18 ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ

18.1. Основные понятия и определения

Тепловое излучение (*радиационный теплообмен*) – способ переноса теплоты в пространстве, осуществляемый в результате распространения электромагнитных волн, энергия которых при взаимодействии с веществом переходит в тепло. Радиационный теплообмен связан с двойным преобразованием энергии и происходит в три этапа:

1) первоначально внутренняя энергия тела превращается в энергию электромагнитного излучения (энергию фотонов или квантов);
2) затем лучистая энергия переносится электромагнитными волнами в пространстве, которые в однородной и изотропной среде и в вакууме распространяются прямолинейно со скоростью света (в вакууме скорость света равна $3{\cdot}10^8$ м/с), подчиняясь оптическим законам преломления, поглощения и отражения;
3) при взаимодействии с веществом, происходит переход лучистой энергии во внутреннюю энергию тела путем поглощения фотонов.

Тепловому излучению соответствует интервал длин волн $\lambda = 0{,}4 \div 25$ мкм (1 мкм = 10^{-6} м), поскольку основная доля лучистой энергии в теплотехнических агрегатах передается именно в этом диапазоне длин волн. Заметим, что видимые световые лучи имеют длину волны $\lambda = 0{,}4 \div 0{,}8$ мкм, а к инфракрасному или тепловому излучению в общем случае относят диапазон длин волн $\lambda = 0{,}8 \div 1000$ мкм.

Спектром излучения называют распределение лучистой энергии по длине волны $E_\lambda = f(\lambda)$, где E_λ, Вт/м^3 – спектральная плотность теплового потока собственного излучения (спектральная лучеиспускательная способность тела). У большинства твердых тел спектры сплошные. У газов и полированных металлов спектры линейчатые или *селективные* (рис. 18.1).

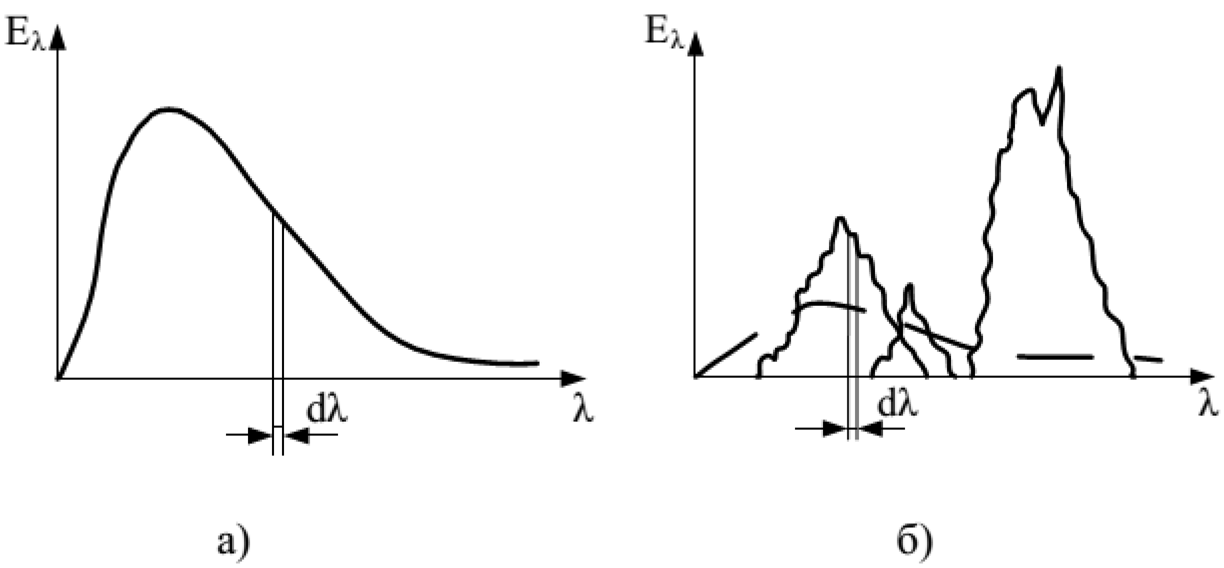

Рис. 18.1. Распределение по спектру энергии излучения твердого тела (а) и газа (б)

С точки зрения радиационного теплообмена различают два типа поверхностей: *диффузные* и *зеркальные*. Диффузные поверхности отражают все падающее на них излучение в пределах полусферы. У зеркальных поверхностей угол падения луча равен углу его отражения.

18.1.1. *Особенности радиационного теплообмена*

Теплообмен излучением имеет ряд отличий от кондуктивного и конвективного теплообмена:

a) тепловое излучение вещества зависит от температуры тела (степени нагретости вещества), поэтому все тела (твердые тела, жидкости и поглощающие лучистую энергию газы) с температурой выше нуля по шкале Кельвина обладают собственным тепловым излучением;
b) для передачи теплоты излучением не требуется тело-посредник, т.е. лучистая энергия может передаваться и в вакууме;
c) при температурах от 0°C до 100°C лучистая и конвективная (при свободной конвекции) составляющие теплообмена имеют один порядок; в высокотемпературных энергетических (например, парогенераторах) и высокотемпературных теплотехнологических (например, металлургических печах) лучистый теплообмен является доминирующим в суммарном теплопереносе от горячего источника к приемнику тепловой энергии;
d) в расчетах необходимо учитывать особенности поверхностного излучения (твердые тела) и объемного излучения (излучающие и поглощающие газы).

18.1.2. *Параметры и характеристики теплового излучения*

Как и любой другой способ переноса теплоты, теплообмен излучением характеризуется *температурным полем* системы тел, участвующих в радиационном теплообмене (T, К), и *тепловыми потоками* излучения (Q, Вт), или поверхностными плотностями тепловых потоков излучения (E, Вт/м^2). Температура и тепловой поток – параметры теплового излучения.

Телам, участвующим в радиационном теплообмене, приписывают некоторые специфические свойства, называемые *радиационными характеристиками* или *радиационными свойствами* тела. К радиационным характеристикам тела относят *поглощательную*, *отражательную, пропускательную* способности тела и *степень черноты.* Все названные радиационные характеристики могут быть как интегральными (для всего спектра излучения), так и спектральными (для бесконечно малого диапазона длин волн $d\lambda$).

Потоком излучения (Q, Вт) называют количество лучистой энергии, проходящее через заданную поверхность площадью F в *единицу* времени. Поверхностной *плотностью потока излучения* (E, Вт/м^2) называют количество лучистой энергии, проходящее через заданную *единичную* поверхность *в единицу* времени.

В расчетах радиационного теплообмена приняты следующие обозначения:

a) $Q_{пад}$ и $E_{пад}$ – поток и плотность потока излучения, падающие на поверхность тела;
b) $Q_{отр}$ и $E_{отр}$ – поток и плотность потока излучения, отраженные от поверхности тела;
c) $Q_{погл}$ и $E_{погл}$ – поток и плотность потока излучения, поглощенные телом;
d) $Q_{проп}$ и $E_{проп}$ – поток и плотность потока излучения, пропускаемые телом;
e) $Q_{соб}$ (Q) и $E_{соб}$ (E) – поток и плотность потока собственного излучения тела;
f) $Q_{эф}$ и $E_{эф}$ – поток и плотность потока эффективного излучения тела;
g) $Q_{рез}$ и $E_{рез}$ – поток и плотность потока результирующего излучения тела.

18.1.3. Поглощательная, отражательная и пропускательная способности тела

Для рассмотрения физического смысла поглощательной, отражательной и пропускательной способностей тела рассмотрим полупрозрачное тело, на поверхность которого падает поток излучения $Q_{пад}$ (рис. 18.2). Очевидно, что для любого полупрозрачного тела из закона сохранения энергии следует:

$$Q_{пад} = Q_{погл} + Q_{отр} + Q_{проп}. \tag{6.1}$$

Разделив левую и правую части равенства (6.1) на поток падающего излучения $Q_{пад}$, получим

$$\frac{Q_{погл}}{Q_{пад}} = \frac{Q_{отр}}{Q_{пад}} + \frac{Q_{проп}}{Q_{пад}} + \frac{Q_{пад}}{Q_{пад}} \tag{18.2}$$

или

$$A + R + D = 1, \tag{6.3}$$

где

$A = \frac{Q_{погл}}{Q_{пад}}$ – *поглощательная способность* тела, равная доле падающего излучения, поглощенного телом;

$R = \frac{Q_{отр}}{Q_{пад}}$ – *отражательная способность* тела, равная доле падающего излучения, отраженного телом;

$D = \frac{Q_{проп}}{Q_{пад}}$ – *пропускательная способность* тела, равная доле падающего излучения, проходящего через тело.

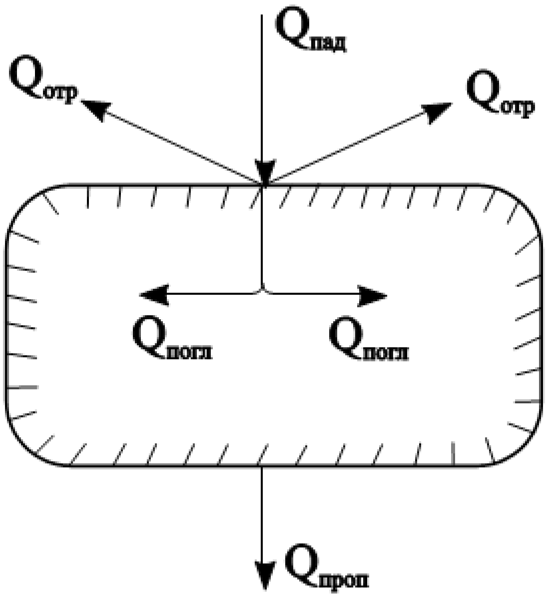

Рис. 18.2. Схема радиационного теплообмена для полупрозрачного тела

С учетом принятых обозначений поглощательной, отражательной и пропускательной способностей тела поглощенный, отраженный и пропущенный тепловые потоки можно рассчитать по формулам:

$$Q_{\text{погл}} = A \cdot Q_{\text{пад}};\ Q_{\text{отр}} = R \cdot Q_{\text{пад}};\ Q_{\text{проп}} = D \cdot Q_{\text{пад}}. \qquad (18.4)$$

В зависимости от числового значения A, R и D различают *абсолютно черное*, *абсолютно белое* и *абсолютно прозрачное* или *диатермичное* тела.

Тело, которое поглощает все падающее на него излучение, называют *абсолютно черным* телом (АЧТ). Поток и плотность потока собственного излучения АЧТ обозначают Q_0 и E_0 соответственно. У абсолютно черного тела радиационные способности равны: $A = 1$, $R = D = 0$.

Тело, которое *диффузно* отражает все падающее на него излучение, называют *абсолютно белым* телом. У абсолютно белого тела радиационные способности равны: $R = 1$, $A = D = 0$.

Тело, которое пропускает все падающее на него излучение, называют *абсолютно прозрачным* или *диатермичным*. Для диатермичного тела радиационные способности равны: $D = 1$, $A = R = 0$.

Абсолютно черных, абсолютно белых и абсолютно прозрачных тел (идеальных тел) в природе не существует. Однако некоторые реальные тела по своим радиационным свойствам близки к указанным идеальным телам. Напри мер, у сажи и окисленной шероховатой стали $A \to 1$, у полированных металлов $R \to 1$, у двухатомных газов с симметричными молекулами (N_2, O_2), в том числе и у сухого воздуха $D \to 1$.

У непрозрачных тел пропускательная способность равна нулю $D = 0$, поэтому $A + R = 1$. У газов отсутствует отражательная способность $R = 0$, поэтому $A + D = 1$.

18.1.4. Собственное, результирующее и эффективное излучение тела

Излучение тела, обусловленное его тепловым состоянием (степенью нагретости), называют *собственным излучением* этого тела. Поток собственного излучения обозначают $Q_{\text{соб}}$ или буквой Q без нижнего индекса. *Плотность потока собственного излучения* обозначают, Вт/м^2,

$$E_{\text{соб}} \frac{dQ_{\text{соб}}}{dF}, \qquad \text{или} \qquad E = \frac{dQ}{dF} \tag{18.5}$$

и называют *лучеиспускательной способностью* тела. В величине $E_{\text{соб}}$ заключена вся энергия, излучаемая телом в диапазоне длин волн $\lambda = 0 \div \infty$, т.е. энергия излучения всего спектра. Долю лучеиспускательной способности, заключенную в бесконечно малом спектральном диапазоне длин волн $d\lambda$, называют *спектральной плотностью потока собственного излучения* или *спектральной лучеиспускательной способностью* тела и обозначают, Вт/м^3,

$$E_\lambda = \frac{d^2Q}{dFd\lambda} = \frac{dE}{d\lambda}. \tag{18.6}$$

Зная спектр излучения – функцию распределения $E_\lambda = f(\lambda)$, можно рассчитать лучеиспускательную способность тела, проинтегрировав по всему спектру излучения:

$$E = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda. \tag{18.7}$$

Спектральную лучеиспускательную способность также называют *спектральной интенсивностью излучения*. Поэтому плотность потока собственного излучения тела (лучеиспускательную способность) называют и *интегральной* интенсивностью излучения тела.

Рассмотрим схему радиационного теплообмена, изображенную на рис. 6.3. Пусть на непрозрачное тело падает лучистый поток $Q_{\text{пад}}$. Одна часть теплового потока в количестве $Q_{\text{погл}}$ поглощается телом, а другая – в количестве $Q_{\text{отр}}$ телом отражается. Тело обладает и собственным излучением $Q_{\text{соб}}$ (Q).

Радиационный тепловой поток, уходящий с поверхности тела, равный сумме собственного и отраженного тепловых потоков называют *эффективным* тепловым потоком и обозначают $Q_{\text{эф}}$. Эффективный тепловой поток по определению равен

$$Q_{эф} = Q_{соб} + Q_{отр}. \tag{18.8}$$

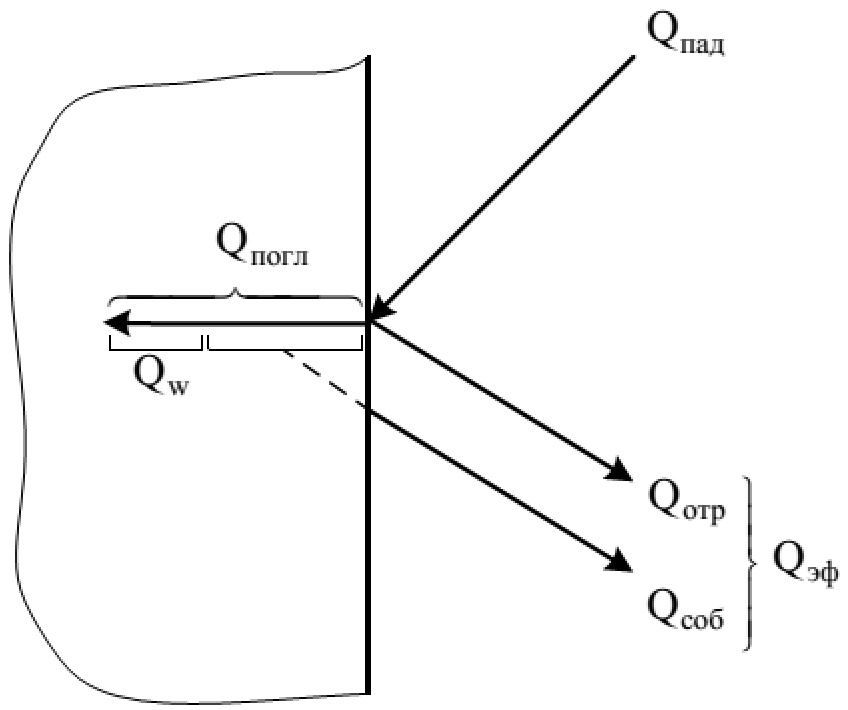

Рис. 18.3. Схема радиационного теплообмена для непрозрачного тела

Тепловой поток, идущий на изменение теплового состояния тела, называют *результирующим* тепловым потоком и обозначают $Q_{рез}$ или в целях унификации обозначений в расчетах сложного (радиационно-конвективного) теплообмена – Q_w. В результате радиационного теплообмена тело получает (при нагреве) или отдает (при охлаждении) количество энергии, равное разности между поглощенным и собственным лучистыми тепловыми потоками (см. рис. 6.3)

$$Q_{\mathrm{w}} \equiv Q_{рез} = Q_{погл} - Q_{соб} = A \cdot Q_{пад} - Q_{соб}. \tag{18.9}$$

Результирующий тепловой поток можно найти, зная падающий и эффективный тепловые потоки по формуле

$$Q_w \equiv Q_{рез} = \left(Q_{погл} + Q_{отр}\right) - \left(Q_{соб} + Q_{отр}\right) = Q_{пад} - Q_{эф}. \tag{18.10}$$

Замечание. Знак «≡» следует читать как «соответствует» или «эквивалентная форма записи».

При использовании в расчетах РТО удельных тепловых потоков формулы (6.7) – (6.9) примут вид

$$E_{эф} = E_{соб} + E_{отр}; \tag{18.11}$$

$$q_w \equiv E_{рез} = E_{погл} - E_{соб} = A \cdot E_{пад} - E_{соб}; \tag{18.12}$$

$$q_w \equiv E_{рез} = \left(E_{погл} + E_{отр}\right) - \left(E_{соб} + E_{отр}\right) = E_{пад} - E_{эф}. \tag{18.13}$$

Без вывода приведем формулу связи собственного, результирующего и эффективного потоков излучения:

$$Q_{\text{эф}} = \frac{1}{A}\left(R \cdot Q_{\text{рез}} + Q_{\text{соб}}\right) \quad (18.14)$$

или

$$Q_{\text{рез}} = \frac{1}{R}\left(A \cdot Q_{\text{рез}} - Q_{\text{соб}}\right) \quad (18.15)$$

18.2. Основные законы излучения абсолютно черного тела

Спектры излучения реальных тел зависят от многих факторов (материала тела, температуры, состояния поверхности), и поэтому их аналитическое описание, в принципе, невозможно. У идеального абсолютно черного тела (АЧТ) распределение энергии по спектру в зависимости от температуры тела является универсальным, поэтому законы излучения абсолютно черного тела используют в качестве базовых при расчете излучения реальных тел.

Абсолютно черных тел в природе не существует. В качестве модели АЧТ используют отверстие в стенке непрозрачной полости с размерами много меньше самой полости.

При равномерном нагреве всей поверхности полости данное отверстие по своим свойствам приближается к абсолютно черному телу, т.е. поглощает все падающее на него излучение и само при этом является идеальным излучателем – излучает максимально возможное количество энергии.

18.2.1. Закон Планка

В 1900 году на основе квантовой теории немецкий физик Макс Планк получил закон, устанавливающий зависимость спектральной интенсивности излучения абсолютно черного тела $E_{0\lambda}$ от длины волны λ и абсолютной температуры T – $E_{0\lambda} = f(\lambda, T)$. Этот закон носит имя Планка и имеет вид

$$E_{0\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5\left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1\right]}, \quad (18.16)$$

Здесь C_1 и C_2 – коэффициенты, связанные с универсальными физическими константами следующими соотношениями:

$C_1 = 2\pi c^2 = 3{,}741832 \cdot 10^{-16}$ Вт $\cdot$ м^2;

$C_2 = \frac{hc}{k} = 1{,}438786 \cdot 10^{-2}$,

где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме;

$h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Дж $\cdot$ с – постоянная Планка;

$k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}\ ^{Дж}/_{К}$ – постоянная Больцмана.

График зависимости $E_{0\lambda} = f(\lambda, T)$ изображен на рис. 18.4.

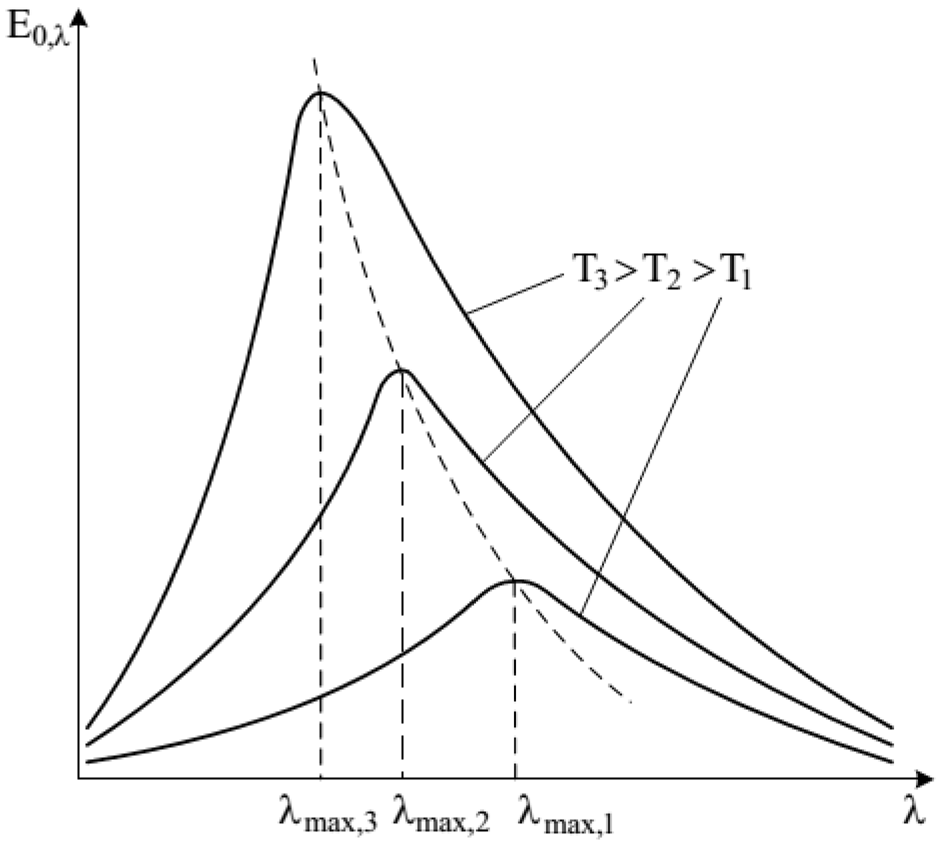

Рис. 18.4. Спектральная плотность потока излучения абсолютно черного тела.

Анализ этого графика позволяет сделать следующие выводы:

a) с увеличением температуры спектральная интенсивность излучения $E_{0\lambda}$ возрастает для всего спектра;
b) зависимость $E_{0\lambda}=f(\lambda, T)$ имеет экстремальный характер;
c) с увеличением температуры длина волны, при которой наблюдается максимум спектральной плотности потока излучения λ_{max} абсолютно черного тела, уменьшается.

18.2.2. Закон смещения Вина

Закон смещения Вина можно сформулировать следующим образом: длина волны, при которой наблюдается максимальное значение спектральной плотности потока собственного излучения λ_{max} и абсолютная температура связаны обратно пропорциональной зависимостью:

$$\lambda_{max} \cdot T = 2897{,}82\ \text{мкм} \cdot \text{К} \approx 2{,}898 \cdot 10^{-3}\ \text{м} \cdot \text{К}. \qquad (18.17)$$

Закон смещения Вина является следствием закона Планка. Однако он был получен Вином ранее в 1893 году и поэтому носит его имя.

Если известна λ_{max} , то по формуле (18.17) рассчитывают абсолютную температуру излучателя, а если известна температура излучателя, то по той же формуле (18.17) находят λ_{max}

18.2.3. Закон Стефана–Больцмана

При условии термодинамического равновесия закон Стефана–Больцмана устанавливает зависимость плотности потока собственного излучения абсолютно черного тела E_0 от его абсолютной температуры T:

$$E_0 = \int_0^\infty E_{0\lambda} d\lambda = \int_0^\infty \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\exp\frac{C_2}{\lambda \cdot T} - 1} d\lambda = \sigma_0 \cdot T^4, \qquad (18.18)$$

где $\sigma_0 = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м^2·К^4) – постоянная Стефана–Больцмана; E_0 – плотность потока собственного излучения абсолютно черного тела, Вт/м^2.

В «ручных» расчетах (расчетах на калькуляторе) закон Стефана–Больцмана удобно применять в следующей форме записи:

$$E_0 = c_0 \left(\frac{T}{100}\right)^4, \qquad (18.19)$$

где $c_0 = 5{,}67$ Вт/(м^2·К^4) – коэффициент излучения абсолютно черного тела. Закон Стефана–Больцмана был экспериментально установлен Стефаном в 1879 году, теоретически обоснован Больцманом в 1884 году и Планком в 1901 году.

18.3. Излучение реальных тел

18.3.1. Спектры реальных тел. Спектральная степень черноты

Излучение реальных тел отличается от излучения абсолютно черного тела как по спектральному составу – виду функции $E_\lambda = f(\lambda, T)$, так и по величине (рис. 6.5,а). При равных температурах реальные тела излучают тепловой энергии меньше, чем абсолютно черное тело. При этом максимум спектральной плотности потока излучения у металлов смещен в сторону коротковолновой части спектра, а у диэлектриков – в сторону длинноволновой части спектра относительно максимума спектральной плотности потока излучения АЧТ при заданной температуре.

Для описания излучения реальных тел введено понятие спектральной степени черноты ε_λ, которая характеризует отношение спектральной плотности потока собственного излучения реального тела E_λ к спектральной плотности потока собственного излучения абсолютно черного тела $E_{0,\lambda}$:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{E_\lambda}{E_{0\lambda}}. \qquad (18.20)$$

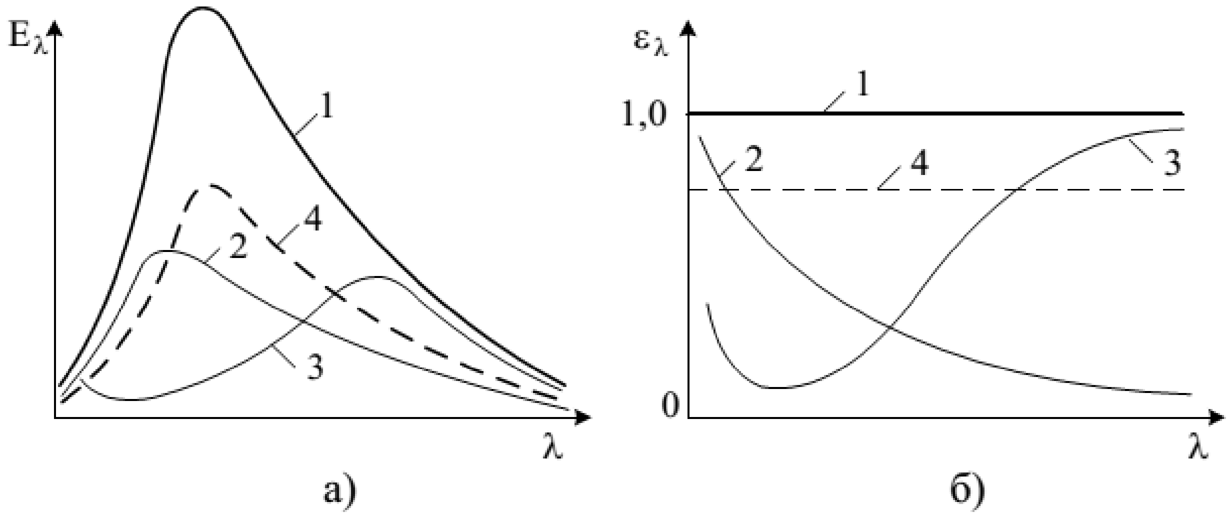

Рис. 18.5. Спектральное распределение энергии излучения (а)
и степени черноты (б) различных тел:
1 – АЧТ; 2 – металл; 3 – диэлектрик; 4 – серое тело

Следовательно, спектральная плотность собственного радиационного потока равна

$$E_\lambda = \varepsilon_\lambda \cdot E_{0\lambda}. \tag{18.21}$$

Спектральная степень черноты изменяется в пределах от 0 до 1 и для каждой длины волны λ характеризует долю, которую E_λ данного тела составляет от $E_{0,\lambda}$ абсолютно черного тела при одной и той же температуре. Изменение спектральной степени черноты ряда тел показано на рис. 18.5,б. Из анализа формулы (18.20) следует, что спектральная степень черноты абсолютно черного тела равна единице.

Спектральная степень черноты реального тела зависит от длины волны, природы тела, состояния его поверхности и температуры.

18.3.2. Закон Кирхгофа

Абсолютно черное тело поглощает все падающее на него излучение ($A_\lambda = 1$) и одновременно является идеальным излучателем, у которого для всех длин волн $\varepsilon_\lambda = 1$.

Данное обстоятельство наводит на мысль, что и у реальных тел между спектральной излучательной способностью E_λ и его спектральной поглощательной способностью A_λ существует однозначная зависимость. Эту зависимость установил немецкий физик Кирхгоф в 1859 году и поэтому функциональную зависимость $E_\lambda = f(A_\lambda)$ называют законом Кирхгофа.

По закону Кирхгофа отношение спектральной плотности потока собственного излучения (спектральной лучеиспускательной способности) любого тела к его спектральной поглощательной способности есть величина постоянная и равная спектральной плотности потока АЧТ при той же температуре:

$$E_{0,\lambda} = \frac{E_\lambda}{A_\lambda}. \tag{18.22}$$

Поэтому спектральная лучеиспускательная способность тела равна

$$E_\lambda = A_\lambda \cdot E_{0,\lambda}. \tag{18.23}$$

Сравнивая выражения (18.21) и (18.23), можно сделать вывод о том, что спектральная поглощательная способность равна спектральной степени черноты:

$$A_\lambda = \varepsilon_\lambda. \tag{18.24}$$

Равенство (18.24) является следствием закона Кирхгофа и строго выполняется при локальном термодинамическом равновесии между излучением и веществом, что на практике выполняется не всегда. Однако справедливость допущения о локальном термодинамическом равновесии в расчетах радиационного теплообмена подтверждается результатами экспериментов.

18.3.3. Понятие серого тела

Плотность потока собственного излучения тела в уз- ком элементарном спектральном диапазоне $d\lambda$ – спектральную плотность теплового потока – можно рассчитать по формуле (18.21) с учетом закона Планка (18.16):

$$E_\lambda = \varepsilon_\lambda \cdot E_{0,\lambda} = \varepsilon_\lambda \cdot \frac{C_1}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1\right]}. \tag{18.25}$$

Затем, экспериментально установив зависимость спектральной степени черноты от длины волны и температуры $\varepsilon_\lambda = f(\lambda, T)$ для данного материала, можно найти и лучеиспускательную способность реального тела:

$$E = \int_0^\infty \varepsilon_\lambda \cdot E_{0\lambda} d\lambda = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda, \tag{18.26}$$

Такой подход к расчету собственного излучения реальных тел весьма сложен из-за необходимости экспериментального определения спектров излучения реальных тел, которые при данной температуре зависят не только от природы вещества, но и от его структуры и состояния поверхности. Поэтому с целью упрощения инженерных расчетов излучение реальных тел моделируют излучением идеального *серого* тела.

Излучение *серого* тела обладает всеми свойствами излучения абсолютно черного тела. При этом спектр излучения *серого* тела подобен спектру излучения АЧТ (штриховая линия на рис. 18.5,а), а его спектральная плотность потока излучения E_λ меньше спектральной плотности потока излучения абсолютно черного тела $E_{0,\lambda}$ в одинаковое число раз. Другими словами, спектральная степень черноты *серого* тела при данной температуре не зависит от длины волны ε_λ = const (штриховая линия на рис. 18.5,б) и равна интегральной степени черноты *серого* тела $\varepsilon = \varepsilon_\lambda$ = const.

Плотность потока собственного излучения (лучеиспускательная способность) *серого* тела будет равна:

$$E = \int_0^\infty \varepsilon_\lambda \cdot E_{0\lambda} d\lambda = \varepsilon \cdot \int_0^\infty E_{0,\lambda} d\lambda = \varepsilon \cdot E_0, \tag{18.27}$$

или с учетом закона Стефана–Больцмана в форме записи (18.18) и (18.19) окончательно получим

$$E_0 = \varepsilon \cdot \sigma_0 \cdot T^4 = \varepsilon \cdot c_0 \left(\frac{T}{100}\right)^4 = c\left(\frac{T}{100}\right)^4, \tag{18.28}$$

где $\sigma_0 = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м^2·К^4) – постоянная Стефана–Больцмана;

c_0 = 5,67 Вт/(м^2·К^4) – коэффициент излучения абсолютно черного тела;

$c = \varepsilon \cdot c_0$ – коэффициент излучения серого тела, Вт/(м^2·К^4);

ε – интегральная степень черноты (степень черноты) серого тела.

Из анализа формулы (18.27) следует, что интегральная степень черноты равна отношению лучеиспускательной способности серого тела E к лучеиспускательной способности абсолютно черного тела E_0:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0}. \tag{18.29}$$

Следовательно, плотность собственного радиационного потока серого тела равна:

$$E = \varepsilon \cdot E_0. \tag{18.30}$$

Интегральная степень черноты серого тела (степень черноты) зависит от природы тела, состояния его поверхности и температуры.

Закон Кирхгофа для серого тела принимает вид

$$E_0 = \frac{E}{A} \tag{18.31}$$

и формулируется следующим образом: «Отношение плотности потока собственного излучения (лучеиспускательной способности) серого тела к его поглощательной способности есть величина постоянная и равна плотности потока собственного излучения абсолютно черного тела при условии равенства температур обоих тел».

Из закона Кирхгофа следует, что плотность собственного радиационного потока равна:

$$E = A \cdot E_0 \tag{18.32}$$

Сравнивая выражения (18.30) и (18.32), можно сделать вывод о том, что степень черноты серого тела равна его поглощательной способности:

$$\varepsilon = A. \tag{18.33}$$

18.4. Радиационный теплообмен в замкнутой системе из двух серых тел, разделенных диатермичной средой

Для замкнутой системы радиационного теплообмена, состоящей из двух серых тел (рис. 6.6), справедливо равенство, которое следует из закона сохранения лучистой энергии

$$Q_{w1} + Q_{w2} = 0, \tag{18.34}$$

где Q_{w1} и Q_{w2} – результирующие тепловые потоки первого и второго тел, Вт.

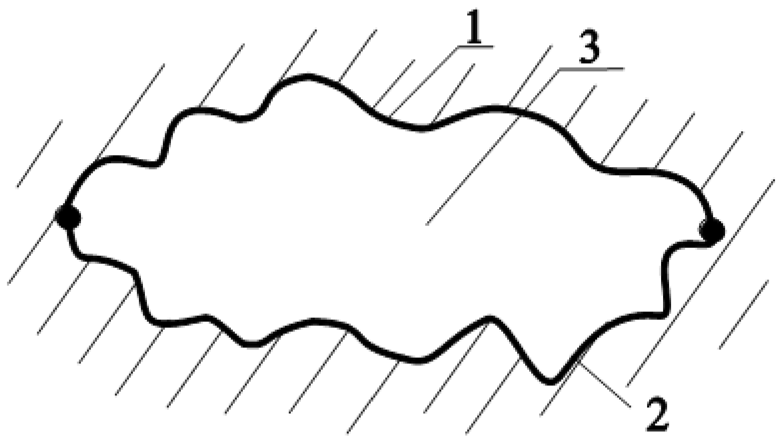

Рис. 18.6. К расчету излучения двух серых поверхностей, разделённых диатермичной средой:
1, 2 – твердые серые тела; 3 – диатермичное газовое тело.

Поток результирующего излучения в замкнутой системе, состоящей из двух серых поверхностей, разделенных диатермичной (лучепрозрачной) средой, рассчитывают по формуле:

$$Q_{w1} = -Q_{w2} = \varepsilon_{\text{пр}} \cdot \sigma_0 \cdot (T_2^4 - T_1^4) \cdot \varphi_{21} \cdot F_2; \tag{18.35}$$

или

$$Q_{w1} = -Q_{w2} = c_{\text{пр}} \cdot \left[\left(\frac{T_2}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_1}{100}\right)^4\right] \cdot \varphi_{21} \cdot F_2; \tag{18.36}$$

где T – абсолютная температура поверхности теплообмена, К; F – площадь поверхности теплообмена, м^2; φ_{12} и φ_{21} – угловые коэффициенты облучения соответственно с первого тела на второе и со второго тела на первое; $\varepsilon_{\text{пр}}$ –

приведенная степень черноты в системе двух тел; $c_{пр} = c_0\varepsilon_{пр}$ – приведенный коэффициент излучения в системе двух серых тел; c_0 = 5,67 Вт/(м^2·К^4) – коэффициент излучения абсолютно черного тела.

Приведенную степень черноты и приведенный коэффициент излучения в замкнутой системе радиационного теплообмена, состоящей из двух серых тел, рассчитывают по формулам

$$\varepsilon_{пр} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1\right)\varphi_{12} + \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)\varphi_{21}}; \qquad (18.37)$$

$$c_{пр} = \frac{1}{\frac{1}{c_0} + \left(\frac{1}{c_1} - \frac{1}{c_0}\right)\varphi_{12} + \left(\frac{1}{c_2} - \frac{1}{c_0}\right)\varphi_{21}}. \qquad (18.38)$$

18.4.1. УГЛОВЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Угловым коэффициентом излучения (коэффициентом облученности) называют величину, которая определяет долю лучистой энергии, приходящей на данное тело с другого тела. Угловой коэффициент излучения зависит только от взаимного расположения тел в пространстве и поэтому является чисто геометрической величиной.

Угловые коэффициенты находят аналитически, численно методом статистических испытаний, экспериментально по величине освещенности тел и используя свойства угловых коэффициентов. В общем случае выделяют семь свойств угловых коэффициентов: замкнутости, взаимности, невогнутости, затененности, совмещаемости, распределительности и аддитивности.

Угловые коэффициенты излучения (коэффициенты облученности) в системе, состоящей из двух поверхностей, можно рассчитать, используя только первые три свойства угловых коэффициентов: *замкнутости, взаимности и невогнутости.*

18.4.1.1. Свойство замкнутости (замыкаемости) угловых коэффициентов

Сумма угловых коэффициентов с любой поверхности, входящей в *замкнутую* систему, включая угловой коэффициент «сам на себя», равна единице. Например, для системы твердых тел, состоящей из n поверхностей произвольной формы, свойство замыкаемости для тела i запишется в виде (рис. 6.7,а)

$$\sum_{k=1}^{n} \varphi_{ik} + \varphi_{ii} = 1, \qquad (18.39)$$

$\sum_{k=1}^{n} \varphi_{ik}$ – сумма угловых коэффициентов излучения с тела i на все n тел, входящих в замкнутую систему φ_{ii} – угловой коэффициент излучения «сам на себя» (с тела i на тело i).

18.4.1.2. Свойство взаимности угловых коэффициентов

Для двух тел, входящих в любую замкнутую (рис. 6.7,а) или разомкнутую (рис. 6.7,б) систему, и находящихся в состоянии лучистого теплообмена, справедливо равенство:

$$\varphi_{ik} \cdot F_i = \varphi_{ki} \cdot F_k, \qquad (18.40)$$

где φ_{ik} – угловой коэффициент излучения с тела i на тело k; F_i – площадь i-го тела; φ_{ki} – угловой коэффициент излучения с тела k на тело i; F_k – площадь k-го тела.

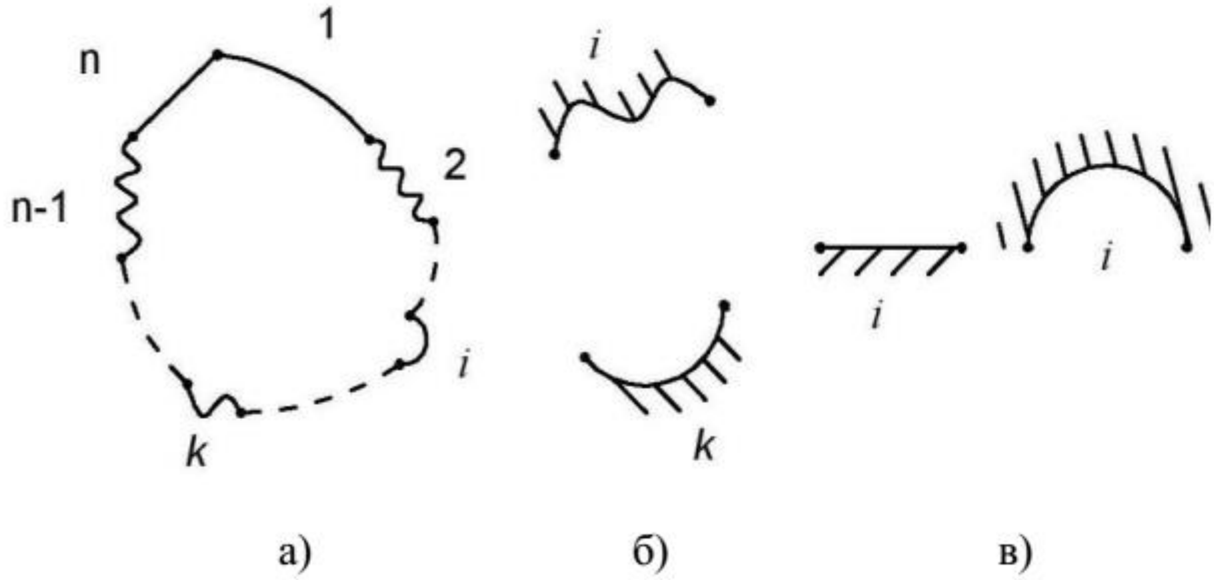

Рис. 18.7. К определению свойств угловых коэффициентов:
а – замкнутая система тел; б – разомкнутая система тел; в – невогнутые тела

18.4.1.3. Свойство невогнутости угловых коэффициентов

Для плоских и выпуклых поверхностей угловой коэффициент «сам на себя» равен нулю (рис. 18.7,в), так как в этом случае тело само себя не облучает («не видит»).

$$\varphi_{ii} = 0. \qquad (18.41)$$

18.4.2. Частные случаи расчета радиационного теплообмена

Рассмотрим случаи радиационного теплообмена для наиболее часто встречающихся на практике систем теплообмена, которые можно представить в виде системы из двух серых тел (рис. 18.8).

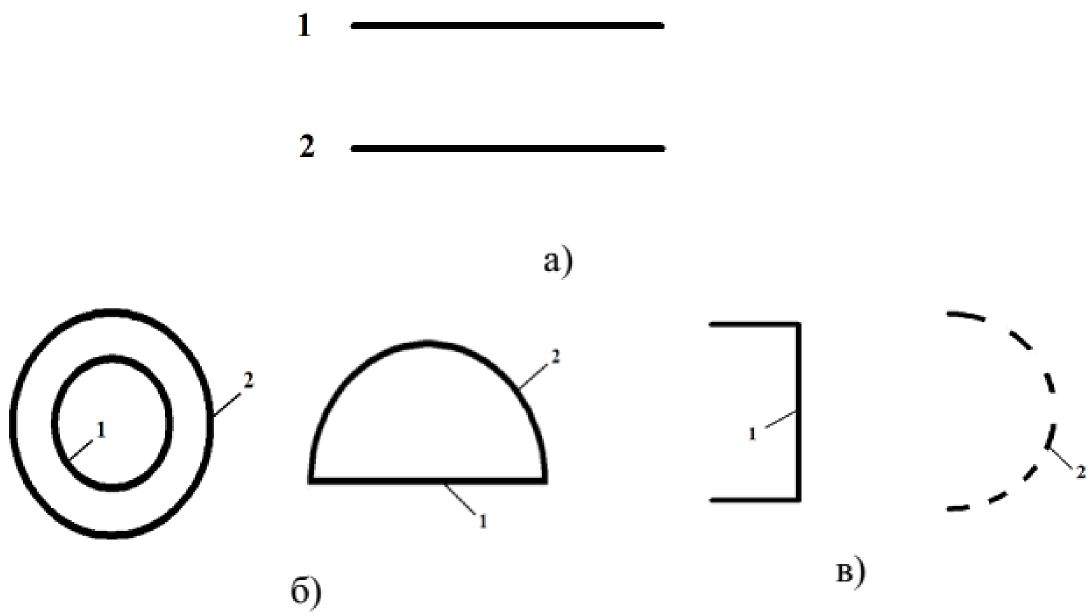

Рис. 18.8. Система лучистого теплообмена из двух серых тел:
а – две плоские параллельные поверхности; б – замкнутая система из невогнутого 1 и вогнутого 2 тел; в – невогнутое тело 1 и тело 2 с размерами $F_2 >> F_1$

Для двух плоских параллельных поверхностей (рис. 18.8,а), используя свойство замыкаемости (18.39) и невогнутости (18.41), получим

$$\varphi_{1-1} = 0; \varphi_{1-2} = 1; \varphi_{2-2} = 0; \varphi_{2-1} = 1. \qquad (18.42)$$

Подставляя значения угловых коэффициентов (18.42) в формулу (18.37), находим выражение для расчета приведенной степени черноты в системе двух плоских параллельных поверхностей

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\dfrac{1}{\varepsilon_1} + \dfrac{1}{\varepsilon_2} - 1}. \qquad (18.43)$$

Для системы, состоящей из двух тел, из которых одно тело невогнутое, а другое облучает само себя (вогнутое) (рис. 18.8,б), угловые коэффициенты находят решением системы алгебраических уравнений, записанных на основе свойств замкнутости, взаимности и невогнутости угловых коэффициентов

$$\begin{cases} \varphi_{1-1} + \varphi_{1-2} = 1, \\ \varphi_{2-2} + \varphi_{2-1} = 1, \\ \varphi_{1-2} \cdot F_1 = \varphi_{2-1} \cdot F_2, \\ \varphi_{1-1} = 0 \end{cases} \qquad (18.44)$$

Решение системы алгебраических уравнений (18.44) имеет вид

$$\varphi_{1-1} = 0; \varphi_{1-2} = 1; \varphi_{2-2} = 1 - \frac{F_1}{F_2}; \varphi_{2-1} = \frac{F_1}{F_2}. \qquad (18.45)$$

Подставляя решение (18.45) в формулу для приведенной степени черноты (18.37), получим:

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right) \cdot \frac{F_1}{F_2}}. \tag{18.46}$$

Третий частный случай радиационного теплообмена в системе из двух тел можно рассматривать как теплообмен между невогнутым телом и телом, размеры которого во много раз больше размеров первого тела. Такого рода теплообмен имеет место, например, при расчете лучистой составляющей тепловых потерь с поверхности теплотехнических агрегатов, тепловых потерь излучением ограждающими конструкциями зданий и сооружений и т.п. Систему тел, показанную на рис. 18.8,в, можно рассматривать как частный случай системы тел рис. 18.8,б при условии, что площадь поверхности второго тела много больше площади поверхности первого тела ($F_2 >> F_1$). Поэтому при выполнении условия $F_2 >> F_1$ из формулы (18.46) следует, что приведенная степень черноты для системы тел рис. 18.8,в равна степени черноты первого тела:

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \varepsilon_1. \tag{18.47}$$

18.5. Радиационный теплообмен при установке экранов

Для уменьшения лучистой составляющей тепловых потерь от поверхности теплоэнергетических и теплотехнологических установок около них устанавливают ограждения в виде тонких высокотеплопроводных экранов, у которых перепад температур по сечению практически отсутствует ($\Delta T_э \to 0$), так как термическое сопротивление экранов стремится к нулю ($R_{t,э} \to 0$).

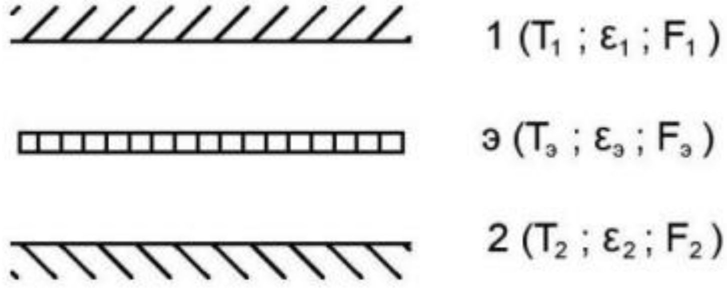

Рис. 18.9. Схема излучения при установке экранов

Оценим уменьшение результирующего теплового потока при установке экранов между двумя серыми бесконечными параллельными пластинами (рис. 18.9).

Пусть для определенности лучистый тепловой поток уходит с поверхности 1 и поступает на поверхность 2 ($T_1 > T_2$). Для упрощения вывода допустим равенство степеней черноты параллельных поверхностей 1 и 2 ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$).

Найдем плотность результирующего радиационного теплового потока на второй поверхности для двух случаев:

а) $q_{w,2}^{1-2}$ – без экрана;

б) $q_{w,2}^{1-э-2}$ – при установке одного экрана со степенью черноты $\varepsilon_э$ той же площади, что и излучающая, и поглощающая излучение поверхности ($F_1 = F_2 = F_э = F$).

Плотность результирующего теплового потока на поверхности тела 2 без экрана (см. раздел 18.4) равна:

$$q_{w,2}^{1-2} = \varepsilon_{пр}^{1-2}\sigma_0(T_1^4 - T_2^4), \tag{18.48}$$

где

$$\varepsilon_{пр}^{1-2} = \frac{1}{\dfrac{1}{\varepsilon_1} + \dfrac{1}{\varepsilon_2} - 1} = \frac{1}{\dfrac{2}{\varepsilon} - 1}. \tag{18.49}$$

Без вывода запишем плотность результирующего теплового потока на поверхности тела 2 при наличии одного экрана со степенью черноты $\varepsilon_э$:

$$q_{w,2}^{1-э-2} = \frac{1}{2}\varepsilon_{пр}^{1-э-2}\sigma_0(T_1^4 - T_2^4), \tag{18.50}$$

Приведенная степень черноты в системе плоских параллельных поверхностей равна (см. формулу (18.43)):

$$\varepsilon_{пр}^{1-э-2} = \varepsilon_{пр}^{1-э} = \varepsilon_{пр}^{э-2} = \frac{1}{\dfrac{1}{\varepsilon_э} + \dfrac{1}{\varepsilon} - 1}. \tag{18.51}$$

Определим, во сколько раз установка одного экрана уменьшает результирующий радиационный тепловой поток на второй поверхности

$$\frac{q_{w,2}^{1-2}}{q_{w,2}^{1-э-2}} = \frac{\varepsilon_{пр}^{1-2}\sigma_0(T_1^4 - T_2^4)}{\dfrac{1}{2}\varepsilon_{пр}^{1-э-2}\sigma_0(T_1^4 - T_2^4)} = 2\cdot\frac{\dfrac{1}{\varepsilon_э} + \dfrac{1}{\varepsilon} - 1}{\dfrac{2}{\varepsilon} - 1}. \tag{18.52}$$

Анализ формулы (18.52) показывает, что:

а) при равенстве степеней черноты экрана и плоских поверхностей ($\varepsilon = \varepsilon_э$) отношение $\frac{q_{w,2}^{1-2}}{q_{w,2}^{1-э-2}} = 2$, т.е. результирующий радиационный тепловой поток уменьшается в два раза;

б) при уменьшении степени черноты экрана ($\varepsilon_э\downarrow$) отношение $\frac{q_{w,2}^{1-2}}{q_{w,2}^{1-э-2}}$ увеличивается, т.е. растет ослабление излучения за счет установки экрана.

При установке n экранов с одинаковой степенью черноты $\varepsilon_э$ между двумя параллельными плоскостями с равной $\varepsilon = \varepsilon_1 = \varepsilon_2$ степенью черноты ослабление результирующего лучистого теплового потока рассчитывают по формуле

$$\frac{q_{w,2}^{1-2}}{q_{w,2}^{1-э-2}} = 1 + n \cdot \frac{2-\varepsilon_э}{2-\varepsilon} \cdot \frac{\varepsilon}{\varepsilon_э}. \quad (18.53)$$

В частном случае, при равенстве степени черноты экранов и обеих поверхностей ($\varepsilon = \varepsilon_э$), из формулы (18.53) получим

$$\frac{q_{w,2}^{1-2}}{q_{w,2}^{1-э-2}} = 1 + n. \quad (18.54)$$

В самом общем случае при установке n экранов с разной степенью черноты у каждого экрана $\varepsilon_{эi}$ между двумя серыми плоскими поверхностями со степенью черноты ε_1 и ε_2 соответственно, плотность потока результирующего излучения в такой системе тел равна:

$$q_{w,2}^{1-э-2} = \varepsilon_{пр}^{1-эn-2}\sigma_0(T_1^4 - T_2^4), \quad (18.55)$$

где $\varepsilon_{пр}^{1-эn-2}$ – приведенная степень черноты при наличии n экранов

$$\varepsilon_{пр}^{1-эn-2} = \left[\frac{1}{\varepsilon_{пр}} + \sum_{i=1}^{n}\left(\frac{2}{\varepsilon_{эi}} - 1\right)\right]^{-1} = \left[\frac{1}{\varepsilon_{пр}} + \sum_{i=1}^{n}\frac{2}{\varepsilon_{эi}} - n\right]^{-1}, \quad (18.56)$$

где $\varepsilon_{эi}$ – степень черноты i-го экрана.

Если все экраны имеют одинаковую степень черноты, то выражение (18.56) принимает вид

$$\varepsilon_{пр}^{1-эn-2} = \left[\frac{1}{\varepsilon_{пр}} + n\left(\frac{2}{\varepsilon_э} - 1\right)\right]^{-1}. \quad (18.57)$$

В формулах (18.56) и (18.57) приведенную степень черноты между двумя плоскими параллельными серыми поверхностями неограниченных размеров без экранов между ними $\varepsilon_{пр}$ рассчитывают по формуле (18.43).

18.6. Радиационный теплообмен между газом и окружающей его замкнутой серой оболочкой

В инженерных расчетах газ, излучающий и поглощающий излучение, считают серым телом, а его объемное излучение заменяют излучением оболочки, в которую заключен этот газ. Поэтому плотность потока собственного излучения газа рассчитывают по формуле, аналогичной формуле (18.28),

$$E_г = \varepsilon_г E_{0,г} = \varepsilon_г \sigma_0 T_г^4 = \varepsilon_г \sigma_0 \left(\frac{T_г}{100}\right)^4 = c_г \left(\frac{T_г}{100}\right)^4, \quad (18.58)$$

Расчет радиационного теплообмена между серым газом и окружающей его замкнутой серой оболочкой (рис. 18.10) выполняют по формуле Нуссельта или формуле Поляка.

Формула Нуссельта получена автором при допущении равенства поглощательной способности газа и его степени черноты $A_г = \varepsilon_г$ и имеет вид

$$Q_w = \varepsilon_{пр} \sigma_0 (T_г^4 - T_w^4) F_w, \quad (18.59)$$

где Q_w – результирующий тепловой поток излучением, воспринимаемый оболочкой, Вт; $T_г$ и T_w – температуры газа и оболочки, К; F_w – площадь поверхности оболочки, м^2.

Приведенная степень черноты в системе газ – оболочка $\varepsilon_{пр}$ в формуле Нуссельта равна:

$$\varepsilon_{пр} = \frac{1}{\dfrac{1}{\varepsilon_г} + \dfrac{1}{\varepsilon_w} - 1}. \quad (18.60)$$

где $\varepsilon_г$ и ε_w – степень черноты газа и оболочки соответственно.

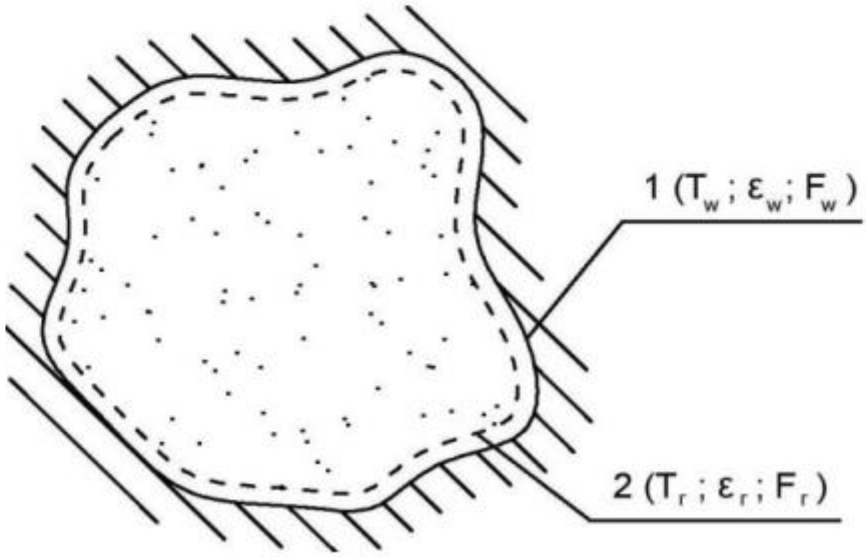

Рис. 18.10. Схема радиационного теплообмена между газом и замкнутой твердой оболочкой: 1 – твердое тело; 2 – условная оболочка газового тела

Формула Поляка более точна, потому что она учитывает неравенство поглощательной способности газа и его степени черноты $A_г \neq \varepsilon_г$. Неравенство $A_г \neq \varepsilon_г$ объясняется тем, что газ, расположенный в оболочке, поглощает не только собственное излучение внутри самого себя, но и излучение от окружающей газ твердой оболочки с температурой T_w. В этом случае лучистый тепловой поток равен:

$$Q_w = \varepsilon_{\text{пр}} \sigma_0 \left(\frac{\varepsilon_{\text{г}}}{A_{\text{г}}} T_{\text{г}}^4 - T_w^4 \right) F_w; \tag{18.61}$$

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\dfrac{1}{A_{\text{г}}} + \dfrac{1}{\varepsilon_w} - 1}. \tag{18.62}$$