Gelu COMAN

TRANSFER DE CÃLDURÃ ŞI MASÃ

INTRODUCERE

Diversitatea domeniilor de aplicare a fenomenelor de transfer de cãldurã se datoreşte multiplelor aspecte sub care acestea se manifestã în procesele industriale.

Deşi în anumite procese tehnologice transferul de cãldurã participã ca fenomen secundar, cunoaşterea modului în care acesta poate influenţa bunul mers al procesului respectiv face posibilã dirijarea corespunzãtoare a transferului de cãldurã, în scopul asigurãrii unei desfãşurãri optime din punct de vedere funcţional şi economic.

Obiectivele principale ale studiului transferului de cãldurã sunt urmãtoarele:

- determinarea sau asigurarea cantitãţii de cãldurã transmisã în unitatea de timp, în condiţii date de temperaturã;

- verificarea compatibilitãţii materialelor utilizate în construcţia instalaţiilor şi aparatelor cu regimul de temperaturã la care sunt supuse. O deosebitã importanţã prezintã studiul calitativ şi cantitativ al materialelor care sã permitã transferul de cãldurã în condiţii economice optime sau al materialelor termoizolatoare care sã limiteze pierderile sau pãtrunderile de cãldurã în exterior.

- stabilirea metodelor şi procedeelor de intensificare sau de micşorare a transferului de cãldurã.

Aplicaţiile industriale ale transferului de cãldurã sunt foarte complexe şi necesitã studierea, de la caz la caz, a tuturor fenomenelor sub care se manifestã.

Caracteristicile agenţilor de lucru care participã la realizarea transferului de cãldurã în maşinile şi instalaţiile termice ridicã multiple aspecte sub care trebuie abordat transferul de cãldurã (parametri termofizici şi termodinamici diferiţi, comportare diferitã etc).

Mãrimi caracteristice transferului de cãldurã

Transferul de cãldurã utilizeazã o serie de noţiuni care, deşi sunt folosite curent şi în termodinamicã, hidrodinamicã (convecţia presupune mişcarea fluidului) sau electrodinamicã (radiaţia presupune existenţa undelor electromagnetice) sunt denumiri specifice.

Cele mai utilizate mãrimi sunt:

- *câmpul de temperaturã* reprezintã totalitatea valorilor temperaturii la un moment dat τ; este o funcţie de poziţia punctului considerat şi timp:

- în coordonate plane: $t = t(x,y,z,\tau)$
- în coordonate cilindrice: $t = t(r,\varphi,z,\tau)$
- în coordonate sferice: $t = t(r,\varphi,\psi,\tau)$

unde, r este raza cilindrului sau sferei, φ - latitudinea punctului şi ψ- azimutul punctului.

Funcţie de dependenţa temperaturã – timp, câmpul de temperaturã poate fi:

- câmp staţionar (permanent sau constant) când temperatura în punctul considerat are aceeaşi valoare în orice moment ($\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$):

- în coordonate plane: $t = t(x,y,z)$
- în coordonate cilindrice: $t = t(r,\varphi,z)$

- în coordonate sferice: t = t(r,φ,ψ)

câmp nestaţionar (nestabilizat sau variabil când temperatura variazã în timp

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} \neq 0 \rightarrow \begin{cases} t = t(x, y, z, \tau) \\ t = t(r, \varphi, z, \tau) \\ t = t(r, \varphi, \psi, \tau) \end{cases}$$

In funcţie de numărul de coordonate care apar, câmpul de temperatură poate fi:
- câmp tridimensional t = (x,y,z);
- câmp bidimensional t = t(x,y);
- câmp unidimensional t = t(x).

In general, tehnica studiază câmpurile termice staţionare deoarece, în majoritatea proceselor industriale este necesară menţinerea constantă a temperaturilor. Procesul nestaţionar este caracteristic perioadei de punere în funcţiune sau oprire a unei instalaţii, proceselor de încălzire, răcire. Pentru un interval de timp foarte mare, teoretic infinit, procesul nestaţionar încetează. Exemple de campuri de temperatura (fig 1.)

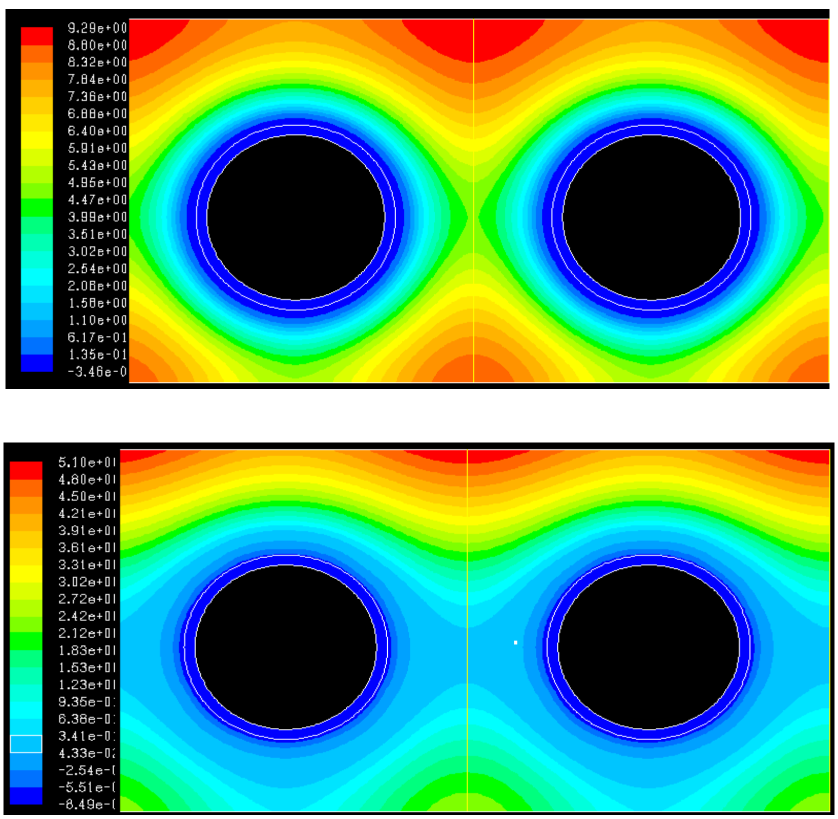


Fig.1

Suprafaţa izotermă reprezintă totalitatea punctelor din spaţiul considerat, care la momentul τ au aceeaşi temperatură t.

În câmpul termic staţionar, orice suprafaţă izotermă îşi păstrează neschimbată forma şi poziţia, adică sunt suprafeţe izoterme staţionare, iar în câmpul termic nestaţionar o suprafaţă izotermă determinată îşi modifică, în funcţie de timp, forma şi poziţia, deci sunt suprafeţe izoterme nestaţionare.

Deoarece, la un moment dat, într-un punct al câmpului de temperatură nu pot coexista două temperaturi diferite, rezultă că suprafeţele izoterme nu se intersectează. Ele sunt suprafeţe închise sau se opresc la marginea corpului.

Gradient de temperatură

Considerăm două suprafeţe izoterme infinit apropiate, de temperaturi t şi t+ dt (fig.2.). Intersectând cele două suprafeţe cu un plan pe o direcţie oarecare x, se constantă o variaţie a temperaturii care, raportată la lungime are valoarea $\frac{\partial t}{\partial x}$.

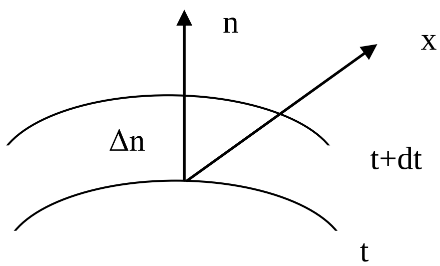


Fig.2.

Raportul maxim $\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_{max}$ apare atunci când direcţia oarecare x se confundă cu normala la suprafaţele izoterme:

$$\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_{max} = \frac{\partial t}{\partial n} \tag{1}$$

În câmpul de temperatură variaţia $\frac{\partial t}{\partial n}$ este modulul unui vector cu direcţie perpendiculară pe cele două izoterme infinit apropiate, a cărui mărime este egală cu limita raportului dintre diferenţa celor două temperaturi şi distanţa normalei lor comune. Sensul vectorului este astfel încât el să corespundă creşterii temperaturii. Acest vector se numeşte gradientul de temperatură:

$$\text{grad } t = \frac{\partial t}{\partial n}\bar{n}_o = \nabla t \tag{2}$$

cu: $\bar{n}_o$ - vectorul normalei;

∇ - operatorul nabla;

$\frac{\partial t}{\partial n}$ - derivata temperaturii în lungul normalei (deoarece temperatura variază şi cu timpul se consideră derivata parţială).

Deci, gradientul de temperatură este un vector având direcţia normală pe suprafeţele izoterme, dirijat în sensul creşterii temperaturii, al cărui modul este egal cu derivata în funcţie de distanţă a temperaturii pe această direcţie.

Valoarea gradientului de temperatură cu semn schimbat reprezintă căderea de temperatură.

Unitatea de măsură a gradientului de temperatură este [K/m] sau [°C/m].

Flux de căldură (flux termic), Φ, reprezintă cantitatea de căldură ce se transmite printr-un corp sau de la un corp la altul printr-o suprafaţă izotermă, S, în unitate de timp, τ:

$$\Phi = \frac{dQ}{d\tau} \text{ [W]} \tag{3}$$

Fluxul termic unitar (densitatea de flux termic) q, reprezintă fluxul termic raportat la unitatea de suprafaţă:

$$q = \frac{d\Phi}{dS} \text{ [W/m}^2\text{]} \tag{4}$$

Modurile elementare de transfer de cãldurã

Procesul de transfer de cãldurã este un proces complex format din moduri diferite de transfer de cãldurã. Clasificarea acestuia în moduri simplificate are drept scop facilitarea calculelor necesare pentru urmãrirea întregului proces, în toatã complexitatea lui.

Transferul de cãldurã se poate realiza în urmãtoarele moduri:

Conducţia termicã (transfer de cãldurã conductiv) reprezintã transferul direct al cãldurii în interiorul aceluiasi corp material lipsit de mişcãri aparente, în masa cãruia existã diferenţe de temperaturã sau în corpuri diferite, atunci când între acestea existã un contact intim şi diferenţe de temperaturã. Are loc prin transportul electronic, fotonic (oscilaţiile particulelor componente) şi prin radiaţie (emisie şi absorbţie) între particulele elementare învecinate (cu excepţia gazelor). Este caracteristic corpurilor solide, la fluide (lichide şi gaze) se manifestã numai în stratul limitã laminar. Depinde de natura corpului şi de spectrul de izoterme.

Legea conductiei termice este legea lui Fourier dupã care, sensul fluxului de cãldurã este de la punctele cu temperaturi mai ridicate la punctele cu temperaturi mai scãzute (sensul negativ al gradientului de temperaturã):

$$\Phi = -\lambda \cdot S \cdot \mathrm{grad}\ t \text{ [W]} \tag{5}$$

Convecţia termicã (transferul de cãldurã convectiv) reprezintã schimbul de cãldurã dintr-un punct în altul prin amestecarea unei cantitãţi de fluid, din masa lui, cu alta cu temperaturã diferitã, din altã parte. Deci, convecţia presupune obligatoriu o mişcare a corpului prin care trece cãldura şi deci, este specificã fluidelor.

Un caz special îl reprezintã transferul de cãldurã între un fluid şi pereţii solizi limitatori, proces care are loc atât prin convecţie cât şi prin contactul direct dintre fluid şi perete. Astfel, particulele de fluid de lângã perete primesc sau cedeazã cãldura de la acesta prin conducţie, se amestecã apoi cu particulele de fluid cu altã temperaturã, transportând cãldura prin conducţie şi convecţie.

Legea de bazã a convectiei termice este legea Newton :

$$\Phi = \alpha \cdot S \cdot \left| t_p - t_f \right| \ [W] \tag{6}$$

Radiaţia termicã reprezintã schimbul de cãldurã prin unde electromagnetice. Mecanismul de transformare a energiei termice în energie radiantã, pe baza interpretãrii lui Planck, se prezintã astfel: în urma unui şoc dintre molecule, atomi, electroni liberi în interiorul unui corp, electronii sunt scoşi din starea de echilibru şi trec de la un nivel energetic la altul. La revenirea la poziţia iniţialã, care reprezintã o stare de stabilitate mai mare, energia termicã primitã în urma şocului este eliberatã sub forma undelor electromagnetice care sunt emise în spaţiu.

Capitolul 1
CONDUCŢIA TERMICĂ

Conducţia termicã reprezintã procesul de transfer de cãldurã dintr-o zonã cu temperaturã mai ridicatã cãtre o zonã cu temperaturã mai scãzutã în interiorul unui mediu solid, lichid sau gazos sau între medii diferite în contact fizic direct, sub influenţa unei diferenţe de temperaturã, fãrã o deplasare aparentã a particulelor care alcãtuesc mediile respective.

Mecanismul transferului de cãldurã prin conducţie se desfãşoarã diferit prin corpurile solide, lichide sau gazoase :

a) la corpurile solide nemetalice (dielectrice), conducţia termicã se realizeazã prin vibraţia termicã a reţelei cristaline, care poate fi consideratã ca o suprapunere de unde acustice elastice. Astfel, dacã un cristal are douã feţe la temperaturi diferite, energia termicã este transferatã prin fononi de la faţa caldã la cea rece prin radiaţie acusticã, în mod asemãnãtor propagãrii energiei în spaţiu prin unde electromagnetice (conceptul de fonon în conducţia termicã este analog celui de foton din teoria radiaţiei electromagnetice). La trecerea prin material, fononii sunt atenuaţi datoritã fenomenului de dispersie (împrãştiere), atenuarea undelor termoacustice fiind o mãrime proporţionalã cu rezistenţa termicã la conducţie;

b) la corpurile solide metalice şi semiconductoare, conducţia termicã se realizeazã prin fononi şi electronii liberi (de valenţã) consideraţi ca un gaz monoatomic perfect. Transferul de energie prin electronii liberi este de (10…30) ori mai mare decât cel prin fononi;

c) la corpurile lichide şi gazoase, conducţia termicã se realizeazã datoritã ciocnirilor elastice din aproape în aproape între molecule sau atomi, poziţia reciprocã a acestora rãmânând însã aceeaşi în spaţiu, şi prin deplasarea electronilor liberi.

1.1. Ecuaţiile diferenţiale ale conducţiei termice

Calculul proceselor de transfer de cãldurã prin conducţie termicã necesitã cunoaşterea distribuţiei temperaturii în spaţiu şi timp, lucru care se obţine prin rezolvarea unor ecuaţii diferenţiale specifice proceselor respective de transfer de cãldurã. Ecuaţiile se stabilesc, de regulã, prin scrierea bilanţurilor termice, în conformitate cu primul principiu al termodinamicii, la elementele diferenţiale de volum.

Condiţiile generale de desfãşurare a proceselor de conducţie termicã se referã la stabilirea urmãtoarelor elemente:

- materialul este omogen sau neomogen;
- materialul este izotrop sau anizotrop;
- materialul conţine sau nu surse interioare de cãldurã cu o distribuţie datã;
- regimul termic este constant sau tranzitoriu;
- propagarea cãldurii are loc uni, bi sau tridirecţional.

Relaţia de bazã a transferului de cãldurã prin conducţie termicã a fost propusã de Fourier, exprimând fluxul de cãldurã printr-un material cu conductivitatea termicã λ:

$$\Phi = -\lambda \cdot S \cdot \mathrm{grad}\ t \ \text{[W]}, \quad (1.1)$$

unde: Φ [W] este fluxul de cãldurã transmis prin conducţie;

λ [W/m.K] - conductivitatea termicã a materialului;

S [m^2] - suprafaţa de transfer de cãldurã mãsuratã perpendicular pe direcţia de propagare a cãldurii;

grad t [grd/m] - gradientul de temperaturã.

Pentru corpurile solide, dependenţa conductivitãţii termice cu temperatura poate fi consideratã, cu suficientã aproximaţie, liniarã, de forma :

$$\lambda = \lambda_o \cdot [1 \pm \beta \cdot (t - t_o)] \tag{1.2}$$

unde : λ_o este conductivitatea termicã la temperatura de referinţã t_o;

β - constantã (+ sau -) determinatã experimantal, ce depinde de natura materialului.

In cazul în care temperatura de referinţã $t_o = 0^oC$, se obţine :

$$\lambda = \lambda_o \cdot (1 \pm \beta \cdot t) \tag{1.3}$$

Metoda de calcul obişnuitã în tehnicã se bazeazã pe utilizarea unor valori medii ale conductivitãţii termice λ_m definitã prin media integralã :

$$\lambda_m = \frac{1}{t_2 - t_1} \cdot \int_{t_1}^{t_2} \lambda \cdot dt = \frac{1}{t_2 - t_1} \cdot \int_{t_1}^{t_2} \lambda_o \cdot (1 \pm \beta \cdot t) \cdot dt =$$

$$= \lambda_o \cdot \left(1 \pm \beta \cdot \frac{t_1 + t_2}{2}\right) = \lambda_o \cdot (1 \pm \beta \cdot t_m) \tag{1.4}$$

In cazul în care conductivitatea termicã variazã cu temperatura dupã o lege oarecare, se poate utiliza relaţia :

$$\lambda_m \Big|_{T_1}^{T_2} = \frac{T_1 \cdot \lambda_m \Big|_0^{T_1} - T_2 \cdot \lambda_m \Big|_0^{T_2}}{T_1 - T_2} \tag{1.5}$$

Fourier a stabilit aceastã relaţie pentru un material omogen, fãrã surse interioare de cãldurã, în regim termic staţionar, propagarea cãldurii fãcându-se unidirecţional.

1.2. Condiţii de deteminare univocă a proceselor de conducţie termică

Relaţia scrisă anterior descrie categorii largi de fenomene de transfer de căldură prin conducţie termică. Considerarea unui proces particular reprezintă, din punct de vedere matematic, ataşarea la ecuaţiile generale a unui set de elemente descriptive specifice, numite condiţii de determinarea univocă a procesului, care împreună cu ecuaţiile diferenţiale dau o descriere fizico-matematică completă a procesului, permiţând rezolvarea problemei prin metoda analitică, numerică sau experimentală.

Condiţiile de determinarea univocă a proceselor de conducţie termică cuprind:

- <u>condiţii geometrice</u>: determină forma, geometria şi dimensiunile corpului în care se desfăşoară procesul de conducţie termică;

- <u>condiţii fizice</u>: stabilesc valorile proprietăţilor fizice ale materialului corpului (λ, ρ, c_p etc) şi variaţia în timp şi spaţiu a surselor interioare de căldură;

- <u>condiţii iniţiale</u>: determinarea distribuţiei temperaturii în interiorul corpului în momentul iniţial, $\tau = 0$, $t = t(x,y,z)$ la $\tau = 0$.

Caz particular: distribuţia uniformă a temperaturii în corp $t = t_o$ = constant la $\tau = 0$.

- <u>condiţii la limită sau de contur</u>: stabilesc legătura corpului cu mediul ambiant. Obişnuit, condiţiile la limită sunt condiţii de schimb între un mediu conductiv şi unul convectiv sau convectiv şi radiant şi condiţii de contact între două medii conductive.

Condiţiile la limită se clasifică în patru categorii (speţe):

– **condiţii la limita de speţa I** (Dirichlet): presupun cunoaşterea distribuţiei temperaturii pe suprafaţa corpului în fiecare moment τ:

$$t_p = t_p(x,y,z)$$

Caz particular: temperatură constantă pe suprafaţa corpului t_p = const.

– **condiţii la limită de speţa a II-a** (Newmann); presupun cunoaşterea fluxului termic pe suprafaţa corpului în fiecare moment τ:

$$q_p = q_p(x,y,z,\tau)$$

Caz particular: densitatea de flux termic constantă în timp pe suprafaţa corpului q_p = const.

- **condiţii la limită de speţa a III-a** (Fourier): presupun cunoaşterea temperaturii mediului ambiant şi legea după care se desfăşoară transferul de căldură între suprafaţa corpului şi mediul ambiant (fig.1). Procesul de transfer de căldură între suprafaţa unui corp şi mediul ambiant se desfăşoară după legea lui Newton:

$$q_p = \alpha(t_p - t_f) \text{ , } [W/m^2]$$

Considerând pe suprafaţa corpului o suprafaţă unitară, conform legii conservării energiei, fluxul termic transferat prin conducţie prin corp, prin suprafaţa unitară este egal cu fluxul termic preluat prin convecţie de către fluid pentru aceeaşi suprafaţă unitară:

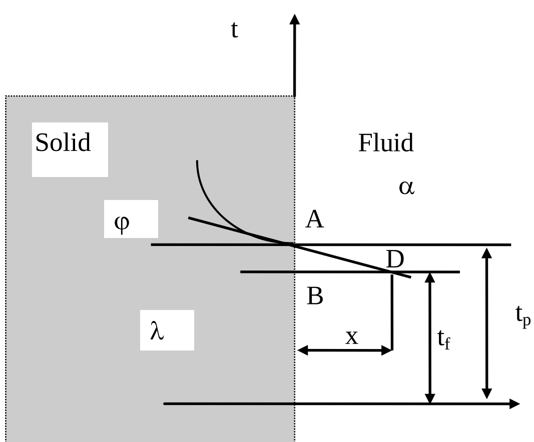


Fig.1

$$\alpha \cdot (t_p - t_f) = -\lambda_p \cdot \left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_p \qquad (1.6)$$

Panta curbei de variaţie a temperaturii prin corp va fi:

$$tg\,\varphi = -\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_p = \frac{\alpha \cdot (t_p - t_f)}{\lambda_p} \qquad (1.7)$$

Din Δ ABD rezultă:

$$tg\,\varphi = \frac{t_p - t_f}{x} \qquad (1.8)$$

Rezultã :

$$x = \frac{\lambda_p}{\alpha} \qquad (1.9)$$

Deci, în masa fluidului se determină un punct D(x,t_pt_f) prin care trebuie să treacă toate tangentele la curba de temperatură într-un punct de pe suprafaţa corpului. Punctul D se numeşte punct director, iar x este subtangenta la curba de temperatură, independentă de forma suprafeţei corpului.

d) – **condiţii la limita de speţa a IV** (de contact) definesc schimbul superficial de căldură prin conducţie direct între corpuri diferite fiecare fiind omogen, cu λ, ρ şi c_p rămânând în limite strânse.

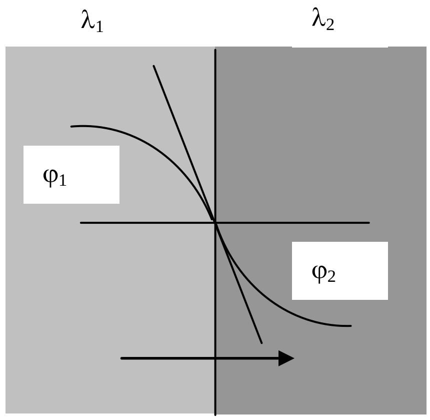


Fig.2

Considerând un contact termic perfect între suprafeţele corpurilor vecine (fig.2), se poate scrie egalitatea fluxurilor termice prin suprafeţele unitare de contact:

$$q_p = -\lambda_1 \cdot \left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_{p1} = \lambda_2 \cdot \left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_{p2} \tag{1.10}$$

Frângerea liniilor de curent care exprimă legea refracţiei fluxului termic în medii cu conductivităţi termice diferite este dată de relaţia:

$$\frac{tg\,\varphi_1}{tg\,\varphi_2} = \frac{-\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_{p1}}{\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_{p2}} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \tag{1.11}$$

Deoarece la contactul termic perfect al celor două corpuri, temperatura suprafeţei de contact este aceeaşi, tangentele la curbele de temperatură duse din suprafaţa de separaţie trec prin acelaşi punct.

In continuare, se va prezenta conducţia termicã în regim staţionar prin corpuri fãrã surse interioare de cãldurã, deoarece este cazul cel mai des întâlnit în tehnicã.

1.3. Conducţia termicã în regim staţionar prin corpuri fãrã surse interioare de cãldurã

Studiul transferului de cãldurã prin conducţie constã în stabilirea ecuaţiei câmpului de temperaturã (variaţia temperaturii prin corp) şi a unei relaţii de calcul a fluxului de cãldurã, Φ [W] şi a variantelor acestuia, densitatea de flux termic, q [W/m^2] sau fluxul termic liniar, Φ_L [W/m].

A. PERETE PLAN

Perete plan omogen cu temperaturi cunoscute pe suprafeţele limitã (condiţii la limitã de speţa I-a)

Considerãm un perete plan omogen de grosime δ [m], dintr-un material cu conductivitatea termicã λ [W/m.K], pentru care se cunosc temperaturile pe suprafeţele extreme, t_{p1}, respectiv, t_{p2} [^{o}C] ($t_{p1} > t_{p2}$).

Dacã lungimea şi înãţimea peretelui sunt mult mai mari decât grosimea acestuia, se pot neglija efectele de capãt, astfel încât temperatura variazã unidirecţional.

Ecuaţia câmpului de temperaturã devine t = t(x), iar gradientul temperaturii este grad t = $\frac{dt}{dx}$ (fig. 3).

In acest caz, legea lui Fourier este :

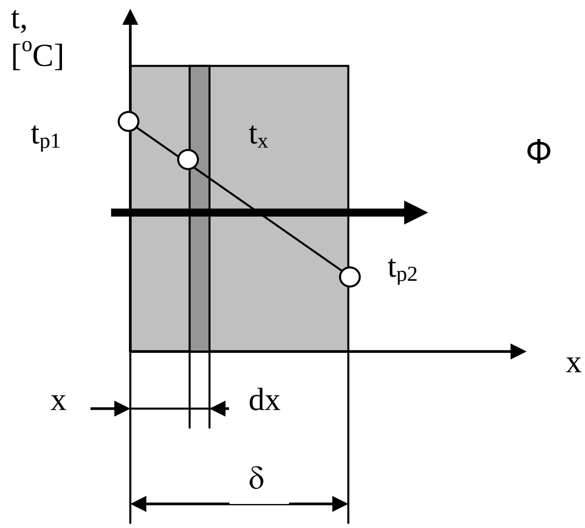


Fig. 3

$$\Phi = -\lambda \cdot S \cdot \frac{dt}{dx} \qquad (1.12)$$

Separând variabilele :

$$dt = -\frac{\Phi}{\lambda \cdot S} \cdot dx \qquad (1.13)$$

Prin integrare, se obţine :

$$t_x = -\frac{\Phi}{\lambda \cdot S} \cdot x + C \qquad (1.14)$$

Constanta de integrare C se determinã punând condiţiile la limitã de speţa I-a :

- pentru x = 0, $t_x = t_{p1} = C$

- pentru x = δ, $t_x = t_{p2} = -\frac{\Phi}{\lambda \cdot S} \cdot \delta + C$

Din prima condiţie constanta de integrare C = t_{p1}. Rezultã ecuaţia câmpului de temperaturã :

$$t_x = -\frac{\Phi}{\lambda \cdot S} \cdot x + t_{p1} \qquad (1.15)$$

Concluzie : *variaţia temperaturii printr-un perete plan este liniarã.*

Fluxul termic transmis prin peretele plan se determinã integrând relaţia (1.13) :

$$\int_{t_{p1}}^{t_{p2}} dt = -\frac{\Phi}{\lambda \cdot S} \cdot \int_0^{\delta} dx \qquad (1.16)$$

Rezultã :

$$\Phi = \frac{\lambda \cdot S}{\delta} \cdot \left(t_{p1} - t_{p2}\right) = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{\delta}{\lambda}} \cdot S = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{R_t} \cdot S \text{ [W]}, \quad (1.17)$$

unde

$$R_t = \frac{\delta}{\lambda} \text{ [m}^2\text{grd/W]} \quad (1.18)$$

reprezintã rezistenţa termicã a peretelui plan.

In calculele practice se foloseşte noţiunea de densitate termicã : fluxul termic raportat la unitatea de suprafaţã de transfer de cãldurã :

$$q = \frac{\Phi}{S} = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{\delta}{\lambda}} = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{R_t} \text{ [W/m}^2\text{]} \quad (1.19)$$

Perete plan omogen mãrginit de douã fluide cu temperaturi cunoscute (condiţii la limitã de speţa a III-a)

Se considerã transferul de cãldurã între douã fluide cu temperaturile t_{f1}, respectiv, t_{f2}, cunoscute ($t_{f1} > t_{f2}$) despãrţite de un perete plan omogen de grosime δ şi conductivitate termicã λ (fig. 4).

Acest proces implicã transmiterea cãldurii prin convecţie de la fluidul cald la perete, prin conducţie prin perete şi prin convecţie de la perete la fluidul rece:

$$q_1 = \alpha_1 \cdot \left(t_{f1} - t_{p1}\right) \quad (1.20)$$

$$q_2 = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{\delta}{\lambda}} \quad (1.21)$$

$$q_3 = \alpha_2 \cdot \left(t_{p3} - t_{f2}\right) \quad (1.22)$$

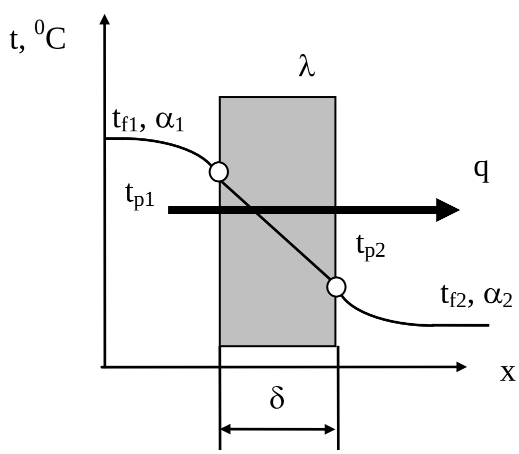


Fig. 4

La suprafaţa peretelui se constatã o scãdere bruscã a temperaturii fiecãrui fluid în stratul limitã termic, a cãrui grosime se determinã din condiţile la limitã de speţa a III-a.

Punând condiţia de unidirecţionalitate a ˝uxului termic, $q_1 = q_2 = q_3 = q$, se obţine:

$$q = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{R_{s1} + R_t + R_{s2}} = k \cdot (t_{f1} - t_{f2}) \quad [W/m^2], \quad (1.23)$$

unde:

$$R_s = \frac{1}{\alpha} \quad [m^2.grd/W] \text{ este rezistenţa de suprafaţã (superficialã) ;} \quad (1.24)$$

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}$$ [$W/m^2.grd$] este coeficientul total (global) de transfer de cãldurã (1.25)

Temperaturile pe suprafeţele peretelui sunt:

$$t_{p1} = t_{f1} - \frac{q}{\alpha_1} \quad [^oC] \quad (1.26)$$

$$t_{p2} = t_{p1} - q \cdot \frac{\delta}{\lambda} = t_{f1} - q \cdot \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda}\right) = t_{f2} + \frac{q}{\alpha_2} \quad [^oC] \quad (1.27)$$

Perete plan neomogen (condiţii la limitã de speta a IV-a)

Corpurile neomogene sunt corpurile cu structuri compuse (mai multe straturi) cu sau fãrã contacte perfecte între acestea. Fiecare strat se considerã alcãtuit dintr-un material omogen cu dimensiuni şi conductivitate termicã cunoscute. Transferul de cãldurã se considerã unidirecţional sau poate fi aproximat cu un proces unidirecţional.

a) Perete plan neomogen cu temperaturi cunoscute pe suprafeţele limitã (fig.5)

Considerãm un perete plan format din “3” straturi perpendiculare pe direcţia fluxului termic, de grosime δ_i şi conductivitate termicã, λ_i, constantã. Temperaturile pe suprafeţele extreme sunt cunoscute, t_{p1}, respectiv, t_{p4} ($t_{p1} > t_{p4}$).

Pe lângã condiţiile la limitã de speţa I-a se impun şi condiţiile la limitã de speţa a IV-a (de contact): datoritã contactului termic perfect între straturi, suprafeţele de contact au aceeaşi temperaturã, cu valoare necunoscutã.

Fiecare strat poate fi considerat un strat omogen, deci, i se poate aplica relaţia de calcul a densitãţii de flux termic relaţia (1.19).

Rezultã:

$$q_1 = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{\delta_1}{\lambda_1}} \quad (1.28)$$

$$q_2 = \frac{t_{p2} - t_{p3}}{\frac{\delta_2}{\lambda_2}} \quad (1.29)$$

$$q_3 = \frac{t_{p3} - t_{p4}}{\frac{\delta_3}{\lambda_3}} \tag{1.30}$$

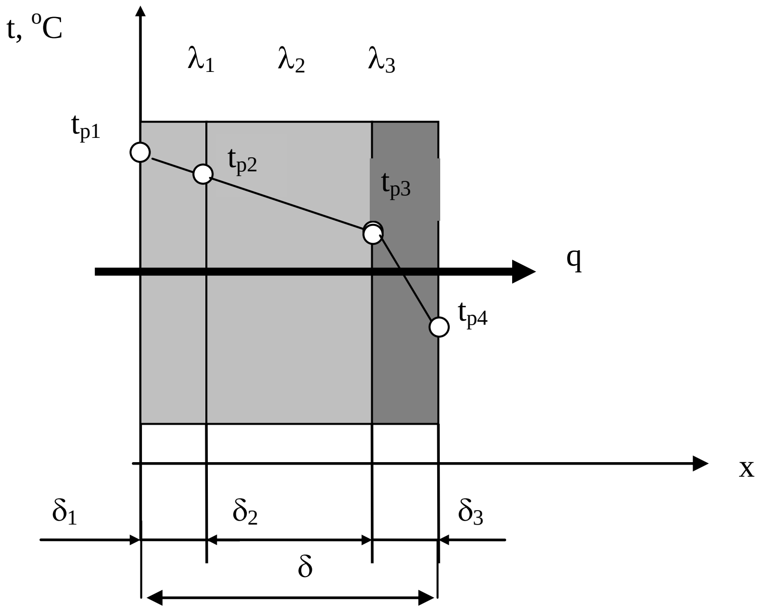


Fig.5

Punând condiţia de unidirecţionalitate a fluxului termic, $q_1 = q_2 = q_3 = q_n$, se obţine:

$$q = \frac{t_{p1} - t_{p4}}{\sum \frac{\delta_i}{\lambda_i}} = \frac{t_{p1} - t_{p4}}{\sum R_{ti}} \text{ , [W/m}^2\text{]} \tag{1.31}$$

Temperaturile pe suprafeţele de contact se calculeazã cu relaţia:

$$t_{p_{i+1}} = t_{p1} - q \cdot \sum_{i=1}^{n} \frac{\delta_i}{\lambda_i} \text{ , [}^{o}\text{C]} \tag{1.32}$$

In unele aplicaţii tehnice (calculul izolaţiilor termice), peretele plan neomogen este asimilat unui perete plan omogen de grosime $\delta = \sum \delta_i$ şi conductivitate termicã λ_{ech}. Se determinã din condiţia egalitãţii densitãţilor de flux termic:

$$\frac{t_{p1} - t_{p4}}{\sum \frac{\delta_i}{\lambda_i}} = \frac{t_{p1} - t_{p4}}{\frac{\delta}{\lambda_{ech}}} \tag{1.33}$$

Rezultã:

$$\lambda_{ech} = \frac{\delta}{\sum \frac{\delta_i}{\lambda_i}} \text{ , [W/m.K]} \tag{1.34}$$

Nu se mai face deoarece nu este un caz real

Perete plan neomogen mãrginit de douã fluide cu temperaturi cunoscute (fig.6)

Considerãm un perete plan format din “3” straturi perpendiculare pe direcţia fluxului termic, de grosime δ_i şi conductivitate termicã, λ_i, constantã, mãrginit de douã fluide cu temperaturi cunoscute, t_{f1}, respectiv, t_{f2} ($t_{f1} > t_{f2}$).

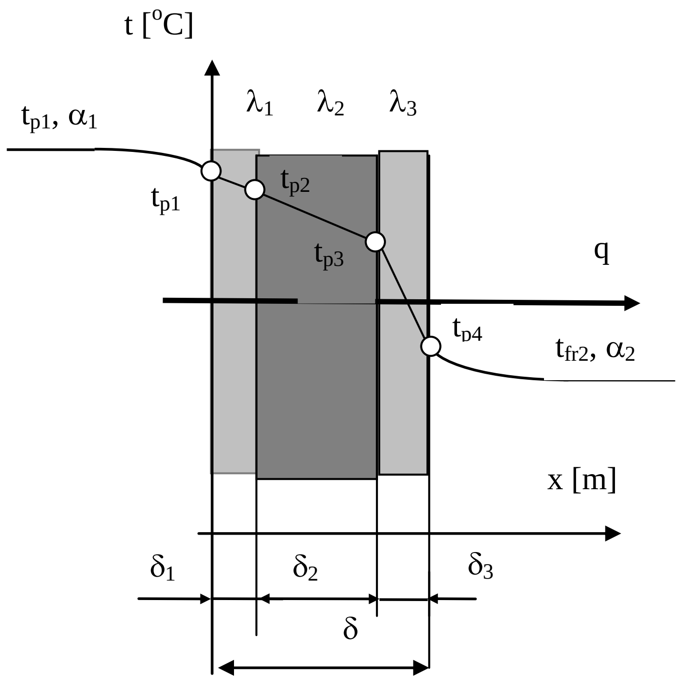


Fig.6

Procesul complex de transfer de cãldurã poate fi defalcat în 5 procese simple :

$$q_1 = \alpha_1 \cdot \left(t_{f1} - t_{p1}\right) \tag{1.35}$$

$$q_2 = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{\delta_1}{\lambda_1}} \tag{1.36}$$

$$q_3 = \frac{t_{p2} - t_{p3}}{\frac{\delta_2}{\lambda_2}} \tag{1.37}$$

$$q_4 = \frac{t_{p3} - t_{p4}}{\frac{\delta_3}{\lambda_3}} \tag{1.38}$$

$$q_5 = \alpha_2 \cdot \left(t_4 - t_{f2}\right) \tag{1.39}$$

Punând condiţia de unidirecţionalitate a fluxului termic, $q_1 = q_2 = q_3 = \ldots = q_n$, se obţine:

$$q = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{R_{s1} + \sum R_{ti} + R_{s2}} = k \cdot (t_{f1} - t_{f2}) \text{ [W/m}^2\text{]} \tag{1.40}$$

unde $k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_1^3 \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{R_{s1} + \sum_1^3 R_{ti} + R_{s2}}$ [W/m^2.grd] - coeficientul total de transfer de căldurã (1.41)

Temperaturile pe suprafeţele laterale şi pe suprafeţele de contact ale peretelui:

$$t_{pi} = t_{f1} - q \cdot \left(\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{n-1} \frac{\delta_i}{\lambda_i} \right) \text{ [}^{o}\text{C]} \tag{1.42}$$

B. PERETE CILINDRIC

Perete cilindric omogen cu temperaturi cunoscute pe suprafetele limitã (condiţii la limitã de speţa I-a)

Considerãm un perete cilindric omogen, de diametre d_1, respectiv, d_2 şi conductivitate termicã a materialului λ = const. Temperaturile pe cele douã feţe limitã sunt cunoscute şi constante, t_{p1}, respectiv, t_{p2} ($t_{p1} > t_{p2}$).

Presupunând lungimea cilindrului mult mai mare decât oricare dintre cele douã diametre (fig.8), se pot neglija efectele de capãt, astfel încât, suprafeţele izoterne sunt suprafeţe cilindrice concentrice de razã r, iar propagarea fluxului termic va fi unidirecţionalã (radialã), cu grad t = $\frac{dt}{dr}$.

Ecuatia generalã a conducţiei termice (legea Fourier) este:

$$\Phi = -\lambda \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot L \cdot \frac{dt}{dr} \tag{1.45}$$

Separând variabilele:

$$dt = -\frac{\Phi}{2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot L} \cdot \frac{dr}{r} \tag{1.46}$$

Prin integrare, se obţine:

$$t_r = -\frac{\Phi}{2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot L} \cdot \ln r + C \tag{1.47}$$

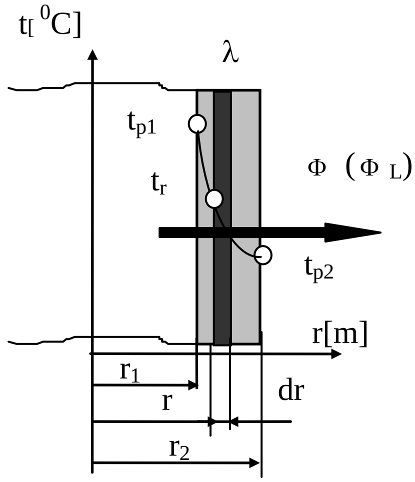


Fig.8

Constanta de integrare C se determinã din condiţiile la limitã de speţa I-a:

- pentru r = r_1

$$t_r = t_{p1} = -\frac{\Phi}{2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot L} \cdot \ln r_1 + C$$

- pentru r = r_2

$$t_r = t_{p2} = -\frac{\Phi}{2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot L} \cdot \ln r_2 + C$$

Rezultã:

$$C = t_{p1} + \frac{\Phi}{2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot L} \cdot \ln r_1 \qquad (1.48)$$

Rezultã ecuatia câmpului de temperaturã printr-un perete cilindric omogen:

$$t_r = t_{p1} - \frac{\Phi}{2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot L} \cdot \ln \frac{r}{r_1} \qquad (1.49)$$

Conclizie: *variaţie logaritmicã de temperaturã*

Fluxul termic transmis va fi:

$$\Phi = -\lambda \cdot S \cdot \frac{dt}{dr} = -\lambda \cdot 2\pi r L \cdot \frac{dt}{dr} = -\lambda \cdot 2\pi L \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\ln \frac{r_1}{r_2}} =$$

$$= \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{2\pi\lambda L} \ln \frac{d_2}{d_1}} = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{R_t} \text{ [W]} \qquad (1.50)$$

unde:

$$R_t = \frac{1}{2\pi\lambda L} \ln \frac{d_2}{d_1} \text{ [grd/W]} \qquad (1.51)$$

este rezistenţa termicã a peretelui cilindric omogen.

Pentru peretele cilindric se calculeazã fluxul termic liniar:

$$\Phi_L = \frac{\Phi}{L} = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}} = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{R_{t,L}} \text{ [W/m]} \qquad (1.52)$$

unde,

$$R_{t\,l} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} \text{ [grdm/W]} \qquad (1.53)$$

este rezistenţa termicã liniarã a peretelui cilindric omogen.

Dacã $d_2/d_1 < 1{,}5$ (2), în calculele tehnice, pentru fluxul termic total se poate utiliza relaţia de la peretele plan cu $\delta = 0{,}5.(d_2 - d_1)$.

Perete cilindric omogen mãrginit de douã fluide cu temperaturi cunoscute (condiţii la limitã de speţa a III-a)

Se considerã transferul de cãldurã între douã fluide cu temperaturile t_{f1}, respectiv, t_{f2}, cunoscute ($t_{f1} > t_{f2}$) despãrţite de un perete cilindric omogen cu diametrele d_1 şi d_2 şi conductivitate termicã λ. (fig.9).

Acest proces implicã transmiterea cãldurii prin convecţie de la fluidul cald la perete, prin conducţie prin perete şi prin convecţie de la perete la fluidul rece:

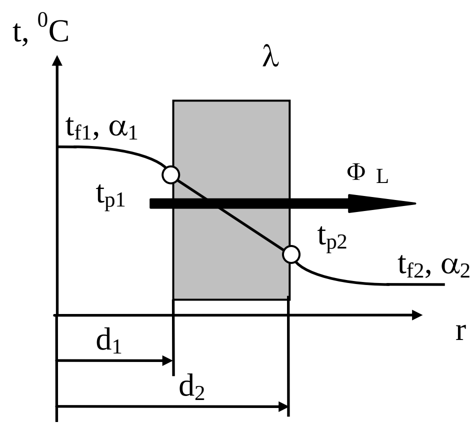


Fig.9

$$\Phi_{L1} = \alpha_1 \cdot \pi \cdot d_1 \cdot (t_{f1} - t_{p1}) \qquad (1.54)$$

$$\Phi_{L2} = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{2\pi \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}} \qquad (1.55)$$

$$\Phi_{L3} = \alpha_2 \cdot \pi \cdot d_2 \cdot (t_{p2} - t_{f2}) \qquad (1.56)$$

Punând condiţia de unidirecţionalitate a fluxului termic, $\Phi_{L1} = \Phi_{L2} = \Phi_{L3} = \Phi_L$,se obţine:

$$\Phi_L = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{\frac{1}{\pi \cdot d_1 \cdot \alpha_1} + \frac{1}{2\pi \cdot \lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\pi \cdot d_2 \cdot \alpha_2}} =$$

$$= \frac{t_{f1} - t_{f2}}{R_{s1L} + R_{tL} + R_{s2L}} = k_L \cdot (t_{f1} - t_{f2}) \text{ [W/m]}, \qquad (1.57)$$

unde:

$$R_{sL} = \frac{1}{\pi \cdot d \cdot \alpha} \text{ [m.grd/W]} \tag{1.58}$$

este rezistenţa de suprafaţã (superficialã);

$$k_L = \frac{1}{\frac{1}{\pi \cdot d_1 \cdot \alpha_1} + \frac{1}{2\pi \cdot \lambda}\ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\pi \cdot d_2 \cdot \alpha_2}} \text{ [W/m.grd]} \tag{1.59}$$

- coeficientul total (global) de transfer de cãldurã.

Temperaturile pe suprafeţele peretelui sunt:

$$t_{p1} = t_{f1} - \frac{\Phi_L}{\pi \cdot d_1 \cdot \alpha_1} \text{ [}^{O}\text{C]} \tag{1.60}$$

$$t_{p2} = t_{f1} - \Phi_L \cdot \left(\frac{1}{\pi \cdot d_1 \cdot \alpha_1} + \frac{1}{2\pi \cdot \lambda}\ln\frac{d_2}{d_1}\right) = t_{f2} + \frac{\Phi_L}{\pi \cdot d_2 \cdot \alpha_2} \text{ [}^{o}\text{C]} \tag{1.61}$$

Perete cilindric neomogen (condiţii la limitã de speţa a IV-a)

a)- <u>cazul peretelui cilindric neomogen cu temperaturi cunoscute pe suprafeţele limitã</u>

Condiderãm un perete cilindric neomogen format din 3 straturi cu diametrele d_1, …d_4, din materiale cu conductivitãţile termice λ_1, …λ_3, pentru care se cunosc temperaturile pe suprafeţele extreme t_{p1}, respectiv, t_{p4} (fig.10). Conform condiţiilor la limtã de speţa a IV-a, pe suprafeţele de contact se stabileşte o aceeaşi temperaturã, necunoscutã. Fiecare strat poate fi considerat un strat omogen, deci putem scrie:

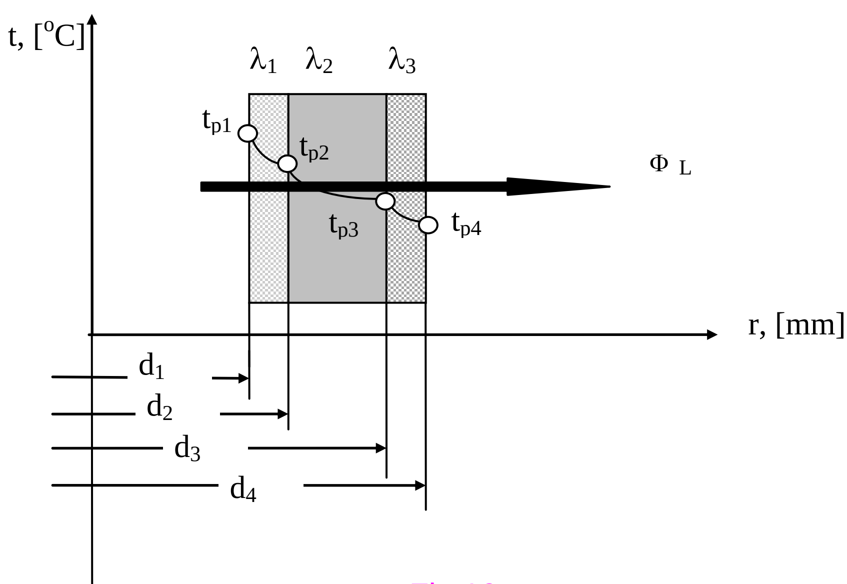


Fig.10

$$\Phi_{L1} = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}} \qquad (1.62)$$

$$\Phi_{L2} = \frac{t_{p2} - t_{p3}}{\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_2} \cdot \ln \frac{d_3}{d_2}} \qquad (1.63)$$

$$\Phi_{L3} = \frac{t_{p3} - t_{p4}}{\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_3} \cdot \ln \frac{d_4}{d_3}} \qquad (1.64)$$

Punând condiţia de unidirecţionalitate a fluxului termic, se poate scrie: $\Phi_{L1} = \Phi_{L2} = \Phi_{L3} = \Phi_L$

Rezultã fluxul termic liniar :

$$\Phi_L = \frac{t_{p1} - t_{p4}}{\sum_1^3 \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_i} \cdot \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}} = \frac{t_{p1} - t_{p4}}{\sum_1^3 R_{tLi}} \text{ [W/m]} \qquad (1.65)$$

Temperaturile pe suprafeţele de contact :

$$t_{p2} = t_{p1} - \Phi_L \cdot \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} \text{ [}^oC\text{]} \qquad (1.66)$$

$$t_{p3} = t_{p1} - \Phi_L \cdot \left(\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_2} \cdot \ln \frac{d_3}{d_2} \right) \text{ [}^oC\text{]} \qquad (1.67)$$

- <u>cazul peretelui cilindric neomogen mãrginit de douã fluide cu temperaturi cunoscute</u> (fig.11)

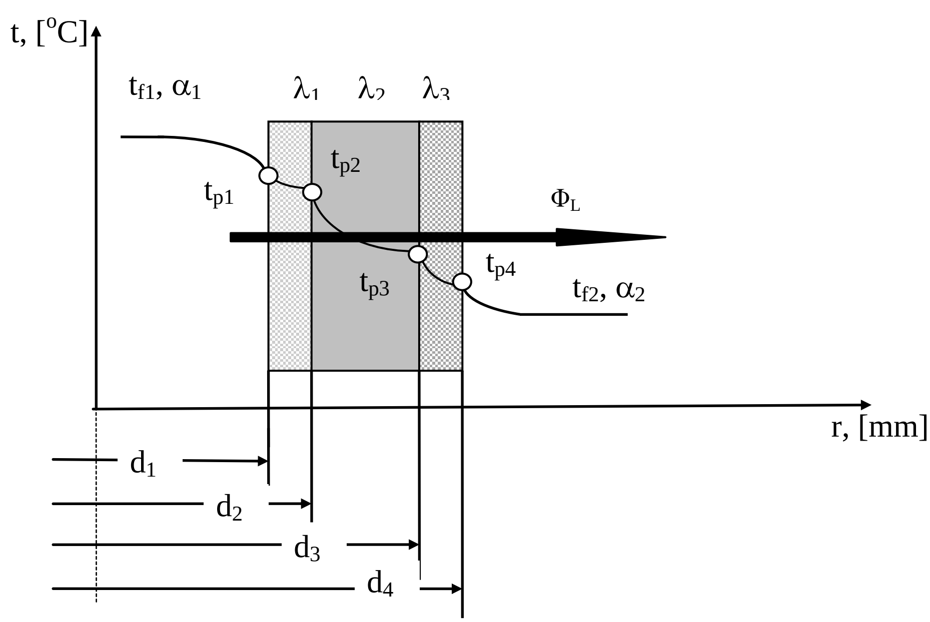


Fig.11

Condiderãm un perete cilindric neomogen format din 3 straturi cu diametrele d_1, …d_4, din materiale cu conductivitãţile termice λ_1, …λ_3, mãrginit de douã fluide cu temperaturi cunoacute t_{f1}, respectiv, t_{f2}. Procesul complex de transfer de cãldurã poate fi defalcat în 5 procese simple:

$$\Phi_{L1} = \pi \cdot d_1 \cdot \alpha_1 \cdot \left(t_{f1} - t_{p1}\right) \tag{1.68}$$

$$\Phi_{L2} = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}} \tag{1.69}$$

$$\Phi_{L3} = \frac{t_{p2} - t_{p3}}{\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_2} \cdot \ln \frac{d_3}{d_2}} \tag{1.70}$$

$$\Phi_{L4} = \frac{t_{p3} - t_{p4}}{\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_3} \cdot \ln \frac{d_4}{d3}} \tag{1.71}$$

$$\Phi_{L5} = \pi \cdot d_4 \cdot \alpha_2 \cdot \left(t_{p4} - t_{f2}\right) \tag{1.72}$$

Punând condiţia de unidirecţionalitate a fluxului termic, se poate scrie: $\Phi_{L1} = \Phi_{L2} = \ldots = \Phi_{L5} = \Phi_L$

Rezultã fluxul termic liniar:

$$\Phi_L = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{\frac{1}{\pi \cdot d_1 \cdot \alpha_1} + \sum_1^3 \frac{1}{2\pi \cdot \lambda_i} \cdot \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\pi \cdot d_4 \cdot \alpha_2}} =$$

$$= \frac{t_{f1} - t_{f2}}{R_{s1L} + \sum_1^3 R_{tL,i} + R_{s2L}} = k_L \cdot \left(t_{f1} - t_{f2}\right) \text{ [W/m] ,} \tag{1.73}$$

unde:

$$k_L = \frac{1}{\frac{1}{\pi \cdot d_1 \cdot \alpha_1} + \sum_1^3 \frac{1}{2\pi \cdot \lambda_i} \cdot \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\pi \cdot d4 \cdot \alpha_2}} \text{ [W/m.grd]} \tag{1.74}$$

- coeficientul total liniar de transfer de cãldurã

Temperaturile pe suprafeţele peretelui sunt:

$$t_{pi+1} = t_{f1} - \Phi_L \cdot \left(\frac{1}{\pi \cdot d_1 \cdot \alpha_1} + \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{2\pi \cdot \lambda_i} \cdot \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} \right) \ [^oC] \qquad (1.75)$$

C. PERETE SFERIC – subiect facultativ

Perete sferic omogen cu temperaturi cunoscute pe suprafeţele limitã
(Condiţii la limitã de speţa I-a)

Considerãm un perete sferic omogen cu diametrele d_1 şi d_2, dintr-un material cu conductivitatea termicã λ, pentru care se cunosc temperaturile pe suprafeţele limitã, t_{p1}, respectiv, t_{p2} (fig.14). In cazul peretelui cilindric, simetria este centralã, deci, temperatura variazã numai radial. Suprafeţele izoterme sunt suprafeţe sferice concentrice.

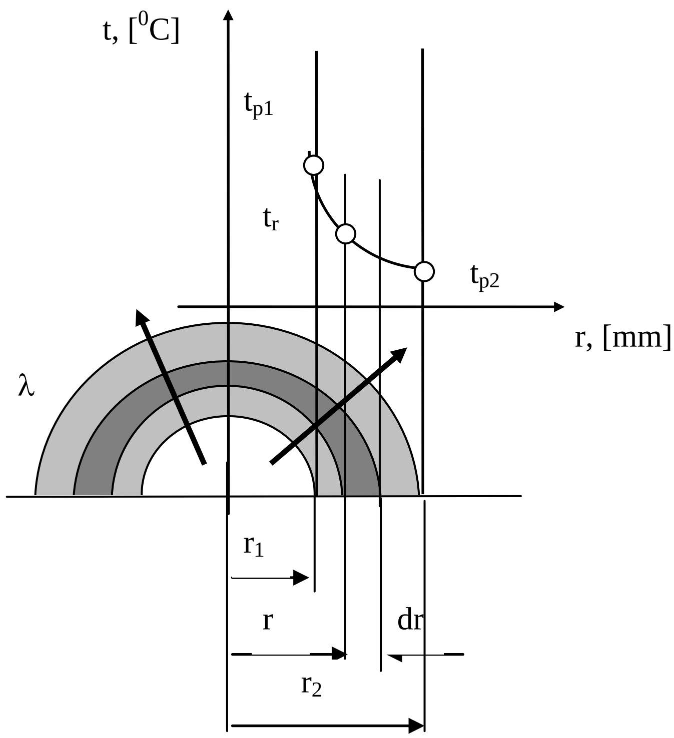


Fig.14

Ecuatia generalã a conductiei termice (legea Fourier) este:

$$\Phi = -\lambda \cdot 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \frac{dt}{dr} \qquad (1.80)$$

Separând variabilele:

$$dt = -\frac{\Phi}{4 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \frac{dr}{r^2} \qquad (1.81)$$

Prin integrare, se obţine:

$$t_r = \frac{\Phi}{4 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \frac{1}{r} + C \qquad (1.82)$$

Concluzie: variaţie hiperbolicã a temperaturii prin perete sferic.

Constanta de integrare, C , se determinã punând condiţiile la limitã de speţa I-a:

- pentru r = r_1 t_r = t_{p1} = $\frac{\Phi}{4 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \frac{1}{r_1} + C$

- pentru r = r_2 t_r = t_{p2} = $\frac{\Phi}{4 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \frac{1}{r_2} + C$

Rezultã:

$$C = t_{p1} - \frac{\Phi}{4 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \frac{1}{r_1} \qquad (1.83)$$

Ecuaţia câmpului de temperaturã :

$$t_r = t_{p1} + \left(t_{p1} - t_{p2}\right) \cdot \frac{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r}}{\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}} \text{ , [}^{o}\text{C]} \qquad (1.84)$$

Concluzie: *variaţie hiperbolicã a temperaturii.*

Fluxul termic transmis prin perete :

$$\int_{t_{p1}}^{t_{p2}} dt = -\frac{\Phi}{4 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} \qquad (1.85)$$

Rezultã:

$$\Phi = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{2\pi\lambda} \cdot \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right)} = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{R_t} \text{ , [W]} \qquad (1.86)$$

unde

$$R_t = \frac{1}{2\pi\lambda} \cdot \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right) \text{ , [grd/W]} \qquad (1.87)$$

este rezistenţa termicã a materialului

Perete sferic omogen mãrginit de douã fluide cu temperaturi cunoscute (condiţii la limitã de speţa a III-a)

Considerãm un perete sferic omogen cu diametrele d_1 şi d_2, dintr-un material cu conductivitatea termicã λ, mãrginit de douã fluide cu temperaturi cunoscute, t_{f1}, respectiv, t_{f2} (fig.15)

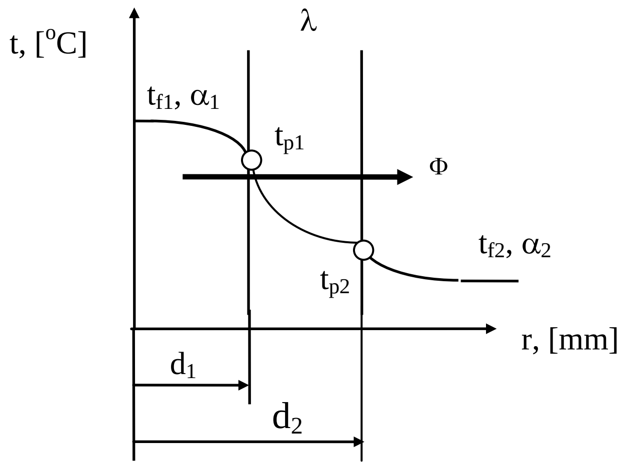


Fig.15

Procesul complex de transfer de cãldurã poate fi defalcat în trei procese simple: convecţie de la fluidul cald la perete, conducţie prin peretele sferic şi convecţie de la perete la fluidul rece:

$$\Phi_1 = \pi \cdot d_1^2 \cdot \alpha_1 \cdot \left(t_{f1} - t_{p1}\right) \tag{1.88}$$

$$\Phi_2 = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right)} \tag{1.89}$$

$$\Phi_3 = \pi \cdot d_2^2 \cdot \alpha_2 \cdot \left(t_{p2} - t_{f2}\right) \tag{1.90}$$

Punând condiţia de unidirecţionalitate a fluxului, $\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi_3$, rezultã fluxul termic:

$$\Phi = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{\frac{1}{\pi \cdot d_1^2 \cdot \alpha_1} + \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right) + \frac{1}{\pi \cdot d_2^2 \cdot \alpha_2}} =$$

$$= \frac{t_{f1} - t_{f2}}{R_{s1} + R_t + R_{s2}} = k \cdot \left(t_{f1} - t_{f2}\right) \tag{1.91}$$

unde

$$R_s = \frac{1}{\pi \cdot d^2 \cdot \alpha}\text{, [grd/W]} \tag{1.92}$$

este rezistenţa de suprafaţã (superficialã)

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\pi \cdot d_1^2 \cdot \alpha_1} + \frac{1}{2\pi \cdot \lambda}\left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right) + \frac{1}{\pi \cdot d_2^2 \cdot \alpha_2}}\text{, [W/grd]} \tag{1.93}$$

estecoeficiemtul total de transfer de cãldurã

Temperaturile pe suprafeţele laterale ale peretelui:

$$t_{p1} = t_{f1} - \frac{\Phi}{\pi \cdot d_1^2 \cdot \alpha_1}, \ [^oC] \tag{1.94}$$

$$t_{p2} = t_{f1} - \Phi \cdot \left[\frac{1}{\pi \cdot d_1^2 \cdot \alpha_1} + \frac{1}{2\pi \cdot \lambda}\left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right)\right] =$$

$$= t_{f1} + \frac{\Phi}{\pi \cdot d_2^2 \cdot \alpha_2}, \ [^oC] \tag{1.95}$$

Perete sferic neomogen mãrginit de douã fluide cu temperaturi cunoscute (condiţii la limitã de speţa a IV-a)

Considerãm un perete sferic format din trei straturi cu diametrele $d_1,\ldots d_4$, din materiale cu conductivitãţile termice λ_1, λ_2 şi λ_3, mãrginit de douã fluide cu temperaturi cunoscute t_{f1} şi t_{f2} (fig.16)

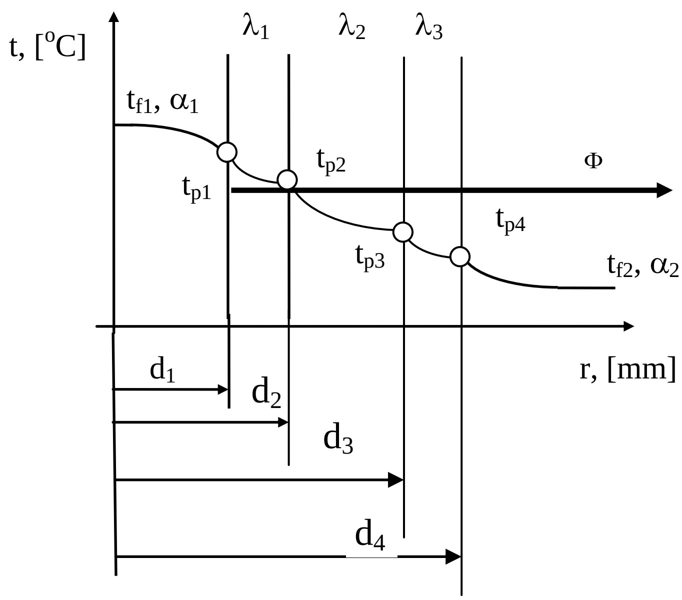


Fig.16

Procesul complex de transfer de cãldurã poate fi defalcat în cinci procese simple: convecţie de la fluidul cald la perete, conducţie prin cele trei straturi ale peretelui sferic şi convecţie de la perete la fluidul rece:

$$\Phi_1 = \pi \cdot d_1^2 \cdot \alpha_1 \cdot \left(t_{f1} - t_{p1}\right) \tag{1.96}$$

$$\Phi_2 = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_1} \cdot \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right)} \tag{1.97}$$

$$\Phi_3 = \frac{t_{p2} - t_{p3}}{\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_2} \cdot \left(\frac{1}{d_2} - \frac{1}{d_3} \right)} \tag{1.98}$$

$$\Phi_4 = \frac{t_{p3} - t_{p4}}{\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_3} \cdot \left(\frac{1}{d3} - \frac{1}{d_4} \right)} \tag{1.99}$$

$$\Phi_5 = \pi \cdot d_4^2 \cdot \alpha_2 \cdot \left(t_{p4} - t_{f2} \right) \tag{1.100}$$

Punând condiţia de unidirecţionalitate $\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi_3 = \Phi_4 = \Phi_5 = \Phi$ rezultã fluxul termic:

$$\Phi = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{\frac{1}{\pi \cdot d_1^2 \cdot \alpha_1} + \sum \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_i} \cdot \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_{i+1}} \right) + \frac{1}{\pi \cdot d_{i+1}^2 \cdot \alpha_2}} =$$

$$= \frac{t_{f1} - t_{f2}}{R_{s1} + \sum R_{ti} + R_{s2}} = k \cdot (t_{f1} - t_{f2}) \text{ , [W],} \tag{1.101}$$

unde

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\pi \cdot d_1^2 \cdot \alpha_1} + \sum \frac{1}{2\pi \cdot \lambda_i} \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_{i+1}} \right) + \frac{1}{\pi \cdot d_{i+1}^2 \cdot \alpha_2}} \text{ , [W/grd]} \tag{1.102}$$

este coeficientul total de transfer de cãldura

Temperaturile pe suprafeţele laterale ale peretelui şi pe suprafeţele de contact:

$$t_{p1} = t_{f1} - \frac{\Phi}{\pi \cdot d_1^2 \cdot \alpha_1} \text{ , [}^oC\text{]} \tag{1.103}$$

$$t_{p2} = t_{f1} - \Phi \cdot \left[\frac{1}{\pi \cdot d_1^2 \cdot \alpha_1} + \frac{1}{2\pi \cdot \lambda_1} \cdot \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right) \right] \tag{1.104}$$

$$t_{p3} = t_{f1} - \Phi \cdot \left[\frac{1}{\pi \cdot d_1^2 \cdot \alpha_1} + \frac{1}{2\pi \cdot \lambda_1} \cdot \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right) + \frac{1}{2\pi \cdot \lambda_2} \cdot \left(\frac{1}{d_2} - \frac{1}{d_3} \right) \right] \tag{1.105}$$

$$t_{p4} = t_{f1} + \frac{\Phi}{\pi \cdot d_2^2 \cdot \alpha_2} \text{ , [}^oC\text{]} \tag{1.106}$$

CAPITOLUL 2
CONVECŢIA TERMICĂ

Convecţia termicã reprezintã transferul de cãldurã prin curenţi de fluid care se încãlzesc/rãcesc prin contact cu o suprafaţã şi apoi difuzează în masa fluidului. Deoarece, la interfaţa dintre fluid şi suprafatã transferul de cãldurã se realizează prin stratul limitã, prodesul de convecţie este determinat de legile conducţiei termice, de legile hidro-gazo-dinamicii şi de legile difuziei.

Convecţia termicã reprezintã modul de transfer de cãldurã prin acţiunea combinatã a conducţiei termice, a acumulãrii de energie internã şi a mişcãrii de amestec. Este astfel, un proces de transfer de energie, masã şi impuls. Energia este înmagazinatã în particulele de fluid şi transportatã ca rezultat al mişcãrii acestora. Mecanismul procesului nu depinde direct de diferenţa de temperaturã, dar sensul transferului de energie este în sensul scãderii temperaturii.

Intensitatea procesului de transfer de cãldurã prin convecţie depinde în foarte mare mãsurã de mişcarea de amestecare a fluidului. Deci, studiul transferului de cãldurã prin convecţie necesitã cunoaşterea caracteristicilor de curgere a fluidului.

Din analiza macroscopicã a fenomenului, s-a constatat cã intensitatea transferului de cãldurã prin convecţie depinde de cauza mişcãrii fluidului, regimul hidro-gazo-dinamic de curgere, de proprietãţile termofizice ale fluidului, de condiţiile de contur în raport cu suprafaţa de transfer de cãldurã etc.

Transferul de căldură prin convectie apare în marea majoritate a proceselor de transfer de căldură din natură sau din tehnică sub forma schimbului între un lichid sau un gaz şi suprafaţa unui solid. De exemplu : la suprafata interioară a peretelui ca urmare a curgerii libere a fluidului, în interiorul unei ţevi prin care curge un lichid, în schimbătoarele de căldură prin care circulă cei doi curenţi de fluid trimişi de o pompă sau un ventilator.

Se disting două tipuri de convecţie, în funcţie de cauzele care determină mişcarea fluidului : **convecţie forţată** şi **convecţie liberă** (**naturală**)

2.1. Factorii care influenţează transferul de cãldurã prin convecţie

Factorii care influenţează transferul de cãldurã prin convecţie se pot grupa în patru categorii, şi anume:

- **natura mişcãrii fluidului**:

- mişcarea fluidului este determinatã de diferenţa de densitate produsã de diferenţa de temperaturã între diverse puncte ale acestuia; mişcarea este denumitã mişcare liberã, iar transferul de cãldurã între o suprafaţã şi un fluid, **convecţie liberã**;

- deplasarea fluidului se produce sub efectul unei acţiuni mecanice exterioare (pompã, ventilator, vânt etc); mişcarea este denumitã mişcare fortatã, iar transferul de cãldurã între o suprafaţã şi un fluid, **convecţie fortatã**.

Convecţia liberã şi convecţia fortatã se pot întâlni separat sau simultan. Când viteza fluidului este mare, se poate neglija efectul convecţiei libere.

- regimul de curgere a fluidului: pentru caracterizarea curgerii unui fluid a fost propus criteriul Reynolds, Re, definit ca o grupare adimensionalã a unor proprietãţi fizice, geometrice şi functionale ce descriu mişcarea fluidului. Reprezintã raportul dintre fortele de inerţie, F_{in} şi forţele de viscozitate, F_η, ambele raportate la volumul V:

$$Re = \frac{\frac{F_{in}}{V}}{\frac{F_\eta}{V}} = \frac{\frac{m \cdot a}{V}}{\eta \cdot \frac{S}{V} \cdot \frac{dw}{dy}} = \frac{\rho \cdot \frac{dw}{d\tau}}{\frac{\eta}{L} \cdot \frac{dw}{dy}} = \frac{\rho \cdot L}{\eta} \cdot \frac{dy}{d\tau} = \frac{\rho \cdot w \cdot L}{\eta} = \frac{w \cdot L}{\nu} \quad (2.1)$$

unde: m, [kg] este masa fluidului;
a, [m/s^2] - acceleraţia;
η, [Pa.s] - viscozitatea dinamicã a fluidului;
ν, [m^2/s] - viscozitatea cinematicã;
S, [m^2] – suprafaţa de transfer de cãldurã;
L, [m] - dimensiunea determinantã;
ρ, [kg/m^3] - densitatea fluidului;
τ, [s] - timpul;
w, [m/s] - viteza medie a fluidului.

In cazul curgerii fluidelor prin conducte sau canale (cazul cel mai întâlnit în instalaţiile termoenergetice), se deosebesc trei regimuri de curgere:

- pentru Re < 2320 $\rightarrow$ regim laminar, caracteristic lichidelor viscoase (transferul de cãldurã are loc cu precãdere prin conducţie termicã în fluid, aportul mişcãrii de amestec fiind foarte redus);
- pentru 2320 < Re < 10^4 $\rightarrow$ regim tranzitoriu;
- pentru Re > 10^4 $\rightarrow$ regim turbulent, caracteristic lichidelor puţin viscoase (transferul de cãldurã are loc prin conducţie termicã, în stratul limitã a fluidului şi prin transfer de masã şi amestec de fluid, în zona centralã a curgerii).

Aceastã problemã va fi tratatã pe larg în prezentarea fiecãrui proces de convecţie termicã.

- **parametrii termofizici ai fluidului**, depinzând de temperaturã şi, într-o mãsurã mult mai micã, de presiune pentru fiecare fluid; influenteazã transferul de cãldurã prin convecţie, fluidele diferenţiindu-se între ele ca agenţi termici.
- **forma şi dimensiunile suprafeţei de transfer de cãldurã**: geometria suprafeţei de transfer de cãldurã (planã, cilindricã singularã sau în fascicul, netedã sau nervuratã etc) şi orientarea acesteia faţã de direcţia de curgere a fluidului determinã caracteristicile stratului limitã şi creeazã condiţii specifice de curgere şi transfer de cãldurã.

2.2. Noţiuni de dinamica fluidelor

Curgerea fluidelor şi transferul de căldură sunt influienţate de proprietăţile fizice şi termodinamice : densitate, compresibilitate, conductivitate termică, viscozitate, căldură specifică etc.**Viscozitatea** are un rol important determinând mişcarea cu viteze diferite a straturilor de fluid în curgere peste o suprafaţă. Ea apare ca urmare a frecării interne dintre straturile de fluid şi determină un consum de energie care se transformă în căldură.

Efortul tangenţial de frecare este exprimat de legea lui Newton, potrivit căreia acesta este proporţional cu variaţia vitezei pe direcţia normală curgerii fluidului

$$\sigma = \eta \frac{dw}{dn}$$

unde : η – viscozitatea dinamică [Ns/m^2] sau [Pa s]

Viscozitatea fluidelor se exprimă şi prin viscozitatea cinematică $\nu\left(\frac{m^2}{s}\right)$

$$\nu = \frac{\eta}{\rho}$$

Viscozitatea este o proprietate fizică a fluidelor şi depinde de temperatură

O altă proprietate importantă în curgerea fluidelor este exprimată prin coeficientul izobar de variaţie a volumului, care reprezintă variaţia relativă a volumului într-un proces izobar de încălzire a fluidului cu 1 K:

$$\beta = \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \quad [K^{-1}]$$

2.3. Legea lui Newton. Coeficientul de convecţie

Legea lui Newton permite determinarea fluxului de cãldurã, Φ , transmis între o suprafaţã şi un fluid:

$$\Phi = \alpha \cdot S \cdot (t_p - t_f)\ ,\ [W]\ , \qquad (2.2)$$

unde: α, [W/m^2.grd] este coeficientul de convecţie;
S, [m^2] - suprafaţa de transfer de cãldurã;
t_p , [^{o}C] - temperatura peretelui;
t_f , [^{o}C] - temperatura medie a fluidului.

Definirea coeficientului de convecţie prin legea lui Newton face ca în acesta sã fie înglobaţi toţi factorii care determinã transferul de cãldurã prin convecţie: natura mişcãrii fluidului, regimul de curgere, parametrii termofizici ai fluidului, forma şi orientarea suprafeţei de transfer de cãldurã :

$$\alpha = f\left(w, t_p, t_f, X, c_p, \rho, \nu, a, ...\right) \qquad (2.3)$$

unde: X, [m] este lungimea caracteristicã;

Pentru stabilirea coeficientului de convecţie, α, se folosesc, în general, trei metode:

- se iau valori medii dupã datele experimentale cunoscute. Metoda este recomandatã numai pentru orientare şi verificarea rezultatelor obţinute pe altã cale;
- se calculeazã pe baza ecuaţiilor criteriale specifice fiecãrui caz în parte;
- se calculeazã pe baza relaţiilor empirice, cu precizarea domeniilor de valabilitate.

2.3. Metode aplicate în studiul convecţiei termice (Analiza dimensionalã)

Rezolvarea analiticã a problematicii transferului de caldurã prin convecţie impune soluţionarea simultanã a ecuaţiilor de mişcare a fluidului şi a celor de transmitere a cãldurii prin fluide în mişcare. Aceastã metodã presupune stãpânirea corespunzãtoare a mecanismului fizic de desfãşurare a fenomenului, pentru ca acesta sã poatã fi pus sub formã matematicã.

Pentru rezolvarea acestor ecuaţii este preferatã metoda de integrare teoretico-experimentalã, deoarece, prin calcule matematice simple aceasta metodã conduce la soluţii exacte care pot fi uşor interpretate fizic, iar prin criteriile adimensionale permite extinderea domeniului de aplicare a datelor experimentale.

Analiza dimensionalã reprezintã ansamblul de cunoştinţe şi metode pentru tratarea unor elemente de inginerie cu ajutorul formulelor dimensionale ale mãrimilor.

Analiza dimensionalã pleacã de la ideea cã relaţiile care permit descrierea fenomenelor sunt dimensional omogene, adicã, cele douã pãrţi ale relaţiei (din dreapta şi din stânga semnului egal) sunt identice sub aspect dimensional.

Relaţia prin care se exprimã o mãrime, funcţie de unitãtile de mãsurã fundamentale, se numeşte ecuaţie de dimensiuni sau ecuaţie dimensionalã.

Principala limitare a acestei metode este aceea cã rezultatele obţinute sunt incomplete şi, practic, inutilizabile, dacã nu sunt completate de date experimentale.

O aplicaţie de mare utilitate practicã este folosirea analizei dimensionale pentru stabilirea formei generale a ecuaţiilor care descriu fenomene complexe, dependente de un numãr mare de variabile. Aceastã metodã se poate utiliza în cazurile în care se pot stabili parametrii care influenteazã fenomenul complex pe bazã de observaţii. De aceea, prima etapã a analizei dimansionale este stabilirea mãrimilor fizice care influenţeazã evoluţia fenomenului studiat.

Cu ajutorul analizei dimensionale, respectiv a teoremei Π, se poate obţine o descriere matematicã a fenomenului studiat însã, pentru ca relaţia sã poatã fi utilizatã în calcule tehnice, este necesar sã se recurgã la experimentãri pentru stabilirea constantelor şi exponenţilor care intervin în relaţie.

Ajutorul esenţial care se obţine prin utilizarea teoremei Π (teorema Buchingham) constã în obţinerea unei relaţii care sã poatã fi complet definitã printr-un numãr redus de experimente. Tinând seama de faptul cã toate ecuaţiile trebuie sã fie dimensional omogene, mãrimile sau parametrii ce caracterizeazã fenomenul studiat sunt grupate în rapoarte de mãrimi adimensionale.

Teorema Π este o regulã empiricã de determinare a numãrului de rapoarte adimensionale independente necesar pentru stabilirea ecuaţiei care descrie un fenomen, de forma :

$$F = f(w, X, \rho, c_p, \nu, \lambda, \ldots) \qquad (2.4)$$

Prin aplicarea teoremei Π, aceastã funcţie poate fi scrisã sub forma unei ecuaţii de parametri adimensionali (criterii sau invarianţi), de forma :

$$F = f(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \ldots) = 0 \qquad (2.5)$$

Numãrul « c » de criterii independente necesar care poate fi format prin combinarea variabilelor fizice ale unui fenomen este egal cu numãrul total « p » al acestor mãrimi fizice minus numãrul « u » de unitãţi de mãsurã primare necesar pentru exprimarea formulelor dimensionale ale celor « m » mãrimi fizice :

$$c = p - u \tag{2.6}$$

Exemplu : dacã un fenomen este caracterizat de p = 5 mãrimi fizice care se pot exprima în funcţie de u = 3 unitãţi de mãsurã primare, fenomenul poate fi descris de c = 2 criterii adimensionale printr-o ecuaţie de forma :

$$F(\Pi_1, \Pi_2) = 0 \text{ sau } \Pi_1 = f(\Pi_2) \tag{2.7}$$

Se foloseşte un sistem de patru unitãţi de mãsurã primare : M – masã, L – lungime, T – timp şi Θ - temperaturã.

In rezolvarea ecuaţiei $F = f(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \ldots) = 0$ se pot utiliza mai multe metode. Oricare ar fi aceasta, ţinând seama de omogenitatea relaţiilor sub aspect dimensional, suma exponenţilor fiecãrei unitãţi fundamentale trebuie sã fie nulã

Rezultã :

$$x_i = M^{ai} . L^{bi} . T^{ci} . \Theta^{di} \tag{2.8}$$

de unde : $\sum a_i = 0$

$\sum b_i = 0$

$\sum c_i = 0$

$\sum d_i = 0$

Exemplul 1 : considerãm un corp cilindric cu diametrul d cufundat într-un fluid staţionar (w = 0).

Forţele care intervin :

- forţa motrice : forţa care produce deplasarea fluidului datoritã diferenţei de densitate creatã de diferenţa de temperaturã dintre corp şi fluid :

$F_m = f(\Delta t, \beta, g)$

- forţa rezistentã : forţa care se opune deplasãrii fluidului :

$F_r = f(\nu, \rho, d)$

- capacitatea de acumulare a cãldurii de cãtre fluid :

$C_a = f(\lambda, \rho, c_p) = f(a)$

Deci p = 7 mãrimi fizice care descriu fenomenul, u = 4 unitãti de mãsurã primare. Rezultã c = 7 – 4 = 3 criterii adimensionale.

Coeficientul de convecţie în acest caz depinde de cele 7 mãrimi :

$$\alpha = f[(g.\beta), \Delta t, (\rho.\nu), d, \rho, \lambda, c_p] \tag{2.9}$$

Relaţia (2.9) poate fi scrisã ca un produs al celor 7 mãrimi, fiecare mãrime la un anumit exponent:

$$\alpha = C.(g.\beta)^x.\Delta t^m.\eta^u.d^v.\rho^z.\lambda^y.c_p^{\,n} \tag{2.10}$$

Relaţia (2.10) este transpusã în relaţie de unitãţi de mãsurã :

$$\frac{J}{s \cdot m^2 \cdot grd} = C \cdot \left(\frac{m}{s^2 \cdot grd}\right)^x \cdot (grd)^m \cdot \left(\frac{kg}{m \cdot s}\right)^u \cdot (m)^v \cdot \left(\frac{kg}{m^3}\right)^z \cdot \left(\frac{J}{s \cdot m \cdot grd}\right)^y \cdot \left(\frac{J}{kg \cdot grd}\right)^n \tag{2.11}$$

Rezultã sistemul de ecuaţii :

J│ 1 = y + n
s│ -1 = -2x – u - y
m│ -2 = x – 3z – u + v – y un sistem de 5 ecuaţii cu 7 necunoscute
grd│ -1 = -x + m – y - n
kg│ 0 = z – n + u

Pentru eliminarea nedeterminării se aleg ca variabile independente exponenţii m, pentru diferenţa de temperatură, care crează deplasarea fluidului şi n, pentru căldura specifică, care are o pondere mai mare în capacitatea de acumulare a căldurii de către fluid.

Rezultă : x = m, y = 1 – n, z = 2m, v = 3m – 1 si u = n – 2m.

$$\alpha = C \cdot \left(\frac{g \cdot \beta \cdot \rho^2 \cdot d^3 \cdot \Delta t}{\eta^2} \right)^m \cdot \left(\frac{\nu \cdot \rho \cdot c_p}{\lambda} \right)^n \cdot \frac{\lambda}{d} \qquad (2.12)$$

sau :

$$\frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = C \cdot \left(\frac{g \cdot \beta \cdot d^3 \cdot \Delta t}{\upsilon^2} \right)^m \cdot \left(\frac{\nu \cdot \rho \cdot c_p}{\lambda} \right)^n \qquad (2.13)$$

Se fac notaţiile :

$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda}$ - criteriul Nusselt

$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot d^3 \cdot \Delta t}{\nu^2}$ - criteriul Grashof

$Pr = \frac{\nu \cdot \rho \cdot c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{a}$ - criteriul Prandtl, în care $a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p}$, [m²/s] reprezintă difuzivitatea termică a fluidului (caracterizează inarţia termică a fluidului).

Rezultă ecuaţia criterială :

$$Nu = C \cdot Gr^m \cdot Pr^n \qquad (2.14)$$

Exemplul 2 : considerăm un corp cilindric cu diametrul d parcurs transversal de un fluid cu viteza w.

Forţele care intervin :

- forţa motrice : forţa care produce deplasarea fluidului datorită diferenţei de presiune creată artificial din exterior (ventilator, pentru gaze sau pompă, pentru lichide :

$F_m = f(\rho, w)$

- forţa rezistentă : forţa care se opune deplasării fluidului :

$F_r = f(\nu, \rho, d)$

- capacitatea de cumulare a căldurii de către fluid :

$C_a = f(\lambda, \rho, c_p) = f(a)$

Deci p = 6 mărimi fizice care descriu fenomenul, u = 4 unităti de măsură primare. Rezultă c = 6 – 4 = 2 criterii adimensionale.

Coeficientul de convecţie în acest caz depinde de cele 6 mărimi :

$$\alpha = f(w, d, \rho, \nu, \lambda, c_p) \qquad (2.15)$$

Relaţia (2.15) poate fi scrisã ca un produs al celor 6 mãrimi, fiecare mãrime la un anumit exponent:

$$\alpha = C.d^{x}.w^{m}.\nu^{z}.\rho^{n}.\lambda^{y}.c_{p}^{v} \qquad (2.16)$$

Relaţia (2.16) este transpusã în relaţie de unitãţi de mãsurã :

$$\frac{J}{s \cdot m^{2} \cdot grd} = C \cdot \left(\frac{m}{s}\right)^{m} \cdot (m)^{x} \cdot \left(\frac{kg}{m^{3}}\right)^{n} \cdot \left(\frac{J}{s \cdot m \cdot grd}\right)^{y} \cdot \left(\frac{J}{kg \cdot grd}\right)^{v} \cdot \left(\frac{m^{2}}{s}\right)^{z} \qquad (2.17)$$

Rezultã sistemul de ecuaţii :

J| 1 = y + v
s| -1 = -m – y - z
m| -2 = m + x – y + 2z – 3n   un sistem de 4 ecuaţii cu 6 necunoscute
grd| -1 = – y - v
kg| 0 = n - v

Pentru eliminarea nedeterminãrii se aleg ca variabile independente exponenţii m, pentru viteza fluidului şi n, pentru densitate care, în acest caz, are o pondere mai mare în capacitatea de acumulare a cãldurii de cãtre fluid.

Rezultã : x = m - 1, y = 1 – n, z = n – m şi v = n.

$$\alpha = C \cdot \left(\frac{w \cdot d}{\nu}\right)^{m} \cdot \left(\frac{\rho \cdot c_{p} \cdot \nu}{\lambda}\right)^{n} \cdot \frac{\lambda}{d} \qquad (2.18)$$

sau :

$$\frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = C \cdot \left(\frac{w \cdot d}{\nu}\right)^{m} \cdot \left(\frac{\nu}{a}\right)^{n} \qquad (2.19)$$

Se face notaţia :

$Re = \frac{w \cdot d}{\nu}$ - criteriul Reynolds

Rezulta ecuaţia criterialã :

$$Nu = C \, . \, Re^{m} \, . \, Pr^{n} \qquad (2.20)$$

Cele mai utilizate criterii adimensionale (de similitudine) sunt prezentate în tabelul 2.1.

Tab.2.1

Denumire	Simbol	Relaţie de calcul	Definire
Reynolds	Re	$\dfrac{w \cdot X}{\nu} = \dfrac{w \cdot \rho \cdot X}{\eta}$	Caracterizeazã regimul de curgere a fluidului; se defineşte ca raportul dintre forţele de inerţie şi forţele de viscozitate, pentru unitatea de volum de fluid
Prandtl	Pr	$\dfrac{\nu}{a} = \dfrac{\nu \cdot \rho \cdot c_p}{\lambda}$	Caracterizeazã proprietãţile fizice ale fluidului; reprezintã raportul dintre difuzivitatea molecularã a impulsului şi difuzivitatea molecularã a cãldurii
Nusselt	Nu	$\dfrac{\alpha \cdot X}{\lambda}$	Raportul dintre gradientul temperaturii fluidului la suprafaţa peretelui şi un gradient de referinţã al temperaturii
Grashof	Gr	$\dfrac{g \cdot \beta \cdot X^3 \cdot \Delta t}{\nu^2}$	Caracterizeazã acţiunea reciprocã a forţelor ascensionale şi a forţelor de viscozitate a fluidului
Peclet	Pe	Re . Pr = $\dfrac{w \cdot X}{a}$	Raportul dintre fluxurile de cãldurã transmise prin convecţie, respectiv prin conducţie, la aceeaşi diferenţã de temperaturã
Stanton	St	$\dfrac{Nu}{Re \cdot Pr} = \dfrac{\alpha}{\rho \cdot c_p \cdot w}$	Raportul dintre fluxul de cãldurã transmis prin convecţie şi fluxul de cãldurã acumulat de fluid
Rayleigh	Ra	$Gr \cdot Pr = \dfrac{g \cdot \beta \cdot c_p \cdot \rho^3 \cdot X^3 \cdot \Delta}{\eta \cdot \lambda}$	Raportul dintre forţele de inerţie şi forţele de tensiune internã, la mişcarea combinatã a fluidelor
Froude	Fr	$\dfrac{w^2}{g \cdot X}$	Raportul dintre forţele de inerţie şi forţele gravitaţionale, la curgerea fluidelor compresibile
Galileu	Ga	$\dfrac{Fr}{Re^2} = \dfrac{g \cdot X^3}{\nu^2}$	Raportul dintre forţele gravitaţionale şi forţele de viscozitate, la curgerea fluidelor viscoase
Kutateladze	Ku	$\dfrac{l_v}{c_p \cdot (t_s - t_p)}$	Raportul dintre cãldura de vaporizare şi cãldura necesarã încãlzirii la fierberea lichidelor

Obs : X, [m] reprezintã dimensiunea determinantã, explicatã la fiecare proces de convecţie termicã prezentat în continuare.

2.4. CONVECŢIA TERMICĂ FĂRĂ SCHIMBAREA STĂRII DE AGREGARE A FLUIDELOR

2.4.1. Convecţia liberă

Transferul de căldură care are loc la mişcarea fluidului pe lîngă o suprafaţă, ca urmare a diferenţei de densitate, poartă numele de convecţie libera sau convecţie naturala a căldurii. Acest mod de transfer al căldurii prezintă importanţă deosebită fiind întâlnit în numeroase situaţii practice. Intr-o încăpere, dacă aerul întâlneste peretele rece, vor apărea curenţi convectivi descendenţi, iar dacă peretele este mai cald, aerul se va încălzi având o circulaţie ascendentă. Convecţia liberă are loc, de asemenea, la suprafeţele uşilor sau ferestrelor, sau între acestea ; în cazul încălzirii încăperilor cu corpuri statice curentul de aer curge liber peste suprafeţele de transfer de căldură, iar în cazul schimbătoarelor de căldură tip acumulator, are loc o circulaţie liberă a lichidului în jurul suprafeţei încălzitoare. În toate situaţiile transferul de căldură implică existenţa gradienţilor de temperatură şi, deci, a diferenţelor de densitate ; echilibrul hidrostatic se strică şi gravitaţia determină mişcarea fluidului. Fenomenul este influienţat de trei factori : forţele gravitaţionale, cele de viscozitate şi difuzia termică din zonele cu temperatură ridicată către cele cu temperatură scăzută. Mărimile fizice pe care le implică aceşti factori în transferul de căldură sunt : acceleraţia gravitaţională g , coeficintul izobar de variaţie a volumului (variaţia densităţii) β , viscozitatea cinematică v, conductivitatea termică a fluidului λ, diferenţa de temperatură ΔT, şi difuzivitatea termică a. Acestea alături de lungimea caracteristică l , şi coeficintul de convecţie α, reprezintă mărimile caracteristice ce descriu fenomenul de transfer de căldură la curgerea liberă a fluidelor.

In convecţia liberã, straturile limitã termic şi dinamic sunt, în principiu, de aceeaşi grosime, deoarece gradienţii de vitezã sunt produşi de gradienţii de temperaturã. In aceste condiţii, coeficientul de convecţie, α şi relaţiile corespunzatoare de calcul depind direct de geometria şi orientarea suprafeţei de transfer de cãldurã.

Convecţia liberã ocupã un loc important în calculul termic al construcţiilor: calculul pierderilor de cãldurã în mediul exterior pentru spaţiile încãlzite, calculul pãtrunderilor de cãldurã din exterior pentru spaţiile rãcite, calculul fluxului de cãldurã pentru aparatele de încãlzire sau rãcire etc.

In cazul conductelor care transportã fluide calde sau reci amplasate în aerul ambiant, printr-un calcul riguros se pot obţine economii energetice importante.

La mişcarea liberã a unui fluid peste o suprafaţã, criteriul Grashof pune în evidenţã caracterul dinamic al acesteia. Mişcarea liberã a fluidului are loc numai sub acţiunea forţelor gravitaţionale (arhimedice) de forma (ρ.g), [N/m^3].

In concluzie, pentru calculul coeficientului de convectie, α, se vor folosi ecuaţii criteriale specifice mişcãrii fluidului.

Fenomenele de convecţie liberã se prezintã sub douã aspecte: convecţie liberã în spaţii nelimitate (deschise) şi convecţie liberã în spaţii limitate (închise), diferenţiate prin dimensiunile spaţiului în care are loc deplasarea fluidului în raport cu dimensiunile principale ale curgerii.

Criteriile de similitudine caracteristice convectiei libere sunt:

- criteriul Nusselt $Nu = \frac{\alpha \cdot X}{\lambda}$ (2.21)

- criteriul Grashof $Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot X^3 \cdot \Delta t}{\nu^2}$ (2.22)

- criteriul Prandtl (în cazul în care nu este dat tabelar) $Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\rho \cdot c_p \cdot \nu}{\lambda}$ (2.23)

- pentru gaze, coeficientul de dilatare termicã se calculeazã cu relaţia:

$$\beta = \frac{1}{T}, K^{-1} \quad (2.24)$$

Dependenţa dintre cele opt mărimi fizice poate fi exprimată, potrivit teoremei Π, printr-o relaţie între patru grupuri dimensionale, mărimile fundamentale fiind lungimea, masa, timpul şi temperatura în număr de patru.

Dependenţa exprimată implicit sub forma f(α,l, λ,ν,g,β,ΔT,a) = 0 devine $\pi_1=F(\pi_2,\pi_3,\pi_4)$.

Tabelul 2.4.1 Marimile fizice in convectia libera

Nr.crt	Mărimea fizică	Unitatea de măsură	Dimensiunea
1	Coeficientul de convecţie, α	W/m^2K	$kg \cdot s^{-3} \cdot grd^{-1}$
2	Lungimea caracteristică, l	m	m
3	Coeficintul de conductibilitate, λ	W/mK	$kg \cdot s^{-3} \cdot grd^{-1} \cdot m$
4	Acceleraţia gravitaţională, g	m/s^2	$kg \cdot s^{-2}$
5	Viscozitatea, ν	m^2/s	$m^2 \cdot s^{-1}$
6	Coeficientul izobar de variaţie a volumului β	K^{-1}	grd^{-1}
7	Diferenţa de temperatură, ΔT	K	grd
8	Difuzivitatea termică, a	m^2/s	$m^2 \cdot s^{-1}$

Grupurile adimensionale se scriu :

$$\pi_1 = \ell^{a_1} \cdot \lambda^{b_1} \cdot a^{c_1} \cdot \Delta T^{d_1} \cdot \alpha$$

$$\pi_2 = \ell^{a_2} \cdot \lambda^{b_2} \cdot a^{c_2} \cdot \Delta T^{d_2} \cdot g$$

$$\pi_3 = \ell^{a_3} \cdot \lambda^{b_3} \cdot a^{c_3} \cdot \Delta T^{d_3} \cdot \beta$$

$$\pi_4 = \ell^{a_4} \cdot \lambda^{b_4} \cdot a^{c_4} \cdot \Delta T^{d_4} \cdot \nu$$

Scrierea acestor ecuaţii sub formă dimensională permite obţinerea expresiilor $\pi1,\pi2,\pi3,\pi4$.

Astfel potrivit primei ecuaţii se obţine:

$$1 = m^{a_1} \cdot kg^{b_1} \cdot m^{b_1} \cdot s^{-3\cdot b_1} \cdot grd^{-b_1} \cdot m^{2\cdot c_1} \cdot s^{-c_1} \cdot grd^{d_1} \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot grd^{-1}$$

Condiţiile de omogenitate dimensională a acestei ecuaţii sunt :

m : $a_1 + b_1 + 2\cdot c_1 = 0$;
kg : $b_1 + 1 = 0$;
grd: $-b_1 + d_1 - 1 = 0$;
s: $-3\cdot b_1 - c_1 - 3 = 0$;

Rezultă: $a_1=1$; $b_1=-1$; $c_1=0$; $d_1=0$;

Prin înlocuire în expresia grupului $\pi1$ se obţine :

$$\pi_1 = \frac{\ell \cdot \alpha}{\lambda} = Nu$$ - criteriul Nusselt

Exprimând dimensional ecuaţia $\pi2$ se obţine :

$$1 = m^{a_2} \cdot kg^{b_2} \cdot m^{b_2} \cdot s^{-3\cdot b_2} \cdot grd^{-b_2} \cdot m^{2\cdot c_2} \cdot s^{-c_2} \cdot grd^{d_2} \cdot m \cdot s^{-2}$$

Condiţiile de omogenitate dimensională a acestei ecuaţii sunt :

m : $a_2 + b_2 + 2\cdot c_2 + 1 = 0$;
kg : $b_2 = 0$;
grd: $-b_2 + d_2 = 0$;
s: $-3\cdot b_2 - c_2 - 2 = 0$;

Rezultă: $a_2=3$; $b_2=0$; $c_2=-2$; $d_2=0$;

Prin înlocuire în expresia grupului $\pi2$ se obţine :

$$\pi_2 = \frac{\ell^3 \cdot g}{\nu^2} = Ga$$ - criteriul Galilei

Exprimând dimensional ecuaţia $\pi3$ se obţine :

$$1 = m^{a_3} \cdot kg^{b_3} \cdot m^{b_3} \cdot s^{-3\cdot b_3} \cdot grd^{-b_3} \cdot m^{2\cdot c_3} \cdot s^{-c_3} \cdot grd^{d_3} \cdot grd^{-1}$$

Condiţiile de omogenitate dimensională a acestei ecuaţii sunt :

m : $a_3 + b_3 + 2\cdot c_3 = 0$;

kg : $b_3=0$;
grd: $-b_3+d_3-1=0$;
s: $-3\cdot b_3-c_3=0$;

Rezultă: $a_3=0$; $b_3=0$; $c_3=0$; $d_3=1$;

Prin înlocuire în expresia grupului $\pi 3$ se obţine :

$$\pi_3 = \beta \cdot \Delta T \;;$$

Exprimând dimensional ecuaţia $\pi 4$ se obţine :

$$1 = m^{a4} \cdot kg^{b4} \cdot m^{b4} \cdot s^{-3\cdot b4} \cdot grd^{-b4} \cdot m^{2\cdot c4} \cdot s^{-c4} \cdot grd^{d4} \cdot m^{2} \cdot s^{-1}$$

Condiţiile de omogenitate dimensională a acestei ecuaţii sunt :

m : $a_4+b_4+2\cdot c_4+2=0$;
kg : $b_4=0$;
grd: $-b_4+d_4=0$;
s: $-3\cdot b_4-c_4-1=0$;

Rezultă: $a_4=0$; $b_4=0$; $c_4=-1$; $d_4=0$;

Prin înlocuire în expresia grupului $\pi 3$ se obţine :

$$\pi 4 = \frac{\nu}{a} = Pr$$ - cri;eriul Prandtl

Produsul $\pi 2\cdot\pi 3$ permite determinarea unui nou criteriu :

$$\pi_2 \cdot \pi_3 = Ga \cdot \beta \cdot \Delta T = \frac{g \cdot \ell^3 \cdot \beta \cdot \Delta T}{\nu^2}$$ - criteriul Grashof

Criteriul Grashof este determinant în convecţia liberă introducând efectul gravitaţiei, al viscozităţii şi termenul ascensional $\beta\Delta T$.
Forma explicită a ecuaţiei criteriale este:

$$Nu = C\cdot Gr^m\cdot Pr^n$$

Experimental s-a dovedit că m = n astfel că $Nu = C\cdot(Gr\cdot Pr)^n$.

a) Convecţia liberã în spaţiu nelimitat

In convecţia liberã deplasarea fluidului poate fi laminarã sau turbulentã, funcţie de forţa gravitaţiei, geometria şi orientarea suprafeţei de transfer de cãldurã, de proprietãţile termofizice ale fluidului şi de diferenţa de temperaturã între suprafaţa de transfer de cãldurã şi fluid.

Prezintã o mare importanţã în calculul schimbãtoarelor de cãldurã cu acumulare, cu serpentinã de încãlzire sau rãcire, în calculul conductelor care transportã fluide calde sau reci amplasate în aerul atmosferic etc.

Ecuaţiile criteriale de calcul, funcţie de regimul de transfer de cãldurã, geometria şi orientarea suprafeţei, sunt prezentate în tabelele 2.2, 2.3, 2.4 şi 2.5.

Tabelul 2.2

Regimul de transfer de cãldurã	Ecuaţia criterialã	Rel.nr.
Suprafeţe plane verticale		
$10^{-3} < (Gr.Pr)_m < 500$	$Nu_m = 1,18 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,125}$	2.25
$500 < (Gr.Pr)_m < 2.10^8$	$Nu_m = 0,54 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,25}$	2.26
$10^4 < (Gr.Pr)_m < 10^9$	$Nu_m = 0,59 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,25}$	2.27
$10^9 < (Gr.Pr)_m < 10^{13}$	$Nu_m = 0,15 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,33}$	2.28
$(Gr.Pr)_m > 10^{10}$	$Nu_m = 0,135 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,33}$	2.29

Tabelul 2.3

Regimul de transfer de cãldurã	Ecuatia criterialã	Rel.nr.
Suprafeţe plane orizontale		
$10^4 < (Gr.Pr)_m < 10^9$	$Nu_m = 0,54 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,25}$	2.30
$(Gr.Pr)_m > 10^9$	$Nu_m = 0,14 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,33}$	2.31
$10^4 < (Gr.Pr)_m < 10^9$	$Nu_m = 0,27 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,25}$	2.32
$10^5 < (Gr.Pr)_m < 2.10^7$	$Nu_m = 0,54 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,25}$	2.33
$2.10^7 < (Gr.Pr)_m < 3.10^{10}$	$Nu_m = 0,14 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,33}$	2.34

Tabelul 2.4

Regimul de transfer de cãldurã	Ecuatia criterialã	Rel.nr.
Conducte verticale		
$10^{-3} < (Gr.Pr)_m < 500$	$Nu_m = 1,18 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,125}$	2.35
$10^{-3} < (Gr.Pr)_m < 10^8$	$Nu_m = 0,4 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,25}$	2.36
$500 < (Gr.Pr)_m < 2.10^8$	$Nu_m = 0,54 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,25}$	2.37
$10^7 < (Gr.Pr)_m < 10^9$	$Nu_m = 0,59 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,25}$	2.38
$10^9 < (Gr.Pr)_m < 10^{12}$	$Nu_m = 0,13 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,3}$	2.39
$(Gr.Pr)_m > 10^{10}$	$Nu_m = 0,135 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,33}$	2.40

Tabelul 2.5

Regimul de transfer de cãldurã	Ecuaţia criterialã	Rel.nr.
Conducte orizontale		
$10^{-3} < (Gr.Pr)_m < 10^3$	$Nu_m = 1,18 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,125}$	2.41
$(Gr.Pr)_m < 10^3$	$Nu_m = 0,4 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,25}$	2.42
$10^3 < (Gr.Pr)_m < 10^5$	$Nu_m = 0,53 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,25}$	2.43
$10^3 < (Gr.Pr)_m < 10^8$	$Nu_m = 0,50 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,25}$	2.44
$2.10^7 < (Gr.Pr)_m < 10^{13}$	$Nu_m = 0,135 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,33}$	2.45
$10^{-5} < (Gr.Pr)_m < 10^9$	$Nu_m = 0,53 \cdot (Gr.Pr)_m^{0,25}$	2.46

Semnificaţia notaţiilor:

- dimensiunea determinantã X este H [m], înãlţimea suprafeţei plane şi conductei verticale, L, [m], lungimea suprafeţei plane orizontale şi d_e, [m], diametrul exterior al conductei;

- indicele inferior ‘’m’’ indicã faptul cã temperatura determinantã este temperatura medie, calculatã cu relaţia $t_m = 0,5 \cdot (t_p + t_f)$, [^oC] (2.47)

Pentru suprafeţele plane şi conductele verticale înclinate cu unghiul ψ faţã de verticalã, coeficientul de convecţie se calculeazã cu relaţia:

$$\alpha_\psi = \varepsilon \cdot \alpha \text{ , [W/m}^2\text{.grd] ,} \qquad (2.48)$$

unde, ε este un coeficient de corecţie ce depinde de unghiul de înclinare, cu valori date în tabelul 2.6.

Tabelul 2.6

ψ [^{o}]	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
ε	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	0,99	0,96	0,92	0,88	0,83

b) Convecţia liberã în spaţiu limitat

Transferul de cãldurã în spaţii limitate este strâns legat de geometria spaţiului disponibil pentru deplasarea fluidului, de poziţia relativã a suprafeţelor calde şi reci şi de natura fluidului (viscozitate).

Cazurile cele mai des întâlnite sunt:

- **<u>plãci plane paralele amplasate vertical</u>**:

- pentru plãcile verticale cu distanţã mare între ele (fig.2.1,a.), curenţii ascendenţi şi descendenţi de fluid nu se influenţeazã reciproc. Transferul de cãldurã în lungul fiecarei suprafeţe are aspectul convecţiei libere la rãcirea sau încãlzirea unei suprafeţe plane verticale în spaţiu nelimitat;

- pentru plãcile verticale cu distanţã micã între ele (fig.2.1,b.), se formeazã o serie de circuite interioare între curenţii ascendenţi şi descendenţi de fluid, cu înalţimea h, ce depind de distanţa δ dintre plãci, de natura fluidului şi de diferenţa de temperaturã dintre cele douã suprafeţe (intensitatea transferului de cãldurã);

- **<u>plãci plane paralele amplasate orizontal:</u>**

In acest caz, transferul de cãldurã prin convecţie liberã depinde de poziţia suprafeţelor calde:

- pentru amplasarea superioarã a plãcii calde (fig.2.1,c.), mişcarea fluidului este nulã, transferul de cãldurã având loc prin conducţie şi radiaţie, în cazul temperaturilor ridicate;

- pentru amplasarea inferioarã a plãcii calde (fig.2.1,d.), în fluid se formeazã curenţi alternativi care dau mişcãrii un caracter celular, favorizând transferul de cãldurã prin convecţie.

Practic, se obişnueşte ca acest tip de convecţie liberã sã fie calculat cu relaţia generalã a conducţiei termice printr-un strat de fluid cu grosimea δ, delimitat de doi pereţi cu temperaturile t_{p1}, respectiv, t_{p2}.

Densitatea de flux termic este:

$$q = \alpha \ . \ (t_{p1} - t_{p2}) = Nu \cdot \frac{\lambda}{\delta} \cdot \left(t_{p1} - t_{p2}\right) = \frac{\lambda_{ech}}{\delta} \cdot \left(t_{p1} - t_{p2}\right) , \qquad (2.49)$$

unde, λ_{ech} este conductivitatea termicã echivalentã (aparentã sau efectivã) a fluidului.

Rezultã:

$$q = \varepsilon \cdot \frac{\lambda}{\delta} \cdot \Delta t \ , \ [W/m^2] , \qquad (2.50)$$

unde: λ, [W/m.K] este conductivitatea termicã a fluidului;

δ, [m] - grosimea stratului de fluid (distanţa dintre suprafeţe);

ε - coeficient adimensional de influenţã a convecţiei:; $\varepsilon = f(Gr.Pr)_m$ cu relaţiile de calcul prezentate în tabelul 2.7.

Tabelul 2.7

Regimul de transfer de cãldurã	Relaţie de calcul	Rel.nr.
$0 < (Gr.Pr)_m < 10^3$	$\varepsilon = 1$	2.51
$10^3 < (Gr.Pr)_m < 10^6$	$\varepsilon = 0{,}105 \ . \ (Gr.Pr)_m^{0,3}$	2.52
$10^6 < (Gr.Pr)_m < 10^{10}$	$\varepsilon = 0{,}40 \ . \ (Gr.Pr)_m^{0,2}$	2.53

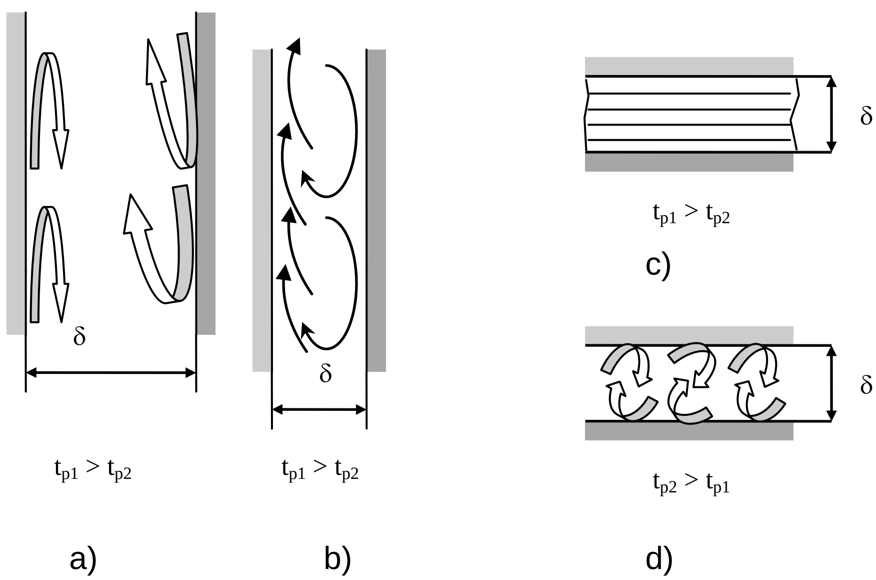


Fig.2.1

Semnificaţia notaţiilor:

- dimensiunea determinantã este δ, [m], grosimea stratului de fluid (distanţa dintre suprafeţe);
- indicele inferior ''m'' indicã faptul cã temperatura determinantã este temperatura medie, calculatã cu relatia $t_m = 0{,}5 \ . \ (t_{p1} + t_{p2})$, [^oC] (2.54)

2.4.2. Convecţia forţatã

Curgerea forţatã a fluidelor se datoreazã unor forţe exterioare (pompe, ventilatoare, vânt etc.) care creazã presiunea de circulaţie a aceatuia. Regimul de curgere este caracterizat cu ajutorul criteriului Reynolds.

Criteriile de similitudine caracteristice convectiei libere sunt:

- criteriul Nusselt $Nu = \frac{\alpha \cdot X}{\lambda}$ (2.55)
- criteriul Reynolds $Re = \frac{w \cdot X}{\nu}$ (2.56)
- criteriul Prandtl (în cazul în care nu este dat tabelar)

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\rho \cdot c_p \cdot \nu}{\lambda} \quad (2.57)$$

Aplicând analiza dimensională în studiul convecţiei căldurii, se va stabili ecuaţia transferului de căldură la curgerea forţată a unui curent de fluid la suprafaţa unui corp solid.

Nr.crt	Mărimea fizică	Unitatea de măsură	Dimensiunea
1	Coeficientul de convecţie, α	W/m^2K	$kg \cdot s^{-3} \cdot grd^{-1}$
2	Lungimea caracteristică, l	m	m
3	Coeficintul de conductibilitate, λ	W/mK	$kg \cdot s^{-3} \cdot grd^{-1} \cdot m$
4	Viteza fluidului,w	m/s	$m \cdot s^{-1}$
5	Viscozitatea, ν	m^2/s	$m^2 \cdot s^{-1}$
6	Căldura specifică, c_p	J/kgK	$m^2 \cdot s^{-2} \cdot grd^{-1}$
7	Densitatea, ρ	kg/m^3	$kg \cdot m^{-3}$

Rezultă şapte mărimi fizice şi patru mărimi fizice fundamentale exprimate prin dimensiunile lungime, masa, timp şi temperatura. Conform teoremei π, dependenţa dintre cele şapte mărimi fizice se reduce la o relaţie între p – u = 7-4 = 3 grupuri adimensionale.

Deci relaţia

$$f(\alpha, \ell, \lambda, w, \upsilon, c_p, \rho) = 0$$

devine $\pi 1 = F(\pi 2, \pi 3)$ unde :

$$\pi_1 = \ell^{a_1} \cdot \lambda^{b_1} \cdot \nu^{c_1} \cdot \rho^{d_1} \cdot \alpha$$

$$\pi_2 = \ell^{a_2} \cdot \lambda^{b_2} \cdot \nu^{c_2} \cdot \rho^{d_2} \cdot w$$

$$\pi_3 = \ell^{a_3} \cdot \lambda^{b_3} \cdot \nu^{c_3} \cdot \rho^{d_3} \cdot c_p$$

Scrierea acestor ecuaţii sub formă dimensională permite obţinerea expresiilor $\pi 1, \pi 2, \pi 3$.

Astfel potrivit primei ecuaţii se obţine:

$$1 = m^{a_1} \cdot kg^{b_1} \cdot m^{b_1} \cdot s^{-3 \cdot b_1} \cdot grd^{-b_1} \cdot m^{2 \cdot c_1} \cdot s^{-c_1} \cdot kg^{d_1} \cdot m^{-3 d_1} \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot grd^{-1}$$

Condiţiile de omogenitate dimensională a acestei ecuaţii sunt :

m : a1 +b1+2·c1-3·d1=0 ;
kg : b1+d1 +1=0 ;
grd: -b1-1=0;
s: -3·b1-c1-3=0;
Rezultă: a1=1; b1=-1; c1=0; d1=0;
Prin înlocuire în expresia grupului $\pi 1$ se obţine :

$$\pi_1 = \frac{\ell \cdot \alpha}{\lambda} = Nu$$

- criteriul Nusselt

Exprimând dimensional ecuaţia $\pi 2$ se obţine :

$$1 = m^{a_2} \cdot kg^{b_2} \cdot m^{b_2} \cdot s^{-3 \cdot b_2} \cdot grd^{-b_2} \cdot m^{2 \cdot c_2} \cdot s^{-c_2} \cdot kg^{d_2} \cdot m^{-3 \cdot d_2} \cdot m \cdot s^{-1}$$

Condiţiile de omogenitate dimensională a acestei ecuaţii sunt :

m : a2 +b2+2·c2-3·d2+1=0 ;
kg : b2+d2=0 ;
grd: -b2=0;
s: -3·b2-c2-1=0;
Rezultă: a2=1; b2=0; c2=-1; d2=0;
Prin înlocuire în expresia grupului $\pi 2$ se obţine :

$$\pi_2 = \frac{w \cdot \ell}{\nu} = Re$$

- criteriul Reynolds

Exprimând dimensional ecuaţia $\pi 3$ se obţine :

$$1 = m^{a_3} \cdot kg^{b_3} \cdot m^{b_3} \cdot s^{-3 \cdot b_3} \cdot grd^{-b_3} \cdot m^{2 \cdot c_3} \cdot s^{-c_3} \cdot kg^{d_3} \cdot m^{-3 \cdot d_3} \cdot m^{2} \cdot s^{-2} \cdot grd^{-1}$$

Condiţiile de omogenitate dimensională a acestei ecuaţii sunt :

m : a3 +b3+2·c3-3·d3+2=0 ;
kg : b3+d3=0 ;
grd: -b3-1=0;

s: $-3 \cdot b3 - c3 - 2 = 0$;
Rezultă: a3=0; b3=-1; c3=1; d3=1;
Prin înlocuire în expresia grupului $\pi 3$ se obţine :

$$\pi_3 = \frac{\nu \cdot \rho \cdot c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{a}$$ criteriul Prandtl.

Forma explicită a ecuaţiei criteriale este:

$$Nu = F(Re, Pr).$$

Sunt prezentate în continuare cele mai importante cazuri de convecţie forţatã întâlnite în instalaţiile termoenergetice.

2.1. Convecţia forţatã la curgerea fluidelor prin conducte (ţevi)

In funcţie de valorile criteriului Reynolds, Re, la curgerea fluidelor prin conducte se întâlnesc trei regimuri de curgere:

$Re < 2320$ - regim laminar;
$2320 < Re < 10^4$ - regim tranzitoriu;
$Re > 10^4$ - regim turbulent.

In regim laminar şi tranzitoriu, transferul de cãldurã este determinat de existenţa simultanã a mişcãrii libere şi forţate, iar în regimul turbulent, transferul de cãldurã depinde numai de mişcarea forţatã.

Pentru **regimul laminar de curgere**, ecuaţiile criteriale de calcul, pe domenii de valabilitate, sunt prezentate în tabelul 2.8.

Tabelul 2.8

Domeniul de valabilitate	Ecuaţia criterialã	Rel.
$Re_m < 2300$; $(Gr.Pr)_m > 8.10^5$; L/d > 50(conducte lungi)	$Nu_m = 0{,}15.Re_m^{0,33}.Pr_m^{0,43}.Gr_m^{0,1}.\ \varepsilon_t\ .\ \varepsilon_L$	2.58
$Re_m < 2300$; $(Gr.Pr)_m < 8.10^5$; $\frac{1}{Re_m \cdot Pr_m} \cdot \frac{L}{d} < 0{,}05$; $0{,}07 < \frac{\eta_p}{\eta_f} < 1500$ (lichide viscoase)	$Nu_m = 1{,}54 \cdot \left(Re_m \cdot Pr_m \cdot \frac{d_i}{L}\right)^{1/3} \cdot \varepsilon_t$	2.59
- pentru aer:	$Nu_m = 0{,}13\ .\ Re_m^{0,33}\ .\ Gr_m^{0,1}$	2.59’

Semnificaţia notaţiilor:

- indicele inferior “m” indicã faptul cã temperatura determinantã este temperatura medie calculatã cu relaţia $t_m = 0{,}5\ .\ (t_p + t_f)$, [^{O}C];
- dimensiunea determinantã X, [m], pentru calculul criteriilor Nusselt, Grashof şi Reynolds este diametrul interior al conductei, d_i ;

ε_t. - coeficient de corecţie ce ţine seama de sensul fluxului de cãldurã; (fluid - perete sau perete - fluid); se foloseşte la diferenţe mari de temperaturã între perete şi fluid şi în cazul lichidelor viscoase:

$$\varepsilon_t = \left(\frac{Pr_f}{Pr_p}\right)^{0,25}$$ - în general (2.60)

$$\varepsilon_t = \left(\frac{\eta_f}{\eta_p}\right)^{0,14}$$ - pentru lichide viscoase (2.61)

Se mai recomandã ε_t = 1,05, pentru procese de încãlzire şi ε_t = 0,95, pentru procese de rãcire;

ε_L - coeficient de corecţie ce ţine seama de intensificarea transferului de cãldurã pe porţiunea de intrare în conductã, cu valori prezentate în tabelul 2.9.

Tabelul 2.9

L / d_i	10	15	20	30	40	>50
ε_L.	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1,00

Pentru **regimul tranzitoriu de curgere**, ecuaţiile criteriale de calcul sunt prezentate în tabelul 2.10.

Tabelul 2.10

Domeniul de valabilitate	Ecuaţia criterialã	Rel.
$2000 < Re_f < 10^4$	$Nu_f = Ko \cdot Pr_f^{0,43} \cdot \varepsilon_t \cdot \varepsilon_L$	2.62
$2100 < Re_f < 10^4$	$Nu_f = 0,116 \cdot (Re_f^{2/3} - 125) \cdot Pr_f^{1/3} \cdot \varepsilon_t \cdot \varepsilon_L$	2.63

Semnificatia mãrimilor:

- indicele inferior "f" indicã faptul cã temperatura determinantã este temperatura medie a fluidului, t_f, [^oC];

- Ko - criteriul Kondratiev; valorile Ko = f(Re) sunt date în tabelul 2.11 ;

- dimensiunea determinantã X, [m], pentru calculul criteriilor Nusselt, Grashof şi Reynolds este diametrul interior al conductei, d_i ;

- ε_t. - coeficient de corectie ce ţine seama de sensul fluxului de cãldurã; (fluid – perete sau perete - fluid) , calculat cu relaţiile anterioare;

Tabelul 2.11

$Re \cdot 10^{-3}$	2,1	2,3	2,5	3,0	3,5	4,0
Ko	1,9	3,3	4,4	7,0	10,0	12,2
$Re \cdot 10^{-3}$	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0	10,0
Ko	15,5	19,5	24,0	27,0	30,0	33,0

ε_L.- coeficient de corecţie ce ţine seama de intensificarea transferului de cãldurã pe porţiunea de intrare în conductã; pentru regimul tranzitoriu, respectiv, turbulent:ε_L.=f(Re,L/d_i), cu valori prezentate în tabelul 2.12.

Tabelul 2.12

Re	L/d_I				
	10	20	30	40	>50
1.10^4	1.23	1,13	1,07	1,03	1,00
2.10^4	1,18	1,10	1,05	1,02	1,00
5.10^4	1,13	1,08	1,04	1,02	1,00
1.10^5	1,10	1,06	1,03	1,02	1,00
1.10^6	1,05	1,03	1,02	1,02	1,00

Pentru **regimul turbulent de curgere**, ecuaţiile criteriale de calcul sunt prezentate în tabelul 2.13.

Tabelul 2.13

Domeniul de valabilitate	Ecuaţia criterialã	Rel.
$Re_f > 10^4$ (ecuatie generalã)	$Nu_f = 0,021.Re_f^{0,8}.Pr_f^{0,43}.\ \varepsilon_t.\ \varepsilon_L$	2.64
$Re_f > 10^4$ (pentru lichide)	$Nu_f = 0,116\ .\ (Re_f^{2/3} - 125)\ .\ Pr_f^{1/3}\ .\ \varepsilon_t.\ \varepsilon_L$	2.65

Semnificaţia notaţiilor:

- indicele inferior "f" indicã faptul cã temperatura determinantã este temperatura medie a fluidului, t_f, [^oC];

- dimensiunea determinantã X, [m], pentru calculul criteriilor Nusselt, Grashof şi Reynolds este diametrul interior al conductei, d_i ;

ε_t. - coeficient de corecţie ce ţine seama de sensul fluxului de cãldurã; (fluid - perete sau perete - fluid) , calculat cu relaţiile anterioare;

ε_L.- coeficient de corecţie ce ţine seama de intensificarea transferului de cãldurã pe porţiunea de intrare în conductã, ε_L.=f(Re,L/d_i), cu valori prezentate în tabelul 2.12.

Indiferent de regimul de curgere, în cazul în care ţeava este înfãşuratã sub formã de serpentinã cu raza R, [m], intervine coeficientul de corecţie ε_R calculat cu relaţia:

$$\varepsilon_R = 1 + 1,77 \cdot \frac{d_i}{R} \tag{2.66}$$

2.2. Convecţia forţatã la curgerea fluidelor prin canale

2.2.1. Convecţia forţatã la curgerea fluidelor prin canale inelare

In funcţie de valorile criteriului Reynolds, Re, la curgerea fluidelor prin canale inelare (cazul schimbãtorului de cãldurã cu ţevi coaxiale), ecuaţiile criteriale sunt:

- pentru $Re_f > 3000$:

$$Nu_f = 0,023 \cdot Re_f^{0,8} \cdot Pr_f^{0,4} \cdot \left(\frac{D_i}{d_e}\right)^{0,45} \cdot \varepsilon_t \tag{2.67}$$

- pentru $5.10^3 < Re < 4.10^5$, Pr_f = 0,7…100, L/d_{ech} = 50…460 şi D_i/d_e = 1,2…1,4:

$$Nu_f = 0,017 \cdot Re_f^{0,8} \cdot Pr_f^{0,4} \cdot \left(\frac{D_i}{d_e}\right)^{0,18} \cdot \varepsilon_t \tag{2.68}$$

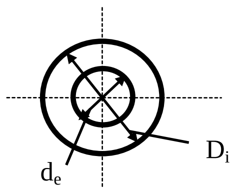


Fig.2.2

Semnificaţia notaţiilor :

- indicile inferior "f" indicã faptul cã temperatura determinantã este temperatura medie a fluidului cald sau rece, t_f;
- dimensiunea determinantã este diametrul echivalent d_{ech}, [m]. Conform figurii 2.2. se calculeazã cu relaţia:

$$d_{ech} = \frac{4 \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \left(D_i^2 - d_e^2\right)}{\pi \cdot \left(D_i + d_e\right)} = D_i - d_e \text{ , [m]} \qquad (2.69)$$

unde : D_i , [m] este diametrul interior al ţevii exterioare;
d_e , [m] - diametrul exterior al ţevii interioare;

- ε_t - coeficient de corecţie ce tine seama de sensul fluxului de cãldurã; se calculeazã cu relaţiile anterioare.

2.2.2. Convecţia forţatã la curgerea fluidelor prin canale de secţiune dreptunghiularã

In general, fluidul de lucru este un gaz. Pentru Re > 2320, ecuaţia criterialã de calcul este:

$$Nu_f = 0{,}0018 \,.\, Re_f^{0,8} \qquad (2.70)$$

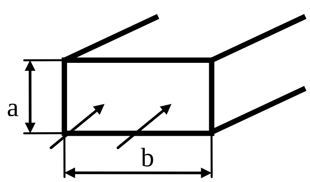


Fig. 2.3

Semnificaţia notaţiilor :

- indicile inferior "f" indicã faptul cã temperatura determinantã este temperatura medie a gazului, t_f, [^oC] ;
- dimensiunea determinantã este diametrul echivalent, d_{ech}, [m]. Conform figurii.2.3, se calculeazã cu relaţia:

$$d_{ech} = 4 \cdot \frac{a \cdot b}{2 \cdot (a + b)} = 2 \cdot \frac{a \cdot b}{a + b} \text{ , [m]} \qquad (2.71)$$

unde, a şi b sunt laturile pdreptunghiului ;

2.2.3 Convecţia forţatã la curgerea fluidelor prin canale de secţiune pãtratã

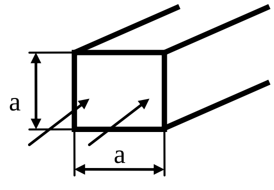


Fig.2.4

Dimensiunea determinantã este diametrul echivalent, d_{ech}, [m], (figura 2.4), calculat cu relaţia:

$$d_{ech} = \frac{4 \cdot a^2}{4 \cdot a} = a, \text{ [m]} \qquad (2.72)$$

unde, a este latura pãtratului.

In general, fluidul de lucru este un gaz. Pentru Re > 2320, ecuaţia criterialã de calcul este relaţia de la canalul dreptunghiular.

2.2.4. Convecţia forţatã la curgerea fluidelor prin spaţiul dintre corpul aparatului şi fasciculul de ţevi

In cazul curgerii fluidelor prin spaţiul dintre corpul aparatului şi fasciculul de ţevi (cazul aparatelor multitubulare), ecuaţiile criteriale, funcţie de construcţia aparatului, sunt prezentate în tabelul 2.14.

Tabelul 2.14

Dom. de valabilitate	Ecuaţia criterialã	Obs.	Rel.
$200<Re_f<2.10^4$	$Nu_f= 1,16.d_{ech}^{0,6}.Re_f^{0,6}.Pr_f^{0,33}.\varepsilon_t$	fãrã şicane	2.73
$4<Re_f<5.10^4$	$Nu_f= 0,22.Re_f^{0,6}.Pr_f^{0,33}.\ \varepsilon_t$	şicane segment	2.74

Semnificaţia notaţiilor :

- indicile inferior “f” indicã faptul cã temperatura determinantã este temperatura medie a gazului, t_f, [^oC] ;

- dech, [m] este diametrul echivalent; indiferent de modul de amplasare a ţevilor în plãcile tubulare, se calculeazã cu relaţia:

$$d_{ech} = \frac{4\cdot\frac{\pi}{4}\cdot\left(D_i^2 - n\cdot d_e^2\right)}{\pi\cdot(D_i + n\cdot d_e)} = \frac{D_i^2 - n\cdot d_e^2}{D_i + n\cdot d_e}\ ,\ [m] \qquad (2.75)$$

unde: D_i , [m] - diametrul interior al corpului aparatului;

n - numãrul de ţevi.

ε_t - coeficient de corecţie ce ţine seama de sensul fluxului de cãldurã; se calculeazã cu relaţiile anterioare.

2. 3. Convecţia forţatã la curgerea transversalã a fluidelor peste o ţeavã singularã

Funcţie de domeniul de valabilitate, ecuaţiile criteriale de calcul sunt prezentate în tabelul 2.15.

Tabelul 2.15

Domeniul de valabilitate	Ecuaţia criterialã	Rel.
$40 < Re_f <10^3$	$Nu_f = 0,52\ .\ Re_f^{0,5}\ .\ Pr_f^{0,37}\ .\ \varepsilon_t$	2.76
$10^3 < Re_f < 2.10^5$	$Nu_f = 0,60.\ Re_f^{0,5}\ .\ Pr_f^{0,31}\ .\ \varepsilon_t$	2.77
$3.10^5 < Re_f < 2.10^6$	$Nu_f = 0,23.\ Re_f^{0,8}\ .\ Pr_f^{0,37}\ .\ \varepsilon_t$	2.78

Semnificaţia notaţiilor :

- indicile inferior “f” indicã faptul cã temperatura determinantã este temperatura medie a fluidului, t_f, [^oC] ;

- dimensiunea determinantã este d_e, [m] , diametrul exterior al ţevii;

- ε_t - coeficient de corecţie ce ţine seama de sensul fluxului de cãldurã; se calculeazã cu relaţiile anterioare.

2.5. Convecţia forţatã la curgerea fluidelor peste un fascicul de ţevi netede

Amplasarea ţevilor în fascicul se poate face în douã moduri :

- amplasare în coridor (paralel) (fig.2.5,a) : din punct de vedere fluidodinamic, amplasarea este avantajoasã, deoarece pierderile de presiune sunt minime ; din punct de vedere al transferului de cãldurã, amplasarea nu este avantajoasã, deoarece transferul de cãldurã între fluid şi ţevi este maxim numai pentru primul rând de ţevi ;

- amplasare în şah (alternant) (fig.2.5,b) : din punct de vedere fluidodinamic, amplasarea nu este avantajoasã, deoarece pierderile de presiune sunt maxime ; din punct de vedere al transferului de cãldurã, amplasarea este avantajoasã, deoarece transferul de cãldurã între fluid şi ţevi este maxim pentru primele douã rânduri de ţevi.

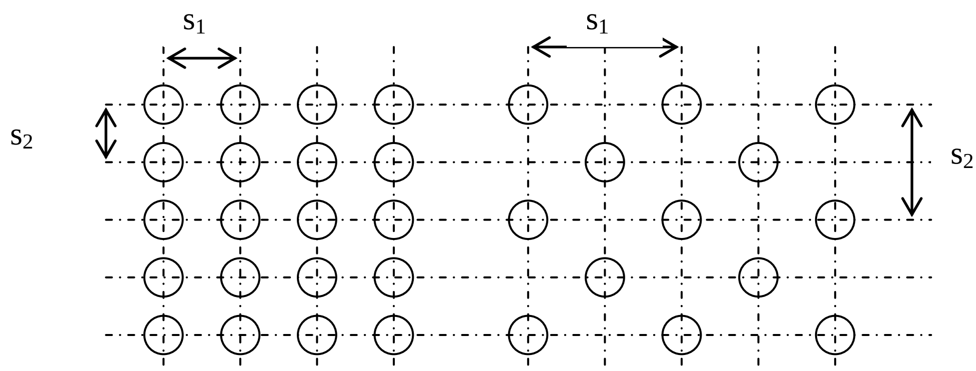


Fig.2.5

In calculul criteriului Reynolds, intervine viteza maximã a fluidului în secţiunea minimã de curgere dintre douã ţevi vecine; depinde de amplasarea ţevilor şi de dimensiunile constructive ale fasciculului de ţevi:

- pentru fascicul în coridor:

$$w_{max} = w \cdot \frac{s_1}{s_1 - d_e}, \text{ [m/s]} \tag{2.79}$$

- pentru fascicul în sah:

- cu $s_1 \geq \sqrt{\left(\frac{s_1}{2}\right)^2 + s_2^2}$
$$w_{max} = w \cdot \frac{s_1}{s_1 - d_e}, \text{ [m/s]} \tag{2.80}$$

- cu $s_1 \leq \sqrt{\left(\frac{s_1}{2}\right)^2 + s_2^2}$
$$w_{max} = w \cdot \frac{s_1}{\sqrt{\left(\frac{s_1}{2}\right)^2 + s_2^2} - d_e}, \text{ [m/s]} \tag{2.81}$$

unde : s_1, [m] este pasul longitudinal ;
s_2, [m] – pasul transversal.

La curgerea fluidelor transversal peste un fascicul de ţevi, ecuaţiile criteriale de calcul sunt prezentate în tabelul 2.15.

Tabelul 2.16

Domeniul de valabilitate	Ecuaţia criterialã	Rel.
	Fascicul în coridor	
- laminar $Re < 10^5$	$Nu_f = 0,56.\ Re_f^{0,5}\ .\ Pr_f^{0,36}\ .\ \varepsilon_t$	2.82
- turbulent $Re > 10^5$	$Nu_f = 0,22.\ Re_f^{0,65}\ .\ Pr_f^{0,36}\ .\ \varepsilon_t$	2.83
	Fascicul în şah	
- laminar $Re < 10^5$	$Nu_f = 0,56.\ Re_f^{0,5}\ .\ Pr_f^{0,36}\ .\ \varepsilon_t$	2.84
-turbulent $Re > 10^5$	$Nu_f = 0,40.\ Re_f^{0,6}\ .\ Pr_f^{0,36}\ .\ \varepsilon_t$	2.85

Semnificaţia notaţiilor :

- indicile inferior "f" indicã faptul cã temperatura determinantã este temperatura medie a fluidului, t_f, [^oC];

- dimensiunea determinantã este diametrul exterior al ţevilor, d_e, [m];

- ε_t - coeficient de corecţie ce ţine seama de sensul fluxului de cãldurã; se calculeazã cu relaţiile anterioare.

2.4. Convecţia forţatã la curgerea pelicularã a lichidelor pe suprafeţe verticale

In cazul curgerii peliculare a lichidelor în interiorul sau exteriorul ţevilor verticale (cazul schimbãtoarelor de cãldurã multitubulare verticale), algoritmul de calcul cuprinde urmãtoarele mãrimi:

- coeficientul de curgere pelicularã:

$$\Gamma = \frac{\dot{m}}{L_c \cdot n}\ ,\ [kg/m.s] \qquad (2.86)$$

unde: m , [kg/s] reprezintã debitul masic de lichid;

L_c , [m] - lungimea de calcul: $L_c = \pi.\ d_i$, pentru curgerea pelicularã în interiorul ţevilor verticale şi $L_c = \pi\ .\ d_e$, pentru curgerea pelicularã în exteriorul ţevilor verticale;

n - numãrul ţevilor din aparat;

- criteriul Reynolds:

$$Re = \frac{4 \cdot \Gamma}{\eta} = \frac{4 \cdot \Gamma}{\nu \cdot \rho} \qquad (2.87)$$

- criteriul Galilei:

$$Ga = \frac{g \cdot H^3}{\nu^2} \qquad (2.88)$$

unde, H , [m] este înãlţimea activã a ţevilor.

In funcţie de domeniul de valabilitate, ecuaţiile criteriale sunt prezentate în tabelul 2.17.

Tabelul 2.17

Regimul de curgere	Ecuaţia criterialã	Rel.
$Re_f < 2000$	$Nu_f = 0,67.(Ga^2\ .\ Re\ .\ Pr^3\ )_f^{1/9}$	2.89
$Re_f > 2000$	$Nu_f = 0,01.(Ga\ .\ Re\ .\ Pr\ )_f^{1/3}$	2.90

Semnificaţia notaţiilor :

- indicele “f” indicã faptul cã temperatura determinantã este temperatura medie a lichidului, t_f, [^oC] ;

- dimensiunea determinantã este H, [m] - înãlţimea ţevilor.

2.5. CONVECŢIA TERMICÃ CU SCHIMBAREA STÃRII DE AGREGARE A FLUIDELOR

2.5.1. Condensarea

Condensarea este un proces izobar-izoterm de transformare a vaporilor în lichid. Are loc cu cedarea cãldurii de condensare unui agent de rãcire.

Coeficientul de convecţie se calculează cu relaţiile:

- condensare pe ţeavã orizontalã:

$$\alpha_o = 0{,}728 \cdot \sqrt[4]{\frac{g \cdot \rho^2 \cdot \lambda^3 \cdot l_c}{\eta \cdot d_e \cdot (t_f - t_p)}} \text{ , [W/m}^2\text{.grd]} \quad (2.91)$$

- condensare pe fascicul de ţevi orizontale:

$$\alpha_f = 0{,}728 \cdot \sqrt[4]{\frac{g \cdot \rho^2 \cdot \lambda^3 \cdot l_c}{\eta \cdot d_e \cdot (t_f - t_p)}} \cdot N_v^{-1/6} \text{ , [W/m}^2\text{.grd]} \quad (2.92)$$

unde: N_v reprezintã jumãtate din numãrul de ţevi pe verticalã din fascicul; într-o primã aproximaţie, se recomandã N_v = 4…10.

- condensare în interiorul ţevilor orizontale:

$$\alpha_i = C \cdot \sqrt[4]{\frac{g \cdot \rho^2 \cdot \lambda^3 \cdot l_c}{\eta \cdot d_i \cdot (t_f - t_p)}} \text{ , [W/m}^2\text{.grd]} \quad (2.93)$$

relaţie în care constanta C = 0,56, pentru amoniac, C = 0,555, pentru abur şi C = 0,72, pentru freoni;

- condensare pe ţeavã verticalã:

$$\alpha_v = 1{,}15 \cdot \sqrt[4]{\frac{g \cdot \rho^2 \cdot \lambda^3 \cdot l_c}{\eta \cdot H \cdot (t_f - t_p)}} \text{ , [W/m}^2\text{.grd]} \quad (2.94)$$

In aceste relaţii, t_p , [^oC], este temperatura peretelui ţevii, iar l_c, [J/kg], cãldura latentã masicã de condensare.

Obs. Parametrii termofizici se determinã din tabelele corespunzãtoare la temperatura medie a fluidului ce condenseazã, t_f, [^oC], pentru starea de lichid saturat.

2.5.2.. Fierbere (vaporizare)

Fierberea este un proces izobar-izoterm de transformare a lichidului în vapori.
Are loc cu absorbţia càldurii de fierbere de la un agent cald.

In cazul fierberii pe fascicul de ţevi orizontale netede, coeficientul de convecţie se calculeazã cu relaţiile:

- pentru amoniac:

$$\alpha = 567{,}87 \cdot (t_p - t_f)^{2/3} \text{ , [W/m}^2\text{.grd]} \quad (2.95)$$

sau: $\alpha = 570 \cdot d_e/d_i \cdot (t_p - t_f)$, [W/m^2.grd] (2.96)

- pentru apã:

$$\alpha = 0,0325 \cdot p_f^{0,58} \cdot (t_p - t_f)^{2,33} \text{ , [W/m}^2\text{.grd]} \tag{2.97}$$

unde, p_2 , [Pa] este presiunea de fierbere a apei;

- pentru apã sau lichide organice:

$$\alpha = 3,14 \cdot q^{0,7} \cdot p_f^{0,15} = 3,86 \cdot (t_p - t_f)^{2,33} \cdot p_f^{0,5}, \text{ [W/m}^2\text{.grd]} \tag{2.98}$$

unde: p_f , [bar] este presiunea de fierbere a apei;

q, [W/m^2] - densitatea de flux termic.

- pentru un lichid alimentar:

$$\alpha_l = \alpha \cdot \left(\frac{\lambda_l}{\lambda}\right)^{0,75} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho}\right)^{0,7} \cdot \left(\frac{c_{pl}}{c_p}\right)^{0,12} \cdot \left(\frac{\eta_l}{\eta}\right)^{-0,94} \text{ , [W/m}^2\text{.grd]} \tag{2.99}$$

relaţie în care mãrimile notate cu indicele inferior “l” se referã la lichidul alimentar, iar cele fãrã indice, se referã la apã.

In cazul fierberii R22 pe fascicul de ţevi orizontale nervurate (cazul freonilor), coeficientul de convecţie se calculeazã cu relaţia:

$$\alpha_e = 32,7 \cdot q^{0,45} \cdot p_f^{0,45} = 528 \cdot (t_p - t_f)^{0,82} \cdot p_f^{0,45}, \text{ [W/m}^2\text{.grd]} \tag{2.100}$$

cu p_2 , [bar], presiunea de fierbere sau vaporizare; este indicatã sau se determinã din tabele sau diagrame, funcţie de temperatura t_f, [^{o}C];

In cazul fierberii amoniacului în interiorul tevilor orizontale, relaţia de calcul este:

$$\alpha = 1,04 \cdot \frac{\dot{m}^{0,2} \cdot q_{Si}^{0,6}}{d_i^{0,6}} \text{ , [W/m}^2\text{.grd] ,} \tag{2.101}$$

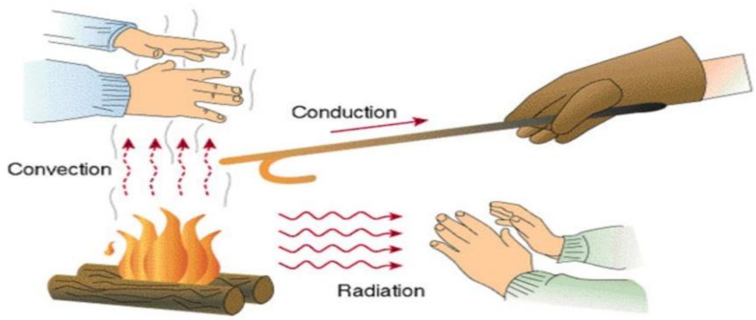
unde: m, [kg/s] este debitul masic de amoniac; se determinã din calculul instalaţiei frigorifice aferente;

q_{Si}, [W/m^2] - densitatea de flux termic raportatã la suprafaţa interioarã de transfer de cãldurã;

d_i, [m] - diametrul interior al ţevii.

Capitolul 3
RADIAŢIA TERMICĂ

Radiaţia este un fenomen de transport de energie prin unde electromagnetice. Mecanismul de transformare a energiei termice în energie radiantă, pe baza interpretării lui Planck, se poate prezenta astfel: în urma unui şoc (între molecule, atomi, electroni liberi) în interiorul unui corp, electronii sunt scoşi din starea de echilibru şi trec de la un nivel energetic la altul (de la o orbită la alta). La revenirea în poziţia iniţială (la nivelul energetic iniţial) care reprezintă o stare de stabilitate mai mare, energia termică primită în urma şocului se eliberează sub forma undelor electromagnetice care se emit în spaţiu.



Formele de radiaţie se deosebesc numai prin lungimea de undă λ sau frecvenţa ν legate prin relaţia:

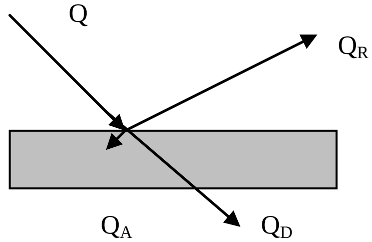
$$\lambda \cdot \nu = c \;, [m/s], \qquad (3.1)$$

unde, $c = 3.10^8$ m/s este viteza luminii.

Radiaţia termică este rezultatul transformării energiei interne a corpurilor în energie a undelor electromagnetice cu λ = (0,1…100) μm, cuprinzând domeniul radiaţiilor vizibile şi infraroşii.

3.1. Mãrimi caracteristice radiaţiei termice

Fluxul radiant, Φ , incident pe suprafaţa unui corp (fig.3.1) se distribuie astfel:



Φ_A – este flux absorbit;
Φ_R – este flux reflectat;
Φ_D - este flux difuzat (străbate corpul).

Fig.3.1

Ecuaţia de bilant energetic este:

$$\Phi = \Phi_A + \Phi_R + \Phi_D \tag{3.2}$$

sau:

$$1 = \frac{\Phi_A}{\Phi} + \frac{\Phi_R}{\Phi} + \frac{\Phi_D}{\Phi} = A + R + D \tag{3.3}$$

unde: A este coeficientul de absorbţie;
R – coeficientul de reflexie;
D – coeficientul de difuzie (permiabilitate).

Coeficienţii A, R şi D pot lua valori cuprinse între 0 şi 1 funcţie de natura corpului, starea suprafeţelor, spectrul radiaţiei incidente şi temperaturã. In functie de aceste valori, se poate face o clasificare a corpurilor:

- pentru A = 1; R = D = 0 , corpul este absolut negru (radiator integral);
- pentru R = 1; A = D = 0 , corpul este absolut alb;
- pentru D = 1; A = R = 0 , corpul este diaterm (transparent).

In naturã, corpurile sunt cenuşii (A < 1), absorbind pe toate lungimile de undă o anumită proporţie din radiaţiile incidente.

Suprafaţa unui corp poate fi:

- lucie, dacă reflectă radiaţia incidentă într-o direcţie determinată, unghiul de incidenţă fiind egal cu cel de reflexie;
- mată, dacă reflectă radiaţia incidentã în toate direcţiile.

__Fluxul radiant unitar__ (putere totală de emisie), E, reprezintã fluxul radiant pe unitatea de suprafaţă a unui corp în toate direcţiile şi pe toate lungimile de undă :

$$E = \frac{d\Phi}{dS}, [W/m^2] \tag{3.4}$$

__Intensitatea de radiaţie__, I_λ, reprezinta energia radiantă de unitatea de suprafaţă a unui corp în unitate de timp, pe o anumită lungime de undă:

$$I_\lambda = \frac{dE}{d\lambda}, [W/m^3] \tag{3.5}$$

__Factorul de emisie__, ε, este raportul între puterea totală de emisie a unui corp oarecare, E, şi puterea totalã de emisie a corpului negru, E_o:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_o} \tag{3.6}$$

3.2. Legile radiaţiei termice

Legea lui Planck reprezintã legea de distribuţie a intensităţii de radiaţie, $I_{\lambda,0}$, pentru corpul negru, la diferite temperaturi:

$$I_{\lambda,0} = \frac{C_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)}, [W/m^3], \tag{3.7}$$

unde: C_1 este prima constantă Planck, cu valoarea $C_1 = 0{,}374 \cdot 10^{-15}$, [W/m²];

C_2 este a doua constantă Planck, cu valoarea $C_2 = 1{,}4388 \cdot 10^{-2}$, [m .K].

Relaţia (3.7) a fost stabilită pe cale analitică: arată că $I_{\lambda)} \to 0$ pentru $\lambda \to 0$ şi $\lambda \to \infty$ şi are un maxim pentru fiecare temperatură.

Legea lui Planck prezintă două cazuri extreme:

- pentru $\lambda T >> C_2$, **legea Reyleigh–Jeans**, care, prin dezvoltarea în serie a termenului $e^{\frac{c_2}{\lambda T}}$, se reţin primii doi termeni:

$$e^{\frac{c_2}{\lambda \cdot T}} = 1 + \frac{1}{1}\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right)^2 + ... \tag{3.8}$$

rezultă:

$$I_{\lambda,o} = \frac{C_1 \cdot T}{C_2 \cdot \lambda^4}, \text{ [W/m}^3\text{]} \tag{3.9}$$

- pentru $\lambda T << C_2$, **legea Wien**, se neglijează unitatea:

$$I_{\lambda,o} = \frac{C_1}{\lambda^5 \cdot e^{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}}}, \text{ [W/m}^3\text{]} \tag{3.10}$$

Maximul relatiei (3.10) se determinã anulând derivata:

$$\frac{dI_{\lambda 0}}{d\lambda} = 0 \tag{3.11}$$

obtinându-se:

$$\lambda_{max} \cdot T = 2{,}89 \cdot 10^{-3} \text{ [m .·K] ,} \tag{3.12}$$

relaţia Wien arãtând cã maximul intensitãţii de radiaţie se deplasează cu creşterea temperaturii spre lungimi de undă mai mici.

Legea Ştefan–Boltzman, stabileşte dependenţa puterii totale de emisie de temperatura corpului absolut negru:

$$E_0 = \int_o^{\infty} I_{\lambda,0} \cdot d\lambda = C_0 \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4, \text{ [W/m}^2\text{]} \tag{3.13}$$

unde, $C_0 = 5{,}67 \dfrac{W}{m^2 \cdot K^4}$ este coeficientul de radiaţie al corpului negru.

Pentru corpurile cenuşii: $E = \varepsilon \cdot E_o = \varepsilon \cdot c_0 \cdot \left(\dfrac{T}{100}\right)^4$, [W/m^2]

(3.14)

unde, ε este factorul de emisie (depinde de natura materialului şi de starea suprafeţelor).

Legea lui Kirchoff stabileşte legătura dintre cantitatea de energie emisă şi cea absorbită de un corp, în anumite condiţii de temperatură. Se obţine simplu considerând mai multe corpuri aflate într-o incintă închisă de mari dimensiuni, admisă corp negru.

Pentru fiecare corp, în condiţiile echilibrului termodinamic, energia emisă egală cu energia absorbită.

$$E_1 = A_1 \cdot E_o = E_2 = A_2 \cdot E_o \tag{3.15}$$

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \dots = E_o = f(T) \tag{3.16}$$

$$E = \varepsilon \cdot E_0 = A \cdot E_0 \Rightarrow \varepsilon = A \tag{3.17}$$

deci, pentru un corp în echilibru termodinamic coeficientul de absorbţie egal cu factorul de emisie.

Capacitatea de radiaţie a unui corp este cu atât mai mare cu cât capacitatea sa de absorbţie este mai mare.

3.3. Transferul de căldură prin radiaţie între un corp şi un gaz

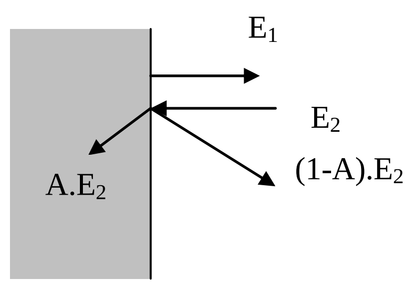


Fig.3.2

O parte din energia incidentă, E_2, pe suprafaţa unui corp este absorbită ($A.E_2$), iar cealaltă parte este reflectată, $(1\text{-}A).E_2$ (fig.3.2).

Suma dintre energia proprie şi cea reflectată se numeşte energie efectivă:

$$E_{ef} = E_1 + (1 - A) \cdot E_2 \tag{3.18}$$

Diferenţa dintre fluxul radiant si cel absorbit se numeşte fluxul radiaţiei rezultante:

$$E_{rez} = E_1 - AE_2 = E_{ef} - E_2 \tag{3.19}$$

3.4. Transferul de căldură prin radiaţie între două suprafeţe plane paralele separate printr-un mediu transparent radiaţiei termice

Conform ecuaţiei de bilanţ pentru radiaţia efectivă aplicată celor două suprafeţe, se obţine:

$$\begin{cases} E_{1ef} = E_1 + (1 - A_1) \cdot E_{2ef} \\ E_{2ef} = E_2 + (1 - A_2) \cdot E_{1ef} \end{cases} \tag{3.20}$$

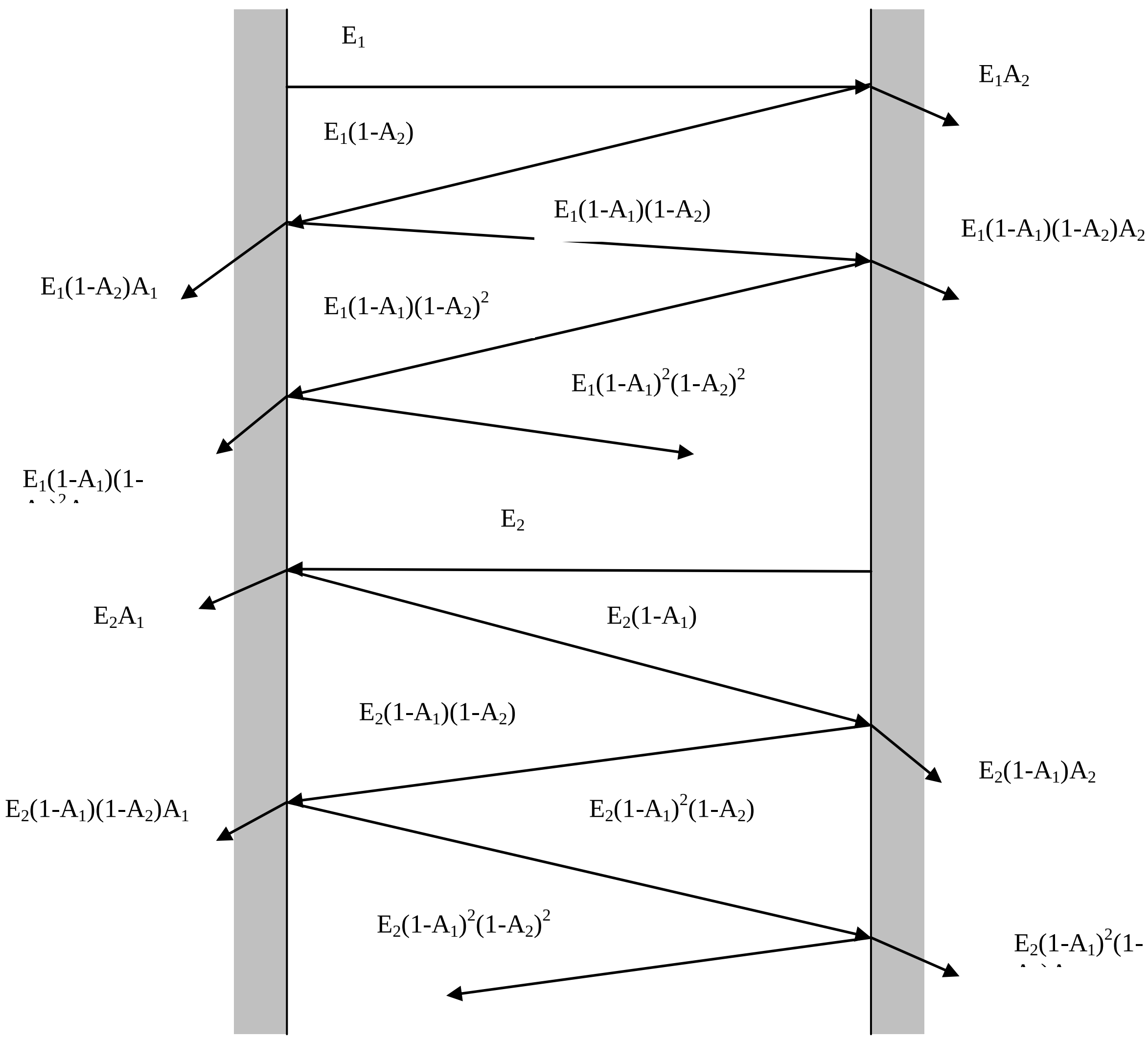


Fig.3.3

Rezultă:

$$\begin{cases} E_{1ef} = \dfrac{E_1 + E_2 - A_1 \cdot E_2}{A_1 + A_2 - A_1 \cdot A_2} \\ E_{2ef} = \dfrac{E_1 + E_2 - A_2 \cdot E_1}{A_1 + A_2 - A_1 \cdot A_2} \end{cases} \tag{3.21}$$

Densitatea fluxului radiant transmisă de la suprafaţa 1 la suprafaţa 2 va fi:

$$q_{12} = E_{1ef} - E_{2ef} = \frac{A_2 \cdot E_1 - A_1 \cdot E_2}{A_1 + A_2 - A_1 \cdot A_2} = \frac{A_2 \cdot A_1 \cdot C_0 . \left[\left(\dfrac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\dfrac{T_2}{100}\right)^4\right]}{A_1 + A_2 - A_1 \cdot A_2} =$$

$$= \frac{\left(\dfrac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\dfrac{T_2}{100}\right)^4}{\dfrac{1}{A_1 . C_0} + \dfrac{1}{A_2 \cdot C_0} - \dfrac{1}{C_0}} = \frac{\left(\dfrac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\dfrac{T_2}{100}\right)^4}{\dfrac{1}{C_1} + \dfrac{1}{C_2} - \dfrac{1}{C_0}} = C_{12} \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right]$$

(3.22)

unde: $C_{12} = \dfrac{1}{\dfrac{1}{C_1} + \dfrac{1}{C_2} - \dfrac{1}{C_o}}$ este coeficientul redus de radiaţie (3.23)

În calculele practice se poate utiliza şi dependenţa:

$$C_{12} = \varepsilon_{12} \cdot C_o \tag{3.24}$$

deci:

$\varepsilon_{12} = \dfrac{1}{\dfrac{1}{\varepsilon_1} + \dfrac{1}{\varepsilon_2} - 1}$ este coeficientul de negreală redus. (3.25)

$$q_{12} = \varepsilon_{12} \cdot C_o \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right] \tag{3.26}$$

cu

$$\varepsilon_{12} = \frac{1}{\dfrac{1}{\varepsilon_1} + \dfrac{S_1}{S_2} \cdot \left(\dfrac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)} \tag{3.27}$$

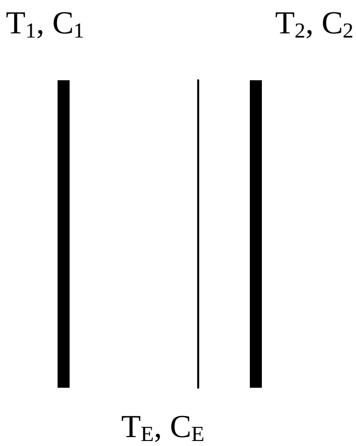


Fig.3.4

Uneori, în diverse domenii ale tehnicii, este necesar să se reducă transferul de căldură prin radiaţie. Acest lucru se obţine prin introducerea unor ecrane între cele două suprafeţe (fig. 3.4).

Ecranul este reprezentat printr-o foiţă metalică subţire cu o mare capacitate de reflectare:

$$q_{1E} = \frac{\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_E}{100}\right)^4}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_E} - \frac{1}{C_o}} \tag{3.28}$$

$$q_{E2} = \frac{\left(\frac{T_E}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4}{\frac{1}{C_E} + \frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_o}} \tag{3.29}$$

Dacă, pentru simplificare, se admite $C_1 = C_2 = C_E$, se obţine:

$$\left(\frac{T_E}{100}\right)^4 = \frac{\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 + \left(\frac{T_2}{100}\right)^4}{2} \tag{3.30}$$

deci:

$$q_{12}^{E} = \frac{C_{12}}{2}\left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right] = \frac{q_{12}}{2} \tag{3.31}$$

Generalizând pentru “n” ecrane, cu condiţia $C_{E1} = C_{E2} = ... = C_{En} = C_1 = C_2$, se obţine:

$$q_2^{E} = \frac{q_{12}}{n+1} \tag{3.32}$$

Capitolul 4

TRANSFERUL TOTAL (GLOBAL) DE CĂLDURĂ

În majoritatea cazurilor practice, căldura este transmisă între corpuri prin două sau prin toate cele trei procese combinate simultan. Conducţia termică apare numai în corpurile solide sau în fluidele stagnante. Transferul de căldură prin convecţie este însoţit întodeauna de conducţie.

Numeroase aplicaţii tehnice presupun transferul de căldură între două fluide printr-un perete despărţitor, aşa încât aceasta se realizează prin conducţie şi convecţie termică, la temperaturi înalte apărând şi radiaţia termică.

Apar două cazuri distincte:

- procese de transfer de căldură la temperaturi moderate în care apar conducţia şi convecţia termică (aparate schimbãtoare de cãldurã, conducte care transportã fluide calde etc.).În acest caz radiaţia este neglijată. (t_{fluid} < 350° C):

$$\Phi = q_{conv} \cdot S = \alpha_{conv} \cdot S \cdot (t_{f1} - t_{f2}) \text{ , [W]} \tag{4.1}$$

unde α_{conv}, [W/m^2·grd] este coeficientul de convectie

- procese de transfer de căldură la temperaturi ridicate în care apar conducţia, convecţia şi radiaţia termică (cuptoare, focarele cazanelor de abur etc.) (t_f > 350° C)

$$\Phi = \alpha \cdot S \cdot (t_f - t_p) \tag{4.2}$$

unde, α, [W/m^2.grd] este coeficientul complex de transfer de cãldurã (convecţie şi radiaţie), calculat cu relaţia:

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_r = \alpha_c + \frac{\varepsilon \cdot C_o \left[\left(\frac{T_f}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_p}{100} \right)^4 \right]}{t_f - t_p} \text{ , [W/m}^2\text{.grd]} \tag{4.3}$$

Pentru considerarea simultană a celor trei procese de transfer termic se defineste coeficientul global de schimb de caldură.Astfel, fluxul termic total Φ, schimbat între două fluide printr-un perete plan sau cilindric se exprimă prin:

$$\Phi = q_s \cdot S = k_s \cdot S(t_1 - t_2) \qquad \text{[W]}$$

sau

$$\Phi = q_l \cdot L = k_l \cdot L(t_1 - t_2) \qquad \text{[W]}$$

unde:

k_s,k_l [W/m^{2}K] - coeficienti globali de transfer de căldură pentru perete plan respectiv cilindric.

S, L [m^2],[m] – suprafata peretelui plan, respectiv lungimea cilindrului.

Coeficientul global de transfer de căldură se exprimă prin:

$$k_s = \frac{1}{R_{tot}} \text{ [W/m}^2\text{K]} \qquad k_l = \frac{1}{R_{l\,tot}} \text{[W/mK]}$$

unde:

R_{tot} , $R_{l\,tot}$ – rezistenţa termică a peretelui plan respectiv cilindric.

In general, la aparatele schimbãtoare de cãldurã suprafata de transfer de cãldurã între cele două fluide este o suprafatã cilindricã. Dacã este îndeplinitã conditia d_e / d_i < 1,5 (2), pentru calculul coeficientului total de transfer de cãldurã , k , se poate utiliza relatia de la peretele plan:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum R_t + \frac{1}{\alpha_2}} \text{ , [W/m}^2\text{.grd]} \qquad (4.4)$$

unde: α_1 , [W/m^2.grd] este coeficientul de convectie pentru fluidul cald;

$\sum R_t$, [m^2.grd/W] - suma rezistentelor termice interioare, R_i, sau exterioare, R_e, suprafetei de transfer de cãldurã;

α_2 , [W/m^2.grd] - coeficientul de convectie de partea fluidului rece.

Coeficientul total de transfer de cãldurã raportat la suprafata interioarã de transfer de cãldurã se calculeazã cu relatia:

$$k_{Si} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_2} \cdot \frac{d_e}{d_i} + R_i + \frac{1}{\alpha_1}} \text{ , [W/m}^2\text{.grd]} \qquad (4.5)$$

Coeficientul total de transfer de cãldurã raportat la suprafata exterioarã de transfer de cãldurã se calculeazã cu relatia:

$$k_{Se} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} \cdot \frac{d_e}{d_i} + R_{ei} + \frac{1}{\alpha_2}} \text{ , [W/m}^2\text{.grd]} \qquad (4.6)$$

Valori aproximative (statistice) ale coeficientului total de transfer de cãldurã, k, pentru o serie de aparate schimbãtoare de cãldurã tubulare de construcţie curentã sunt prezentate în tabelul 4.1 şi în tabelul 4.2, pentru diverse medii de lucru si condiţii de funcţionare.

Tabelul 4.1

Tipul constructiv al aparatului	Natura fluidelor	k, [W/m^2.grd]
Schimbãtor de cãldurã cu ţevi coaxiale (tip ţeavã în ţeavã)	Gaz (1 bar) - gaz (1 bar)	12…36
	Gaz (200…300 bar) în interior - gaz (1bar) în spaţiul inelar	25…60
	Gaz (200…300 bar) - gaz (200…300 bar)	180…470
	Gaz (200…300 bar) în interior - lichid în spaţiul inelar	230…600

	Lichid – lichid	350…1400
	Lichid – amoniac	580…700
	Apa - amoniac	700…800
Schimbãtor de cãldurã cu elemente şi multitubular	Gaz (1 bar) - gaz (1 bar)	6…35
	Gaz (200…300 bar) prin ţevi - gaz (200…300 bar) peste ţevi	175…450
	Gaz (200…300 bar) peste ţevi - lichid prin ţevi	120…420
	Gaz (1 bar) - lichid	18…70
	Gaz (200…300 bar) prin ţevi - lichid peste ţevi	230…700
	Lichid – lichid	170…1200
	Vapori supraîncãlziţi peste ţevi - lichid prin ţevi	350…1200
	Saramurã - amoniac	580…700
	Apa – amoniac (condensator cu elemente)	700…810
	Apa – amoniac (condensator multitubular orizontal)	700...1400
	Apa – amoniac (condensator multitubular vertical)	810...1470

Tabelul 4.1 (continuare)

Tipul constructiv al aparatului	Natura fluidelor	k ,W/m^2.grd
Vaporizator	Amoniac - saramurã	240…820
	Lichid cu densitate compatibilã apei, în circulaţie naturalã -abur supraîncãlzit ce condenseazã	580…1800
	Lichid cu densitate compatibilã uleiurilor, în circulaţie naturalã- - abur supraîncãlzit ce condenseazã	350…940
	Lichid în circulaţie forţatã - abur ce condenseazã	930…3000
Condensator *	Agenti frigorifici (condensare peste ţevi) - apã prin ţevi	350…1200
	Abur (condensare peste ţevi) - apã prin ţevi	1800…4100

Obs: * Valorile din tabel corespund vaporilor puri. In prezenta unor gaze necondensabile, valoarea coeficientului k scade cu participatia acestuia în amestec.

Tabelul 4.2

Mediile de lucru şi condiţiile de funcţionare		k , W/m^2.grd
Fluidul cald	Fluidul rece	
Abur	Apã: - - încãlzitor instantaneu - - încãlzitor cu rezervor	2268…3408 988…1704

	Combustibili lichizi: - grei - uşori	57…170 170…341
	Petrol uşor, distilat	284…1135
	Soluţii apoase	567…3408
	Gaze	28…284
	Aer comprimat	57…170
	Apã (rãcitor de apã în manta)	849…1558
	Ulei de ungere	114…341
	Vapori de ulei în condensare	227…567
Apã	Alcool în condensare	256…680
	Amoniac în condensare	849…1420
	Freon 12: - în condensare - în fierbere	453…849 284…849
	Gazolinã	342…512
	Pacurã	198…342
	Saramurã	567…1135
Compuşi organici uşori	Compuşi organici uşori	227…426
Compuşi organici grei	Compuşi organici: - grei - uşori	57…227 57…342

Pentru vaporizatoarele frigorifice, valorile coeficientului total de transfer de cãldurã sunt prezentate în tabelul 4.3.

Tabelul 4.3

Tip constructiv	Natura fluidelor	k, [W/m^2.grd]
Teavã în ţeavã	Lichid -amoniac	580…700
Multitubular orizontal cu ţevi netede	Saramurã - amoniac	580…700

Pentru condensatoarele frigorifice, valorile coeficientului total de transfer de cãldurã sunt prezentate în tabelul 4.4.

Tabelul 4.4

Tip constructiv	Natura fluidelor	k, [W/m^2.grd]
Teavã în ţeavã	Apã - amoniac	700…800
Cu elemente	Apã - amoniac	700…810
Multitubular orizontal	Apã - amoniac	700…1400
Multitubular vertical	Apã - amoniac	810…1470

In cazul transferului de cãldurã între douã fluide separate printr-un perete, pe suprafaţa interioarã sau exterioarã a acestuia se depun o serie de impuritãţi (piatrã, ulei frigorific, funingine etc.). Prezenţa acestor depuneri introduce o rezistenţã termicã suplimentarã, ceea ce duce la micşorarea transferului de cãldurã între cele douã fluide:

$$\sum R_t = \frac{\delta_m}{\lambda_m} + \sum \frac{\delta_d}{\lambda_d} = \frac{\delta_m}{\lambda_m} + R_d \text{ , [m}^2\text{.grd/W] ,} \tag{4.7}$$

unde: δ_m , [m] este grosimea tevii;

λ_m , [W/m.K] - conductivitatea termicã a materialului tevii; se recomandã:

λ_m = 46…52 W/m.K - pentru otel carbon;

λ_m = 15,1 W/m.K - pentru otel inoxidabil;

λ_m = 236 W/m.K - pentru aluminiu;

λ_m = 398 W/m.K - pentru cupru;

R_d , [m^2.grd/W] - rezistenta termicã a depunerilor; se recomandã:

- pentru stratul de piatrã depus în cazul apei:

  δ_p = 0,5…1 mm si λ_p = 1,5 W/m.K;
- pentru piatrã bogatã în silicati:

  δ_p = 0,2…1 mm si λ_p = 0,082…0,235 W/m.K;
- pentru piatrã bogatã în var:

  δ_p = 0,2…1 mm si λ_p = 0,15…2,35 W/m.K;
- pentru piatrã bogata în ipsos:

  δ_p = 0,2…1 mm si λ_p = 0,7…2,35 W/m.K;
- pentru stratul de ulei frigorific:

  δ_u = 0,05…0,08 mm si λ_u = 0,12 W/m.K.

Valori pentru rezistenta termicã a depunerilor, R_d, [m^2.grd/W], pentru diferite fluide, functie de temperaturã si vitezã, sunt prezentate în tabelele 4.5., 4.6. şi 4.7.

Tabelul 4.5

Temperatura fluidului cald, [^oC]	<< 115		115...205	
Temperatura apei, [^oC]	< 52		>52	
	Viteza, [m/s]		Viteza, [m/s]	
Caracteristicile apei	< 0,9	> 0,9	< 0,9	> 0,9
Apã de turn tratatã	0,00018	0,00018	0,00035	0,00035
Apã de turn netratatã	0,00052	0,00052	0,00086	0,00070
Apã potabilã (retea urbanã)	0,00018	0,00018	0,00035	0,00035
Apã de râu (min.)	0,00035	0,00018	0,00052	0,00035
Apã distilatã	0,00009	0,00009	0,00009	0,00009

Tabelul 4.6

Natura fluidului	Viteza , [m/s]	Temperatura, [^oC]	
		< 38	> 38
Apã de râu decantatã	< 0,6	0,00035	0,00035…0,00053
	> 1,2	0,00009…0,00026	0,00018…0,00044
Apã de râu tratatã şi decantatã	< 0,6	0,00026	0,00035
	> 1,2	0,00018	0,00026
Condensat (38…148)^{0}C	< 0,6	0,00018	0,00035…0,00070
	> 1,2	0,00009	0,00018
Abur saturat fãrã ulei	-	-	0,00009…0,00026
Idem, cu urme de ulei	-	-	0,00018…0,00035
Saramurã (max. 52^{0}C)	< 0,6	0,00053	0,00070
	> 1,2	0,00035	0,00035

Tabelul 4.7

Natura fluidului	R_d , [m^2.grd / W]
Aer atmosperic	0,00009…0,00018
Aer comprimat	0,00018
Gaze de ardere	0,00018…0,00053
Soluţii caustice	0,00035
Uleiuri vegetale	0,00053
Ulei de ungere	0,00017
Agenţi frigorifici	0,00018
Sãruri topite	0,00009
Benzine, gaze lichefiate	0,00018

La aparatele schimbãtoare de cãldurã tubulare cu schimbarea stãrii de agregare a fluidelor, cunoaşterea temperaturii peretelui ţevilor, t_p, prezintã o importanţã deosebitã. Deoarece apare ca necunoscutã şi densitatea de flux termic, q, [W/m^2], se utilizeazã metoda grafo-analiticã de rezolvare.

Densitatea de flux termic raportatã la suprafaţa interioarã de transfer de cãldurã, q_{Si}, se calculeazã cu una din relaţiile urmãtoare, dupã cum fluidul este cald (fluidul care condenseazã) sau rece (fluidul care vaporizeazã):

$$q_{Si} = \alpha \cdot \frac{d_e}{d_i} \cdot \left(t_f - t_p\right) \text{ , [W/m}^2\text{]} \tag{4.8}$$

$$q_{Si} = \frac{t_p - t_f}{\frac{1}{\alpha} + R_i + R_e \cdot \frac{d_i}{d_e}} \text{ , [W/m}^2\text{]} \tag{4.9}$$

Densitatea de flux termic raportatã la suprafaţa exterioarã de transfer de cãldurã, q_{Se}, se calculeazã cu una din urmãtoarele relaţii, dupã cum fluidul este cald (fluidul care condenseazã) sau rece (fluidul care vaporizeazã):

$$q_{Se} = \alpha \cdot \frac{d_i}{d_e} \cdot \left(t_f - t_p\right) \text{ , [W/m}^2\text{]} \tag{4.10}$$

$$q_{Se} = \frac{t_p - t_f}{\frac{1}{\alpha} + R_e + R_i \cdot \frac{d_i}{d_e}} \text{ , [W/m}^2\text{]} \tag{4.11}$$

Deoarece natura curbelor este diferitã, metoda grafo-analiticã va fi prezentatã pentru fiecare aparat schimbãtor de cãldurã în parte în capitolul urmãtor.

Capitolul 5

APARATE SCHIMBÃTOARE DE CÃLDURÃ

Schimbãtoarele de cãldurã sunt aparate în care se realizeazã transferul de cãldurã între douã sau mai multe fluide în procese de încãlzire, rãcire, fierbere, condensare, evaporare etc. Pot fi întâlnite ca aparate independente sau ca pãrţi componente ale unei instalaţii complexe, montarea lor ducând la creşterea randamentului instalaţiei.

Având în vedere scopul pentru care au fost proiectate şi construite, schimbãtoarele de cãldurã trebuie sã realizeze un transfer termic cât mai intens între fluidele de lucru, sã respecte regimul de temperaturi impus de procesul tehnologic, sã asigure siguranţã si securitate în exploatare, sã aibã o construcţie simplã, compactã, uşor de montat, reparat şi exploatat.

5.1. Clasificarea aparatelor schimbãtoare de cãldurã

Varietatea proceselor si instalaţiilor termice industriale impune o mare diversitate de tipuri constructive de aparate schimbãtoare de cãldurã. Clasificarea lor poate fi fãcutã dupã mai multe criterii, ţinând seama de principiile funcţionale şi constructive:

- <u>dupã modul transferului de cãldurã</u>:

- schimbãtoare de cãldurã de suprafaţã, în care trecerea cãldurii de la fluidul cald la cel rece se realizeazã printr-un perete despãrţitor, confecţionat din materiale cu o conductivitate termicã ridicatã, transferul de cãldurã fãcându-se, de cele mai multe ori, în regim staţionar;

- schimbãtoare de cãldurã de amestec, în care procesul de transfer de cãldurã se realizeazã prin amestecarea totalã sau parţialã a fluidelor. Au o construcţie mai simplã decât cele de suprafaţã şi permit o utilizare mai complexã a cãldurii. Se recomandã a fi utilizate în procesele tehnologice care permit amestecarea fluidelor. Transferul de cãldurã este însoţit şi de un transfer de masã, realizându-se în regim staţionar.

- <u>dupã realizarea transferului de cãldurã</u>:

- schimbãtoare de cãldurã cu funcţionare continuã (recuperative), care pot fi de suprafaţã sau de amestec;

- schimbãtoare de cãldurã cu funcţionare discontinuã:

  - acumulatoare, la care energia termicã disponibilã este acumulatã urmând a fi livratã dupã un regim determinat;

- regeneratoare, la care energia termicã a fluidului cald este acumulatã într-o masã inertã pentru a fi cedatã apoi fluidului rece. Procesul de transfer de cãldurã se realizeazã în regim nestaţionar.

Se vor prezenta numai aparatele schimbãtoare de cãldurã de suprafaţã, utilizate în instalaţiile termoenergetice. Conform STAS 8435 - 80, aceste aparate se clasificã dupã mai multe criterii:

1. - **dupã utilizarea aparatului**:

- schimbãtoare de cãldurã fãrã modificarea stãrii de agregare a fluidelor (încãlzitoare, rãcitoare, preîncãlzitoare, subrãcitoare etc.);

- schimbãtoare de cãldurã cu modificarea stãrii de agregare a fluidelor (condensatoare, vaporizatoare, fierbãtoare, evaporatoare etc.);

2. - **dupã starea de agregare a fluidelor de lucru**:

- schimbãtoare de cãldurã lichid - lichid;
- schimbãtoare de cãldurã lichid - vapori;
- schimbãtoare de cãldurã lichid - gaz;
- schimbãtoare de cãldurã vapori - gaz;
- schimbãtoare de cãldurã gaz - gaz;

3.- **dupã directia de deplasare a fluidelor de lucru în aparat**:

- în echicurent (fig.5.1,a)
- în contracurent (fig.5.1,b)
- în curent încrucişat (fig.5.1,c)
- în curent mixt (fig.5.1,d)

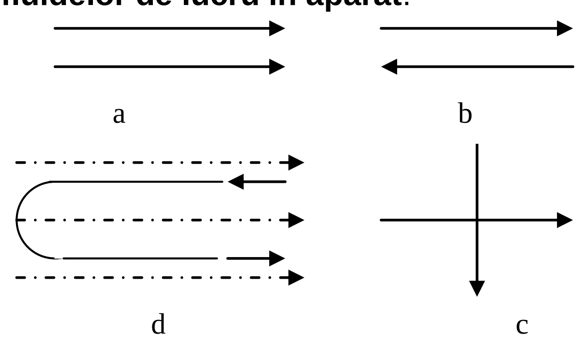


Fig.5.1

4. - **functie de numãrul de treceri a fluidelor prin aparat**:

- schimbãtoare de cãldurã cu o singurã trecere, în care fluidele circulã prin aparat fãrã a-si modifica sensul de mişcare;

- schimbãtoare de cãldurã cu mai multe treceri, prevãzute cu pereţi despãrţitori longitudinali sau transversali (şicane);

5. - **dupã configuraţia peretelui despãrţitor**:

- schimbãtoare de cãldurã tubulare (ţeavã în ţeavã, cu elemente, multitubulare orizontale sau verticale);

- schimbãtoare de cãldurã cu plãci;
- schimbãtoare de cãldurã tip grãtar;
- schimbãtoare de cãldurã cu stropire;
- schimbãtoare de cãldurã nervurate;
- schimbãtoare de cãldurã în manta;
- schimbãtoare de cãldurã cu serpentinã;
- schimbãtoare de cãldurã spirale;
- schimbãtoare de cãldurã combinate;

6.- **dupã soluţia constructivã adoptatã**:

- schimbãtoare de cãldurã rigide, care nu asigurã compensarea dilatãrii elementelor componente;

- schimbãtoare de cãldurã elastice sau semielastice, care permit compensarea totalã sau parţialã a dilatãrii elementelor componente;

7.- **dupã materialul folosit în construcţie**:

- schimbãtoare de cãldurã metalice;
- schimbãtoare de cãldurã nemetalice (materiale ceramice, plastice, grafit, sticlã etc.);

8.- **dupã caracterul termic al regimului de funcţionare**:

- schimbãtoare de cãldurã în regim termic staţionar;
- schimbãtoare de cãldurã în regim termic nestaţionar.

În cadrul instalaţiilor tehnologice aparatele schimbãtoare de cãldurã pot funcţiona ca aparate principale, când constitue pãrti determinante ale unor procese tehnologice sau procese exclusiv termice sau ca aparate secundare, introduse în instalaţii din motice de economie de cãldurã sau de substanţã.

5.2. Calculul termic al aparatelor schimbãtoare de cãldurã

Calculul termic al aparatelor schimbãtoare de cãldurã prin suprafaţã utilizeazã douà ecuaţii:

- *ecuaţia de bilanţ termic*:

$$\Phi_1 = \Phi_2 + \Phi_p = \frac{\Phi_2}{\eta_r} \text{ [W]}, \quad (5.1)$$

unde: Φ_1 [W] este fluxul termic cedat de fluidul cald:

$$\Phi_1 = \dot{m}_1 \,.\, c_{p1} \,.\, (t_1^{'} - t_1^{''}) = C_1 \,.\, (t_1^{'} - t_1^{''}) = \rho_1 \,.\, Q_{v1} \,.\, c_{p1} \,.\, (t_1^{'} - t_1^{''}) =$$
$$= \dot{m}_1 \,.\, l_c \quad (5.2)$$

Φ_2 [W] - fluxul termic absorbit de fluidul rece :

$$\Phi_2 = \dot{m}_2 \,.\, c_{p2} \,.\, (t_2^{''} - t_2^{'}) = C_2 \,.\, (t_2^{''} - t_2^{'}) = \rho_2 \,.\, Q_{v2} \,.\, c_{p2} \,.\, (t_2^{''} - t_2^{'}) =$$

$= \dot{m}_2 \cdot l_v$ (5.3)

Φ_p [W] - fluzul termic pierdut în mediul ambiant prin suprafaţa exterioarã a aparatului;

η_r - coeficientul de reţinere a cãldurii în aparat (randament energetic);

- *ecuatia de transmitere a cãldurii*:

$$\Phi = k \cdot S \cdot \Delta t_m \text{ [W]} \quad (5.4)$$

relaţii în care:

$\dot{m}_1$, $\dot{m}_2$ [kg/s] - debitul masic de fluid cald, respectiv, rece;

c_{p1}, c_{p2} [J/kg.K] - cãldura specificã medie a fluidului cald, respectiv, rece;

t_1', t_1'' [^oC] - temperatura iniţialã, respectiv, finalã a fluidului cald;

t_2', t_2'' [^oC] - temperatura iniţialã, respectiv, finalã a fluidului rece;

C_1, C_2 [W/grd] – capacitatea caloricã a fluidului cald, respectiv, rece ;

ρ_1, ρ_2 [kg/m^3] – densitatea fluidului cald, respectiv, rece ;

l_c , l_v [J/kg] - cãldura latentã masicã de condensare, respectiv, de fierbere (vaporizare);

S [m^2] - suprafaţa de transfer de caldurã;

Δt_m [grd] - diferenţa medie logaritmicã de temperaturã;

k [W/m^2.grd] - coeficientul total de transfer de cãldurã.

5.2.1. Calculul diferenţei medii logaritmice de temperaturã

- <u>aparate schimbãtoare de cãldurã în echicurent</u>:

Diagrama de variaţie a temperaturilor celor douã fluide în lungul suprafeţei de transfer de cãldurà este prezentatã în figura 5.2.

Considerând un element de suprafaţã, dS, putem scrie cele douã ecuaţii:

- ecuaţia de bilanţ termic:

$$d\Phi = -\dot{m}_1 \cdot c_{p1} \cdot dt_1 = \dot{m}_2 \cdot c_{p2} \cdot dt_2 \quad (5.5)$$

Se face notaţia: $\dot{m} \cdot c_p = C$ - capacitatea caloricã

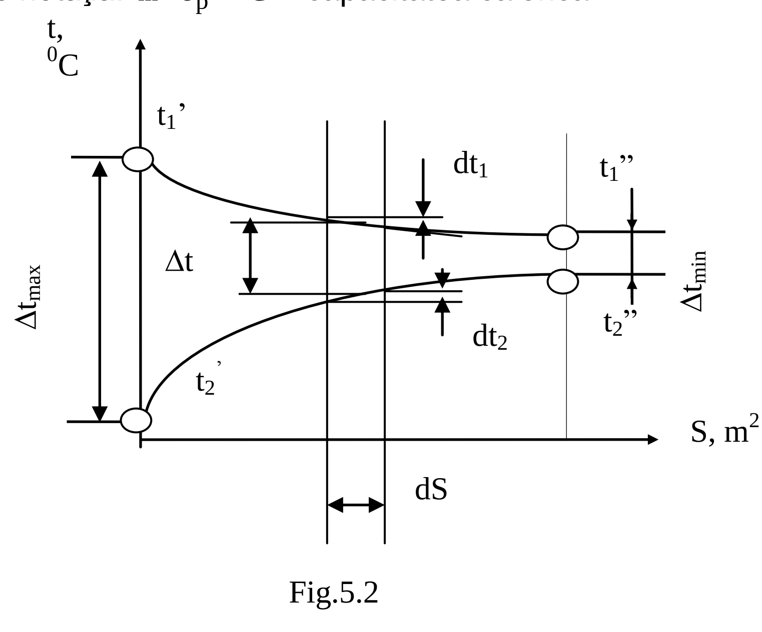


Fig.5.2

Rezultã:

$$d\Phi = -C_1 \cdot dt_1 = C_2 \cdot dt_2 \qquad (5.6)$$

Obs.: Semnul minus indicã faptul cã temperatura fluidului cald scade cu creşterea suprafeţei de transfer de cãldurã.

- ecuaţia transferului de cãldurã:

$$d\Phi = k \cdot dS \cdot \Delta t \qquad (5.7)$$

Din relaţia (5.5) rezultã variaţiile elementare ale temperaturilor celor douã fluide:

$$dt_1 = -\frac{d\Phi}{C_1} \qquad (5.8)$$

$$d\Phi$$

$$dt_2 = \frac{\Phi}{C_2} \qquad (5.9)$$

Rezultã:

$$dt_1 - dt_2 = d(t_1 - t_2) = d(\Delta t) = -d\Phi \cdot \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right) \qquad (5.10)$$

Cu relaţia (5.7) se obţine:

$$d(\Delta t) = -k \cdot dS \cdot \Delta t \cdot \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right) \qquad (5.11)$$

Separând variabilele şi integrând, se obţine succesiv:

$$\frac{d(\Delta t)}{\Delta t} = -k \cdot dS \cdot \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right) \qquad (5.12)$$

$$\ln \frac{t_1' - t_2'}{t_1'' - t_2''} = k \cdot S \cdot \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right) \qquad (5.13)$$

Scriind cele douã ecuaţii pentru aparatul schimbãtor de cãldurã (întreaga suprafaţã) rezultã:

$$\Phi = C_1 \cdot \left(t_1' - t_1''\right) = C_2 \cdot \left(t_2'' - t_2'\right) \qquad (5.14)$$

$$\Phi = k \cdot S \cdot \Delta t_{m,ec} \qquad (5.15)$$

Din relaţia (5.14) rezultã:

$$\frac{1}{C_1} = \frac{t_1' - t_1''}{\Phi} \qquad (5.16)$$

$$\frac{1}{C_2} = \frac{t_2'' - t_2'}{\Phi} \qquad (5.17)$$

Introducând relaţiile (5.16), (5.17) şi (5.15) în relaţia (5.13) se obţine:

$$\ln \frac{t_1' - t_2'}{t_1'' - t_2''} = k \cdot S \cdot \frac{\left(t_1' - t_2'\right) - \left(t_1'' - t_2''\right)}{k \cdot S \cdot \Delta t_{m,ec}} = \frac{\left(t_1' - t_2'\right) - \left(t_1'' - t_2''\right)}{\Delta t_{m,ec}} \qquad (5.18)$$

Diferenţa medie logaritmicã de temperaturã pentru curgerea fluidelor în echicurent:

$$\Delta t_{m.ec} = \frac{\left(t_1' - t_2'\right) - \left(t_1'' - t_2''\right)}{\ln \frac{\left(t_1' - t_2'\right)}{\left(t_1'' - t_2''\right)}} = \frac{\Delta t_{max} - \Delta t_{min}}{\ln \frac{\Delta t_{max}}{\Delta t_{min}}} \text{ [grd]} \qquad (5.19)$$

Diagramele de variaţie a temperaturilor celor douã fluide în lungul suprafeţei de transfer de cãldurã, funcţie de raportul celor douã capacitãţi calorice, sunt prezentate în figura 5.3.

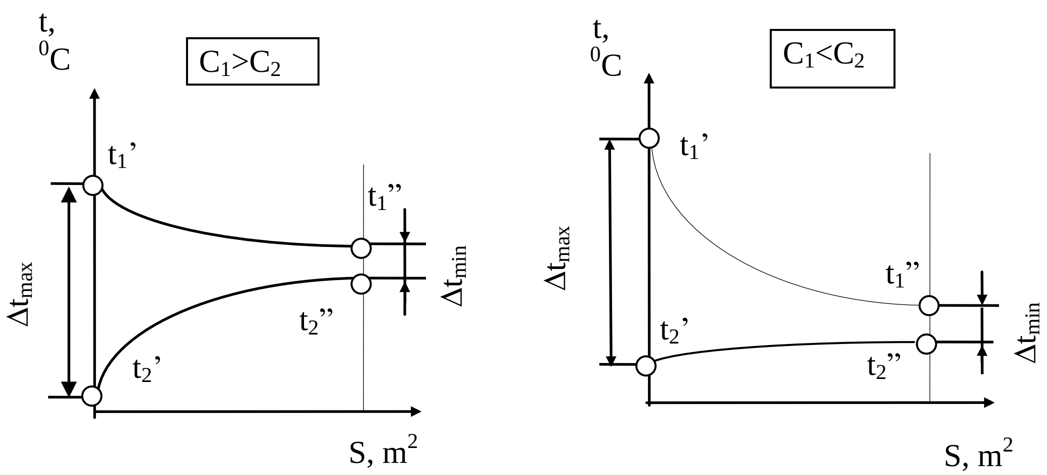


Fig.5.3

- <u>aparate schimbãtoare de cãldurã în contracurent</u>:

Diagrama de variaţie a temperaturilor celor douã fluide în lungul suprafeţei de transfer de cãldurà este prezentatã în figura 5.4.

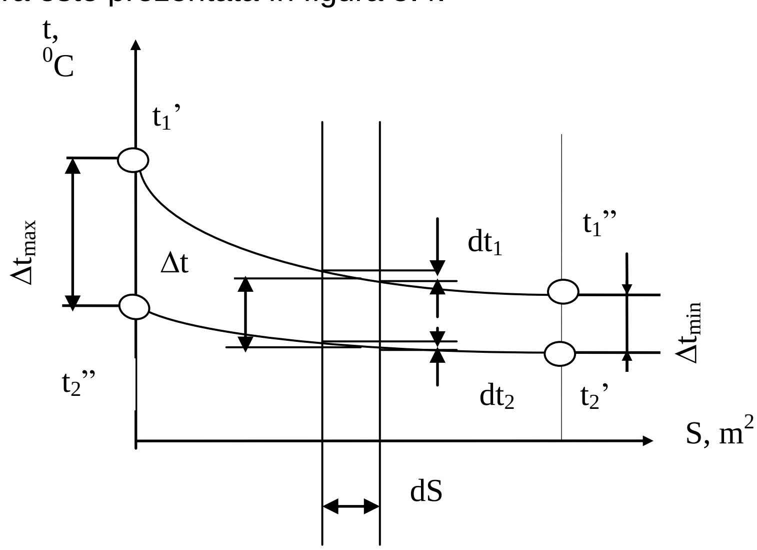


Fig.5.4

Considerând un element de suprafaţã, dS, putem scrie cele douã ecuaţii:

- ecuaţia de bilanţ termic:

$$d\Phi = -C_1 \cdot dt_1 = -C_2 \cdot dt_2 \qquad (5.20)$$

Obs.: Semnul minus indicã faptul cã temperaturile celor douã fluide scad cu creşterea suprafeţei de transfer de cãldurã.

- ecuaţia transferului de cãldurã:

$$d\Phi = k \cdot dS \cdot \Delta t \qquad (5.21)$$

Din relaţia (5.20) rezultã variaţiile elementare ale temperaturilor celor douã fluide:

$$dt_1 = -\frac{d\Phi}{C_1} \qquad (5.22)$$

$$dt_2 = -\frac{d\Phi}{C_2} \qquad (5.23)$$

Rezultã:

$$dt_1 - dt_2 = d(t_1 - t_2) = d(\Delta t) = -d\Phi \cdot \left(\frac{1}{C_1} - \frac{1}{C_2}\right) \qquad (5.24)$$

Cu relaţia (5.21) se obţine:

$$d(\Delta t) = -k \cdot dS \cdot \Delta t \cdot \left(\frac{1}{C_1} - \frac{1}{C_2}\right) \qquad (5.25)$$

Separând variabilele şi integrând, se obţine succesiv:

$$\frac{d(\Delta t)}{\Delta t} = -k \cdot dS \cdot \left(\frac{1}{C_1} - \frac{1}{C_2}\right) \qquad (5.26)$$

$$\ln \frac{t_1' - t_2''}{t_1'' - t_2'} = k \cdot S \cdot \left(\frac{1}{C_1} - \frac{1}{C_2}\right) \qquad (5.27)$$

Scriind cele douã ecuaţii pentru aparatul schimbãtor de cãldurã (întreaga suprafaţã) rezultã:

$$\Phi = C_1 \cdot \left(t_1' - t_1''\right) = C_2 \cdot \left(t_2'' - t_2'\right) \qquad (5.28)$$

$$\Phi = k \cdot S \cdot \Delta t_{m,cc} \qquad (5.29)$$

Din relaţia (5.27) rezultã:

$$\frac{1}{C_1} = \frac{t_1' - t_1''}{\Phi} \qquad (5.30)$$

$$\frac{1}{C_2} = \frac{t_2'' - t_2'}{\Phi} \qquad (5.31)$$

Introducând relaţiile (5.29), (5.30) şi (5.31) în relaţia (5.27) se obţine:

$$\ln \frac{t_1' - t_2''}{t_1'' - t_2'} = k \cdot S \cdot \frac{\left(t_1' - t_1''\right) - \left(t_2'' - t_2'\right)}{k \cdot S \cdot \Delta t_{m,cc}} = \frac{\left(t_1' - t_2''\right) - \left(t_1'' - t_2'\right)}{\Delta t_{m,cc}} \qquad (5.32)$$

Diferenţa medie logaritmicã de temperaturã pentru curgerea fluidelor în echicurent:

$$\Delta t_{m,cc} = \frac{\left(t_1^{'} - t_2^{''}\right) - \left(t_1^{''} - t_2^{'}\right)}{\ln \frac{\left(t_1^{'} - t_2^{''}\right)}{\left(t_1^{''} - t_2^{'}\right)}} = \frac{\Delta t_{max} - \Delta t_{min}}{\ln \frac{\Delta t_{max}}{\Delta t_{min}}} \text{ [grd]} \qquad (5.33)$$

Diagramele de variaţie a temperaturilor celor douã fluide în lungul suprafeţei de transfer de cãldurã, funcţie de raportul capacitãtilor calorice, sunt prezentate în figura 5.5.

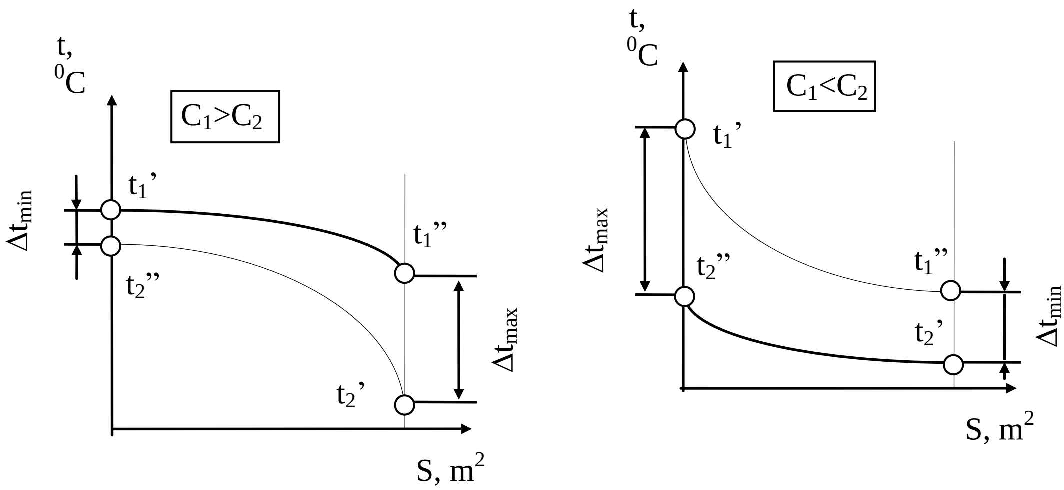


Fig.5.5

Diferenţa medie logaritmicã de temperaturã:

- pentru cazul $C_1 > C_2$:

$$\Delta t_{m,cc} = \frac{\left(t_1^{''} - t_2^{'}\right) - \left(t_1^{'} - t_2^{''}\right)}{\ln \frac{\left(t_1^{''} - t_2^{'}\right)}{\left(t_1^{'} - t_2^{''}\right)}} \text{ [grd]} \qquad (5.34)$$

- pentru cazul $C_1 < C_2$:

$$\Delta t_{m,cc} = \frac{\left(t_1^{'} - t_2^{''}\right) - \left(t_1^{''} - t_2^{'}\right)}{\ln \frac{\left(t_1^{'} - t_2^{''}\right)}{\left(t_1^{''} - t_2^{'}\right)}} \text{ [grd]} \qquad (5.35)$$

- **<u>aparate schimbãtoare de cãldurã în curgere mixtã sau încrucişatã</u>:**

Pentru calculul diferenţei medii logaritmice de temperaturã se utilizeazã metoda factorului de corectie F:

$$\Delta t_{m,c\hat{i}} = F \cdot \Delta t_{m,cc} \text{ [grd] ,} \tag{5.36}$$

unde: $\Delta t_{m,cc}$ [grd] este diferenţa medie logaritmicã de temperaturã pentru curgerea în contracurent <relaţiile (5.34) sau (5.35);

F - coeficient de corecţie ce ţine seama de schema de curgere a fluidelor şi este determinat de parametrii:

- eficienţa încãlzirii fluidului în aparat:

$$P = \frac{t_2'' - t_2'}{t_1' - t_2'} < 1 \tag{5.37}$$

- raportul capacitãţilor calorice:

$$R = \frac{C_2}{C_1} \tag{5.38}$$

Funcţiile de forma F = f(P,R, schema de curgere a fluidelor prin aparat) sunt prezentate în figura 5.6, a…g, funcţie de schema de curgere a fluidelor prin aparat.

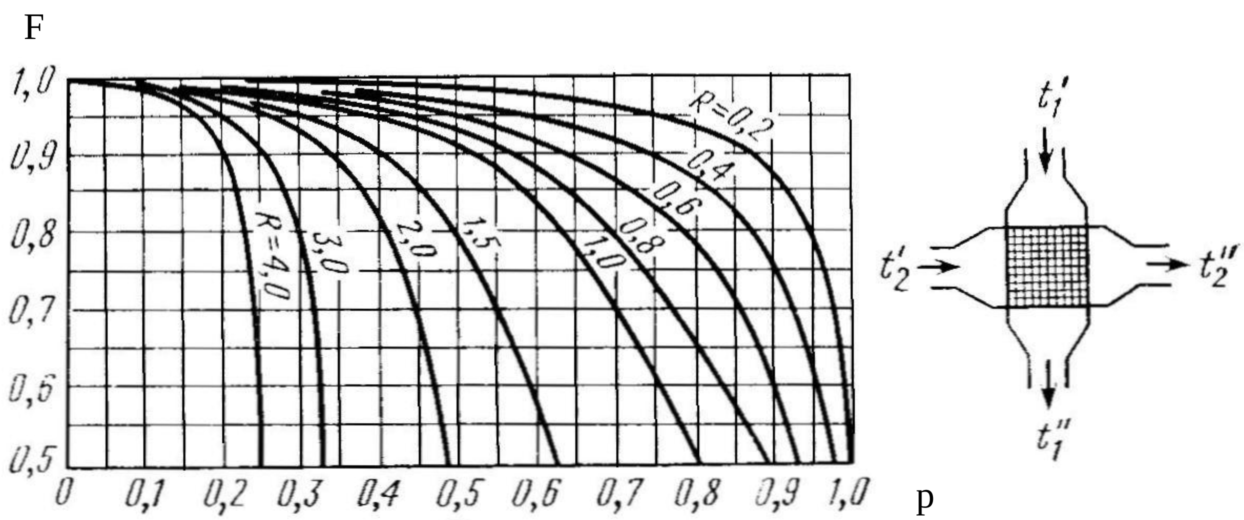


Fig.5.6.,a

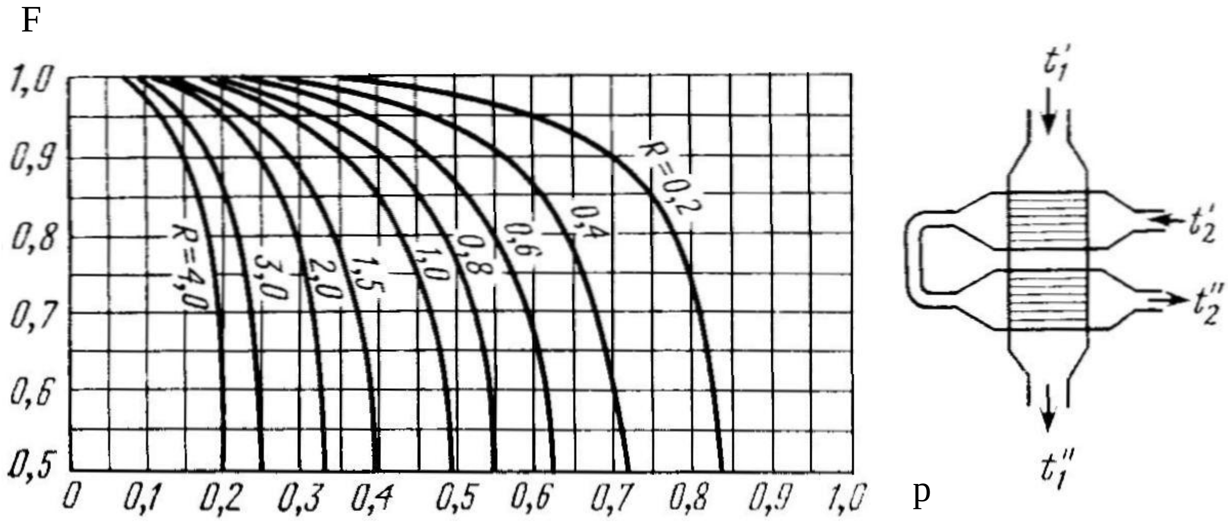


Fig.5.6, b

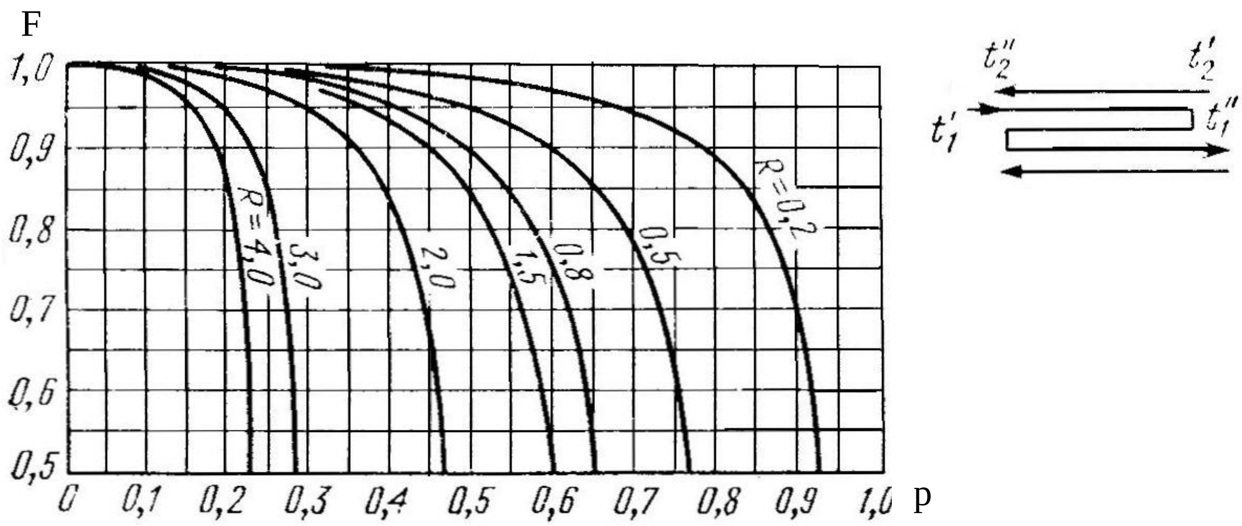


Fig.5.6, c

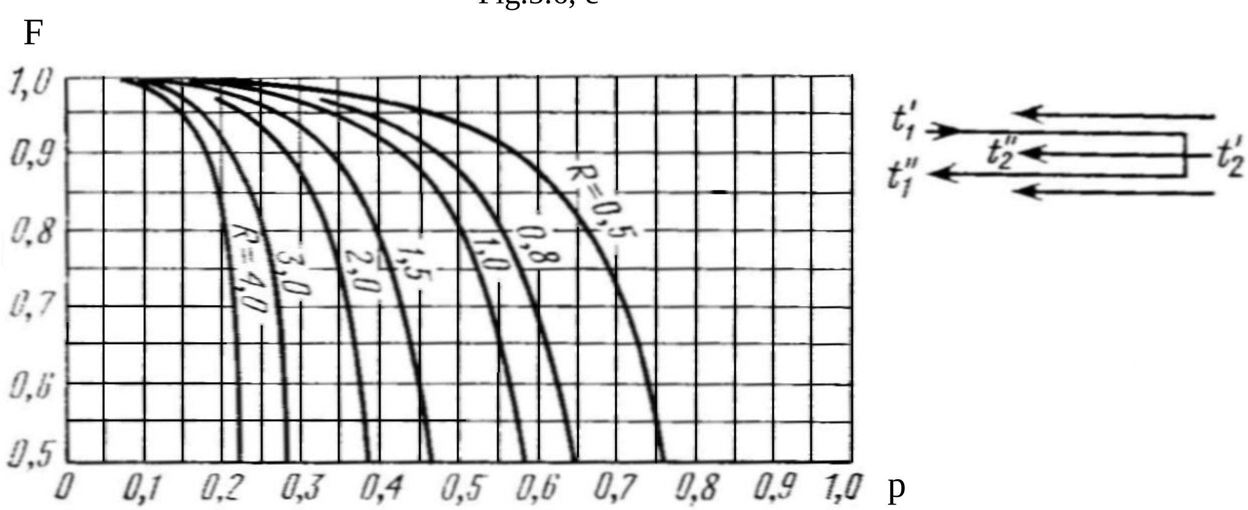


Fig.5.6, d

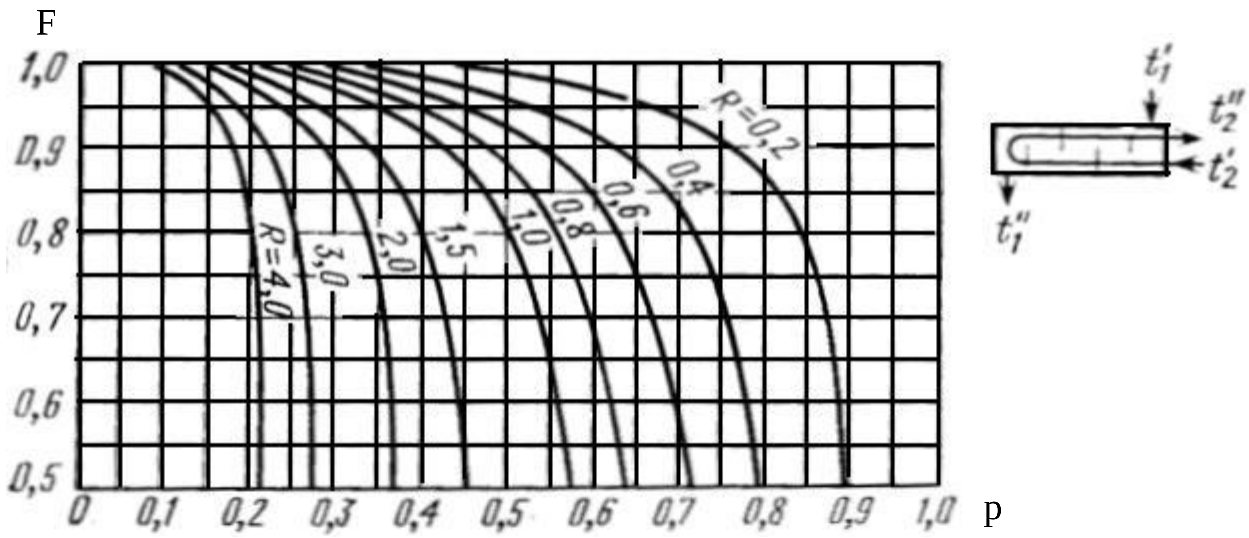


Fig.5.6, e

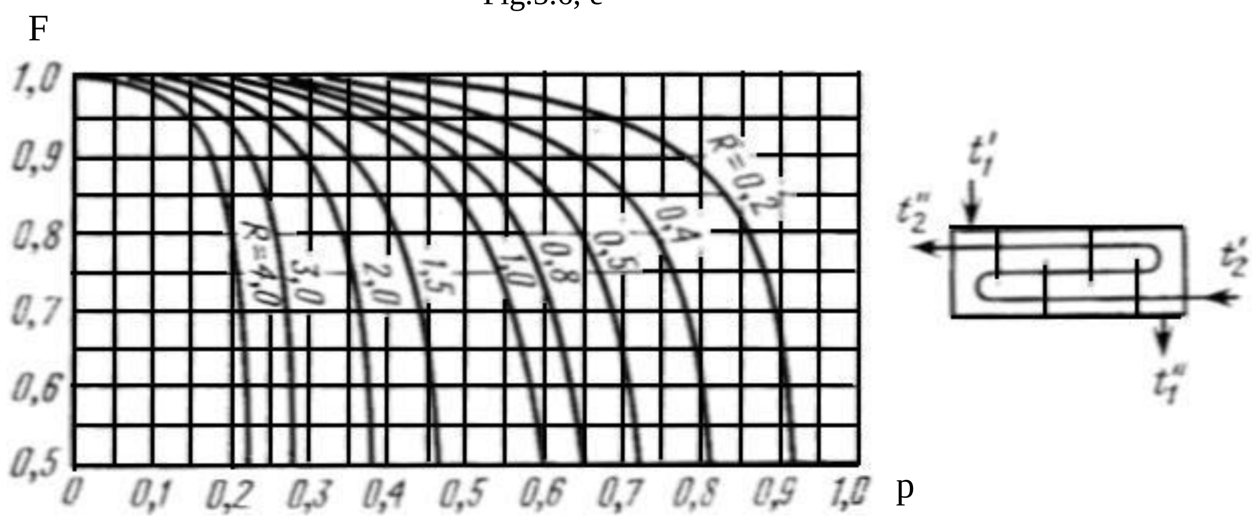


Fig.5.6, f

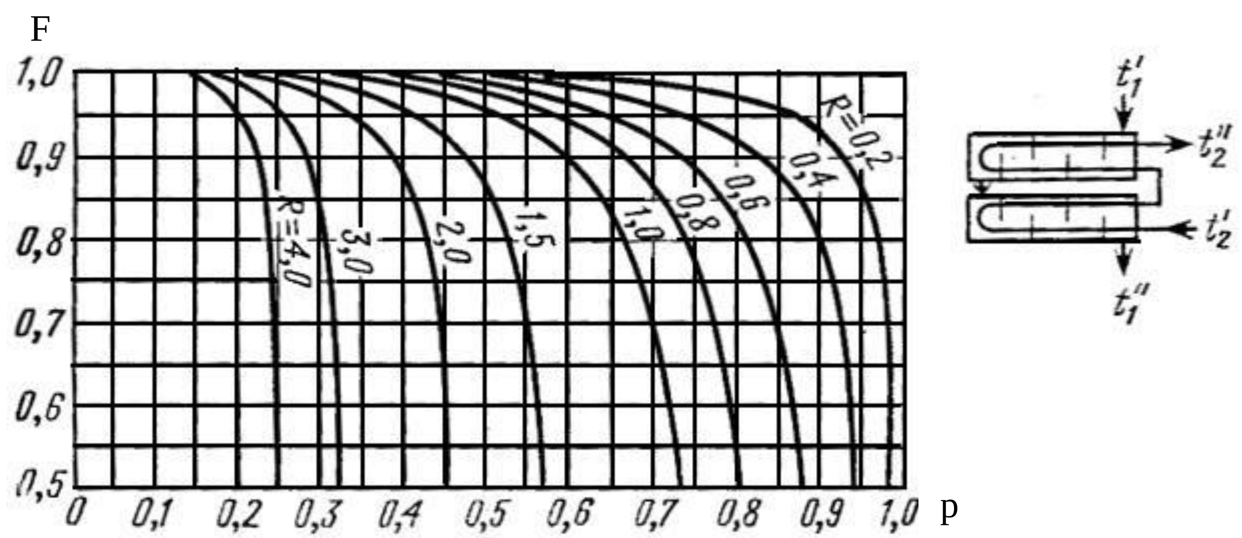


Fig.5.6, g

Metoda factorului de corectie F este utilizatã în calculul termic de proiectare a aparatelor schimbãtoare de cãldurã, factorul F reprezentând gradul de depãrtare a aparatului considerat de performanţele aceluiasi aparat în contracurent.

- <u>aparate schimbãtoare de cãldurã cu schimbarea stãrii de agregare a fluidelor</u>:

In cazul **<u>condensatoarelor</u>** diagrama de variaţie a temperaturilor celor douã fluide în lungul suprafeţei de transfer de cãldurã este prezentatã în figura 5.7.

Diferenţa medie logaritmicã de temperaturã:

$$\Delta t_{m,K} = \frac{t_2'' - t_2'}{\ln \frac{t_1 - t_2'}{t_1 - t_2''}} \text{ [grd]} \qquad (5.39)$$

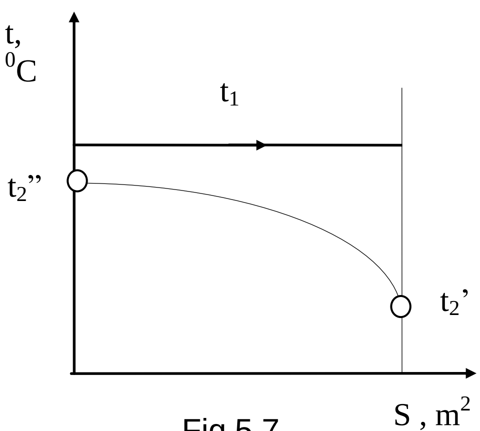


Fig.5.7

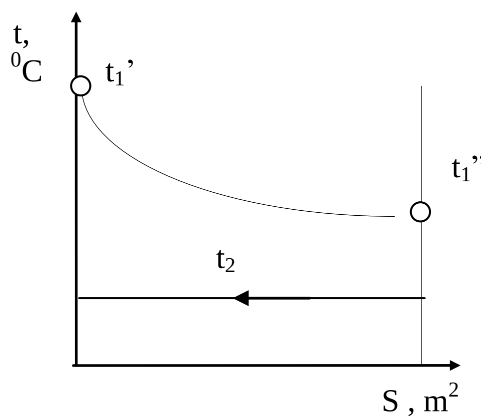


Fig.5.8

In cazul **<u>vaporizatoarelor (fierbãtoarelor)</u>**, diagrama de variaţie a temperaturilor în lungul suprafeţei de transfer de cãldurã este prezentatã în figura 5.8.

Diferenţa medie logaritmicã de temperaturã:

$$\Delta t_{m,V} = \frac{t_1' - t_1''}{\ln \frac{t_1' - t_2}{t_1'' - t_2}} \text{ [grd]} \qquad (5.40)$$

In cazul în care ambele fluide îşi schimbã starea de agregare, deci $\Delta t_{max} = \Delta t_{min}$, diferenţa medie logaritmicã de temperaturã se calculeazã cu relaţia:

$$\Delta t_m = \frac{\Delta t_{max} + \Delta t_{min}}{2} \text{ [grd]} \quad (5.41)$$

Concluzii.

Studiul diagramelor F = f(P, R, schema de curgere) pune în evidenţã urmãtoarele :

- pentru temperaturi date ale fluidelor, eficienţa schemei de curgere scade în ordinea contracurent (F = 1), curgere mixtã, curgere încrucişatã şi echicurent ;
- pentru aparatele de suprafaţã în care unul sau ambele fluide îsi schimbã starea de agregare se aratã cã, indiferent de schema de curgere, F = 1, deci, se utilizeazã relaţia de calcul de la curgerea în contracurent .

Rezultã deci cã aparatul schimbãtor de cãldurã în contracurent are eficienţa cea mai mare din punct de vedere termodinamic, are cea mai mare diferenţã medie logaritmicã de temperaturã deci, cea mai micã suprafaţã de transfer de cãldurã.

5.2.2. Temperaturile medii ale fluidelor

Indiferent de schema de curgere a fluidelor în aparat, temperaturile medii ale fluidelor se calculeazà cu relaţiile aproximative:

- pentru $\delta t_1 > \delta t_2$: $t_1 = t_2 + \Delta t_m$ [^oC]
$t_2 = 0{,}5.(t_2' + t_2'')$ [^oC] (5.42)

- pentru $\delta t_1 < \delta t_2$: $t_1 = 0{,}5.(t_1' + t_1'')$ [^oC]
$t_2 = t_1 - \Delta t_m$ [^oC] (5.43)

relaţii în care, diferenţa de temperaturã δt_1 reprezintã rãcirea fluidului cald, respectiv, δt_2, încãlzirea fluidului rece.

5.3. Indicatori de calitate ai aparatelor schimbãtoare de cãldurã

Pentru anumite condiţii impuse de procesul tehnologic, alegerea aparatului schimbãtor de cãldurã optim se face pe baza unor criterii (indicatori de calitate) : satisfacerea parametrilor tehnico-functionali (temperaturã, presiune, mediu de lucru etc.), eficienţã termicã, randament energetic, respectiv, exergetic, parametrii tehnico-economici etc.

Intr-un aparat schimbãtor de cãldurã existã trei categorii de pierderi :

- pierderi de temperaturã în procesul de transfer de cãldurã datoritã diferenţei finite de temperaturã între cele douã fluide de lucru ;
- pierderi de flux termic în mediul ambiant prin pereţii sau izolaţia termicã a aparatului ;
- pierderi de presiune datoritã învingerii rezistenţelor hidraulice la curgerea celor douã fluide prin aparat.

Eficienta termicã a unui aparat schimbãtor de cãldurã reprezintã raportul dintre fluxul de cãldurã transmis efectiv între fluide, Φ, şi fluxul maxim de cãldurã ce poate fi transmis în condiţiile date ($S \to \infty$), Φ_{max}:

$$\varepsilon = \frac{\Phi}{\Phi_{max}} \tag{5.44}$$

Fluxul de cãldurã transmis între fluide depinde de schema de circulaţie a acestora prin aparat:

- pentru curgerea în echicurent:

$$\ln \frac{t_1' - t_2'}{t_1'' - t_2''} = \frac{k \cdot S}{C_1} \cdot \left(1 + \frac{C_1}{C_2}\right) \tag{5.45}$$

- pentru curgerea în contracurent:

$$\ln \frac{t_1' - t_2''}{t_1'' - t_2'} = \frac{k \cdot S}{C_1} \cdot \left(1 - \frac{C_1}{C_2}\right) \tag{5.46}$$

Rezultã temperatura finalã a fluidului cald în cele douã cazuri:

- pentru curgerea în echicurent:

$$t_1'' = t_2'' + \left(t_1' - t_2'\right) \cdot e^{-\frac{k \cdot S}{C_1} \cdot \left(1 + \frac{C_1}{C_2}\right)} \tag{5.47}$$

- pentru curgerea în contracurent:

$$t_1'' = t_2' + \left(t_1' - t_2''\right) \cdot e^{-\frac{k \cdot S}{C_1} \cdot \left(1 - \frac{C_1}{C_2}\right)} \tag{5.48}$$

Dar, temperatura finalã a fluidului cald mai poate fi calculatã şi din ecuaţia de bilanţ termic pe aparat:

$$t_1'' = t_1' - \frac{C_2}{C_1} \cdot \left(t_2'' - t_2'\right) \tag{5.49}$$

Rezultã:

- pentru curgerea în echicurent:

$$t_1'' \cdot \left(1 + \frac{C_1}{C_2}\right) = t_1' \cdot \frac{C_1}{C_2} + t_2' + \left(t_1' - t_2'\right) \cdot e^{-\frac{k \cdot S}{C_1} \cdot \left(1 + \frac{C_1}{C_2}\right)} \tag{5.50}$$

- pentru curgerea în contracurent:

$$t_1'' \cdot \left[1 - \frac{C_1}{C_2} \cdot e^{-\frac{k \cdot S}{C_1} \cdot \left(1 - \frac{C_1}{C_2}\right)} \right] = t_2' + t_1' \cdot \frac{C_1}{C_2} \cdot e^{-\frac{k \cdot S}{C_1} \cdot \left(1 - \frac{C_1}{C_2}\right)} - \left(t_1' - t_2'\right) \cdot e^{-\frac{k \cdot S}{C_1} \cdot \left(1 - \frac{C_1}{C_2}\right)} \tag{5.51}$$

Ecuatia de bilant termic pe aparat este:

$$\Phi = C_1 \cdot \left(t_1' - t_1''\right) = C_2 \cdot \left(t_2'' - t_2'\right) = C_1 \cdot \left(t_1' - t_2'\right) \cdot \frac{\left(t_1' - t_1''\right)}{\left(t_1' - t_2'\right)} \tag{5.52}$$

Rezultã fluxurile de cãldurã transmise între cele douã fluide:

- pentru curgerea în echicurent:

$$\Phi = \left(t_1' - t_2'\right) \cdot \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \cdot \left[1 - e^{-\frac{k \cdot S}{C_1} \cdot \left(1 + \frac{C_1}{C_2}\right)} \right] \tag{5.53}$$

- pentru curgerea în contracurent:

$$\Phi = \left(t_1' - t_2'\right) \cdot C_2 \cdot \frac{1 - e^{-\frac{k \cdot S}{C_1} \cdot \left(1 - \frac{C_1}{C_2}\right)}}{\frac{C_2}{C_1} - e^{-\frac{k \cdot S}{C_1} \cdot \left(1 - \frac{C_1}{C_2}\right)}} \tag{5.54}$$

Fluxul maxim de cãldurã transmis între cele douã fluide se obţine pentru $S \to \infty$; prin urmare:

- pentru curgerea în echicurent:

$$\Phi_{max} = \left(t_1' - t_2'\right) \cdot \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \tag{5.55}$$

- pentru curgerea în contracurent:

$$\Phi_{max} = \left(t_1' - t_2'\right) \cdot C_1 \tag{5.56}$$

Eficienţa termicã a aparatului, funcţie de schema de circulaţie a fluifelor va fi:

- pentru curgerea în echicurent:

$$\varepsilon = \frac{\Phi}{\Phi_{max}} = 1 - e^{-\frac{k \cdot S}{C_1} \cdot \left(1 + \frac{C_1}{C_2}\right)} \tag{5.57}$$

- pentru curgerea în contracurent:

$$\varepsilon = \frac{\Phi}{\Phi_{max}} = \frac{C_2}{C_1} \left[\frac{1 - e^{-\frac{k \cdot S}{C_1} \cdot \left(1 - \frac{C_1}{C_2}\right)}}{\frac{C_2}{C_1} - e^{-\frac{k \cdot S}{C_1} \cdot \left(1 - \frac{C_1}{C_2}\right)}} \right] \tag{5.58}$$

Eficienţa termicã pune în evidenţã în ce mãsurã suprafaţa de transfer de cãldurã, S, este optimã sau necesitatea intensificãrii transferului de cãldurã prin mãrirea coeficientului total de transfer de cãldurã, k.

<u>Randamentul energetic</u> (coeficientul de reţinere a cãldurii în aparat), η_r, se determinã din ecuaţia de bilanţ termic:

$$\Phi_1 = \Phi_2 + \Phi_p = \frac{\Phi_2}{\eta_r} \tag{5.59}$$

$$\eta_r = \frac{\Phi_2}{\Phi_1} = 1 - \frac{\Phi_p}{\Phi_1} \tag{5.60}$$

Randamentul energetic evalueazã pierderile de flux termic în mediul ambiant prin pereţii sau izolaţia termicã a apartului, Φ_p. Are semnificaţia unui randament al izolaţiei termice. Pentru aparatele izolate corespunzãtor, are valorile η_r = 0,98…0,995.

<u>Randamentul exergetic</u> este definit ca raportul dintre creşterea exergiei fluidului rece şi scãderea exergiei fluidului cald. Rezultã din ecuaţia de bilanţ exergetic:

$$\eta_{ex} = \frac{\Delta E_2}{\Delta E_1} = 1 - \frac{\Pi}{\Delta E_1}, \tag{5.61}$$

unde, Π reprezintã pierderile de exergie care însoţesc transferul de cãldurã în aparat.

Calculul tehnico - economic al aparatelor schimbãtoare de cãldurã constitue criteriul determinant în alegerea tipului optim de aparat, pentru anumite condiţii de funcţionare date:

$$P_t = P_i + P_e \text{ , lei/W,} \tag{5.62}$$

unde: P_t, [lei/W] - cheltuielile totale raportate la unitatea de cãldurã transferatã;
P_i, [lei/W] - cheltuielile de investiţii raportate la unitatea de cãldurã transferatã;
P_e, [lei/W] - cheltuielile de exploatare raportate la unitatea de cãldurã transferatã.

5.4. Alegerea tipului de aparat schimbãtor de cãldurã.

O exploatare industrialã normalã a unui aparat schimbãtor de cãldurã urmãreşte în primul rând menţinerea regimului termic optim, regim în care sunt satisfãcute toate cerinţele procesului termic, cu un consum cât mai mic de agent de încãlzire sau rãcire.

Alegerea celui mai convenabil tip constructiv de schimbãtor de cãldurã se face ţinând seama de o serie de factori importanţi:

- fluxul termic transmis între fluidele de lucru;

- condiţiile de temperaturã în care se realizeazã transferul de cãldurã;

- presiunile fluidelor de lucru din aparat;

- condiţiile transferului de cãldurã (coeficientul total de transfer de cãldurã);
- rezistenţele hidraulice sau aeraulice la curgerea fluidelor de lucru prin aparat;

- materialele utilizate în construcţia aparatului:

- posibilitatea protejãrii împotriva coroziunii;

- posibilitatea montãrii aparatului în instalaţie;

- posibilitãţile de curãţire uşoarã de depuneri a aparatului.

Intensificarea transferului de cãldurã se poate realiza intervenind asupra fluidului de lucru cu coeficient de convectie redus prin mãrirea vitezei acestuia, utilizând suprafeţe de transfer de cãldurã nervurate, asigurând pãstrarea curatã a suprafeţelor, prin alegerea potrivitã a secţiunilor de curgere a fluidelor de lucru prin aparat, prin eliminarea zonelor de stagnare a fluidelor de lucru etc.

Reducerea la minim a pierderilor de cãldurã în mediul înconjurãtor prin corpul aparatului se realizeazã printr-o izolare corespunzãtoare a acestuia (alegerea materialului termoizolator corespunzãtor şi calcularea grosimii optime a stratului de izolaţie).

Alegerea tipului de schimbãtor de cãldurã trebuie sã asigure o investiţie minimã şi cheltuieli anuale de întreţinere cât mai reduse.

Soluţia constructivã aleasã trebuie sã se poatã materializa cu o mare productivitate, iar intervenţiile pentru întreţinere şi reparaţii periodice sã se realizeze fãrã opriri de lungã duratã a întregii instalaţii tehnologice.

Exploatarea aparatului trebuie sã îndeplineascã normele de tehnica securitãţii muncii, asigurând în acelaşi timp controlul şi reglarea parametrilor fluidelor de lucru.

Cap.6.
IZOLATII TERMICE

6.1. Izolarea termicã a pereţilor plani

Izolarea termicã a spaţiilor rãcite (fig.6.1,a)

Izolarea termicã a pereţilor, planşeelor şi pardoselilor spaţiilor rãcite (tunele şi camere de refrigerare sau congelare, depozite frigorifice) necesitã condiţii deosebite de execuţie datoritã valorilor scãzute ale temperaturilor interioare, variaţiei rapide a acestora şi umiditãţii mari a aerului interior. Rolul izolaţiei termice în acest caz este de a reduce absorbţia de cãldurã din exterior în vederea menţinerii unui regim de temperaturã şi umiditãti cât mai stabil.

Materialul se aplicã pe suprafaţa interioarã a pereţilor spaţiilor rãcite cu condiţia realizãrii unei continuitãţi perfecte a stratului de izolaţie între pereţi, planşeu şi pardosealã.

In timpul rãcirii aerului interior (în timpul funcţionãrii instalaţiei frigorifice) apare fenomenul de condensare a vaporilor de apã din aerul ambiant pe suprafaţa caldã a pereţilor şi pãtrunderea condensului în interiorul pereţilor izolaţi, datoritã diferenţei dintre presiunile parţiale ale vaporilor de apã din aerul exterior şi interior. Apare, în acest caz, necesitatea montãrii unei bariere de vapori în interiorul stratului de izolaţie termicã.

Izolarea termicã a spaţiilor încãlzite (fig.6.1,b)

Izolarea termicã a pereţilor, planşeelor şi pardoselilor spaţiilor încãlzite (camere de termostatare, cuptoare de coacere, celule de afunare la cald în industria alimentarã, cuptoare de încãlzire, cuptoare de tratamente termice în industrie) are rolul de a reduce pierderea de cãldurã în exterior în vederea menţinerii unui regim de temperaturã şi umiditate cât mai stabil.

Materialul se aplicã pe suprafaţa interioarã a pereţilor spaţiilor încãlzite cu condiţia realizãrii unei continuitãţi perfecte a stratului de izolaţie între pereţi, planşeu şi pardosealã.

6.1.1. Calculul grosimii izolaţiei termice pentru o densitatea de flux termic cunoscutã (condiţii la limitã de steţa a II-a)

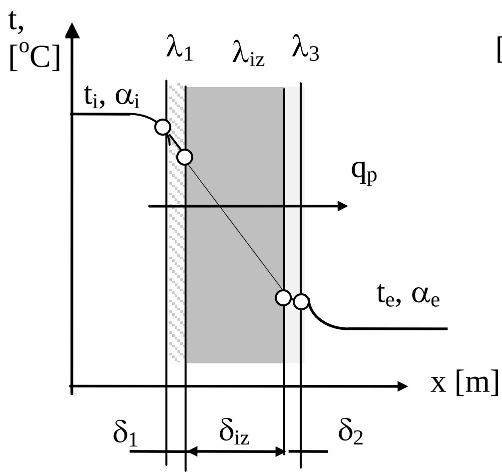
Cu notaţiile din figura 6.1, densitatea de flux termic transmisã prin perete se calculeazã cu relaţia:

$$q_p = \frac{\left| t_i - t_e \right|}{\frac{1}{\alpha_i} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_{iz}}{\lambda_{iz}} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} + \frac{1}{\alpha_e}} \quad [\mathrm{W/m^2}] \qquad (6.1)$$

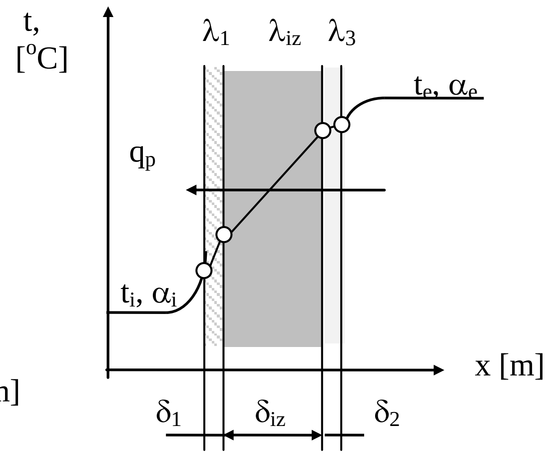
unde :

α_e [W/m^2.grd] este coeficientul de convecţie aer exterior-perete ;

- pentru incintele rãcite, în funcţie de amplasarea şi tipul peretelui, valorile coeficientului α_e [W/m^2.grd] sunt prezentate în tabelul 6.1.



a) cazul incintei încãlzite



b) cazul incintei rãcite

Fig.6.1

Tabelul 6.1

Amplasarea şi tipul peretelui	α_e , α_e, [W/m^2.grd]
Pereţi exteriori şi acoperişuri fãrã pod, expuşi curenţilor de aer	28…30
Pereţi exteriori şi acoperişuri fãrã pod, în contact cu aerul atmosferic cu circulaţie moderatã	23…24
Acoperiş cu pod	11…12
Pereţi interiori ce separã spatiul rãcit de culoare sau camere vecine ventilate	15…18
Plafoane şi pardoseli interioare	10…12
Suprafaţa interioarã a pereţilor unei camere încãlzite sau rãcite	8…9
Pereţii interiori ai camerei de depozitare a produselor rãcite, cu circulaţie moderatã a aerului	9
Pereţii interiori ai camerei de congelare, camerei de racier preliminarã a produselor, cu circulaţie intensã a aerului	11

- pentru pereţii unor cuptoare valorile coeficientului de convecţie α_e, [W/m^2.grd] şi pierderile exterioare de cãldurã q_{pc} [W/m^2], funcţie de temperaturã şi tipul peretelui, sunt prezentate în tabelul 6.2.

Tabelul 6.2

t, [°C]	α_e [W/m^2.grd]		q_p [W/m^2]	
	pereţi vopsiţi cu lac de aluminiu	pereţi din zidãrie	pereţi vopsiţi cu lac de aluminiu	Pereţi din Zidãrie
40	8,70	10,05	781,78	899,99
50	9,13	10,58	1151,15	1331,15
60	9,56	11,11	1548,82	1795,80
70	9,98	11,63	1967,42	2302,30
80	10,42	12,13	2427,88	2850,67
90	10,85	12,72	2930,20	3440,90
100	11,28	13,26	3453,45	4060,42
110	11,70	13,89	3007,63	4763,67
120	12,14	14,30	4596,23	5399,94
130	12,56	14,88	5190,64	6153,42
140	12,98	15,40	5839,47	6927,83
150	13,43	15,93	6530,16	7741,10
160	13,86	16,47	7241,78	8581,30
170	14,28	16,80	7974,33	9460,36
180	14,72	17,56	8727,81	10423,10
190	15,15	18,08	9544,08	11385,92
200	15,58	18,61	10360,35	12395,60
210	16,00	19,19	11218,48	13478,92
220	16,42	19,71	12135,21	14546,35
230	16,86	20,24	13018,46	15655,64
240	17,30	20,70	13939,38	16744,00
250	17,73	21,28	14964,95	17999,80

α_i [W/m^2.grd] - coeficientul de convecţie perete - aer interior;

- pentru incintele rãcite, în funcţie de amplasarea şi tipul peretelui, valorile coeficientului α_i [W/m^2.grd] sunt prezentate în tabelul 6.1.

$\Sigma \frac{\delta_i}{\lambda_i}$ [m^2.grd/W] – suma rezistenţelor termice ale straturilor componente ale peretelui, în afara stratului de izolaţie termicã ;

t_i , t_e , [°C] – temperatura aerului interior, respectiv, exterior.

Rezultã grosimea stratului de izolaţie termicã:

$$\delta_{iz} = \lambda_{iz} \cdot \left[\frac{|t_i - t_e|}{q_p} - \left(\frac{1}{\alpha_i} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_3}{\lambda 3} + \frac{1}{\alpha e} \right) \right] \text{, [m]} \tag{6.2}$$

Grosimea stratului de izolaţie termicã se standardizeazã pentru fiecare material în parte.

Cu noua valoare a grosimii stratului de izolaţie termicã se recalculeazã densitatea de flux termic, q_p, [W/m^2].

Pentru incintele rãcite, valorile recomandate pentru pãtrunderea de cãldurã (densitatea de flux termic) depind de temperatura aerului interior din spaţiul rãcit, de mãrimea şi destinaţia spaţiului respectiv. Pentru calcule practice se poate adopta q = 9,3 W/m^2, pentru pereţi şi tavan (pereţi izolaţi cu polistiren expandat) şi q = 13,95 W/m^2, pentru pardosealã (perete izolat cu plutã).

In general, pentru incintele încãlzite, valorile recomandate pentru pierderea de cãldurã (densitatea de flux termic) depind de temperatura aerului interior, conform tabelului 6.3.

Tabelul 6.3

Temperatura aerului din incintã t_i [^{o}C]					
50	75	100	125	150	200
58	67	76	85	93	110
Temperatura aerului din incintã t_i [^{o}C]					
225	250	300	350	400	450
119	127	144	160	178	195

- pentru pereţii unor cuptoare valorile pierderilor exterioare de cãldurã q_p [W/m^2], funcţie de temperaturã şi tipul peretelui, sunt prezentate în tabelul 6.2.

6.1.2. Calculul grosimii izolaţiei termice pentru o valoare datã a coeficientului total de transfer de cãldurã

Cu notaţiile din figura 6.1. coeficientul total de transfer de cãldurã se calculeazã cu relaţia:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_e} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{\delta_{iz}}{\lambda_{iz}} + \frac{1}{\alpha_i}} \quad [\mathrm{W/m^2.grd}] \qquad (6.3)$$

Rezultã grosimea stratului de izolaţie termicã:

$$\delta_{iz} = \lambda_{iz} \cdot \left[\frac{1}{k} - \left(\frac{1}{\alpha_e} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_i} \right) \right] \quad [\mathrm{m}] \qquad (6.4)$$

Grosimea stratului de izolaţie calculatã se standardizeazã pentru fiecare perete şi material în parte.

Cu noua valoare a grosimii stratului de izolaţie termicã se recalculeazã coeficientul total de transfer de cãldurã k.

In calculele practice se poate adopta o valoare a coeficientului total de transfer de cãldurã k = (0,2…0,5) W/m^2.grd, pentru pereţi şi tavan (pereţi izolaţi cu polistiren expandat) şi k = (0,3…0,7) W/m^2.grd, pentru pardosealã (perete izolat cu plutã).

Pentru un calcul rapid se pot adopta urmãtoarele valori ale coeficientului total de transfer de cãldurã, funcţie de diferenţa de temperaturã $\Delta t = t_e - t_i$ (tabelul 6.4).

Tabelul 6.4

Δt [grd]	50…35	35…30	30…25	25…30	20…15	15…10	10
k [W/m^2.grd]	0,23…0,35	0,40	0,45	0,52	0,58	0,63	0,70

Pentru diverse elemente izolate ale incintelor rãcite valorile coeficientului total de transfer de cãldurã sunt indicate dupã cum urmeazã:

- în tabelul 6.5, pentru pereţi exteriori;
- în tabelul 6.6, pentru pereţi interiori;
- în tabelul 6.7, funcţie de destinaţia incintei rãcite;
- în tabelul 6.8, funcţie de poziţia peretelui.

Tabelul 6.5

Temperatura aerului din incinta rãcitã t_i [^{o}C]	k [W/m^2.grd]		
	zona nordicã	zona medie	zona sudicã
-30…-18	0,32	0,25	0,23
-10	0,40	0,35	0,29
-4	0,46	0,40	0,35
0	0,52	0,46	0,40
4	0,65	0,58	0,49
12	0,78	0,70	0,58

Tabelul 6.6

Temperatura aerului din incinta rãcitã t_i [^{o}C]	k [W/m^2.grd					
	zona nordicã		zona medie		zona sudicã	
	a	b	a	B	a	b
-30…-18	0,29	0,28	0,25	0,23	0,21	0,20
-10	0,37	0,35	0,31	0,29	0,25	0,20
-4	0,43	0,39	0,37	0,35	0,31	0,29
0	0,48	0,45	0,42	0,39	0,36	0,33
4	0,58	0,53	0,52	0,49	0,44	0,41

Obs.: a) acoperiş cu pod
b) acoperiş fãrã pod

Tabelul 6.7

Incinta rãcitã	Temp.aerului t_i [^{o}C]	k [W/m^2.grd]
Camera de congelare	-23…-35	0,35
Depozit produse congelate	-18…-25	0,41
Depozit produse refrigerate	0	0,52
	4	0,70
	12	0,92

Tabelul 6.8

Poziţia peretelui	k [W/m^2.grd]
Perete între douã depozite de produse congelate	0,52
Perete între douã depozite de produse refrigerate	0,58
Perete între camere de congelare şi depozite de produse congelate	0,46
Perete între camere de congelare şi depozite de	0,35

produse refrigerate	
Perete între un depozit de produse congelare şi un depozit de produse congelate	0,46

Pentru diverse construcţii cu pereţi executaţi din panouri mari de beton, valorile coeficientului total de transfer de căldură sunt prezentate în tabelul 6.9.

Tabelul 6.9

Material	Greut.spec. ρ [kg/m^2]	Gros.perete δ [mm]	k [W/m.K]	
			per.int.	per.ext.
Panouri mari în strat omogen tencuiţi interior şi exterior	1300	260	1511,9	1349,1
	1350	300	1453,7	1314,2
Panouri mari în trei straturi având la interior şi exterior beton armat, iar la mijloc termoizolație: - plăci semirigide din vată minerală	1600	200	1337,4	1209,5
- sticlă spongioasă	1450	220	1279,3	1163,0
- plută minerală	1600	200	1279,3	1163,0

6.2. Izolarea termică a pereţilor cilindrici

Calculul termic al sistemelor de conducte reprezintă un caz particular al transferului de căldură între două fluide despărţite de un perete format din unul sau mai multe straturi.

In functie de temperatura fluidului transportat se deosebesc două categorii de conducte izolate termic:

- <u>conducte care transportă fluide calde</u> (fig.6.2,a), la care izolaţia termică are drept scop reducerea pierderilor de căldură şi de temperatură în mediul ambiant şi asigurarea unor temperaturi pe suprafaţa exterioară în conformitate cu normele de protecţie a muncii;
- <u>conducte care transportă fluide reci</u> (fig.6.2,b), la care izolaţia termică are drept scop micşorarea absorbţiei de căldură din mediul ambiant şi evitarea condensării umidităţii din aer pe suprafaţa conductelor.

6.2.1. Calculul grosimii izolaţiei termice pentru un flux termic liniar cunoscut (condiţii la limită de speţa a II-a)

Se consideră o conductă cu un strat de izolaţie de bază şi un strat protector (fig.6.2,a, pentru conducte care transportă fluide calde şi fig.6.2,b, pentru conducte care transportă fluide reci). In vederea calculării grosimii izolaţiei termice sunt necesare următoarele date:

- amplasarea conductei şi temperatura mediului ambiant t_e [^{o}C];
- dimensiunile conductei d_i şi d_e [m];
- temperatura fluidului transportat t_f [^{o}C];
- construcţia şi materialul izolaţiei termice λ_{iz} [W/m.K];

- modul de susţinere a conductei, armãturile şi compensatoarele de dilataţie.

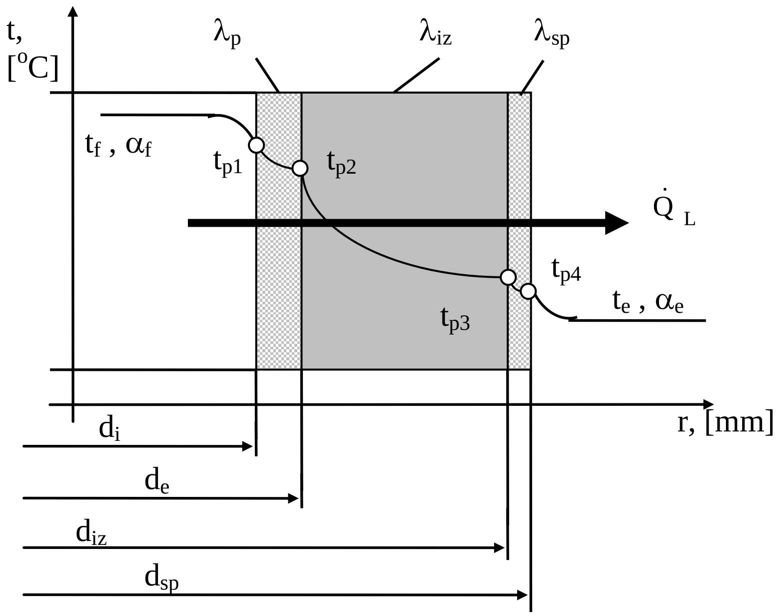


Fig.6.2,a
Conductã care transportã fluide calde

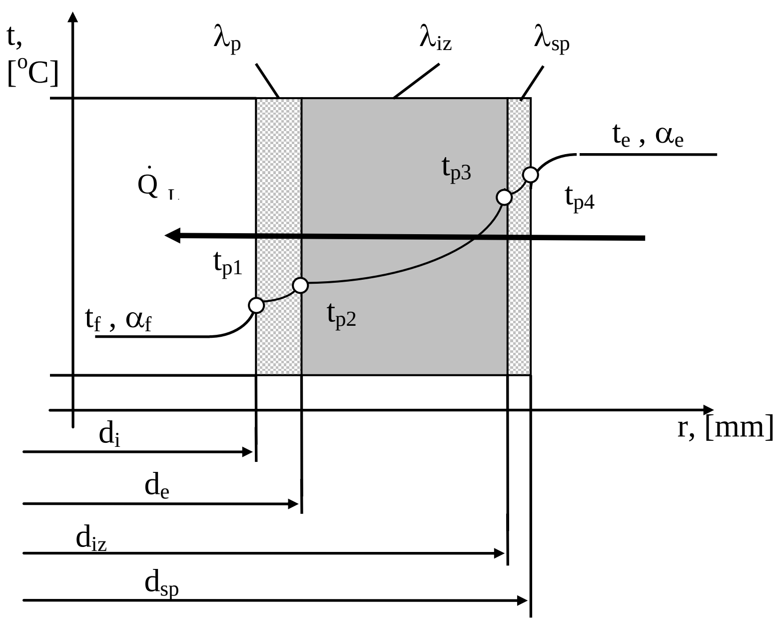


Fig.6.2,b
Conductã care transportã fluide reci

Fluxul termic liniar (unitar) transmis prin conducta izolatã se calculeazã cu relaţia:

$$\Phi_L = \frac{|t_f - t_e|}{R_{Li} + R_{Lp} + R_{Liz} + R_{Lsp} + R_{Le}} \text{ [W/m]} \qquad (6.5)$$

unde:

$R_{Li} = \frac{1}{\pi \cdot d_i \cdot \alpha_i}$ [m.grd/W] este rezistenţa superficialã liniarã a fluidului transportat;

Rezistenţa superficialã liniarã R_{Li} se ia în calcule în urmãtoarele cazuri:
- la diametre ale conductei $d_i < 50$ mm, dacã $\alpha_i < 150$ W/m^2.grd;
- la diametre ale conductei $50 < d_i < 500$ mm, dacã $\alpha_i < 120$ W/m^2.grd;
- la diametre ale conductei $d_i > 500$ mm, dacã $\alpha_i < 90$ W/m^2.grd.

Pentru unele fluide (abur supraîncãlzit de înaltã presiune, abur saturat, apã, agenţi frigorifici, uleiuri), rezistenţa superficialã R_{li} se poate neglija, reprezentând sub 1% din rezistenţa totalã;

$R_{Lp} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_p} \cdot \ln \frac{d_e}{d_i}$ [m.grd/W] - rezistenţa termicã liniarã a peretelui conductei ;

Pentru conductele metalice, conductivitatea termicã a materialului are valori ridicate ($\lambda > 15$ W/m.K), din care cauzã, rezistenţa termicã R_{Lp} poate fi neglijatã, reprezentând sub 1% din rezistenţa totalã.

$R_{Liz} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_{iz}} \cdot \ln \frac{d_{iz}}{d_{ei}}$ [m.grd/W] - rezistenţa termicã liniarã a stratului de izolaţie;

$R_{Lsp} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_{sp}} \cdot \ln \frac{d_{sp}}{d_{izi}}$ [m.grd/W] - rezistenţa termicã liniarã a stratului protector ;

In general, stratul protector este realizat sub forma unui inveliş metalic (tablã vopsitã, tablã zincatã, tablã din aluminiu) sau sub forma unui strat de tencuialã, cu grosimi de (10…20) mm. In tabelul 6.10 este indicatã conductivitatea termicã λ_{sp} [W/m.K] pentru câteva materiale utilizate la realizarea stratului protector.

Tabelul 6.10

Material	ρ [kg/m^3]	λ_{sp} [W/m.K]
Ciment şi gips	900…1000	0,23 la 50^{o}C
Pastã bituminoasã şi mastic asfaltos	1000…1150	0,30 la 50^{o}C
Ciment	1600…1900	0,29 la 50^{o}C
Strat anticoroziv	1000…1100	0,17…0,23 la 50^{o}C

In cazul învelisului metalic, rezistenţa termicã R_{Lsp} poate fi neglijatã.

In cazul stratului de tencuialã, rezistenţa termicã R_{Lsp} reprezintã pânã la 20% din rezistenţa totalã.

$R_{Le} = \frac{1}{\pi \cdot d_{spi} \cdot \alpha_e}$ [m.grd/W] - rezistenţa superficialã liniarã a mediului ambiant ;

funcţie de diametrul conductei şi de amplasarea acesteia, în tabelul 6.11 sunt prezentate valori pentru rezistenţa superficialã liniarã a mediului ambiant.

Pentru calcule exacte, valorile coeficientului de convecţie strat protector-mediu ambiant α_e [W/m^2.grd] funcţie de amplasarea conductei, sunt prezentate în tabelul 6.12.

Rezultã rezistenţa termicã a stratului de izolaţie:

$$R_{Liz} = \frac{t_f - t_e}{\dot{Q}_L} - \left(R_{Li} + R_{Lp} + R_{Lsp} + R_{Le}\right) =$$

$$= \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_{iz}} \cdot \ln \frac{d_{iz}}{d_e} \text{ [m.grd/W]} \qquad (6.6)$$

Grosimea stratului de izolaţie termicã:

$$\ln \frac{d_{iz}}{d_e} = 2 \cdot \pi \cdot \lambda_{iz} \left(\frac{t_f - t_e}{\dot{Q}_L} - R_{Li} - R_{Lp} - R_{Le} \right) \text{ [m]}, \qquad (6.7)$$

de unde:

$$\delta_{iz} = 0,5 \cdot d_e \cdot \left(\frac{d_{iz}}{d_e} - 1 \right) \text{ [m]} \qquad (6.8)$$

Tabelul 6.11

D_n [mm]	Conducte în încãperi						Conducte în aer liber		
	cu coeficient mic de radiaţie a învelişului			cu coeficient mare de radiaţie a învelişului					
	Temperatura fluidului transportat t_f [^oC]								
	100	300	500	100	300	500	100	300	500
32	0,50	0,35	0,30	0,33	0,22	0,17	0,12	0,09	0,07
40	0,45	0,30	0,25	0,29	0,20	0,15	0,10	0,07	0,05
50	0,40	0,25	0,20	0,25	0,17	0,13	0,09	0,06	0,04
100	0,25	0,19	0,15	0,15	0,11	0,10	0,07	0,05	0,04
125	0,21	0,17	0,13	0,13	0,10	0,09	0,05	0,04	0,03
150	0,18	0,15	0,11	0,12	0,09	0,08	0,05	0,04	0,03
200	0,16	0,13	0,10	0,10	0,08	0,07	0,04	0,03	0,03
250	0,13	0,10	0,09	0,09	0,07	0,06	0,03	0,03	0,02
300	0,11	0,09	0,08	0,08	0,07	0,06	0,03	0,02	0,02
350	0,10	0,08	0,07	0,07	0,06	0,05	0,03	0,02	0,02
400	0,09	0,07	0,06	0,06	0,05	0,04	0,02	0,02	0,02
500	0,075	0,065	0,06	0,05	0,045	0,04	0,02	0,02	0,016
600	0,062	0,055	0,05	0,043	0,038	0,035	0,017	0,015	0,014
700	0,055	0,051	0,045	0,038	0,035	0,032	0,015	0,013	0,012
800	0,048	0,045	0,042	0,034	0,031	0,029	0,013	0,012	0,011
900	0,044	0,041	0,038	0,031	0,028	0,026	0,012	0,011	0,010
1000	0,040	0,037	0,034	0,028	0,026	0,024	0,011	0,010	0,009
2000	0,022	0,020	0,017	0,015	0,014	0,013	0,006	0,006	0,005

Obs.: 1. Pentru temperaturi ale fluidului transportat $t_f < 100^oC$ se aleg valorile pentru $t_f = 100^oC$;

2. Invelişurile cu coeficient mic de radiaţie sunt executate din tablã zincatã, tablã din aliaje de aluminiu şi aluminiu oxidat, tablã vopsitã cu lacuri din aluminiu;

3. Invelişurile cu coeficient mare de radiaţie sunt executate din tencuialã, plãci de sticlã, diverse vopsele (exclusive din aluminiu).

Grosimea stratului de izolaţie termicã se standardizeazã, funcţie de materialul ales.

Tinând seama de stratul protector din ciment şi paste bituminoase cu diverse grosimi, se calculeazã grosimea realã a stratului de izolaţie cu coeficientul de corecţie Δ [mm], cu valori date în tabelul 6.13.

Tabelul 6.12

Amplasarea conductei	In încãperi		In aer liber la viteza vântului w [m/s]		
	cu coeficient mic de radiaţie a învelişului	cu coeficient mare de radiaţie a învelişului	5	10	15
orizontalã	6	10	20	25	35
verticalã	7	11	25	35	50

Obs. : In absenţa datelor privind viteza vântului, se admite w = 10 m/s.

Tabelul 6.13

δ_{sp} [mm]	λ_{iz} [W/m.K]					
	0,07	0,08	0,09	0,10	0,11	0,12
10	2	2	2	3	3	3
15	3	3	4	4	5	5
20	4	4	5	6	6	7

La alegerea grosimii stratului de izolaţie termicã trebuie sã se ţinã seama şi de tasarea materialului prin coeficientul de tasare K_t, definit ca raportul dintre volumul construcţiei termoizolate în funcţiune şi volumul contrucţiei la montaj. Se recomandã $K_t > 1$, pentru a preveni deprecierea izolaţiei termice.

Pentru câteva materiale termoizolatoare, valorile coeficientului de tasare sunt recomandate întabelul 6.14.

Tabelul 6.14

Material	K_t
Saltele din vatã mineralã perforatã	1,2…1,3
Saltele din vatã de sticlã cu legãturã sinteticã	1,6
Saltele şi plãci din vatã mineralã moale cu legãturã sinteticã	1,5
Plãci semirigide din vatã mineralã cu legãturã sinteticã	1,2
Plãci din vatã mineralã cu legãturã cu amidon	1,2
Plãci semirigide din vatã de sticlã cu legãturã sinteticã	1,15
Plãci moi din vatã mineralã cu legãturã din bitum	1,5
Plãci semirigide din vatã mineralã cu legãturã din bitum	1,2

Grosimea stratului de izolaţie termicã la montaj va fi:

$$\delta_o = \delta_{iz} \cdot K_t = \frac{d_e - \delta_{iz}}{d_e + 2 \cdot \delta_{iz}} \text{ [m]} \qquad (6.9)$$

Valorile fluxului termic liniar (unitar) Φ_L [W/m} funcţie de diametrul exterior al conductei neizolate d_e [m], temperature fluidului transportat t_f [^oC] şi de amplasarea conductei sunt prezentate în tabelul 6.15.

Tabelul 6.15

d_e [mm]	t_f [^oC]									
	80		100		180		200		250	
	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b
10	8	13	21	24	35	37	48	49	62	60
20	12	15	27	31	43	47	58	63	74	79
32	14	17	33	36	50	53	67	72	86	90
48	15	21	36	42	57	62	76	84	98	105
57	16	24	37	47	62	67	81	91	105	112
76	17	29	43	52	67	77	91	100	115	126
89	19	33	45	58	72	83	95	108	122	133
108	26	36	52	64	79	90	105	117	131	145
133	31	41	62	70	88	99	117	129	140	158
159	36	44	70	76	98	109	130	140	163	172
194	41	49	77	85	108	120	144	151	178	188
219	46	53	81	91	116	128	154	163	192	204
273	49	62	91	101	129	145	170	186	213	230
325	52	70	99	116	142	163	186	209	233	256
377	58	82	107	133	152	181	204	231	254	279
426	62	95	114	149	163	201	221	254	273	302
478	70	104	127	158	180	215	238	273	294	326
529	77	110	140	169	198	228	256	285	314	349
630	95	121	163	186	227	254	294	320	364	384
720	110	134	186	205	256	277	326	345	395	416
830	128	157	209	233	291	309	366	384	442	463
920	157	180	238	262	320	344	401	430	483	512
1020	174	209	262	297	349	384	430	473	523	564

Tabelul 6.15 (continuare)

d_e [mm]	t_f [^oC]									
	300		350		4000		450		500	
	a	b	a	b	A	b	a	b	a	b
10	74	73	88	85	101	98	114	109	128	122
20	90	94	105	110	121	127	136	143	152	157
32	105	108	122	126	140	144	158	163	176	181
48	119	126	138	145	158	167	179	197	199	209
57	126	134	148	156	169	178	192	201	213	223
76	140	149	164	172	188	198	213	221	236	244
89	147	158	173	184	198	209	224	235	250	259
108	159	172	186	200	212	227	238	254	264	281
133	177	188	205	219	234	247	263	278	291	307
159	193	204	223	238	256	267	287	302	317	334
194	212	223	247	259	281	291	317	326	350	363
219	228	242	264	279	302	314	337	351	372	391
273	254	271	294	312	336	355	376	395	416	440
325	279	302	323	349	369	395	413	442	459	488
377	302	329	349	379	400	430	448	477	498	529
426	326	356	374	409	430	463	483	512	535	570
478	352	384	395	436	465	488	521	547	577	605
529	378	407	436	465	500	523	558	582	618	640
630	430	448	494	512	564	582	628	645	698	709
720	471	488	547	558	616	630	686	700	762	772
830	518	540	599	622	675	698	750	773	826	851
920	558	599	645	680	727	762	808	843	884	930
1020	611	657	698	744	779	837	866	922	948	1006

Obs.: a) – conducte izolate amplasate în încãperi şi canale cu temperatura medie a aerului t_e = (20…30)^{o}C;

b) – conducte izolate amplasate în aer liber cu temperatura medie t_e = (0…15)^{o}C şi conducte subterane amplasate în canale nevizitabile cu temperatura medie a solului t_e = 5^{o}C.

Fluxul termic total transmis prin suprafaţa conductei izolate va fi:

$$\Phi = \Phi_L \cdot L_c \text{ [W]} \qquad (6.10)$$

unde, L_c [m] este lungimea de calcul (echivalentã) a conductei; se calculeazã cu relaţia:

$$L_c = K \,.\, L + l \text{ [m]} \qquad (6.11)$$

cu: K – coefficient ce ţine seama de pierderile suplimentare de cãldurã prin elementele de susţinere a conductei (tabelul (6.16);

L [m] – lungimea conductei;

l [m] – lungimea de conductã izolatã care echivaleazã pierderile de cãldurã prin armãturile de închidere (vane, ventile – tabelul 6.17 şi prin îmbinãri (pentru îmbinãri cu flanşe se recomandã l = 1…1,5 m).

Tabelul 6.16

Modul de susţinere a conductei	Coeficientul K	
	conducte amplasate în încăperi	conducte amplasate în aer liber
- prin agăţare	1,10	1,15
- prin rezemare	1,15	1,25

Tabelul 6.17

d_i [mm]	Conducte în încăperi		Conducte în aer liber	
	$t_f = 100^oC$	$t_f = 400^oC$	$t_f = 100^oC$	$t_f = 400^oC$
100	2,5	5,0	4,5	6,0
500	3,0	7,5	6,0	8,5

Dacã lungimea conductei nu este cunoscutã se mãreşte valoarea coeficientului K astfel:

- pentru conducte amplasate în încãperi K = 1,2;
- pentru conducte amplasate în aer liberi K = 1,25.

6.2.2. Calculul grosimii izolaţiei termice pentru o temperaturã datã pe suprafaţa acesteia

Normele de protecţie a muncii impun temperatura pe suprafaţa exterioarã a conductei izolate t_{p4} egalã cu 50^oC, pentru stratul protector din tencuialã şi 55^oC, pentru stratul protector metallic. Temperatura de 60^oC este limita maxima admisibilã peste care apare accidentarea prin arsurã a personalului de exploatare.

Conform notaţiilor din figura 6.2,a (conductã care transportã fluide calde), fluxul termic liniar (unitar) se calculeazã cu relaţia:

$$\Phi_L = \frac{t_i - t_{p4}}{R_{Li} + R_{Lsp} + R_{Liz} + R_{Lp}} = \alpha_e \cdot \pi \cdot d_{sp} \cdot \left(t_{p4} - t_e\right) \text{ [W/m]} \qquad (6.12)$$

Rezistenţele termice R_{Li} şi R_{Lp} pot fi neglijate.

Grosimea stratului de izolaţie termicã se calculeazã în douã etape:

a) se neglijeazã rezistenţa termicã a stratului protector $R_{Lsp} = 0$; rezultã;

$$\frac{diz}{de} \cdot \ln \frac{diz}{de} = 2 \cdot \lambda_{iz} \cdot \frac{t_i - t_{p4}}{d_e \cdot \alpha_e \cdot \left(t_{p4} - t_2\right)} \qquad (6.13)$$

Ecuaţie de forma x . lnx = const. ($x = d_{iz}/d_e$), rezolvarea ei fãcându-se grafic sau prin încercãri.

Rezultã:

$$\delta_{iz} = 0{,}5 \cdot d_e \cdot \left(\frac{d_{iz}}{d_e} - 1\right) \text{ [m]} \qquad (6.14)$$

b) ţinând seama de stratul protector se calculeazã grosimea realã a stratuli de izolaţie termicã cu coeficientul de corecţie Δ [mm] (tabelul 6.13).

$$\delta_{iz}' = \delta_{iz} - \Delta \text{ [mm]} \qquad (6.15)$$

Grosimea stratului de izolaţie termicã la montaj se calculeazã cu relaţia (6.9).

Se calculeazã fluxul termic liniar (unitar) Φ_L [W/m} şi apoi, modificând grosimea stratului de izolaţie se verificã temperatura impusã t_{p4} [^oC].

6.2.3. Calculul grosimii izolaţiei termice pentru o scãdere a temperatuii fluidului transportat

Ecuaţia de bilanţ termic pentru elemental de conductã de lungime dL (figura 6.3) este:

$$d\Phi_1 = d\Phi_2 \tag{6.16}$$

unde: $d\Phi_1$ este fluxul termic elementar pierdut în mediul ambient; se calculeazã cu relaţia:

$$d\Phi_1 = \frac{t_f - t_0}{R} \cdot dL \tag{6.17}$$

cu R rezistena termicã totalã;

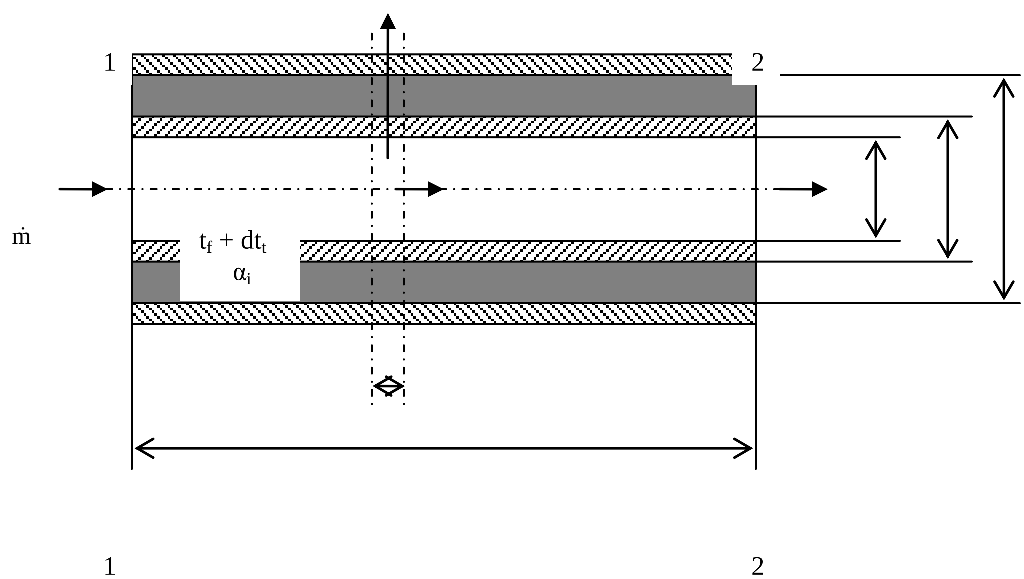


Fig.6.3

$d\Phi_2$ - fluxul termic elementar cedat de fluid (temperatura se micşoreazã cu dt_f); se calculeazã cu relaţia:

$$d\Phi_2 = -\dot{m} \cdot c_p \cdot dt_f$$ (6.18(

Rezultã:

$$\frac{t_f - t_0}{R} \cdot dL = -\dot{m} \cdot c_p \cdot dt_f \tag{6.19}$$

$$\frac{dt_f}{t_f - t_0} = -\frac{dL}{\dot{m} \cdot c_p \cdot R} \tag{6.20}$$

Prin integrare

$$\int_{t_{f1}}^{t_{f2}} \frac{dt_f}{t_f - t_0} = -\int_0^L \frac{dL}{\dot{m} \cdot c_p \cdot R} \tag{6.21}$$

Se obţine:

$$\ln \frac{t_{f1} - t_0}{t_{f2} - t_0} = \frac{L}{\dot{m} \cdot c_p \cdot R} \tag{6.22}$$

Rezistenţa termicã totalã va fi:

$$R = R_i + R_p + R_{iz} + R_{sp} + R_e = \frac{L}{\dot{m} \cdot c_p \cdot \ln \frac{t_{f1} - t_0}{t_{f2} - t_0}} \tag{6.23}$$

Grosimea stratului de izolaţie termicã:

$$\ln \frac{d_{iz}}{d_e} = 2 \cdot \pi \cdot \lambda_{iz} \cdot \left(\frac{L}{\dot{m} \cdot c_p \cdot \ln \frac{t_{f1} - t_0}{t_{f2} - t_0}} - R_i - R_p - R_{sp} - R_e \right) \tag{6.24}$$

de unde:

$$\delta_{iz} = 0,5 \cdot d_e \cdot \left(\frac{d_{iz}}{d_e} - 1 \right) \text{ [m]} \tag{6.25}$$

Capitolul 7

TRANSFERUL DE MASĂ

Dacã un sistem este alcãtuit din unul sau mai mulţi componenţi în care concentraţia variazã de la un loc la altul, existã tendinţa naturalã de echilibrare a concentraţiei prin transportul masei din zonele cu concentraţii mai ridicate cãtre cele cu concentraţii mai reduse. Intensitatea procesului depinde de gradientul concentraţiei şi de rezistenţa opusã de mediu procesului de transfer.

Transferul de masã poate apare atât în faza gazoasã, cât şi în faza lichidã, în sistemele gaz-lichid, vapori-lichid, lichid-lichid, cu sau fãrã transfer simultan de cãldurã şi impuls. Aplicaţiile tehnice mai importante ale transferului de masã sunt absorbţia de gaz, absorbţia unui lichid într-un solid absorbant, distilarea, extracţia de lichid, umidificarea etc.

Transferul de masã se face în douã moduri:

- transferul de masã prin difuzie molecularã, analog cu transferul de cãldurã prin conducţie termicã sau cu transferul de impuls în curgere laminarã. Se datoreşte tendinţei naturale de reducere a diferenţei de concentraţie dintr-un fluid prin mişcarea dezordonatã a moleculelor sau atomilor care alcãtuesc fluidul;

- transferul de masã prin difuzie turbulentã, analog transferului de cãldurã prin convecţie termicã. Reprezintã transferul de masã de la o suprafaţã solidã cãtre un fluid în mişcare sau între douã fluide nemiscibile în mişcare relativã. Fenomenul depinde de proprietãţile de transport ale fluidului şi de caracteristicile hidrodinamice ale procesului.

7.1. Parametrii caracteristici transferului de masã

Concentraţia unui component A este raportul dintre masa componentului şi volumul total al amestecului. Funcţie de felul în care se exprimã masa componentului, avem:

- concentratia de masã:

$$\rho_A = \frac{m_A}{V} \quad [\mathrm{kg/m^3}] , \tag{7.1}$$

cu m_A [kg] , masa componentului;

- concentratia molarã:

$$c_A = \frac{\rho_A}{M_A} \quad [\mathrm{kmol/m^3}] , \tag{7.2}$$

cu M_A [kg/kmol] , masa molarã a componentului

Gradientul concentraţiei, definit în mod similar cu gradientul de temperaturã, reprezintã variaţia elementarã a concentraţiei componentului A cu distanţa, pe direcţia sa de difuzie :

$$\text{grad}\ \rho_A = \frac{\partial \rho_A}{\partial x}\ [\text{kg/m}^3\text{.m}] \qquad (7.3)$$

Viteza. Fiecare component din amestec are o vitezã de difuzie proprie care complicã problema determinãrii vitezei amestecului. Se defineşte:

- o vitezã medie masicã, funcţie de densitãţile masice, ρ_i şi vitezele componenţilor, w_i, ca o medie ponderatã datã de relaţia:

$$w = \frac{\sum_{i=1}^{n} \rho_i \cdot w_i}{\rho}\ [\text{m/s}] \qquad (7.4)$$

- o vitezã medie molarã, funcţie de concentraţiile molare ale componenţilor, c_I :

$$w = \frac{\sum_{i=1}^{n} c_i \cdot w_i}{c}\ [\text{m/s}] \qquad (7.5)$$

Fluxul masic, q_m, este raportul dintre debitul masic, Q_m [kg/s], şi aria suprafeţei de transfer de masã, S [m^2]:

$$q_m = \frac{Q_m}{S} = \frac{\Delta Q_m}{S \cdot \Delta \tau}\ [\text{kg/m}^2\text{.s}] \qquad (7.6)$$

Fluxul masic unitar, n_{Az}, [$kg/m^2.s$], raportat la un sistem fix de axe, are douã componente:

- $q_{mA} = - \rho \,.\, D_{AB} \,.\, \nabla g_A$ - fluxul masic relativ - contribuţia gradientului de concentraţie;

- $\rho A \,.\, w = g_A \,.\, (n_A + n_B)$ – contribuţia deplasãrii amestecului.

Rezultã :

$$N_A = - \rho \,.\, D_{AB} \,.\, \nabla g_A + g_A \,.\, (n_A + n_B) \qquad (7.7)$$

7.2. Legile transferului de masã

7.2.1. Legea lui Fick

Legea de bazã a difuziei moleculare este legea lui Fick: fluxul de substanţã A care difuzează într-un sistem izoterm şi izobar este proportional cu gradientul concentraţiei.

Pentru difuzia unidirecţionalã în direcţia z, legea lui Fick este :

$$J_{Az} = -D_{AB} \cdot \frac{dc_A}{dz} \text{ [kmol/m}^2\text{.s] ,} \qquad (7.8)$$

unde: J_{az} - este fluxul molar în direcţia z, raportat la viteza medie molarã;

$\frac{dc_A}{dz}$ - gradientul concentraţiei molare în direcţia z;

D_{AB} - factor de proporţionalitate, numit coeficient de difuzie, pentru componentul A care difuzează prin componentul B.

Semnul (-) aratã cã difuzia se face în sensul scãderii concentraţiei.

7.3. Ecuaţia diferenţialã a transferului de masã

Pentru stabilirea ecuaţiei diferenţiale a transferului de masã, se scrie o ecuaţie de bilanţ de substanţã pentru un component într-un volum elementar de control (fig.7.1).

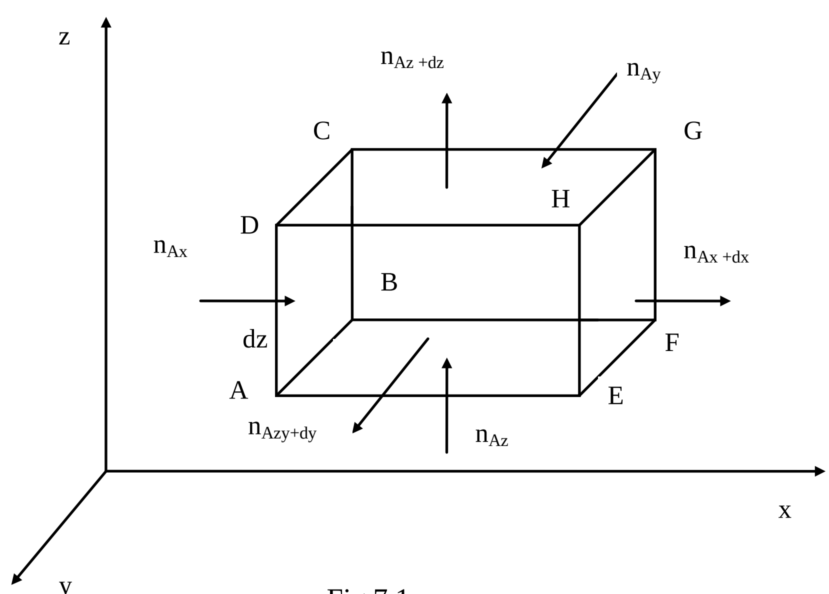


Fig.7.1

Se considerã un volum elementar dV = dx.dy.dz, într-un sistem de axe rectangulare, prin care curge un amestec care conţine componentul A.

Legea conservãrii masei în volumul elementar aratã cã:

Viteza de variaţie a cantităţii de component A din volum	=	Variaţia fluxului de substanţă care străbate suprafaţa volumului	+	Viteza de generare a substanţei în interiorul volumului elementar

- Viteza de variaţie a cantităţii de component A din volum este $\frac{\partial \rho_A}{\partial \tau} \cdot dV$.
- Variaţia fluxului de substanţă care străbate suprafaţa exterioară a volumului elementar se determină luând separat fiecare suprafaţă de control:

- directia x: $n_{Ax} \,.\, dy \,.\, dz|_{x} - n_{Ax} \,.\, dy \,.\, dz|_{x+dx}$

- directia y: $n_{Ay} \,.\, dx \,.\, dz|_{y} - n_{Ay} \,.\, dx \,.\, dz|_{y+dy}$

- directia z: $n_{Az} \,.\, dx \,.\, dy|_{z} - n_{Az} \,.\, dx \,.\, dy|_{z+dz}$

- Viteza de generare a substanţei în volumul elementar prin intermediul unor reacţii chimice sau nucleare este $q_{mv,A} \,.\, dV$.

Rezultă:

$$\frac{\partial \rho_A}{\partial \tau} \cdot dV = n_{Ax} \,.\, dy \,.\, dz|_{x} - n_{Ax} \,.\, dy \,.\, dz|_{x+dx} + n_{Ay} \,.\, dx \,.\, dz|_{y} - n_{Ay} \,.\, dx \,.\, dz|_{y+dy} + n_{Az} \,.\, dx \,.\, dy|_{z} - n_{Az} \,.\, dx \,.\, dy|_{z+dz} + q_{mv,A} \,.\, dV \tag{7.9}$$

Impărţind cu volumul dV = dx.dy.dz şi reducând termenii asemenea, se obţine:

$$\frac{n_{Ax}\big|_{x+dx} - n_{Ax}\big|_{x}}{dx} + \frac{n_{Ay}\big|_{y+dy} - n_{Ay}\big|_{y}}{dy} + \frac{n_{Az}\big|_{z+dz} - n_{Az}\big|_{z}}{dz} + \frac{\partial \rho_A}{\partial \tau} - q_{mv,A} = 0 \tag{7.10}$$

relaţie, care pusă sub formă diferenţială, devine:

$$\frac{\partial}{\partial x} n_{Ax} + \frac{\partial}{\partial y} n_{Ay} + \frac{\partial}{\partial z} n_{Az} + \frac{\partial \rho_A}{\partial \tau} - q_{mv,A} = 0 \tag{7.11}$$

sau:

$$\nabla n_A + \frac{\partial \rho_A}{\partial \tau} - q_{mv,A} = 0 \tag{7.12}$$

- ecuaţia de continuitate pentru componentul A.

In mod similar, se poate scrie ecuaţia de continuitate pentru componentul B :

$$\nabla n_B + \frac{\partial \rho_B}{\partial \tau} - q_{mv,B} = 0 \tag{7.13}$$

Adunând relaţiile (7.12) şi (7.13), rezultă:

$$\nabla(n_A + n_B) + \frac{\partial(\rho_A + \rho_B)}{\partial\tau} - (q_{mv,A} + q_{mv,B}) = 0 \qquad (7.14)$$

Pentru un amestec de doi componenţi, există relaţiile :

$$N_A + n_B = \rho_A \cdot w_A + \rho_B \cdot w_B = \rho \cdot w \qquad (7.15)$$

$$\rho_A + \rho_B = \rho \qquad (7.16)$$

$$q_{mv,A} = - q_{mv,B} \ , \qquad (7.17)$$

deoarece generarea componentului A se face pe seama epuizării componentului B.

Se obţine ecuaţia de continuitate pentru amestec:

$$\nabla(\rho \cdot w) + \frac{\partial\rho}{\partial\tau} = 0 \ , \qquad (7.18)$$

ecuatie identică cu ecuatia de continuitate pentru curgerea unui fluid omogen.

7.4. Transferul de masă convectiv

Transferul de masă convectiv sau prin difuzie turbulentă implică transportul de substanţă între o suprafaţă şi un fluid în mişcare sau între două fluide nemiscibile în mişcare relativă. Mecanismul transferului de masă convectiv necesită şi transferul de masă prin difuzie moleculară prin stratul de fluid stagnant şi, respectiv, prin stratul de fluid în mişcare laminară. Dacă fluidul curge turbulent, există o deplasare a unor particule de fluid transversal pe liniile de curent care accelerează transferul de substantă. Rezistenţa care controlează intensitatea procesului de transfer de masă este rezistenţa de valoare maximă care se localizează în procesul de difuzie moleculară din filmul de fluid stagnant sau laminar.

7.4.1. Ecuaţia de bază. Relaţii criteriale

Ecuaţia de bază a transferului de masă convectiv (prin difuzie turbulentă) este asemănătoare legii lui Newton pentru transferul de căldură prin convecţie:

$$n_A = k_c \cdot (\rho_{Ai} - \rho_A) \ [kg/m^2.s] \ , \qquad (7.19)$$

unde: n_A - fluxul masic unitar de component A care părăseşte interfaţa solid-fluid;
k_c, m/s - coeficientul de transfer de masă;
ρ_{Ai} , kg/m^3 - concentraţia substanţei A care difuzează la interfaţă;
ρ_A , kg/m^3 - concentraţia substanţei A în fluid la o distanţă de interfaţă egală cu grosimea stratului limită de concentraţie.

Pentru determinarea coeficientului de transfer de masă convectiv se folosesc patru metode principale:

- analiza dimensionalã, urmatã de cercetãri experimentale;
- analiza exactã a stratului limitã;
- analiza aproximativã a stratului limitã;
- analogia dintre transferul de masã, impuls si energie.

Cea mai utilizatã metodã este analiza dimensionalã, prezentatã în capitolul Convecţia temicã.

In calculul transferului de masã se utilizeazã o serie de criterii adimensionale, dintre care cele mai importante sunt:

- **criteriul Schmidt**, Sc: raportul dintre difuzivitatea molecularã a impulsului şi dificivitatea molecularã a masei:

$$Sc = \frac{\nu}{D_{AB}} = \frac{\eta}{\rho \cdot D_{AB}}$$ - analog criteriului Prandtl.

- **criteriul Lewis**, Le: raportul dintre difizivitatea molecularã a cãldurii şi a masei:

$$Le = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p \cdot D_{AB}} = \frac{a}{D_{AB}}$$

- **criteriul Sherwood**, Sh: raportul dintre rezistenţa la transferul de masã convectiv şi rezistenţa la transferul de masã molecular al fluidului:

$$Sh = \frac{k_c \cdot L}{D_{AB}}$$ - analog criteriului Nusselt,

unde, L este lungimea caracteristicã.

Ecuaţiile criteriale utilizate sunt de forma:

Sh - f(Re, Sc) - pentru convectia fortatã

Sh = f(Gr*, Sc) - pentru convectia naturalã, unde criteriul Grashof se calculeazã cu relaţia Gr = $\frac{L^3 \cdot \Delta\rho_A}{\rho \cdot \nu^2}$.

CUPRINS

BIBLIOGRAFIE

1. Arãdãu, D., s.a., Termotehnicã, Indrumar de laborator, Universitatea din Galati, l989
2. Gociu, Gh., Transmiterea cãldurii, Universitatea din Galati, l984
3. Stefãnescu, D., s.a., Transferul de cãldurã în tehnicã. Culegere de probleme, Vol.I si II, Ed. Tehnicã, Bucuresti, l986
4. Srefãnescu, D., s.a., Transferul de cãldurã şi masã. Teorie şi aplicaţii, E.D.P., Bucureşti, 1986
5. Miron, V., Aparate schimbãtoare de cãldurã. Recomandãri privind calculul termic, Ed. Evrica, Brãila, 1999
6. Miron, V., Izolaţii termice, Ed. Evrica, Brãila, 1999
7. Leca, A., sa. Procese de transfer de cãldurã, Ed. Tehnicã, Bucureşti, 2000
8. Miron, V., Paraschiv, Simona, Paraschiv, Spiru, Transfer de cãldurã. Indumar de laborator, Editura Fundaţiei Universitare « Dunãrea de Jos », Galati, 2006