

вин и отсутствие возникновения пор диаметром менее 5 мкм в частицах антрацита размером 100—125 мкм.

Авторы считают своим долгом поблагодарить Е. С. Головину за полезное обсуждение полученных результатов.

Поступила в редакцию 3/VIII 1976,
после доработки — 29/X 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Магнитогидродинамический метод получения электроэнергии. Сб. пер. Под ред. В. А. Кириллина и А. Е. Шейндлина. М., «Энергия», 1971.
2. Е. С. Головина, Л. С. Соловьева, В. Г. Самсонов. Хим. тв. топ., 1974, 2, 147.
3. В. Г. Самсонов. Канд. дис., ЭНИН, М., 1974.
4. М. А. Стырикович, К. Я. Катковская, Е. П. Серов. Парогенераторы электростанций. М.—Л., «Энергия», 1966.
5. А. С. Предводителей, Л. Н. Хитрин и др. Горение углерода. М., Изд-во АН СССР, 1949.
6. Я. Б. Зельдович. ЖФХ, 1939, 13, 163.
7. С. Я. Пшежецкий, Р. Н. Рубинштейн. ЖФХ, 1946, 20, 1127.
8. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
9. В. Н. Николаевский, К. С. Басниев и др. Механика насыщенных пористых сред. М., «Недра», 1970.
10. А. Е. Шейдеггер. Физика течения жидкостей через пористые среды. М., Гостоптехиздат, 1960.
11. М. С. Оренбах. Реакционная поверхность при гетерогенном горении. Новосибирск, «Наука», 1973.
12. Ю. А. Чизмаджев, В. С. Маркин и др. Макрокинетика процессов в пористых средах (Топливные элементы). М., «Наука», 1971.
13. A. Wheeler. *Adv. Catalysis*, 1951, 3, 250.
14. Л. Н. Хитрин. Хим. тв. топ., 1967, 6.
15. Ф. Уокер, Ф. Русинко, Л. Остин.—В сб.: Реакция углерода с газами. М., ИЛ, 1963.
16. В. А. Злобинский, М. С. Оренбах. Хим. тв. топ., 1972, 6.
17. В. А. Злобинский, М. С. Оренбах. Докл. АН СССР, 1973, 212, 2.
18. А. М. Головин. Вест. МГУ, мат., мех., 1973, 1.
19. Основы практической теории горения. Под ред. В. В. Померанцева. Л., «Энергия», 1973.
20. В. А. Злобинский, М. С. Оренбах. Хим. тв. топ., 1971, 2.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАМЕН, СОДЕРЖАЩИХ РАССЕИВАЮЩИЕ ЧАСТИЦЫ

В. М. Мальцев, А. Н. Столяров

(Москва)

Пламена твердых металлизированных топлив широко используются в качестве источников излучения в видимой и инфракрасной (ИК) областях спектра [1]. У большинства таких пламен основная доля лучистой энергии излучается мелкодисперсными конденсированными частицами, вследствие чего наибольший интерес представляет исследование закономерности излучения мелкодисперсной к-фазы пламени.

Известно [2, 3], что излучательные характеристики среды, состоящей из мелкодисперсных конденсированных частиц, зависят от вероятности «выживания» кванта Λ в однократном акте рассеяния, оптической толщины пламени τ и индикатрисы рассеяния $x(\gamma)$ (здесь $\Lambda = \sigma / (\kappa_r + \kappa_k + \sigma)$, κ_r , κ_k — соответственно коэффициенты поглощения излучения газовой и конденсированной фазами пламени на длине волны λ , σ — коэффициент рассеяния излучения к-фазой на той же длине вол-

ны). Эти параметры, в свою очередь, зависят от функции распределения частиц конденсированной фазы по размерам, от концентрации, формы частиц и комплексного показателя преломления вещества частиц в пламени. Поэтому знание Λ , $\kappa_{\text{к}}$, σ , τ , $x(\gamma)$ позволяет в известной мере [4] судить о физико-химических свойствах частиц к-фазы в различных зонах пламени и объяснить, с чем связано наблюдаемое изменение характеристик излучения пламени при изменении, например, характеристик твердого топлива или условий его сжигания.

В связи с этим особую важность приобретает задача экспериментального определения Λ , $\kappa_{\text{к}}$, σ и τ . Эти величины можно найти путем измерения спектральных коэффициентов пропускания t , черноты a и толщины однородного пламени z_0 в условиях однократного рассеяния [3]. В работе [3] a определялся из закона Кирхгофа $a = I(\lambda)/B(\lambda, T)$ измерением абсолютной интенсивности излучения $I(\lambda)$ и температуры T пламени. При этом T измерялась методом лучеиспускания и поглощения в таких линиях излучения, где рассеянием можно было пренебречь

$$(\Lambda \ll 1 \text{ или } \tau_{\text{л}} \gg \tau_{\text{к}}, \tau_{\text{л}} = \int_0^{z_0} [\kappa_{\text{г}}(z) + \kappa_{\text{к}}(z) + \sigma(z)] dz, \tau_{\text{к}} = \int_0^{z_0} [\kappa_{\text{к}}(z) + \sigma(z)] dz —$$

соответственно оптические толщины пламени в линии и в сплошном спектре; z — координата вдоль луча). Однако в пламенах смесевых топлив линии с $\tau_{\text{л}} \gg \tau_{\text{к}}$ в видимой и ближней инфракрасной области спектра нередко отсутствуют. В настоящей работе предлагается методика определения параметров $\kappa_{\text{к}}$, σ , Λ и a в однородных пламенах, базирующаяся на измерении относительных интенсивностей, а также рассматривается возможность измерения температуры пламен, содержащих рассеивающие конденсированные частицы, методом лучеиспускания и поглощения в оптически тонких линиях излучения.

Прежде всего отметим, что оптические свойства пламен металлизированных твердых топлив с металлическими горючими (Mg, Al, Zr) в сплошном спектре в основном определяются частицами окислов, концентрация которых на несколько порядков (\sim в 10^3 — 10^5 раз) выше концентрации частиц металлов в пламени и размеры которых меньше 20 мкм. Поскольку частицы окислов металлов образуются в газовой фазе пламени, можно предположить, что температура их близка к температуре газовой фазы. В этом случае при $(\kappa_{\text{г}} + \kappa_{\text{к}}) \cdot z_0 \ll 1$ (или при $\sigma/(\kappa_{\text{г}} + \kappa_{\text{к}} + \sigma) \ll 1$, $\kappa_{\text{к}} \cdot z_0 \ll 1$) интенсивность излучения однородного пламени в направлении, перпендикулярном к поверхности пламени в линии (линия + континуум — сплошной спектр излучения конденсированной фазы),

$$I_{\text{л}}(\lambda_1) = \{1 - e^{-(\kappa_{\text{г}}(\lambda_1) + \kappa_{\text{к}}(\lambda_1)) \cdot z_0}\} \cdot B(\lambda_1, T), \quad (1)$$

а в сплошном спектре на длине волны $\lambda_{1\text{к}}$, близкой к длине волны линии λ_1 , так что $\lambda_{1\text{к}} \approx \lambda_1$

$$I_{\text{к}}(\lambda_1) = [1 - e^{-\kappa_{\text{к}}(\lambda_1) \cdot z_0}] \cdot B(\lambda_1, T). \quad (2)$$

Интенсивность излучения пламени, просвеченного внешним источником излучения (например, ленточной вольфрамовой лампой, имеющей известную температуру и коэффициент черноты ленты накаливания), в условиях однократного рассеяния в линии равна

$$I_{0\text{л}}(\lambda_1) = I_{\text{л}}(\lambda_1) + I_0(\lambda_1) \cdot e^{-(\kappa_{\text{г}}(\lambda_1) + \kappa_{\text{к}}(\lambda_1) + \sigma(\lambda_1)) \cdot z_0}, \quad (3)$$

в сплошном спектре на той же длине волны (рядом с линией)

$$I_{0\text{к}}(\lambda_1) = I_{\text{к}}(\lambda_1) + I_0(\lambda_1) \cdot e^{-(\kappa_{\text{к}}(\lambda_1) + \sigma(\lambda_1)) \cdot z_0}. \quad (4)$$

Аналогично (2) и (4) на произвольной длине волны λ сплошного спектра

$$I_{\text{K}}(\lambda) = a(\lambda) \cdot B(\lambda, T) = [1 - e^{-\kappa_{\text{K}}(\lambda) \cdot z_0}] \cdot B(\lambda, T), \quad (5)$$

$$I_{0\text{K}}(\lambda) = I_{\text{K}}(\lambda) + I_0(\lambda) \cdot e^{-[\kappa_{\text{K}}(\lambda) + \sigma(\lambda)] \cdot z_0}. \quad (6)$$

При этом падающий на пламя пучок лучей параллельный, а выходящее излучение регистрируется в достаточно малом телесном угле. Величины $I_{\text{K}}(\lambda_1)$, $I_{\text{П}}(\lambda_1)$, $I_{0\text{K}}(\lambda_1)$, $I_0(\lambda_1)$, $I_{0\text{П}}(\lambda_1)$, $I_{\text{K}}(\lambda)$, $I_{0\text{K}}(\lambda)$, $I_0(\lambda)$ могут быть легко измерены при одновременной регистрации спектра пропускания лампы и излучения пламени. При этом из (1)–(6) можно определить $\kappa_{\text{K}}(\lambda)$, $\sigma(\lambda)$, $\kappa_{\text{r}}(\lambda_1)$, $\kappa_{\text{K}}(\lambda_1)$, $\sigma(\lambda_1)$ и T , а также $\Lambda(\lambda)$, $a(\lambda)$ и $\tau(\lambda)$. В частности, в приближении Вина из (1)–(6) получим

$$a = a_0(\lambda) \left[a_0(\lambda_1) \cdot \frac{I_{\text{K}}(\lambda_1)}{I_0(\lambda_1)} \cdot \frac{f(\lambda_1)}{f(\lambda_1) - 1} \right]^{-\frac{\lambda_1}{\lambda}} \frac{I_{\text{K}}(\lambda)}{I_0(\lambda)}, \quad (7)$$

$$T = T_0 \cdot \left\{ 1 - \frac{\lambda_1 T_0}{c_2} \cdot \ln \left[a_0(\lambda_1) \cdot \frac{I_{\text{K}}(\lambda_1)}{I_0(\lambda_1)} \cdot \frac{f(\lambda_1)}{f(\lambda_1) - 1} \right] \right\}^{-1}, \quad (8)$$

где $f(\lambda_1) = \left[\frac{I_{\text{П}}(\lambda_1)}{I_{\text{K}}(\lambda_1)} - \frac{I_{0\text{П}}(\lambda_1) - I_{\text{П}}(\lambda_1)}{I_{0\text{K}}(\lambda_1) - I_{\text{K}}(\lambda_1)} \right] \cdot \left[\frac{I_{\text{П}}(\lambda_1)}{I_{\text{K}}(\lambda_1)} - 1 \right]^{-1}$ — коэффициент черноты вольфрама; $c_2 = 1,4388$ см·град.

Зная a (см. (7)), из (1)–(6) определим

$$\kappa_{\text{K}} = -1/z_0 \cdot \ln[1 - a(\lambda)], \quad (9)$$

$$\sigma = \frac{1}{z_0} \cdot \ln \left\{ \frac{[1 - a(\lambda)] \cdot I_0(\lambda)}{I_{0\text{K}}(\lambda) - I_{\text{K}}(\lambda)} \right\}, \quad (10)$$

$$\Lambda = \frac{\sigma}{\kappa_{\text{K}} + \sigma} = 1 - \frac{\ln[1 - a(\lambda)]}{\ln \left[\frac{I_{0\text{K}}(\lambda) - I_{\text{K}}(\lambda)}{I_0(\lambda)} \right]}, \quad (11)$$

Следует отметить, что для определения $a(\lambda)$, $\kappa_{\text{K}}(\lambda)$, $\sigma(\lambda)$, $\Lambda(\lambda)$, $\tau(\lambda)$, T необходимо знать лишь отношение интенсивностей, которое может быть измерено с высокой точностью.

В общем случае температура газовой фазы T_{r} не равна температуре конденсированной фазы T_{K} пламени, что приводит к погрешностям при определении $\kappa_{\text{r}}(\lambda)$, $\kappa_{\text{K}}(\lambda)$, $\sigma(\lambda)$, $\Lambda(\lambda)$ и $a(\lambda)$ по формулам (1)–(11). Для повышения точности и объективности измерения этих характеристик необходимо раздельное определение температур конденсированной и газовой фаз. Температура к-фазы измеряется классическим методом лучеиспускания и поглощения в той области длины волн, где можно пренебречь рассеянием ($\rho = \pi D/\lambda \ll 1$, при этом $\Lambda \ll 1$). На практике длины волн, на которых температура конденсированной фазы может быть определена методом лучеиспускания и поглощения, находятся путем экспериментального установления для сплошного спектра факта $\Lambda \ll 1$ по формуле (11), если справедливо приближение Вина, а в общем случае — с помощью системы (1)–(6). При этом данных эксперимента (спектры пропускания и излучения) достаточно, чтобы определить T_{K} методом лучеиспускания и поглощения. При известной T_{K} с помощью (5) и (6) определяются уточненные значения характеристик ($a(\lambda)$, $\kappa_{\text{K}}(\lambda)$, $\sigma(\lambda)$ и $\Lambda(\lambda)$) к-фазы пламени.

Температура газовой фазы определяется при $\tau_{\text{r}} \gg \tau_{\text{K}}$, когда можно пренебречь рассеянием, или с помощью уравнений (1)–(4), записанных с учетом различия T_{r} и T_{K} для линий, на которых выполняется условие $(\kappa_{\text{r}} + \kappa_{\text{K}}) \cdot z_0 \ll 1$. В последнем случае в приближении Вина получим

$$T_{\text{r}} = T_{\text{K}} \cdot \left\{ 1 - \frac{\lambda T_{\text{K}}}{c_2} \ln \left[\frac{a_0(\lambda) (I_{\text{П}}(\lambda) - I_{\text{K}}(\lambda))}{I_0(\lambda) \left(\frac{I_{0\text{K}}(\lambda) - I_{\text{K}}(\lambda)}{I_0(\lambda) - I_{\text{П}}(\lambda)} - 1 \right)} \right] \right\}^{-1}. \quad (12)$$

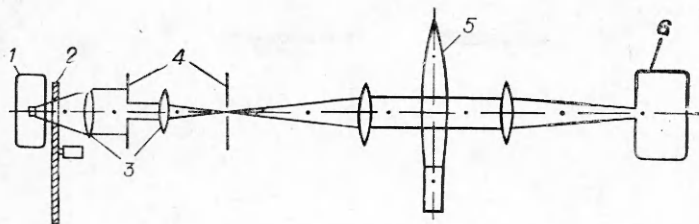


Рис. 1. Оптическая схема установки.
1 — лампа СИ-10-300; 2 — модулятор; 3 — линзы; 4 — диафрагмы; 5 — пламя; 6 — спектрометр.

Коэффициенты пропускания, поглощения, рассеяния и черноты, вероятность выживания кванта, а также температура пламени измерялись на установке, оптическая схема которой изображена на рис. 1. Регистрация собственного излучения пламени и излучения ленточной вольфрамовой лампы СИ-10-300, прошедшего через пламя, осуществлялась с помощью спектрометра, изготовленного на базе монохроматора ДМР-4. В качестве приемника излучения использовался фотоумножитель ФЭУ-62, обеспечивающий регистрацию спектров пламени и лампы в диапазоне длин волн от 0,4 до 1,2 мкм. Спектрометр регистрировал 8—10 спектров в секунду. Размер пламени определялся киносъемкой.

Исследованы оптические характеристики пламени цилиндрического образца твердого топлива $ZrC + NaNO_3$ (стехиометрическая смесь) диаметром 10 мм. Измерения проводились на расстоянии 10—20 мм от поверхности заряда твердого топлива. Основная доля излучения пламени сосредоточена в дублете натрия (5890 и 5896 Å) для пламени толщиной 1—2 см.

Ход экспериментальной кривой $t = t(\lambda)$, представленный на рис. 2, позволяет сделать следующие выводы.

1. Поскольку отсутствует монотонное изменение t с увеличением (или уменьшением) длины волны и $t \approx \text{const}$, параметр дифракции $\rho \gg 1$ при $0,4 \leq \lambda \leq 1,2$ мкм, т. е. средний размер частиц $D > \lambda/3,14 \approx 0,36$ мкм.

2. Осциллирующий характер зависимости t от λ свидетельствует, что функция распределения частиц по размерам в данном пламени имеет малую полуширину, т. е. частицы почти монодисперсны. Мнимая часть комплексного показателя преломления вещества частиц к-фазы мала [4, 5], т. е. на оптические свойства пламени в сплошном спектре практически оказывают влияние только присутствующие в пламени частицы двуокиси циркония (у которой мала мнимая часть комплексного показателя преломления). Влияние частиц Zr и других на распределение энергии, излучаемой пламенем в сплошном спектре, незначительно. Для стехиометрической смеси $ZrC + NaNO_3$ был проведен термодинамический расчет равновесного состава продуктов сгорания [6]. При этом подтвердилось, что в к-фазе присутствует только двуокись циркония ZrO_2 .

На трех длинах волн по изложенной выше методике (в предположении $T_r = T_k$) измере-

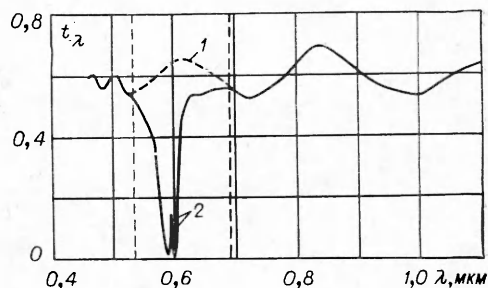


Рис. 2. Экспериментальная зависимость коэффициента пропускания t от длины волны λ пламени твердого топлива $ZrC + NaNO_3$ (стехиометрическая смесь).

1 — предполагаемый ход кривой $t = t(\lambda)$ для к-фазы;
2 — дублет натрия 5890 и 5896 Å.

Характеристика	Длина волны, мкм			Относительная погрешность, %
	0,48	0,8	1,0	
t	0,58	0,60	0,55	9
τ	0,87	0,9	0,8	9
Λ	0,93	0,94	0,94	2
$\kappa_{\kappa}, \text{м}^{-1}$	4,1	3,5	3,4	15
$\sigma, \text{м}^{-1}$	54,0	56,0	50,0	17
a	0,06	0,052	0,049	10
$\kappa_{\kappa} \cdot z_0$	0,062	0,053	0,051	10

ны κ_{κ} , σ , Λ , a и r . Результаты, представленные в таблице, показывают, что в данном типе пламени рассеяние играет существенную роль в переносе излучения. Это обстоятельство связано с тем, что в пламени присутствуют мелкодисперсные конденсированные частицы ZrO_2 , рассеяние излучения на которых преобладает над поглощением.

Температура определялась на длине волны одной из линий дублета натрия ($\lambda = 5896 \text{ \AA}$). Расчет температуры проводился по формуле (8); при этом получено $T_{\text{экеп}} = 2380 \text{ К}$. Кроме того, температура пламени была определена обычным методом лучеиспускания и поглощения. В пределах ошибки результаты измерения этими методами совпали. Это объясняется тем, что в линии $\lambda = 5896 \text{ \AA}$ $\Lambda = 0,15$ и рассеяние сравнительно невелико. Равновесная температура продуктов сгорания стехиометрической смеси по данным термодинамического расчета равна 2687 К .

Поступила в редакцию 30/IV 1976,
после доработки — 30/VII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Шидловский. Основы пиротехники. М., «Машиностроение», 1973.
2. С. D. Bartky and E. Ваег. Spacecraft., 1966, 3, 10.
3. Л. П. Бахир, Г. И. Левашенко, В. В. Таманович. ЖПС, 1972, XVII, 1.
4. Л. П. Бахир, В. В. Таманович. ЖПС, 1973, XVIII, 5.
5. А. П. Иванов. Оптика рассеивающих сред. Минск, «Наука и техника», 1969.
6. В. Е. Алемасов, А. Ф. Дрегалин, А. П. Тишин. Теория ракетных двигателей. М., «Машиностроение», 1969.

К ТЕОРИИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЧАСТИЦЫ ТВЕРДОГО ГОРЮЧЕГО В ГАЗООБРАЗНОМ ОКИСЛИТЕЛЕ

Л. А. Клячко, Г. М. Кунцев

(Москва)

В классической теории воспламенения частицы твердого горючего в газообразном окислителе при гетерогенной реакции на ее поверхности [1—4] не рассмотрено влияние начальной температуры частицы и ее выгорания на положение предела воспламенения и величину периода индукции. Вопрос о влиянии начальной температуры T_n частицы на величину периода индукции анализировался в работах [5, 6] при изучении воспламенения газозвесей частиц горючего в окислительной среде для случая, когда T_n ниже температуры среды. При решении задачи в указанных работах вводились разные упрощающие предположения, что затрудняет сопоставление полученных результатов.