

## ОСОБЕННОСТИ ИСПУСКАТЕЛЬНЫХ И ПОГЛОЩАТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЧАСТИЦ САЖИ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ГОРЕНИЯ

И. А. Сергиенко, А. В. Флорко, В. Г. Шевчук

Одесский государственный университет им. И. И. Мечникова, 270100 Одесса, Украина

Исследовались пламена одиночных углеводородных капель (бензол, бензин, гексан, октан). Предложен комплексный подход к исследованию горения этих веществ спектральными методами, которые позволяют выявить структуру пламени, концентрацию и дисперсность конденсированной фазы, температуру в зоне горения, радиационные характеристики. Исследовались также излучательные характеристики частиц сажи и их спектральные особенности в диапазоне длин волн  $\lambda = 0,25 \div 0,75$  мкм.

Горение углеводородных горючих сопровождается образованием конденсированной фазы (сажи), которая в значительной степени определяет радиационный механизм переноса энергии. Радиационные потоки определяются, прежде всего, исходными характеристиками горящих систем и радиационными параметрами мелкодисперсных конденсированных продуктов. Эти параметры (коэффициенты рассеяния и поглощения излучения) зависят от размеров частиц, их концентрации и температуры, которые необходимо контролировать непосредственно в горячей системе. Всё это и предопределило одну из решаемых в настоящей работе задач, а именно: разработку комплексного подхода к исследованию горящих углеводородных топлив спектральными методами, позволяющими выявить структуру пламени, концентрацию и дисперсность конденсированной фазы, а также температуру в зоне горения и радиационные характеристики. К тому же корректный учет радиационных потоков в различных энергетических установках требует информации об оптических характеристиках индивидуальных излучателей (частиц сажи). Обычно при решении уравнений переноса предполагается, что факторы эффективности поглощения частиц фактически равны их коэффициентам черноты. В то же время, для частиц с размерами, меньшими длины волны, процессы излучения и поглощения могут носить необратимый характер [1], поэтому указанное приближение может оказаться неоправданным. В связи с этим другой аспект настоящей работы состоит в исследовании излучательных характеристик частиц сажи и их спек-

тральных особенностей в диапазоне длин волн  $\lambda = 0,25 \div 0,75$  мкм.

Исследовались пламена жидких веществ (бензол, бензин, гексан, октан), выгорающих из пористых шариков радиусом  $r_0 \approx 4$  мм, пропитанных горючим. Выбор указанных горючих определялся тем, что их пламена имеют существенно отличающиеся оптические плотности.

### ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Основой установки для исследования спектров излучения и поглощения является спектральный прибор, собранный по схеме Черни — Турнера с дифракционной решеткой (1200 штр/мм), так что во втором порядке дифракции разрешающая способность была не хуже  $(1,5 \div 2) \cdot 10^4$ . Спектр разворачивался поворотом дифракционной решетки либо колеблющимся зеркалом, что позволяло при необходимости регистрировать до 100 спектров в секунду [2]. На входе спектрального прибора устанавливались скрещенные щели, а фокусирующая оптика сильно диафрагмировалась. Это позволяло достигать достаточно высокого пространственного ( $\approx 50$  мкм) и углового ( $\approx 10^{-3}$  рад) разрешения. Радиальные распределения световых потоков и экстинкции излучения получали с помощью колеблющегося по пилообразному закону плоского зеркала, обеспечивающего смещение изображения объекта в плоскости входной скрещенной щели. В качестве эталонного источника использовалась банд-лампа СИ-10-300 с увиолевым окном. Она же служила источником при исследовании

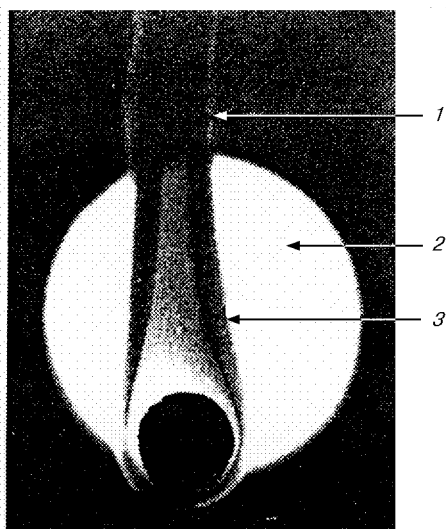


Рис. 1. Фотография пламени бензола, просвечиваемого источником непрерывного спектра: 1 — зона горения, 2 — излучение стороннего источника, 3 — зона сажеобразования

довании экстинкции излучения. Проводилась фотоэлектрическая регистрация сигнала. Постоянная времени установки в диапазоне длин волн  $\lambda = 0,25 \div 0,75$  мкм не превышала  $10^{-6}$  с. Для уменьшения влияния рассеянного света, особенно при измерениях в ультрафиолетовом диапазоне, на входе спектрального прибора устанавливались светофильтры.

### ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ПЛАМЕНИ

Для определения оптических констант конденсированных продуктов необходима информация о структуре пламени, т. е. о характерных пространственных масштабах зоны горения и сажеобразования. Хорошо известно (см. [3]), что последняя располагается внутри зоны горения и может сильно исказить результаты исследований, основанных на регистрации собственного излучения пламени. В связи с этим были проведены специальные эксперименты по идентификации указанных зон, основанные на просвечивании горящего объекта источником сплошного спектра с регистрацией соответствующих радиальных распределений прошедшего через пламя излучения и собственного излучения пламени. На рис. 1 представлена теневая фотография (на просвет) пламени бензола, позволяющая идентифицировать раз-

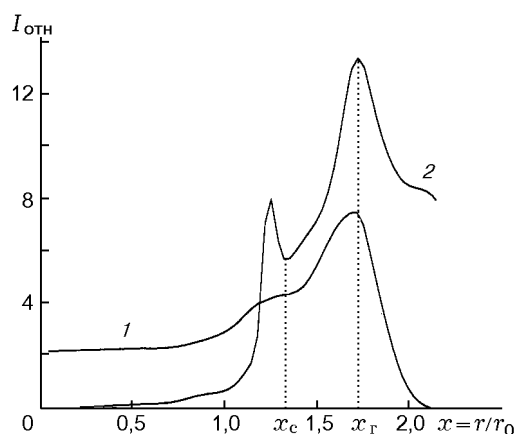


Рис. 2. Радиальные распределения собственного излучения пламени (кривая 1) и прошедшего сквозь пламя стороннего излучения источника (кривая 2)

личные зоны. На фоне яркого светлого пятна, создаваемого сторонним источником (бандлампа), видна темная область, обусловленная ослаблением излучения этого источника зоной сажеобразования. Зона горения заметно меньше ослабляет излучение и наблюдается четко лишь вне светлого пятна. Представленная фотография позволяет судить о характере изменения зоны сажеобразования по высоте факела. Количественные характеристики о зонах пламени извлекались из соответствующих радиальных распределений с использованием преобразований Абеля. Распределения прошедшего сквозь пламя излучения и собственного излучения пламени для удобства сравнения представлены на одном рисунке (рис. 2); они получены в сечении, проходящем через центр пористой частицы. Последняя, экранируя световые потоки, обеспечивает резкое изменение сигнала. Зона сажеобразования на радиальном распределении прошедшего сквозь пламя излучения наблюдается в виде локального минимума ( $x_c = r_c/r_0$ ), а на радиальном распределении собственного излучения — в виде характерного излома. Зона горения на обоих распределениях обеспечивает резкое увеличение сигнала ( $x_r = r_r/r_0$ ). Следует отметить, что у пламени октана и гексана зону сажеобразования обнаружить не удалось.

Результаты измерений представлены в таблице, из которой видно, что геометрические характеристики исследованных пламен оказываются равными в пределах погрешностей экс-

Вещество	$N_c, \text{см}^{-3}$	$N_\Gamma, \text{см}^{-3}$	$l_c, \text{мм}$	$r_c, \text{мм}$	$l_\Gamma, \text{мм}$	$r_\Gamma, \text{мм}$	$T_\Gamma, \text{К}$	$m$
Бензол	$6 \cdot 10^{11}$	$1,5 \cdot 10^{11}$	$1,1 \pm 0,2$	$5,3 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,1$	$7,2 \pm 0,5$	$1710 \pm 20$	$4,8 \pm 0,4$
Бензин	$2 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{10}$	$1,2 \pm 0,2$	$5,2 \pm 0,4$	$0,8 \pm 0,1$	$6,8 \pm 0,4$	$1790 \pm 40$	$5,8 \pm 0,2$
Гексан	—	$1,5 \cdot 10^{10}$	—	—	$0,8 \pm 0,1$	$7,0 \pm 0,2$	$1720 \pm 20$	$5,6 \pm 0,3$
Октан	—	$1,5 \cdot 10^{10}$	—	—	$0,8 \pm 0,1$	$7,0 \pm 0,2$	$1780 \pm 20$	$5,6 \pm 0,2$

Примечание.  $N_c$  — концентрация частиц в зоне сажеобразования,  $N_\Gamma$  — в зоне горения;  $l_c, l_\Gamma$  — протяженность зон сажеобразования и горения соответственно,  $r_c, r_\Gamma$  — радиусы зон;  $T_\Gamma$  — температура горения,  $m$  — показатель степени.

перимента.

### ЭКСТИНКЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАМЕНИ

Коэффициенты экстинкции излучения измеряются на основе закона Бугера, справедливого в том случае, когда многократным рассеянием можно пренебречь:  $I = I_0 \exp(-\beta l)$ , где  $I_0$  — начальная интенсивность излучения,  $\beta$  — коэффициент экстинкции,  $l$  — протяженность источника. Исследования проводились в диапазоне  $\lambda = 0,25 \div 0,75$  мкм по стандартной методике, описанной, например, в монографии [4]. Коэффициент экстинкции  $\beta$  зависит как от поглощения, так и от рассеяния излучения частицами. Для полидисперсных систем, каковыми и являются реальные объекты, значение  $\beta$  определяется соотношением

$$\beta = N \int_0^\infty (Q_a(D) + Q_s(D)) \frac{\pi D^2}{4} f(D) dD, \quad (1)$$

где  $Q$  — фактор эффективности, индексы  $a$  и  $s$  здесь и далее относятся к поглощению и рассеянию;  $f(D)$  — функции распределения частиц (которые будем считать сферическими) по размерам;  $N$  — концентрация частиц. Как известно, для частиц с размерами, много меньшими длины волны  $\lambda$  [4], можно воспользоваться рэлеевским приближением:

$$Q_s = \frac{8}{3} \left[ \frac{\pi D}{\lambda} \right]^4 \left( \frac{n^2 - 2}{n^2 + 2} \right)^2, \quad (2)$$

$$Q_a = 24 \chi n \frac{\pi D}{\lambda} \frac{1}{(n^2 - \chi^2 + 2)^2 + 4n^2 \chi^2}, \quad (3)$$

где  $n, \chi$  — действительная и мнимая части показателя преломления.

Учитывая соотношения (1)–(3), легко видеть, что рассеяние излучения определяется величиной  $\langle D^6 \rangle$ , в то время как поглощение —

среднекубическим диаметром  $\langle D^3 \rangle$ . Таким образом, оптическая плотность полидисперсной двухфазной макроскопически однородной среды описывается соотношением

$$\tau_\lambda = \beta \lambda l = \frac{2 \pi^5}{3 \lambda^4} \left( \frac{n^2 - 2}{n^2 + 2} \right)^2 N \langle D^6 \rangle l + \frac{6 n \chi \pi^5 N \langle D^3 \rangle l}{\lambda (n^2 - \chi^2 + 2)^2 + 4 n^2 \chi^2}. \quad (4)$$

Измерения дисперсных характеристик частиц сажи с помощью электронного микроскопа и методом, основанным на размерном эффекте (о нем речь будет идти ниже), показали, что для исследованных в настоящей работе пламен значения этих характеристик близки. Для анализа результатов эксперимента используются величины  $\sqrt[3]{\langle D^3 \rangle}$  и  $\sqrt[6]{\langle D^6 \rangle}$ , равные соответственно  $(0,07 \pm 0,005)$  мкм и  $(0,085 \pm 0,005)$  мкм. Сказанное, в частности, подтверждает и то, что, несмотря на сильное отличие абсолютных значений оптических плотностей пламен, зависимости относительной оптической плотности  $\tau_{\text{отн}}$  от длины волны практически совпадают. На рис. 3 представлена указанная зависимость  $\tau_{\text{отн}} = \tau_\lambda / \gamma$  от  $\lambda$ . Константа нормировки вычислялась по формуле

$$\gamma = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_\lambda d\lambda.$$

Для бензола, бензина и октана (гексана)  $\gamma = 4,5; 1,8; 0,08$  соответственно. Как видно, оптические плотности пламен бензола и октана отличаются более чем в 50 раз. С учетом выражения (4) был построен график зависимости  $\tau_{\text{отн}} \lambda$  от  $\lambda^{-3}$ , оказавшийся для  $\lambda < 0,65$  мкм прямой, что оправдано в рэлеевском приближении. Анализ полученной зависимости позволил определить значения комплексов:

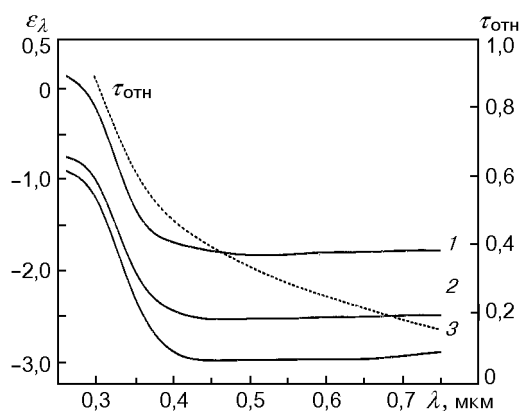


Рис. 3. Зависимости спектрального коэффициента черноты  $\varepsilon_\lambda$  и относительной оптической плотности  $\tau_{отн}$  пламен от длины волны:

1 — бензол, 2 — бензин, 3 — гексан, октан

$$\gamma \frac{2}{3} \pi^5 \left( \frac{n^2 - 2}{n^2 + 2} \right)^2 N \langle D^6 \rangle l = (5,3 \pm 1,5) \cdot 10^{-19} \text{ см}^4; \quad (5)$$

$$\gamma \frac{6\pi\chi\pi^5 N \langle D^3 \rangle l}{(n^2 - \chi^2 + 2)^2 + 4n^2\chi^2} = (2,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-5} \text{ см},$$

а затем концентрацию частиц в зоне сажеобразования  $N_c$  и мнимую часть показателя преломления. Величины действительной части показателя преломления  $n$  заимствованы из работ [5, 6]. Значения  $N_c$  для различных пламен представлены в таблице, зависимость мнимой части  $\chi$  от длины волны — на рис. 4. На этом же рисунке приведена зависимость

$$\chi(\lambda) = 0,5821 + 0,1213 \ln \lambda +$$

$$+ 0,2309(\ln \lambda)^2 - 0,01(\ln \lambda)^3 \quad (\lambda \text{ в мкм}),$$

полученная в работе [6] на основе анализа результатов экспериментов различных авторов. Как видно, в пределах погрешностей экспериментов имеет место неплохое количественное согласие с данными настоящей работы. Величина  $\chi$  в диапазоне  $0,26 < \lambda < 0,6$  мкм является практически постоянной, и лишь для  $\lambda > 0,6$  мкм наблюдается слабое ее уменьшение. На рис. 4 представлена также зависимость числа Шустера  $Sc = \beta_s / (\beta_s + \beta_a)$  от  $\lambda$ , показывающая вклад рассеяния излучения в экстинкцию. Как видно, эффективности рассеяния и поглощения сравнимы для длин волн  $\lambda < 0,3$  мкм. На длинах волн  $\lambda > 0,7$  мкм поглощение излучения малыми частицами является ведущим.

Обратимся к результатам исследования испускательных характеристик частиц сажи.

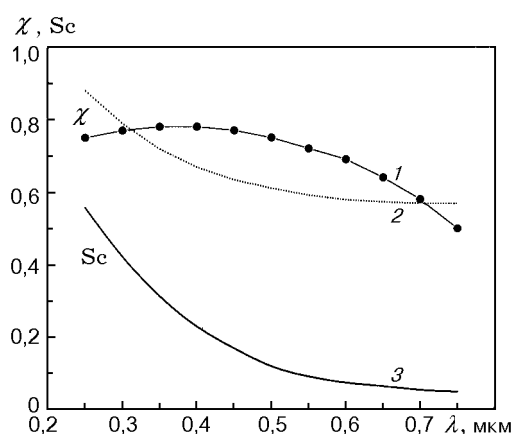


Рис. 4. Мнимая часть показателя преломления частиц сажи при температурах горения:

1 — данные настоящих экспериментов, 2 — работы [6], 3 — число Шустера, относительный вклад в экстинкцию излучения процессов рассеяния и поглощения частицами сажи

## ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧАСТИЦ САЖИ

Выше уже упоминалось, что для малых частиц процессы излучения и поглощения могут носить необратимый характер. В связи с этим предположение о равенстве факторов эффективности поглощения и коэффициентов черноты, используемое при решении задач о переносе излучения, может оказаться неоправданным.

Проводились измерения спектральной светимости пламен  $r_\lambda$ , а затем в соответствии с законом Кирхгофа определялись спектральные коэффициенты черноты  $\varepsilon_\lambda$  как отношение  $\varepsilon_\lambda = r_\lambda / r_{\lambda b}$ , где  $r_{\lambda b}$  — спектральная светимость абсолютно черного тела при температуре пламени в зоне горения  $T$ . Значения  $T$  измеряли методом обращения резонансных линий натрия. Результаты представлены в таблице. На рис. 3 приведены зависимости  $\varepsilon_\lambda$  от длины волны для различных пламен. Как видно, для  $\lambda > 0,4$  мкм спектральные коэффициенты черноты можно считать практически постоянными. В области коротких длин волн наблюдается резкое возрастание  $\varepsilon_\lambda$ , которое нельзя объяснить спектральной зависимостью факторов эффективности поглощения. Действительно, при уменьшении длины волны от 0,4 до 0,3 мкм значение  $\varepsilon_\lambda$  возрастает практически на два порядка, в то время как факторы эффективности поглощения увеличивают-

ся лишь на 25 ÷ 30 % ( $Q_a \sim 1/\lambda$ ). По нашему мнению, столь резкое изменение  $\varepsilon_\lambda$  можно объяснить так называемым размерным эффектом, который наблюдался и для субмикронных частиц оксидов металлов [7]. В соответствии с теорией Мак-Грегора [1] частицы могут излучать равновесно, если их размер превышает четверть длины волны излучения. Так, например, для частиц сферической формы должно выполняться условие  $D > \lambda/\sqrt{2}\pi = \lambda_{кр}$ . В связи с этим будем полагать, что для  $\lambda < \lambda_{кр}$  коэффициенты черноты отдельных частиц  $\varepsilon_{\lambda_0}$  равны факторам эффективности поглощения, и тогда с учетом размерного эффекта [7] для малой частицы имеем

$$\varepsilon_{\lambda_0} = Q_a = \alpha_\lambda D \left(1 - \frac{\lambda^2}{2\pi^2 D^2}\right), \quad (6)$$

где коэффициент пропорциональности  $\alpha_\lambda$  равен отношению  $Q_a/D$ , определяемому выражением (3). Путем простых, но громоздких выкладок можно показать, что для оптически тонких источников спектральные коэффициенты черноты зоны горения с учетом полидисперсности системы описываются соотношением

$$\varepsilon_\lambda = \frac{\alpha_\lambda \pi N \langle D^3 \rangle l}{4} \left(1 - \frac{\lambda^2}{2\pi^2 D_{EFF}^2}\right), \quad (7)$$

где  $D_{EFF} = \sqrt{\langle D^3 \rangle / \langle D \rangle}$ .

Легко видеть, что по точке пересечения функции  $\varepsilon_\lambda(\lambda^2)$  с осью абсцисс можно определить  $D_{EFF}$ , а по пересечению с осью ординат — оценить концентрацию частиц сажи в зоне химической реакции  $N_p$ , полагая равенство среднекубического и эффективного размеров частиц. Можно перейти от  $D_{EFF}$  к любому характерному размеру частиц, если задать конкретный вид функции распределения  $f(D)$ .

Из сравнения формул (3), (6) и (7) следует, что при  $\lambda^2/2\pi D_{EFF} \ll 1$  имеет место соотношение

$$\varepsilon_\lambda = \beta_a l. \quad (8)$$

Эта связь не является случайной, поскольку для оптически однородных систем

$$\varepsilon_\lambda = 1 - \exp(-\beta_a l). \quad (9)$$

Для малых оптических плотностей выражение (9) переходит в (8). Для относительно прозрачных пламен (гексан, октан) на длине волны  $\lambda < 0,3$  мкм значения коэффициента черноты  $\varepsilon_\lambda$  и оптической плотности оказались

близкими. Действительно, как видно из рис. 3, для октана  $\tau|_{\lambda=0,3 \text{ мкм}} = \tau_{отн} \gamma \approx \varepsilon_\lambda \approx 0,1$ .

Обсудим указанный результат с иной позиции. Выше уже упоминалось, что для пламен октана и гексана нам не удалось обнаружить зону сажеобразования. По этой причине для указанных пламен измеренная оптическая плотность была отнесена к зоне горения, и выражение (4) использовалось для определения концентрации частиц сажи в этой зоне. Протяженность зоны горения  $l_\Gamma$  определялась из радиальных распределений световых потоков. Результаты измерения  $l_\Gamma$  и концентрации субмикронных частиц представлены в таблице. Эти данные дают возможность определить коэффициенты черноты отдельной частицы  $\varepsilon_{\lambda_0}$  в видимом диапазоне длин волн и сравнить их с факторами эффективности поглощения. Полагая, что  $\varepsilon_{\lambda_0} = \alpha_\lambda Q_a$ , легко получить

$$\varepsilon_\lambda = \varepsilon_{\lambda_0} \frac{\alpha_\lambda \pi \langle D^3 \rangle N l_\Gamma}{4}. \quad (10)$$

Необходимые спектральные коэффициенты черноты пламени представлены на рис. 3. Оказалось, что в пределах погрешностей экспериментов коэффициент пропорциональности  $\alpha_\lambda$  в диапазоне  $0,4 < \lambda < 0,75$  мкм является величиной постоянной и равен  $\alpha_\lambda = 0,08 \pm 0,02$ . Это обстоятельство можно объяснить необратимостью процессов поглощения и излучения для малых частиц для длин волн, превышающих размеры частиц. Полученные значения  $\varepsilon_{\lambda_0}$  и измеренные спектральные коэффициенты черноты пламен (бензола и бензина) использовались для определения концентрации частиц сажи в зоне горения  $N_\Gamma$ . Результаты измерений представлены в таблице. Как видно, концентрации частиц в зонах горения и сажеобразования существенно отличаются. По этой причине нам не удалось обнаружить заметного ослабления стороннего источника (см. рис. 1) зоной горения. Образующиеся в зоне сажеобразования частицы лишь частично транспортируются к зоне горения. Большая их часть благодаря конвективным потокам движется внутри пламени, что хорошо видно на теневой фотографии. Частичный транспорт сажи к зоне горения, вероятно, обусловлен внутренними электрическими полями, вызванными разделением заряженных частиц с существенно отличающимися подвижностями. Об этом свидетельствуют исследования электрической структуры пламен, которые мы не при-

водим, чтобы не перегружать работу избыточной информацией.

Обратимся еще к одной, весьма любопытной особенности излучения пламен в видимом диапазоне длин волн. Как видно из рис. 3, спектральные коэффициенты черноты в пределах погрешностей эксперимента являются величинами практически постоянными. При определении  $\varepsilon_\lambda$  мы использовали функцию Планка, а точнее, ее предельный случай — функцию Вина, описывающую равновесное излучение. Между тем, как показали исследования, процессы поглощения и излучения носят необратимый характер, и, следовательно, излучение не может быть равновесным. Тем не менее при определении температуры конденсированной фазы широко используются методы оптической пирометрии, основанные на законах излучения абсолютно черного тела. При этом результаты находятся в хорошем согласии с данными, получаемыми иными методами, при наличии информации о спектральных коэффициентах черноты, которые, как правило, заранее неизвестны. Свободен от указанного недостатка так называемый полицветовой метод [8], суть которого заключается в следующем. Проводятся абсолютные измерения спектральной светимости  $r_\lambda$  в достаточно широком диапазоне длин волн, а затем, используя функцию Вина и закон Кирхгофа

$$r_\lambda = C_1 \varepsilon_\lambda \lambda^{-m} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right), \quad (11)$$

строится график зависимости

$$\ln r_\lambda \lambda^m = \ln C_1 \varepsilon_\lambda - \frac{C_2}{\lambda T}, \quad (12)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — известные константы; считается, что  $m = 5$ .

Если существует область длин волн, в которой  $\varepsilon_\lambda = \text{const}$ , то график зависимости  $\ln r_\lambda \lambda^m$  от  $1/\lambda$  представляет собой прямую, позволяющую по тангенсу ее наклона определить значения  $T$  и далее  $\varepsilon_\lambda$ .

Для реальных систем, содержащих субмикронные частицы,  $\varepsilon_\lambda \sim Q_a \sim 1/\lambda$ , поэтому должно быть  $m = 6$ . В связи с этим результаты измерений спектральной светимости были использованы при определении значения  $m$  для различных пламен. При этом мы учитывали ослабление световых потоков зоной сажеобразования. Легко видеть, что показатели степени  $m$  можно определить из графика зависимости  $\ln(r_\lambda \exp(C_2/\lambda T)/(1 + \exp(-\beta l)))$  от  $\ln \lambda$ .

Полученные таким образом результаты представлены в таблице. Из нее видно, что для исследованных пламен, за исключением бензола, действительно  $m \approx 6$ . Тем не менее этот результат неочевиден и требует специальных теоретических и экспериментальных исследований.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оптико-спектральными методами исследована пространственная структура пламен горящих капель углеводородных горючих. Полученные результаты позволили изучить особенности испускательных и поглощательных характеристик конденсированной фазы (сажи) при температурах горения. Установлено, что в ближнем ультрафиолетовом диапазоне длин волн наблюдается размерный эффект, позволяющий оценить дисперсность конденсированной фазы. В видимом диапазоне длин волн процессы поглощения и излучения субмикронными частицами носят необратимый характер, что обуславливает отличие значений факторов эффективности поглощения и коэффициентов черноты конденсированных частиц на порядок величины. Это обстоятельство необходимо учитывать при решении задач о переносе излучения в дисперсных системах. Тем не менее характер излучения в видимом диапазоне носит квазиравновесный характер, свидетельствующий о термическом характере излучения и обеспечивающий применимость методов оптической пирометрии. Измерены величины мнимой части показателя преломления в диапазоне длин волн  $0,25 < \lambda < 0,75$  мкм, необходимые для расчетов факторов эффективности поглощения.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность сотрудникам Института горения и нетрадиционных технологий Одесского государственного университета А. Н. Золотко и Н. И. Полетаеву за полезные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке INTAS (грант 96-2334).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Петров Ю. И. Физика малых частиц. М.: Наука, 1982.
2. Флорко А. В., Головки В. В., Скогарев В. Г. Коэффициенты эффективности рассеяния и поглощения частиц MgO при температурах горения // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 3. С. 28–32.

3. **Теснер П. А.** Образование сажи при горении // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 2. С. 3–14.
4. **Борен К., Хафмен Д.** Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986.
5. **Блох А. Г., Журавлев Ю. А., Рыжков Л. Н.** Теплообмен излучением. М.: Энергоатомиздат, 1991.
6. **De Luliis S., Barbini M., Venecchi S., et al.** Determination of the soot volume fraction in an ethylene diffusion flame by multiwavelength analysis of soot radiation // Combust. Flame. 1998. V. 115. P. 253–261.
7. **Золотко А. Н., Флорко А. В.** Исследование механизма горения частиц металлов спектральными методами // Тепло- и массообмен в химических реагирующих системах: Материалы Междунар. школы-семинара. Минск, 1989. Ч. 2. С. 87–94.
8. **Белинский Н. И., Козицкий С. В., Флорко А. В.** Скоростной спектральный прибор для исследования излучательных характеристик дисперсных продуктов сгорания // Физика аэродисперсных систем. 1985. Т. 28. С. 38–42.

*Поступила в редакцию 6/І 1999 г.,  
в окончательном варианте — 4/VI 1999 г.*

---