

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. Д. Снегирева, П. А. Теснер. Тр. ВНИИГАЗ. Вып. 40/48, «Гедра», 1968.
2. В. Ф. Суровикин, П. А. Теснер. Газовая промышленность. 1965, 5.
3. Н. Н. Семенов. О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности. М., Изд-во АН СССР, 1958.
4. D. Gau, G. B. Kistakowsky a. o. J. Chem. Phys., 1965, 43, 5.
5. П. А. Теснер, В. Н. Альтшулер. Газовая промышленность. 1969, 6.
6. C. F. Aten, E. F. Greene. Disc. Faraday Soc., 1956, 22, 162.

УДК 536.468

ПРИМЕНЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ ИОНИЗАЦИОННОГО ТОКА К ОПРЕДЕЛЕНИЮ СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЛАМЕНИ

Е. Хомяк, Ю. Ярославский

(Варшава)

Проблема установления структуры турбулентного пламени, являющаяся одной из основных в теории сгорания, еще далеко не решена. На первый взгляд кажется, что задача проста. Следует ответить на вопрос: присутствуют ли в турбулентном пламени ламинарные фронты и в каких условиях, какова структура и конфигурация этих фронтов, есть ли в этом пламени зона объемной реакции, в каких условиях появляются промежуточные структуры.

Главная трудность заключается в выборе метода. Оптические методы мало эффективны, так как наблюдаемую структуру можно объяснить произвольно, а измерения температуры и химического состава газов не нашли широкого применения из-за сложности реализации точных местных измерений. Для решения проблемы пламя рассматривалось как плазма. Хотя происхождение и характер ионизации пламени являются до сих пор спорными, существует много данных для предположения, что характер ионизации в разных местах пламени различный: в объемах, где происходит реакция, «производство» ионов в основном обязано химическим процессам, в остальных — имеет место термическая ионизация. Ионизация в зоне реакции, по крайней мере, на порядок выше термической (рис. 1).

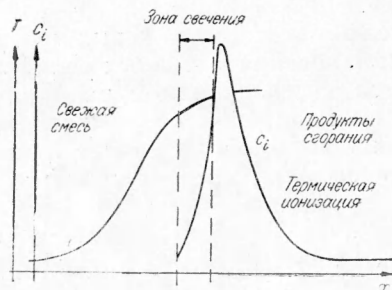


Рис. 1. Распределение температуры T и концентрации ионов c_i в ламинарном пламени.

Неоднородность ионизации можно использовать для исследования структуры пламени; если турбулентное пламя состоит из очагов ламинарного пламени, то наблюдаемая интенсивность ионизации должна изменяться от очень больших значений (когда зонд касается фронта пламени) к малым (когда зонд находится вне зоны горения). Промежуточные значения должны выступать относительно редко. Если же турбулентное пламя состоит из мслей, в которых происходит в различных стадиях объемная реакция, то появление тока ионизации

должно быть совершенно случайным в соответствии со случайным распределением ионов. В зависимости от структуры фронта сгорания время существования сигналов тоже должно быть различным.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ РЕЗУЛЬТАТЫ

При исследовании турбулентного пламени ранее использовались три типа измерительных датчиков. В работах [1—6] применялся датчик, состоящий из платиновой проволоки диаметром 0,5—0,8 мм, к которому подключался отрицательный полюс аккумуляторной батареи напряжением 90 в. Положительный полюс был подсоединен к корпусу горелки Бунзена; проволока подводилась со стороны свежей смеси в зону сгорания на глубину до 3 см (рис. 2). В этом случае датчик является видоизмененным классическим датчиком Ленгмюра. Для исследования ламинарного пламени в последнее время применялась миниатюрная, хорошо разработанная модификация этого датчика [7]. В работах [8, 9] использовался датчик, схематически изображенный на рис. 3. Одним из полю-

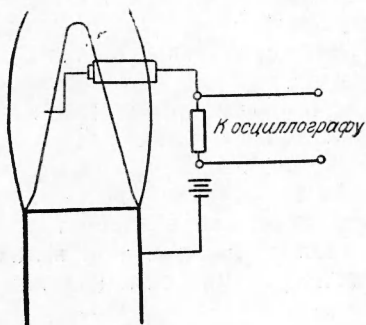


Рис. 2. Применение открытого электрода в качестве ионизационного датчика.

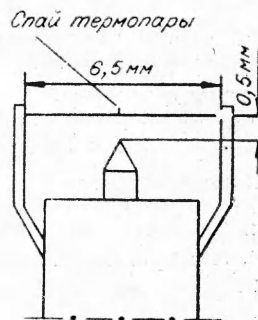


Рис. 3. Комбинированный ионизационный датчик с термопарой.

сов зонда является термопара (диаметром 0,018 и длиной 6,5 мм) и ее державка, другим — острие неопределенных размеров. При этом не указано какой из элементов является катодом, а какой — анодом. Результаты исследований истолкованы, как зависящие от сопротивления среды в промежутке между острием и термопарой. Другой тип датчика применялся при исследовании ламинарного фронта пламени в работе [10]. Он состоял из двух электродов, размещенных рядом в изоляционной керамике (рис. 4).

Перечисленные выше типы датчиков обладают существенным недостатком: на величину и продолжительность сигнала влияет направление перемещения зоны ионизации по отношению к датчику. Кроме того, при помощи этих датчиков невозможно провести местный анализ структуры пламени (за исключением датчика, изображенного на рис. 4). Тем не менее недостаток последнего датчика — предельно малые размеры

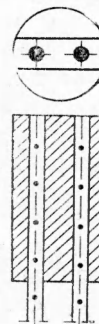


Рис. 4. Ионизационный датчик с электродами в керамике.

электрода, из-за чего сигнал тока ионизации был очень малый. В связи с этим возникла необходимость увеличения напряжения питания, что, в свою очередь, существенно повысило требования к изоляции и усложнило измерения. Во избежание изменений сопротивления и пробоев изоляции, связанных с ее нагревом, возникла необходимость «простреливания» датчиков через измерительный участок.

Полученные этими методами результаты нельзя признать удовлетворительными. С одной стороны, из опытов следует, что:

а) сигнал тока ионизации изменяется в широких границах и часто появляются промежуточные структуры;

б) ток ионизации редко падает до нуля, что указывает на почти непрерывное присутствие ионизационных участков в месте расположения датчика;

в) максимальные значения тока ионизации значительно превышают значения тока ионизации ламинарного пламени [4];

г) время существования сигналов превышает соответствующее время для фронта ламинарного пламени [8, 9].

Эти факты можно трактовать в пользу гипотезы объемного сгорания.

С другой стороны, известно, что:

а) больших сигналов значительно больше, чем малых;

б) малые и средние сигналы могут зависеть от глубины погружения датчика в зону сгорания [1—3, 5, 6], что свидетельствует о существовании в зоне сгорания ламинарных фронтов.

Вследствие этого различная интерпретация результатов исследований, полученных разными исследователями в одинаковых условиях, привела к сомнениям в возможности применения метода измерений тока ионизации для исследования структуры турбулентного пламени [12]. До сих пор не удавалось объяснить существование в зоне турбулентного сгорания значительно больших сигналов ионизации, чем в ламинарном пламени, где предполагается протекание реакций самой большой интенсивности.

В связи с этим предлагается шариковый датчик для местных измерений, нечувствительный к направлению движения, и соответствующий метод интерпретации результатов измерений.

ШАРИКОВЫЙ ДАТЧИК

Местные измерения при нечувствительности метода к направлению движения легко осуществить при помощи шариковых датчиков. Так как ширина ламинарного фронта горения в нормальных условиях $\sim 0,2$ мм, диаметр датчика должен иметь тот же порядок величины. Из-за трудности изготовления и из-за сопротивления материала диаметр датчика был принят равным 0,5 мм. Измерительный элемент датчика выполнен из сплава Pt13Rh в связи с предполагаемой меньшей каталитической активностью сплавов PtRh по отношению к чистой платине. Измерительный шарик закреплялся на проволоке диаметром 0,2 мм (рис. 5). Лучшей изоляционной оболочкой датчика оказался кварц по сравнению с фарфором и Al_2O_3 .

Шарик определенных размеров на конце тонкой проволоки изготавливался с помощью установки, представленной на рис. 6. Она состоит из аккумуляторной батареи напряжением 25 в, металлического резервуара, заполненного ртутью, и силиконовым маслом, а также манипулятора для передвижения проволоки. Электрическую цепь, состоящую из этих эле-

ментов, замыкали, пробивая проволокой слой масла до соприкосновения с ртутью. В месте соприкосновения появлялась электрическая дуга, расплавляющая конец проволоки, который принимал форму шарика. При отсутствии масла приводило к быстрому гашению дуги.

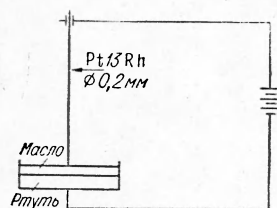


Рис. 6. Схема установки для изготовления шариков на тонкой проволоке Pt13Rh.

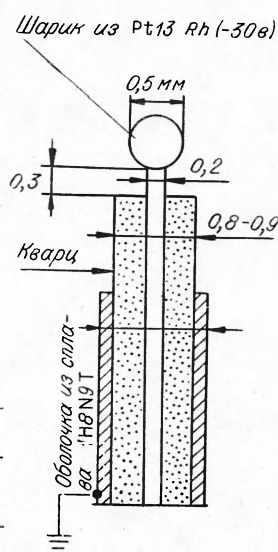


Рис. 5. Миниатюрный шариковый датчик.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

К настоящему времени еще не установлены соотношения между сигналом датчика и концентрацией ионов в турбулентном пламени при атмосферном давлении. Встречающиеся в литературе объяснения носят интуитивный характер [1—8, 11] или опираются на классическую теорию датчиков Ленгмюра [7], пригодную только для давлений, при которых свободный пробег ионов гораздо больше диаметра измерительного элемента. В условиях пламени, при давлениях выше атмосферного, необходимо вводить поправки порядка отношения диаметра элемента к свободному пробегу ионов, что на несколько порядков больше основной величины. Поэтому, как уже высказано в работах [10, 13], классическая теория датчиков Ленгмюра непригодна для интерпретации результатов измерений, полученных для плазмы, которую следует рассматривать как сплошную среду. В [13] проведен анализ диффузии ионов в потоке Куэтта и в пограничном слое вблизи точки торможения. Применимы результаты этой работы к определению величины и характера сигнала шарикового датчика, находящегося в потоке. Концентрация ионов в пламени находится в пределах $10^{10} \div 10^{13}$ $1/\text{см}^3$, при концентрации числа молекул в среднем выше 10^{18} $1/\text{см}^3$. Термодинамические и транспортные свойства плазмы этого рода не искажаются присутствием заряженных частиц. Поэтому уравнения, определяющие движение ионов, можно отделить от известных уравнений движения нейтрального газа, интерпретация и решения которых известны.

Определим движение заряженных частиц (ионов и электронов) относительно нейтрального газа, предполагая, что рассматриваемая среда состоит из одноатомного ионизованного газа с одинаковой температурой ионов, и электронов, рекомбинация которых заторможена. Тогда

движение ионов зависит от градиента концентрации и сил электрического поля и в пространстве пограничного слоя датчика может быть описано следующими уравнениями:

$$\rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_i \frac{\partial c_i}{\partial y} - \rho K_i E c_i \right), \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial c_e}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_e}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_e \frac{\partial c_e}{\partial y} + \rho K_e E c_e \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial y} = \frac{e}{\epsilon_0} \rho \left(\frac{c_i}{M_i} - \frac{c_e}{M_e} \right), \quad (3)$$

где x и y — координаты, u и v — составляющие скорости в соответствии с обозначениями на рис. 7; ρ — массовая плотность; D — коэффициент

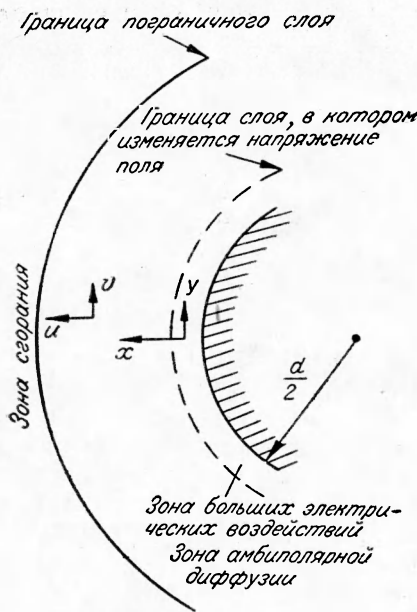


Рис. 7. Модель движения вокруг шарикового датчика.

диффузии; K — подвижность ионов; E — напряжение электрического поля; M — масса частицы; ϵ_0 — диэлектрическая константа среды. Индексы i и e относятся соответственно к ионам и электронам. В пространстве пограничного слоя находятся области амбиполярной диффузии, где $c_e = c_i$, и больших электрических воздействий, где $c_e \neq c_i$. Так как скорость реакции зависит от температуры по закону Аррениуса, а в пограничном слое газ охлаждается, можно принять, что «производство» ионов прекращается на границе пограничного слоя, где начинается падение температуры. Концентрация ионов в этом месте равна концентрации ионов в пламени:

$$c_i = c_{is},$$

$$c_e = \left(\frac{M_e}{M_i} \right) \cdot c_{is}. \quad (4)$$

На поверхности датчика немедленно происходит рекомбинация

$$c_{iw} = c_{ew} = 0. \quad (5)$$

Представленное в работе [13] решение уравнений (1) — (3) при выполнении условий (4) и (5) в потоке Куэтта сильно зависит от параметра

$$A = \frac{\Delta}{\Lambda_0}, \quad (6)$$

где $\Delta = \int_0^L \frac{\rho}{\rho_0} dy$ — приведенная толщина (L — расстояние между пластинами); Λ_0 — радиус Дебая.

Когда $A \rightarrow \infty$, а практически > 1000 , безразмерный ток

$$J_1 = \frac{j_i M_i c_{is} \Delta}{c_{i0} \mu_0 \bar{c}} \rightarrow \frac{2}{1 + \frac{Sc_e j_e}{Sc_i j_i}}, \quad (7)$$

где j — ток с единицы поверхности, $Sc = \frac{u}{\rho_0}$ — число Шмидта, а \bar{c} — константа, равная $\rho_i/\rho_0\mu_0$. Индекс «0» означает параметры на верхней пластине в потоке Куэтта или параметры невозмущенного движения. Поток Куэтта является довольно хорошим приближением движения в пограничном слое. Полученные результаты можно применить в нашей задаче. Так как $Sc_e \ll Sc_i$, то для отрицательных потенциалов датчика, превышающих по абсолютной величине потенциал Ленгмюра, $j_e < j_i$ и практически $I \approx 2$. Принимая, что $n_i = \rho \frac{c_i}{M_i}$, получим

$$j_i = \frac{2n_{i0}}{Sc_i c \frac{\rho_0}{\mu_0} \Delta} \quad (8)$$

Вместо Δ берется средняя толщина пограничного слоя, которая определяет обмен массы в соответствии с зависимостью

$$Sh = k \cdot Sc^{1/3} Re^{1/2}, \quad (9)$$

где Sh — число Шервуда, откуда

$$\Delta = \frac{d}{k \cdot Sc^{1/3} \cdot Re^{1/2}} \quad (10)$$

Итак, можно записать

$$j_i = \frac{2n_{i0} \cdot k Re^{1/2}}{Sc_i^{2/3} \cdot d} \quad (11)$$

или полный ток из датчика

$$j_c = \frac{2\pi n_{i0} \cdot k \cdot Re^{1/2} \cdot d}{Sc_i^{2/3}} \quad (12)$$

Зависимость эта интересна тем, что связывает величину сигнала со скоростью движения и свойствами газа. Диффузия ионов в электрическом поле, как видно из приведенных выше зависимостей, в два раза больше свободной диффузии, что является известным свойством диффузии в электролитах [14]. Полный ток из датчика прямо пропорционален его диаметру и линейно зависит от концентрации ионов на границе пограничного слоя.

До сих пор предполагалось, что расстояние, при котором концентрация ионов равна концентрации невозмущенной зоны, определяется толщиной пограничного слоя вокруг холодного шарика датчика. В действительности датчик сильно нагревается, так как нет возможности эффективно охладить его миниатюрные элементы. Поэтому место, в котором концентрация ионов равняется концентрации невозмущенной зоны, будет изменяться, и в правой части уравнения (12) должен появиться поправочный член, который является функцией температуры датчика:

$$j_c = \frac{2\pi n_{i0} \cdot k \cdot Re^{1/2} \cdot d}{Sc_i^{2/3}} \cdot f(T_w) \quad (13)$$

Приведенные выше рассуждения отвечают на вопрос, почему ток ионизации турбулентного пламени превышает ток ионизации ламинарного пламени.

Большое влияние на результаты теоретического анализа имеет предположение, что в пограничном слое вокруг датчика отсутствует рекомбинация. Проведем оценку, насколько это предположение правильно, сравнивая характерное время рекомбинации ион — электрон со временем пребывания частиц в пограничном слое. Пользуясь результатами работы [7] и ее обсуждения, можно принять следующие данные для стехиометрической смеси пропан — воздух при атмосферном давлении: число ионов $n_i = 1,42 \cdot 10^{10}$ $1/см^3$, коэффициент рекомбинации $\gamma = 2,2 \cdot 10^{-7}$ $см^3/сек$, следовательно, характерное время рекомбинации $\tau = \frac{1}{\gamma n_i} = 3,2 \cdot 10^{-4}$ $сек$. Это время в общем случае больше среднего времени пребывания частиц в пограничном слое датчика находящегося в турбулентном пламени, поэтому рекомбинацией можно пренебречь.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Определим зависимость тока ионизации от напряжения, приложенного к датчику, на горелке Бунзена в ламинарном пламени. Электрическая схема измерительной системы представлена на рис. 8. Во время измерений при медленном перемещении датчика наблюдалось, что ток ионизации зависит от температуры датчика. С одной стороны, это могло быть связано с изменением процессов в пограничном слое, с другой — с изменением проводимости кварца. Поскольку не было возможности определять температуру измерительного элемента, измерения проводились с помощью холодного датчика. Датчик, закрепленный на маятнике длиной 1 м, пробивал зону горения со скоростью 2,5 м/сек. Один из результатов измерений представлен на рис. 9. Датчик сначала проходил зону продуктов сгорания, затем фронт пламени, холодную смесь, опять фронт пламени и зону продуктов сгорания. Пробивая фронт пламени со стороны холодной смеси, датчик вносил некоторое ее количество в зону продуктов сгорания, что связано с догоранием и чему соответствует характерная складка с правой стороны рисунка.

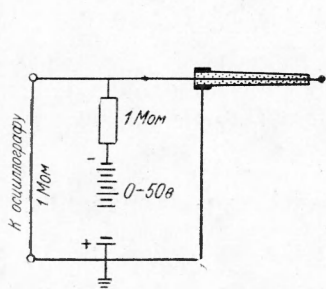


Рис. 8. Схема измерительной системы.

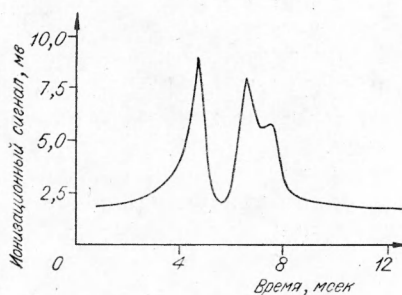


Рис. 9. Запись тока ионизации при перемещении датчика через ламинарное пламя горелки Бунзена.

Очень интересны случайные отличия в токах ионизации слева и справа бунзеновского пламени. Если левую сторону принять за уровень, они могут колебаться в пределах $\pm 30\%$. Так как компоненты смеси были хорошо перемешаны, а условия сгорания практически не изменялись в течение одного измерения, то можно сделать вывод, что концентрация

ионов в ламинарном пламени имеет случайные флуктуации. Источник и характер этих флуктуаций неясны, а в литературе нет данных по этому вопросу. Ширина сигнала тока ионизации в ламинарном пламени довольно большая, значительно превышает ширину пламени и примерно равна 5 мм. Это явление усложняет анализ структуры зоны горения, в которой находится довольно большое число ламинарных фронтов.

На рис. 10 представлена зависимость величины сигнала тока ионизации от величины напряжения для двух коэффициентов избытка воздуха. В районе 22 ÷ 30 в имеется перегиб кривой. Хотя кривая при значениях выше 30 в не является классической кривой насыщения, зависимость тока ионизации от напряжения здесь слабее. Измерения в турбулентном пламени проводились при напряжении 30 в. Горение однородной смеси воздуха с пропаном осуществлялось в камере, представленной на рис. 11, при средних скоростях движения смеси на входе в камеру сгорания 15 ÷ 50 м/сек и коэффициентах избытка воздуха α от 0,9 до 1,2.

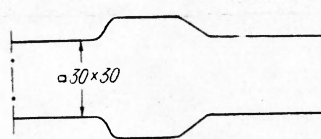
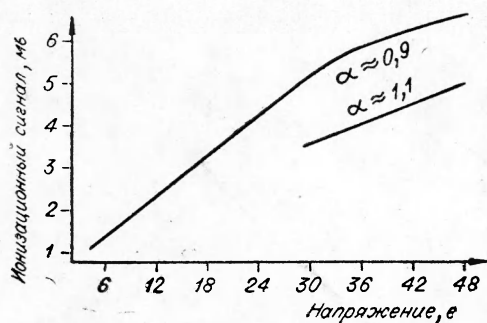


Рис. 11. Схема камеры сгорания.

Рис. 10. Вольт-амперные характеристики пропано-воздушного ламинарного пламени.

Главной целью измерений являлась оценка предлагаемого метода, а не систематическое исследование структуры фронта пламени, поэтому условия эксперимента были ограничены.

При приближении датчика к зоне пламени на расстояние 2—5 мм от видимой границы сгорания, появлялись сигналы тока ионизации, похожие по форме на сигналы тока ионизации ламинарного пламени (рис. 12). Несколько глубже на границе зоны пламени количество этих сигналов возрастает, появляются сильно дифференцированные сигналы

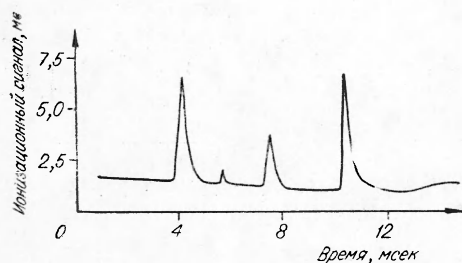


Рис. 12. Запись тока ионизации около видимого фронта турбулентного пламени.

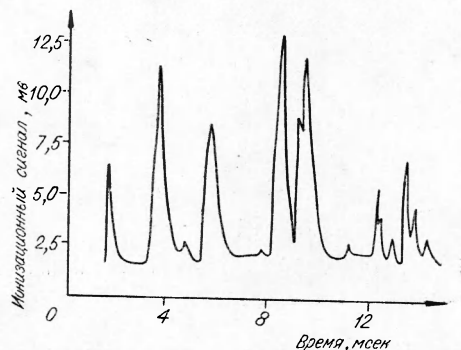
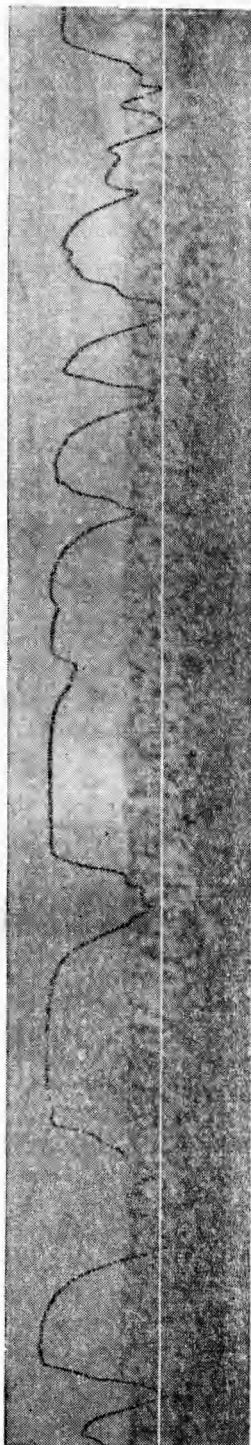


Рис. 13. Запись тока ионизации в начале зоны видимого турбулентного пламени.



со значительно большей амплитудой, чем в ламинарном пламени, большей протяженности, все чаще появляются изломы на кривой одиночного пика. Появляются тоже зоны, в которых ток ионизации в течение длительного периода не падает до нуля, напоминая наложенные друг на друга пики (рис. 13). Наличие дифференцированных сигналов тока ионизации ставит под сомнение их соответствие процессу сгорания в ламинарных фронтах, хотя характер сигналов свидетельствует о том, что реакция происходит в тонких слоях.

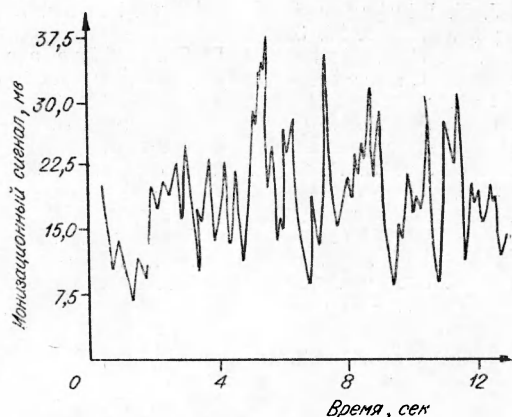
В глубине зоны турбулентного сгорания появляются сигналы в виде большого количества округленных окладок. На рис. 14 рядом с записью тока ионизации зарегистрирована с помощью теневой системы структура пламени в щели шириной 1 мм. Тонкой горизонтальной линией обозначено положение измерительной части датчика по отношению к пламени. Линейная скорость движения фотопленки 25 м/сек; примерно с такой скоростью двигался газ на входе в камеру сгорания. Снимки были сделаны в масштабе 1 : 1. Сравнение записи тока ионизации со структурой пламени показывает довольно хорошее соответствие пиков ионизации более засвеченным местам на фотографии — градиентам плотности. Следовательно, местам с градиентом плотности соответствует интенсивная химическая реакция. Иногда изменение концентрации ионов в этих местах небольшое, что можно объяснить интенсивной диффузией ионов вдоль слоев с большим градиентом концентрации.

Количество более засвеченных мест в среднем в три раза больше количества пиков ионизации. Это происходит потому, что датчик передает локальные сигналы, соответствующие размеру 0,5 мм, а на снимке показана структура пламени, наложенная по ширине камеры сгорания 30 мм. При перемещении датчика глубже в зону горения получается запись тока ионизации, в котором нет характерных перерывов (нулевое значение тока ионизации). Сигнал становится непрерывным и начинает напоминать типичную запись случайного процесса. На рис. 15 для иллюстраций представлен отрезок этой записи. Объяснить сигнал тока ионизации можно так: запись напоминает наложение пиков ионизации, соответствующих химическим реакциям в узких слоях или фронтах, на некоторый уровень тока

Рис. 14. Запись тока ионизации и структуры турбулентного пламени.

ионизации, соответствующий объему, в котором происходит объемная реакция. Во время пульсирующего сгорания наблюдалось влияние ускорения фронта пламени на изменения кривой ионизации.

Рис. 15. Запись тока ионизации внутри зоны турбулентного пламени.



ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен датчик для локальных измерений тока ионизации в турбулентном пламени. Сигнал датчика линейно зависит от концентрации ионов на границе пограничного слоя измерительного элемента датчика. Величина сигнала зависит от скорости движения газа и температуры измерительного элемента.

Сигнал ионизации в однородном ламинарном пламени изменяется в границах $\pm 30\%$. Величина пространства, в котором появляется повышенная ионизация, в несколько раз превышает толщину ламинарного фронта сгорания.

В зоне турбулентного пламени сигнал изменяется в широких границах, часто появляются промежуточные величины сигнала. Максимальные амплитуды сигнала в турбулентном пламени значительно превышают соответствующие значения в ламинарном пламени. Внутри турбулентного пламени имеются объемы, в которых обнаружен растянутый однородный сигнал ионизации.

В глубине зоны турбулентного пламени сигнал тока ионизации имеет непрерывный характер, его величина не падает до нуля и напоминает запись случайного процесса. На структуру ионизации оказывают влияние ускорения, действующие на фронт пламени.

Все высказанные соображения указывают на то, что в условиях действительного турбулентного пламени представленный метод носит качественный характер. Метод пригоден для исследования фронта пламени в установившемся потоке, когда измерительный элемент датчика не нагревается, а пульсации давления малы.

Поступила в редакцию
20/VII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Karlovitz, D. W. Denniston a. o. 4-th Symposium (International) on Combustion. Baltimore, 1953.
2. R. S. Marsden. 4-th Symposium (International) on Combustion. Baltimore, 1953.
3. Karlovitz. Selected Combustion Problems, Fundamentals and Aeronautical Applications AGARD Butterworths Scientific Publications. London, 1954, p. 248.
4. M. Summerfield, S. H. Reiter, V. Kebely, R. W. Mascolo. Jet Propulsion, 1955, 25, 377.

5. J. K. Richmond, W. F. Donaldson, D. S. Burgess, J. Grumer. *Jet Propulsion*, 1958, 28, 393.
 6. P. W. Denniston, J. R. Oxendine a.o. *J. Appl. Phys.* 1957, 28, 70.
 7. H. F. Calcote. 9-th Symposium (International) on Combustion. Academic Press, 1963.
 8. Е. С. Щетинков. Горение в турбулентном потоке. Изд. АН СССР, 1959.
 9. К. П. Власов. Горение в турбулентном потоке. Изд. АН СССР, 1959.
 10. С. Н. Су, С. Н. Лам. *Phys. of Fluids*. 1963, 6, 1.
 11. Н. Н. Иноземцев. Стабилизация пламени и развитие сгорания в турбулентном потоке. Оборонгиз, 1961.
 12. F. A. Williams. *Combustion theory*. Addison — Wesley Pub. Comp. 1965.
 13. P. Chug. *Phys. of Fluids*, 1964, 7, 1.
 14. В. Г. Левич. Физико-химическая гидродинамика. М., Физматгиз, 1959.
-