

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Самсонов.— В кн.: Редкоземельные металлы и их соединения. Киев: Наукова думка, 1970.
2. Х. Новотный. Усп. хим., 1958, 27, 3.
3. В. И. Розенбанд, Е. А. Макарова. ФГВ, 1976, 12, 5.
4. В. А. Грива, В. И. Розенбанд.— В кн.: Проблемы технологического горения. Т. 1. Черноголовка, 1981.
5. А. Л. Брейтер, В. М. Мальцев, Е. И. Попов. ФГВ, 1977, 13, 4.
6. Г. Б. Наумов, Б. Н. Рыженко, И. Л. Ходаковский. Справочник термодинамических величин. М.: Атомиздат, 1971.
7. В. И. Розенбанд, Л. Ф. Афанасьева. Порошковая металлургия, 1978, 6.
8. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ДИФФУЗИОННОГО ФАКЕЛА РАСПЫЛЕННОГО ЖИДКОГО ТОПЛИВА

*С. И. Барановский, В. П. Николенко, А. И. Турищев*  
(Москва)

Несмотря на широкое распространение двигателей и других энергетических установок, использующих жидкое топливо, теория горения таких топлив в движущемся потоке окислителя еще далека от завершения. Расчет затопленного турбулентного факела двухфазной газок капельной смеси требует решения сопряженной задачи, т. е. в эйлеровом поле течения турбулентной газовой струи необходимо решать лагранжевы уравнения для капель [1].

В работе [2] показано, что основные характеристики горения керосинового факела высокоскоростной пневматической форсунки близки к таковым для диффузионного факела газообразного топлива. Цель данной работы — получение информации о турбулентных характеристиках затопленного керосино-воздушного факела.

### Экспериментальная установка

Основным элементом экспериментальной установки для исследования структуры турбулентной неизотермической двухфазной струи является коаксиальная пневматическая форсунка, через центральную трубку которой с толщиной стенки 0,15 и диаметром 0,3 мм подавался керосин ТС-1, а через кольцевую щель шириной 0,3 мм — воздух. Скорость течения воздуха изменялась в пределах 150—300 м/с, а начальная концентрация керосина  $G_0 = G_T / (G_T + G_B)$  в диапазоне 0,37—0,50, где  $G$  — массовый расход фаз.

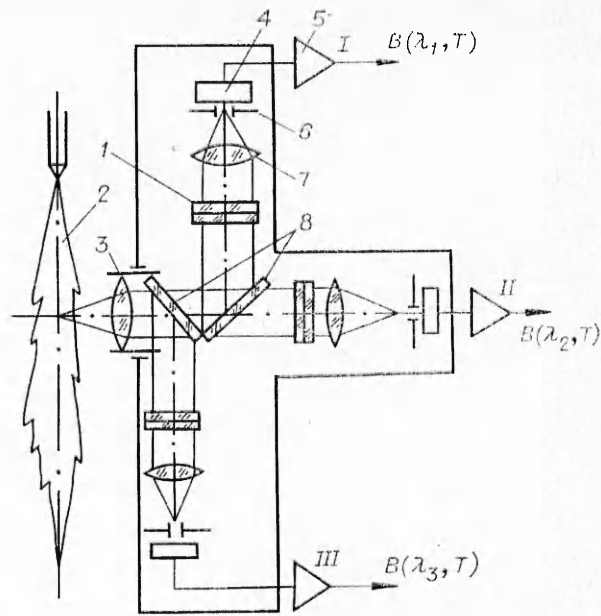
Установка снабжена системой стандартных измерений расходов, давлений и температур обоих компонентов. Для уверенной стабилизации исследуемого керосинового факела применялся кольцевой стабилизатор со вспомогательными микрофакелами водорода. Расход водорода не превышал  $5 \cdot 10^{-6}$  кг/с и его влиянием на длину и структуру факела можно пренебречь. Пневматическая форсунка помещалась на координатной стойке с тремя степенями свободы.

### Приборы и методика измерений

Цветовая температура пламени и ее пульсации измерялись специально спроектированным и изготовленным в стендовом варианте прибором. Излучение исследуемой зоны пламени (рис. 1) фокусируется объективом и светоделительными пластинами расщепляется на три пучка. С помощью интерференционных фильтров в каждом канале выделяются уз-

Рис. 1. Прибор для регистрации интенсивности излучения пламени.

1 — интерференционные фильтры; 2 — исследуемый объект; 3 — объектив; 4 — фотоприемники; 5 — усилитель; 6 — диафрагмы; 7 — собирающие линзы; 8 — светоделительные пластины.



кие участки спектра с длинами волн  $\lambda_1, \lambda_2$  и  $\lambda_3$  соответственно. Собирающими линзами излучение фокусируется на фотоприемники, перед которыми установлены диафрагмы. Сигналы с фотоприемников усиливаются и подаются на регистрирующий прибор.

Для определения осредненной температуры пламени используются каналы I и III, усилители которых выполнены интегрирующими. По закону Вина, интенсивность излучения в каждом канале находится из выражения [3]

$$B(\lambda, T) = C_1 \lambda^{-5} \varepsilon_\lambda \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right),$$

где  $\lambda$  — длина волны;  $T$  — температура;  $C_1$  и  $C_2$  — константы;  $\varepsilon_\lambda$  — спектральный коэффициент излучения, для близких длин волны его можно считать постоянным. Прологарифмировав отношение интенсивностей излучения в каналах I и III, получим

$$\ln \frac{B(\lambda_1, T)}{B(\lambda_3, T)} = -5 \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_3} + C_2 \left( \frac{1}{\lambda_3} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \frac{1}{T},$$

откуда

$$T = \frac{C_2 (\lambda_3^{-1} - \lambda_1^{-1})}{\ln \left[ \frac{B(\lambda_1, T)}{B(\lambda_3, T)} \right] + \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_3}}.$$

В данном случае  $T$  можно считать осредненной температурой пламени  $T = \bar{T}$ , так как  $B(\lambda_1, T)$  и  $B(\lambda_3, T)$  интегрируются по времени.

Для определения мгновенных значений температуры служит канал II прибора, позволяющий зарегистрировать пульсации интенсивности излучения по длине волны  $\lambda_2$ ,  $B(\lambda_2, T) = f(\tau)$ . Задача состоит в том, чтобы связать пульсации интенсивности излучения с уже известным математическим ожиданием  $\bar{T}$  и получить пульсации температуры. Непосредственная тарировка канала II не приводит к желаемым результатам, так как коэффициент черноты факела не известен и не постоянен.

Пусть за интервал времени  $\Delta t$  зарегистрировано максимальное и минимальное значения интенсивности излучения  $B_{\max}$  и  $B_{\min}$ , соответствующие  $T_{\max}$  и  $T_{\min}$ . Для этих температур запишем уравнения Вина

$$B_{\max} = C_1 \lambda_2^{-5} \varepsilon_\lambda \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_2 T_{\max}}\right), \quad (1)$$

$$B_{\min} = C_1 \lambda_2^{-5} \varepsilon_\lambda \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_2 T_{\min}}\right). \quad (2)$$

Считая  $\varepsilon_\lambda$  неизменным в интервале  $\Delta T = T_{\max} - T_{\min}$ , из (1) и (2) получим

$$\ln \frac{B_{\max}}{B_{\min}} = \frac{C_2}{\lambda_2} \left( \frac{1}{T_{\min}} - \frac{1}{T_{\max}} \right).$$

При допущении

$$T_{\min} = T - 0,5\Delta T, \quad T_{\max} = T + 0,5\Delta T \quad (3)$$

после преобразования находим

$$\Delta T = \sqrt{\left( \frac{2C_2}{\lambda_2 \ln \frac{B_{\max}}{B_{\min}}} \right)^2 + 4T^2} - \frac{2C_2}{\lambda_2 \ln \frac{B_{\max}}{B_{\min}}}.$$

Записав уравнения, аналогичные (1) и (2) для  $T_{\max}$  и текущего значения  $T(\tau)$ , после преобразований приходим к выражению

$$T(\tau) = \frac{T_{\max}}{\frac{\lambda_2}{C_2} \ln \frac{B_{\max}}{B(\tau)} T_{\max} + 1}.$$

Таким образом, пульсации излучения  $B = f(\tau)$  легко преобразуются в пульсации температуры  $T = \varphi(\tau)$ , что позволяет провести их статистическую обработку и построить функцию плотности распределения вероятности температуры. Если при этом полученная функция не соответствует допущению (3), на ее основе делается новое допущение и организуется итерационный процесс.

Поскольку в данной работе авторов интересовало качественное измерение пульсаций температуры по длине факела, экспериментально определялась только амплитуда  $\Delta T$  и относительная амплитуда  $\delta T = \Delta T/T$ , которая в рамках качественного анализа может служить аналогом относительной интенсивности турбулентности температуры  $T_{\text{т}} = (\overline{T'^2})^{1/2}/\overline{T}$ . Выбросы  $T_{\max}$  и  $T_{\min}$ , а следовательно, и  $\Delta T$  за любой отрезок времени носят случайный характер, поэтому  $\Delta T$  определялось как среднееарифметическое из нескольких замеров.

Для более глубокого понимания процессов, происходящих в турбулентном факеле при сжигании жидкого топлива, измеряли также такие параметры, как дисперсность (средний объемно-поверхностный диаметр капель  $d_{32}$ ) и объемная концентрация  $c_v$  жидкой фазы, концентрация несгоревших углеводородов, кислорода и продуктов реакции. Методика бесконтрольных измерений  $d_{32}$  и  $c_v$  изложена в работе [2]. Газовые пробы отбирали охлаждаемым паянником с последующим анализом на хроматографе.

### Результаты эксперимента

Основные параметры факела вдоль оси струи представлены на рис. 2. Скорость воздуха  $U_0 = 245$  м/с,  $G_a = 0,267$  г/с,  $G_0 = 0,44$ ,  $Re = 5,5 \cdot 10^3$ . При удалении от среза сопла концентрация жидкой фазы  $c_v$  резко уменьшается, при  $x/d_0 = 80$  процесс испарения полностью завершается. Причем уже на расстоянии 20 калибров  $c_v$  уменьшается более чем в 5 раз. В то же время вид кривой изменения концентрации несгоревших углеводородов говорит о том, что на оси факела существует протяженная зона переобогащенной смеси, горение которой происходит ниже по потоку по мере проникновения кислорода, переносимого сюда механизмом турбулентной диффузии.

Рост среднего размера капель в начальной зоне пламени объясняется быстрым испарением мелких фракций. Интенсивный рост  $T$  также начинается в зоне, где  $c_v$  достаточно мала, что хорошо коррелирует с моделью диффузионного механизма горения испаренного топлива, а не жидких капель [4, 5]. Интенсивный рост  $T$  сопровождается и увеличе-

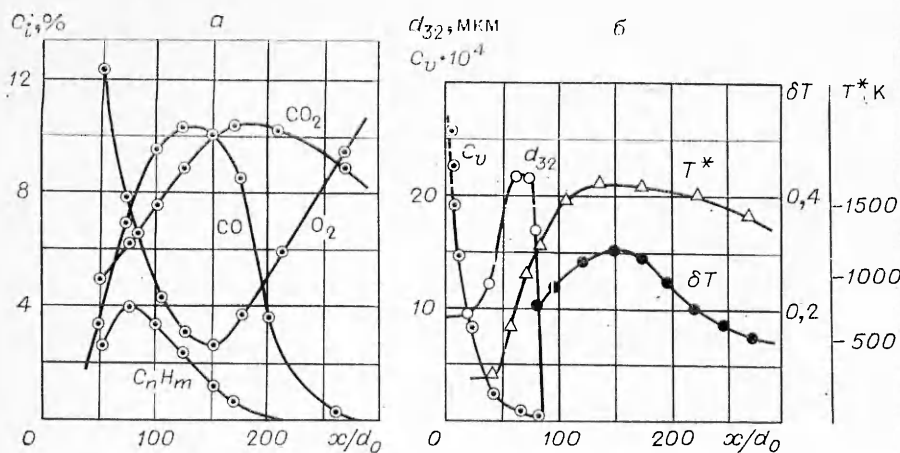


Рис. 2. Измерение основных параметров факела вдоль его оси.

нием  $\Delta T$ , причем максимумы лежат в одной зоне. Кривые влияния начальной концентрации топлива  $G_0$  на распределение температуры в факеле приведены на рис. 3. Видно, что увеличение концентрации топлива (за счет роста расхода жидкой фазы) приводит к уменьшению максимума температуры и его смещению вниз по потоку, что объясняется перенасыщением смеси топливом в зоне реакции.

На рис. 4 показано изменение концентрации несгоревших углеводородов для различных значений  $G_0$ . Рост  $[C_nH_m]$  в начальной зоне пламени говорит о том, что процесс испарения преобладает над выгоранием топлива. Максимум концентрации наблюдается в точке, где исчезает жидкая фаза. Рост  $G_0$  приводит к повышению максимума концентрации несгоревших углеводородов и к более пологому уменьшению ее вниз по потоку.

Из рис. 5, где показано изменение концентрации  $O_2$  для тех же значений  $G_0$ , видно, что менее интенсивное выгорание топлива при больших  $G_0$  объясняется недостатком кислорода на оси факела. На рис. 6 для тех же  $G_0$  показано изменение относительной амплитуды пульсаций температуры  $\delta T$  по оси факела. В зоне начала горения пульсации тем меньше, чем выше  $G_0$ . Возможно это объясняется тем, что большая концентрация жидких частиц в начальной зоне факела в большей степени подавляет турбулентность, снижая пульсации концентрации и, следовательно, пульсации температуры, что хорошо согласуется с гипотезой Г. Н. Абрамовича [6].

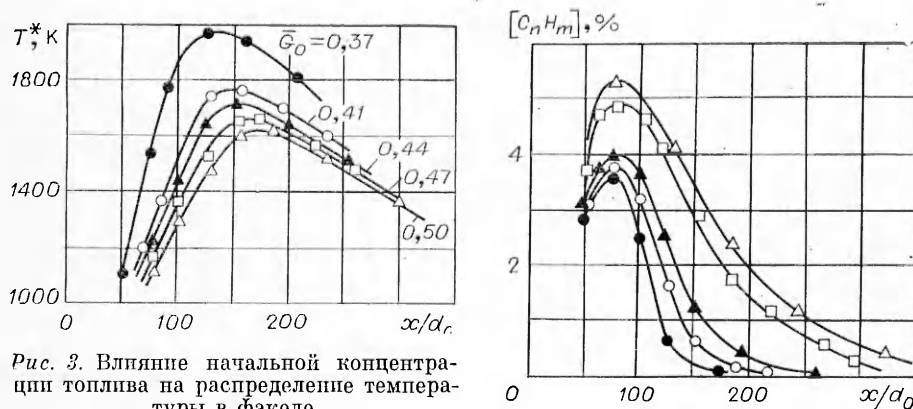


Рис. 3. Влияние начальной концентрации топлива на распределение температуры в факеле.

Рис. 4. Распределение концентрации несгоревших углеводородов при различных начальных концентрациях топлива.

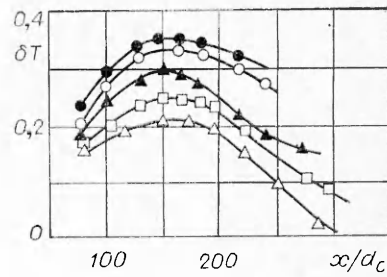
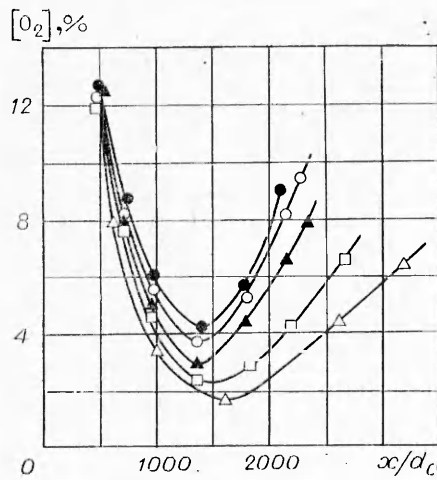


Рис. 6. Изменение относительной амплитуды пульсаций температуры вдоль оси факела.

Рис. 5. Распределение концентрации кислорода в факеле при различных начальных концентрациях топлива.

Далее, сравнивая рис. 4 и 6, можно отметить, что пульсации температуры возрастают тем сильнее и достигают тем большего значения, чем круче идет кривая выгорания топлива. Очевидно, основной вклад в развитие турбулентных пульсаций вносится процессом горения. Следует также отметить, что при возрастании  $G_0$  максимум  $\delta T$  смещается вниз по потоку и достаточно близко совпадает с минимумом концентрации кислорода.

На рис. 7 приводятся кривые изменения основных параметров в радиальном направлении в сечении  $x/d_0 = 83$ . Как и в факеле газообразного топлива отчетливо выражен фронт реакции, совпадающий с максимумами температуры и концентрации кислорода. Это еще один довод в пользу того, что двухфазная керосино-воздушная смесь горит по диффузионному механизму, что впервые отмечено в [4] и подтверждено в [5]. Максимум  $\delta T$  лежит с внешней стороны фронта реакции. Аналогичный результат в работе [7] получен для газового факела.

Влияние начальной скорости истечения воздуха на осевое распределение пульсаций температуры при  $G_0 = 0,44$  показано на рис. 8. Как и следовало ожидать, увеличение скорости воздуха приводит к росту турбулентности во всей зоне факела. При этом максимум пульсаций смещается вверх по потоку, что можно объяснить интенсификацией процесса смешения.

Комплексное экспериментальное исследование турбулентного затопленного факела распыленного пневматической форсункой керосина позволяет сделать следующие выводы.

1. Результаты измерения концентрации и среднего размера капель керосина, а также концентраций компонентов и продуктов горения однозначно показывают, что горение происходит по диффузионному меха-

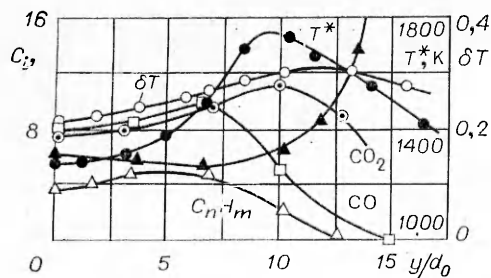


Рис. 7. Распределение основных параметров факела в сечении  $x/d_0 = 83$ .

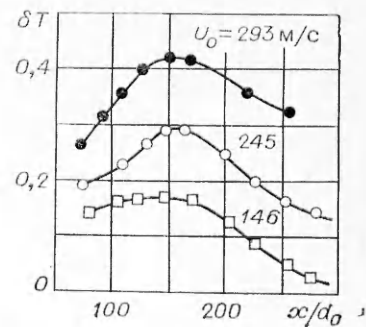


Рис. 8. Влияние начальной скорости истечения воздуха на осевое распределение пульсаций температуры.

низму, весьма близкому к горению затопленных струй газообразных углеводородных топлив. Горение капель или паровых облаков вокруг них в данной работе не отмечено.

2. Степень турбулентности (или ее аналог) в исследованном факеле возрастает по длине до максимальных значений порядка 30—40%, затем медленно уменьшается. Максимальная степень турбулентности соответствует областям, непосредственно граничащим с зоной реакции. Качественный характер изменения турбулентных характеристик факела распыленного керосина мало отличается от такового для затопленного факела газообразных углеводородных топлив.

Поступила в редакцию 20/XI 1984,  
после доработки — 21/I 1985

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кроу, Шарма, Сток. Теоретические основы инженерных расчетов, 1972, 99, 2, 150.
2. С. П. Бараповский, В. П. Николаенко, А. И. Туринцев.— В кн.: Структура газожидких пламен. Ч. 2. Новосибирск, 1983.
3. В. П. Николаенко, А. И. Туринцев.— В кн.: Научно-методические материалы по процессам и характеристикам авиационных двигателей. М., 1984.
4. Y. Onuma, M. Ogasawara. 15-th Symp. (Intern.) on Combustion. V. 1. Tokio, 1974.
5. N. A. Chigier. Prog. Ener. Comb. Sci., 1976, 2, 1, 97.
6. Г. Н. Абрамович. Докл. АН СССР, 1970, 190, 5, 1052.
7. W. Lenz, R. Günter. Comb. Flame, 1980, 37, 1, 63.

### ВЛИЯНИЕ ДИССОЦИАЦИИ НА ПРЕДЕЛЬНЫЕ РАЗМЕРЫ ГОРЕНИЯ ПЕРЕМЕШАНЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

А. Д. Марголин, В. Г. Крупкин

(Москва)

Наличие потерь тепла из зоны горения (излучение, теплопередача к стенкам) приводит к появлению пределов горения перемешанных газовых смесей: предельные диаметр и концентрация. Классическая теория Я. Б. Зельдовича [1] дает понижение температуры на пределе  $\Delta T = RT_{00}^2/E$ , снижение скорости распространения пламени в  $\sqrt{e}$  раз и постоянный критический критерий Пекле  $Pe_0^* = u_0 d/\kappa = \text{const}$ , где  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $T_{00}$  — адиабатическая температура горения перемешанной смеси;  $E$  — эффективная энергия активации реакции горения;  $u_0$  — скорость распространения пламени в отсутствие потерь тепла;  $d$  — предельный диаметр горения;  $\kappa$  — коэффициент температуропроводности исходной смеси.

Теория [1] построена без учета диссоциации, т. е. для разбавленных смесей. В связи с тем, что для кислородных и обогащенных кислородом смесей диссоциация существенна, в настоящей работе теория пределов развита с учетом диссоциации, причем  $Pe_0^*$  становится функцией энергии и степени диссоциации.

В отсутствие диссоциации  $\Delta T$  (при постоянной теплоемкости) линейно изменяется с теплотериями из зоны горения  $\Delta q$ . При наличии диссоциации эта связь становится нелинейной. Температура уменьшается медленнее при увеличении  $\Delta q$  благодаря зависимости степени диссоциации от температуры.

Анализ показал, что падение температуры на пределе при учете диссоциации оказывается несколько меньшим, чем в классическом случае, а  $Pe_0^*$  уменьшается по мере увеличения адиабатической температуры горения исходной смеси (и соответственно степени диссоциации) и составляет примерно половину для стехиометрических смесей углеводород + кислород по сравнению с  $Pe_0^*$  для аналогичных систем углеводород + воздух. Влияние диссоциации должно приводить к тому, что горе-