

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Блинов, Г. Н. Худяков. Диффузионное горение жидкостей. М., Изд-во АН СССР, 1964.
2. Н. Н. Бахмац, Л. И. Алдабаев, И. Д. Сатинский.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1977.
3. Х. Эммонс. Вопросы ракетной техники, 1956, 6.
4. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М., Наука, 1965.
5. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. М., Энергия, 1968.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. М., Наука, 1964.
7. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 19, 10.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ БОГАТЫХ ПРОПАН-КИСЛОРОДНЫХ СМЕСЕЙ

*В. Н. Гудкович, Э. А. Грановский, Э. А. Штессель*  
(Северодонецк)

При определении концентрационных пределов распространения пламени важная роль принадлежит источнику зажигания. В настоящее время практически отсутствуют теоретические и экспериментальные работы, посвященные влиянию характеристик зажигания на пределы. В работах [1, 2] указывается лишь на неэффективность искровых источников зажигания по сравнению с зажиганием накаленной провололочкой. Вместе с тем на характеристики зажигания может оказать влияние естественная конвекция, развивающаяся за время задержки зажигания. В силу того, что процесс зажигания существенно нестационарный, судить о влиянии конвекции можно лишь после сопоставления характерных времен развития естественной конвекции и зажигания.

Настоящая работа посвящена исследованию характеристик развития естественной конвекции и зажигания богатых пропан-кислородных смесей накаленными провололочками.

### Методика эксперимента

Для исследования конвективного теплообмена и условий зажигания выбран электротермографический метод [3, 4], сущность которого заключается в том, что в исследуемую среду помещается электрически нагреваемая металлическая провололочка с известной зависимостью сопротивления от температуры. Провололочка является одновременно источником тепла и датчиком температуры.

На рис. 1 схематически показаны основные узлы экспериментальной установки. Камера представляет собой прямоугольный стальной параллелепипед с полезным объемом  $250 \times 250 \times 60$  мм, снабженный окнами из оптического стекла, которые обеспечивали наблюдение за всем полем камеры на теневом приборе ИАБ-451. Нижний ее конец через клапан сообщался с ресивером объемом  $0,3 \text{ м}^3$ , заполненным азотом. Исследуемая смесь готовилась в отдельном смесителе и запускалась в предварительно отвакуумированную камеру. Провололочка нагревалась с помощью стабилизатора напряжения МТКС-35М. Специальная схема обеспечивала синхронизацию подачи напряжения с работой камеры СФР-2 с низкооборотным двигателем. Выходное напряжение моста регистрируется на осцил-

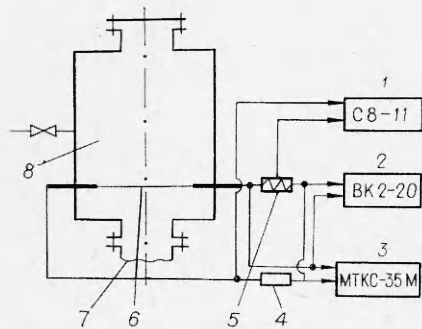


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — осциллограф; 2 — цифровой вольтметр; 3 — стабилизатор напряжения; 4 — манганиновое сопротивление; 5 — высокоомный делитель; 6 — проволоочка; 7 — клапан; 8 — камера.

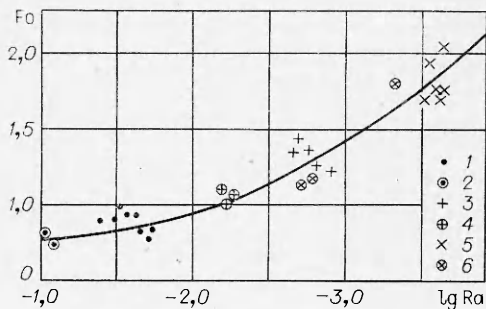


Рис. 2. Зависимость времен развития конвекции  $Fo = (Ra)$  для никелевых (1-4) и вольфрамовых (5, 6) проволоочек.

$d$ , мм: 1, 2 — 0,2, 3, 4 — 0,08, 5, 6 — 0,04;  $p$ , атм: 1, 3, 5 — 1, 2, 4 — 2, 6 — 3.

лографе С8-11 с помощью цифрового вольтметра ВК2-20. По их показаниям рассчитываются электротехническая мощность  $q$  и сопротивление проволоочки  $R$ . Относительная погрешность определения  $q$  и  $R$  не превышала 3%. Длина проволоочек  $l$  во всех случаях была много больше диаметра ( $l/d > 800$ ), поэтому распределение температуры по длине не учитывалось [4]. Диаметр проволоочек достаточно мал ( $d \leq 0,2$  мм), поэтому можно пренебречь распределением температуры по сечению проволоочки.

#### Нестационарные характеристики и теплообмен в инертной среде

Развитие конвекции от горизонтально расположенных проволоочек исследовалось в среде азота при давлениях 1, 2 и 3 атм. Использовались никелевые ( $d = 0,08; 0,2$  мм) и вольфрамовые проволоочки ( $d = 0,04$  мм). После подачи напряжения через некоторое время температура проволоочки достигала постоянного значения. Это соответствовало условиям установившегося теплообмена от проволоочки. В силу того, что не существует порога естественной конвекции от горизонтально нагретого цилиндра [5], можно предположить, что время установления температуры проволоочки связано со временем развития естественной конвекции ( $t_k$ ). Температура проволоочки  $T$  определяется уравнением

$$c_m \cdot \rho_m \frac{\partial T}{\partial t} V = q - \alpha S (T - T_0) - \epsilon \sigma (T^4 - T_0^4) S, \quad (1)$$

где  $c_m$  — теплоемкость проволоочки;  $\rho_m$  — плотность;  $V$  — объем проволоочки;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи;  $\epsilon$  — степень черноты;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана; значения  $\epsilon$  и  $\sigma$  брались из [6].

Скоростная киносъемка позволила проследить за динамикой развития нагретого слоя около проволоочки при подаче на нее постоянного напряжения. Сначала прогретый слой увеличивается в размерах симметрично относительно проволоочки, а затем начинает всплывать вверх. Нижняя его граница стабилизируется на некотором расстоянии от проволоочки, а верхняя продолжает всплывать. Далее по мере всплывания верхняя граница до некоторого момента сохраняет резкие очертания, а затем начинает размываться, турбулизируется. Сравнение данных киносъемки с осциллограммами  $T(t)$  позволило установить, что  $t_k$  приблизительно соответствует моменту стабилизации нижней границы прогретого слоя.

По известной зависимости сопротивления от температуры  $R(T)$  [7] и измеренному  $q$  из выражения (1) можно вычислить зависимость  $\alpha(t)$ .

В стационарных условиях из (1) получается закон теплообмена от проволоочки при наличии естественной конвекции. Время установления температуры проволоочки зависит от ее теплофизических свойств и окружающей среды. Поэтому обработку экспериментальных результатов по определению времени развития конвекции удобно проводить в виде зависимости

$$Fo = f(Ra),$$

где  $Fo = at/d^2 \cdot c\rho/c_m\rho_m$  — число Фурье;  $Ra = g\beta(T_1 - T_0)d^3/\nu\alpha$  — число Рэлея;  $T_1$  — температура проволоочки;  $a$  — коэффициент температуропроводности газа;  $c, \rho$  — удельная теплоемкость и плотность газа;  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости. Все параметры, входящие в числа  $Fo$  и  $Ra$ , определяются при средней интегральной температуре.

На рис. 2 показана зависимость  $Fo(Ra)$ , которую для различных проволочек, температур и давлений удалось описать единым уравнением:

$$Fo = 0,4 + 0,18Ra^{-0,25} (10^{-3} < Ra < 1). \quad (2)$$

Основные результаты по теплопередаче от проволоочки в стационарных условиях представлены на рис. 3. Особенность данных опытов заключается в том, что они проводились при значительных перепадах температур, т. е. в данном случае должна иметь место следующая зависимость для числа Нуссельта:  $Nu = Nu(Ra, T_1/T_0)$ . Обработка результатов приводит к следующему закону теплообмена от нагретых проволочек в условиях естественной конвекции:

$$Nu = 0,45 + Ra^{1/8} (0,43 + 0,25T_1/T_0) \quad (3)$$

при  $300 < T_1 < 1400$  К. Выражения (2) и (3) позволяют рассчитать время развития конвекции и интенсивность теплообмена от горизонтальных проволочек.

### Зажигание пропан-кислородных смесей

Исследовались смеси, лежащие в области между пределами распространения пламени вниз и вверх, т. е. объемное содержание кислорода менялось от 50 до 58,5%. Опыты проводились при атмосферном давлении. Для поджигания использовались проволоочки из вольфрама ( $d = 0,04$  мм) и вольфрам-ренийевых сплавов ( $d = 0,1$  мм). Никелевые проволоочки оказались непригодными из-за большого каталитического эффекта. В соответствии с [8] по виду осциллограмм можно выделить три режима. Первый — режим медленного окисления, когда видимое пламя отсутствует. При  $T_1 > 1100$  К в этом режиме эффективный коэффициент теплообмена, рассчитанный по формуле (3), приблизительно на 20% выше рассчитанного непосредственно по выделяемой электрической мощности, а  $t_k$  несколько ниже определенного по формуле (2). Это, видимо, связано не столько с реакцией в газовой смеси, сколько с окислением металла, так как при длительном нагреве ( $t > 1$  с) проволоочки постепенно накалялись при неизменном напряжении. Начальное сопротивление проволоочки за время  $\sim 1$  с менялось на 5%. В большинстве случаев с зажиганием изменение начального сопротивления не превышало 2%, что вносило погрешность при определении температуры не более чем на  $\pm 25^\circ$ . Второй режим — нормальное зажигание — характеризуется резко выраженным скачком зависимости  $R(t)$  и сопровождается распространением в камере пламени.

При третьем режиме (вырожденное зажигание) отсутствует резко выраженный скачок на зависимости  $R(t)$ , наблюдается распространение пламени. Он соответствует очень большим значениям  $q$ . Смеси с содержа-

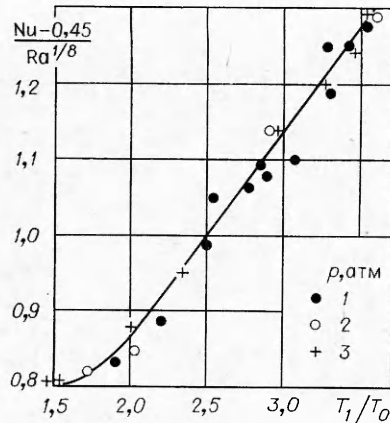


Рис. 3. Теплопередача от вольфрамовой проволоочки с  $d=0,04$  мм в стационарных условиях.

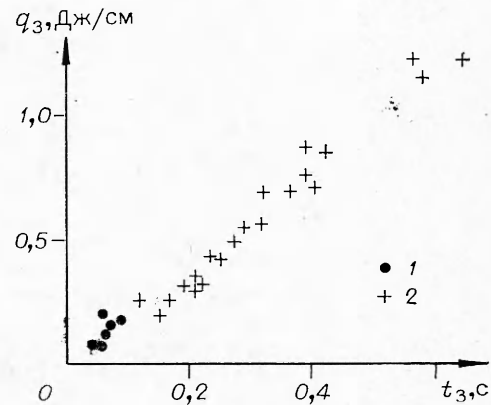


Рис. 4. Зависимость  $q_3(t_3)$ .  
1 — вольфрам,  $d=0,04$  мм; 2 — ВР-5; ВР-20,  $d=0,1$  мм.

нием  $O_2$  менее 53% зажигались проволочкой диаметром 0,04 мм только по механизму третьего режима. При обработке экспериментальных данных рассматривались только нормальные режимы зажигания.

В опытах определялись времена задержки зажигания  $t_3$  (время от начала подачи напряжения до появления скачка на зависимости  $R(t)$ ). Температура при  $t = t_3$  принималась за температуру зажигания  $T_3$ , а электрическая мощность при  $t = t_3$  за критический тепловой поток зажигания  $q_3 = q/S$ .

Поправки на излучение и нестационарный нагрев проволоочки не вводились, так как они были в пределах погрешности, вызываемой окислением проволоочки. Микросъемка показала, что обычно зажигание начинается на некоторой части проволоочки и лишь затем распространяется по всей длине. Это неодновременное зажигание очень сильно сказывается на последующем развитии пламенного очага (на его форме). Зависимость энергии зажигания  $q_3$ , рассчитанная на единицу длины проволоочки, от времени задержки зажигания представлена на рис. 4. На рис. 5 представлена зависимость времени задержки зажигания от температуры проволоочки. Обработка данных методом наименьших квадратов дает следующее аппроксимирующее уравнение:

$$\ln Fo_* = 20,5/T_3 - 15,4. \quad (4)$$

Такой вид зависимости указывает, что влияние конвекции на время задержки зажигания несущественно. Действительно, из тепловой теории зажигания [8] следует, что  $t_3 \sim \exp(E/RT_3)$ . Из (4) получаем некоторое эффективное значение энергии активаций  $E_{эфф} = 41$  ккал/моль, которое достаточно хорошо согласуется с величинами энергий активации для различных углеводородов, полученных по данным по зажиганию газовых смесей в потоке [9].

Используя условие зажигания в виде [8]

$$q_3^2 = \lambda Q k_0 \frac{RT_3^2}{E} \exp\left(-\frac{E}{RT_3}\right), \quad (5)$$

где  $Q$  — тепловой эффект, а  $k_0$  — предэкспонент, и подставляя в (5) экспериментально определенные значения  $q_3$  и  $T_3$ , получаем  $\ln Qk_0 = 31 \pm \pm 0,5$ . С учетом погрешности в определении  $T_3$  и  $q_3$  можно считать величину  $Qk_0$  постоянной.

Выражения (2)–(5) позволяют оценить влияние естественной кон-

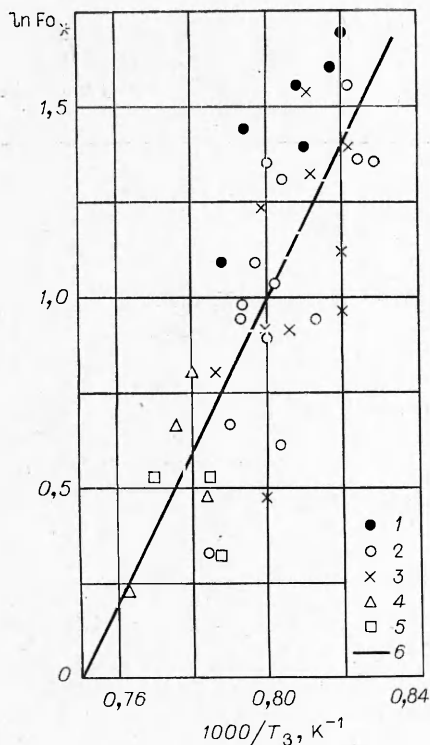


Рис. 5. Зависимость  $Fo(T_a)$ ; ВР-20.  
Содержание  $O_2$ , % ( $d=0,1$  мм): 1 —  $50 \pm 1$ , 2 —  $54 \pm 1$ ,  
3 —  $60 \pm 3$ ;  $d=0,04$  мм: 4 —  $54 \pm 1$ , 5 —  $58 \pm 1$ ; 6 — урав-  
нение (4).

векции на процесс зажигания. Конвекция будет влиять на процесс зажигания, если время задержки зажигания ( $Fo_*$ ) окажется больше времени развития конвекции  $Fo$ , т. е. если выполняется условие  $s = Fo/Fo_* < 1$ . При  $s > 1$  зажигание произойдет раньше, чем конвекция успеет развиться. Из условия  $s = 1$  можно определить предельную связь между параметрами, когда конвекция будет влиять на процесс. Непосредственные расчеты показывают, что минимальная температура зажигания, при которой конвекция еще успевает развиться за время задержки зажигания, слабо зависит от числа  $Re$ , меняясь от 1180 до 1225 К. Таким образом, почти все экспериментальные результаты по зажиганию относились к условиям, соответствующим  $s > 1$ , поскольку при температурах, меньших 1180 К, исследуемые смеси не зажигались.

Можно предположить, что наличие конвекции приводит к критическим условиям зажигания, так как в этом случае вокруг бесконечного горизонтального цилиндра возможно существование стационарного температурного поля. Выражения (3) и (5) позволяют оценить критические температуры воспламенения для различных диаметров проволочек. Оценки показывают, что полученные таким образом температуры зажигания больше рассчитанных из условия  $s = 1$ . Это говорит, что в данных экспериментальных условиях после развития конвекции зажигание становилось невозможным.

Поступила в редакцию  
25/VI 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. В. Андреева и др. Химическая промышленность, 1975, 2, 105.
2. В. Н. Гудкович и др. — В сб.: Проблемы пожаро- и взрывобезопасности технологического оборудования. М., 1977.
3. А. Г. Мерзханов. ФГВ, 1973, 9, 4.
4. A. G. Merzhanov et al. Comb. and Flame, 1977, 29, 1.
5. Г. З. Гершуни, Е. М. Жуховицкий. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М., Наука, 1972.
6. Методы измерения температур в промышленности. М., Metallurgizdat, 1952.
7. Справочник химика. Т. 4. М., Химия, 1974.
8. A. G. Merzhanov, A. E. Averson. Comb. and Flame, 1971, 116, 89.
9. Л. Н. Хитрин. Физика горения и взрыва. М., Изд-во МГУ, 1957.