянного поперечного электрического поля фронт пламени, распространяющийся в трубе, растягивается, причем его передняя точка располагается вблизи отрицательно заряженного электрода. При этом скорость распространения пламени возрастает. Причиной этого может, вообще говоря, быть либо увеличение нормальной скорости пламени, либо увеличение поверхности пламени, вызванное движением газа под действием электрического поля, либо и то и другое одновременно. Было показано [1—3], что в том случае, если напряженность поля не превосходит определенной вели-

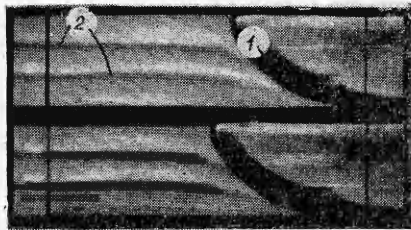


Рис. 1. Теплерограммы фронта пламени (1) и тепловых неоднородностей (2).

ет определение профиля скоростей газа вблизи фронта пламени. В настоящей работе было визуализировано движение газа и найдено распределение скоростей по обе стороны от фронта пламени как без поля, так и в случае наложения поперечного электрического поля.

Опыты проводили с 10%-ной метано-воздушной смесью, которая сгорала в горизонтальной полузамкнутой трубе, изготовленной из изоляционного материала АГ-4с. Конструкция взрывной трубы и порядок проведения опытов описаны в [1]. Разность потенциалов  $V$  составляла 4 кВ (напряженность поля  $T \approx 1$  кВ/см). Высокое напряжение отрицательной полярности подавалось на верхний электрод.

Визуализация движения газа осуществлялась с помощью разработанной в [7] методики: в неподвижной среде до поджигания смеси создавалось несколько тепловых неоднородностей линейной формы, которые приводились в движение вместе с окружающей средой. Специальными опытами [8] было установлено, что неоднородности перемещались со скоростью, равной скорости газа. Тепловые неоднородности создавались подогревом за счет разрядки конденсатора двух никромовых проволочек, натянутых параллельно оси трубы на расстоянии 1,2 см. Перемещая устройство, на котором они крепились, по высоте трубы, можно было менять их расстояние от стенок трубы. Процесс визуализировался методом Теплера. Съемка велась на «сером» фоне скоростной камерой СКС-1 с частотой 3000—4000 кадр/с.

Типичные теплерограммы, визуализирующие движение газа перед фронтом пламени, приведены на рис. 1. В покоящейся среде тепловые неоднородности регистрируются в виде прямых, параллельных оси трубы. По их искривлению можно судить о движении газа. Фотографии показывают, что такое искривление наблюдается в узкой области, граница которой находится в 0,7—0,8 см от передней точки фронта пламени. При разности потенциалов 4 кВ это расстояние заметно не изменяется. Форма фронта пламени, а также распределение скоростей газа вблизи него остаются неизменными во времени — вся картина, как целое, перемещается с постоянной скоростью вдоль оси трубы.

Полученные фотографии позволяют найти распределение скоростей газа непосредственно перед и за фронтом пламени. Покажем прежде всего, что угол  $\beta_1$ , образуемый неоднородностью с осью трубы вблизи фронта пламени, равен углу, который образует с той же осью скорость  $u_1$  фронта пламени относительно свежего газа. На рис. 2 схематически изображен небольшой участок фронта пламени и тепловая неоднородность в момент времени  $t$ . Там же штриховыми кривыми показано положение фронта пламени и тепловой неоднородности в момент  $t - \Delta t$ . Точка фронта пламени  $A$  находилась в момент  $t - \Delta t$  в положении  $B$ , а элемент объема неоднородности, расположенный вблизи точки  $A$ , — в точке  $C$ . Из чертежа следует, что

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \omega_{y1} / (u_p - \omega_{x1}),$$

где  $u_p$  — скорость распространения пламени;  $\omega_{x1}$ ,  $\omega_{y1}$  — компоненты

чины (2,8 кВ/см для 10%-ной метано-воздушной смеси), есть основания полагать, что нормальная скорость пламени в поле меняется, и увеличение скорости распространения вызвано чисто гидродинамическими причинами. К аналогичным выводам приходят также авторы работ [4—6]. Большой интерес для выяснения вопроса о механизме влияния поля на пламя представля-

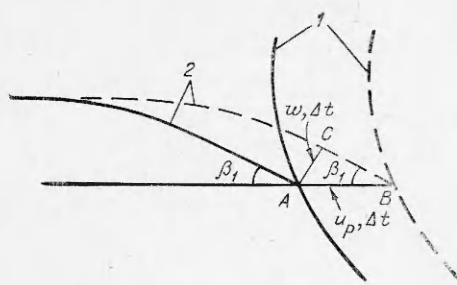


Рис. 2. Схематическое изображение фронта пламени (1) и тепловой неоднородности (2).

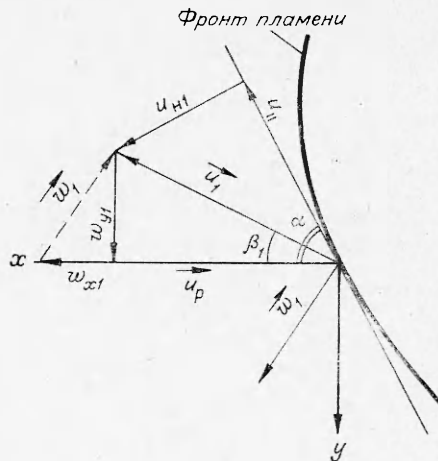


Рис. 3. Геометрические соотношения между векторами скоростей.

скорости  $\vec{w}_1$  газа непосредственно перед фронтом пламени в неподвижной системе координат. Такой же величины равен и тангенс угла, образуемого с осью трубы скоростью  $\vec{u}_1 = \vec{u}_p - \vec{w}_1$  (рис. 3). Таким образом, этот угол может быть найден из эксперимента. Компоненты скорости газа, как видно из рис. 3, равны:

$$\left. \begin{aligned} w_{x1} &= u_p - u_1 \cos \beta_1 \\ w_{y1} &= -u_1 \sin \beta_1 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь за положительное направление оси  $x$  выбрано направление распространения фронта пламени, а за положительное направление оси  $y$  — направление сверху вниз. Если скорость  $\vec{u}_1$  разложить на нормальную  $u_{n1}$  и тангенциальную  $u_{||}$  к фронту пламени компоненты, то уравнения (1) можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} w_{x1} &= u_p - u_{n1} \sin \alpha - u_{||} \cos \alpha \\ w_{y1} &= -u_{n1} \cos \alpha + u_{||} \sin \alpha \end{aligned} \right\} \quad (1a)$$

где  $\alpha$  — угол, образуемый касательной к фронту пламени с осью трубы. При этом  $u_{n1}$  и  $u_{||}$  связаны между собой соотношением

$$u_{||} = u_{n1} / [\operatorname{tg}(\alpha - \beta_1)].$$

Уравнения, аналогичные (1a), можно записать также и для компонент скорости за фронтом пламени. Вместо  $u_{n1}$  в них войдет  $u_{n2}$  — нормальная составляющая скорости фронта пламени относительно продуктов реакции. Тангенциальная же составляющая  $u_{||}$ , которая непрерывна при переходе через фронт, останется неизменной. Все эти уравнения совместно с уравнением неразрывности

$$u_{n1} \rho_1 = u_{n2} \rho_2,$$

где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — плотности свежей смеси и продуктов реакции, соответственно, образуют систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} u_{||} &= u_{n1} / [\operatorname{tg}(\alpha - \beta_1)], \\ w_{x1} &= u_p - u_{n1} \sin \alpha - u_{||} \cos \alpha, \\ w_{y1} &= -u_{n1} \cos \alpha + u_{||} \sin \alpha, \\ u_{n2} &= u_{n1} \cdot \rho_1 / \rho_2, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\omega_{x2} = u_p - u_{n2} \sin \alpha - u_{\parallel} \cos \alpha,$$

$$\omega_{y2} = -u_{n2} \cos \alpha + u_{\parallel} \sin \alpha.$$

Система (2) позволяет вычислить шесть величин —  $u_{\parallel}$ ,  $\omega_{x1}$ ,  $\omega_{y1}$ ,  $u_{n2}$ ,  $\omega_{x2}$ ,  $\omega_{y2}$ , если известны  $u_{n1}$ ,  $\rho_1/\rho_2$ ,  $u_p$ , а также углы  $\alpha$  и  $\beta_1$ .

Рассчитанные по уравнениям (2) скорости газа по обе стороны от фронта пламени в различных его точках приведены в таблице. Отсчет по оси  $x$  производился от передней точки фронта пламени, а по оси  $y$  — от верхней стенки трубы. Оси координат направлены так же, как на рис. 3. При расчете значения  $u_{n1}$ , а также  $\rho_1/\rho_2$  брались из литературных данных [9]. Величины же  $u_p$ ,  $\alpha$  и  $\beta_1$  определялись по полученным киноплёнкам с точностью до 1—2%.

Номер точки	$\omega_{x1}$ , м/с	$\omega_{y1}$ , м/с	$\omega_{x2}$ , м/с	$\omega_{y2}$ , м/с
$V = 0, u_p = 0,92$ м/с				
1	0	0,5	—1,7	—0,9
2	—0,2	0,6	—1,8	—1,0
3	—0,2	0,5	—1,7	—1,2
4	—0,2	0,5	—1,7	—1,2
5	—0,4	0,3	—1,5	—1,7
6	—0,7	0,2	—1,4	—2,0
$V = 4$ кВ, $u_p = 2,4$ м/с				
1	1,7	0	0,4	—1,9
2	1,2	0,1	0,3	—2,0
3	0,2	0,2	—0,3	—2,0

При этом точность определения скоростей газа вблизи фронта пламени составляет ~10%.

В отсутствие поля движение газа складывается из циркуляционного движения вокруг фронта пламени, вызываемого в горизонтальной трубе конективными силами [10], и движения продуктов реакции в сторону открытого конца трубы, благодаря их расширению. При наложении поля направления и величины скоростей изменяются, угол между скоростью газа за фронтом пла-

мени и осью трубы увеличивается. Это указывает на появление дополнительной вертикальной компоненты скорости газа в продуктах реакции. Действительно в поле при отрицательно заряженном верхнем электроде положительные ионы, генерируемые во фронте пламени, двигаясь к отрицательно заряженному электроду, будут сообщать газу дополнительное количество движения, направленное вверх. В результате влияния стенок трубы движение приобретает циркуляционный характер. Горизонтальная составляющая скорости газа в верхней части трубы возрастает. Фронт пламени становится более вытянутым, поверхность его растет и скорость распространения увеличивается.

Таким образом, полученные результаты подтверждают высказывавшееся ранее предположение о том, что увеличение скорости распространения пламени в электрическом поле при сравнительно небольших напряженностях можно объяснить гидродинамическими причинами.

В заключение авторы выражают благодарность А. С. Плешанову, предложившему вывод формул для расчета скоростей газа.

ЭНИИ, Москва

Поступила в редакцию  
8/XII 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Д. Саламандра. ФГВ, 1969, 5, 2, 189.
2. Г. Д. Саламандра.— В сб.: Теплофизические свойства и газодинамика высокотемпературных процессов. М., «Наука», 1972, с. 135.
3. G. D. Salamandra and N. M. Wentzel. Combustion Institute European Symposium. London and New York, Academic Press, 1973, p. 302.
4. D. W. Blair and F. C. T. Yhen. Comb. and Flame, 1969, 13, 440.
5. R. I. Bowser and F. J. Weinberg. Comb. and Flame, 1972, 18, 296.

6. H. C. Jagers, R. J. Bowser and F. J. Weinberg. Comb. and Flame, 1972, 19, 135.
7. Г. Д. Саламандра, И. К. Федосеева. ИФЖ, 1964, VII, 7, 47.
8. Г. Д. Саламандра, Н. М. Вентцель. ЖТФ, 1971, XLI, 11, 2463.
9. Л. Н. Хитрин. Физика горения и взрыва. М., изд-е МГУ, 1957.
10. Г. А. Барский, Я. Б. Зельдович. ЖФХ, 1950, XXIV, 5, 589.

УДК 534.222.2

## УСКОРЕННОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДЕТОНАЦИИ В ЗАРЯДАХ С ПОЛОСТЬЮ, ЗАПОЛНЕННОЙ ЛИТИЕМ

*Л. А. Мержиевский, Ю. И. Фадеенко, В. А. Филимонов,  
В. П. Чистяков*

При исследовании «канальных явлений» в удлиненных зарядах с полостями различной формы установлено, что в ряде случаев, начиная с некоторого момента, скорость распространения детонации вдоль внешней поверхности заряда скачком возрастает до величины, слабо зависящей от начальной плотности взрывчатого вещества (ВВ) [1—5]. Объясняется это повышением скорости распространения детонации на поверхности полости и возникновением наклонной (относительно оси заряда) детонационной волны, выход которой на внешнюю поверхность и фиксировался в экспериментах. Можно назвать две причины повышения скорости детонации на поверхности полости.

1. Мощная ударная волна (УВ) и струя продуктов детонации, возникающие в полости за счет кумулятивных эффектов и обгоняющие фронт детонации, сжимают прилегающий слой непрореагировавшего ВВ и детонационная волна в этом слое распространяется по ВВ с плотностью, большей начальной; подробно структура образующейся детонационной волны анализируется в [5].

2. Происходит инициирование ВВ с поверхности полости со скоростью, превышающей скорость детонации.

Гипотеза о возможности увеличения скорости распространения детонации за счет реализации второго из указанных механизмов выдвигалась авторами работ, посвященных изучению «канальных явлений». В. В. Митрофанов [6] обратил внимание на то, что в случае, когда полость заполнена газообразной средой, отсутствуют принципиальные ограничения на скорость распространения детонации вплоть до величин  $\sim 30$  км/с, начиная с которых сказывается влияние турбулентного трения. Специальные эксперименты [1—5] показывают, однако, что в зарядах из плотных ВВ инициирование детонации с поверхности полости не происходит. В зарядах ВВ малой плотности этот эффект наблюдается в отдельных опытах, причем со значительной задержкой относительно момента прохождения ударной волны, так что увеличение скорости распространения детонации в этих случаях отсутствует. Таким образом, явление саморазгоняющейся детонации — возрастание скорости распространения детонации, вызванного, в конечном счете, конструктивными особенностями заряда ВВ — до настоящего времени экспериментально не наблюдалось. Экспериментальное доказательство осуществимости режима саморазгоняющейся детонации явилось целью данной работы.