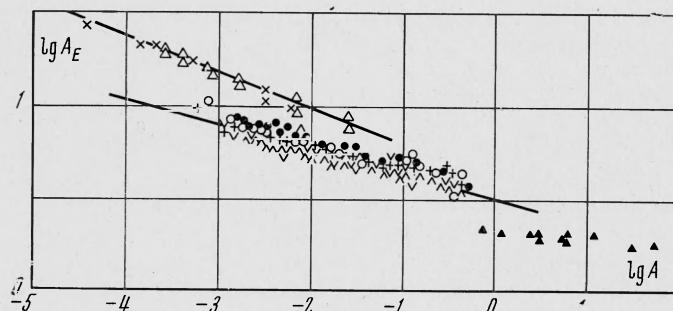


Данные [6] оказались отличны от [5], по-видимому, вследствие малости величины магнитного поля в [6], и, соответственно, малого прироста напряженности по сравнению с напряженностью свободноточащей дуги.



Фиг. 2

Сопоставляя (1) — (4), можно видеть, что зависимость напряженности электрического поля от скорости движения дуги при одностороннем подводе тока имеет вид

$$E \sim V / \sqrt{I}$$

(это совпадает с [2, 3]), а при двухстороннем

$$E \sim (V\sqrt{I})^{1/2}$$

Поступила 29 I 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Даутов Г. Ю., Жуков М. Ф. Некоторые обобщения исследований электрических дуг. ПМТФ, 1965, № 2.
2. Кукеев Г. А. Исследование дуги постоянного тока в магнитном поле, ч. 1, 2. Ж. техн. физ., 1941, т. 11, вып. 3, 10.
3. Залесский А. М. Электрическая дуга отключения. М., Госэнергоиздат, 1963.
4. Adams V. W. The influence of gas streams and magnetic fields on electric discharges, pt 3. Aeronaut. Res. Council Current Papers, 1957, No. 959.
5. Adams V. W. The influence of gas streams and magnetic fields on electric discharges, pt 4. Aeronaut. Res. Council Current Papers, 1968, No. 987.
6. Роумен, Майерс. Экспериментальное исследование электрической дуги, горящей в скрещенных аэродинамическом и магнитном полях. Ракетная техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 11.

СРЕДНИЕ ПО СПЕКТРУ КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИ ТОНКИХ СРЕД

С. П. Детков

(Свердловск)

Рассматривается стационарная теплопередача в полном спектре при локальном термодинамическом равновесии в среде без рассеяния с показателем преломления, равным единице. Исследуются коэффициенты поглощения среды для падающих потоков с двумя различными спектрами: черным и тем, что дает элемент объема.

Интерес к средним по спектру коэффициентам поглощения появился в связи с приближенным описанием теплообмена излучением в реальной среде такими же уравнениями, как при сером излучении. В известном приближении оптически тонкой среды используется средний планковский коэффициент поглощения. Такое приближение можно уточнить и расширить, если учесть зависимости коэффициентов поглощения от пути луча и различия температур тел системы. Предыдущая работа [1] дополнена: 1) дана связь коэффициентов с уравнениями переноса энергии, 2) найдено точное соотношение между коэффициентами, 3) уточнены оценки зависимостей коэффициентов от длины пути луча, 4) уточнены оценки зависимостей коэффициентов от температур источника и объекта облучения.

В изотермической системе тел уравнение переноса энергии имеет вид

$$d\varepsilon/dx = \alpha_c - \alpha'\varepsilon \quad (1)$$

$$\varepsilon = \frac{\pi I}{\sigma T^4}, \quad I = \int_0^\infty I_\omega d\omega, \quad \frac{\sigma T^4}{\pi} = \int_0^\infty I_{j\omega} d\omega$$

$$\alpha_c = \frac{\pi}{\sigma T^4} \int_0^\infty I_{0\omega} \alpha_\omega d\omega, \quad \alpha' = \frac{1}{I} \int_0^\infty \alpha_\omega I_\omega d\omega$$

Здесь $I_{0\omega}$ — функция Планка; I_ω — спектральная интенсивность, $\text{см}\cdot\text{вт}/\text{м}^2\cdot\text{стер}$; ω — волновое число, см^{-1} ; в случае одного поглощающего компонента $x = \int p dl, \text{м}\cdot\text{ат}$; p — парциальное давление; α_ω — спектральный коэффициент поглощения, $(\text{м}\cdot\text{ат})^{-1}$; α_c — средний планковский коэффициент поглощения. В безразмерный поток ε дают вклады граничная поверхность (ε_1) и объем среды (ε_2). В соответствии с равенством $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$ разделяется уравнение (1)

$$\frac{d\varepsilon_1}{dx} = -\alpha\varepsilon_1, \quad \frac{d\varepsilon_2}{dx} = \alpha_c - \alpha^*\varepsilon_2 \quad (2)$$

Решения уравнений (2) дают связь потоков $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ с соответствующими пропускательными способностями (D, D^*) и коэффициентами поглощения среды: α — для потока с начальным черным спектром, α^* — для потока с начальным спектром элемента объема

$$\varepsilon_1 \equiv D = \exp\left(-\int_0^x \alpha(x_1) dx_1\right), \quad \varepsilon_2 = \int_0^x \alpha_c D^*(x, x_1) dx_1$$

$$D^*(x, x_1) = \exp\left(-\int_{x_1}^x \alpha^*(x_2) dx_2\right), \quad \text{или } D^*(x) = \exp\left(-\int_0^x \alpha^*(x_1) dx_1\right)$$

Исследуемые коэффициенты α и α^* для реальной среды могут различаться более чем на порядок. Поэтому разделение общего уравнения (1) на два уравнения (2) целесообразно.

Первая задача состоит в оценке зависимости величин α и α^* от длины пути луча, когда он небольшой. При $x \rightarrow 0$

$$\alpha \rightarrow \alpha_c, \quad \alpha^* \rightarrow \alpha_* = \frac{\pi}{\alpha_c \sigma T^4} \int_0^\infty I_{0\omega} \alpha_\omega^2 d\omega$$

Коэффициенты α_c и α_* — максимальные значения величин α и α^* . Для серого излучения $\alpha_c = \alpha_*$. Для CO_2 и H_2O различие очень большое, а именно

$$\frac{\alpha_*}{\alpha_c} \approx 25 \text{ и } 16 \quad (3)$$

Для изотермической системы тел найдена связь коэффициентов

$$\int_0^x [\alpha(x_1) - \alpha^*(x_1)] dx_1 = \ln \frac{\alpha}{\alpha_c}$$

При использовании осредненных на участке x коэффициентов

$$\langle \alpha \rangle = \frac{1}{x} \int_0^x \alpha(x_1) dx_1, \quad \langle \alpha^* \rangle = \frac{1}{x} \int_0^x \alpha^*(x_1) dx_1$$

соотношения упрощаются

$$D = e^{-\langle \alpha \rangle x}, \quad D^* = e^{-\langle \alpha^* \rangle x}$$

$$\langle \alpha \rangle \langle \alpha^* \rangle = \frac{1}{x} \ln \frac{\alpha}{\alpha_c} \quad (4)$$

Если толщины достаточно малы, соотношению (4) удовлетворяют следующие полиномы:

$$\begin{aligned}\frac{\alpha}{\alpha_c} &\approx 1 - (\alpha_* - \alpha_c)x + (\alpha_* - \alpha_c)^2 \frac{x^2}{2} \\ \frac{\langle \alpha \rangle}{\alpha_c} &\approx 1 - (\alpha_* - \alpha_c) \frac{x}{2} + (\alpha_* - \alpha_c)^2 \frac{x^2}{6} \\ \frac{\alpha^*}{\alpha_*} &\approx 1 - \frac{\alpha_c}{\alpha_*} (\alpha_* - \alpha_c)x, \quad \frac{\langle \alpha^* \rangle}{\alpha_*} \approx 1 - \frac{\alpha_c}{\alpha_*} (\alpha_* - \alpha_c) \frac{x}{2}\end{aligned}\quad (5)$$

В работе [1] выведены оценки

$$\langle \alpha \rangle = \alpha_c (1 - 1/2 \alpha_* x), \quad \langle \alpha^* \rangle = \alpha_*$$

С учетом (3) уточнение, полученное здесь, небольшое. Но по мере приближения спектра к серому $\alpha_* \rightarrow \alpha_c$ и уточнение становится весьма существенным. Предел применимости оценок по величине x приближенно описывается неравенством

$$(\alpha_* - \alpha_c)x \lesssim 0.5$$

Как видно, по мере приближения спектра к серому «приближение оптически тонкой среды» становится справедливым для среды произвольной толщины. Конкретно справедливость оценок устанавливается путем сравнения степени черноты среды

$$\varepsilon = 1 - e^{-\langle \alpha \rangle x}$$

с экспериментальными значениями. Например, для водяного пара $\alpha_* = 10.8 (м \cdot ат)^{-1}$, $\alpha_c/\alpha_* = 0.06$ при 2000°C .

Оценка (5) дает хорошую точность до $x = 0.1 м \cdot ат$. Обычное приближение $\varepsilon = 1 - \exp(-\alpha_c x)$ в тех же условиях намного грубее.

Коэффициенты α и α^* , учитывающие различие температур источника потока i , T_i и объекта облучения k , T_k , приобретают индексы α_{ik} и α_{ik}^* . Ниже рассмотрена оценка функции $\alpha_{ik}(x, T_i, T_k)$ для газа с колебательно-вращательным спектром. В качестве исходной взята приближенная формула поглощательной способности газа

$$a_{ik} = \xi^m \varepsilon(T_i, x'), \quad \xi = T_k/T_i, \quad x' = x \xi^u$$

Здесь x' — длина эквивалентного изотермического пути луча; показатели m и u устанавливаются экспериментально или по теории [1]. Получено уравнение

$$\langle \alpha_{ik} \rangle(x) = \xi^u \langle \alpha \rangle(x') + \frac{1}{x} \ln \frac{\alpha_{ik}(x)}{\xi^{m+u} \alpha(x')} \quad (6)$$

Здесь

$$\begin{aligned}\alpha_{ik} &= \frac{d(\langle \alpha_{ik} \rangle x)}{dx}, \quad \alpha(x') = \frac{d(\langle \alpha \rangle x')}{dx'} = \frac{d(\langle \alpha \rangle x)}{dx} \\ \langle \alpha_{ik} \rangle &= \frac{1}{x} \int_0^x \alpha_{ik}(x_1) dx_1, \quad \langle \alpha \rangle(x') = \frac{1}{x'} \int_0^{x'} \alpha(x_1') dx_1'\end{aligned}$$

Если толщина достаточно мала, то уравнению (6) удовлетворяют оценки

$$\begin{aligned}\alpha_{ik} &= \xi^{m+u} \alpha_c [1 - x' (\alpha_* - \alpha_c \xi^{iu})], \\ \langle \alpha_{ik} \rangle &= \xi^{m+u} \alpha_c [1 - 1/2 x' (\alpha_* - \alpha_c \xi^m)]\end{aligned}$$

Коэффициенты α_c и α_* вычисляются при температуре T_i . Последний коэффициент $\langle \alpha_{ik}^* \rangle$ был рассмотрен в работе [1].

Поступила 13 X 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Детков С. П. Средние коэффициенты поглощения для оптически тонких сред. ПМФТ, 1970, № 1.