

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Г. Л. ПОЛЯК

**ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛОБМЕН ПРИ НАЛИЧИИ ЛУЧЕПОГЛОЩАЮЩЕЙ  
И РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ**

(Представлено академиком М. В. Кирпичевым 11 I 1940)

До последнего времени не были развиты общие аналитические методы исследования лучистого теплообмена. Не были известны основные уравнения, определяющие лучистый и энергетический обмен при тех сложных температурных полях и полях состава, которые имеются в различных топочных и печных устройствах. Несколько лет назад мною были предложены основные уравнения, определяющие лучистый обмен при произвольных температурных условиях на поверхностях «серых» тел при отсутствии лучепоглощающей и рассеивающей среды<sup>(1)</sup>. Гильберт<sup>(2)</sup>, повидимому, впервые дал с помощью теории интегральных уравнений общий анализ вопросов лучистого теплообмена в поглощающей и преломляющей среде для обоснования закона теплового излучения Кирхгофа при термодинамическом равновесии. Кинг<sup>(3)</sup> вывел интегральное уравнение, определяющее рассеяние света в среде. Отдельные частные случаи по всем вышеуказанным вопросам рассматривались значительно ранее. Синтез этих вопросов под углом зрения анализа процессов в различных топочных и печных устройствах является весьма актуальным. Здесь возникает новая проблема: связь вопросов лучистого обмена с тепловыделением при реакциях горения и с конвективным и кондуктивным обменом. Аналитическая теория лучистого обмена рассматривает тела и среду, как сплошные среды. Среда (газ, светящееся и пылеугольное пламя) предполагается вообще неоднородной, но изотропной. В данной работе преломление лучей не учитывается. Отраженная на границах радиация принимается равномерно рассеянной внутри полусферического телесного угла. Размерности всех величин даются в технической системе единиц.

Лучистый обмен определяется системой двух интегральных уравнений

$$I_{\text{эф}} = I_{\text{соб}} + R \int_{(2\pi)} b \cos \vartheta d\omega, \quad (1)$$

$$\eta_{\text{эф}} = \eta_{\text{соб}} + \beta \int_{(4\pi)} b d\omega. \quad (2)$$

Здесь

$$I_{\text{эф}} = I_{\text{соб}} + I_{\text{отр}}$$

есть спектральная интенсивность эффективного полусферического излучения поверхности, иначе говоря, поверхностная плотность лучистого потока, отнесенная к единице длины волнового интервала  $\left[ \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{м} \cdot \text{ч}} \right]$ . Эффективная интенсивность ( $I_{\text{эф}}$ ) складывается из собственного излучения ( $I_{\text{соб}}$ ) и той радиации, которая, падая на поверхность, отразилась от нее ( $I_{\text{отр}}$ );  $R = 1 - A$  — отражательная способность поверхности, где  $A$  — поглощательная способность;  $b \left[ \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{м} \cdot \text{ч} \cdot \text{стерад}} \right]$  — спектральная яркость (интенсивность луча), т. е. спектральный лучистый поток через единицу расположенной перпендикулярно лучу площадки и отнесенный к единице телесного угла вдоль того же направления. Величина яркости определяется ниже на основании (4);  $\vartheta$  — угол между направлением излучения и нормалью к элементу поверхности;  $\omega$  — телесный угол;  $\eta_{\text{соб}} \left[ \frac{\text{ккал}}{\text{м}^3 \cdot \text{м} \cdot \text{ч}} \right]$  — спектральная интенсивность собственного излучения среды, т. е. излучение за единицу времени с единицы объема по всем направлениям (сферическое излучение);  $\eta_{\text{эф}} = \eta_{\text{соб}} + \eta_{\text{расс}}$  есть спектральная интенсивность среды, состоящая из собственного излучения ( $\eta_{\text{соб}}$ ) и того, которое упало на объемный элемент среды и им рассеяно по всем направлениям ( $\eta_{\text{расс}}$ ).

Элемент объема реальной среды, как известно, рассеивает направленный пучок лучей малого сечения неодинаково по различным направлениям; наблюдается большое преобладание потока, идущего в направлении падающих лучей, по сравнению с обратным потоком. В топочном пространстве рассеянное факелом излучение составляет вообще малую величину по сравнению с собственным излучением. Поэтому в данной работе мною принято, что рассеянное элементом объема излучение распределяется равномерно по всем направлениям (сферическое рассеяние);  $\beta [\text{м}^{-1}]$  — коэффициент рассеяния среды; поле коэффициентов рассеяния ( $\beta$ ), а также поглощения среды ( $\alpha$ ) считается известным.

Уравнение яркости вдоль произвольного луча  $r$

$$\frac{db}{dr} = -k(r)b + \frac{1}{4\pi} \eta_{\text{эф}}(r), \quad (3)$$

где  $k(r) = \alpha(r) + \beta(r)$  — коэффициент ослабления (экстинкции) среды; для неоднородной среды он — функция места. Гашение яркости лучей при прохождении внутри среды вызывается поглощением ( $\alpha$ ) и рассеянием ( $\beta$ ).

Общее решение (3) дает

$$b = b_{(0)} e^{-\int_0^r k(r^*) dr^*} + \frac{1}{4\pi} \int_0^r \eta_{\text{эф}}(r^*) e^{-\int_{r^*}^r k(r^*) dr^*} dr^*. \quad (4)$$

Здесь  $r$  — расстояние от границы среды (начало луча) до рассматриваемой точки, где определяется яркость,  $r^*$  — текущее положительное значение длины между границей и данной точкой,  $b_{(0)}$  — яркость на границе среды ( $r=0$ ) в направлении к данной точке.

Для диффузных стенок, как известно,

$$b_{(0)} = \frac{I_{\text{эф}}}{\pi}.$$

$b = b(r)$  — искомая яркость в рассматриваемом направлении в точке  $r$ .

Яркость есть функция места и направления. Даже вдоль одного и того же луча значения яркости в одном и в прямо противоположном направлениях вообще различны и совершенно независимы друг от друга. Величина яркости в данном месте по данному направлению представляет наложение отдельных яркостей, обусловленных эффективным излучением в данном направлении всех источников, расположенных вдоль рассматриваемого луча с учетом поглощения и рассеяния по пути.

В том частном случае, когда вдоль луча  $r$

$$\frac{\gamma_{\text{эф}}(r)}{k(r)} = \text{const},$$

формула (4) дает

$$b = b_{(0)} e^{-\int_0^r k(r^*) dr^*} + \frac{1}{4\pi} \frac{\gamma_{\text{эф}}}{k} \left( 1 - e^{-\int_0^r k(r^*) dr^*} \right). \quad (4a)$$

Переход в уравнениях (1), (2) от интегралов по телесному углу к интегралам по поверхности и объему производится на основании следующих формул:

$$d\omega = \frac{df^*}{(r-r^*)^2} = \frac{\cos \vartheta^* dF^*}{r^2}, \quad (5)$$

$$d\omega dr^* = \frac{dV^*}{(r-r^*)^2}. \quad (5a)$$

Здесь  $d\omega$  — элементарный телесный угол, вершина которого расположена в точке на расстоянии  $r$  от границы,  $df^*$  — элементарная площадка, перпендикулярная к лучу на расстоянии  $r^*$  от границы,  $dF^*$  — элементарная площадка на границе ( $r^*=0$ ),  $\vartheta^*$  — угол между лучом  $r$  и нормалью к  $dF^*$ ,  $dV^*$  — элементарный объем, расположенный на расстоянии  $r^*$  от границы.

Интегральные уравнения (1) и (2) после подстановки (4) и преобразованные к поверхностным и объемным интегралам имеют вид

$$I_{\text{эф}} = I_{\text{св}} + \frac{R}{\pi} \int_{(F_0)} I_{\text{эф}}^* \frac{e^{-\bar{k}r}}{r^2} \cos \vartheta \cos \vartheta^* dF^* + \frac{R}{4\pi} \int_{(v)} \gamma_{\text{эф}}^* \frac{e^{-\bar{k}|r-r^*|}}{(r-r^*)^2} \cos \vartheta dV^*, \quad (1a)$$

$$\gamma_{\text{эф}} = \gamma_{\text{св}} + \frac{\beta}{\pi} \int_{(F_0)} I_{\text{эф}}^* \frac{e^{-\bar{k}r}}{r^2} \cos \vartheta^* dF^* + \frac{\beta}{4\pi} \int_{(v)} \gamma_{\text{эф}}^* \frac{e^{-\bar{k}|r-r^*|}}{(r-r^*)^2} dV^*. \quad (2a)$$

Здесь верхние указатели (звездочки) показывают, что соответствующие величины есть функции текущих координат, по которым производится интегрирование.

Для упрощения обозначено

$$\int_{r^*}^r k(r^*) dr^* = \bar{k}|r-r^*| \text{ и } \int_0^r k(r^*) dr^* = \bar{k}r.$$

Если вместо эффективного излучения стенок заданы источники света и если собственным излучением среды можно пренебречь, то (2a) приводит к известному уравнению рассеяния света в среде.

Уравнения (1) и (2), составленные на эффективное излучение, обладают тем неудобством, что при  $R=0$  и  $\beta=0$  вырождаются в тождества. Этот случай как раз приближается к условиям, имеющим место в топочных и печных устройствах. Для того чтобы охватить и этот случай, уравнения лучистого обмена целесообразнее составить не на эффективное излучение, а на другую величину, имеющую большее значение в вопросах теплообмена. Об этом говорится в следующей статье (см. ниже).

Энергетический институт  
им. Г. М. Кржижановского  
Академия Наук СССР

Поступило  
7 II 1940

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> Г. Л. Поляк, Журн. техн. физики, вып. 3 (1935). <sup>2</sup> D. Hilbert, Phys. ZS., **13**, 1056 (1912); **14**, 593 (1913). <sup>3</sup> King, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., (A), 212, 375 (1913).