

относительно малой ее теплоемкости. Вследствие этого повышается давление в системе и изменяется направление движения газовых потоков относительно волны горения.

Поступила в редакцию 12/VII 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Бабкин, В. А. Бунев, А. А. Коржавин. — В кн.: Горение газов и натуральных топлив. — Черноголовка: ОИХФ, 1980.
2. А. А. Коржавин, В. А. Бунев, Р. Х. Абдуллин и др. ФГВ, 1982, 18, 6, 20.
3. Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, С. М. Когарко и др. ПМТФ, 1975, 6.
4. G. E. Andrews, D. Bradley. Comb. Flame, 1972, 19, 275.
5. M. Metghalehi, J. C. Keck. Comb. Flame, 1980, 38, 143.
6. Ю. С. Линатов и др. Справочник по химии полимеров. Киев: Наукова думка, 1971.

К ОБОСНОВАНИЮ ЗОНДОВОГО МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО МЕТОДА ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ПЛАМЕН С УЗКИМИ ЗОНАМИ ГОРЕНИЯ

*О. П. Коробейничев, А. Г. Терещенко,
И. Д. Емельянов, А. Л. Рудницкий, С. Ю. Федоров,
Л. В. Куйбида, В. В. Лотов
(Новосибирск)*

Метод масс-спектрометрического зондирования пламен позволяет получить важную информацию о кинетике и механизме химических реакций в пламенах [1, 2]. В качестве пробоотборника обычно используют зонд — усеченный конус с отверстием, через которое засасывается проба. Указанный метод нашел большое применение для исследования широких пламен (главным образом разреженных), когда ширина зоны химических реакций равна нескольким миллиметрам и много больше размеров внешнего диаметра кончика пробоотборника, составляющего доли миллиметра [1—3]. Проведены многочисленные экспериментальные и теоретические исследования по обоснованию этого метода применительно к широким пламенам [3—5].

Однако во многих случаях (пламена конденсированных систем [6], газовые пламена при атмосферном давлении и выше) ширина зоны горения становится соизмеримой с минимальными размерами такого пробоотборника, который удастся изготовить с помощью обычно используемых в лаборатории приемов (с диаметром кончика $\sim 0,05\text{—}0,1$ мм).

Настоящая работа посвящена обоснованию зондового метода для случая, когда отношение ширины зоны горения в пламени к внешнему диаметру кончика пробоотборника близко к единице. Именно такая величина соотношения имела место при зондовом масс-спектрометрическом исследовании структуры пламени перхлората аммония (ПХА) в работе [6]. Однако в связи с тем, что при исследовании пламени ПХА с шириной зоны горения $\sim 0,1$ мм возникают большие экспериментальные трудности, опыты по обоснованию применимости зондового метода для количественного исследования химической структуры пламени ПХА выполнены на модельном пламени метано-воздушной смеси, имеющем более широкую зону горения.

Методика эксперимента

Плоское пламя смеси (8% метана + 80% воздуха + 12% аргона) было стабилизировано при атмосферном давлении на плоской горелке диаметром 15 мм. В качестве матрицы использовалась пористая таблетка, спрессованная из порошка алюминия с размером частиц $\leq 0,1$ мм (размер

неоднородностей на поверхности горелки $< 0,01$ мм). Горелку охлаждали проточной водой. Исследуемую смесь предварительно готовили в сосуде высокого давления. Скорость газа на выходе из горелки равна 10 см/с, ширина зоны горения $L_r \approx 0,5$ мм. Для исследования химической структуры пламени использовали специально изготовленный из кварца зонд 1 (именуемый в дальнейшем макрозондом), имеющий внешний диаметр кончика $d = 0,4 \div 0,5$ мм и отверстие при вершине $d_0 = 0,012$ мм. Толщина стенок зонда на расстоянии 0,2—2,0 мм от кончика составляла 0,03 мм. Внешний угол полураствора зонда был равен $\sim 4^\circ$, внутренний угол полураствора на входе в заборное отверстие составлял 55° .

Указанный отборник и пламя подобны пламени и отборнику 2, использованному в работе [6] при исследовании структуры пламени ПХА. Это вытекает из следующего. Из уравнений движения газа, переноса тепла и вещества следует, что условием подобия в модели и натуре полей температур, концентраций и скоростей газа, заключенного между поверхностью горения и торцом зонда, является равенство одноименных инвариантов подобия:

$$\begin{aligned} Re &= u_\infty \rho_\infty d / \mu, \quad Pr = \nu / a_r, \quad Sc = \nu / D, \\ Da &= \tau_r / \tau_x, \quad Bi = \alpha L^* / \lambda, \quad Fo = a \tau / L_r^2, \\ No_1 &= u_\infty \tau / L_r, \quad No_2 = v \tau / L_r, \quad L_r / d, \\ \Theta^* &= (t^* - t_n) / (t_m - t_n), \quad d_0 \sqrt{\alpha_0} / L_r, \\ \xi_i &= x_i / L_r \quad (i = 1, 2). \end{aligned}$$

Здесь Re — число Рейнольдса, вычисленное по внешнему диаметру торца зонда d ; Pr , Sc , Da , Bi , Fo — числа Прандтля, Шмидта, Дамкелера, Био и Фурье; τ_r , τ_x — времена пребывания реагентов в зоне пламени и зоне химических реакций; No_1 , No_2 — критерии гомохронности; ξ_i — безразмерные координаты; t^* — температура зонда на некотором расстоянии L^* от торца, достаточно большом, чтобы температура зонда в этой точке была практически постоянной во времени при нестационарной постановке эксперимента; Θ^* — соответствующая безразмерная температура; t_n , t_m — температура поверхности горения и максимальная температура газа; λ_r , μ , c_p — теплопроводность, вязкость и теплоемкость газа; u_∞ , ρ_∞ — скорость и плотность набегающего потока вдали от зонда при t_m ; $\nu = \mu / \rho_\infty$ — кинематическая вязкость газа; a , a_r — температуропроводность материала зонда, газа; L_r — ширина зоны горения; v — скорость сближения зонда и поверхности горения; τ — время; α — коэффициент теплообмена между газом и поверхностью зонда.

Величина $d_0 \sqrt{\alpha_0}$ пропорциональна размеру гидродинамически возмущенной области вверх по потоку; $\alpha_0 = 4Q / (\pi d_0^2 \mu)$ — степень отбора пробы (Q — объемная скорость отсоса газа в зонд; u — скорость набегающего потока), составляет около 2000 при отборе пробы вблизи поверхности горения. Эта величина значительно больше α_0 для исследованного в [6] случая (по уточненным данным внутренний диаметр заборного отверстия зонда, использованного в [6], составлял 0,012 мм, а $\alpha_0 = 50 \div 100$). Критерий $d_0 \sqrt{\alpha_0} / L_r$ характеризует отношение размера возмущенной области к ширине зоны горения.

Модельный процесс выбран таким, что профили безразмерной температуры невозмущенного зондом газа

$$\vartheta(\xi) = (t_r - t_n) / (t_m - t_n)$$

(t_r — температура невозмущенного зондом газа в пламени) почти одинаковы в модели и в натуре, как показывает сравнение данных работы [7] с приведенными ниже на рис. 1. В нестационарной постановке эксперимента должно быть одинаково в модели и натуре распределение по зонду безразмерной температуры в начальный момент времени

$$\Theta_0 = (t_0 - t_n) / (t_m - t_n),$$

Параметры	Зонд 1	Зонд 2	Параметры	Зонд 1	Зонд 2	Параметры	Зонд 1	Зонд 2
$t_m, ^\circ\text{C}$	1730	1145	α_0	2000	100	$\frac{d_0\sqrt{\alpha_0}}{L_T}$	0,72	0,84
$t_n, ^\circ\text{C}$	20	500	Re	0,94	0,97	v , мм/с	0,3	1,2
$t_T, ^\circ\text{C}$	1430	1065	Pr	0,79	0,89	L_T , мм	0,5	0,12
$t^*, ^\circ\text{C}$	1180	970	Bi	0,2	0,18	u_∞ , м/с	0,67	3,8
L^* , мм	4	1	L_T^2/a , с	0,1	$6 \cdot 10^{-3}$	ρ_∞ , кг/м ³	0,185	0,15
Θ_T	0,83	0,89	L_T/d	1	1	a , м ² /с	$2,4 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$
Θ^*	0,68	0,74	L_T/u_∞ , с	$7,5 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	L_T/v , с	1,7	0,1

t_0 — распределение температуры по зонду в начальный момент времени.

Поскольку эффекты сжимаемости важны лишь в непосредственной близости от отверстия зонда, то число Маха опускаем из рассмотрения. Не рассматриваются также эффекты замораживания химических реакций внутри пробоотборника. Предполагается, что в модели и натуре процессы замораживания внутри пробоотборника происходят достаточно быстро и не искажают состава отбираемой пробы.

В таблице приведены значения инвариантов подобия и некоторых других величин для макрозонда в пламени метана (1) и зонда в пламени ПХА (2) из работы [6]. $\Theta_T = (t_T - t_n) / (t_m - t_n)$ — безразмерная температура торца; t_T — температура торца. Величины t_T , t^* и α измерены в экспериментах, когда зонд полностью находился в зоне продуктов горения (в стационарных условиях). Следует отметить, что в таблице приведено более точное, чем в [7], значение t^* (в [7] $t^* = 1050^\circ\text{C}$). Это объясняется тем, что при нахождении t^* экспериментальные данные по температурным профилям в [7] были неправильно интерпретированы.

Как видно из таблицы, характерное время установления процесса переноса импульса тепла и вещества L_T/u_∞ в 200 раз меньше минимального из характерных времен установления температуры зонда L_T^2/a и движения зонда L_T/v . Поэтому критерий No_1 можно не рассматривать, в статической постановке эксперимента Fo и No_2 также исключаются. Из критериев Fo и No_2 следует, что при одинаковых температуропроводностях в нестационарной постановке экспериментов должны быть одинаковыми в модели и натуре произведения vL_T и отношения τ/L_T^2 . Ниже будет показано, что данные работ [6, 7] получены в квазистатическом режиме, так что Fo и No_2 можно не рассматривать. Так как профили безразмерной температуры пламени одинаковы и приведенные в таблице одноименные инварианты подобия практически равны, то, значит, одинаковы и значения критерия Дамкелера. Одновременно из подобия профилей безразмерной температуры пламен в случае газов при $\text{Pr} \approx \approx \text{Sc}$ следует подобие профилей степеней превращения реагентов NH_3 и CH_4 . Таким образом, макрозонд в пламени метана моделирует зонд в пламени ПХА [6, 7]. Структура пламени исследовалась тремя методами.

1. Микротермопарным методом измеряли распределение температуры в пламени. Использовали П-образные платина-платинародиевые термопары (диаметр проволочек 0,02, размер спая 0,03, длина плеча 1 мм). Проволочки помещали в кварцевые капилляры диаметром 0,5 мм, вставленные в двухканальную керамическую трубку диаметром 3 мм. Длина незащищенной части термопары составляла 4 мм, расстояние от конца капилляра до конца трубки 5 мм. Трубку закрепляли на трехкоординатном устройстве. Использовали также покрытые окисью кремния термопары. Горелку закрепляли на катетометре, с помощью которого перемещали ее относительно микротермопары (или пробоотборника) и измеряли

это перемещение. Расстояние между поверхностью горелки и спаем термопары (или кончиком пробоотборника) в момент соприкосновения последних контролировали микроскопом МБС-2 (точность отсчета 14 мкм). В ряде случаев определяли температуру кончика зонда в пламени при различных расстояниях от поверхности горелки с помощью термопары, спай которой был приварен к торцу зонда. Погрешность определения температуры, связанная с теплоотводом в концы термопары, была оценена по формулам, приведенным в [9]. При всех измерениях температуры газа в показания термопары были внесены поправки на излучение. Окончательно ошибка определения температуры составляла около 1%.

2. Распределение концентрации метана в пламени измеряли по зондовой масс-спектрометрической методике [6] по величине отношения интенсивностей пиков масс I_{15} (метан) и I_{40} (аргон). Кроме макрозонда использовали также изготовленный из кварца зонд (именуемый в дальнейшем как микрозонд) с внешним диаметром кончика $\sim 0,06-0,07$ мм, толщиной стенки $\sim 0,02$ мм (на расстоянии $0,1-0,3$ мм от кончика зонда), внешним углом полураствора конуса $\sim 9^\circ$ на расстоянии $0,5$ мм, внутренним углом полураствора на входе в заборное отверстие $\sim 15^\circ$, с диаметром заборного отверстия $0,012$ мм. Проводились также эксперименты, в которых горелка перемещалась по направлению к зонду со скоростью $0,5-3$ мм/с с помощью описанной в [11] системы сканирования и на расстоянии $0,05$ мм от зонда мгновенно останавливалась.

3. Распределения абсолютных концентраций метана и азота в пламени измеряли спектрометром с внутрирезонаторным спонтанным комбинационным рассеянием света (СКР) [12]. Установка собрана на основе стандартных приборов: аргоновый лазер ЛГ-69, двойной монохроматор ДФС-24, осциллограф С1-70, реверсивные счетчики Ф5007, частотомер и специальный коммутатор. Катод фотоумножителя охлаждался парами жидкого азота. Рассеянное излучение наблюдалось из перетяжки сфокусированного луча диаметром 50 мкм и высотой 1 мм. Горелку устанавливали на координатном столике с микрометрическим перемещением с точностью отсчета 1 мкм. Поскольку поверхность горелки была плоской, то нельзя было проводить измерения на расстояниях, меньших 200 мкм. Концентрацию азота и метана определяли по интенсивностям стоксовых колебательных полос: 5506 и 5689 Å соответственно при длине волны лазера 4880 Å. Калибровку проводили по сигналам от известных концентраций — по содержанию азота в воздухе при нормальных условиях и по содержанию метана в смеси (8%). Разрешение монохроматора составляло ~ 1 Å. Измерения показали, что в условиях эксперимента первый возбужденный колебательный уровень азота не заселяется.

Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 1 представлено распределение температуры в исследуемом пламени. Температурный профиль, измеренный с помощью покрытой оксидом кремния термопары (толщина покрытия 5 мкм), совпал в пределах ошибки эксперимента с измеренным термопарой без покрытия. Температура, равная $0,85t_m$ ($t_m = 1730^\circ\text{C}$ — максимальная температура), достигается на расстоянии, равном $\sim 0,5$ мм от поверхности горелки. На рис. 2 представлены профили концентраций метана (в мольных долях) в пламени (приведена ошибка измерений методом СКР $\pm 3\sigma$). На рис. 3 показаны вычисленные по рис. 1, 2 профили мольной доли метана (относенные к ее максимальному значению) в пламени. Видно, что в большей части кривых данные термопарных измерений (вносящих малые искажения в пламя ввиду малого размера термопар) и неискажающих спектроскопических исследований дают одинаковые результаты. Результаты, полученные с помощью микрозонда, дают близкие к неискаженным значениям профили концентраций, если произвести сдвиг кривой к началу координат на величину $\approx 0,2$ мм.

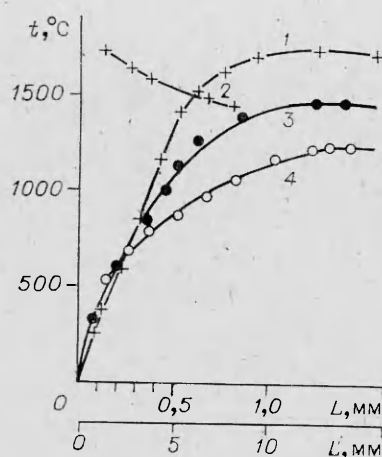


Рис. 1. Распределение температур кончика макрозонда (3) и зонда 3 (4) в зависимости от расстояния до поверхности горелки и профиль температуры газа в невозмущенном пламени (1, 2). Масштаб L' — для линии 2.

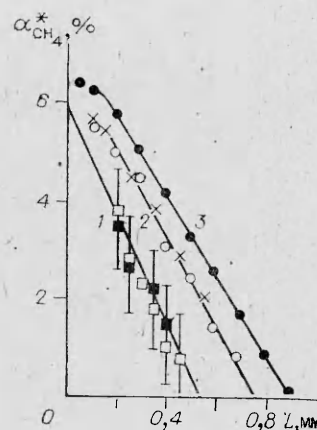


Рис. 2. Распределение концентрации метана в пламени, измеренное с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния (1), микро- (2) и макрозонда (3).

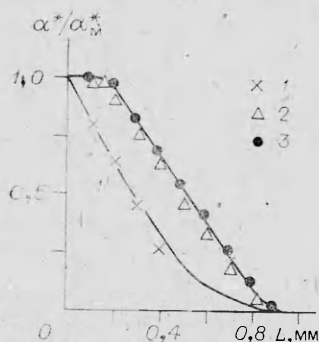


Рис. 3. Распределение концентрации метана, отнесенной к максимальной и измеренной с помощью:

× — СКР; ● — макрозонда; △ — микрозонда; ○ — по формуле: $\alpha/\alpha_M = 1 - (t_T - t_H)/(t_M - t_H)$.

Приведенные выше факты можно объяснить следующим образом. Микрозонд представляет собой сток вещества, который приводит к искривлению линий равных концентраций вблизи зонда по отношению к невозмущенному потоку. В работе [5] в рамках модели дискового стока рассчитаны величины смещения зоны отбора пробы z_0 по отношению к невозмущенному потоку и ширины зоны отбора пробы Δ в невозмущенном потоке (величина Δ характеризует пространственную разрешающую способность пробоотборника). Эти результаты могут быть применены к рассматриваемому случаю. При этом необходимо лишь учесть, что приведенные в [5] значения z_0 и Δ соответствуют в действительности в два раза меньшим величинам степени отбора пробы, как показал более точный анализ задачи. В исследованном модельном пламени в среднем $z_0 = 0,16 \pm 0,045$ мм, $\Delta = 0,13 \pm 0,04$ мм (плюс относится к пробе, отбираемой вблизи поверхности горелки; минус — к пробе, отбираемой из продуктов сгорания).

Таким образом, полученные с помощью микрозонда результаты удовлетворительно согласуются со спектроскопическими данными, если учесть, что место отбора пробы смещено вверх по потоку от кончика зонда на расстояние 0,16 мм (для рассматриваемого случая). Ошибка в определении зондовым методом концентрации у поверхности горелки минимальна и составляет менее 10% (относительных). Сопоставляя данные по профилям концентраций метана, полученные с помощью микро- и макрозонда (с одной и той же степенью отбора, но отличающиеся по диаметру кончика в 6 раз), видим, что различие между концентрациями составляет ~15% от максимального значения.

Таким образом, основные ошибки измерения профилей concentra-

ций компонентов, вносимые зондом (с внешним диаметром кончика, сопоставимым с шириной зоны горения) в модельное пламя, связаны не с внешним диаметром его кончика, а с размерами отверстия, через которое отбирается проба, и со степенью отбора пробы α_0 . При надлежащем учете места отбора пробы на профилях концентраций ошибки измерения концентраций компонентов в модельном пламени с шириной зоны горения $\sim 0,5$ мм могут быть уменьшены до 15% (от максимального значения концентрации компонента). Эта величина достаточно мала, и профили концентраций могут быть использованы для изучения химического механизма горения, кинетики химических реакций в пламенах.

Из результатов [5] могут быть получены следующие приближенные оценки для средних величин $\bar{\Delta}$ и $\bar{z}_0$, отнесенных к ширине зоны горения L_r :

$$\frac{\bar{\Delta}}{L_r} = 0,3 \frac{d_0 \sqrt{\alpha_0}}{L_r}, \quad \frac{\bar{z}_0}{L_r} = 0,37 \frac{d_0 \sqrt{\alpha_0}}{L_r}.$$

С использованием этих формул можно определить расстояние между поверхностью горения и кончиком зонда ($\bar{z}_0$), соответствующее месту зонда при отборе пробы с поверхности горения, а также ширину зоны отбора пробы $\bar{\Delta}$ в условиях эксперимента [6] при зондировании пламени ПХА ($\alpha_0 = 75$): $\bar{\Delta}/L_r = 0,3$ и $\bar{z}_0/L_r \approx 0,4$. Указанная точность измерения концентраций вполне достаточна для определения с точностью $\sim 100\%$ кинетических констант реакций в пламенах методами, аналогичными использованными в [13, 14]. Так, в [13] показано, что изменение в 3 раза константы скорости реакции хлорной кислоты с радикалом HNO (одной из важнейших реакций в пламени ПХА) ведет к изменению расчетной ширины зоны реагирования хлорной кислоты в 2 раза.

На рис. 4 представлены результаты исследования влияния скорости перемещения горелки относительно макрозонда на распределение концентрации CH_4 в пламени. Видно, что с ростом скорости до 3 мм/с падает концентрация метана и уменьшается измеряемая ширина зоны горения. При $v = 1,2$ мм/с профиль концентрации метана и ширина зоны горения отличается примерно на 15% от этих величин, измеренных в статических условиях. При $v = 0,5$ мм/с практически нет отличий. Причиной снижения концентрации при росте v является увеличение температуры торца зонда и, соответственно, скорости реакции.

На рис. 1, 5 представлена зависимость температуры кончика макрозонда от его расстояния до поверхности горелки. Сопоставляя эти данные с невозмущенным профилем температуры в пламени, можно видеть, что, находясь на расстояниях от поверхности горелки, больших

Рис. 4. Зависимость от расстояния до поверхности горелки отношения I_{15}/I_{40} , измеренных с помощью макрозонда при различной скорости перемещения горелки относительно него v , мм/с:
1 — 0,5, 2 — 1,2, 3 — 3,0.

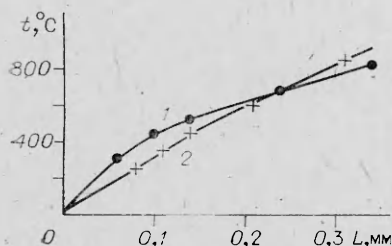
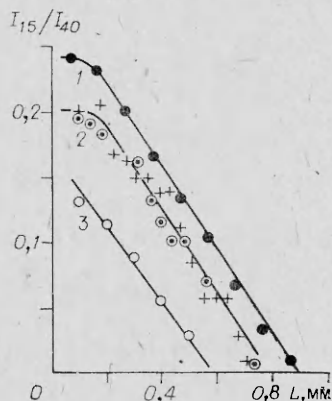


Рис. 5. Профиль температуры газа в невозмущенном пламени (1) и зависимость от расстояния до поверхности горелки температуры кончика макрозонда в пламени (2).

половины ширины зоны горения, кончик зонда охлаждает пламя. При $L < 0,5L_r$ выполняется неравенство $t_r > t_r$. Так, при $L = 0,15$ мм (расстояние, при котором концентрация отобранной пробы соответствует концентрации у поверхности горелки) t_r лишь на 15% ($\sim 60^\circ\text{C}$) превышает t_r . На рис. 1 приведена также зависимость от расстояния до поверхности горелки t_r кварцевого зонда 3, имеющего диаметр кончика 0,5 мм, внешний угол раствора конуса 20° , толщину стенки 250 мкм (т. е. зонда, размеры которого в 5 раз больше размеров зонда, использованного в [6]). Видно, что при $t_r \geq 700^\circ\text{C}$ этот зонд сильнее, чем макрозонд, охлаждает пламя (t_r в области максимальных температур примерно на 20% или 400°C ниже t_r). Однако при $t_r \simeq 500^\circ\text{C}$ этот зонд сильнее, чем макрозонд (на 40°C), нагревает пламя. При $L = 0,15$ мм t_r лишь на 18% (на 80°C) выше t_r , и тепловой поток в горелку в месте расположения зонда незначительно отличается от теплового потока, идущего из пламени. Аналогичная ситуация должна наблюдаться в условиях эксперимента [6] при зондировании пламени ПХА.

В работе [7] получено, что t_r в условиях эксперимента [6] на расстоянии 30 мкм от поверхности горения (при котором состав отобранной пробы соответствует составу газа у поверхности горения) на $200\text{—}300^\circ\text{C}$ превышает t_r . Расхождение указанных данных с выводами, сделанными в настоящей работе, связано, видимо, с большей (по сравнению с оцененной в [7]) погрешностью в определении местоположения поверхности горения на температурном профиле в пламени ПХА, измеренном с помощью приклеенной к торцу зонда термопары. Если эту погрешность принять в 2 раза большей (по сравнению с оцененной в [7]), то различие между t_r и t_r составит $\sim 100^\circ\text{C}$ в точке, отстоящей от поверхности горения на 30 мкм.

Из равенства $vL^* = \text{const}$ следует, что квазистатическому условию экспериментов в работах [6, 7] соответствует $v_2 = v_1 L_1^*/L_2^* = 2$ мм/с (где $v_1 = 0,5$ мм/с, $L_1^* = 4$ мм, $L_2^* = 1$ мм; индексы 2 и 1 относятся к зонду 2 и 1 соответственно). Отсюда видно, что данные работ [6, 7] ($v = 0,3$ и $1,2$ мм/с) получены в квазистатических условиях и к ним могут быть применены сделанные выше выводы относительно тепловых потоков от зонда к поверхности горения, полученные из рассмотрения стационарного метанового пламени.

Поступила в редакцию 12/VII 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Фристром, А. А. Вестенберг. Структура пламени. М.: Металлургия, 1969.
2. О. П. Коробейничев. Усп. химии, 1980, 49, 6, 945.
3. J. C. Biordi, C. P. Lazzara, J. F. Papp. Comb. Flame, 1976, 26, 57.
4. J. C. Biordi, C. P. Lazzara, J. F. Papp. Comb. Flame, 1974, 23, 73.
5. В. В. Дубинин, Б. Я. Колесников, Г. И. Ксандопуло. ФГВ, 1977, 13, 6, 920.
6. Н. Е. Ермолин, О. П. Коробейничев и др. ФГВ, 1982, 18, 1, 46.
7. А. Г. Терещенко, О. П. Коробейничев. ФГВ, 1982, 8, 6, 39.
8. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
9. А. А. Зенин. Докт. дис. ИХФ АН СССР. М., 1975.
10. Х. Уонг. Основные формулы и данные по теплообмену. М.: Атомиздат, 1979.
11. О. П. Коробейничев, Л. В. Куйбида и др. Препринт ИХКиГ СО АН СССР, № 11, Новосибирск, 1981.
12. А. Л. Рудницкий, С. Ю. Федоров. — В кн.: Использование современных физических методов в неразрушающих исследованиях и контроле. Хабаровск, 1981.
13. Н. Е. Ермолин, О. П. Коробейничев и др. Препринт ИТиПМ СО АН СССР, № 2, Новосибирск, 1981.
14. Н. Е. Ермолин, О. П. Коробейничев и др. Хим. физ., 1982, 12, 1711.