

На рис. 4 темными точками представлены неискаженные профили концентраций ClO_2 и HCl в пламени ПХА [9], а также рассчитанные указанным выше образом искаженные отборником профили концентраций, которые совмещены с неискаженными путем сдвига на $\epsilon/2$. Видно, что различие между ними невелико (менее 10%). Таким образом, искажения зондом профилей концентраций малы даже в случае, когда диаметр отверстия зонда соизмерим с шириной зоны горения. В рассматриваемом на рис. 4 случае он принят равным 50% ширины зоны горения, в условиях анализируемого эксперимента он равен 20% ширины зоны горения.

В заключение выражаем благодарность В. Я. Зырянову за полезные замечания при обсуждении статьи.

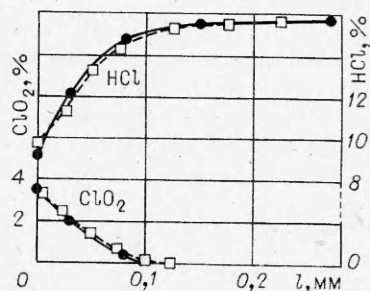


Рис. 4.

Поступила в редакцию 24/XII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Фристром, А. А. Вестенберг. Структура пламени. М.: Металлургия, 1969.
2. О. П. Коробейничев. Усп. химии, 1980, 6, 945.
3. T. Yanagi. Comb. Flame, 1977, 28, 33.
4. A. N. Hayhurst, P. B. Kittelson. Comb. Flame, 1977, 28, 67—80, 123—135, 137—143.
5. J. C. Biordi, C. P. Lazzara, J. F. Papp. Comb. Flame, 1974, 23, 73.
6. R. M. Fristrom. Comb. Flame, 1957, 1, 467.
7. J. C. Biordi, C. P. Lazzara, J. F. Papp. Comb. Flame, 1976, 26, 57.
8. G. Klein. Proc. Roy. Soc., 1957, A249, 387.
9. И. Е. Ермолин, О. П. Коробейничев и др. ФГВ, 1982, 18, 1, 46.
10. О. П. Коробейничев, А. Г. Терещенко. — В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем. Черноголовка, 1977.
11. Г. И. Кеандопуло. Химия пламени. М.: Химия, 1980.
12. В. С. Янг. РТК, 1975, 11, 81.
13. Р. Е. Кржижановский, З. Ю. Штерн. Теплофизические свойства неметаллических материалов. Л.: Энергия, 1973.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ СТАЦИОНАРНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ТРУБЕ В УСЛОВИЯХ НЕВЕСОМОСТИ

В. П. Самсонов, С. А. Абруков, А. Е. Давыдов,
В. А. Данилкин, В. Я. Тямейкин

(Чебоксары)

Развитие глубоких представлений о влиянии гравитационных условий на широкий круг явлений горения сдерживается отсутствием достаточного числа экспериментальных данных по горению в условиях невесомости [1]. Существуют лишь немногочисленные работы, например [2—7], посвященные исследованию горения гетерогенных и газовых систем в невесомости.

Данная работа посвящена изучению закономерностей изменения формы ламинарного пламени под влиянием тепловой естественной конвекции при стационарном распространении в вертикальной трубе в обычных гравитационных условиях и в условиях невесомости, когда конвекция отсутствует.

Проведение экспериментов на лабораторных стендах, когда невесомость моделируется в камере, падающей с небольшой высоты, сопряжено с основной трудностью — малым временем опыта [1, 8]. При правильно поставленном эксперименте время развития конвекции должно

быть меньше времени нахождения объекта в условиях невесомости. Поэтому корректность постановки эксперимента предварительно изучалась путем анализа конвективной неустойчивости столба газа в трубе, расположенной вертикально, с продольным градиентом температуры при мгновенном подводе тепла. Для этого рассчитывались числа Рэлея по формуле

$$Ra = g\beta D^3(T - T_0)/\nu a,$$

где g — ускорение свободного падения; β — коэффициент теплового расширения газа; D — размер поперечного сечения трубы; T и T_0 — температуры пламени и свежей смеси; ν и a — кинематическая вязкость и температуропроводность продуктов горения. Значения чисел Рэлея для условий опыта достигали величины 10^5 . Расчет времени развития конвекции t_k , проведенный по формуле

$$t_k \approx 70 D^2/aRa^{2/3},$$

которая, согласно [9], справедлива при $Pr \approx 1$, привел к величине $t_k \approx 0,15$ с, что существенно меньше времени существования невесомости, равного 0,55 с.

Экспериментальная установка состояла из реакционной трубы, заполнявшейся горючей смесью и помещавшейся в контейнер, электромагнита, удерживавшего контейнер на высоте 1,5 м от места торможения, блока управления и системы торможения. Система торможения включала в себя резиновые амортизаторы и направляющие стержни, вдоль которых перемещался во время падения контейнер. Фронт пламени визуализировался в момент прохождения контейнера через поле зрения теневого прибора ИАБ-451 и регистрировался скоростной кинокамерой СКС-1М. Контейнер имел форму прямоугольного параллелепипеда внутренним объемом 30 л и мог просвечиваться через окна, закрытые плоскопараллельными оптическими стеклами. Значительный объем контейнера позволял исключить влияние его стенок на динамику течения газа при горении в реакционной трубе.

Реакционная труба, изготовленная из оргстекла, представляла собой полукрытый канал квадратного сечения, в противоположные стенки которого врезались плоскопараллельные оптические стекла. Внутренние стенки канала полировались. Открытый конец трубы, у которого зажигалась смесь электрической искрой, плотно закрывался выдвижной металлической шторкой, удерживавшейся в закрытом состоянии электромагнитным зацепом. При освобождении от зацепа шторка под действием пружины открывала трубу, одновременно размыкала цепь питания электромагнита, фиксирующего контейнер на определенной высоте, и включала электрическую искру. Одновременно с поджиганием смеси включалась кинокамера.

Для изоляции реакционной трубы во время падения от внешнего контейнера, испытывающего аэродинамическое сопротивление и воздействие направляющих стержней, использовался специальный способ подвески. Таким образом, величина остаточного ускорения в реакционной трубе не превышала $1 \cdot 10^{-3}g$. Ускорение измерялось по фильмам, снятым во время регистрации процесса распространения пламени по трубе.

В ходе экспериментов сжигались бедные пропано- и СО-воздушные смеси. Содержание пропана в смеси менялось от 2,5 до 3,1%, а окиси углерода — от 15 до 23%. Опыты проводились на двух трубах. Размеры поперечного сечения одной из труб составляли $2,7 \times 2,7$, длина — 38, другой — 6×6 и 50,5 см. Это позволяло для одной и той же смеси добиваться различной скорости конвективного подъема продуктов сгорания в трубе, которая, согласно [10], составляла величину

$$u_k = 0,328\sqrt{gD},$$

где D — диаметр трубы; g — ускорение свободного падения.

Представленные на рис. 1 фрагменты из пширен-фильмов получены при разных гравитационных условиях распространения пламени в трубе с размером поперечного сечения 6×6 см для пропано-воздушной смеси с содержанием 2,5% пропана: $a, б$ — распространение пламени от нижнего открытого конца трубы, $g/g_0 = 1(a), g/g_0 = 0(б)$, $в$ — распространение пламени от верхнего открытого конца трубы, $g/g_0 = 0$.

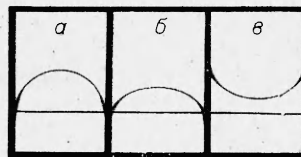


Рис. 1.

Сравнение рис. 1, $a, б$ показывает, что при распространении пламени от нижнего открытого конца трубы при нормальных гравитационных условиях фронт пламени более вытянут, чем при распространении в невесомости. Как видно из рис. 1, $б, в$, форма пламени при распространении от нижнего и верхнего открытых концов трубы в невесомости не меняется.

Для бедного пропано-воздушного пламени конвекция в обычных гравитационных условиях является одной из причин, определяющих форму пламени при распространении как в горизонтальных, так и в вертикальных трубах. Степень влияния конвекции на форму пламени зависит, с одной стороны, от скорости конвективного потока, с другой — от скорости распространения пламени и ее направления относительно ускорения свободного падения. Известно, что при распространении пламени сверху вниз фронт пламени более плоский, чем при распространении снизу вверх [11].

При условии ламинарности конвективного потока, т. е. при $Ra < 10^8$, изменение вытянутости фронта пламени под влиянием конвекции можно описать, исходя из того, что поверхность пламени подстраивается под скорость газа в ведущей точке, т. е. в наиболее продвинутой вперед точке пламени [12]. В случае симметричного пламени в вертикальной трубе его скорость в ведущей точке, находящейся на оси трубы, при $g/g_0 = 1$ и поджигании горючей смеси у нижнего открытого конца больше скорости пламени u в ведущей точке при $g/g_0 = 0$. И наоборот, при распространении пламени от верхнего открытого конца скорость пламени в ведущей точке уменьшается. Тогда, если для количественной оценки за вытянутость фронта пламени принять расстояние вдоль оси трубы от наиболее продвинутой точки пламени до места его соприкосновения со стенкой канала, то отношение вытянутости пламени при $g/g_0 = 1$ и $g/g_0 = 0$ будет равно отношению скоростей пламени в ведущей точке при этом же условии

$$\frac{l_1}{l_0} = \frac{u \pm u_k}{u} = 1 \pm \frac{u_k}{u}. \quad (2)$$

Здесь u_k — конвективная скорость, а выбор знака определяется направлением распространения пламени относительно ускорения свободного падения. Очевидно, что соотношение (2) применимо лишь в ограниченном интервале скоростей, обуславливающим стационарное распространение пламени в трубе. Зависимости $l_1/l_0 = f(u)$, построенные для обеих труб, представлены на рис. 2, 1, 3 и 4. При построении кривых значения u_k рассчитывались по формуле (1). Кривые 1 и 3 соответствуют случаю, когда пламя распространяется от нижнего открытого конца трубы, а кривая 6 — распространению «сверху вниз». Для построения экспериментальных кривых 2, 4 и 5 значения l_0 и l_1 определялись по обмерам фотографий пламен, а скорость распространения — по фильмам.

На рис. 3 представлены зависимости изменения значений l_1/l_0 от безразмерного параметра — числа Фруда $Fr = u^2/gl$, при составлении которого в качестве характерных величин выбирались ширина канала трубы D и скорость распространения пламени u . Кривые 1 и 4 на рис. 3 иллюстрируют зависимости $l_1/l_0 = f(Fr)$, построенные на основе соотношения (2), а кривые 2 и 3 — наблюдаемые экспериментальные зависимости $l_1/l_0 = f(Fr)$. Кривые 1 и 2 соответствуют

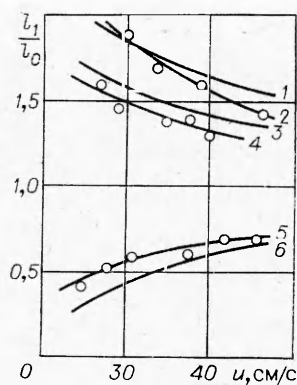


Рис. 2.

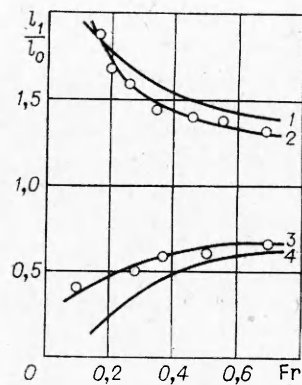


Рис. 3.

случаю, когда смесь поджигалась у нижнего конца, а кривые 3 и 4 — у верхнего конца трубы.

Как видно из рис. 2 и 3 простое соотношение (2) достаточно хорошо описывает влияние гравитационных условий на вытянутость фронта пламени. Некоторое расхождение в значениях l_1/l_0 можно объяснить тем, что соотношение (2) не учитывает такие факторы, влияющие на форму пламени, как тепловое расширение продуктов сгорания, вязкость продуктов сгорания, особенности конвективного подъема продуктов сгорания к открытому либо закрытому концу трубы и т. д. Из хода кривых 2 и 3 на рис. 3 следует, что при $Fr < 0,5$ вытягивание пламени конвекцией происходит наиболее эффективно.

Поступила в редакцию 29/X 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. A. L. Berlad. Mater. Sci. Space Appl. Space Process, 1977, 106.
2. С. Кумаган. Горение. М.: Химия, 1979.
3. Л. К. Парфенов. ФГВ, 1978, 14, 4, 9.
4. А. С. Мелихов, В. И. Потякин. — В сб.: Горение конденсированных и гетерогенных систем. Черногоровка, 1980.
5. А. Собесьяк, С. Вуйцики. — В сб.: Тепломассообмен-6. Т. 10. Минск, 1980.
6. И. М. Абдурагимов. ФГВ, 1969, 5, 2, 184.
7. В. И. Кривулин и др. Докл. АН СССР, 1979, 247, 5, 1184.
8. L. A. Lovachev. Combust. Sci. and Technol., 1979, 20, 5—6, 214.
9. Э. А. Штессель. ФГВ, 1979, 15, 3, 13.
10. A. Levy. Proc. Roy. Soc. (London), 1965, 283 A, 134.
11. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
12. Я. Б. Зельдович. Структура и устойчивость стационарного ламинарного пламени при умеренно больших числах Рейнольдса. Препринт. Черногоровка, 1979.

ОБ ИНИЦИИРОВАНИИ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ В ТЭНЕ СВЕТОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

А. В. Чернай
(Днепропетровск)

В качестве инициирующего импульса, способного вызвать детонацию бризантных ВВ, может быть использовано излучение оптических квантовых генераторов (ОКГ). В настоящее время таким способом достигнуто инициирование тэна, октогена, тетрила [1—5].

Взрывчатое превращение бризантных ВВ исследовалось при работе ОКГ в режиме модуляции добротности резонатора (длительность импульса излучения $t_n \sim 30$ нс) и в режиме свободной генерации ($t_n \sim$