Тема 3. Радиационный теплообмен

Лекции 10, 11

§ 1. Основные понятия радиационного переноса теплоты

Задача расчета радиационного теплообмена (РТО) – описать суммарные, макроскопические эффекты процессов распространения электромагнитных волн и их взаимодействия с веществом, поэтому принимается допущение, что излучение твердых и жидких тел является поверхностным. Излучение газов и некоторых полупрозрачных материалов является объемным.

Интегральное излучение – излучение во всем диапазоне длин волн. Спектральное излучение – отнесенное к бесконечно малому интервалу длин волн $d\lambda$.

Поток излучения Q, Вт – количество энергии, испускаемое в единицу времени.

Плотность потока интегрального излучения q, Вт/м^2 – величина потока интегрального излучения, отнесенная к единице площади излучающей поверхности:

$$q = \frac{dQ}{dF}.$$

Плотность потока спектрального излучения q_λ , Вт/м^3:

$$q_\lambda = \frac{d^2Q}{dF \cdot d\lambda}.$$

Яркость излучения B – величина потока излучения в единице пространственного угла, отнесенная к единице площади проекции излучающей поверхности на плоскость, ортогональную направлению излучения, Вт/(м$^2 \cdot$ стер).

Излучение называется изотропным (диффузным), если яркость излучения одинакова по всем направлениям.

Элементарный объемный угол в декартовых координатах

$$d\omega = \frac{df}{r^2},$$

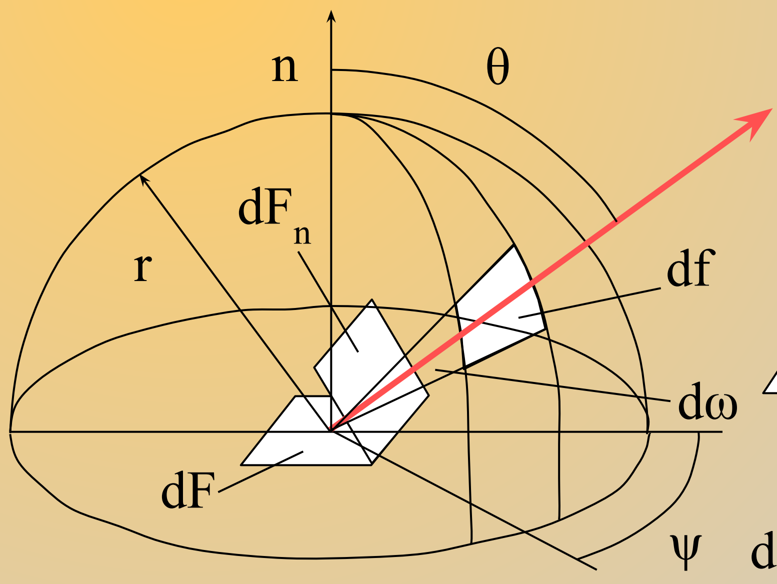
а в полярных координатах

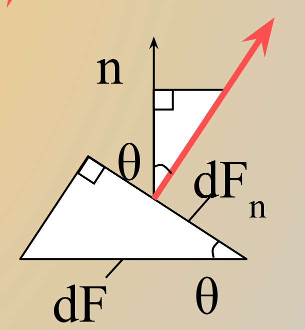
$$d\omega = d\theta \cdot d\psi \cdot \sin\theta,$$

где θ – угол между нормалью к поверхности и направлением излучения,
ψ – азимут выбранного направления.

По определению,

$$B = \frac{d^2Q}{dF_n \cdot d\omega} = \frac{d^2Q}{dF \cdot \cos\theta \cdot d\omega}.$$





$$dF_n = dF \cdot \cos\theta$$

Согласно определению яркости, плотность теплопотока, изотропно излучаемого площадкой dF в пределах объемного угла dω в направлении, расположенном под углом θ к нормали,

$$dq_{\theta} = \frac{d^2Q}{dF} = B \cdot \cos\theta \cdot d\omega = B \cdot \cos\theta \cdot d\theta \cdot d\psi \cdot \sin\theta\,,$$

а в пределах пространственного угла $2 \cdot \pi$ стерадиан

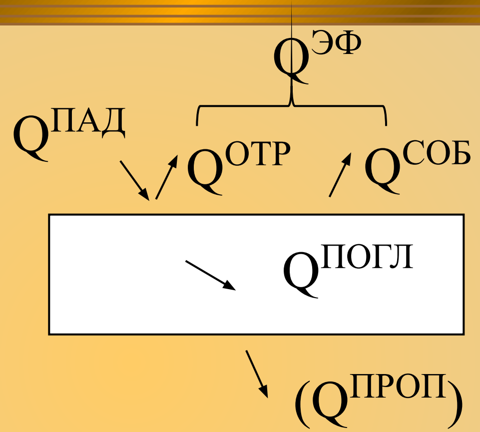
$$q = B \cdot \int_0^{2\cdot\pi} d\psi \cdot \int_0^{\pi/2} \sin\theta \cdot \cos\theta d\theta = B \cdot 2 \cdot \pi \cdot \frac{1}{2} \cdot \sin^2\theta \Big|_0^{\pi/2} = \pi \cdot B \cdot$$

Следовательно,

$$B = \frac{q}{\pi} -$$

связь между яркостью и плотностью потока полусферического излучения.

Падающий на поверхность тела поток излучения частично отразится, частично поглотится, а остаток пройдет сквозь тело:



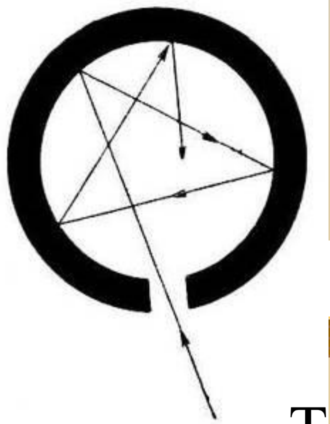
Согласно закону сохранения энергии,

$$Q^{ПАД} = Q^{ПОГЛ} + Q^{ОТР} + Q^{ПРОП} .$$

Разделим это равенство на величину падающего теплопотока:

$$A + R + D = 1 ,$$

где A, R, D – соответственно поглощательная, отражательная и пропускательная способность среды.



Тело, у которого R = D = 0, а A = 1, называется абсолютно черным телом (а.ч.т.).

Модель а.ч.т.

Тело, у которого A = D = 0, а R = 1, называется абсолютно белым (при изотропном излучении), либо идеальным зеркалом (при зеркальном отражении).

Когда A = R = 0, а D = 1, среда называется диатермической (лучепрозрачной).

Поток эффективного излучения

$$Q_{ЭФ} = Q_{СОБ} + Q_{ОТР} = Q_{СОБ} + R \cdot Q_{ПАД}\,.$$

Поток результирующего излучения – разность между приходом и расходом теплоты в единицу времени:

$$Q_{РЕЗ} = Q_{ПАД} – Q_{ЭФ} = (Q_{ПОГЛ} + Q_{ОТР}) – (Q_{СОБ} + Q_{ОТР}) = \\ = Q_{ПОГЛ} – Q_{СОБ}\,.$$

§ 2. Законы излучения абсолютно черного тела

Согласно закону Планка, плотность потока спектрального излучения а.ч.т.

$$q_\lambda^0 = \frac{C_1}{\lambda^5 \cdot \left(e^{C_2/(\lambda \cdot T)} - 1\right)},$$

где $C_1 = 3{,}7413 \cdot 10^{-16}$ $Вт \cdot м^2$ – первая константа Планка;

$C_2 = 1{,}438 \cdot 10^{-2}$ $м \cdot К$ – вторая константа Планка;

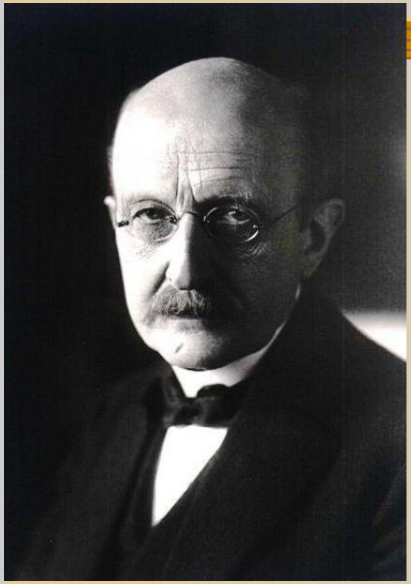
λ – длина волны, м;

T – абсолютная температура, К.

Макс Карл Эрнст Людвиг Планк (1858–1947) – выдающийся немецкий физик. В 1879 г. защитил докторскую диссертацию, посвященную второму началу термодинамики. Работы Планка по термодинамике и ее приложениям к физической химии и электрохимии снискали ему международное признание.

В 1900 году он создал квантовую теорию излучения. Согласно законам классической физики, любое тело должно почти мгновенно излучить в пространство всю свою тепловую энергию и остыть до абсолютного нуля. Теория Планка разрешила это противоречие. Она утверждает, что энергия излучается не непрерывно, а порциями – квантами.

В 1919 г. Макс Планк был удостоен Нобелевской премии по физике за 1918 г. «в знак признания его заслуг в деле развития физики благодаря открытию квантов энергии».

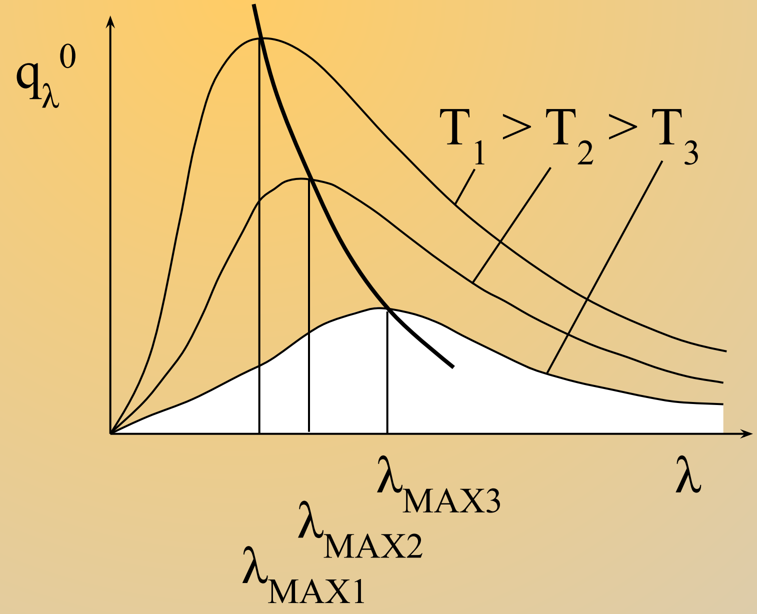


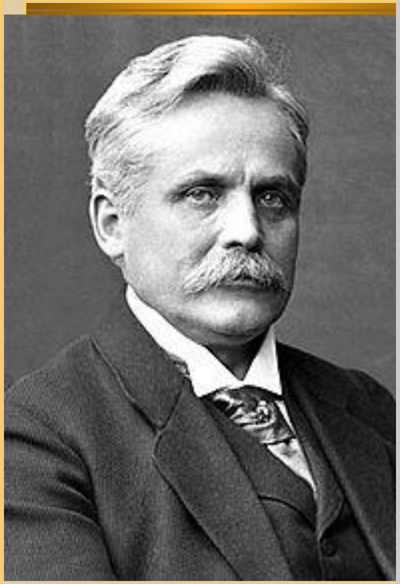
В соответствии с законом смещения Вина, с увеличением температуры а.ч.т. максимум излучаемой им энергии смещается в область более коротких длин волн:

$$\lambda_{MAX} \cdot T = b,$$

где λ_{MAX} – длина волны, соответствующая максимуму излучения, м;

$b = 2{,}8978 \cdot 10^{-3}$ м$\cdot$К.





Вильгельм Карл Вернер Отто Фриц Франц Вин (1864–1928) – немецкий физик, лауреат Нобелевской премии по физике в 1911 г. «за открытия в области законов, управляющих тепловым излучением».

В 1886 г. Вильгельм Вин получил докторскую степень, защитив диссертацию, посвященную дифракции света. За 30-летний исследовательский период он выполнил широкий круг научных работ, касающихся теории теплового излучения, оптики, термодинамики, гидродинамики морских волн и циклонов, изучения электрических разрядов в газах, радиационной физики. В 1893 г. Вин исследовал излучение абсолютно черного тела, установив в 1896 г. закон смещения.

Вин развил теоретическое исследование Йозефа Стефана, подсчитав, каким образом изменение температуры повлияет на энергию, излучаемую на заданной длине волны, или цвете (на самом деле в узком интервале длин волн с центром в заданном значении).

Согласно закону Стефана-Больцмана, плотность потока интегрального излучения а.ч.т.

(заштрихованная площадь под кривой спектрального распределения энергии излучения на слайде 10)

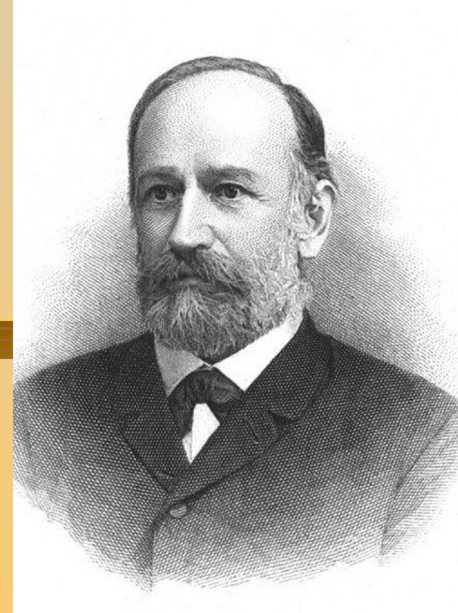
$$q^0 = \sigma_0 \cdot T^4,$$

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

Для инженерных расчетов формулу закона Стефана-Больцмана используют в виде:

$$q^0 = C_0 \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4,$$

где $C_0 = 5{,}67$ Вт / (м$^2 \cdot$ К^4) – константа а.ч.т.

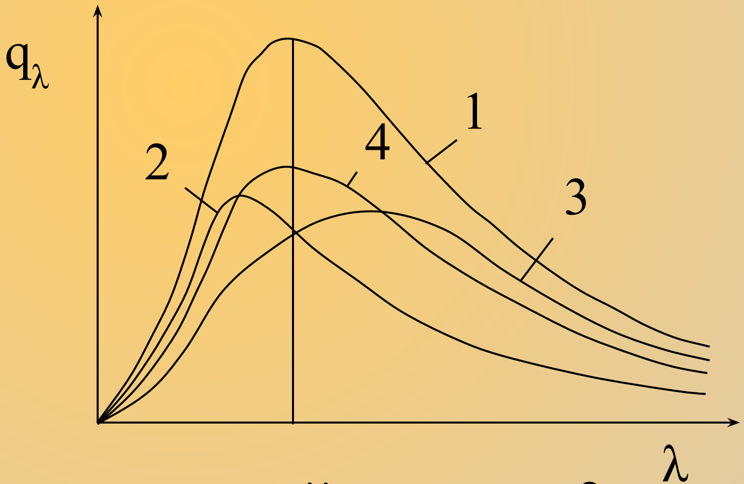


Йозеф Стефан (1835–1893) – австрийский физик и математик. Известен своими работами по различным областям физики – кинетической теории газов, теории теплового излучения, оптике, акустике, электромагнетизму. Изучал диффузию и теплопроводность газов, получил коэффициенты теплопроводности многих из них. В 1879 году путем измерения теплоотдачи платиновой проволоки при различных температурах установил пропорциональность излучаемой ею энергии четвертой степени абсолютной температуры.

Людвиг Больцман (1844–1906) – австрийский физик, один из основателей статистической физики и физической кинетики. Впервые применил законы термодинамики к процессам излучения и в 1884 году теоретически вывел закон теплового излучения, согласно которому энергия, излучаемая абсолютно черным телом, пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры.

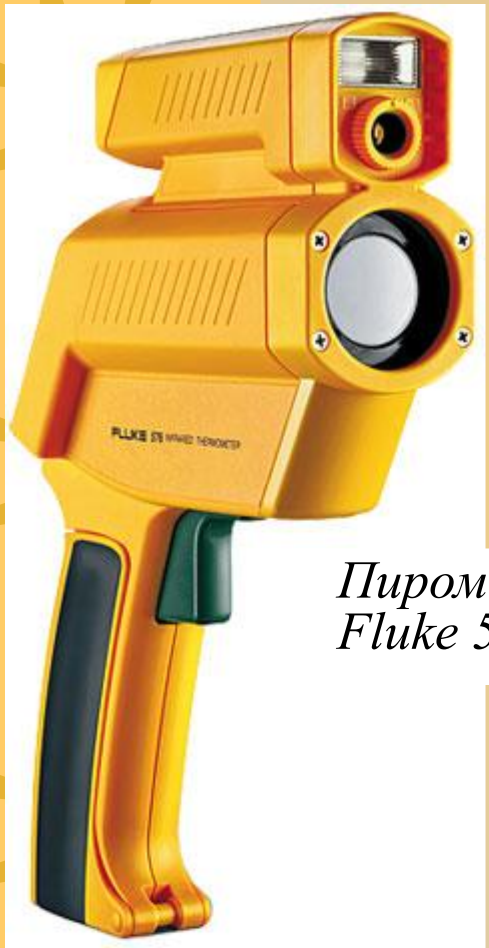
§ 3. Излучение реальных тел

По величине и по спектральному распределению отличается от излучения а.ч.т.:

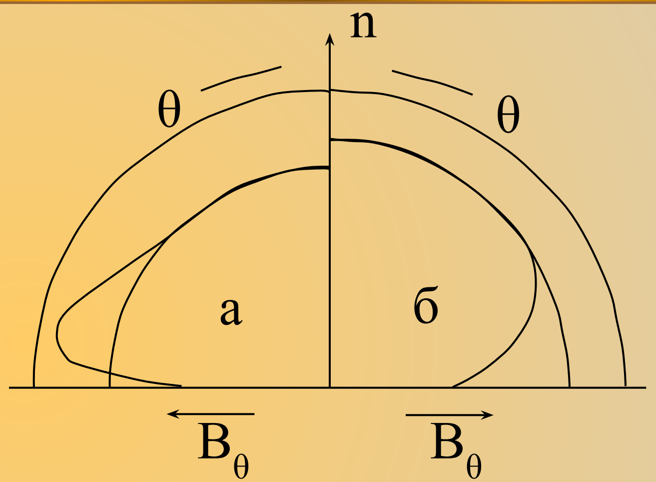


1 - а.ч.т.; 2 - неокисленный металл; 3 - диэлектрик (керамика,окалина, огнеупоры); 4 - серое тело

Излучение реальных тел не является изотропным:



Пирометр Fluke 576



а - неокисленный металл; б – диэлектрик

Увеличение шероховатости поверхности делает ее излучение близким к диффузному.

Спектральная степень черноты ε_λ – отношение плотностей потоков спектрального излучения данного тела и а.ч.т. при одних и тех же длине волны и температуре:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{q_\lambda}{q_\lambda^0} \; .$$

Интегральная степень черноты ε – отношение плотностей потоков интегрального излучения данного тела и а.ч.т., находящихся при одной и той же температуре:

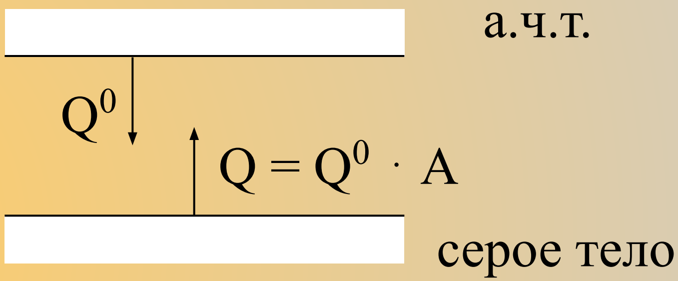
$$\varepsilon = \frac{q}{q^0} \; .$$

С учетом последнего выражения, плотность потока собственного излучения реального тела

$$q_{СОБ} = \varepsilon \cdot \sigma_0 \cdot T^4.$$

Рассмотрим 2 параллельные бесконечные плоские поверхности, изолированные от окружающей среды и находящиеся в состоянии термодинамического равновесия, т.е. имеющие одинаковую температуру.

Вся энергия, излучаемая в единицу времени а.ч.т., падает на поверхность серой пластины, которая поглощает в единицу времени количество энергии, равное $Q_0 \cdot A$.

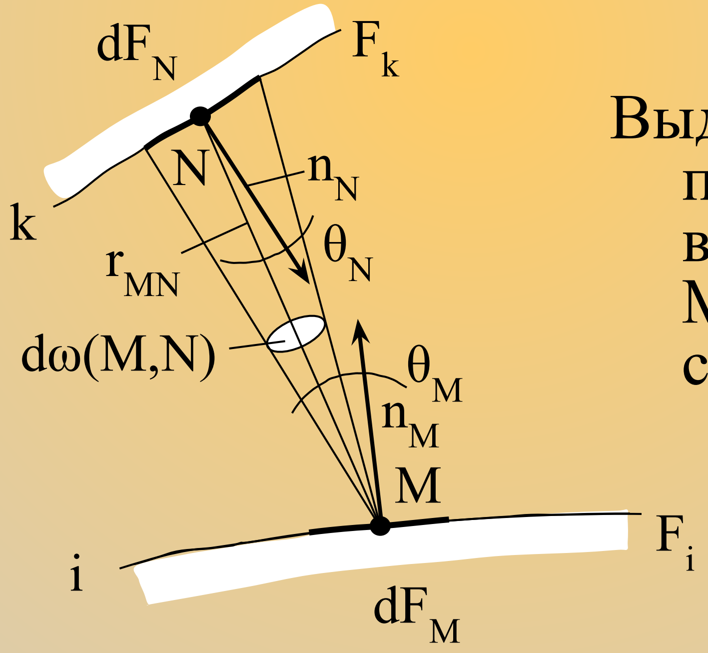


Поскольку рассматривается равновесная система, температура серой поверхности должна оставаться неизменной. Следовательно, серая пластина излучает ровно столько же энергии, сколько поглощает, т.е.

$$Q_0 \cdot A = Q \quad \Rightarrow \quad \frac{q}{q^0} = A \, .$$

§ 4. Угловые коэффициенты излучения

Рассмотрим РТО между 2 изотермическими изотропно излучающими и отражающими телами i и k, имеющими площади поверхности F_i и F_k:



Выделим элементарные площадки dF_M и dF_N в окрестностях точек M и N, принадлежащих соответственно i и k.

Согласно формуле слайда 4, величина потока излучения, покинувшего поверхность элементарной площадки dF_M и попавшего на элементарную площадку dF_N

$$d^2Q\left(dF_M, dF_N\right) = B^{ЭФ}(M) \cdot \cos\theta_M \cdot d\omega(M,N) \cdot dF_M \,.$$

Для изотропно излучающих и отражающих объектов (слайд 5)

$$B^{ЭФ}(M) = \frac{q^{ЭФ}}{\pi} \,.$$

Величина пространственного угла

$$d\omega(M,N) = \frac{dF_N \cdot \cos\theta_N}{r_{MN}^2} \,,$$

где $dF_N \cdot \cos\theta_N$ – площадь проекции элементарной площадки dF_N на поверхность полусферы радиуса r_{MN}.

С учетом 2 последних формул

$$d^2Q\left(dF_M, dF_N\right) = q^{ЭФ}(M)\cdot dF_M \cdot \frac{\cos\theta_M \cdot \cos\theta_N}{\pi\cdot r_{MN}^2}\cdot dF_N\,.$$

Элементарный угловой коэффициент

$$d\varphi_{dF_M - dF_N} = \frac{d^2Q(dF_M, dF_N)}{dQ^{ЭФ}(dF_M)} = \frac{\cos\theta_M \cdot \cos\theta_N}{\pi\cdot r_{MN}^2}\cdot dF_N\,.$$

Локальный угловой коэффициент

$$\varphi_{dF_M - F_k} = \int\limits_{F_k} d\varphi_{dF_M - dF_N} = \int\limits_{F_k} \frac{\cos\theta_M \cdot \cos\theta_N}{\pi\cdot r_{MN}^2} dF_N\,.$$

Средний угловой коэффициент

$$\varphi_{F_i - F_k} = \varphi_{ik} = \frac{1}{F_i} \cdot \int_{F_i} \varphi_{dF_M - F_k} \, dF_M =$$

$$= \frac{1}{F_i} \int_{F_i} \int_{F_k} \frac{\cos\theta_M \cdot \cos\theta_N}{\pi \cdot r_{MN}^2} dF_M dF_N \, .$$

Рассмотрим свойства средних угловых коэффициентов.

1. Взаимности:

$$\phi_{ik} \cdot F_i = \phi_{ki} \cdot F_k \, , -$$

следует из последней формулы.

2. Замкнутости:

$$\sum_{k=1}^{n} \varphi_{ik} = 1 \, .$$

3. Невогнутости:

$$\phi_{ii} = 0.$$

4. Аддитивности:

$$\phi_{ik} = \phi_{ik1} + \phi_{ik2} + \ldots + \phi_{ikn} .$$

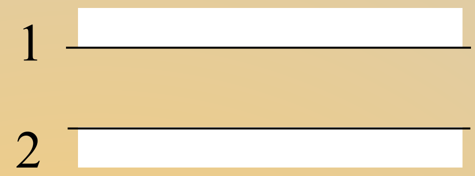
Если поверхность k состоит из n зон, так что

$$F_k = F_{k1} + F_{k2} + \ldots + F_{kn} ,$$

то все угловые коэффициенты ϕ_{ik1}, ϕ_{ik2}, …,ϕ_{ikn} взаимно независимы и суммируются в обычном арифметическом смысле.

Пользуясь этими свойствами, можно определить средние угловые коэффициенты в простейших случаях.

А.



Для системы из 2 параллельных бесконечных пластин, аналогичной рабочему пространству современных протяжных печей, печей с шагающим подом и плоским сводом и т.п., по свойству невогнутости,

$$\phi_{11} = \phi_{22} = 0.$$

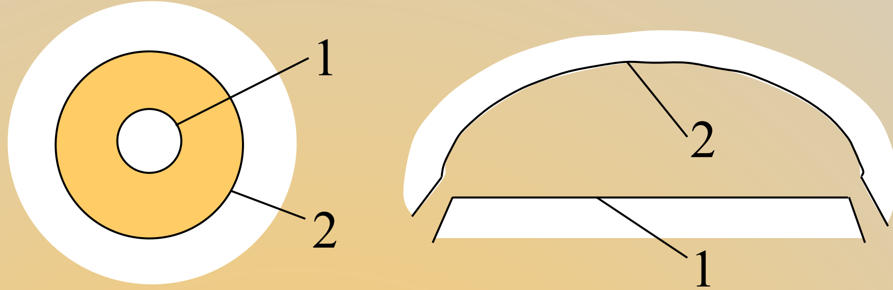
По свойству замкнутости,

$$\phi_{11} + \phi_{12} = 1 \quad \text{и} \quad \phi_{22} + \phi_{21} = 1.$$

Следовательно,

$$\phi_{12} = \phi_{21} = 1.$$

Б.



Для системы из 2 концентрических сфер (такая схема характерна для секционных печей), а также внутренней поверхности сферического сегмента и его основания (схема соответствует электрическим печам сопротивления), по свойству невогнутости, $\phi_{11} = 0$, и, по свойству замкнутости, $\phi_{12} = 1$.

По свойству взаимности,

$$\phi_{12} \cdot F_1 = \phi_{21} \cdot F_2 , \quad \Rightarrow \quad \varphi_{21} = \varphi_{12} \cdot \frac{F_1}{F_2} = \frac{F_1}{F_2} \, .$$

По свойству замкнутости для поверхности 2,

$$\phi_{21} + \phi_{22} = 1 \, . \quad \Rightarrow \quad \phi_{22} = 1 - \phi_{21} = 1 - \frac{F_1}{F_2} .$$