

на наличие многих факторов, способствующих внесению возмущений в зону горения, наиболее вероятным механизмом перехода является развитие грубной турбулентности. Заметим, что роль автотурбуликации должна в наиболее отчетливой форме проявляться в процессах распространения сферически-симметричных пламен, для которых другие отмеченные выше факторы отсутствуют, что предопределяет необходимость постановки опытов со свободным объемом аэрозвесей.

В заключение авторы благодарят Б. В. Новожилова за полезные замечания, а также А. К. Безродных и И. И. Градецкого за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Страусс. РТК, 1968, 6, 9.
2. В. Г. Шевчук, Е. Н. Кондратьев, А. Н. Золотко и др. ФГВ, 1982, 18, 5, 70.
3. H. M. Cassel, J. Liebman, W. K. Mock. Sixth Symp. (Intern.) on Combustion. N. Y., 1957.
4. В. Н. Брынза, Н. В. Бабайцев, С. Г. Панаев. ФГВ, 1979, 15, 1, 117.
5. А. К. Безродных, Л. В. Бойчук, Е. Н. Кондратьев и др. Тез. докл. на семинаре «Механика и физика плазмы и газовых потоков». Рига, 1981.
6. В. Г. Шевчук, С. В. Горошин, Л. А. Клячко и др. ФГВ, 1980, 16, 1, 57.
7. Р. Г. Галлиулин, Н. П. Ревва, Г. Г. Халимов. Теория термических колебаний. Казань: Изд-во КГУ, 1982.
8. Г. Генюш.— В кн.: Нестационарное распространение пламени/Под ред. Дж. Маркштейна. М.: Мир, 1968.
9. Р. Бетчов.— В кн.: Турбулентность. Принципы и применения/Под ред. У. Фроста, Т. Моулдена. М.: Мир, 1980.
10. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 1944, 14, 6, 240.
11. К. Н. Шелкни. ЖЭТФ, 1940, 10, 7, 823.
12. В. Г. Шевчук, Е. Н. Кондратьев, А. Н. Золотко и др. ФГВ, 1979, 15, 6, 41.
13. M. W. Evans e. a. Third Symp. on Comb. Flame and Explos. Phenomena. Williams and Wilkins, 1949.

*Поступила в редакцию 17/X 1984,
после доработки — 14/IV 1985*

ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ ПЛАМЕНЕМ И ЗОНДОМ ПРИ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОМ ИССЛЕДОВАНИИ СТРУКТУРЫ ПЛАМЕН

*И. Д. Емельянов, О. П. Коробейничев, А. Г. Терещенко,
Л. В. Куйбида
(Новосибирск)*

При масс-спектрометрическом зондировании пламен возникает проблема учета тепловых, аэродинамических и концентрационных возмущений, вносимых зондом в пламя [1]. При ширине зоны горения $\sim 0,1-1$ мм и диаметре поверхности горения 5—20 мм пламя можно считать плоским, т. е. рассматривать распределение скоростей, температур и концентраций как одномерное, что существенно упрощает математическую обработку результатов экспериментов. Зонд обычно имеет форму полого усеченного конуса с отверстием на узком конце (торце) $\sim 10-200$ мкм, через которое отсасывается проба со скоростью, которая может отличаться от скорости движения газа в пламени. Из-за размеров торца зонда, сравнимых с шириной зоны горения, скорости отсоса, отличающейся от скорости движения газа, и различия температур зонда и пламени простая одномерная модель пламени искажается. Кроме того, реакция не прекращается с попаданием пробы внутрь зонда, но обычно предполагается, что проба быстро охлаждается вследствие адиабатического расширения при сверхзвуковом течении внутри зонда.

В настоящей работе изучается вопрос о теплообмене между зондом и пламенем (точнее, потоком продуктов горения). Этот вопрос исследо-

вался в работе [1], где при теоретическом рассмотрении в качестве первого приближения сделано допущение о равенстве и постоянстве коэффициентов теплообмена пламени с торцом зонда («лобового») и его боковой поверхностью («бокового»). При этом предполагалось, что зонд имеет постоянную толщину стенки, малую по сравнению с его внешним диаметром. Рассматривается зонд произвольной формы, а коэффициенты «лобового» и «бокового» теплообмена не считаются равными. Согласно теории теплообмена при обтекании тел потоком вязкого газа, считается, что коэффициент «бокового» теплообмена — переменная величина, зависящая от расстояния между торцом зонда и рассматриваемой точкой боковой поверхности. Учитывается также лучистый теплообмен между зондом и пламенем. Сравнением результатов расчета с экспериментальными данными, полученными для нескольких кварцевых зондов, найдены значения эмпирических величин в математической модели переноса тепла по зонду. Особый интерес с точки зрения тепловых возмущений представляет температура торца зонда. Проведены соответствующие расчеты при различных расстояниях между торцом и поверхностью горения.

Методика эксперимента

В эксперименте использовались кварцевые зонды разной конфигурации, диаметр торца которых (0,12 и 0,4 мм) примерно равен ширине зон исследованных пламен. Параметры отборников и пламен приведены в табл. 1, где введены следующие обозначения: p — давление в пламени, u_T — скорость горения конденсированного вещества (в случае зонда 2 — скорость газа при комнатной температуре), ρ_T — плотность конденсированного вещества (для зонда 2 — плотность газа), t_{max} — максимальная температура газа, t_T , t_1 — температуры торца и стенки зонда на расстоянии L_1 от торца, на котором измерялась температура зонда, r_1 , r_2 — внутренний и внешний радиусы торца (в случае зонда 2 внутренний радиус у торца равен 6 мкм, в табл. 1 приведен внутренний радиус зонда 2 на расстоянии примерно 150 мкм от торца), R_1 , R_2 — внутренний и внешний радиусы зонда на расстоянии L_1 , β' и γ' — внешний и внутренний углы полураствора зонда, начиная с расстояния L_2 от торца, γ'' — внутренний угол полураствора зонда в торце. Значения L_1 и L_2 , измеренные по оси симметрии зонда, также приведены в табл. 1.

Для измерений температуры стенок зонда 1 использовались платинаплатинородиевые (10% родия) термомпары с толщиной проволочек 0,02 мм, спаи которых помещали в миниатюрные прорези в стенках зонда на расстояниях от его торца 2,5 и 5 мм и затем заклеивали тонким слоем высокотемпературного клея. В этом случае поток продуктов горения создавался в результате сгорания таблеток, спрессованных из смеси 90% перхлората аммония и 10% параформа. Температуру продуктов горения измеряли П-образной термопарой на расстоянии 1 мм от торца отборника вверх по потоку. Через несколько секунд после начала горения температура в указанных выше точках зонда выходила на стационарный режим. Температуры регистрировали одновременно автоматизированной системой сбора данных на базе аппаратуры КАМАК и мини-ЭВМ «Саратов-2» [2]. Для определения температуры в различных точках

Номер зонда	Пламя	p , МПа	u_T , см/с	ρ_T , г/см ³	t_{max} , °C	t_T , °C	t_1 , °C
1	ПХА + 10% параформ	0,1	$3 \cdot 10^{-2}$	1,25	1375	1250	800
2	Метан — воздух	0,1	10	$1,25 \cdot 10^{-3}$	1730	1430	1250
3	ПХА	0,06	$3 \cdot 10^{-2}$	1,9	1140	1065	970

зонда 2 измеряли распределение температур в газовом потоке перпендикулярно стенкам зонда П-образной платина-платинородиевой термопарой (толщина проволочек 0,02, размер плеча ≈ 1 мм). Проволочки помещали в кварцевые капилляры диаметром 0,5 мм, вставленные в двухканальную керамическую трубку, закрепленную на трехкоординатном устройстве. Длина незащищенной части термопары 4 мм, расстояние от конца капилляра до конца трубки 5 мм. Расстояние между спаем термопары и стенкой зонда измеряли с помощью микроскопа МБС-2 (точность измерения 14 мкм). Определяли также распределения температуры вверх по потоку от торца отборника. Температуру стенки зонда измеряли путем экстраполяции указанных выше температурных распределений, а также из результатов измерений, в которых создавался тепловой контакт между спаем термопары и поверхностью зонда (контроль контакта осуществлялся с помощью микроскопа). В указанном случае зонд помещался в стационарный поток продуктов горения смеси 8% CH_4 + 12% Ar + 80% воздуха, полученный на плоской горелке диаметром 15 мм. Все исследования (с зондом 2) проводили в установившемся режиме. Условия эксперимента в случае зонда 3 описаны в [1]. Здесь лишь следует отметить, что в табл. 1 приведено более точное значение t_1 (970°C вместо принятого в [1] 1050°C). Это объясняется тем, что при нахождении t_1 экспериментальные данные по температурным профилям в [1] неправильно интерпретированы.

Точность определения температуры, связанная с теплоотводом в концы термопары, оценена по формулам из [3]. При всех измерениях температуры газа в показания термопары внесены поправки на излучение. Окончательно ошибка составляла $\sim 1\%$.

Теоретический анализ

Обозначим температуру пламени через t_r . В общем случае задачи конвективного теплообмена необходимо рассматривать в сопряженной постановке [4], т. е. решать совместно уравнения неразрывности, движения и энергии для потока и теплопроводности для стенок обтекаемого тела, используя на поверхности теплообмена граничные условия 4-го рода (равенство температур теплоносителя и стенки и плотностей тепловых потоков в теплоносителе и стенке). Однако сопряженные задачи очень сложны даже в стационарном случае. Выполненные в последнее время исследования этих задач позволили указать критерий допустимости раздельного решения задач теплопереноса в потоке и стенке с использованием коэффициента теплоотдачи (т. е. граничного условия 3-го рода). Оказалось, что разница в результатах решения задачи в сопряженной и несопряженной постановках не превышает 1%, если выполняется условие

$$\text{Br} = \frac{\lambda_r}{\lambda} \frac{l}{x} \text{Re}_x^n \text{Pr}^m < 0,02. \quad (4)$$

Здесь Br — критерий Брюна; λ_r, λ — коэффициенты теплопроводности газа и материала стенки; x — расстояние вдоль стенки по направлению потока; l — толщина стенки; $\text{Re}_x = \rho r x / \mu$ — число Рейнольдса; $\text{Pr} =$

Т а б л и ц а 1

L_1 , мм	L_2 , мм	ψ	r_1 , мкм	r_2 , мкм	R_1 , мм	R_2 , мм	β' , град	γ' , град	γ'' , град
5	0,03	1,5	10	50	1,15	1,65	18	13	20
2,5	0,15	4,5	180	210	0,3	0,36	3,75	2,75	55
1	0,03	1,5	6	60	0,18	0,23	10	10	23

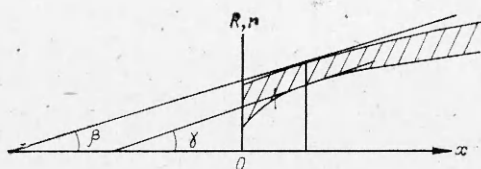


Рис. 1. Продольный разрез зонда (заштрихованный участок).

$= \mu c_p / \lambda_r$ — число Прандтля. Для ламинарного течения (как в нашем случае) $n = 1/2$, $m = 1/3$.

В табл. 1 приведены параметры исследованных зондов и пламен. Легко убедиться, что условие (1) выполняется, если учесть, что в случае обтекания зонда начальное значение x приблизительно равно разности внешнего и внутреннего радиусов (Δr) торца зондов.

Покажем, что стенку зонда можно считать «тонкой», т. е. пренебречь поперечным градиентом температуры стенки. Условием «тонкости» стенки является выполнение неравенства [5]

$$Bi = \alpha l / \lambda < 0,1, \quad (2)$$

где Bi — критерий Био; α — коэффициент теплоотдачи, который будем вычислять по формуле для случая продольного обтекания пластинки постоянной температуры [6].

$$Nu_x = 0,332 Re_x^{1/2} Pr^{1/3} \quad (3)$$

($Nu_x = \alpha x / \lambda_r$ — критерий Нуссельта, x — расстояние от передней кромки пластинки). Из (2) и (3) следует, что критерии Bi и Bi_r отличаются лишь постоянным множителем, меньшим единицы:

$$Bi = 0,332 \frac{\lambda_r}{\lambda} \frac{l}{x} Re_x^{1/2} Pr^{1/3}, \quad (4)$$

поэтому условие «тонкости» стенки также выполняется. Наличие теплообмена излучением не должно изменить эти выводы, так как результирующий коэффициент теплообмена (разность конвективного и лучистого) будет еще меньше.

На рис. 1 показан продольный разрез зонда с осью симметрии x , служащей координатной осью. Сформулируем краевую задачу, описывающую теплоперенос по зонду. Проекция площади поперечного сечения стенки зонда на направление нормали к биссектрисе угла, образованного пересечением касательных к внешней и внутренней поверхности зонда, находится из выражения

$$s_n \approx \pi (R^2 - r^2) \cos \omega,$$

где $\omega = 0,5(\beta + \gamma)$; R , r — внешний и внутренний радиусы поперечного сечения зонда, зависящие от координаты x ; β , γ — углы, образованные пересечением касательных к внешней и внутренней поверхности зонда с осью x , т. е.

$$\operatorname{tg} \beta = dR/dx, \quad \operatorname{tg} \gamma = dr/dx.$$

Тогда уравнение теплового баланса будет иметь вид

$$\frac{d}{dx} \left[\lambda (R^2 - r^2) \cos^2 \omega \cdot \frac{dt}{dx} \right] - \frac{2R}{\cos \beta} (q_k + q_n) = 0 \quad (5)$$

($q_k = \alpha(t - t_r)$ — конвективный поток тепла). Лучистый поток [7]

$$q_n = \sigma [\varepsilon (t + 273)^4 - \varepsilon_f \varepsilon_g (t_r + 273)^4 - \varepsilon (t_c + 273)^4]. \quad (6)$$

В (6) первое слагаемое соответствует потоку от стенки зонда, второе и третье — от пламени и окружающих зонд стенок к стенке зонда; σ — постоянная Стефана — Больцмана; ε , ε_f — степень черноты и эффективная степень черноты стенки зонда; ε_g — степень черноты пламени; t_c — температура окружающей зонд стенки. Влиянием отсоса пробы на температуру зонда, как показали эксперименты, можно было пренебречь.

Граничные условия для уравнения (5):

$$\lambda \frac{dt}{dx} = \psi \left(\lambda_{\Gamma} \frac{dt_{\Gamma}}{dx} + q_{\text{irr}} \right) \quad \text{при } x = 0,$$

$$t = t_1 \quad \text{при } x = L_1. \quad (7)$$

Здесь $\psi = S/S_a$; S — площадь поверхности торца зонда; S_a — та же величина при аппроксимации внутренней и внешней боковой поверхностей зонда конусными поверхностями (как это делалось при решении уравнения (5)). Длина части зонда у торца, форма которой отличается от конической, была в несколько раз меньше ширины зоны горения.

Тепловой поток излучением от торца

$$q_{\text{irr}} = \sigma \varepsilon [(t + 273)^4 - (t_n + 273)^4]$$

(t_n — температура поверхности горения). Как показали расчеты, угловой коэффициент излучения поверхности зонда по отношению к поверхностям, окружающим зонд, практически равен единице. Если зонд находится в зоне продуктов горения, где температура меняется слабо вдоль x , справедливо соотношение

$$\lambda_{\Gamma} \frac{dt_{\Gamma}}{dx} = \alpha_0 (t - t_n),$$

а в случае, когда торец зонда помещен в зону горения с градиентом температуры, имеет место равенство

$$\lambda_{\Gamma} \frac{dt_{\Gamma}}{dx} = v^* \frac{\lambda_{\Gamma}}{L} (t - t_n), \quad (8)$$

где α_0 — коэффициент теплообмена между газом и поверхностью торца зонда; L — расстояние между поверхностью горения и торцом зонда; v^* — некоторый поправочный множитель, который находился сравнением расчетных и экспериментальных результатов. Для вычисления α_0 воспользуемся выражением, полученным для сферы диаметра D [6]:

$$\text{Nu} = 2 + 0,03\text{Re}^{0,54}\text{Pr}^{0,33} + 0,35\text{Re}^{0,58}\text{Pr}^{0,35},$$

$$\text{Nu} = \alpha_0 D / \lambda_{\Gamma}, \quad \text{Re} = u_0 D / \mu.$$

В качестве D берется внешний диаметр торца зонда.

Выражение (3) для пластины дает значение α при координате x . Как известно, средняя величина α на отрезке x определяется формулой

$$\overline{\text{Nu}}_x = 0,664 \text{Re}_x^{1/2} \text{Pr}^{1/3}.$$

В работе [8] показано, что $\overline{\alpha}$ для тел сложной формы определяется из такого же выражения:

$$\text{Nu}_{L'} = 0,664 \text{Re}_{L'}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}, \quad (9)$$

где $\text{Nu}_{L'} = \alpha L' / \lambda_{\Gamma}$; $\text{Re}_{L'} = u_0 L' / \mu$; L' — так называемая длина обтекания, определяемая как отношение площади поверхности тела на участвующий в теплообмене периметр плоскости проекции тела в направлении течения. Для конуса с образующей x' и радиусом основания R

$$L' = x'/2, \quad x' = x / \cos \beta.$$

Если подставим $L' = 0,5x'$ в (9) и вернемся к локальному коэффициенту теплоотдачи, то получим для конуса

$$\text{Nu}_{x'} = 0,332 \sqrt{2 \text{Re}_{x'}} \sqrt[3]{\text{Pr}}.$$

Наконец, учтем, что зонд неизотермичен. Для этого воспользуемся формулой, полученной при степенном законе распределения температуры:

$$t = a + bx^n,$$

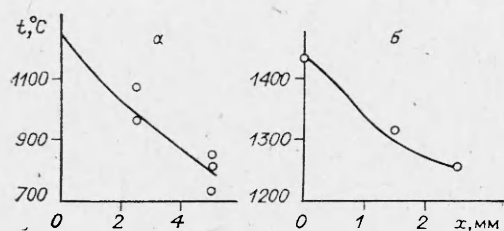


Рис. 2. Распределения температур по зондам 1 (а) и 2 (б).
○ — эксперимент; — — расчет ($K = 600$ (а) и 1600 м^{-1} (б)).

для продольного обтекания пластины [9]

$$\text{Nu}_{x_1} = 0,358 \sqrt{\text{Re}_x} \sqrt[3]{(2\varphi + 1) \text{Pr}}$$

и окончательно для конуса

$$\text{Nu}_x = 0,358 \sqrt{2 \text{Re}_x \cos \beta} \sqrt[3]{(2\varphi + 1) \text{Pr}}. \quad (10)$$

Как показали проведенные эксперименты, распределение температуры вдоль зонда на рассматриваемых расстояниях следует почти линейному закону, т. е. $\varphi = 1$.

Степень черноты полупрозрачных материалов, в том числе кварца, зависит от толщины материала. Теорию расчета можно найти в работе [10]. Вкратце отметим, что спектральная степень черноты полупрозрачного вещества толщиной H является, в частности, функцией от $\exp(k_\nu H)$, где k_ν — спектральный коэффициент поглощения. Степень черноты ε равна интегралу по всем длинам волн от произведения спектральной степени черноты на функцию Планка. Ввиду отсутствия в литературе достаточно полных сведений по коэффициенту поглощения кварца ограничимся эмпирическим описанием его радиационных свойств. Если учесть, что максимальные значения $k_\nu \approx 2000 \text{ м}^{-1}$ [11], $H \approx 50 \div 100 \text{ мкм}$, легко убедиться в том, что $\varepsilon \approx KH$ (K — коэффициент, идентичный среднему коэффициенту поглощения по Планку a [12]). Будем искать величину K сравнением решения краевой задачи (5) — (7) с экспериментальными результатами. Ясно, что ввиду довольно косвенного способа ее нахождения она может сильно отличаться от a . Степень черноты пламени вычисляли по известной методике [7], причем за толщину слоя газа принимали радиус пламени. Без ущерба для точности принято $\varepsilon_j = 1$, так как второе слагаемое в (6) составляло 5—20% от первого, а третье было пренебрежимо малым. Зависимость коэффициента теплопроводности кварца от температуры взята из работы [13] в виде

$$\lambda = 0,74 + 1,9 \cdot 10^{-3}t, \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}).$$

Краевая задача (5) — (7) решалась методом конечных разностей. На рис. 2 представлены расчетные кривые распределения температуры вдоль зонда.

В табл. 2 даны значения средней на рассматриваемой длине зонда толщины стенки H , искомой величины K и соответствующих средних степеней черноты стенки зонда $\bar{\varepsilon}$ (при решении задачи оперировали с истинными значениями H и ε в каждой точке x). Температуры торцов зондов предсказывались с точностью $\approx 2\%$ при $K = 1000$. В работе [10] приведена зависимость a от температуры. С ростом t медленно увеличивается a и при максимальном $t = 725^\circ\text{C}$ $a \approx 800 \text{ м}^{-1}$.

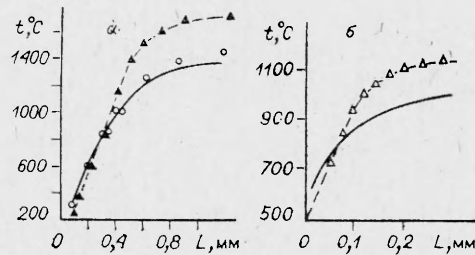
На рис. 3 приведены расчетные (а для зонда 2 и экспериментальные) зависимости температуры торца от расстояния до поверхности горения. Как установлено в [14], зонд 2 в пламени метано-воздушной смеси моделирует тепловой режим зонда 3 в пламени ПХА. Кроме того, исследования показали, что экспе-

Таблица 2

Номер зонда	\bar{H} , мкм	K , м^{-1}	$\bar{\varepsilon}$
1	270	600	0,162
2	41	1600	0,064
3	52	2000	0,104

Рис. 3. Температура торца зондов 2 (а) и 3 (б) в зависимости от L .

— расчет при $K = 4000 \text{ м}^{-1}$
 ○ — эксперимент, ▲ — экспериментальные данные по температуре невозмущенного пламени.



рименты [1, 15] с зондом 3 выполнены в квазистатических условиях. Поэтому распределение температуры по зонду 3 описывали уравнением (5), справедливым для установившегося режима.

Наиболее подходящим значением для поправочного коэффициента в выражении (8) оказалось $\nu^* = 3,5$. Из рис. 3, б видно, что в точке, отстоящей от поверхности горения на 30–40 мкм (в которой отбирали пробу зондом 3 с поверхности горения), расчетная температура торца зонда приблизительно на 100° превышает температуру невозмущенного пламени. Отсюда следует, что в месте отбора пробы с поверхности горения тепловой поток от зонда к поверхности горения ПХА незначительно отличается от теплового потока к поверхности горения в невозмущенном пламени и поэтому не может внести существенной ошибки в найденные зондовым методом [14] профили концентраций компонентов в пламени ПХА. Проведенные измерения распределения температуры газа в зазоре между поверхностью горелки и торцом зонда 2 при расстоянии между ними 0,15 мм, соответствующем месту отбора пробы с поверхности горелки, позволили вычислить тепловой поток в горелку от зонда через газовый зазор. Оказалось, что этот тепловой поток мало отличается от его значения в невозмущенном пламени. Таким образом, несмотря на гидродинамические возмущения в зазоре между зондом и поверхностью горелки, остается в силе вывод о малости теплового возмущения зондом 2 поверхности горелки в метано-воздушном пламени, а следовательно, и поверхности горения ПХА в аналогичных условиях.

В заключение авторы выражают благодарность А. Л. Бурке за полезные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Терещенко, О. П. Коробейничев. ФГВ, 1982, 18, 6.
2. А. Г. Воробьева, О. П. Коробейничев и др. Автометрия, 1982, 5.
3. А. А. Зенин. ИФЖ, 1962, 5, 5.
4. Э. К. Калинин и др. Методы расчета сопряженных задач теплообмена. М.: Машиностроение, 1983.
5. Handbook of heat transfer/Ed. W. M. Rohsenow, J. P. Hartnett. N. Y.: McGraw, 1973.
6. С. С. Кутателадзе. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.
7. Г. Гребер, С. Эрк, У. Григуль. Основы учения о теплообмене. М.: ИЛ, 1958.
8. В. Каст и др. Конвективный тепло- и массоперенос. М.: Энергия, 1980.
9. Л. Г. Лойцянский. Ламинарный пограничный слой. М.: Физматгиз, 1962.
10. О. А. Сергеев, А. А. Мень. Теплофизические свойства полупрозрачных материалов. М.: Стандарт, 1977.
11. В. А. Петров.— В кн.: Обзоры по теплофизическим свойствам веществ. № 3 (17). М., 1979.
12. Р. Зигель, Дж. Хауэлл. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975.
13. В. К. Битюков, В. А. Петров, С. В. Степанов. ТВТ, 1983, 21, 6.
14. О. П. Коробейничев, А. Г. Терещенко и др. ФГВ, 1985, 21, 5.
15. Н. Е. Ермолин, О. П. Коробейничев и др. ФГВ, 1982, 18, 1.

Поступила в редакцию 19/XII 1984