

перегруппировке молекулы серы. Девиватограмма процесса представлена в работе [5]. Вся масса серы проходит это состояние, в результате чего выделяется избыточное тепло  $q_b$ . Горение же капли осуществляется как при испарении серы с поверхности (диффузионный режим), так и в результате выброса паров изнутри капли (взрывной режим). Поэтому всегда  $M_b < M$ .

По дифференциальной и интегральной кривым определено, что продолжительность I периода составляет 46%, II — 26% и III — 28% полного времени горения капли серы. При этом в периодах I и III сгорает 48% массы всей капли, а в периоде II — 52%. Если допустить, что  $M_d$  и  $M_b$  постоянны и соответствуют некоторым средним величинам, то получается, что во II периоде в чисто взрывном режиме сгорает 35% массы всей капли, а в диффузионном соответственно оставшиеся 17%. Отсюда видно, что взрывное горение по интенсивности превышает диффузионное примерно в 2 раза.

Из формулы (2) определим отношение интенсивности горения капли серы в суммарном процессе к интенсивности горения в чисто диффузионном процессе при  $T_r = 1000^\circ\text{C}$ .

$$\frac{M}{M_d} = \frac{M_b + M_d}{M_d} = \frac{\ln \left[ 1 + \frac{c_{II}(T_r - T_K)}{q_{II} - q_b} \right]}{\ln \left[ 1 + \frac{c_{II}(T_r - T_K)}{q_{II}} \right]} \approx 3,0,$$

откуда  $M_b/M_d \approx 2,0$ . Это также подтверждает справедливость полученной формулы (2).

Таким образом, путем решения исходного дифференциального уравнения получена формула для определения скорости горения капель серы, учитывающая диффузионное горение выброшенных изнутри капли паров серы.

Поступила в редакцию 11/X 1982,  
после доработки — 9/II 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Шелякин, И. С. Капошни. ЖПХ, 1977, 50, 2.
2. А. П. Шелякин, Б. Т. Васильев, А. Г. Воротников. ЖПХ, 1980, 53, 4.
3. А. П. Шелякин, С. В. Закарян, Б. Т. Васильев и др. Докл. АН СССР, 1978, 239, 5.
4. А. П. Шелякин, Б. Т. Васильев, А. Г. Воротников. ФГВ, 1980, 16, 2.
5. А. П. Шелякин, Б. Т. Васильев, А. С. Клепач. — В кн.: Минеральные удобрения и серная кислота. № 4. М., 1982.

### СТРУКТУРА ДИФФУЗИОННОГО ПЛАМЕНИ В НЕВЕСОМОСТИ

В. П. Самсонов  
(Чебоксары)

В открытых диффузионных пламенах значительная часть необходимого для горения кислорода доставляется в зону реакции за счет свободной конвекции, поэтому влияние свободноконвективного массопереноса на существование гетерогенного диффузионного пламени играет решающую роль. В случае гомогенного диффузионного пламени, когда скорость истечения струи горючего сравнима со скоростью конвективного подъема продуктов горения, влияние подъемных сил на турбулентность, температурное поле, длину и форму пламени остается весьма существенным [1—3]. Этим обусловлен тот факт, что в последние годы детальному изучению роли свободной конвекции, необходимому для раз-

работки более экономичных методов промышленного сжигания топлива, уделяется большое внимание.

Исследование пламени в условиях невесомости является одним из путей изучения закономерностей влияния конвекции на параметры пламени [4]. В отличие от традиционного метода изучения конвективных эффектов в поле перегрузок, создаваемых на центрифугах, при экспериментах в невесомости остаточное ускорение в каждой точке исследуемого объекта одинаково. Это значительно облегчает интерпретацию и анализ полученных данных. Однако число экспериментальных работ по исследованию горения в невесомости в настоящее время ограничено, а результаты противоречивы. Нет ясности в вопросе о возможности существования длительное время в невесомости гетерогенного диффузионного пламени в чисто «диффузионном» режиме. Так, например, авторы [5—7] приходят к выводу о неизбежности гашения диффузионного пламени в невесомости вследствие недостаточности подвода кислорода за счет диффузии. В то же время в работах [8—10] показано, что кислород проникает через расширяющуюся область продуктов горения вплоть до самой поверхности топлива, а в [11] отмечается, что диффузионное пламя парафина не затухало в течение всего времени существования невесомости, равного 12 с. Недостаточное количество экспериментальных работ по изучению горения в условиях невесомости усугубляется тем, что применявшиеся во всех предыдущих работах методы регистрации процесса сводились к получению прямых и шпиреп-фотографий, не дающих количественной информации о тепловой структуре пламени.

Цель настоящей работы — изучение диффузионных пламен этилового спирта и бензина в невесомости методом интерферометрии, который совместно с прямой съемкой позволяет определить не только границы светящейся зоны пламени, но и визуализировать зону расширяющихся продуктов сгорания и рассчитать температурное поле пламени.

В эксперименте горелка помещалась в герметически закрываемый контейнер внутренним объемом 30 л. В две противоположные стенки контейнера врезались плоскопараллельные оптические стекла. Контейнер поднимался на высоту 1,5 м, затем сбрасывался. Во время свободного падения горелка полностью изолировалась от воздействия стенок контейнера. Этим достигалось уменьшение остаточного ускорения до величины  $10^{-3} g$ . В момент прохождения контейнером рабочего поля интерферометра сдвига, собранного на базе тепевого прибора ИАБ-451, интерферограмму пламени визуализировали и регистрировали скоростной кинокамерой СКС-1М. Падающий контейнер вместе с исследуемым объектом находился в рабочем поле интерферометра около 0,04 с. Этого было недостаточно для съемки пламени в течение всего времени падения. Поэтому различные стадии процесса регистрировали при включении электрической искры, инициирующей горение, в различное время после начала падения. Максимальное время существования невесомости составляло 0,55 с.

Горелка представляла собой цилиндр из мелкопористого абразивного материала, нижний конец которого находился в колбе, наполненной этиловым спиртом или бензином. Диаметры использованных горелок (фитилей) варьировали от 4 до 20 мм. Высота выступающей из колбы части фитиля равна его диаметру. Исследование фитильных пламен легкоиспаряющихся топлив позволяло избежать влияния «смазывающего» эффекта вынужденной конвекции, и все изменения в структуре пламени приписывать только влиянию свободной конвекции.

Начальная серия экспериментов проводилась в нормальных гравитационных условиях. На рис. 1, а показаны фрагменты из интерференционного фильма, иллюстрирующие стадию развития пламени бензина от момента зажигания до выхода на стационарный режим. Влияние подъемных сил проявляется уже спустя 0,1 с после зажигания. Продукты горения, поднимаясь, образуют конвективную струю с начальной скоростью потока в ней около 30 см/с, и через 0,25 с пламя приобретает



Рис. 1. Начальная фаза горения бензина на фитиле диаметром 4 мм в нормальных гравитационных условиях (а) и при горении в невесомости (б).

форму и размеры, которые в дальнейшем не изменяются. Время формирования пламени как при горении этилового спирта, так и бензина остается почти одинаковым.

При горении бензина наблюдались яркосветящиеся коптящие пламена. Это давало возможность проводить прямую съемку свечения пламени как в нормальных гравитационных условиях, так и в условиях невесомости с помощью кинокамеры «Киев 16 СЗ», которая крепилась непосредственно к контейнеру. Прямые фотографии свечения пламени бензина для фитиля диаметром  $d = 4$  мм представлены на рис. 2. Видно, что в условиях невесомости длина пламени в несколько раз сокращается, граница светящейся зоны значительно приближается к поверхности фитиля, а сама область свечения принимает форму полусферы. Эксперименты с фитилями различной формы показали, что нижний край светящейся зоны пламени при горении в невесомости находится от поверхности фитиля вдоль его оси на расстоянии, примерно равном радиусу фитиля. Об этом свидетельствует зависимость расстояния, на котором находится нижний край светящейся зоны пламени, от радиуса фитиля, представленная на рис. 3. В общем случае для различных топлив это расстояние, очевидно, определяется взаимной скоростью диффузии испаряющегося топлива и окислителя.

Как видно из интерференционных картин пламени в невесомости для фитиля того же диаметра, представленных на рис. 1, б, горячие продукты реакции образуют прогрессивно расширяющуюся сферическую зону. Графики зависимостей размеров светящейся зоны и зоны продуктов сгорания от времени показаны на рис. 4. Они свидетельствуют о том, что в отличие от горения в нормальных гравитационных условиях, когда конвекция оказывает стабилизирующее влияние, горение в невесомости остается существенно нестационарным. Быстрое расширение

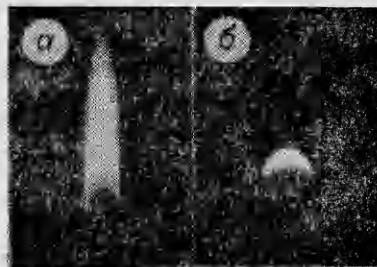


Рис. 2. Фотографии свечения пламени бензина при горении в нормальных гравитационных условиях (а) и при горении в невесомости (б).

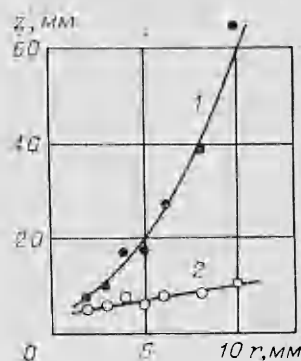


Рис. 3. Зависимость расстояния от зоны горения до поверхности фитиля от его радиуса.

1 — при горении в нормальных гравитационных условиях; 2 — при горении в невесомости.

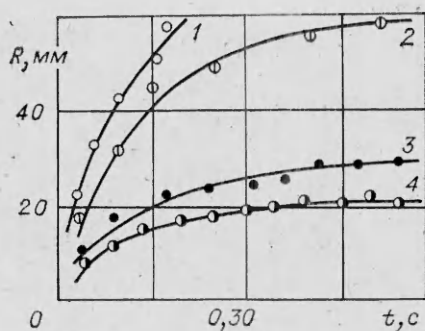


Рис. 4. Зависимости размеров светящейся зоны пламени (3, 4) и зоны продуктов сгорания (1, 2) от времени.  
1, 3 —  $d=8$  мм; 2, 4 —  $d=4$  мм.

горячих продуктов реакции приводит к увеличению расстояния, через которое диффундирует кислород, и вызывает медленный рост размеров светящейся зоны горения. Характер изменения размеров светящейся зоны и зоны горячих продуктов реакции при горении на фитиле аналогичен подобным зависимостям, полученным в [5] для горения отдельной сферической капли.

Расчет температурного поля пламени по интерференционным картинам проводился по методике, описанной в [12]. Она включала в себя получение поля показателя преломления в исследуемом объеме осесимметричного пламени и вычисление температуры по известным значениям показателя преломления с учетом соотношения Гладстона — Дейла [13] и связи между плотностью газа и его температурой. Процедура счета реализовывалась на ЭВМ ЕС-1020. Для интерференционных картин пламени, представленных на рис. 1 и соответствующих моменту времени  $t = 0,25$  с, рассчитанные температурные поля пламени бензина показаны на рис. 5. Штриховыми линиями на рис. 5 обозначена область пламени, которая не рассчитывалась вследствие несимметричности и была построена, исходя из характера расположения интерференционных полос.

Анализ карт изотерм показывает, что области температур от  $600^{\circ}\text{C}$  и выше совпадают по размерам, форме и положению с зонами свечения на прямых фотографиях пламени. Нижняя граница светящейся зоны приблизительно совпадает с изотермой  $500^{\circ}\text{C}$ , где градиенты температур максимальны. Это дает основание считать нижний край светящейся зоны зоной реакции, а области ниже и выше ее зоной испарения топлива и продуктов горения. Из рис. 5 видно, что максимальная температура пламени в невесомости несколько меньше, чем при горении в нормальных гравитационных условиях. Однако при этом градиент температуры у поверхности фитиля увеличивается в несколько раз.

В бедных гетерогенных диффузионных пламенах скорость горения лимитируется скоростью испарения топлива с поверхности, а поступление к поверхности выделяемого в зоне реакции тепла является главным фактором, определяющим скорость испарения топлива. Очевидно,

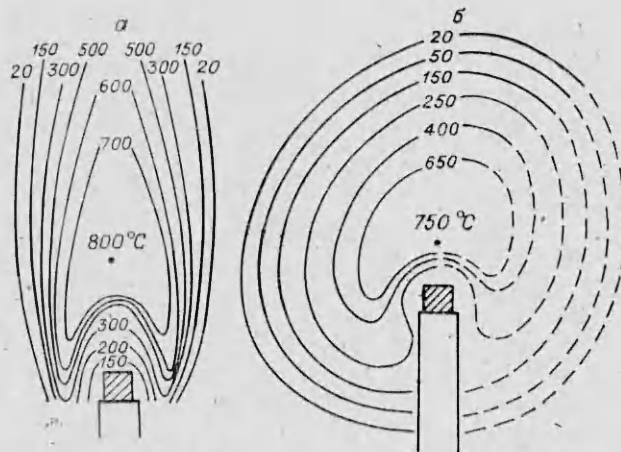


Рис. 5. Изотермы пламени бензина при горении в нормальных гравитационных условиях (а) и в невесомости (б);  $d = 4$  мм.

что в нормальных гравитационных условиях из зоны горения в единицу времени через единичное сечение конвекцией уносится количество тепла, равное  $\rho v c_p T$ , где  $\rho$  — плотность продуктов горения,  $v$  — скорость конвективного подъема продуктов горения,  $c_p$  — удельная теплоемкость продуктов горения при постоянном давлении,  $T$  — средняя по сечению температура продуктов горения. Кроме того, в нормальных гравитационных условиях, по сравнению с невесомостью, уменьшается количество тепла, доставляемое из зоны горения к поверхности топлива за счет теплопроводности. Полученные в работе закономерности зависимости температурного поля пламени от гравитационных условий позволяют оценить влияние сил тяжести на изменение обусловленного теплопроводностью теплового потока из зоны горения к поверхности.

При горении в невесомости и в нормальных гравитационных условиях величины тепловых потоков соответственно определяются выражениями

$$q_0 = \lambda \left( \frac{dT}{dz} \right)_{g=0}, \quad q_1 = \lambda \left( \frac{dT}{dz} \right)_{g=g_0}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности газа у поверхности топлива. При горении в невесомости фронт пламени удален от поверхности, как показано выше, на расстояние  $z$ , примерно равное радиусу фитиля, поэтому

$$\left( \frac{dT}{dz} \right)_{g=0} \approx \frac{T}{r}, \quad (2)$$

где  $r$  — радиус фитиля;  $T$  — температура в зоне горения. Значение градиента температуры при горении в нормальных гравитационных условиях можно определить, воспользовавшись формулой Бурке — Шумана для длины диффузионного газового пламени [14], которая может быть применена к гетерогенному диффузионному пламени [15]. В этом случае расстояние от фронта горения до поверхности можно выразить соотношением  $z \approx vr^2/D$  ( $D$  — коэффициент молекулярной диффузии кислорода воздуха), тогда

$$\left( \frac{dT}{dz} \right)_{g=g_0} \sim \frac{TD}{vr^2}. \quad (3)$$

Из (1)–(3) получаем

$$q_0/q_1 \approx vr/D. \quad (4)$$

Видно, что влияние гравитационных условий на величину обусловленного теплопроводностью теплового потока из зоны горения к поверхности топлива возрастает с увеличением размеров фитиля. Полученное соотношение (4) справедливо лишь для начальной фазы горения, так как основано на наблюдениях структуры пламени в невесомости в течение короткого промежутка времени после зажигания и может быть использовано при анализе условий воспламенения различных жидких топлив, полимерных материалов.

Поступила в редакцию 18/XI 1982,  
после доработки — 28/III 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. H. I. Pergament, E. S. Fishburne. Combust. Sci. Technol., 1978, 18, 3–4, 127.
2. В. К. Баев, П. П. Кузнецов, Н. А. Могильный и др. ФГВ, 1974, 10, 4, 485.
3. I. H. Cocharan, W. J. Musica. Thirteenth Symp. (Intern.) on Combust., Combust. Inst., Pittsburg, 1971.
4. F. Williams. — In: Combust. Exp. Zero-Grav. Lab. N. Y., 1981.
5. С. Кумаган. Горение. М.: Химия, 1979.
6. Н. М. Абдурагимов. ФГВ, 1969, 5, 2, 184.
7. J. K. Edward. J. Comput. Phys., 1981, 42, 1.
8. А. Д. Марголин, В. Г. Крупкин. Докл. АН СССР, 1978, 242, 6.
9. J. H. Kent, F. Williams. Fifteenth Symp. (Intern.) on Combust., Combust. Inst., Pittsburg, 1974.

10. S. S. Abdel — Khalik, S. Tamaru, M. M. El-Wakil. Fifteenth Symp. (Intern.) on Combust. Combust. Inst., Pittsburgh, 1974.
11. Р. Зигель. — В кн.: Успехи теплопередачи. М.: Мир, 1970.
12. С. А. Абриков. Уч. записки Каз. ун-та, т. 115, кн. 12, 1955.
13. С. А. Абриков. Теневые и интерференционные методы исследования оптических неоднородностей. Казань: Изд-во КГУ, 1962.
14. В. Пост. Взрывы и горение в газах. М.: ИЛ, 1952.
15. В. М. Мальцев, М. И. Мальцев, Л. Я. Кашпоров. Основные характеристики горения. М.: Химия, 1977.

## ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ СОДЕРЖАНИЯ КИСЛОРОДА В ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ НА ТЕПЛО- И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ГОРЕНИЯ ЛАМИНАРНЫХ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПЛАМЕН

В. С. Филалов, Н. Д. Щербаков, Н. К. Акст, М. Д. Островский  
(Караганда)

Изменение соотношения топливо — окислитель, характеризуемого коэффициентом избытка окислителя  $\alpha$ , широко используется для регулирования процесса горения. В этой связи представляет интерес рассмотрение связи теплофизических и ионизационных явлений в пламенах при различных  $\alpha$ , особенно из-за простоты и малой инерционности способов контроля электрофизических параметров факела. Важность последних для практики очевидна.

При изучении влияния коэффициента избытка окислителя на горение предпринята попытка многостороннего анализа протекающих процессов. В частности, изучены распределения электрического потенциала и температуры [1], положительных ионов [2], радикала водорода [3], возбужденных частиц  $\text{CN}^*$  и  $\text{C}_2^*$  [4] и некоторых устойчивых молекул, присутствующих в пламени [5].

Эксперименты проводили на ламинарных пламенах предварительно перемешанных смесей пропан-бутана с воздухом при  $\alpha = 0,4 \div 1,0$ , стабилизированных на кромке круглой металлической горелки диаметром  $d = 10$  мм. При этом число Рейнольдса во всех экспериментах поддерживалось постоянным и равным 1300.

Влияние  $\alpha$  на скорость горения  $u$ , объемную скорость тепловыделения  $\Phi$ , электрический потенциал  $\varphi$  и относительную концентрацию некоторых положительных ионов  $c$  иллюстрируется рис. 1. (Для уменьшения влияния аппаратных погрешностей концентрация ионов и производные от нее параметры представлены в относительных величинах, когда за единицу принято максимальное значение данного параметра при  $\alpha = 0,4$ .)

Если для теплотехнических характеристик ( $u$  и  $\Phi$ ) наблюдается монотонное увеличение значений по мере роста  $\alpha$ , то изменение электрофизических ( $\varphi$  и  $c$ ) имеет явно выраженный экстремальный характер. Отметим, что экстремальный характер изменения при варьировании  $\alpha$  свойствен не только электрофизическим параметрам, но и концент-

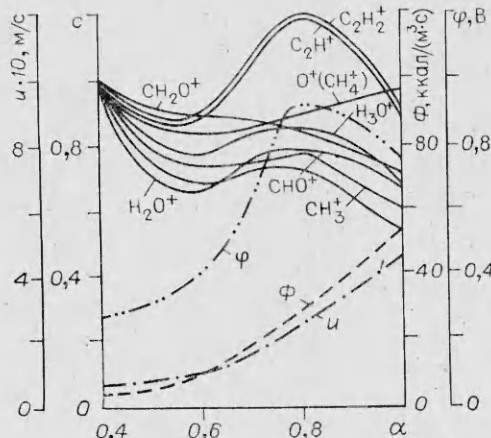


Рис. 1. Зависимость скорости горения, объемной скорости тепловыделения, электрического потенциала и относительных концентраций положительных ионов от коэффициента избытка воздуха.