

УДК 533.9

Л. Т. Гребенщиков, М. Л. Гребенщиков

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ДВУХФАЗНЫХ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ В ГЕНЕРАТОРАХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

В статье рассматриваются вопросы, касающиеся возможностей получения достоверной информации о температурах газовой и конденсированной фаз продуктов сгорания в генераторах низкотемпературной плазмы, работающих на металлосодержащих топливах. Температуры частиц конденсированной фазы определялись по спектру излучения продуктов сгорания, использовались методы яркостной и цветовой температуры. Для камер сгорания использовалось допущение о наличии условия термодинамического равновесия. При учете влияния температурной неравновесности из-за полидисперсного состава частиц конденсата на результаты пирометрических измерений использовалось допущение о линейной зависимости разности между температурами газовой фазы и частиц конденсата от размеров частиц. При расчете спектральной излучательной способности частиц конденсированной по формуле Нуссельта использовались экспериментальные данные о функциях распределения частиц по размерам и о комплексном показателе преломления вещества конденсированной фазы. Для измерения температуры газовой фазы в двухфазных продуктах сгорания был использован метод абсолютной интенсивности спектральной линии.

Ключевые слова: температура, частицы конденсата, газовая фаза, оптическая пирометрия, генератор низкотемпературной плазмы (ГНП), тепловое излучение.

На современном уровне развития научных исследований в области высокотемпературных энергетических установок, особенно при рассмотрении задач теплообмена в дисперсных средах, экспериментальные спектрометрические и пирометрические исследования продуктов сгорания служат не только для проверок теоретических разработок, но и сами являются

источником новой информации о процессах, которые не поддаются пока теоретическому описанию.

При исследовании высокотемпературных двухфазных потоков бесконтактные методы оптической пирометрии имеют существенные преимущества перед зондовыми методами, так как наличие зонда в двухфазном потоке вызывает в нем аэродинамические, термические и химические возмущения, а частицы конденсированной фазы, взаимодействующие с зондом, меняют его метрологические характеристики и быстро выводят из строя. На рисунке 1 приведены основные факторы, влияющие на выбор метода измерения температуры и перечень основных оптических методов её измерения.

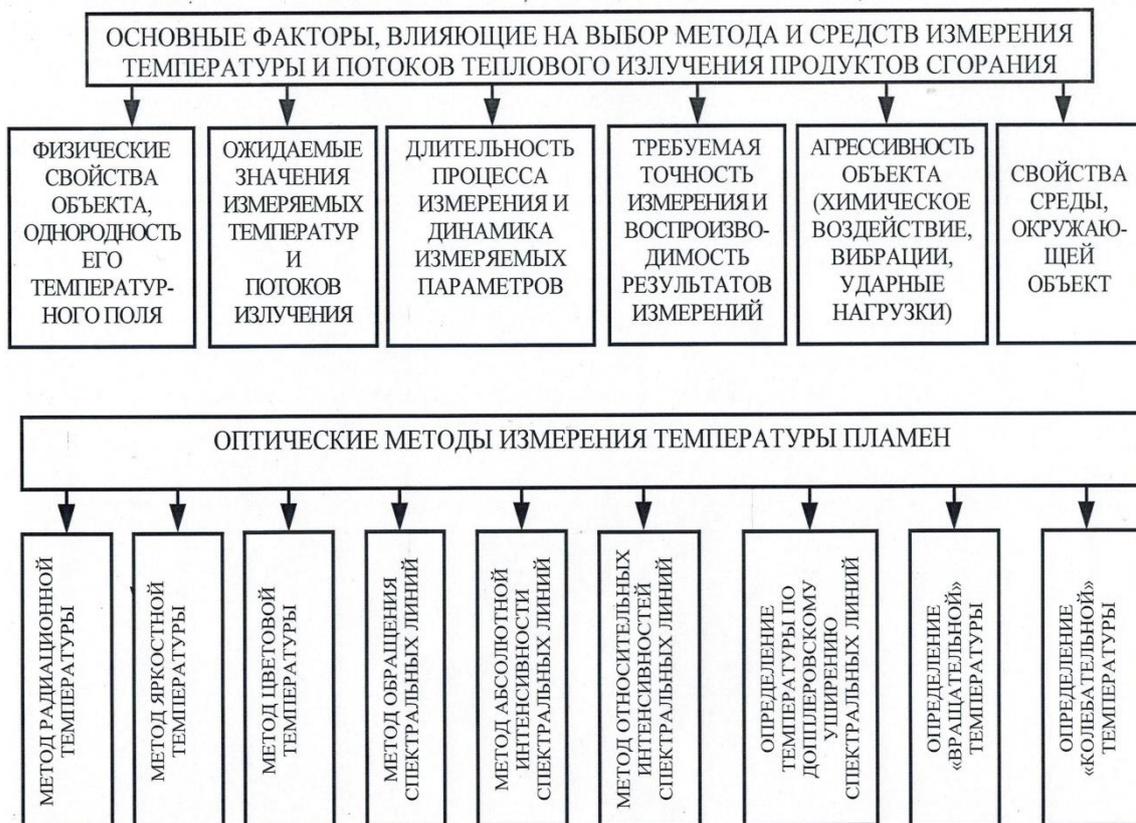


Рис. 1.

Оптическим методам диагностики высокотемпературных двухфазных потоков посвящено большое количество работ [1 - 7], однако использование этих методов в качестве инженерных сдерживается из-за недостаточного объема

информации о радиационных свойствах исследуемых объектов, трудностями аппаратного и методического обеспечения измерений.

На кафедре инженерной физики разработан комплекс спектрометрической аппаратуры для исследования теплового излучения высокотемпературных двухфазных потоков [8], которая используется для исследования теплового излучения продуктов сгорания генераторов низкотемпературной плазмы.

С технической точки зрения определение температуры продуктов сгорания в условиях стендовых испытаний генераторов низкотемпературной плазмы (ГНП) более предпочтительно проводить по их собственному излучению. То есть, использовать методы цветовой, яркостной и радиационной температур для определения температуры конденсированной фазы и метод абсолютной интенсивности спектральных линий для измерения температуры газовой фазы.

Для камер сгорания ГНП, в которых при горении металлосодержащих топлив практически выполняется условие термодинамического равновесия, можно воспользоваться приближением Вина [6] для определения связи между истинной и яркостной температурами продуктов сгорания :

$$T_{\lambda}^{-1} = T^{-1} - \lambda / C_2 \cdot \ln \varepsilon_{\lambda}(T), \quad (1)$$

где T_{λ} – яркостная температура; T – истинная температура; λ - длина волны излучения, для которой измерена яркостная температура; $C_2 = 1,4388 \cdot 10^{-2}$ м·К - вторая постоянная излучения в формулах Планка и Вина; $\varepsilon_{\lambda}(T)$ – спектральная степень черноты исследуемого объекта при температуре T .

Из формулы (1) следует, что для спектрального диапазона "серого" излучения, т.е. интервала длин волн, в котором выполняется условие $\varepsilon_{\lambda}(T) = const$, величина, обратная яркостной температуре, линейно зависит от длины волны излучения, а при $\lambda \rightarrow 0$ приближается к обратному значению истинной температуры. Анализ графика $T_{\lambda}^{-1} = f(\lambda)$ позволяет определить спектральный диапазон излучения гетерогенных продуктов сгорания, для которого выполняется условие $\varepsilon_{\lambda}(T) = const$.

В этом диапазоне длин волн определяются цветовые температуры:

$$T_y = (\lambda_1^{-1} - \lambda_2^{-1}) \cdot (\lambda_1^{-1} T_{\lambda_1}^{-1} - \lambda_2^{-1} T_{\lambda_2}^{-1})^{-1}, \quad (2)$$

где λ_1 и λ_2 - длины волн, на которых измерены яркостные температуры T_{λ_1} и T_{λ_2} . Среднее значение цветовых температур принимаются за истинную температуру продуктов сгорания. Спектральная излучательная способность продуктов сгорания определяется из формулы (1)

$$\varepsilon_\lambda(T) = \exp[C_2 \cdot \lambda^{-1} \cdot (T_y^{-1} - T_\lambda^{-1})]. \quad (3)$$

При наличии температурной неравновесности между частицами конденсированной фазы различного размера необходимо оценить размер частиц, температуры которых соответствуют измеренной температуре конденсированной фазы.

На рис. 2 приведены из работы Пирумова У. Г. и Рослякова Г. С. [9] расчетные значения разностей скоростей и температур газа и частиц конденсата диаметром 5 мкм, 10 мкм и 20 мкм по длине сверхзвукового сопла. Нами было использовано допущение о линейной зависимости разности между температурами газа и частиц конденсата от размеров частиц: $\Delta T = A \times r$, где $\Delta T = T_r - T_g$ - разность температур частицы T_r и газа T_g , r - радиус частицы конденсата.

Используя линейную зависимость разности температур от радиуса частиц, можно записать, что спектральная плотность потока теплового излучения с поверхности отдельной частицы конденсата радиусом r_i будет равна

$$E_\lambda(r_i) = \varepsilon_\lambda(T_{ri}, r_i) \cdot C_1 \cdot \lambda^{-5} \{ \exp[C_2 \lambda^{-1} (T_g + A \cdot r_i)^{-1}] - 1 \}^{-1}, \quad (4)$$

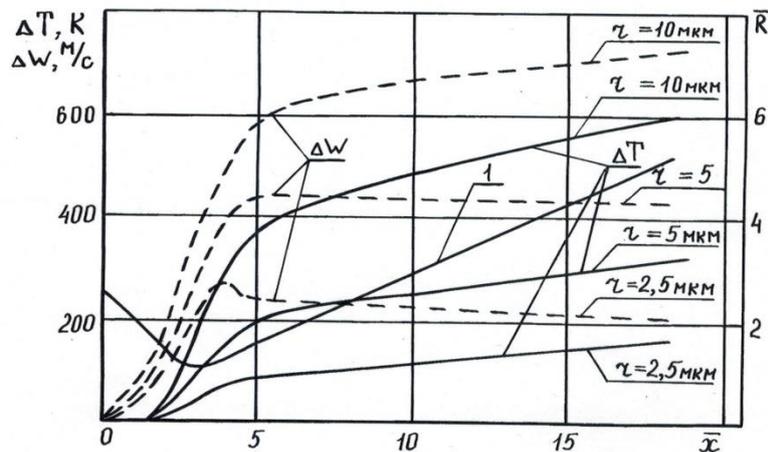
где $\varepsilon_\lambda(T_{ri}, r_i)$ - спектральная излучательная способность частицы конденсата радиусом r_i при температуре $T_{ri} = (T_g + A \cdot r_i)$; $C_1 = 3,741832 \cdot 10^{-16}$ Вт·м²; $C_2 = 1,4388 \cdot 10^{-2}$ м·К; λ - длина волны излучения.

Тогда спектральный поток теплового излучения, испускаемый с поверхности N частиц полидисперсной системы с функцией распределения по размерам $f(r)$, будет равен

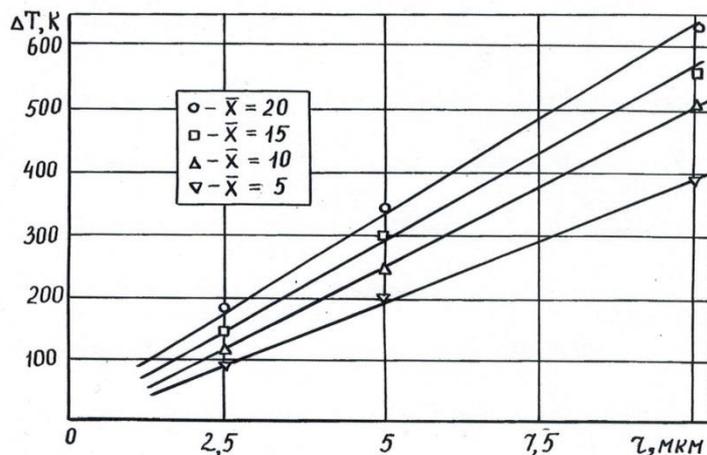
$$Q_\lambda = \int_F E_\lambda(r) dF = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \epsilon_\lambda(r, T_r) C_1 \lambda^{-5} \left\{ \exp \left[C_2 \lambda^{-1} (T_2 + A r) \right] - 1 \right\}^{-1} 4\pi \cdot r^2 N \cdot f(r) dr, \quad (5)$$

Где r_{min} и r_{max} - радиусы соответственно самых мелких и самых крупных частиц в полидисперсной системе. Можно представить, что такой же по величине спектральный поток теплового излучения испускается монодисперсной системой конденсированных продуктов сгорания с поверхности N^* частиц радиусом r^* ($r_{min} < r^* < r_{max}$):

$$Q_\lambda = N^* 4\pi (r^*)^2 \epsilon_\lambda(T_{r^*}, r^*) \cdot C_1 \cdot \lambda^{-5} \left\{ \exp \left[C_2 \lambda^{-1} (T_2 + A r^*) \right] - 1 \right\}^{-1}, \quad (6)$$



○ Скоростное и температурное отставания частиц конденсированной фазы продуктов сгорания по длине сопла
 1 - профиль сверхзвукового сопла; r - радиус частиц конденсата; $\Delta T = T_c - T_g$, T_c - температура частиц; T_g - температура газа; $\Delta W = W_g - W_c$, W_g - скорость газовой фазы; W_c - скорость частиц конденсата; $\bar{x} = x / d_{кр}$, $d_{кр}$ - диаметр критического сечения сопла



○ Зависимость температурного отставания частиц конденсированной фазы продуктов сгорания от их размера

Рис. 2.

где $T_{r^*} = T_2 + A r^*$ - температура частиц радиусом r^* . Количество частиц в монодисперсной системе конденсированных продуктов сгорания определяется из условия равенства объемов конденсата в монодисперсной и полидисперсной системах, т. е.

$$N^* = N \cdot (r^*)^{-3} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^3 f(r) \cdot dr$$

Приравняв правые части уравнений (5) и (6), можно вычислить радиус r^* частиц, яркостную температуру T_λ которых мы измеряем в процессе спектрометрических исследований теплового излучения двухфазных продуктов сгорания металлосодержащих твердых топлив, но для этого необходимо знать функцию распределения по размерам частиц конденсированной фазы $f(r)$ и их спектральные излучательные способности $\varepsilon_\lambda (r, T_r)$.

Спектральная излучательная способность $\varepsilon_\lambda (r, T_r)$ частиц рассчитывалась по формуле Нуссельта:

$$\varepsilon_\lambda (r, T_r) = 1 + 2 \cdot (2 \cdot \alpha_\lambda \cdot r)^{-2} \cdot [(1 + 2 \cdot \alpha_\lambda \cdot r) \cdot \exp(-2 \cdot \alpha_\lambda \cdot r) - 1], \quad (7)$$

где спектральный коэффициент поглощения $\alpha_\lambda = \frac{4 \cdot \pi \cdot \chi_\lambda}{\lambda}$ определялся по

результатам проведенных нами исследований комплексного показателя преломления $m = n - i \cdot \chi$ вещества конденсированной фазы продуктов сгорания. В интервале длин волн 0,5 - 3,0 мкм для частиц радиусом от 0,3 мкм до 3 мкм при температурах от 1900 К до 2600 К, характерных для условий среза сопла ГНП, рассчитанные значения спектральной излучательной способности частиц $\varepsilon_\lambda (r, T_r)$ удовлетворительно аппроксимируются следующей формулой :

$$\varepsilon_\lambda (r, T_r) = 0,046 \cdot r \cdot \lambda^{-0,082} . \quad (8)$$

Зависимость $\varepsilon_\lambda (r, T_r)$ от температуры выражена в формуле (8) в неявном виде через величину r , т.к. при расчетах спектральной излучательной способности частиц по формуле Нуссельта (7) значения спектрального показателя поглощения χ_λ выбирались с учетом зависимости температуры частиц от их размера.

Проведенные исследования дисперсности конденсированной фазы в факелах модельных ГНП позволили получить необходимую информацию о размерах частиц конденсата, так например, на срезе сопла модельного генератора типа Г-50 ($d_{кр} = 5$ мм) характерная функция распределения частиц по размерам имеет вид

$$f(r) = 1,3 \cdot 10^4 \cdot r^{5,5} \cdot e^{-10 \cdot r} , \quad (9)$$

а на срезе сопла натурального ГНП ($d_{кр} = 239$ мм) соответственно

$$f(r) = 3,3 \cdot r^{1,1} \cdot e^{-1,8 \cdot r} . \quad (10)$$

Результаты вычислений величины r^* из уравнений (5), (6) с учетом зависимостей (8)-(10) при различных длинах волн показывают, что радиус частиц r^* уменьшается с увеличением длины волны λ , оставаясь больше среднеквадратичного радиуса r_{20} для рассматриваемых функций распределения частиц по размерам. Так для условий среза сопла модельного генератора Г-50 среднеквадратичный радиус r_{20} , определяемый по формуле

$$r_{20} = \sqrt{\frac{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} f(r) r^2 dr}{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} f(r) dr}} ,$$

равен 0,70 мкм, а $r^* = 0,87$ мкм при $\lambda = 1$ мкм и $r^* = 0,86$ мкм при $\lambda = 2$ мкм. Для условий среза сопла натурального ГНП $r_{20} = 1,39$ мкм, а $r^* = 2,53$ мкм при $\lambda = 1$ мкм и $r^* = 2,46$ мкм при $\lambda = 2$ мкм. Это объясняется тем, что крупные частицы конденсата имеют более высокие значения температуры и излучательной способности по сравнению с мелкими частицами, поэтому с увеличением размера частиц возрастает их доля, особенно в коротковолновой области спектра, в результирующем излучении полидисперсной системы конденсированных продуктов сгорания металлосодержащих топлив.

Таким образом, измерив яркостные температуры двухфазных продуктов сгорания на двух длинах волн, мы получим, в соответствии с формулой (1), систему из двух уравнений, связывающих значения яркостной температуры T_λ ,

спектральной излучательной способности продуктов сгорания ε_λ и истинную температуру T_{r^*} частиц конденсата радиусом r^* :

$$\begin{aligned} T_{\lambda_1}^{-1} &= T_{r_1^*}^{-1} - \lambda_1 \cdot C_2^{-1} \cdot \ln \varepsilon_{\lambda_1}, \\ T_{\lambda_2}^{-1} &= T_{r_2^*}^{-1} - \lambda_2 \cdot C_2^{-1} \cdot \ln \varepsilon_{\lambda_2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Используя допущение о линейной зависимости от размера частиц разности между температурами газа и частицы конденсата $T_{r^*} - T_2 = A r^*$, систему уравнений (11) перепишем в следующем виде

$$\begin{aligned} C_2 \cdot \lambda_1^{-1} \cdot \left[(T_2 + A \cdot r_1^*)^{-1} - T_{\lambda_1}^{-1} \right] &= \ln \varepsilon_{\lambda_1}, \\ C_2 \cdot \lambda_2^{-1} \cdot \left[(T_2 + A \cdot r_2^*)^{-1} - T_{\lambda_2}^{-1} \right] &= \ln \varepsilon_{\lambda_2}. \end{aligned} \quad (12)$$

Т.к. значения яркостных температур реальных продуктов сгорания и условной монодисперсной системы из частиц конденсата радиусом r^* равны, то можно принять, что спектральная излучательная способность $\varepsilon_{\lambda i}$ реальных продуктов сгорания будет пропорциональна соответствующей спектральной излучательной способности частицы конденсата радиусом r_i^* , т.е., с учетом зависимости (8), $\varepsilon_{\lambda i} = K \cdot \varepsilon_{\lambda i}(T_{r_i^*}, r_i^*) = K \cdot 0,046 \cdot r_i^* \cdot \lambda_i^{-0,082}$, причем коэффициент пропорциональности K для рассматриваемых нами диапазонов длин волн, температур и размеров частиц конденсата практически можно считать постоянным. В этом случае решение системы уравнений (12) относительно температуры газовой фазы T_2 приводит к следующему результату

$$T_2 = \frac{-D + \sqrt{D^2 - 4 \cdot B \cdot F}}{2 \cdot B},$$

где

$$\begin{aligned} B &= \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{C_2} \cdot \ln \left[\frac{r_1^*}{r_2^*} \cdot \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^{-0,082} \right] + \frac{\lambda_2}{T_{\lambda_1}} - \frac{\lambda_1}{T_{\lambda_2}}, \\ D &= B \cdot A \cdot (r_1^* + r_2^*) + \lambda_1 - \lambda_2, \\ F &= A \cdot (B \cdot A \cdot r_1^* \cdot r_2^* + \lambda_1 \cdot r_1^* - \lambda_2 \cdot r_2^*). \end{aligned}$$

После вычисления значения температуры T_2 газовой фазы продуктов сгорания по формуле $T_{ri} = T_2 + A \cdot r_i^*$ определяются температуры частиц конденсата радиусом r_i .

Для сравнения были проведены измерения температуры газовой фазы методом интенсивности насыщенного центра спектральных линий [7], измерения проводились по излучению D-линии натрия.

Проведенные спектрометрические и пирометрические исследования продуктов сгорания металлизированных топлив показали:

а) состояние продуктов сгорания в камерах сгорания генераторов низкотемпературной плазмы близко к термодинамическому равновесию;

б) с увеличением массовой доли алюминия в топливе, давления в камере сгорания и размеров генератора температурная неравновесность двухфазных продуктов сгорания в соплах и факелах ГНП возрастает;

в) измеряемая оптическими методами температура конденсированной фазы с достаточной степенью надежности может быть отнесена к частицам, радиус которых равен полусумме среднеквадратичного r_{20} и объемно-поверхностного r_{32} радиусов частиц рассматриваемой полидисперсной системы конденсированных продуктов сгорания;

г) излучение конденсированной фазы является преобладающим по сравнению с излучением газообразных компонентов, при увеличении размеров генератора возрастает вклад газовой фазы в формирование спектра излучения факела ГНП.

Список литературы

1. Бояришинов Б. Ф., Федоров С. Ю. Измерение температуры горения твердого топлива методом КАРС // Прикладная механика и техническая физика. 2002. Т. 43. № 6. С. 170–175.
2. Архипов В. А., Бондарчук С. С. Оптические методы диагностики гетерогенной плазмы продуктов сгорания : учеб. пособие. Томск : Томский гос. ун-т, 2010. 265 с.

3. Гуляев П. Ю., Долматов А. В. Диагностика распределения температуры и скорости напыляемого порошка в импульсном плазменном потоке // Известия высших учебных заведений. Физика. 2007. № 9. С. 114.

4. Гуляев И. П., Маковеев А. О. Контроль температуры частиц при получении полых порошков ZrO_2 в потоке электродуговой плазмы // Ползуновский альманах. 2013. № 1. С. 37–41.

5. Теплинский М. В., Ягодников Д. А. Анализ визуализации результатов огневых испытаний модельного ракетного двигателя на твердом топливе // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. «Машиностроение». 2005. № 3. С. 34–41.

6. Свет Д. Я. Оптические методы измерения истинных температур. М.: Наука, 1982. 296 с.

7. Максимов В. К., Сергеенко Э. С. Исследование метода интенсивности насыщенного центра спектральной линии для пирометрии газовой фазы высокотемпературного гетерогенного потока // Теплофизика высоких температур. 1981. Т. 19. № 3. С. 608–611.

8. Гребенщиков Л. Т., Гребенщиков М. Л., Хлебов А. Г., Бобров А. С. Спектрометрические и пирометрические приборы для исследования теплового излучения высокотемпературных объектов // Общество, наука, инновации (НПК – 2016) : сб. ст. / Вятский государственный университет. Киров, 2016. 1 электрон. опт. диск (CD-ROM). С. 1763–1773.

9. Пирумов У. Г., Росляков Г. С. Газовая динамика сопел. М. : Наука, 1990. 364 с.

ГРЕБЕНЩИКОВ Леонид Тимофеевич – кандидат технических наук, доцент, профессор кафедры инженерной физики, Вятский государственный университет. 610000, г. Киров, ул. Московская, 36.

E-mail: grebenshikov@vyatsu.ru

ГРЕБЕНЩИКОВ Максим Леонидович – кандидат технических наук, доцент кафедры инженерной физики, Вятский государственный университет. 610000, г. Киров, ул. Московская, 36.

E-mail: usr00623@vyatsu.ru