Capitolul 4

RADIAȚIA CĂLDURII

4.1. Generalități

Transferul de căldură prin radiație se realizează prin unde electromagnetice între două suprafețe care nu se află în contact direct (aflate la distanță una față de cealaltă) sau între un gaz şi suprafața incintei care îl conține.

Spre deosebire de conducție şi convecție transferul de căldură prin radiație are următoarele particularități:

1. nu necesită existența unui mediu de propagare (se realizează şi in vid).
2. fluxul termic este proporțional cu diferența dintre temperaturile absolute ale corpurilor la puterea a patra.

În funcție de lungimea lor de undă, λ, radiațiile (undele) electromagnetice pot fi: cosmice (raze γ), raze X, ultraviolete, vizibile (luminoase), infraroşii, hertziene şi radio.

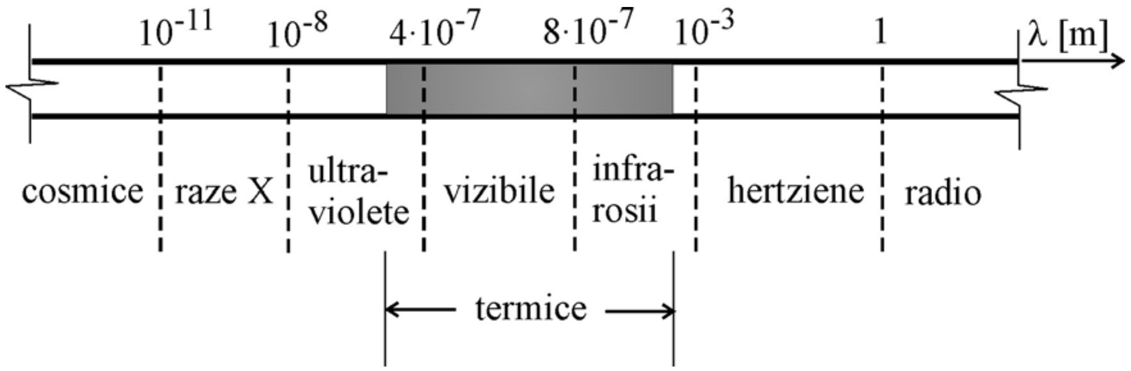


Fig. 4.1: Spectrul radiațiilor electromagnetice

Remarcă: Radiațiile vizibile (luminoase) au un spectru foarte îngust, cuprins între 0,39 şi 0,78 μm.

4.1.1. Radiaţia termică

Radiaţia termică este rezultatul transformării energiei interne a unui corp în energie a radiaţiei electromagnetice caracterizată de lungimi de undă cuprinse între 0,1 şi 100 μm.

$$\lambda_{min} = 10^{-7}\ m\ ; \quad \lambda_{max} = 10^{-4}\ m$$

Toate corpurile, indiferent de temperatura lor, emit în mod continuu energie sub formă de radiaţie termică.

Radiaţiile termice, ca şi cele vizibile, au un caracter dual (ondulatoriu şi corpuscular), propagarea lor în spaţiu făcându-se cu viteza luminii atât sub formă de unde (caracterizate de lungime şi frecvenţă) cât şi sub formă de cuante discrete numite fotoni (caracterizate de masă, impuls şi energie).

Frecvenţa de oscilaţie a unei unde electromagnetice, ν, este invers proporţională cu lungimea ei de undă.

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad [Hz], [s^{-1}]$$

unde λ este lungimea de undă în m şi c este viteza luminii în vid:

$$c = 3 \cdot 10^8\ m/s$$

Energia unui foton, e, este direct proporţională cu frecvenţa de oscilaţie a undei asociate.

$$e = h \cdot \nu \quad [J]$$

unde h este constanta lui Plank:

$$h = 6{,}625 \cdot 10^{-34}\ J \cdot s$$

Energia unui foton mai poate fi exprimată şi în funcţie de masa şi viteza sa:

$$e = m \cdot c^2 \quad [J]$$

de unde rezultă expresia masei fotonului:

$$m = \frac{h \cdot \nu}{c^2} \quad [kg]$$

Puterea de emisie, E, este fluxul termic radiat de unitatea de suprafață a unui corp pe toate lungimile de undă. Denumiri echivalente: flux radiant unitar sau densitate de radiație.

Intensitatea de radiație monocromatică, J_λ, este fluxul termic radiat de unitatea de suprafață a unui corp pe o anumită lungime de undă.

Puterea de emisie este integrala intensității de radiație monocromatică pe tot intervalul lungimilor de undă:

$$E = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} J_\lambda \cdot d\lambda \qquad [\mathrm{W/m^2}]$$

Intensitatea de radiație monocromatică este derivata puterii de emisie în raport cu lungimea de undă.

$$J_\lambda = \frac{dE}{d\lambda} \qquad [\mathrm{W/m^3}]$$

4.1.2. Proprietățile radiante ale corpurilor

Majoriatea corpurilor solide şi lichide radiază energie termică pe întreg intervalul lungimilor de undă, având prin urmare un spectru continuu. Radiația termică se manifestă într-un strat foarte subțire aflat la suprafața corpului şi depinde de natura şi temperatura suprafeței.

Gazele radiază energie termică selectiv, numai pe anumite porțiuni de lungimi de undă şi au prin urmare un spectru discontinuu. Radiația termică se manifestă în tot volumul gazului şi depinde atât de grosimea stratului de gaz cât şi de presiunea şi temperatura acestuia.

Fluxul radiant incident pe o suprafață este în parte absorbit, în parte reflectat şi în parte transmis prin corpul respectiv.

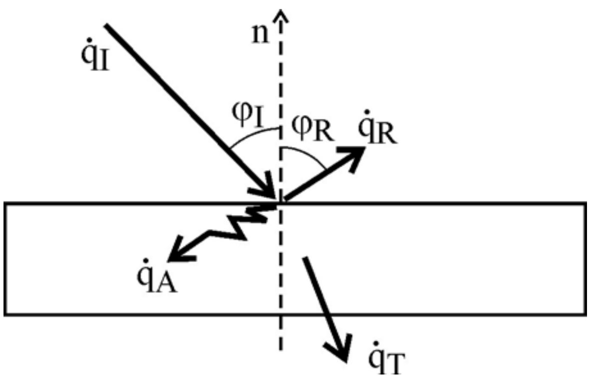


Fig. 4.2: Descompunerea radiației incidente

φ_I este unghiul de incidență, format între direcția fluxului incident, $\dot{q}_I$ şi normala la suprafață, n.

φ_R este unghiul de reflexie, format între direcția fluxului reflectat, $\dot{q}_R$ şi normala la suprafață n.

$$\dot{q}_I = \dot{q}_A + \dot{q}_R + \dot{q}_T \quad \rightarrow \quad \frac{\dot{q}_A}{\dot{q}_I} + \frac{\dot{q}_R}{\dot{q}_I} + \frac{\dot{q}_T}{\dot{q}_I} = 1$$

Se definesc: - coeficientul de absorbție, $C_A = \frac{\dot{q}_A}{\dot{q}_I}$

- coeficientul de reflexie, $C_R = \frac{\dot{q}_R}{\dot{q}_I}$

- coeficientul de transmisie (difuzie), $C_T = \frac{\dot{q}_T}{\dot{q}_I}$

Rezultă că:

$$C_A + C_R + C_T = 1$$

Dacă suprafața este lucioasă, fluxul incident se reflectă după o singură direcție iar unghiul de reflexie este egal cu cel de incidență, $\varphi_R = \varphi_I$.

Dacă suprafața este rugoasă sau mată, fluxul incident se reflectă în mai multe direcții iar fluxul reflectat poartă denumirea de **radiație difuză**.

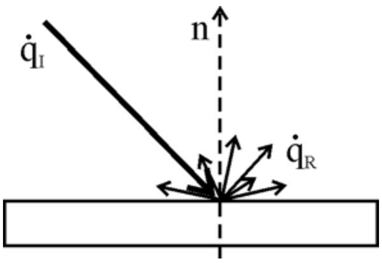


Fig. 4.3: Reflexia unei suprafețe rugoase

În funcție de capacitatea lor de absorbție, de reflexie şi de transmisie, corpurile se împart în următoarele categorii:

- **corpuri negre**, cele care absorb în întregime fluxul radiant incident.

$$C_A = 1 \; ; \quad C_R = C_T = 0 \; ; \quad \dot{q}_A = \dot{q}_I$$

- **corpuri albe**, cele care reflectă în întregime fluxul radiant incident.

$$C_R = 1 \; ; \quad C_A = C_T = 0 \; ; \quad \dot{q}_R = \dot{q}_I$$

- **corpuri diaterme**, cele prin care fluxul radiant incident este transmis în întregime.

$$C_T = 1 \; ; \quad C_A = C_R = 0 \; ; \quad \dot{q}_T = \dot{q}_I$$

- **corpuri cenuşii**, cele care parțial absorb, parțial reflectă, dar care nu permit transmiterea fluxului radiant incident.

$$C_A + C_R = 1 \; ; \quad C_T = 0 \; ; \quad \dot{q}_A + \dot{q}_R = \dot{q}_I$$

Remarcă: Nu există o legătură absolută între culoarea unui corp şi proprietățile lui radiante. Exemplu: tencuiala de ipsos, de culoare albă, din punct de vedere termic este un corp aproape negru.

Majoritatea corpurilor solide şi lichide sunt corpuri cenuşii. Gazele nu reflectă radiațiile incidente iar, la temperaturi moderate, cele mono- şi bi-atomice sunt corpuri diaterme.

Emisivitatea termică (energetică) sau **coeficientul de emisie**, ε, este raportul dintre puterea de emisie a unui corp şi puterea de emisie a corpului negru aflat la aceeaşi temperatură.

$$\varepsilon = \frac{E}{E_o} \qquad [-]$$

unde cu E_o s-a notat puterea de emisie a corpului negru.

Remarcă: Emisivitatea termică a corpului negru este egală cu unitatea.

$$\varepsilon_o = \frac{E_o}{E_o} = 1$$

În general, emisivitatea termică depinde de natura suprafeței, şi anume:

- pentru suprafețe metalice, valoarea emisivității creşte cu temperatura;
- suprafețele metalice polizate au emisivitate foarte mică;
- emisivitatea are valori mari pentru suprafețe rugoase şi oxidate;
- la suprafețele nemetalice, emisivitatea scade cu temperatura;
- emisivitatea are valori mult mai mari pentru suprafețe nemetalice decât pentru cele metalice;
- pentru oxizii colorați (Zn, Fe, Cr), emisivitatea este mai mare decât pentru oxizii albi (Mg, Ca, Al).

4.1.3. Legile radiației termice

Legea lui Plank: Intensitatea radiației monocromatice a corpului negru depinde de lungimea de undă a radiației şi de temperatura absolută a corpului.

$$J_{\lambda o} = \frac{C_1}{\lambda^5 \cdot \left(e^{C_2/\lambda \cdot T} - 1\right)} \quad [\mathrm{W/m^3}]$$

unde λ este lungimea de undă în m, T este temperatura absolută a corpului în K iar C_1 şi C_2 sunt, prima, respectiv a doua constantă a lui Plank: $C_1 = 3{,}743 \cdot 10^{-16}$ W·m² şi $C_2 = 1{,}4387 \cdot 10^{-2}$ m·K

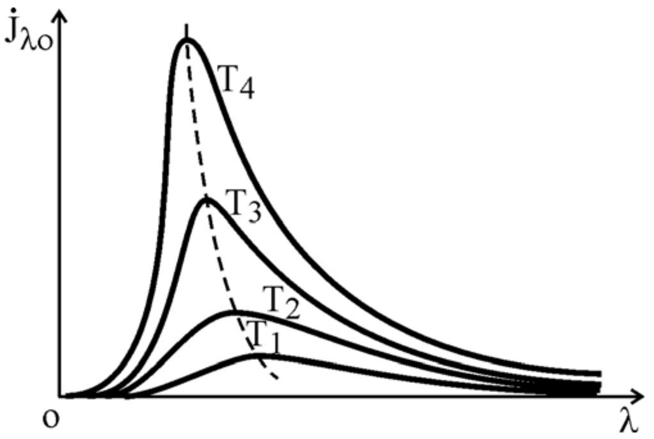


Fig. 4.4: Graficul intensității de radiație monocromatică, $T_4 > T_3 > T_2 > T_1$

Remarcă: Odată cu creşterea temperaturii creşte şi intensitatea de radiație monocromatică iar valoarea ei maximă se deplasează spre lungimi de undă mai mici.

Legea lui Rayleigh-Jeans: Este un caz particular al legii lui Plank pentru care produsul dintre lungimea de undă şi temperatura absolută este mult mai mare decât a doua constantă a lui Plank: $\lambda \cdot T >> C_2 \quad \rightarrow \quad \frac{C_2}{\lambda \cdot T} << 1$

Se dezvoltă în serie Taylor:

$$e^{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}} = 1 + \frac{1}{1!} \cdot \left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) + \frac{1}{2!} \cdot \left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right)^2 + \frac{1}{3!} \cdot \left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right)^3 + \cdots$$

Deoarece $C_2/\lambda \cdot T << 1$, se pot neglija termenii de ordin superior şi rezultă:

$$e^{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}} - 1 = \frac{C_2}{\lambda \cdot T} \quad \rightarrow \quad \dot{J}_{\lambda o} = \frac{C_1 \cdot T}{C_2 \cdot \lambda^4} \quad [\mathrm{W/m^3}]$$

Legea lui Wien: Este un alt caz particular al legii lui Plank pentru care produsul dintre lungimea de undă şi temperatura absolută este mult mai mic decât a doua constantă a lui Plank: $\lambda \cdot T << C_2 \quad \rightarrow \quad \frac{C_2}{\lambda \cdot T} >> 1$

$$e^{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}} >>> 1 \quad \rightarrow \quad e^{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}} - 1 = e^{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}}$$

$$J_{\lambda o} = \frac{C_1}{\lambda^5 \cdot e^{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}}} \qquad [\mathrm{W/m^3}]$$

Legea deplasării a lui Wien: Lungimea de undă pentru care valoarea intensității de radiație monocromatică este maximă, este invers propoțională cu temperatura absolută a corpului.

$$\lambda_{max} = \frac{C_3}{T} \qquad [\mathrm{m}]$$

unde $C_3 = \frac{C_2}{4,965} = 2,8976 \cdot 10^{-3}$ m·K

Demonstrarea legii deplasării a lui Wien se face prin egalarea cu zero a derivatei de ordinul întâi a intensității de radiație monocromatică:

$$\frac{d J_{\lambda o}}{d \lambda} = 0 \quad \rightarrow \quad \left. e^{-\frac{C_2}{\lambda \cdot T}} + \frac{C_2}{5 \cdot \lambda \cdot T} - 1 \right|_{\lambda = \lambda_{max}} = 0$$

$$\frac{C_2}{\lambda_{max} \cdot T} = 4,965 \quad \rightarrow \quad \lambda_{max} \cdot T = 2,8976 \cdot 10^{-3} \ \mathrm{m \cdot K}$$

$$J_{\lambda o \max} = J_{\lambda o}\big|_{\lambda = \lambda_{\max}} = C_4 \cdot T^5 \qquad [\mathrm{W/m^3}]$$

unde $C_4 = 1,307$ W/m³·K⁵

Legea lui Stefan-Boltzmann: Puterea de emisie a corpului negru este direct proporțională cu temperatura absolută a corpului la puterea a patra.

$$\dot{E}_o = \sigma_o \cdot T^4 \qquad [\mathrm{W/m^2}]$$

unde $\sigma_o = 5,6697 \cdot 10^{-8}$ $\mathrm{W/m^2 \cdot K^4}$ este constanta lui Stefan-Boltzmann.

Notă: Pentru simplificarea calculelor, ecuaţia lui Stefan-Boltzmann se poate scrie sub următoarea formă:

$$E_o = C_o \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4$$

unde $C_o = 5{,}6697$ W/m^2·K^4.

Puterea de emisie a corpurilor cenuşii, conform legii lui Stefan-Boltzmann, va avea următoarea expresie:

$$E = \varepsilon \cdot E_o = \varepsilon \cdot \sigma_o \cdot T^4 \quad [\text{W/m}^2]$$

Prima lege a lui Kirchhoff: Orice corp absoarbe energie radiantă pe aceleaşi lungimi de undă pe care şi emite.

A doua lege a lui Kirchhoff: Raportul dintre puterea de emisie şi coeficientul de absorbţie este acelaşi pentru toate corpurile şi este egal cu puterea de emisie a corpului negru.

$$\frac{E_1}{C_{A1}} = \frac{E_2}{C_{A2}} = \cdots = \frac{E_n}{C_{An}} = \frac{E_o}{C_{Ao}} = E_o$$

Demonstrarea legii a doua a lui Kirchhoff se face considerând o incintă neagră inchisă în interiorul căreia se introduce un corp având aceeaşi temperatură cu incinta. În condiţii de echilibru termodinamic, puterea de emisie a corpului este egală cu fluxul radiant unitar absorbit.

$$E = \dot{q}_A = C_A \cdot \dot{q}_I \quad \rightarrow \quad \dot{q}_I = \frac{E}{C_A}$$

Dacă se înlocuieşte corpul din incintă cu unul negru având aceeaşi temperatură, formă şi mărime, bilanţul termic la echilibru termodinamic va fi:

$$E_o = \dot{q}_{Ao} = C_{Ao} \cdot \dot{q}_I = \dot{q}_I \quad \rightarrow \quad \dot{q}_I = E_o$$

Rezultă că:

$$\frac{E}{C_A} = E_o$$

Remarcă: În condiții de echilibru termodinamic, emisivitatea termică a unui corp este egală cu coeficientul său de absorbție.

$$\varepsilon = \frac{E}{E_o} = C_A \quad \rightarrow \quad \varepsilon = C_A$$

Notă: Pentru majoritatea aplicațiilor inginerești, emisivitatea unui corp se consideră egală cu coeficientul său de absorbție chiar dacă corpul nu se află în echilibru termodinamic.

Prima lege a lui Lambert: Puterea de emisie a unui corp pe o direcție oarecare este egală cu produsul dintre puterea sa de emisie pe direcția normalei la suprafață și cosinusul unghiului dintre normala la suprafață și direcția respectivă.

$$E_\varphi = E_n \cdot \cos\varphi \quad [\mathrm{W/m^2}]$$

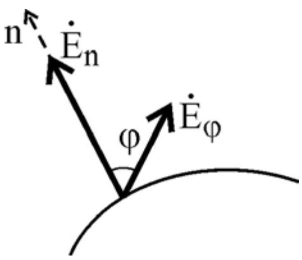


Fig. 4.5: Puterea de emisie

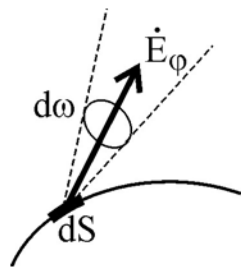


Fig. 4.6: Fluxul radiant total elementar

A doua lege a lui Lambert: Fluxul radiant total elementar transmis de o suprafață elementară într-o direcție în spațiu este egal cu produsul dintre puterea de emisie pe direcția respectivă, aria suprafeței elementare și unghiul solid elementar.

$$d^2\dot{Q}_\varphi = E_\varphi \cdot d\,S \cdot d\,\omega \quad [\mathrm{W}]$$

Remarcă: În cazul corpurilor cenușii (reale), aplicarea legilor lui Lambert este limitată de valoarea unghiului φ în funcție de aspectul suprafeței astfel:

- pentru suprafețe rugoase: $\varphi \le \varphi_{max} = 60°$
- pentru suprafețe lucioase: $\varphi \le \varphi_{max} = 30°$

Dacă aceste limite sunt depășite, emisivitatea termică ε nu mai poate fi considerată constantă:

$$\varepsilon\big|_{\varphi > \varphi_{max}} = f(\varphi)$$

4.1.4. Bilanțul de radiație a corpurilor cenușii

Se consideră un corp cenuşiu ($C_A + C_R = 1$) care are puterea de emisie $\dot{E}$ şi se află în interacțiune termică cu corpurile învecinate. O parte din radiația incidentă este absorbită iar cealaltă parte reflectată.

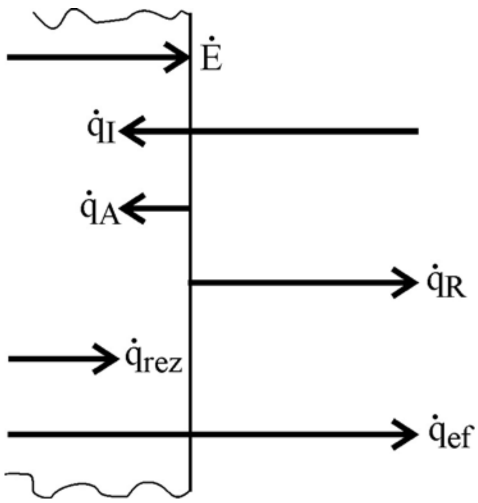
$$\dot{q}_A = C_A \cdot \dot{q}_I \quad \text{şi} \quad \dot{q}_R = C_R \cdot \dot{q}_I = (1 - C_A) \cdot \dot{q}_I$$

Se defineşte **radiația rezultantă** diferența dintre puterea de emisie a corpului şi fluxul termic unitar absorbit.

$$\dot{q}_{rez} = E - \dot{q}_A = E - C_A \cdot \dot{q}_I \quad \rightarrow \quad \dot{q}_I = \frac{1}{C_A} \cdot (E - \dot{q}_{rez})$$

Se defineşte **radiația efectivă** suma dintre puterea de emisie a corpului şi fluxul termic unitar reflectat.

$$\dot{q}_{ef} = E + \dot{q}_R = E + (1 - C_A) \cdot \dot{q}_I = E + (1 - C_A) \cdot \frac{1}{C_A} \cdot (E - \dot{q}_{rez})$$



$$\dot{q}_{ef} = E + \left(\frac{1}{C_A} - 1\right) \cdot (E - \dot{q}_{rez})$$

$$\dot{q}_{ef} = \frac{E}{C_A} - \left(\frac{1}{C_A} - 1\right) \cdot \dot{q}_{rez}$$

$$\dot{q}_{ef} = \frac{E}{\varepsilon} - \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right) \cdot \dot{q}_{rez}$$

$$\dot{q}_{ef} = E_o - \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right) \cdot \dot{q}_{rez}$$

Fig. 4.7: Radiația efectivă şi rezultantă

Remarcă: În cazul corpurilor aflate în echilibru termodinamic, radiația efectivă este egală cu puterea de emisie a corpului negru.

$$E = \dot{q}_A \quad \rightarrow \quad \dot{q}_{rez} = E - \dot{q}_A = 0 \quad \rightarrow \quad \dot{q}_{ef} = E_o$$