баний газа в модельной и натурной камерах сгорания на режимах устойчивой работы. Чтобы отличить случайные узкополосные колебания газа от почти гармонических автоколебаний, когда формальное применение метода может привести к неверному выводу об устойчивости процесса горения, предложен и опробован количественный критерий распознавания. Он заключается в оценке вероятности появления внутрикамерных шумов, превышающих 0,85 среднеквадратичного значения колебаний давления газа. С целью повышения достоверности оценок логарифмического декремента даны рекомендации о выборе места регистрации колебаний давления газа в камере.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Кармалита В. А., Фурлетов В. И.** ФГВ, 1987, 23, 6.
2. **Белый В. В., Рябцев А. П., Соловьев В. В. и др.** ФГВ, 1985, 21, 1, 64.
3. **Рытов С. М.** Введение в статистическую радиофизику.— М.: Наука, 1966.
4. **Тихонов В. И.** Статистическая радиотехника.— М.: Сов. радио, 1966.
5. **Диментберг М. Ф.** Нелинейные стохастические задачи механических колебаний.— М.: Наука, 1980.

Поступила в редакцию 2/VI 1986,
после доработки — 27/XI 1986

О РАДИАЦИОННОЙ ТЕПЛООТДАЧЕ С ГОРЯЩЕЙ УГЛЕРОДНОЙ ЧАСТИЦЫ

А. В. Горбатов, Е. В. Самуйлов

(Москва)

Исследование горения угольных газовзвесей представляет значительный интерес в связи с проектированием и созданием топок парогенераторов [1] и высокотемпературных камер сгорания [2, 3], использующих в качестве горючего уголь. При изучении распространения интенсивного оптического излучения в воздухе, запыленном углеродными частицами, приходится изучать процесс горения угольного аэрозоля в мощном электромагнитном поле [4]. Для ответа на ряд возникающих при этом вопросов необходимо знать динамику горения частицы угля, которая определяется условиями тепло- и массообмена. Тепловой баланс частицы зависит от скорости горения, теплового эффекта и энергообмена с внешней средой. При этом вклад радиационных потерь энергии в теплообмен может быть заметным. В настоящей работе обсуждается вопрос о корректном расчете мощности, теряемой горящей частицей на излучение.

Обычно лучистая мощность P, диссипируемая в окружающее пространство отдельной горящей сферической частицей, вычисляется по формуле [1—4]

$$P(T) = 4\pi R^2 \varepsilon(T) \sigma T^4. \quad (1)$$

Здесь R — радиус; T — температура поверхности частицы; σ — постоянная Стефана — Больцмана; $\varepsilon(T)$ — полусферическая интегральная степень черноты поверхности вещества, из которого состоит частица. Значения $\varepsilon(T)$ содержатся, например, в [5], где приведены результаты экспериментов с плоскими непрозрачными телами. Известно также другое соотношение [6]:

$$P = 4\pi^2 R^2 \int_0^\infty Q(x;\ m)\, B_\nu(T)\, d\nu, \quad (2)$$

где $B_\nu(T) = 2h\nu^3 c^{-2} [\exp(\hbar\nu/kT) - 1]^{-1}$ — спектральная интенсивность равновесного излучения; $\hbar$ и k — постоянные Планка и Больцмана; $Q(x;\ m)$ — безразмерный фактор эффективности поглощения излучения частицей радиуса R; λ — длина волны; $x = 2\pi R/\lambda$ — дифракционный параметр; $m = n - i\varkappa$ — комплексный показатель преломления вещества частицы; ν — частота излучения; c — скорость света в вакууме.

Вопрос об области применимости формул (1) и (2) и о связи между ними ранее не обсуждался [5, 6]. Поэтому уместно сделать следующие замечания. Формула (2) — наиболее общее выражение для радиационного теплового потока с оптически гладкой частицы, справедливое при любом соотношении между R и λ, так как в теории Ми [6] величина $Q(x;\ m)$ находится решением общих уравнений электродинамики Максвелла. В рамках теории Ми формула (1) есть асимптотическое приближение к (2), справедливое при выполнении условий:

1) справедливо приближение геометрической оптики ($x \gg 1$);

2) частица является непрозрачной для собственной радиации (радиус частицы заметно превосходит глубину $\delta \simeq \lambda/4\pi\varkappa$, на которой затухают волны теплового излучения в веществе частицы; $\varkappa$ — показатель поглощения материала частицы).

В лучевом приближении для непрозрачных оптически гладких частиц величина, представляющая собой вероятность поглощения частицей фотона, упавшего на нее, определяется выражением [5, 6]

$$Q = 1 - \int\limits_0^{\pi/2} \rho \sin 2\beta d\beta. \tag{3}$$

Здесь β — угол падения луча на выделенную на частице круговую полоску, обращенную навстречу падающему излучению; ρ — коэффициент отражения для интенсивности неполяризованного излучения. Но выражение (3) представляет собой определение спектральной полусферической степени черноты ε_ν [5], т. е. $\varepsilon_\nu \equiv Q$. Подставляя (3) в (2) и принимая во внимание определение ε, получаем (1). Таким образом, формулой (1) можно пользоваться, если для характерных длин волн теплового излучения выполняются одновременно оба перечисленных условия. Если хотя бы одно из них нарушается, то для расчета P следует использовать выражение (2). С другой стороны, при выполнении этих условий более общим выражением для расчета лучистой тепловой мощности является выражение (1), так как (2), основанное на результатах теории Ми, не учитывает шероховатость поверхности частицы. Как известно, вопрос о шероховатости поверхности возникает лишь в том случае, если ее размеры значительно превосходят длину волны.

Процедура вычисления P по (2) весьма трудоемка, поэтому целесообразно попытаться получить из общего выражения (2) формулы, имеющие ограниченную область применимости, но зато простые и удобные для проведения инженерных расчетов. Соотношение (2) существенно упростится, если учесть следующее. Расчеты с использованием таблиц, приведенных в [5], показывают, что при температурах пламени 1500—3000 K более 90% энергии равновесного излучения сосредоточено в интервале длин волн от $\lambda_1 = 0{,}5$ до $\lambda_2 = 6$ мкм. В этом случае виновская длина волны излучения, на которую приходится максимум спектральной интенсивности равновесного излучния, $\lambda_W = 1 \div 2$ мкм. Таким образом, максимум B_ν является достаточно острым. Если в окрестности λ_W функция $Q(x;\ m)$ меняется достаточно медленно в зависимости от λ, то из-под интеграла в (2) можно вынести величину $Q(x; m)\,|_{\lambda=\lambda_W}$ [7], тогда

$$P \simeq 4\pi R^2 \sigma T^4 Q(x;\ m)\,|_{\lambda=\lambda_W}. \tag{4}$$

Если известны оптические постоянные вещества частицы, то для анализа зависимости $Q(x;\ m)$ от λ можно использовать приводимые в [8] таблицы и графики. В качестве примера рассмотрим находящуюся при $T \simeq 2 \cdot 10^5$ K непрозрачную ($R \gg \delta$) частицу вольфрама с $R \simeq 0{,}4$ мкм, сравнимым с длиной волны теплового излучения ($x \approx 1$). При таком значении R размерные эффекты несущественны [9], поэтому можно считать, что частица имеет те же оптические параметры ($\varepsilon \simeq 0{,}4$; $m \simeq \simeq 2-11i$), что и массивный кусок вольфрама. Величина P, вычисленная по (1), первое условие применимости которой в данном случае нарушено, в 2 раза больше рассчитанной по более обоснованной формуле (4). Отметим, что формула (4) не включает в себя, как предельный, случай частиц, малых по сравнению с длиной волны излучения. Здесь существенна зависимость $Q(\lambda)$ [6, 10], поэтому не выполняется условие применимости формулы (4): медленное изменение Q в зависимости от λ в области длин волн теплового излучения. Так, для малых полупроводниковых частиц $Q \sim \lambda^{-1}$ [6, 10], поэтому при изменении λ от λ_1 до λ_2 величина Q уменьшается в 12 раз.

Простую формулу, описывающую этот случай ($R \ll \lambda$), можно получить [6, 10] из общего выражения (2), если пренебречь дисперсией комплексного показателя преломления m. Эта формула используется [8, 10] для расчета теплового излучения частиц сажистого углерода очень малых размеров. Излучательная способность пламени пылеугольного факела определяется в основном крупными коксовыми частицами, которых в нем гораздо больше, чем сажистых. При этом практический интерес представляет определение лучистой мощности с горящих углеродных частиц с $R > 0{,}5$ мкм. В [8] в графической форме представлены результаты численных расчетов величины $Q(x;\ m)$, выполненных по формулам теории Ми, для углеродных частиц. Проведенный анализ показал, что при $R > 0{,}5$ мкм значения Q почти не зависят от λ в диапазоне длин волн теплового излучения, Q монотонно падает с увеличением R, приближаясь к асимптотическому значению 0,6 [8]. В работе [11] принято, что Q не зависит от λ, и предложена формула

$$Q = 0{,}6\left[1 + 1{,}6\exp\left(-0{,}46\sqrt{\overline{R}-1}\right)\right], \tag{5}$$

где $\overline{R} \equiv R/R_*$; $R_* = 0{,}5$ мкм.

Таким образом, используя (4) и (5), можно подсчитать радиационный поток энергии с горящей углеродной частицы радиуса R.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Виленский Т. В., Хзмалян Э. И.** Динамика горения пылевидного топлива.— М.: Энергия, 1978.
2. **Головин А. М., Песочин В. Р., Толмачев И. Я.** ФГВ, 1982, 18, 2, 23.
3. **Веселов С. Н., Заклязьминский Л. А., Маркачев Ю. Е.** ФГВ, 1986, **22**, 3, 38.
4. **Букатый В. И., Копытин Ю. Д., Погодаев В. А.** Изв. вузов. Физика, 1983, **26**, 2, 14.
5. **Зигель Р., Хауэлл Дж.** Теплообмен излучением.— М.: Мир, 1975.
6. **Шифрин К. С.** Рассеяние света в мутной среде.— М.— Л.: ГИТТЛ, 1951.
7. **Мигдал А. Б., Крайнов В. П.** Приближенные методы квантовой механики.— М.: Наука, 1966.
8. **Блох А. Г.** Тепловое излучение в котельных установках.— Л.: Энергия, 1967.
9. **Горбатов А. В., Самуйлов Е. В.** ТВТ, 1985, **23**, 4, 808.
10. **Блох А. Г.** Основы теплообмена излучением.— М.— Л.: Госэнергоиздат, 1962.
11. **Озеров Е. С.** Основы теории газодисперсных систем.— Л.: Изд-во ЛПИ, 1980.

Поступила в редакцию 29/VII 1986,
после доработки — 12/I 1987