

FENOMENE DE TRANSFER ȘI OPERAȚII UNITARE 1

(CHE 210)

Eugenia Teodora Iacob Tudose

Introducere

Industria chimică are ca obiectiv transformarea moleculară a unei substanțe numite reactanți în produse chimice finite, pe baza unui proces tehnologic ce cuprinde un ansamblu de operații succesive, fizice sau chimice.

Orice proces tehnologic poate cuprinde mai multe operații sau faze, precum încălzire, reacție chimică, filtrare, uscare etc.), denumite operații unitare.

Fenomenul care stă la baza unei operații unitare se numește fenomene fundamentale. În industria chimică, sunt de interes trei fenomene fundamentale: transportul/transferul de impuls, de căldură și masă. Transportul de proprietate presupune deplasarea proprietății în masă unei faze sau a unui corp, iar transferul presupune schimbul de proprietate între două corpuri sau două faze diferite.

Transportul de proprietate se realizează prin mai multe mecanisme:

- mecanism molecular: de exemplu transportul de impuls se realizează prin intermediul forțelor de frecare, transportul de căldură- prin intermediul particulelor constituate, din aproape în aproape, adică prin conductivitate iar transportul de specie moleculară prin difuziune moleculară.

- mecanism macroscopic: proprietatea este transportată de masa fluidului în curgere, de obicei se mai numește și transport convectiv sau difuziune convectivă;

- mecanism subatomic sau la nivel de particulă elementară, caracteristic numai transportului de energie termică radiantă.

1. STATICA FLUIDELOR

Statica fluidelor se ocupă cu studiul fluidelor în stare de echilibru mecanic sau repaus și cu acțiunea acestora asupra frontierelor solide cu care vin în contact. Dacă în masa fluidului temperatura este uniform distribuită, acesta este în echilibru termic. Condiția de echilibru termodinamic impune atât echilibrul mecanic cât și cel termic.

Un fluid poate fi solicitat de mai multe tipuri de forțe:

- forțe de suprafață generate de presiune și frecare
- forțe de masă cauzate de câmpul gravitațional, câmpul centrifugal sau alt câmp de forțe extern.

Asupra unui fluid în nemișcare, pot acționa în principal forțe de presiune, gravitaționale și centrifugale. Forțele de frecare numai în procesul de curgere când două straturi de fluid învecinate se deplasează cu viteze diferite.

1.1.1. Presiune statică

În masa unui fluid, ca urmare a agitației termice se produc ciocniri între molecule. Ciocnirea acestora de o frontieră solidă, determină apariția unei forțe de suprafață. Presiunea statică, p , este definită ca intensitatea forței F ce acționează asupra suprafeței A , conform ecuației:

$$p = F/A, \text{ N/m}^2$$

În cazul presiunii variabile, se definește presiunea într-un punct:

$$p = \lim_{A \rightarrow 0} \frac{F}{A} = dF/dA$$

Forța generată de presiune pentru un fluid în repaus acționează întotdeauna după normala la suprafață, indiferent de orientarea acesteia. În condițiile în care aceasta ar acționa sub un unghi oarecare, s-ar genera o componentă tangențială ce ar determina deplasarea suprafeței sau a fluidului, ceea ce ar contraveni stării de repaus.

Presiunea într-un punct aflat în masă fluidului are aceeași valoare după toate direcțiile și este o funcție de coordonatele acestuia:

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

Variația presiunii este dată de diferențială totală:

$$dp = \frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz$$

în care $\frac{\partial p}{\partial x}$, $\frac{\partial p}{\partial y}$, $\frac{\partial p}{\partial z}$ reprezintă gradientii de presiune după direcțiile axelor de coordonate, respectiv variația presiunii pe unitatea de lungime.

Presiunea într-un lichid cu densitatea crește odată cu creșterea distanței de la suprafața acestuia, la adâncimea H , aceasta fiind dată de:

$$p = \rho g H$$

în care g este accelerația gravitațională. Presiunea exercitată de coloană de lichid se numește și presiune piezometrică.

Măsurarea presiunii este face în raport cu două presiuni de referință, conform figurii de mai jos și anume:

- în raport cu presiunea atmosferică;
- în raport cu presiunea zero absolut.

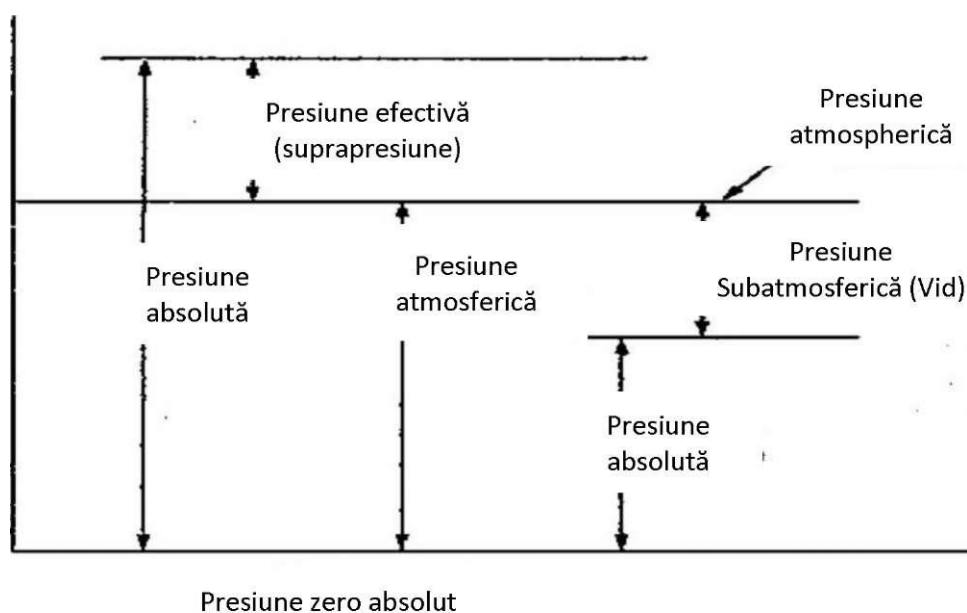


Figura 1.1. Moduri de raportare ale presiunii

Presiunea absolută este presiunea totală măsurată în raport cu presiunea de referință zero absolut. Presiunea efectivă sau suprapresiunea reprezintă excesul de presiune ce depășește presiunea atmosferică. Prin însumarea suprapresiunii cu supra presiunea atmosferică se obține presiunea absolută.

Vidul reprezintă diferența între presiunea atmosferică și presiunea remanentă. Presiunea remanentă este mai mică decât presiunea atmosferică și se exprimă sub formă de presiune absolută.

În sistemul de unități de măsură trainic presiunea se măsoară în kgf/cm^2 . Valoarea presiunii atmosferice de 1 atm este de $1,033 \text{ kgf/cm}^2$. Principalele moduri de exprimare ale presiunii sunt:

$$1 \text{ at} = 735 \text{ torr} = 735 \text{ mm Hg} = 1 \frac{\text{kgf}}{\text{cm}^2} = 10^4 \text{ mm CA} = 9,81 \cdot 10^4 \text{ N/m}^2 = 0,981 \text{ bar}$$

$$1 \text{ atm} = 760 \text{ torr} = 760 \text{ mm Hg} = 1,033 \frac{\text{kgf}}{\text{cm}^2} = 1,033 \cdot 10^4 \text{ mmCA} = 1,013 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2 = 1,013 \text{ bar}$$

1.1.2. Ecuațiile diferențiale de echilibru ale staticii fluidelor

Ecuațiile diferențiale se obțin pornind de la ipoteza că rezultanta tuturor forțelor ce acționează asupra unui fluid în stare de mișcare este egală cu 0. Forțele sunt generate de presiune și de câmpurile gravitațional și centrifugal.

În masa unui fluid în repaus se separă un element de volum, de formă paralelipipedică, cu laturile Δx , Δy , Δz , reprezentat în figura de mai jos:

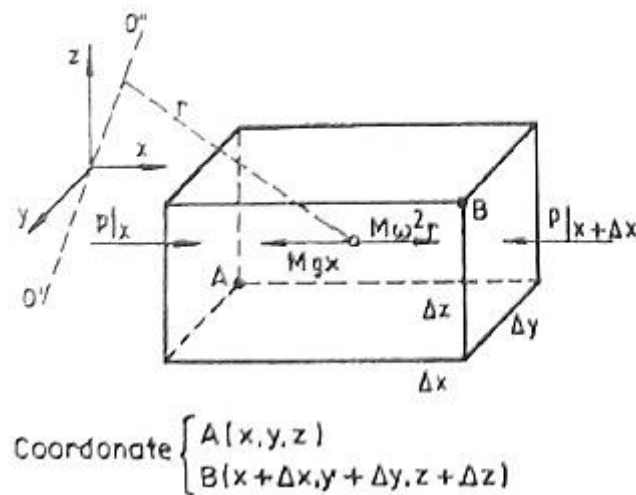


Figura 1.2. Componentele forțelor după direcția x

Fluidul și respectiv paralelipipedul, se rotește împreună cu sistemul de coordonate în jurul axei $O'O''$.

Forța generată de presiune acționează după normală la fiecare față a paralelipipedului, iar forța gravitațională și forța centrifugă se descompun în trei componente ce acționează în centrul de greutate al elementului de volum. În figura de mai sus s-au reprezentat numai componentele după direcția x.

Cele trei forțe pot fi scrise la modul general astfel:

- forța creată de presiune pe o suprafață A este dată de:

$$F = pA$$

- forța gravitațională ce acționează asupra masei m:

$$F = mg$$

-forța centrifugă pentru un corp ce se rotește cu o viteză unghiulară Ω , având raza de rotație r, este dată de:

$$F = m\Omega^2 r$$

Expresiile forțelor se particularizează pentru elementul de volum considerat. conform principiului fundamental al staticii, suma proiecțiilor forțelor pe axele de coordonate este egală cu 0, astfel încât pe fiecare axă se poate scrie câte o egalitate:

$$\begin{aligned}(p/x - p/x+\Delta x)\Delta y\Delta z - \rho g_x\Delta x\Delta y\Delta z + \rho\omega^2\Delta x\Delta y\Delta z\left(x + \frac{\Delta x}{2}\right) &= 0 \\(p/y - p/y+\Delta y)\Delta x\Delta z - \rho g_y\Delta x\Delta y\Delta z + \rho\omega^2\Delta x\Delta y\Delta z\left(y + \frac{\Delta y}{2}\right) &= 0 \\(p/z - p/z+\Delta z)\Delta x\Delta y - \rho g_z\Delta x\Delta y\Delta z + \rho\omega^2\Delta x\Delta y\Delta z\left(z + \frac{\Delta z}{2}\right) &= 0\end{aligned}$$

în care ρ este densitatea fluidului și g_x , g_y și g_z sunt componentele accelerației gravitaționale.

Ecuatiile se împart la volumul elementului, $\Delta x\Delta y\Delta z$, obținându-se:

$$\begin{aligned}\frac{(p/x - p/x+\Delta x)}{\Delta x} - \rho g_x + \rho\omega^2\left(x + \frac{\Delta x}{2}\right) &= 0 \\ \frac{(p/y - p/y+\Delta y)}{\Delta y} - \rho g_y + \rho\omega^2\left(y + \frac{\Delta y}{2}\right) &= 0 \\ \frac{(p/z - p/z+\Delta z)}{\Delta z} - \rho g_z + \rho\omega^2\left(z + \frac{\Delta z}{2}\right) &= 0\end{aligned}$$

Se trece de la un element de volum la un volum elementar prin impunerea condiției matematice ca laturile paralelipipedului să tindă la zero, $\Delta x \rightarrow 0, \Delta y \rightarrow 0, \Delta z \rightarrow 0$, ecuațiile anterioare devenind (notă: $\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{(p/x - p/x+\Delta x)}{\Delta x} = -\frac{\partial p}{\partial x}$):

$$\begin{aligned}-\frac{\partial p}{\partial x} - \rho g_x + \rho\omega^2 x &= 0 \\ -\frac{\partial p}{\partial y} - \rho g_y + \rho\omega^2 y &= 0 \\ -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g_z + \rho\omega^2 z &= 0\end{aligned}$$

S-au obținut ecuațiile diferențiale de echilibru în câmp centrifugal și gravitațional care ne dau distribuția presiunii în masa unui fluid în stare de nemișcare.

Dacă fluidul se află doar în câmp gravitațional, ecuațiile se simplifică la forma:

$$\begin{aligned}
-\frac{\partial p}{\partial x} - \rho g_x &= 0 \\
-\frac{\partial p}{\partial y} - \rho g_y &= 0 \\
-\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g_z &= 0
\end{aligned}$$

numite si ecuațiile Euler.

1.1.3. Aplicații ale ecuațiilor diferențiale de echilibru

Ecuațiile diferențiale obținute mai sus pot fi integrate pentru a se calcula presiunea într-un punct aflat în masa unui lichid sau a unui gaz și de asemenea acestea au aplicații importante în tehnici de măsurare ale presiunii.

• Presiunea în masa unui lichid

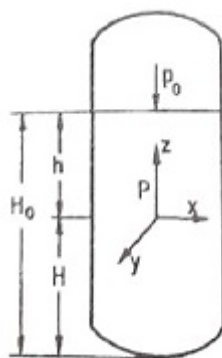


Figura 1.3. Presiunea într-un punct P din masa unui fluid

Un vas cilindric închis, în poziție verticală, reprezentat în Figura 1.3, este umplut parțial condiție de densitate ρ . Presiunea de asupra lichidului este p_0 . Ne propunem să determinăm o expresie de calcul a presiunii lichidului în punctul P, situat sub nivelul acestuia, pornind de la ecuațiile diferențiale ale hidrostaticii.

Forța gravitațională acționează după direcția z, iar în planul P-x- y presiunea are aceeași valoare, astfel încât gradientii de presiune, $\frac{\partial p}{\partial x}$, $\frac{\partial p}{\partial y}$ sunt zero, iar diferențiala totală a presiunii devine:

$$dp = \frac{\partial p}{\partial z} dz$$

Conform ecuației diferențiale de echilibru după direcția z, avem:

$$-\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g_z = 0$$

în care derivata parțială se poate substitui cu dp/dz , adică cu variabile ce pot fi separate:

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g_z$$

Prin integrarea termenilor între limite corespunzătoare cotelor și presiunilor din figură, se obține:

$$\int_{p_0}^p dp = -\rho g \int_{H_0}^H dz$$

sau:

$$p = p_0 + \rho g(H_0 - H)$$

respectiv:

$$p = p_0 + \rho gh$$

numită ecuația hidrostaticii.

• Manometre

Manometrele diferențiale sunt aparate utilizate pentru măsurarea diferenței între două presiuni. O aplicație a ecuației hidrostatice la manometrul diferențial este prezentată în cele ce urmează. Un manometru în formă de U este legat la două prize de presiune ale unei conducte prin care se transportă un lichid de densitate ρ , așa cum este prezentat în Figura 1.4.

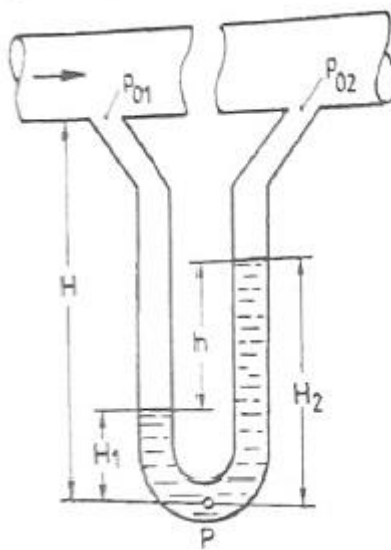


Figura 1.4. Manometru diferențial vertical

Lichidul manometric are densitatea ρ_m mai mare decât cea lichidului transportat, cele două lichide nefiind miscibile. Pentru determinarea diferenței de presiune dintre cele două prize, se aplică ecuația hidrostaticii în cele două ramuri ale manometrului, ținând cont că în punctul pe P, presiunile hidrostatice trebuie să fie egale.

$$p_{01} + (H - H_1)\rho g + H_1\rho_m g = p_{02} + (H - H_2)\rho g + H_2\rho_m g$$

După rearanjarea termenilor, se obține:

$$p_{01} - p_{02} = (H_2 - H_1)(\rho_m - \rho)g$$

sau:

$$p_{01} - p_{02} = h(\rho_m - \rho)g$$

Aceasta reprezintă ecuația de calcul a diferenței de presiune pe baza denivelării citite la manometrul diferențial.

2. DINAMICA FLUIDELOR TRANSFER DE IMPULS

Transferul de impuls constituie un proces fundamental în industria chimică deoarece, în foarte multe situații, realizarea unei operații presupune aducerea unor fluide în stare de curgere. În acest context, dinamica fluidelor reprezintă o disciplină cheie pentru înțelegerea comportamentului fluidelor și proiectarea sistemelor industriale eficiente.

2.1. Noțiuni introductive

Impulsul reprezintă cantitatea de mișcare, definită ca produs între masa unui corp și viteza de deplasare:

$$I = m \cdot v, \text{ kg}\cdot\text{m/s}$$

Fluxul de impuls reprezintă impulsul transferat în unitatea de timp.

Semnificația fizică a fluxului de impuls este de forță, fapt demonstrat de următoarea ecuație:

$$F = \frac{dI}{dt}, \text{ kg}\cdot\text{m/s}^2 = \text{N}$$

Fluxul specific de impuls reprezintă fluxul de impuls transferat prin unitatea de suprafață sau impulsul transferat în unitatea de timp, prin unitatea de suprafață.

Semnificația fizică a fluxului specific de impuls este, conform definiției, de forță raportată la unitatea de suprafață adică tensiune sau efort unitar:

$$\tau = \frac{1}{A} \frac{dI}{dt}, \text{ N/m}^2$$

Densitatea impulsului are semnificația unei concentrații și reprezintă cantitatea de impuls din unitatea de volum a unui corp:

$$i_v = \rho v, \frac{\text{kg}\cdot\text{m/s}}{\text{m}^3}$$

Impulsul se transferă prin două mecanisme distincte: molecular și convectiv.

În mecanismul molecular transferul de impuls are loc prin intermediul forțelor de suprafață (forțelor de frecare) spre deosebire de acesta în mecanismul convectiv acționează forțele de volum, impulsul fiind transferat de masa fluidului în curgere.

Regim de curgere

Experimentul lui Reynolds a demonstrat existența regimurilor de curgere diferite într-o conductă cilindrică, în funcție de viteza de deplasare a lichidului, respectiv funcție de raportul dintre forțele inerțiale și cele vâscoase, cuantificat prin numărul adimensional Reynolds. Cercetătorul a injectat un fir de colorant într-o conductă cilindrică prin care curgea apă. Observațiile sale au evidențiat trei regimuri distincte de curgere:

1. Regimul laminar ($Re < 2300$) pentru care firul de colorant rămâne bine definit și retiliniu ceea ce indică mișcarea volumelor elementare de fluid în paralel cu pereții conductei
2. Regimul tranzitoriu ($2100 < Re < 4000$) pentru care firul de colorant devine instabil și începe să se onduleze ceea ce arată prezența unor componente ale vitezei ce se abat de la traiectoria axială, paralelă cu pereții conductei
3. Regimul turbulent ($Re > 4000$) când firul de colorant se amestecă rapid cu fluidul, pierzând claritatea, mișcarea particulelor fiind haotică, caracterizată de vortexuri și amestecare intensă.

Reynolds a arătat că regimul de curgere al unui fluid printr-o conductă circulară dreaptă poate fi caracterizat de criteriul adimensional:

$$Re = \frac{\rho v l}{\eta}$$

unde ρ și η reprezintă densitatea și respectiv coeficientul vâscozității dinamice a fluidului, v este viteza medie de curgere a fluidului prin conductă, l este o lungime caracteristică care în acest caz este $l=d$, cu d diametrul conductei.

Dacă geometria spațiului de curgere nu e circulară, atunci se definește un diametru echivalent:

$$d_e = \frac{4A}{P}$$

unde A este aria secțiunii de curgere iar P este perimetrul udat. În acest caz, criteriul Re conține $l=d_e$.

De exemplu pentru o secțiune rectangulară, de laturi $a \times b$, diametrul echivalent este dat de:

$$d_e = \frac{4ab}{2(a+b)} = \frac{2ab}{a+b}$$

2.2. Transfer de impuls la scară microscopică. Legea lui Newton

Toate fluidele opun rezistență la curgere, această opoziție fiind caracterizată de proprietatea fluidului numită vâscozitate. Rezistența se datorează forțelor de frecare ce se manifestă între straturile de fluid care se deplasează cu viteze diferite. Transferul de impuls la scară microscopică este cuantificat de legea lui Newton, ecuația constitutivă fiind:

$$\tau_{yx} = -\eta \frac{\partial v_x}{\partial y}$$

ecuație conform căreia, fluxul specific de impuls sau tensiunea de forfecare este proporțională cu gradientul de viteză, constanta de proporționalitate fiind η coeficientul de vâscozitate dinamică al fluidului, de obicei măsurat sau tabelat. De remarcat că fluxul de impuls se transferă în sensul scăderii vitezei, gradientul de viteză constituind forța motrice a transferului de impuls. Unitatea de măsură corespunzătoare coeficientului de vâscozitate dinamică, în sistemul internațional, rezultă din ecuația de mai sus:

$$[\eta]_{SI} = \left[\frac{\tau_{yx}}{\partial v_x / \partial y} \right] = \frac{N \cdot s}{m^2} = Pa \cdot s = \frac{kg}{ms}$$

În alte sisteme de măsură, de exemplu CGS, s-a introdus ca unitate de măsură POise-ul, notat cu P:

$$1P = 1 \frac{dyne \cdot s}{cm^2} = 1 \frac{g}{cm \cdot s}$$

Se pot deduce următorii factori de transformare între unitățile de măsură ale vâscozității dinamice din sistemele SI și CGS:

$$1 \frac{N \cdot s}{m^2} = 10P = 10^3 cP$$

De obicei, vâscozitatea fluidelor este influențată de temperatură, pentru lichide aceasta scade cu creșterea temperaturii, iar pentru gaze, crește odată cu parametrul de stare. Vâscozitatea se poate determina experimental, citi din tabele funcție de temperatură sau calcula cu diverse ecuații din literatură. La gaze, la presiuni mari, vâscozitatea este influențată și de presiune.

2.3. Transfer de impuls în regim laminar. Ecuații de conservare

Curgerea izotermă a unui fluid impune realizarea bilanțului masei totale și a bilanțului de impuls. Acestea vor fi discutate pe rând, subliniindu-se semnificația fizică a termenilor ce intervin în fiecare ecuație.

Ecuația diferențială a continuității (de conservare a masei totale)

Ecuația se obține prin aplicarea principiului de conservare a masei totale la un element de volum fix, având laturile Δx , Δy , Δz prin care curge un fluid, conform Figurii 2.1.

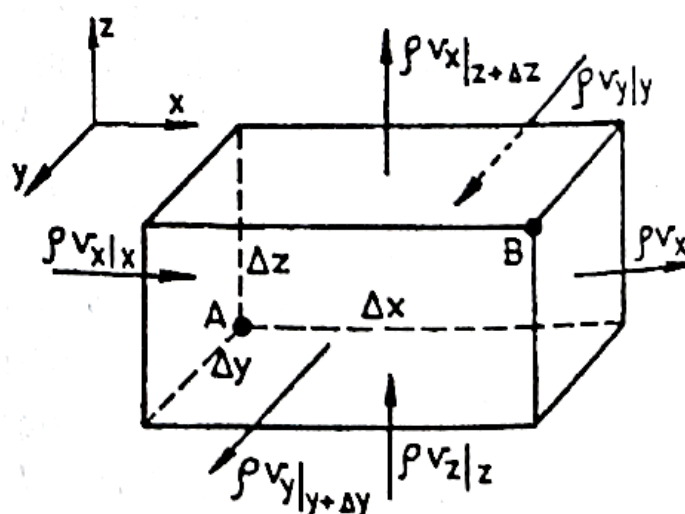


Figura 2.1 Element de volum separat în masa unui fluid în curgere

Se consideră că:

- regimul de curgere este laminar, nestaționar;
- temperatura este constantă;
- fluidul curge după o direcție oarecare.

Bilanțul masei totale poate fi scris conform egalității:

$$\{\text{Debitul masic acumulat}\} = \{\text{Debitul masic intrat}\} - \{\text{Debitul masic ieșit}\}$$

Debitele scrise în formă generală sunt exprimate prin:

- debitul acumulat: $\frac{\partial \rho}{\partial t} V$;
- debitul intrat/ieșit: $\rho v A$

cu V este volumul elementului, A este suprafața secțiunii de curgere, ρ este densitatea fluidului și v este viteza de curgere.

Explicitând aceste expresii pentru elementul de volum conform ecuației de bilanț, decompunând viteza după cele trei direcții:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} \Delta x \Delta y \Delta z = [(\rho v_x)_x - (\rho v_x)_{x+\Delta x}] \Delta y \Delta z + [(\rho v_y)_y - (\rho v_y)_{y+\Delta y}] \Delta x \Delta z + [(\rho v_z)_z - (\rho v_z)_{z+\Delta z}] \Delta x \Delta y$$

Se împarte ecuația la volumul elementului $\Delta x \Delta y \Delta z$, obținându-se:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{(\rho v_x)_x - (\rho v_x)_{x+\Delta x}}{\Delta x} + \frac{(\rho v_y)_y - (\rho v_y)_{y+\Delta y}}{\Delta y} + \frac{(\rho v_z)_z - (\rho v_z)_{z+\Delta z}}{\Delta z}$$

Se trece de la elementul de volum considerat la un volum elementar prin trecerea la limită a rapoartelor, $\Delta x \rightarrow 0$, $\Delta y \rightarrow 0$, $\Delta z \rightarrow 0$. De exemplu:

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{(\rho v_x)_x - (\rho v_x)_{x+\Delta x}}{\Delta x} = -\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x}$$

Ecuația diferențială a continuității, descriind variația densității într-un punct fix situat în masa fluidului în curgere (regim laminar, sistem izoterm, curgere nestaționară), este:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = 0$$

sau:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0$$

Pentru fluide incompresibile în regim staționar, $\rho = \text{ct.}$, derivata materială a densității devine:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + v_y \frac{\partial \rho}{\partial y} + v_z \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0 \Rightarrow \frac{D\rho}{Dt} = 0$$

ceea ce conduce la:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0$$

Ecuațiile diferențiale ale transferului de impuls

Deducerea ecuațiilor diferențiale ale impulsului are la bază aplicarea principiului de conservare a impulsului. Deoarece forța are semnificația unui flux de impuls, în esență se realizează un bilanț al forțelor ce acționează în sistem. Mecanismele de transfer de impuls sunt cel molecular (difuzional) sub acțiunea gradientilor de viteză precum și cel convectiv de către masa fluidului în curgere.

Ca și în cazul ecuației continuității se ia în considerare un element de volum de formă paralelipipedică, cu laturile Δx , Δy , Δz , separat în masa fluidului în curgere.

Se iau în considerație următoarele ipoteze:

-curgerea este nestaționară;

- regimul termic este izoterm;
- regimul de curgere este laminar;
- direcția de curgere a fluidului este oarecare, astfel încât componentele vitezei sunt v_x, v_y, v_z .

Deoarece asupra elementului de volum considerat acționează forța gravitațională și forța generate de presiune, forțele reprezentând fluxuri de impuls, bilanțul de conservare al acestuia va conține și forțele menționate:

$$\left[\begin{array}{c} \text{Fluxul de} \\ \text{impuls} \\ \text{acumulat} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c} \text{Fluxul de} \\ \text{impuls} \\ \text{intrat} \end{array} \right] - \left[\begin{array}{c} \text{Fluxul de} \\ \text{impuls} \\ \text{ieșit} \end{array} \right] + \left[\begin{array}{c} \text{Forțele ce} \\ \text{acționează} \\ \text{asupra volumului} \end{array} \right]$$

În formă general, componentele fluxului de impuls, se pot scrie astfel:

- flux acumulat $\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} V$;
- flux intrat/ieșit molecular τA ;
- flux intrat /ieșit convectiv $(\rho v)vA$;
- forța generate de presiune pA ;
- forța gravitațională $\rho g V$;

în care V este volumul elementului, A este suprafața secțiunii de curgere, ρ este densitatea fluidului, v este viteza de curgere, ρv este densitatea impulsului, τ este tensiunea, p este presiunea și g accelerația gravitațională.

Aceste forme se particularizează pentru elementul de volum considerat după fiecare direcție în parte, x, y, z ; de exemplu după direcția x , fluxurile sunt reprezentate în Figura 2.2. și explicitate mai jos:

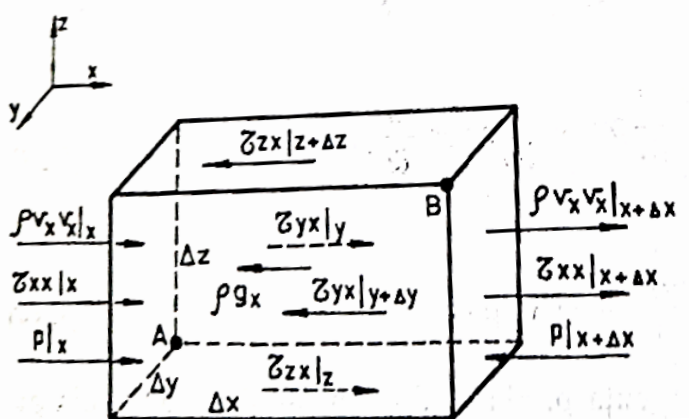


Figura 2.2 Componentele impulsului și forțelor pentru elementul de volum considerat, după direcția x

Astfel, fluxul de impuls acumulat în elementul de volum devine:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho v_x \Delta x \Delta y \Delta z$$

Fluxul de impuls intrat minus cel ieșit prin mecanism convectiv ia forma:

$$(\rho v_x v_{x!x} - \rho v_x v_{x!x+\Delta x}) \Delta y \Delta z + (\rho v_x v_{y!y} - \rho v_x v_{y!y+\Delta y}) \Delta x \Delta z \\ + (\rho v_x v_{z!z} - \rho v_x v_{z!z+\Delta z}) \Delta x \Delta y$$

Fluxul de impuls intrat minus cel ieșit prin mecanism molecular este dat de expresia:

$$(\tau_{xx!x} - \tau_{xx!x+\Delta x}) \Delta y \Delta z + (\tau_{yx!y} - \tau_{yx!y+\Delta y}) \Delta x \Delta z + (\tau_{zx!z} - \tau_{zx!z+\Delta z}) \Delta x \Delta y$$

Forța generată de presiune și forța gravitațională, după direcția x sunt în forma:

$$(p_{!x} - p_{!x+\Delta x}) \Delta y \Delta z + \rho g_x \Delta x \Delta y \Delta z$$

Înlocuirea acestor termeni în ecuația generică de conservare a impulsului, după care se parcurg aceeași pași ca în cazul ecuației continuității, adică se împarte ecuația obținută la volumul elementului, $\Delta x \Delta y \Delta z$, se trece de la un element de volum la un volum elementar prin trecerea la limită $\Delta x \rightarrow 0, \Delta y \rightarrow 0, \Delta z \rightarrow 0$, obținându-se ecuație diferențială a transferului de impuls după direcția x .

Următoarele două ecuații se obțin prin același algoritm și cuantifică conservarea impulsului după direcțiile y și z .

$$\rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = - \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) - \frac{\partial p}{\partial x} + \rho g_x$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) = - \left(\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \right) - \frac{\partial p}{\partial y} + \rho g_y$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = - \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) - \frac{\partial p}{\partial z} + \rho g_z$$

În această formă, ecuațiile necesită explicitarea tensiunilor funcție de comportarea reologică a fluidului, de exemplu pentru un fluid newtonian incompresibil, ecuațiile de mai sus devin:

$$\rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = \eta \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial p}{\partial x} + \rho g_x$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) = \eta \left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial p}{\partial y} + \rho g_y$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = \eta \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial p}{\partial z} + \rho g_z$$

Simplificări:

- pentru fluidul ipotetic al lui Pascal, care nu opune rezistență la curgere, tensiunile sunt nule, vâscozitatea fiind nulă (sau foarte mică), rezultând ecuațiile lui Euler:

$$\left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \rho g_x$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \rho g_y$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + \rho g_z$$

- dacă fluidul este și staționar, se obțin din nou ecuațiile diferențiale ale hidrostacii, prin anularea componentelor vitezei.

2.4. Bilanțuri macroscopice

Se consideră un sistem macroscopic format dintr-o conductă cu secțiune variabilă, prin care curge un fluid, prezentată în figura 2.3. Pe traseul conductei, fluidului i se furnizează o cantitate de căldură q_m și de energie mecanică, e'_m , ambele raportate la unitatea de masă de fluid. Bilanțurile macroscopice se aplică între secțiunile 1-1' și 2-2'.

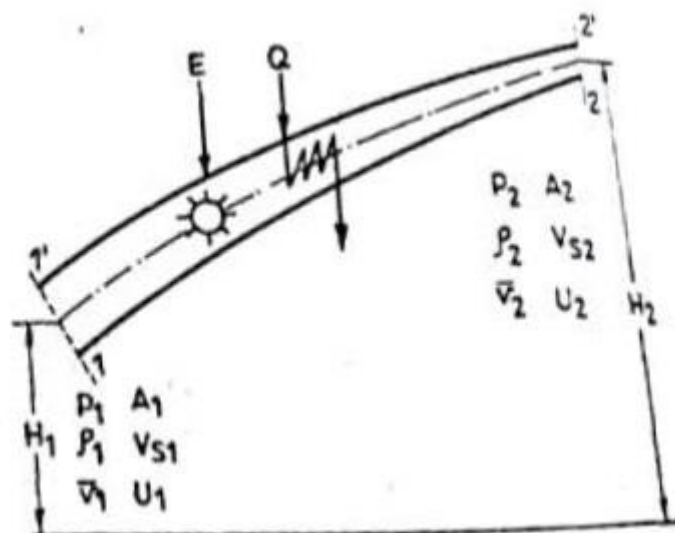


Figura 2.3. Curgerea unui fluid printr-un sistem macroscopic

Bilanțul de masă pentru sisteme macroscopice

Fluidul intră prin secțiunea 1-1' de suprafață A_1 , cu o viteză medie v_1 și iese prin secțiunea 2-2', de suprafață A_2 , cu viteza medie v_2 . Conform principiului de conservare al debitului masic, fluxul de masă acumulat va fi dat de diferența dintre fluxul intrat și cel ieșit, adică de un flux net de masă:

$$\frac{dM}{dt} = \rho_1 v_1 A_1 - \rho_2 v_2 A_2$$

în care M este masa totală a fluidului ce curge prin sistem.

Dacă regimul este staționar, masa fluidului este constantă, ultima ecuație devenind:

$$\rho_1 v_1 A_1 = \rho_2 v_2 A_2$$

Pentru fluidele incompresibile, $\rho_1 = \rho_2 = \text{ct}$, ceea ce înseamnă că debitele volumice de fluid, intrat și ieșit, sunt egale:

$$v_1 A_1 = v_2 A_2$$

Bilanțul impulsului pentru sisteme macroscopice

Pentru sistemul macroscopic, reprezentat în figura 3.1., se aplică principiul conservării fluxului de impuls. Componentele datorate tensiunilor vâscoase și turbulente sunt neglijate, acestea fiind mici în comparație cu celelalte forțe. Pe lângă forța generată de presiune și forța gravitațională, în ecuație trebuie inclusă forța F de acțiune a suprafeței solide asupra fluidului, obținându-se:

$$\frac{dI}{dt} = \rho_1 v_1^2 A_1 - \rho_2 v_2^2 A_2 + p_1 A_1 - p_2 A_2 - F + Mg$$

în care I este impulsul total al fluidului.

În regim staționar, acumularea de impuls este egală cu zero $dI/dt=0$, ecuația anterioară devenind:

$$F = \rho_1 v_1^2 A_1 - \rho_2 v_2^2 A_2 + p_1 A_1 - p_2 A_2 + Mg$$

expresie ce este folosită pentru calculul forței cu care fluidul acționează asupra frontierelor solide ce îl conțin.

2.5. Transfer de impuls în regim turbulent. Ecuații de conservare

Curgerea turbulentă a fluidelor apare des în operațiile din industria chimică, fiind caracterizată de traiectorii haotice ale elementelor de volum ale fluidului (v. Figura 3.3.b comparativ cu a) și în consecință, fluctuații ale mărimilor caracteristice (viteză, presiune), adică abateri ale acestora de la valori mediate.

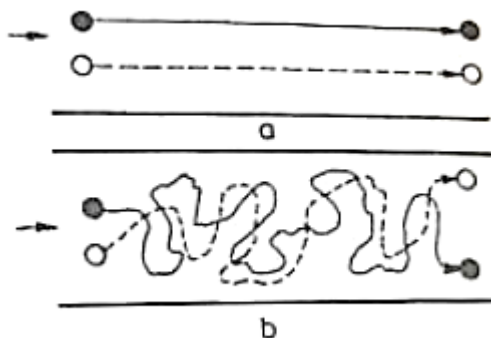


Figura 2.4. Traiectorii ale elementelor de volum în curgere **a**-laminară, **b**-turbulentă.

Considerând un punct în masa unui fluid în curgere, viteza în acel punct, v_x , denumită viteză instantanee, prezintă variații, valoarea medie acestora fiind indicată în figura 2.5. prin dreapta *a* în regim staționar, și respectiv, prin curba *b*, în regim nestaționar.

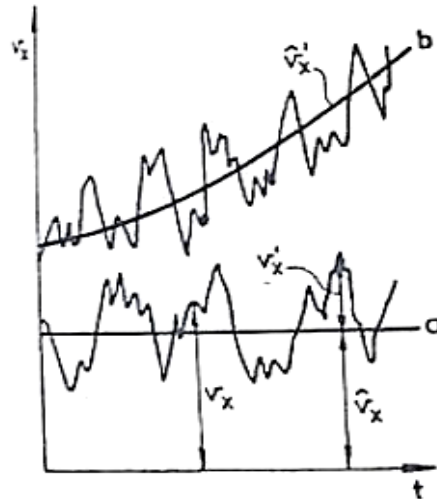


Figura 2.5. Fluctuații ale vitezei locale în curgerea turbulentă în regim a – staționar, b – nestaționar.

Medierea vitezei instantanee v_x pe un interval de timp t suficient de mare în raport cu durata medie a fluctuațiilor turbulente, conduce la o viteză medie temporală, $\widehat{v}_x$:

$$\widehat{v}_x = \frac{1}{t} \int_0^t v_x dt$$

Astfel valoarea vitezei instantanee, v_x se poate scrie ca o sumă între viteza mediată în timp, $\widehat{v}_x$ și o viteză fluctuantă, v'_x :

$$v_x = \widehat{v}_x + v'_x$$

Media temporală a vitezelor fluctuante va fi egală cu zero:

$$\widehat{v'_x} = \frac{1}{t} \int_0^t v'_x dt = 0$$

Fluctuațiile vitezei au o influență pozitivă asupra proceselor de transfer de căldură și masă.

Turbulența generează o serie de solicitări suplimentare în masa fluidului, numite și tensiuni Reynolds, $\widehat{\tau}_{ij}^t$.

Pentru fluidele solicitate la forfecare, aceste tensiuni sunt date de o sumă între tensiunea transferului molecular de impuls, τ_{ij} și tensiunea Reynolds corespunzătoare curgerii turbulente, $\widehat{\tau}_{ij}^t$.

$$\tau'_{ij} = \tau_{ij} + \widehat{\tau}_{ij}^t$$

De exemplu, în cazul unei curgeri a unui fluid newtonian de-a lungul axei x , vom avea:

$$\tau'_{yx} = -\eta \frac{dv_x}{dy} + \widehat{\tau}_{ij}^t$$

2.6. Strat limită hidrodinamic

La curgerea unui fluid de-a lungul unei frontiere solide, apar interacțiuni solid- fluid prin intermediul forțelor de frecare, ceea ce conduce la modificări ale distribuției vitezei în imediata vecinătate a peretelui. Forțele de interacțiune se manifestă până la o anumită distanță de perete, astfel încât se pot distinge două zone: una situată în vecinătatea frontierei solide în care viteza prezintă o anumită distribuție, și a doua zona, situată în exteriorul primei, în care fluidul își conservă parametrii hidrodinamici, adică viteza etc. Pentru un fluid incompresibil, a cărui viteză de curgere, v_∞ , este uniform distribuită în toată masa acestuia, la deplasarea de-a lungul unei frontiere solide, zona în care viteza crește de la valoarea zero lângă perete până la o valoare maximă, v_∞ , se numește strat limită hidrodinamic. Distanța de la perete în care are loc variația vitezei constituie grosimea stratului limită. Practic, aceasta este considerată distanța după normala la perete, unde viteza fluidului este egală cu $0.99 v_\infty$.

Structura stratului limită depinde de regimul de curgere, de geometria, rugozitatea și un parametru de lungime specifice frontierei solide.

În concluzie, stratul limită hidrodinamic este zona în care se concentrează întreagă rezistența la transferul de impuls, aici manifestându-se gradientii de viteză.

Strat limită în curgere laminară

Se consideră o suprafață plană, imersat în masa unui fluid incompresibil, în curgere laminară.

Înainte de capătul de atac al plăcii, în secțiunea 1 -1', profilul vitezelor este plan, așa cum se observă și în figura 2.6. Odată ce fluidul se deplasează de-a lungul plăcii, se formează stratul limită a cărui grosime crește în sensul x al curgerii, în care viteza de curgere scade de la valoarea v_∞ până la zero, așa cum este reprezentat în secțiunile 2-2' și 3-3'. Deci în stratul limită se manifestă gradientii de viteză $\frac{dv_x}{dy}$ mari, a căror valoare crește pe măsura apropierii de frontiera solidă. În stratul limită este concentrată întreaga rezistență a curgerii. În afara stratului limită (în afara liniei OB), forțele de frecare și gradientii de viteză sunt zero.

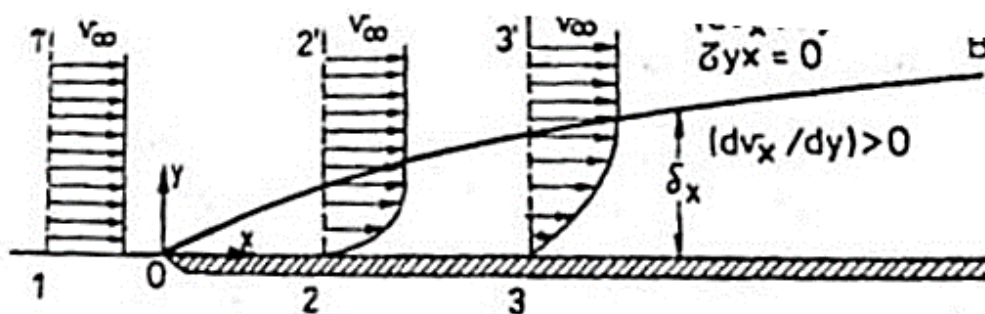


Figura 2.6. Strat limită la curgerea laminară a unui fluid de-a lungul unei suprafețe plane

Stratul limită în curgerea turbulentă

Structura stratului limită ce se formează lângă frontiera solidă depinde de regimul de curgere al masei de fluid. Spre deosebire de curgere laminară, regimul turbulent stratul limită conține mai multe substraturi ce sunt diferențiate prin structura curgerii.

Așa cum este reprezentat în figura 2.7, stratul limită creat într-o conductă de rază R , în vecinătatea peretelui, de-a lungul căreia se deplasează fluidul, este format din trei zone:

- pentru $y < y_1$ ($y_1/R = 10^{-3}$, la un $Re = 10^5$), avem zona denumită *substrat laminar*, caracterizată de o variație mare a vitezei datorită vâscozității fluidului și a interacțiunii acestuia cu frontiera solidă.

- pentru $y_1 < y < y_2$ ($y_1/R = 10^{-2}$, la un $Re = 10^5$), avem *stratul intermediar* sau *tampon* care se caracterizează prin tensiuni de frecare datorate vâscozității moleculare ($\eta \frac{\partial \hat{v}_x}{\partial y}$) dar și tensiuni Reynolds datorate fluctuațiilor de viteză (de ex. $\rho \hat{v}_x \hat{v}_x$, $\rho \hat{v}_x \hat{v}_{xy}$ etc, în total 9 tensiuni), caracteristice curgerii turbulente, ambele tensiuni având același ordin de mărime:

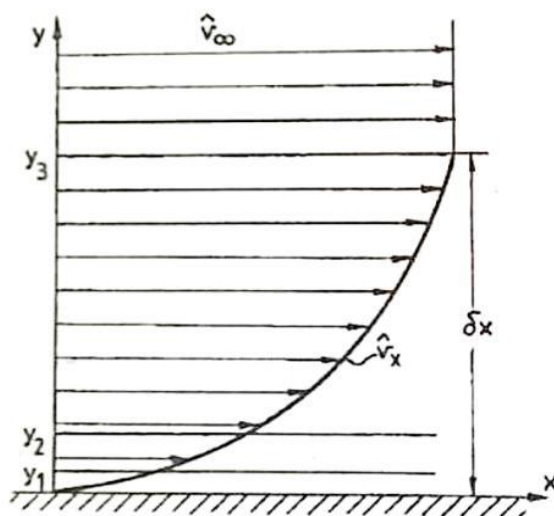


Figura 2.7 Structura stratului limită la curgerea turbulentă printr-o conductă

-pentru $y_2 < y < y_3$ stratul *complet turbulent* caracterizat printr-o turbulență suficient dezvoltată în care se manifestă influența peretelui, tensiunea turbulentă fiind mai mare decât cea vâscoasă.

-pentru $y > y_3$ exteriorul stratului limită este caracterizat printr-o dezvoltare completă a turbulenței.

La curgerea turbulentă a unui fluid de-a lungul unei suprafețe plane, stratul limită prezintă o serie de particularități diferite față de cel de la curgerea laminară. Astfel, de la capătul de atac al plăcii, se formează mai întâi un strat limită în curgere laminară pentru $x \leq x_1$, cu o distribuție a vitezelor reprezentată în secțiunea 1-1'. Pe distanța cuprinsă între x_1 și x_2 , apare o regiune de tranziție în care structura stratului limită este modificată, așa cum se observă în figura 2.8, poziția acesteia și independentă de proprietățile fluidului, de viteza de curgere v_∞ și de rugozitatea suprafeței solide. Pentru $x > x_2$, stratul limită devine turbulent, adică are structura discutată mai sus: substrat laminar, zonă tampon și substrat turbulent. În toate regiunile pe lângă frontiera solidă, viteza v variază după normala la suprafață, având distribuțiile reprezentate în secțiunile 1-1', 2-2'.

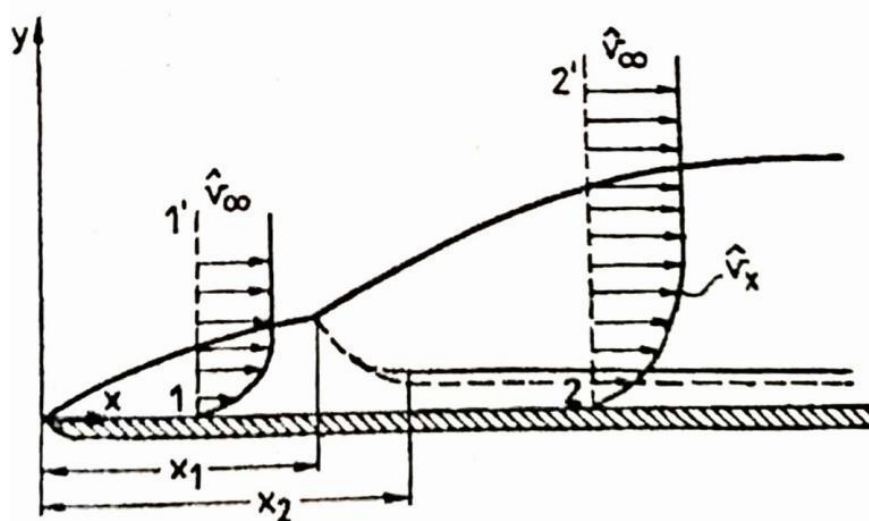


Figura 2.8 Stratul limită la curgerea turbulentă de-a lungul unei suprafețe plane

2.7. Ecuația Bernoulli. Bilanțul energiilor.

Ecuația Bernoulli a fost stabilită prima dată de-a lungul unei linii de curent, în masa unui fluid în curgere. O linie de curent reprezintă direcția de curgere la care vectorul viteze este tangent în oricare punct al acesteia, așa cum se reprezintă în Figura 2.9 (a-b):

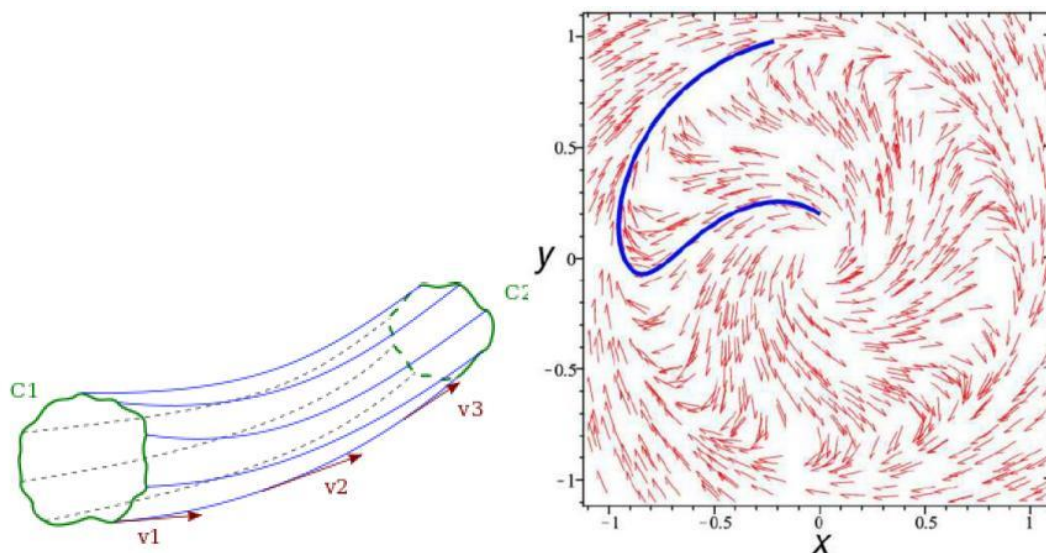


Figura 2.9 (a-b). Linii de curent, vectori viteză

Ecuția Bernoulli este des utilizată în aplicațiile ingineresti, aceasta indicând că energiile care intervin într-un sistem pot fi convertite dintre o formă înaltă, excepție făcând energia pierdută care se transformă ireversibil în energie termică.

Considerând sistemul din Figura 2.10, se observă că pe traseu se introduce o cantitate de energie mecanică E și o cantitate de căldură Q . Toate formele de energie din ecuația de bilanț au ca unitate de măsură J/kg sau m^2/s^2 .

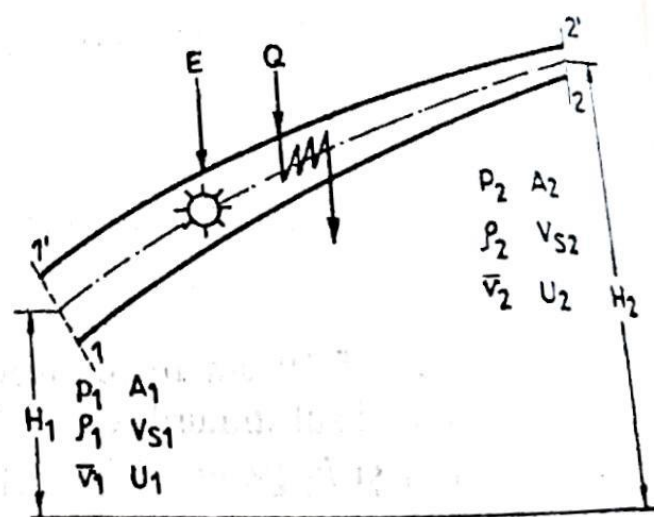


Figura 2.10. Sistem macroscopic prin care curge un fluid

Principalele forme de energie ce intervin în sistem sunt:

- energia potențială gH
- energie cinetică $v^2/2$

- energia statică p/ρ sau pV_s (V_s volum specific, m^3/kg)
- energie internă U
- energie calorică $q_m=Q/M$
- energie mecanică $L_m=E/M$

Conform principiului de conservare a energiei, diferența între suma energiilor intrate și suma energiilor ieșite din sistem este egală cu energia totală acumulată:

$$\frac{dE_T}{dt} = (U_1 - U_2) + g(H_1 - H_2) + \frac{1}{2}(v_1^2 - v_2^2) + (p_1V_{s1} - p_2V_{s2}) + q_m + L_m$$

în care E_T este energia totală acumulată.

În regim staționar, avem $dE_T/dt = 0$, ecuația de mai sus devenind:

$$L_m + q_m = (U_2 - U_1) + g(H_2 - H_1) + \frac{1}{2}(v_2^2 - v_1^2) + (p_2V_{s2} - p_1V_{s1})$$

care reprezintă o formă a ecuației Bernoulli mai puțin utilizată în calculele ingineresti datorită prezenței termenului de energie internă, dificil a fi măsurată.

Energia internă poate fi exprimată funcție de energia termică și statică astfel:

$$U_2 - U_1 = q_m + e_p - \int_1^2 p dV_s$$

în care q_m este energia termică introdusă în sistem și e_p este energia termică rezultată prin disipare.

De asemenea, între stările 1 și 2 ale sistemului, pentru variația energiei statice se poate scrie:

$$p_2V_{s2} - p_1V_{s1} = \int_1^2 p dV_s + \int_1^2 V_s dp$$

Substituind aceste ultime două expresii în ecuația Bernoulli de mai sus, se obține:

$$L_m = g(H_2 - H_1) + \frac{1}{2}(v_2^2 - v_1^2) + \int_1^2 V_s dp + e_p$$

Pentru fluide compresibile, ideale, aflate în condiții izoterme, pentru care $V_s \frac{1}{\rho} = RT/pM_o$, cu M_o masa moleculară, integrala se poate rezolva obținându-se:

$$L_m = g(H_2 - H_1) + \frac{1}{2}(v_2^2 - v_1^2) + \frac{RT}{M_o} \ln \frac{p_2}{p_1} + e_p$$

În cazul fluidelor incompresibile sau a celor compresibile, când variația de presiune este suficient de mică astfel încât volumul specific/densitatea pot fi considerate constante, ecuația de mai sus devine:

$$L_m = g(H_2 - H_1) + \frac{1}{2}(v_2^2 - v_1^2) + \frac{p_2 - p_1}{\rho} + e_p \quad , \text{ m}^2/\text{s}^2 \text{ sau J/kg}$$

Ecuatia de mai sus arata ca energia totala este egala cu suma energiilor potentiala, cinetica, statica si respectiv cea pierduta ireversibil.

Ecuatia Bernoulli este utilizata pentru calculul *puterii* de actionare a *pompelor*, *inaltimii* la care un recipient, cu un fluid aflat in curgere libera, trebuie *amplasat*, a *vitezei* de curgere prin diverse echipamente, a *presiunii* necesare intr- un vas pentru a se realiza transvazarea lichidului in altul etc.

In calculele tehnice se folosesc diverse forme ale ecuatiei Bernoulli, de exemplu ecuatia scrisa:

- in termeni de inaltime, obtinuta prin impartirea ultimei ecuatii la acceleratia gravitationala, g , in acest caz termenii avand semnificatia unei energii raportate la unitatea de forta, (J/N):

$$\frac{L_M}{g} = (H_2 - H_1) + \frac{(v_2^2 - v_1^2)}{2g} + \frac{p_2 - p_1}{\rho g} + \frac{e_p}{g}, \quad m = Nm/N = J/N$$

- in termeni de presiune, prin inmultirea ecuatiei de mai sus cu densitatea, ρ , termenii avand semnificatia unei energii raportate la unitatea de volum, J/m^3 :

$$\rho L_m = \rho g(H_2 - H_1) + \frac{1}{2}\rho(v_2^2 - v_1^2) + p_2 - p_1 + \rho e_p, \quad N/m^2 = Nm/m^3 = J/m^3$$

Formele simplificate ale ecuatiei Bernoulli permit calculul unor marimi de interes precum:

- inaltimea de amplasare a unui vas, $\Delta H = H_1 - H_2$, la curgerea libera a unui lichid printr-o conducta, la un anumit debit sau viteza de curgere a lichidului, v_2 , daca se cunoaste inaltimea de amplasare a vasului de unde se face alimentarea, deduse din ecuatie:

$$g(H_2 - H_1) + \frac{1}{2}(v_2^2 - v_1^2) + \frac{p_2 - p_1}{\rho} + e_p = 0$$

- pentru un fluid pascalian sau de vâscozitate foarte mica $e_p = 0$, fara aport de energie din exterior $L_m = 0$, se obtine:

$$gH_1 + \frac{1}{2}v_1^2 + \frac{p_1}{\rho} = gH_2 + \frac{1}{2}v_2^2 + \frac{p_2}{\rho} = ct.$$

- la curgerea unui fluid pascalian printr- o conducta orizontala, fara aport de energie din exterior $L_m = 0$, se obtine:

$$\frac{1}{2}v_1^2 + \frac{p_1}{\rho} = \frac{1}{2}v_2^2 + \frac{p_2}{\rho} = ct$$

ecuatie care reflecta ca suma energiilor cinetice si statice este constanta. Pe baza acestei relatii se poate discuta variatia presiunii intr-un sistem, cunoscand modul de variatie al vitezei.

2.8. Pierderea de presiune la curgerea fluidelor monofazice

În cazul curgerii fluidelor monofazice prin conducte, pierderea de presiune este cauzată de:

- forțele de frecare dintre fluid și pereții care delimitează spațiul de curgere și de asemenea între straturile de fluid care se deplasează cu viteze diferite,

- forțele inerțiale care se manifestă la schimbările de secțiuni și ale direcției de curgere. De exemplu, pe traseul de curgere pot apărea îngustări sau lărgiri, coturi robinete, diafragme etc. Ansamblul acestor dispozitive ce determină apariția forțelor inerțiale se numesc rezistențe locale.

Pierderea de presiune datorată forțelor de frecare

Se consideră o conductă circulară, orizontală, de diametru d , prin care curge izoterm un fluid incompresibil, ca în figura 2.11:

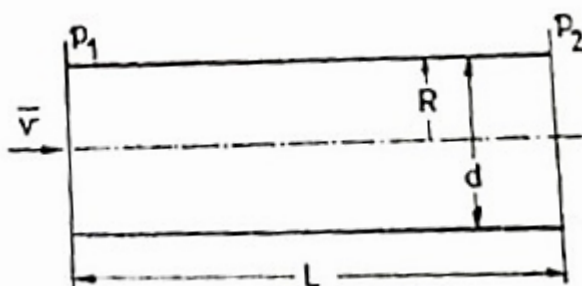


Figura 2.11 Curgerea unui fluid printr-o conductă orizontală

În regim staționar, în zona stabilizată a curgerii, se stabilește echilibrul dinamic dintre forța activă, F_a , ce determină curgerea și forța de rezistență, F_r , care se opune curgerii:

$$F_a = F_r$$

Forța activă este dată de produsul dintre diferența de presiune, Δp , și suprafața secțiunii transversale a conductei:

$$F_a = \frac{\pi d^2}{4} \Delta p_f$$

Forța de rezistență poate fi exprimată funcție de suprafața laterală a conductei și de energia cinetică a fluidului raportată la unitatea de volum,

$$F_r = f(\pi d L) \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \right)$$

cu f un factor numit factorul de frecare a lui Fanning.

Din egalitatea celor două forțe se obține ecuația Darcy-Weisbach de calcul a pierderilor de presiune prin frecare la curgerea unui fluid monofazic printr-o conductă:

$$\Delta p_f = 4f \frac{L}{d} \frac{\rho v^2}{2}$$

Termenul $4f=\lambda$ se numește coeficient de frecare, ecuația de mai sus devenind:

$$\Delta p_f = \lambda \frac{L}{d} \frac{\rho v^2}{2}$$

S-a demonstrat experimental că valoarea coeficientului de frecare depinde de numărul Reynolds și de rugozitatea relativă a pereților conductei, $\varepsilon=e/d$, dată de raportul dintre rugozitatea absolută, e și diametrul conductei, d :

$$\lambda = f\left(Re, \frac{e}{d}\right)$$

Rugozitatea absolută a conductei, e , reprezintă o valoare medie înălțimii denivelărilor din interiorul conductei ce vine în contact cu fluidul în curgere, aceasta depinzând de natura materialului din care este confecționată conducta (v. Figura 2.12).

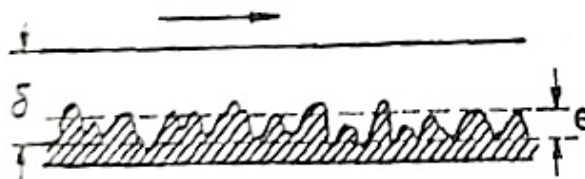


Figura 2.12 Rugozitatea absolută a pereților unei conducte

Coeficientul de frecare se poate determina grafic, din *diagrama lui Moody*, sau folosind ecuații empirice (stabilite pe cale experimentală).

Diagrama lui Moody

A fost trasată experimental și constă în reprezentarea grafică a coeficientului de frecare funcție de Reynolds, pentru conducte circulare având rugozități relative diferite, conform figurii 2.13.

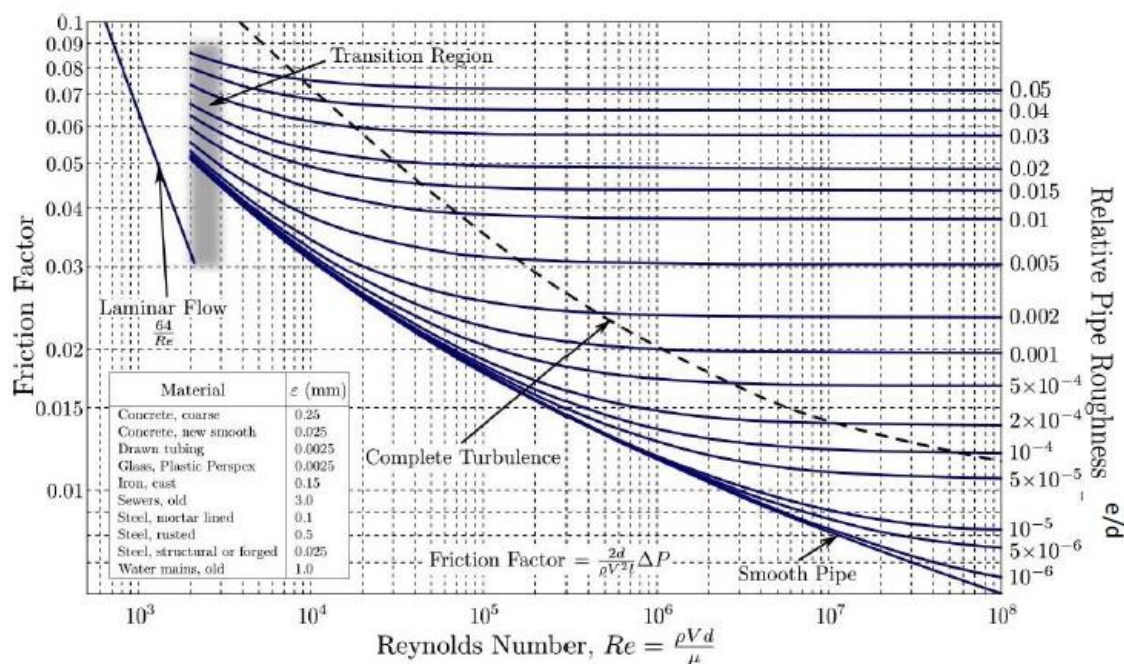


Figura 2.13. Diagrama Moody pentru conducte circulare

Se observă că în regim laminar, în grafic apare o dependență liniară între coeficientul de frecare și numărul Reynolds, de forma:

$$\lambda = \frac{64}{Re}$$

rugozitatea conductei neafectând valoarea coeficientului, viteza din vecinătatea peretelui fiind redusă. Din ecuație se observă că odată cu creșterea criteriului Reynolds, valoarea coeficientului de frecare scade.

În diagrama, după zona regimului laminar, urmează un domeniu intermediar ce cuprinde două zone:

- o zonă corespunzând tranziției de la curgerea laminară spre cea turbulentă, în care λ rămâne independent de rugozitatea peretelui.
- o zonă în care rugozitatea are o influență continuu crescătoare asupra coeficientului de frecare.

Cel de al treilea domeniu, numit și zona pereților ruгоși, situat în domeniul numerelor Reynolds mari, după curba punctată, se caracterizează prin dependența coeficientului de frecare numai de rugozitatea relativă a peretelui.

Aceste dependențe pot fi explicate în modul următor: de-a lungul peretelui conductei se formează un strat limită hidrodinamic, a cărui grosime scade, pe măsură ce criteriul Reynolds crește, astfel încât, în regim turbulent, substratul laminar are o grosime ce se apropie de valoarea

rugozității. Când această grosime scade și mai mult, ajungând să fie mai mică decât valoarea rugozității, influența acesteia din urmă devine predominantă.

Coeficientul de frecare se poate calcula folosind diverse ecuații, stabilite pe cale experimentală, pentru diverse domenii ale criteriului Reynolds sau chiar ale rugozității, de exemplu:

- relația lui Koo, $3 \cdot 10^3 < Re < 3 \cdot 10^5$

$$\lambda = 0,0056 + 0,5/Re^{0,32}$$

- relația lui Nikuradze, $105 < Re < 10^8$

$$\lambda = 0,0032 + 0,221/Re^{0,237}$$

În tabelul 2.1 de mai jos, sunt prezentate valori ale rugozității echivalente ale unor materiale:

Tabel 2.1 Valorile medii ale rugozităților conductelor

Valorile medii ale rugozității conductelor	
Conducte	ϵ , mm
Țevi din oțel trase și sudate, la coroziune neînsemnată	0,2
Țevi din oțel, vechi și ruginite	0,67 și mai mult
Țevi din oțel de acoperire, impregnate cu ulei de în fier	0,125
Țevi de fontă pentru apă, care au fost utilizate	1,4
Țevi tehnice netede din aluminiu	0,015 — 0,06
Țevi trase, curate, din alamă, cupru sau plumb ; țevi de sticlă	0,0015 — 0,01
Țevi de beton, suprafață bună netezită prin frecare	0,3 — 0,8
Țevi din beton, suprafață grosieră, cu asperități	3 — 9
Conducte pentru petrol la condiții medii de exploatare și conducte pentru abur saturant	0,2
Conducte pentru abur, cu funcționare periodică	0,5
Conducte de aer comprimat de la compresoare	0,8
Conducte pentru condensat, cu funcționare periodică	1,0

Item	Pipe materials	ϵ , mm
1	Uncoated, new cast iron	0.2781
2	Uncoated, new cast iron	0.1643
3	Uncoated, new cast iron	0.3007
4	Coated, very straight, no specials	0.0579
5	Coated, Bonn service main, new	0.8534
6	Coated, Bonn service main, new	1.0363
7	Coated, well laid, new cast iron	0.0488
8	Coated, well laid, new cast iron	0.0570
9	Coated, Danzing main, new cast iron	0.2846
10	Uncoated, new cast iron	0.9498

Tabel 2.1 Valorile medii ale rugozităților conductelor-continuare

11	Coated, straight, no special, new	0.1598
12	Coated, Rochester main, new cast	0.3109
13	Coated, Rosemary siphon, new cast	0.0975
14	Coated, Edinburgh main, new cast	1.3411
15	Coated sheet iron, riveted	0.0908
16	Tuberculated Rosemary siphon, cast	1.4630
17	Cleaned Rosemary siphon, cast iron	0.1097
18	Exposy coasted steel	0.0280
19	Plain steel, new	0.2030
20	Concrete	1.5200
21	PVC	0.0015
22	Cast iron	0.1000

Pierdere de presiune datorată rezistențelor locale

La curgerea unui fluid se manifestă și forțele de inerție atunci când se modifică secțiunea de curgere, respectiv viteza sau la schimbarea direcției de curgere, ceea ce necesită un consum suplimentar de energie.

Rezistențele locale sunt formate din robinete, coturi, teuri, îngustări sau lărgiri de secțiune, aparate de măsură și control.

Se definește coeficientul de rezistență locală pe baza ecuației:

$$\xi = \frac{\Delta p_{rl}}{\rho v^2 / 2}$$

Valoarea pierderilor de presiune datorate acelei rezistențe locale devine:

$$\Delta p_{rl} = \xi \cdot \rho v^2 / 2$$

iar pierderile de presiune pentru toate rezistențele locale de pe traseul de transport sunt date de ecuația:

$$\Delta p_{rl} = \sum_{i=1}^n \xi_i \cdot \rho v^2 / 2$$

Din compararea ecuației ce conține coeficienți de rezistență locală cu ecuația utilizată pentru calculul pierderilor de presiune prin frecare,

$$\Delta p_f = \lambda \frac{L}{d} \frac{\rho v^2}{2}$$

se poate deduce pentru coeficientul de rezistență locală următoarea expresie:

$$\xi = \lambda \frac{L}{d}$$

ceea ce ne conduce la ideea echivalării coeficientului de rezistență locală cu o lungime de conductă echivalentă. În concluzie, coeficientul de rezistență locală se poate obține prin două metode: - metoda lungimii hidraulice echivalente:

$$\xi = \lambda \frac{L_{ech}}{d}$$

Lungimea echivalentă, L_{ech} , reprezintă lungimea de conductă dreaptă care determină o pierdere de presiune egală cu cea a rezistenței locale:

$$L_{ech} = \sum_{i=1}^m n_i d$$

λ este coeficientul de frecare definit anterior, iar d este diametrul conductei, n_i - numărul de diametre de conductă corespunzător fiecărei rezistențe locale, se găsește tabelat pentru diverse tipuri de rezistență locală.

În acest caz căderea totală de presiune (prin frecare și rezistențe locale) poate fi scrisă:

$$\Delta p_p = \Delta p_f + \Delta p_{rl} = \lambda \frac{L + L_{ech}}{d} \frac{\rho v^2}{2}$$

- metoda coeficienților de rezistență- este mai precisă decât metoda anterioară. Valorile coeficienților ξ sunt tabelate funcție de geometria rezistenței locale, de rugozitatea peretelui, de regimul de curgere și de alți parametri adimensionali. În acest caz căderea totală de presiune (prin frecare și rezistențe locale) poate fi calculată, utilizând ecuația:

$$\Delta p_p = \Delta p_f + \Delta p_{rl} = \left(\lambda \frac{L}{d} + \sum_{i=1}^n \xi_i \right) \frac{\rho v^2}{2}$$

2.9. Curgerea prin straturi granulare fixe sau mobile

În industria chimică, straturile granulare fixe sau mobile, din corpuri de umplere de formă neregulată sau regulată, sunt utilizate în multe operații unitare. În general, scopul acestora este de a se mări suprafața de contactare a fazelor utilizate în operație. De exemplu, în operația de absorbție care urmărește separarea unui component dintr- un amestec gazos omogen într- o fază lichidă, se utilizează un strat de umplutură fixă pentru a mări suprafața de transfer de masă dintre faza lichidă ce curge sub formă de film subțire pe corpurile de umplere și faza gazoasă ce parcurge spațiile rămase libere umpluturii.

În general, faza care umple volumul golurilor constituie faza continuă, iar cealaltă fază care este dispersată sub formă de bule sau picături, formează faza dispersată. straturile de umplutură trebuie să satisfacă o serie de condiții, pentru a asigura o eficiență ridicată:

- să posede o suprafață specifică mare;
- volumul liber să fie cât mai mare;
- să genereze turbulență la curgerea fazelor;
- să aibă o rezistență hidraulică mică la curgerea fazei continue;
- să prezinte rezistență mecanică și la coroziune;
- să fie accesibilă și ieftină.

Umpluturile folosite în industrie pot fi:

- umpluturi naturale de formă neregulată: bucăți de cocs, pietriș, marmură, bucăți de lemn, principalul dezavantaj al acestora fiindcă au o rezistență hidraulică mare. În acest caz, rezistență poate fi scăzută pentru aranjare ordonată a corpurilor.

- umpluturi confecționate din diverse materiale, cu geometrie definită, regulată, de exemplu inele Raschig, inele Pall, Lessing, șei Berl etc., prezentate în Figura 2.14.



Figura 2.14 Diverse tipuri de umpluturi clasice

În ultimii ani, sunt tot mai utilizate așa numitele pachete de umpluturi structurate de tip Sulzer sau Mellapak, umpluturi Montz etc., prezentate în Figura 2.15, ce prezintă o eficacitate mărită în ceea ce privește suprafața de contactare cât și generarea de turbulență, benefică transferului de masă.

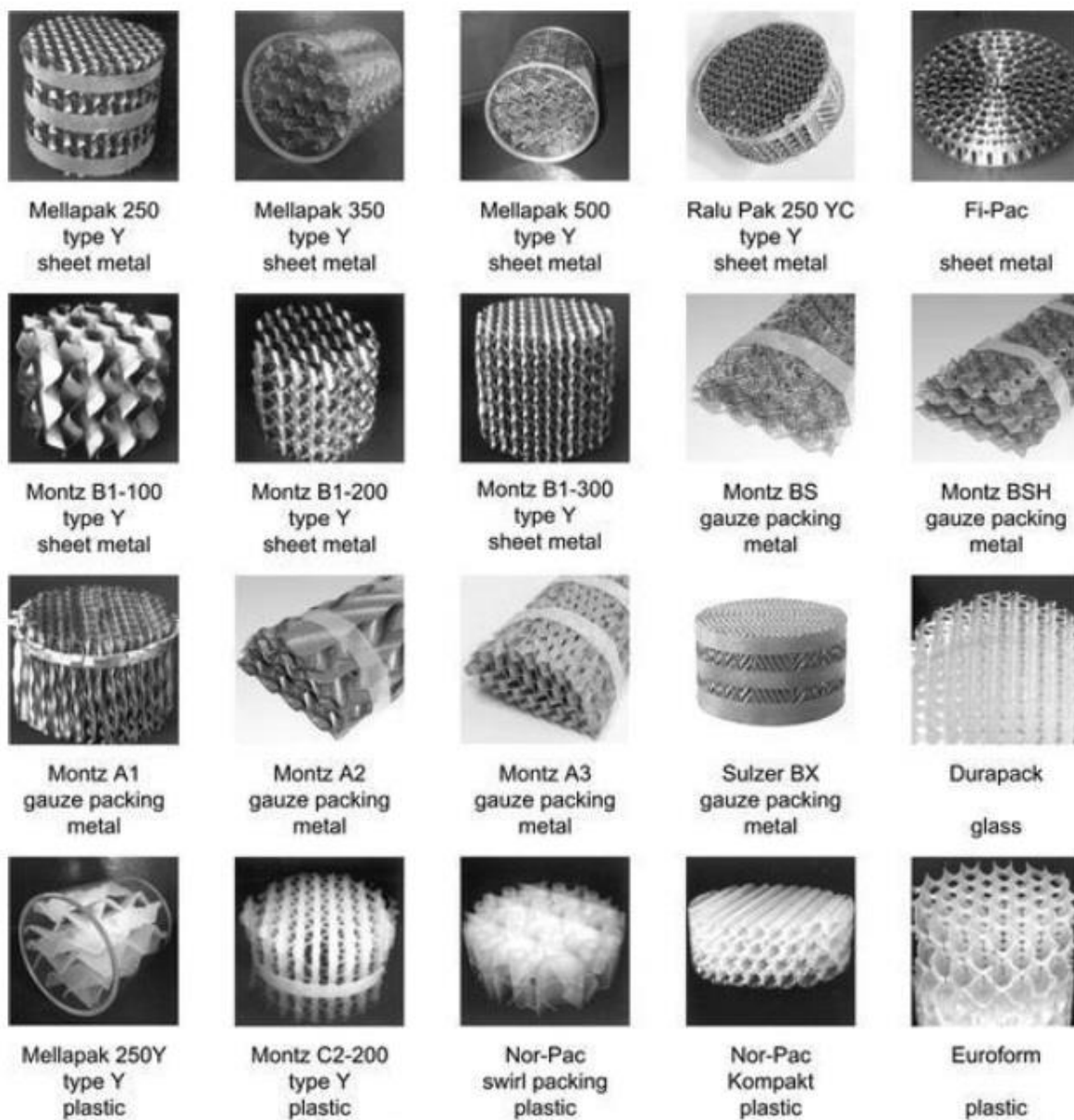


Figura 2.15 Umpluturi structurate

Aranjarea umpluturilor în coloane în care are loc transferul de masă (operații precum extracția, absorbția, distilarea etc.) este prezentată cu titlu informativ în Figura 2.16.

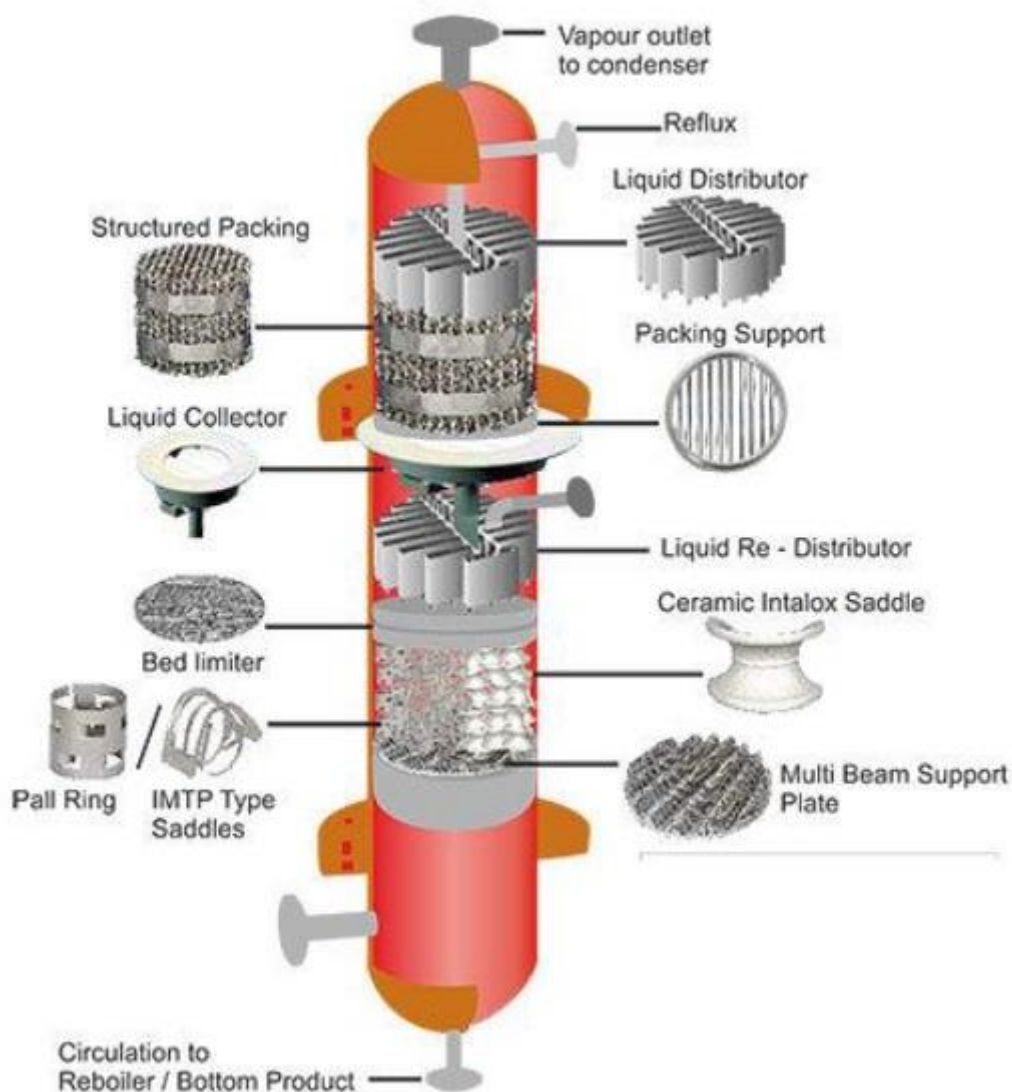


Figura 2.16 Amplasarea umpluturilor în coloană cu elemente de distribuire a fazelor

Hidrodinamica curgerii printr-un strat de umplutură este influențată de proprietățile stratului, definite în cele ce urmează:

- dimensiunile corpurilor, de exemplu $h \times d \times \delta$;
- suprafața specifică, a , reprezintă suprafața geometrică a tuturor corpurilor dintr-un metru cub de umplutură, m^2/m^3 ;
- porozitatea sau fracția de goluri sau volumul liber, ϵ , ce reprezintă volumul golurilor dintr-un metru cub de umplutură, m^3/m^3 ;
- suprafața specifică raportată la solid, a_s , ce reprezintă suprafața geometrică a tuturor corpurilor dintr-un metru cub de solid, m^2/m^3 solid, corelată cu suprafața specifică, a , prin ecuația:

$$a = a_s(1 - \epsilon)$$

-diametrul echivalent al golurilor:

$$d_e = \frac{4A}{P} = \frac{4A \frac{H}{V_{str}}}{P \frac{H}{V_{str}}} = \frac{4\varepsilon}{a}$$

Pe lângă caracteristicile geometrice, umplutura prezintă și o serie de *caracteristici funcționale* care influențează căderea de presiune de-a lungul stratului, și anume:

- reținerea sau saturația unui strat de umplutură ce reprezintă raportul între volumul de lichid reținut și volumul golurilor.

Aceasta poate fi statică- când lichidul reținut este măsurat după întreruperea alimentării, și respectiv dinamică, când lichidul reținut este măsurat în condiții de curgere continuă.

- saturația efectivă reprezintă fracția de goluri ocupată de fluidul umectant în curgere raportată la fracția de goluri ocupată de ambele fluide în curgere.

- permeabilitatea, K , este o mărime introdusă pentru a substitui porozitatea stratului care este mai greu de utilizat, mai ales când acesta este format din corpuri de mărimi diferite. Permeabilitatea este definită pentru un strat granular cu o suprafață normală la direcția de curgere, A , de înălțime H , străbătut de un debit volumetric de fază umectantă M_v , cu coeficientul de vâscozitate dinamică η :

$$K = \frac{M_v \eta H}{\Delta p \cdot A}$$

- viteza fictivă este raportul dintre debit și suprafața secțiunii transversale a utilajului fără umplutură. A fost introdusă deoarece viteza reală de curgere a unui fluid prin golurile unui strat de umplutură depinde de mai mulți factori, cum ar fi dimensiunea corpurilor de umplere, diferența de presiune, neuniformitățile secțiunii de curgere.

$$v_f = \frac{v \cdot A_{goluri}}{A} = v \cdot \varepsilon$$

- regimul de curgere, definit de criteriul Reynolds:

$$Re = \frac{\rho v d_e}{\eta} = \frac{\rho \frac{v_f 4\varepsilon}{\varepsilon a}}{\eta} = \frac{4\rho v_f}{\eta a}$$

Pierderea de presiune la curgerea prin straturi granulare

Printr-un strat granular, pot curge una sau două faze, de obicei în contracurent.

Calculul pierderilor de presiune la curgerea unei singure faze se poate realiza pe baza următoarelor considerente:

- stratul este format dintr un fascicul de tuburi cu secțiune variabilă, astfel încât teoria dezvoltată pentru un singur tub este extrapolată la un fascicol.

- stratul este asimilat cu o mulțime de corpuri imersate, fiind calculată prin însumarea rezistențelor.

În continuare vom adopta prima variantă, aceea a asimilării stratului granular cu un fascicul de țevi.

Se consideră un strat de umplutură caracteristicile următoare:

- corpurile de umplere au o geometrie ordonată și sunt de aceeași mărime;
- diametrul granulelor este mică în raport cu diametrul stratului;
- prin strat nu există curgere preferențială;
- diametrul stratului este constant, iar înălțimea este H ;
- stratul este străbătut de un fluid neumectant;
- se consideră o curgere laminară.

Căderea de presiune poate fi scrisă prin analogie cu cea dedusă la curgerea unei fluid printr -o conductă, pentru un regim de curgere laminar pentru care $\lambda = \frac{64}{Re} = 64\eta/\rho vd$:

$$\Delta p = \lambda \frac{H}{d} \frac{v^2}{2} \rho \Rightarrow \Delta p = \frac{32H\eta v}{d^2}$$

Viteza în sensul curgerii variază datorită modificărilor de secțiune, deci este necesară o mediere a vitezei funcție de secțiunea de curgere, ceea ce presupune înlocuirea diametrului d cu un diametru echivalent, d_e , scris pe baza ecuației anterioare.

În plus, se admite că elementele constitutive ale umpluturii sunt de formă sferică, cu diametrul d_p .

$$a_s = \frac{A}{V} = \frac{\pi d_p^2}{\frac{\pi d_p^3}{6}} = \frac{6}{d_p}$$

$$d_e = \frac{2}{3} \frac{\varepsilon}{(1-\varepsilon)} d_p$$

Prin considerarea tuturor acestor ipoteze, se obține ecuația:

$$\Delta p = 72 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{H\eta v_f}{d_p^2}$$

Lungimea traseului de curgere este în realitate mai mare decât înălțimea stratului datorită turtuoității porilor (porii sunt canale sinuoase) corpurilor. De aceea, pierderea de presiune este

mai mare și în ecuația anterioară s-a convenit amplificarea coeficientului obținut 25/12, rezultând astfel așa numita ecuație Blake -Kozeny:

$$\Delta p = 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{H \eta v_f}{d_p^2}$$

care este valabilă pentru $\varepsilon < 0,5$ și curgere laminară, $\frac{\rho v_f d_p}{\eta} \cdot \frac{1}{1-\varepsilon} < 10$.

Prin rearanjarea ecuației Blake-Kozeny în cordonanță cu ecuația căderii de presiune,

$$\Delta p = \lambda \frac{H}{d_p} \frac{\rho v_f^2}{2} = \frac{300}{\frac{\rho v_f d_p}{\eta}} \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \cdot \frac{H}{d_p} \frac{\rho v_f^2}{2}$$

se obține expresia pentru λ :

$$\lambda = \frac{300}{Re_p} \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3}$$

Pentru gaze, o altă modalitate de calcul a căderii de presiune pe un strat de umplutură este - metoda Javoronkov:

$$\Delta p = \lambda \frac{H}{d_e} \frac{\rho_c v_f^2}{2} \varepsilon$$

unde d_e se calculează cu ecuația definită mai sus, $Re_p = \frac{\rho v_f d_e}{\eta}$, iar coeficientul de frecare se determină cu una din ecuațiile de mai jos:

$$\lambda = \frac{140}{Re_p} \text{ pentru curgerea laminară cu } Re_p < 40$$

$$\lambda = \frac{16}{Re_p^{0.2}} \text{ pentru curgerea turbulentă cu } Re_p > 40$$

Pentru curgerea turbulentă, se poate obține o ecuație similară curgerii laminare, considerând că la turbulențe mari, λ depinde numai de rugozitate:

$$\Delta p = \lambda \frac{H}{d_e} \frac{\rho_c \hat{v}^2}{2}$$

cu definirea parametrilor utilizând ecuațiile precedente de definire.

Se obține astfel ecuația Burke-Plummer:

$$\Delta p = 3,5 \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \frac{H}{d_p} \frac{\rho v_f^2}{2}$$

valabilă pentru: $\frac{\rho v_f d_p}{\eta} \cdot \frac{1}{1-\varepsilon} > 1000$ cu un coeficient de frecare calculabil cu relația:

$$\lambda = 3,5 \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3}$$

Prin însumarea celor două ecuații Blake-Kozeny și Burke-Plummer, rezultă ecuația generală Ergun, ce poate fi simplificată pentru viteze mici, respectiv mari, obținându-se astfel ecuațiile anterior menționate:

$$\Delta p = 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{H \eta v_f}{d_p^2} + 3,5 \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \frac{H}{d_p} \frac{\rho v_f^2}{2}$$

Căderea de presiune la curgerea a două faze

Considerăm că cele două faze sunt respectiv umectantă și neumectantă. faza umectantă se prelinge pe suprafața corpurilor de umplere sub formă de film subțire de lichid, iar faza neumectantă formează faza continuă ce curge prin golurile umpluturii.

Căderea de presiune la curgere a două faze crește foarte mult. Reprezentarea mărimilor logaritmice ale căderii de presiune și a vitezei fictive, $\lg \Delta p$ și $\lg v_f$, din Figura 2.17 scoate în evidență următoarele aspecte:

- dreapta A - reprezintă căderea de presiune la curgerea unei singure faze neumectante pe coloanal uscată

- dreapta B - reprezintă căderea de presiune la curgerea unei singure faze neumectante pe coloanal umectată

- dreptele frânte C și D - reprezintă căderea de presiune la curgerea a două faze:

- C- debit de fază umectantă mic

- D - debit de fază umectantă mare

X- punct de încărcare- este punctul în care reținerea dinamică crește

Y- punct de inversiune a fazelor, punct de înec

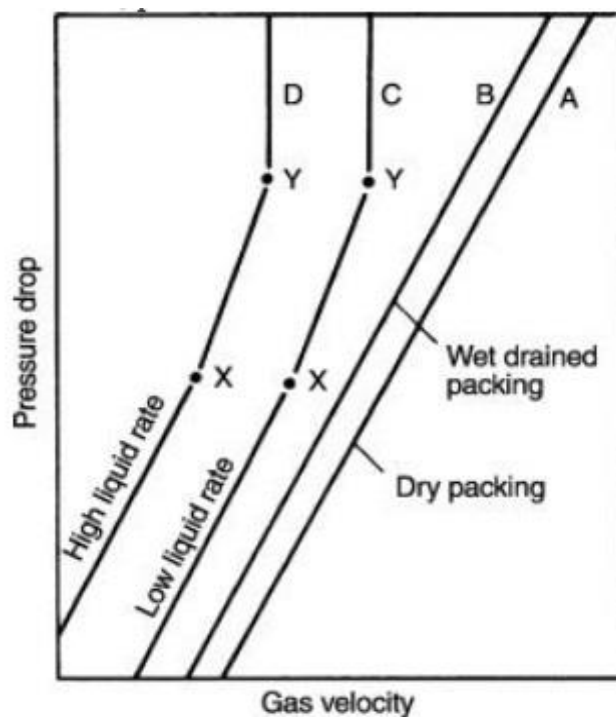


Figura 2.17 Căderea de presiune la curgerea a una, respective două faze printr-o coloană cu umplutură

Segmentele de sub punctul de încărcare sunt aproximativ paralele pentru că doar o mică parte din secțiunea de curgere este ocupată de lichid.

Segmentele dintre punctele X și Y au panta mai mare, corespunzătoare unei creșteri mai rapide a căderii de presiune. Aceasta se explică prin ocuparea treptată a secțiunii de curgere de către faza umectantă, forțele de interacțiune gaz- lichid amplificându-se cu creșterea vitezei gazului.

În punctul de înec, secțiunea de curgere este complet obturată de lichid și mărirea în continuare a vitezei gazului determină apariția fenomenului de înec al umpluturii: o parte din lichid nu mai curge sub acțiunea forței gravitaționale și este antrenat împreună cu faza gazoasă. Gazul începe să barboteze prin faza lichidă, fenomenul fiind nedorit. Înecul umpluturii determină o utilizare inefficientă a suprafeței umpluturii, respectiv a suprafeței de contactare a fazelor.

3.TRANSFER DE CĂLDURĂ

Transferul de căldură reprezintă un fenomen complex, spontan și ireversibil, prin care energia termică se propagă în spațiu ca rezultat al unei distribuții neuniforme a temperaturii.

Transmiterea energiei termice are loc cu respectarea celor două principii ale termodinamicii: primul principiu se referă la conservarea energiei termice în procesele de transfer și cel de al doilea principiu stabilește sensul transferului de căldură de la temperaturi mai mari la temperaturi mai mici.

În majoritatea problemelor de modelare a transferului de căldură ne interesează determinarea distribuției temperaturii și a fluxului termic transferat pentru un anumit sistem pe baza caracteristicilor spațio-temporale ale acestuia. Aceste informații pot fi folosite ulterior de inginerul chimist în proiectarea schimbătoarelor de căldură, utilaje în care energia termică este transferată de la un fluid în curgere la altul. Există însă și numeroase situații în care cunoscut fiind câmpul de temperatură cât și anumite caracteristici ale sistemului studiat, se cere stabilirea ulterioară a unor alți parametri caracteristici acestuia, (de ex., calculul grosimii izolației ce acoperă un anumit utilaj cunoscându-se temperaturile extreme între care are loc transferul de căldură etc.).

3.1. Noțiuni introductive

Temperatura este un parametru de stare ce caracterizează gradul de încălzire sau răcire al unui corp. Ea este reprezentată printr-o funcție scalară depinzând de coordonatele de poziție și de timp:

$$T = f(x, y, z, t)$$

Câmp de temperatură reprezintă totalitatea temperaturilor dintr-un corp, la un moment dat. Câmpul de temperatură poate fi *staționar* în condițiile în care temperatura nu depinde de timp:

$$T = f(x, y, z)$$

sau chiar *staționar unidirecțional* dacă temperatura în regim staționar variază după o singură direcție:

$$T = f(x)$$

Suprafața izotermă reprezintă câmpul de temperatură caracterizat la un moment dat de o aceeași temperatură. Evident, două suprafețe izoterme nu se pot intersecta, în schimb suprafețele izoterme se pot deplasa sau modifica în timp în regim nestaționar.

Forța motrice a transferului de căldură (potențialul termic) reprezintă diferența de temperatură sub acțiunea căreia se transferă energia termică.

Gradientul de temperatură într-un punct este un vector a cărui valoare absolută e dată de limita raportului între variația de temperatură și distanța după o direcție normală la suprafețele izoterme:

$$\text{grad}T = \lim_{\Delta l_n \rightarrow 0} \left| \frac{\Delta T}{\Delta l_n} \right| = \frac{\partial T}{\partial l_n}, \text{ K/m}$$

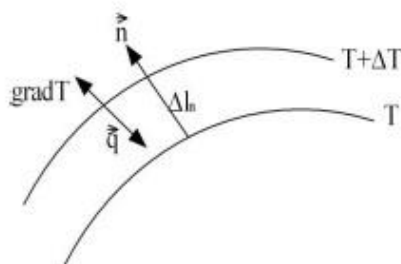


Figura 3.1 Flux termic specific și gradient de temperatură între două izoterme

Gradientul de temperatură poate fi descompus într-un sistem de coordonate carteziene în trei componente: $\frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial T}{\partial y}, \frac{\partial T}{\partial z}$.

Fluxul termic este cantitatea de căldură ce se transferă printr-o suprafață izotermă în unitatea de timp, exprimat în J/s≡W:

$$Q_s = \frac{Q}{t}, \text{ W}$$

unde: Q este cantitatea de căldură, t este timpul.

Fluxul termic specific (unitar) reprezintă, la modul general, fluxul termic transmis prin unitatea de mărime ce caracterizează corpul prin care are loc transferul. Acesta poate fi:

- *flux specific de suprafață* dacă fluxul este raportat la unitatea de suprafață:

$$q = \frac{Q_s}{A}, \text{ W/m}^2$$

- *flux specific linear* dacă fluxul este raportat la unitatea de lungime a suprafeței:

$$q_L = \frac{Q_s}{L}, \text{ W/m}$$

- *flux specific volumic* dacă fluxul emis sau absorbit de un corp este raportat la unitatea de volum:

$$q_V = \frac{Q_s}{V}, \text{ W/m}^3$$

Analogia electrică a transferului de căldură

Două fenomene sunt analoge dacă, deși diferite ca fond, sunt definite de ecuații identice ca formă.

Analogia electrică a transferului de căldură schițată în Figura 3.2, se bazează pe similaritatea dintre intensitatea curentului electric, I , și fluxul specific de căldură, q , date de ecuațiile:

$$I = \frac{U_1 - U_2}{R}, \text{ A}$$

$$q = \frac{T_1 - T_2}{R_t}, \text{ W/m}^2$$

unde: $(U_1 - U_2)$ este potențialul transferului electric, în V, $(T_1 - T_2)$ este potențialul transferului termic, în °K, R este rezistența circuitului electric, în Ω , R_t este rezistența circuitului termic, în $\text{m}^2\text{K/W}$.

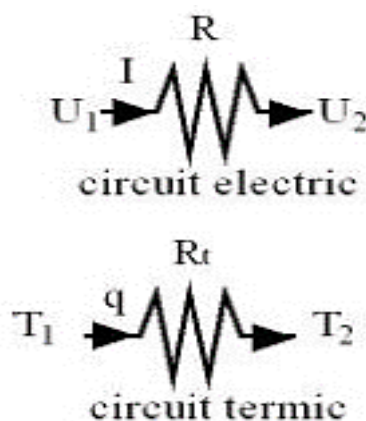


Figura 3.2 Analogia între circuitul electric și cel termic

Analogia este utilizată în scopul extinderii unor formule aplicate în calculul circuitelor electrice la circuite termice pentru care se poate construi un circuit electric echivalent.

Mecanismele transferului de căldură

Există trei mecanisme care stau la baza transferului de căldură, și anume:

1. conductiv – se desfășoară la scară atomică sau moleculară, de la particole de temperatură mai mare la cele de temperatură mai mică în urma interacțiunii dintre acestea, fiind caracteristic mediilor solide sau fluidelor stagnante.

2. convectiv – presupune deplasarea masei de fluid și odată cu aceasta a energiei termice, deci are loc la scară macroscopică. Transferul convectiv nu exclude transferul de tip conductiv definit anterior.

3. radiativ – este caracterizat de un transfer *net* de energie emisă/absorbită de către un solid sau un fluid aflate la o anumită temperatură, printr-un mediu continuu sau în absența acestuia, prin intermediul undelor electromagnetice (alternativ, fotoni) rezultate în urma modificărilor la nivel electronic din atomii și moleculele constituente.

Coefficient individual de transfer de căldură, α , reprezintă cantitatea de căldură transferată prin unitatea de suprafață, în unitatea de timp, sub acțiunea unei forțe motrice unitare: Q

$$\alpha = \frac{Q}{A \cdot t \cdot \Delta T}, \text{ J/m}^2\text{sK} \equiv \text{W/m}^2\text{K}$$

Acest coeficient este o măsură a intensității transferului termic prin unul sau mai multe mecanisme și poate avea valori foarte diferite, de ordinul unităților pentru transferul de căldură într-un mediu gazos până la ordinul $10^4 \text{ W/m}^2\text{K}$ pentru vapori saturați în condensare de-a lungul unei frontiere solide.

3.2 Transfer de căldură conductiv

Transferul de căldură conductiv presupune deplasarea energiei termice de la temperaturi mai mari spre temperaturi mai mici în interiorul corpurilor (solid, lichid sau gaz) sau între corpuri solide aflate în contact, fără deplasarea evidentă a particulelor constituente.

La nivel microscopic, conducția este consecința schimbului de energie între particulele constituente aflate la temperaturi mai înalte și cele la temperaturi mai joase. Concret, conducția se poate realiza în două moduri:

- prin intermediul particulelor elementare numite *fononi* (*cuante de energie* vibrațională) și anume, atomii aflați la temperaturi ridicate, deci caracterizate de o energie vibrațională mare o cedează atomilor de energie mai joasă, aflate la temperaturi mai scăzute. În solide, atomii vibrează continuu, cu amplitudini relativ mici. Vibrațiile sunt transmise atomilor adiacenți prin intermediul legăturilor atomice sub formă de unde elastice caracterizate de o anumită distribuție a frecvențelor, deci de cuantificarea energiei vibraționale. Mecanismul conducției poate fi vizualizat ca o *difuzie* a fononilor din regiunile de temperatură mai ridicată către cele de temperatură mai joasă.

- prin intermediul *electronilor liberi* și anume cei din regiunile de temperatură ridicată au energie cinetică mai mare decât cei aflați în regiunile mai reci, ca urmare se deplasează către acestea, transferând energia cinetică atomilor sub formă de energie vibrațională. Concentrația în electroni liberi variază mult funcție de natura materialului fiind foarte mare pentru aliajele metalice și mică pentru materialele nemetalice, ceea ce presupune o capacitate sporită de a transfera căldura prin mecanism conductiv în cazul metalelor.

În general, mecanismul de transfer de căldură în care sunt implicați electronii liberi este mai eficient decât mecanismul ce implică fononi, datorită faptului că ultimii sunt mai ușor dispersați decât electronii liberi care, în plus, au și viteze de deplasare mai mari.

Capacitatea unui material de a transfera căldură prin mecanism conductiv este cuantificată de o proprietate a acestuia numită *coeficient de conductivitate termică*, λ .

În concluzie, transferul conductiv are loc în medii continue, stagnante caracterizate de o distribuție neuniformă a temperaturii.

Ecuatii în transferul conductiv

Acestea urmăresc stabilirea distribuției temperaturii într-un corp și a fluxului de energie termică transferat.

Legea Fourier

Legea care stă la baza transferului de căldură prin mecanism conductiv este legea Fourier care indică fluxul de căldură transferat în regim staționar, printr-un sistem omogen și izotrop, ca fiind proporțional cu gradientul de temperatură după o direcție oarecare l , $\frac{\partial T}{\partial l}$, și cu aria de transfer termic, A , normală pe direcția l a transferului și, posibil, dependentă de distanța pe această direcție.

$$Q_s = -\lambda A \frac{\partial T}{\partial l}, \text{W}$$

Coeficientul de proporționalitate este coeficientul de conductivitate termică, λ , și constituie o proprietate a materialului prin care se realizează transferul. Semnul minus din ecuație indică un transfer de căldură în sensul negativ al gradientului de temperatură, adică de la temperaturi mai mari la temperaturi mai mici. Coeficientul de conductivitate termică definit conform legii lui Fourier ca fluxul transmis conductiv prin unitatea de suprafață, sub acțiunea unui gradient de temperatură unitar, depinde de starea de agregare și natura materialului, de temperatură și presiune. Valorile acestuia pentru diverse materiale, funcție de o serie de parametri, sunt fie tabelate [Perry], fie pot fi determinate utilizând ecuații semiempirice [Perry] sau din măsurători experimentale directe.

În practică, ipoteza unei conductivități termice constante în intervalul de temperatură de interes trebuie adoptată cu grijă. În caz contrar, coeficientul de conductivitate termică trebuie calculat folosind:

-pentru gaze:

$$\lambda_T = \lambda_0 \left(\frac{T}{273} \right)^{3/2}, \text{W/mK}$$

-pentru lichide sau solide:

$$\lambda_T = \lambda_0 [1 \pm \beta (T - T_0)], \text{W/mK}$$

În multe cazuri, inginerul chimist trebuie să mărească sau să micșoreze transferul de căldură până la un anumit nivel, fapt realizabil adesea prin selectarea corectă a valorilor conductivităților termice corespunzătoare diverselor materiale. Dintre materialele utilizate mai des în aplicațiile ingineresti în vederea îmbunătățirii transferului termic, se pot menționa *materialele metalice* cu

valori ale coeficienților de conductivitate termică cuprinse în intervalul 8,7 - 458 W/m²K, cum ar fi cuprul pur cu o conductivitate termică de aproape 400 W/m²K și aluminiul, cu o conductivitate termică de 203 W/m²K.

Limitarea transferului de căldură dar și a temperaturii suprafețelor este realizabilă prin utilizarea *materialelor izolante* caracterizate de valori mici ale coeficienților de conductivitate cuprinse în intervalul 0,02-0,12 W/mK. De exemplu, aerul sau orice gaz poate fi un bun izolator în special dacă se evită convecția în masa acestuia în timpul transferului de căldură. Vidul este un alt excelent izolator. Există o mare varietate de materiale izolante atât din punct de vedere al structurii, a costului cât și a temperaturilor maxime la care pot fi folosite. De obicei, cu cât temperatura de lucru a utilajului ce urmează a fi izolat este mai mare, cu atât conductivitate termică și costul materialului izolat vor fi mai mari. Printre materialele izolante utilizate des în industria chimică se pot număra vata de sticlă cu o varietate de densități ce se reflectă în valori diferite ale conductivității termice cuprinse între 0,03 și 0,06 W/mK, poliuretanul cu o conductivitate termică joasă de aproximativ 0,02 W/mK și o temperatură maximă de operare de 120°C, precum și perlita cu o temperatură maximă de operare de 980°C și conductivități termice cuprinse între 0,05 și 1,5 W/mK. *Materialele refractare* cu coeficienți de conductivitate termică în intervalul 0,12-11 W/mK, au caracteristici relativ diferite, ca de exemplu cărămida pe bază de oxid de aluminiu cu o conductivitate termică de 2 W/mK și o temperatură de lucru de aproximativ 1760°C.

Plaja de valori pentru coeficientul de conductivitate termică este reprezentată mai detaliat în figura 3.3:

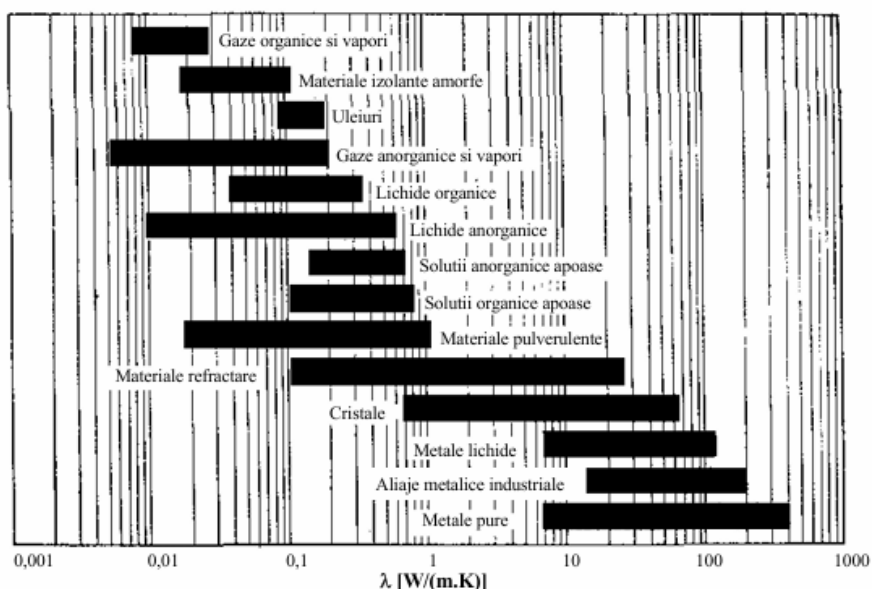


Figura 3.3 Intervale de variație ale conductivității termice pentru diverse stări de agregare în condiții normale [Incropera, 1996]

Deși ecuația Fourier este utilizată pentru calculul fluxului transferat conductiv, în regim staționar, majoritatea problemelor de conducție necesită stabilirea distribuției temperaturii în sistem. În astfel de cazuri, este necesară utilizarea ecuației diferențiale a conductivității termice, prezentată mai jos, împreună cu o serie de condiții la limită, fluxul termic în orice punct al sistemului putând fi calculat folosind tot ecuația Fourier.

Ecuția diferențială a conductivității termice

Se utilizează împreună cu condiții la limită și/sau inițiale pentru a stabili distribuția spațio-temporală a temperaturii în masa unui fluid staționar.

Se consideră un element de volum cu laturile Δx , Δy și Δz în masa unui corp imobil în care temperatura nu este uniform distribuită.

Se adoptă următoarele ipoteze:

- căldura se transferă numai prin mecanism conductiv după o direcție oarecare;
- corpul este omogen și izotrop;
- regimul este nestaționar;
- în interiorul corpului există o sursă de căldură cu o distribuție uniformă, densitatea fluxului fiind e_v'' , în W/m^3 .

Bilanțul fluxului de energie termică aplicat elementului de volum considerat din figura 3.4 are forma:

$$\left\{ \begin{array}{c} \text{Flux} \\ \text{termic} \\ \text{acumulat} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{c} \text{Flux} \\ \text{termic} \\ \text{intrat} \end{array} \right\} - \left\{ \begin{array}{c} \text{Flux} \\ \text{termic} \\ \text{ieșit} \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{c} \text{Flux} \\ \text{termic} \\ \text{generat /} \\ \text{consumat} \end{array} \right\}$$

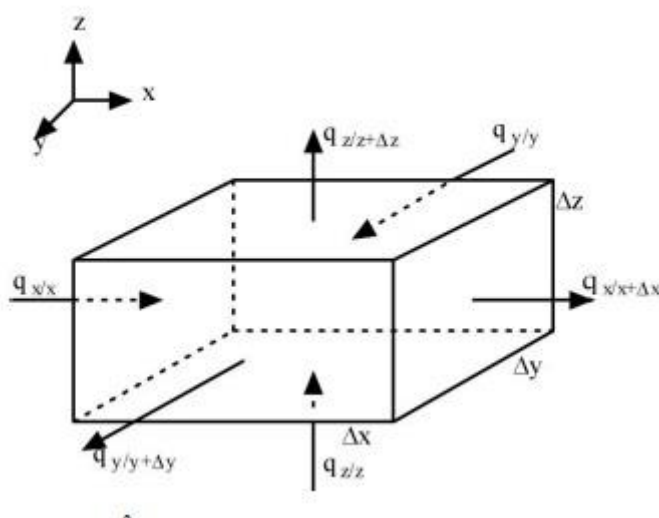


Figura 3.4. Transfer de căldură conductiv printr-un element de volum

În formă generală, termenii bilanțului de conservare a energiei se pot scrie astfel:

-flux termic acumulat $\frac{\rho c_p V \Delta T}{t}$, W;

-flux termic intrat sau ieșit qA , W;

-flux termic generat $e_v'' V$, W.

Pentru elementul de volum considerat, acești termeni devin:

-flux termic acumulat $\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \Delta x \Delta y \Delta z$;

-(flux termic intrat – flux termic ieșit):

- pe direcția x: $(q_{x/x} - q_{x/x+\Delta x}) \Delta y \Delta z$;

- pe direcția y: $(q_{y/y} - q_{y/y+\Delta y}) \Delta x \Delta z$;

- pe direcția z: $(q_{z/z} - q_{z/z+\Delta z}) \Delta x \Delta y$;

-flux termic generat/consumat: $\pm e_v'' \Delta x \Delta y \Delta z$.

Expresiile acestor fluxuri se înlocuiesc în ecuația de bilanț, obținându-se:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \Delta x \Delta y \Delta z = (q_{x/x} - q_{x/x+\Delta x}) \Delta y \Delta z + (q_{y/y} - q_{y/y+\Delta y}) \Delta x \Delta z + (q_{z/z} - q_{z/z+\Delta z}) \Delta x \Delta y \pm e_v'' \Delta x \Delta y \Delta z$$

Ecuația (3.17) se împarte la volumul elementului, $\Delta x \Delta y \Delta z$, după care se trece de la un element de volum la un volum elementar prin trecerea la limită a fracțiilor rezultate pentru $\Delta x \rightarrow 0$, $\Delta y \rightarrow 0$, $\Delta z \rightarrow 0$. Se obține:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = - \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) \pm e_v''$$

sau

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla q \pm e_v''$$

Conform legii lui Fourier, fluxul specific de căldură pentru un mediu omogen și izotrop poate fi scris în forma:

$$q_x = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}, \quad q_y = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}, \quad q_z = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z}$$

Înlocuind aceste expresii în ecuația diferențială de mai sus, se obține:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \pm e_v''$$

Se remarcă prezența unui termen corespunzător acumulării în membrul stâng iar în membrul drept a unui termen difuzional și respectiv, corespunzător generării/consumului de energie termică. Ecuația furnizează distribuția temperaturii în timp într-un sistem staționar prin care căldura se transferă conductiv. Pentru un astfel de sistem, se poate defini coeficientul de difuzivitate termică ca o măsură a raportului între căldura transmisă conductiv și cea înmagazinată, $a = \frac{\lambda}{\rho c_p}$. Ultima ecuație devine:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \pm \frac{e''_v}{\rho c_p}$$

Ecuația conductivității termice poate fi particularizată prin folosirea unor ipoteze simplificatoare și a unor condiții de univocitate în vederea obținerii distribuției temperaturilor în formă analitică, numerică sau grafică.

Condițiile de univocitate se pot referi la caracteristicile geometrice ale sistemului, la condițiile fizice privind principalele proprietăți ale sistemului și evoluția acestora în corelație cu temperatura, la condițiile inițiale ale sistemului la momentul inițial $t=0$ sau la valoarea unor parametri pe conturul acestuia (condiții la limită).

Pentru un regim termic staționar, $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$, ultima ecuație ia forma:

$$\nabla^2 T \mp \frac{e_v}{\lambda} = 0$$

În regim nestaționar și în lipsa unei surse interne de căldură ($e_v''=0$), se obține așa-numita ecuație a lui Fourier:

$$\frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla^2 T$$

iar, în condițiile unui regim staționar, fără surse interioare de căldură, rezultă ecuația:

$$\nabla^2 T = 0 \quad \text{sau:}$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$$

Dacă pe lângă regimul staționar și lipsa unei surse interne de căldură, sistemul este unidirecțional, după direcția x , ecuația de mai sus devine:

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = 0$$

Aplicații ale ecuației diferențiale ale conductivității. Transfer de căldură unidimensional, în regim staționar

Transfer de căldură prin pereți plani, în regim staționar

Se consideră un perete plan de dimensiune finită pe direcția x și de dimensiuni suficient de mari, după direcțiile y și z , ca în figura 3.5:

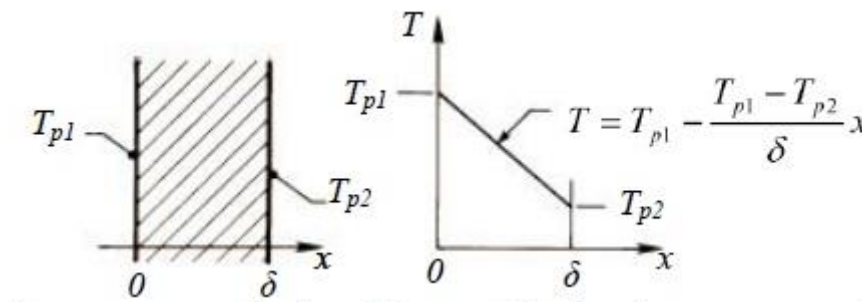


Figura 3.5 Transfer de căldură conductiv printr-un perete plan

Ținând cont că:

- transferul de căldură e unidirecțional, după direcția x ;
- peretele este omogen;
- regimul este staționar, $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$;
- nu există sursă internă de căldură,

ecuația diferențială a conductivității termice se reduce la ecuația stabilită anterior:

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = 0$$

Condițiile la limită în acest caz sunt:

$$\text{-la } x = 0, T = T_{p1}$$

$$\text{-la } x = \delta, T = T_{p2}$$

Se integrează ecuația de mai sus, după prima integrare, rezultând:

$$\frac{dT}{dx} = c_1$$

După a doua integrare, se obține:

$$T = c_1 x + c_2$$

Constantele de integrare c_1 și c_2 se obțin din condițiile la limită:

$$c_2 = T_{p1}$$

$$c_1 = -\frac{T_{p1} - T_{p2}}{\delta}, \quad T_{p1} > T_{p2}$$

Substituind constantele în ecuația ce dă distribuția temperaturii de-a lungul axei x , rezultă:

$$T = T_{p_1} - (T_{p_1} - T_{p_2}) \frac{x}{\delta}$$

Ecuația indică o dependență liniară a lui T funcție de x , așa cum este reprezentat și în figura 3.5.

Fluxul transferat prin conductivitate termică este dat de legea lui Fourier aplicată pentru direcția x :

$$Q_{sx} = -\lambda A \frac{dT}{dx}$$

Gradientul de temperatură în acest caz este dat de:

$$dT = -(T_{p_1} - T_{p_2}) \frac{dx}{\delta}$$

iar fluxul de căldură devine:

$$Q_{sx} = \frac{\lambda}{\delta} A (T_{p_1} - T_{p_2}), \text{ W}$$

sau:

$$Q_{sx} = \frac{T_{p_1} - T_{p_2}}{\frac{\delta}{\lambda A}}$$

cu $(T_{p_1} - T_{p_2})$ potențialul termic al transferului și $\frac{\delta}{\lambda A} = R_\lambda$ rezistența termică la transferul conductiv prin perete plan.

Așa cum s-a afirmat anterior, circuitele termice pot fi tratate în mod asemănător circuitelor electrice. Astfel, un sistem format din n rezistențe termice înseriate va fi caracterizat de o rezistență totală sau echivalentă egală cu suma rezistențelor componente, prin analogie cu rezistența echivalentă a unor rezistențe electrice înseriate, fapt demonstrat în continuare.

Se consideră un sistem de trei (sau mai mulți) pereți plani paraleli, omogeni, de grosimi și conductivități diferite, între care există un contact perfect, distribuția temperaturii fiind reprezentată în Figura 3.6.

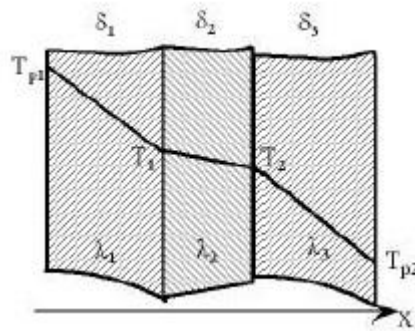


Figura 3.6 Distribuția temperaturii în trei pereți planiciu contact perfect

În regim staționar, prin toți pereții trece aceeași cantitate de căldură, respectiv același flux specific, q .

Conform legii Fourier, aceste fluxuri specifice sunt date de:

$$q = \frac{\lambda_1}{\delta_1} (T_{p1} - T_1) = \frac{\lambda_2}{\delta_2} (T_1 - T_2) = \frac{\lambda_3}{\delta_3} (T_2 - T_{p2})$$

Se scriu forțele motrice individuale pentru fiecare perete, apoi se însumează pentru a obține forța motrice globală a transferului prin întregul sistem:

$$\left. \begin{aligned} T_{p1} - T_1 &= q \frac{\delta_1}{\lambda_1} \\ T_1 - T_2 &= q \frac{\delta_2}{\lambda_2} \\ T_2 - T_{p2} &= q \frac{\delta_3}{\lambda_3} \end{aligned} \right\} +$$

$$T_{p1} - T_{p2} = q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} \right)$$

Fluxul termic specific devine egal cu raportul dintre potențialul termic total (suma potențialelor termice individuale) și rezistența termică totală la transfer (suma rezistențelor termice individuale):

$$q = \frac{T_{p1} - T_{p2}}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}}$$

sau folosind conceptul de rezistență termică:

$$R_{\lambda} = \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} = \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}$$

Ecuția (3.39) confirmă analogia cu un sistem de rezistențe electrice înseriate, așa cum s-a discutat anterior.

În formă generalizată, pentru n straturi ale peretelui plan, fluxul specific termic transferat este dat de:

$$q = \frac{T_{p1} - T_{p2}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}}$$

Transferul de căldură conductiv prin pereți cilindrici

Un astfel de transfer se întâlnește în special în țevile schimbătoarelor de căldură. Se consideră un perete cilindric omogen de lungime L , de rază interioară R_1 și rază exterioară R_2 , v. figura 3.7.

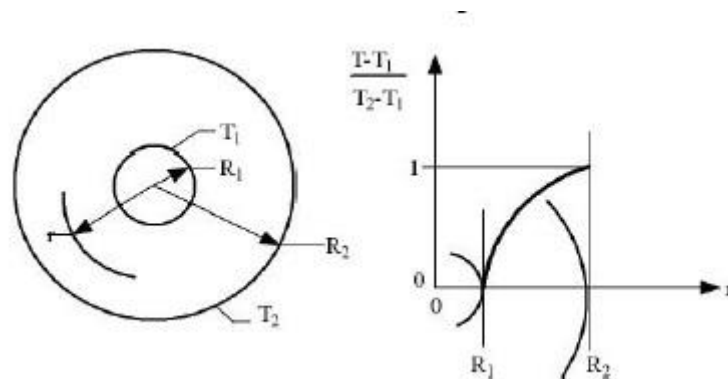


Figura 3.7 Configurația peretelui cilindric și distribuția temperaturii pe direcție radială

Fluxul de căldură este transmis conductiv de la interior spre exterior, temperatura variind între limitele T_{p1} și T_{p2} . Regimul este staționar și transferul unidirecțional, după direcția r .

Pornind de la ecuația diferențială a conductivității termice scrisă în coordonate cilindrice, pe baza ipotezelor menționate, se obține:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) = 0 \quad \text{sau} \quad \frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} = 0$$

Integrând de două ori această ecuație, rezultă o distribuție a temperaturii de forma:

$$T = c_1 \ln r + c_2$$

unde c_1 și c_2 sunt constante de integrare ce se pot determina din condițiile la limită:

$$r=R_1, T=T_{p1}$$

$$r=R_2, T=T_{p2}$$

Substituind valorile constantelor de integrare în ecuația diferențială, se obține o dependență logaritmică a temperaturii de rază:

$$T = T_{p1} - (T_{p1} - T_{p2}) \frac{\ln(r / R_1)}{\ln(R_2 / R_1)}$$

spre deosebire de peretele plan unde dependența este liniară.

Conform legii Fourier, fluxul termic transferat prin peretele cilindric este:

$$Q_s = -\lambda A \frac{dT}{dr}, \text{ W}$$

aria de transfer termic și gradientul de temperatură variind pe direcție radială. Pentru un cilindru de rază r , pentru care aria și gradientul de temperatură pot fi considerate constante, ecuația (3.48) devine:

$$Q_s = -\lambda(2\pi r L) \frac{dT}{dr}$$

Se separă variabilele și se integrează între limitele date, conform ecuației:

$$Q_s \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r} = -\lambda(2\pi L) \int_{T_{p1}}^{T_{p2}} dT$$

obținându-se pentru fluxul de căldură transferat expresia:

$$Q_s = \frac{2\pi}{\frac{1}{\lambda} \ln \frac{R_2}{R_1}} L (T_{p1} - T_{p2}), \text{ W}$$

În acest caz rezistența termică a peretelui cilindric este:

$$R_\lambda = \frac{\ln(R_2 / R_1)}{2\pi\lambda}$$

Sub formă de flux specific raportat la unitatea de lungime a cilindrului, ecuația fluxului termic de căldură transferat se rescrie astfel:

$$q_l = \frac{Q_s}{L} = \frac{2\pi}{\frac{1}{\lambda} \ln \frac{R_2}{R_1}} (T_{p1} - T_{p2}), \text{ W/m}$$

Pentru un perete cilindric format din mai multe straturi cu contact perfect, confecționate din materiale de conductivități termice diferite, reprezentat în Figura 3.8, fluxul termic transferat în regim staționar poate fi scris astfel:

$$Q_s = \frac{2\pi}{\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{R_2}{R_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{R_3}{R_2}} L (T_{p1} - T_{p2}), W$$

Numitorul ecuației conține suma rezistențelor termice corespunzătoare straturilor componente. Ecuația de mai sus poate fi dedusă fie pe baza echivalenței cu un circuit electric format din două rezistențe corespunzătoare celor două straturi cilindrice coaxiale sau prin adunarea expresiilor forțelor motrice individuale, în mod asemănător demonstrației prezentate anterior pentru pereți plani.

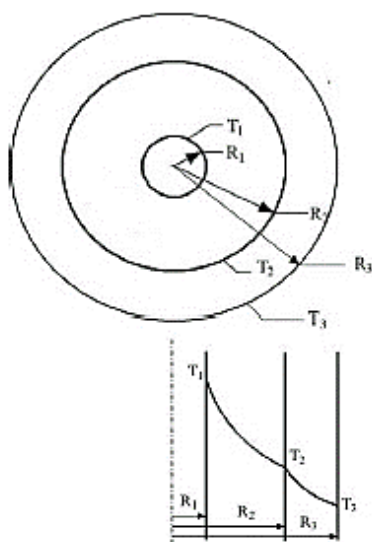


Figura 3.8 Distribuția temperaturii într-un perete cilindric cu două straturi

În formă generalizată, pentru n straturi ale peretelui cilindric, fluxul termic este dat de:

$$Q_s = \frac{2\pi}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{R_{i+1}}{R_i}} L (T_{p1} - T_{p2}), W$$

3.3 Transfer de căldură convectiv

Transferul de căldură prin mecanism convectiv presupune transportul căldurii odată cu masa de fluid în curgere. Procesul nu exclude mecanismul conductiv discutat anterior, astfel încât fluxul

termic specific caracteristic convecției termice va include pe lângă componenta convectivă și o componentă conductivă :

$$q = q_{conv} + q_{cond} = \rho v i + (-\lambda \nabla T), \text{ W/m}^2$$

cu ρ și λ - densitatea și respective, conductivitatea termică a fluidului, v - viteza fluidului, i - entalpia fluidului.

Fluxul de căldură convectiv transferat în convecția termică este dat de legea lui Newton:

$$Q = \alpha A (T_f - T_p), \text{ W}$$

fiind proporțional cu suprafața de transfer de căldură A și diferența de temperatură între temperatura T_f a fluidului și temperatura T_p a peretelui.

Coeficientul de proporționalitate α se numește *coeficient individual convectiv de transfer de căldură* și are ca unități de măsură $\text{W/m}^2\text{°C}$. Acesta va depinde de geometria frontierelor solide (cunoscute de obicei), de natura fluidului (conductivitate, capacitate calorică, densitate, vâscozitate etc.) și de regimul curgerii (laminar sau turbulent). Determinarea coeficientului α reprezintă problema de fond în soluționarea transferului de căldură convectiv.

Ultima ecuație poate fi rescrisă ca potențialul transferului raportat la *rezistența termică a transferului convectiv și conductiv*, R_α , conform analogiei cu legea lui Ohm, discutată anterior:

$$Q = \frac{(T_f - T_p)}{\frac{1}{\alpha A}}$$

cu:

$$R_\alpha = \frac{1}{\alpha A}$$

Conform legii de răcire a lui Newton, o rezistență termică foarte redusă, ca de exemplu cea corespunzătoare schimbărilor de fază, are ca rezultat o temperatură a suprafeței solide aproape egală cu cea a fluidului cu care vine în contact.

Factorii ce influențează transferul de căldură convectiv (α)

Transferul de căldură convectiv poate avea loc fără schimbarea stării de agregare (convecție monofazică) sau cu schimbarea stării de agregare (convecție bifazică: condensarea și fierberea).

Convecția monofazică este influențată de următorii factori:

1. Cauzele ce determină mișcarea convectivă:

a. Variația densității în masa unui fluid datorată distribuției neuniforme a temperaturii determină apariția unor deplasări ale acesteia numită **convecție liberă (naturală)**. Fluidul mai cald

caracterizat de o densitate mai mică se deplasează ascendent, fiind dezlucuit ulterior de fluidul mai rece, de densitate mai mare.

b. Forțe exterioare ce acționează asupra masei de fluid produse de o pompă, un ventilator, diferență de presiune, de nivel etc. determină apariția unei mișcări forțate a acesteia numită *convecție forțată*.

2. **Regimul de curgere**, laminar, intermediar sau turbulent, reprezentat de numărul Reynolds, depinde de geometria și de dimensiunile spațiului de curgere. Influența acestui factor este evidentă dacă ținem cont că în formele generală și particulare ale ecuațiilor criteriale caracteristice transferului de căldură este inclus criteriul Reynolds.

3. **Proprietățile fizice ale fluidului** cum sunt: coeficientul de conductivitate termică, λ , căldura specifică, c_p , vâscozitatea, η și densitatea, ρ . Aceste mărimi intră în criteriile de similitudine ale ecuațiilor criteriale de calcul ale lui Nusselt pentru convecția monofazică sau a coeficientului de convecție, α , la convecția bifazică. Ele variază cu temperatura și chiar cu presiunea, în cazul gazelor.

4. **Caracteristicile spațiului de curgere: forma și dimensiunile acestuia:** plană, de secțiune cilindrică interioară (conducte) sau de secțiune diferită, exterioară (peste o placă, peste un cilindru, peste un fascicul de țevi) ca și **starea suprafeței** solide determină modificări importante ale structurilor convective, influențând hidrodinamica curgerii, și ca urmare transferul convectiv.

Funcție de aceste criterii, orice sistem poate fi caracterizat și încadrat conform Tabelului 3.1 într-unul dintre cazurile de bază ale transmiterii căldurii prin convecție. În tabel se regăsesc factorii de influență prezentați anterior.

Tabel 3.1 Natura convecției termice - principalele cazuri

Tipul convecției termice					
Monofazică (fără schimbarea stării de agregare)	Convecție liberă	În spații mari			
		În spații limitate			
	Convecție forțată	În țevi și canale		Regim laminar	
				Regim intermediar	
				Regim turbulent	
		Peste fascicule de țevi		Regim laminar	
				Regim turbulent	
		Peste plăci		Regim laminar	
Regim intermediar					
Regim turbulent					
Bifazică (cu schimbarea stării de agregare)	Fierbere	În volum mare	Nucleică		
			Peliculară		
		Cu convecție forțată	Nucleică		
			Peliculară		
	Condensare	Nucleică			
		Peliculară	Pe pereți verticali		
Peste un fascicul de țevi					
Cauzele determinante		Forma și caracteristicile spațiului de curgere		Regimul de curgere	

Strat limită termic

La curgerea unui fluid de temperatură T_{∞} diferită de cea a frontierei solide, T_p , se formează un *strat limită termic* datorită gradientilor de temperatură ce există în imediata apropiere a peretelui, v. Figura 3.9.

Grosimea stratului limită termic, δ_t , reprezintă distanța pe direcție normală la direcția de curgere pentru care este valabil următorul raport:

$$\frac{T - T_p}{T_{\infty} - T_p} = 0.99$$

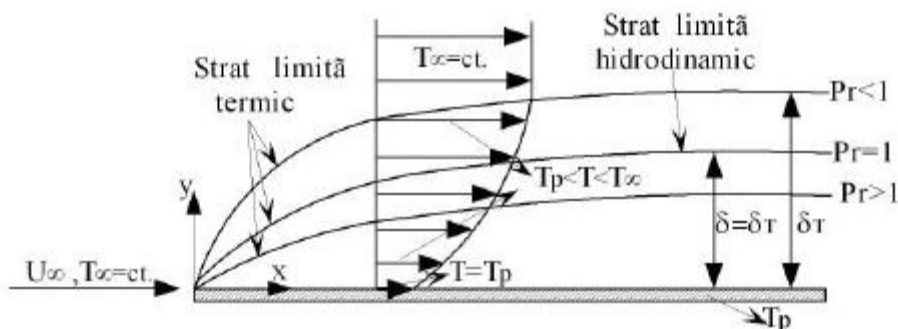


Figura 3.9 Straturile limită hidrodinamic și termic de-a lungul unei plăci

Grosimea acestuia, δ_T , este în general diferită de grosimea stratului limită hidrodinamic, δ , definită anterior ca distanța pe direcție normală pentru care este îndeplinită condiția: $v/v_\infty = 0.99$.

În stratul limită termic transferul de căldură se realizează prin mecanism conductiv astfel încât fluxul termic specific local la o distanță x față de capătul de atac al plăcii, se poate calcula utilizând legea lui Fourier:

$$q_y = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0,x}$$

Coeficientul de convecție local în stratul limită termic definit de:

$$\alpha_x = \frac{-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0,x}}{T_p - T_\infty}$$

depinde de gradientul de temperatură din strat la acea locație.

Ecuatia diferențială a energiei

Ecuatiile diferențiale de conservare a masei totale și ale impulsului, sunt aplicabile numai sistemelor izoterme. Caracterizarea completă a sistemelor neizoterme implică pe lângă utilizarea acestor ecuații și ecuația conservării energiei care se bazează pe principiul întâi al termodinamicii.

Se consideră un element de volum staționar, cu laturile Δx , Δy și respectiv Δz , separat în masa unui fluid în curgere, în care există o distribuție neuniformă a temperaturii. Se adoptă următoarele ipoteze simplificatoare:

- fluidul este incompresibil, deci densitatea acestuia este constantă, ipoteză acceptabilă și pentru gaze ce se deplasează cu viteze suficient de mici;

- variațiile de presiune sunt nesemnificative astfel încât nu afectează proprietățile termodinamice;

- variațiile de temperatură nu sunt semnificative, deci coeficientul de conductivitate termică nu variază semnificativ;

- variațiile de energie cinetică și potențială sunt neglijabile comparativ cu schimbările de energie termică;

În formă generală, principalele forme de flux energetic asociate fluidului sunt:

-energia internă asociată mișcărilor de translație și de interacțiune între molecule, $U\rho vA$, cu energia internă a unității de masă, U , exprimată în J/kg;

-energia transferată prin mecanism conductiv, qA ;

-energia generată prin acțiunea forței gravitaționale, $\rho v g V$;

-energia generată prin acțiunea forțelor de frecare, $\tau v A$;

-energia generată de forța de presiune, $p v A$;

-energia generată de o sursă internă uniform distribuită, $e_v'' V$, cu densitatea sursei interne de căldură, e_v'' , exprimată în W/m³.

Toate fluxurile de energie au ca unitate de măsură W.

Fluxurile de energie particularizate pentru elementul de volum considerat sunt reprezentate în Figura 3.10 pentru simplificare numai pe direcția x .

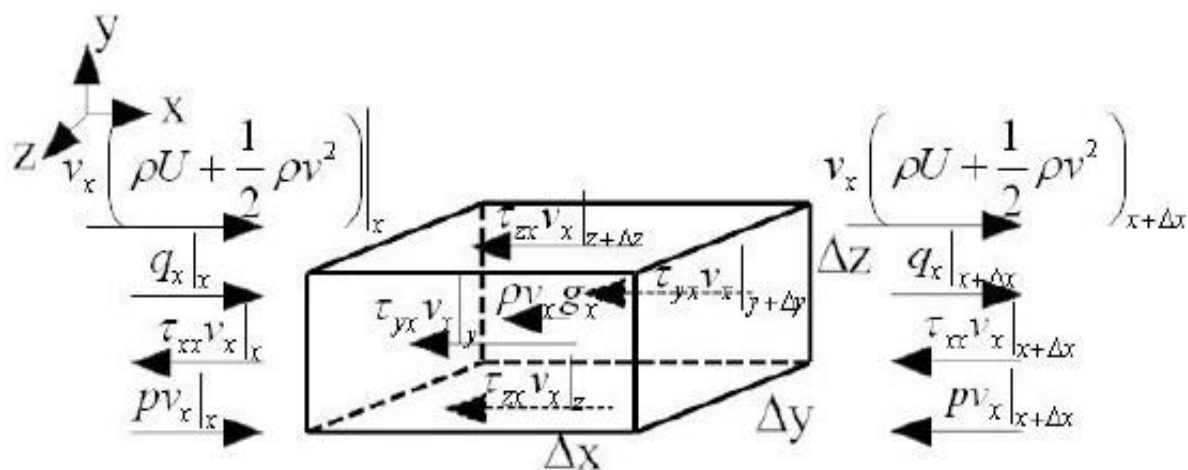


Figura 3.10 Bilanț energetic pentru un element de volum pe direcția x

Se scrie ecuația de conservare a energiei în forma:

$$\left[\begin{array}{c} \text{Fluxul de} \\ \text{energie internă} \\ \text{și cinetică acumulat} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c} \text{Fluxul de energie} \\ \text{internă și cinetică} \\ \text{intrat prin convecție} \end{array} \right] - \left[\begin{array}{c} \text{Fluxul de energie} \\ \text{internă și cinetic} \\ \text{ieșit prin convecție} \end{array} \right] + \left[\begin{array}{c} \text{Diferența dintre} \\ \text{fluxurile de energie} \\ \text{intrate și ieșite conductiv} \end{array} \right] + \left[\begin{array}{c} \text{Fluxul de energie generat} \\ \text{prin interacțiune cu forțele} \\ \text{externe și de sursa internă} \end{array} \right]$$

Această ecuație se aplică elementului de volum considerat prin înlocuirea expresiilor fluxurilor de energie anterior scrise; se împarte la volumul elementului, $\Delta x \Delta y \Delta z$, și se trece la

un volum elementar prin aplicarea limitelor $\Delta x \rightarrow 0$, $\Delta y \rightarrow 0$, $\Delta z \rightarrow 0$. În plus, suntem interesați în obținerea distribuției temperaturii în masa fluidului în curgere, astfel încât este necesară exprimarea energiei interne funcție de temperatură.

Pentru fluide incompresibile și omogene: $Cp = cv$, $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ și $\rho, \eta, \lambda = \text{ct}$. În plus, legea lui Fourier utilizată pentru exprimarea fluxului transmis conductiv după cele trei direcții, mconduce la ecuația:

$$\rho c_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_y \frac{\partial T}{\partial y} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right] = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - \left[\left(\tau_{xx} \frac{\partial v_x}{\partial x} + \tau_{yy} \frac{\partial v_y}{\partial y} + \tau_{zz} \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \tau_{xy} \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) + \tau_{yz} \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) + \tau_{zx} \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \right] + e_v''$$

Pentru fluidele newtoniene, componentele tensorului tensiunilor pot fi exprimate folosind expresiile:

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = -\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right); \quad \tau_{yz} = \tau_{zy} = -\eta \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right); \quad \tau_{zx} = \tau_{xz} = -\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right)$$

astfel încât ecuația energiei devine:

$$\rho c_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_y \frac{\partial T}{\partial y} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right] = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + 2\eta \left[\left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right] + \eta \left[\left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right)^2 \right] + e_v'' \quad (3.14)$$

- flux de energie acumulat; □
- flux de energie transferat prin mecanism convectiv; ○
- flux de energie transferat prin mecanism conductiv (legea Fourier); □
- flux de energie generat în sistem (de ex. printr-o reacție chimică exotermă). △

Simplificări ale ecuației energiei:

1. Fluidele de vâscozitate redusă prezintă gradienti de viteză mici, astfel încât termenul corespunzător disipării vâscoase poate fi neglijat. În plus, lipsa unei surse interne de energie conduce la o ecuație cunoscută și ca *ecuația diferențială Fourier-Kirchhoff*:

$$\rho c_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_y \frac{\partial T}{\partial y} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right] = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right)$$

2. În condițiile unui fluid de vâscozitate redusă, într-un mediu imobil ($v_x, v_y, v_z = 0$), cu sursă internă de energie, se obține *ecuația diferențială a conductivității termice*, demonstrată în capitolul anterior:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \dot{e}_v$$

3.3 Transfer de căldură cu schimbarea stării de agregare

Condensarea

Condensarea reprezintă procesul prin care vaporii unei substanțe trec în stare lichidă atunci când sunt răciți sau vin în contact cu o suprafață de temperatură egală sau mai mică decât temperatura lor de saturație. Procesul are loc cu eliberarea unei cantități semnificative de căldură datorită diferențelor mari între energiile interne corespunzătoare celor două stări. Condensarea pe o suprafață poate avea loc în film subțire (condensare peliculară) sau în picături (condensare nucleică). Condensarea în film subțire apare când condensatul udă complet suprafața cu care vin în contact vaporii, în timp ce condensarea în picături intervine când condensatul udă parțial sau nu udă suprafața. Coeficienții de transfer de căldură pentru condensarea în picături pot fi de până la zece ori mai mari decât cei corespunzători condensării în film. De exemplu, pentru apă la 1 atm, coeficientul de transfer de căldură la condensarea în picături este de 200000 W/m²K. Cu toate acestea, condensarea în picături este greu de menținut în practică, deoarece majoritatea suprafețelor se impurifică în timp, devenind umectabile, iar condensarea devine peliculară.

Fierberea

Transformarea unui lichid în stare de vaporii la interfața lichid-vapori se numește evaporare, iar fierberea presupune o evaporare în toată masa lichidului, cu consum de căldură din exterior. Un lichid pur supus încălzirii prin intermediul unei suprafețe solide fierbe când temperatura acesteia, T_p , este semnificativ mai mare decât temperatura lui de fierbere sau de saturație, T_{sat} . Fierberea poate apare în lichide staționare, caz în care se numește *fierbere convectivă liberă* sau în lichide aflate în convecție forțată, caz în care ne referim la *fierbere convectivă forțată*.

3.4. Transfer de căldură radiativ

Transferul de căldură radiativ presupune un transfer de energie sub formă de unde electromagnetice sau fotoni.

Spre deosebire de cele două mecanisme de transfer de căldură discutate anterior, conductiv și convectiv care necesită existența unui mediu continuu, transferul de căldură radiativ se poate

realiza și în absența acestuia, constituind mecanismul predominant de transfer la presiuni joase sau în vid. În general, fluxul radiant emis de corpurile mai reci poate fi neglijat în comparație cu cel transmis convectiv și conductiv. Totuși, procesele ce au loc la temperaturi ridicate sau pentru care convecția și conducția au fost suprimate, sunt caracterizate preponderent de un mecanism de tip radiativ.

Toate corpurile emit și absorb în mod constant energie termică sub formă de radiație electromagnetică la temperaturi peste 0 K, pe baza modificărilor energiei interne a acestora. Spre deosebire de celelalte două mecanisme de transfer, intensitatea fluxului net emis depinde de temperatura absolută a corpului la puterea a patra, dar și de natura suprafeței. Gazele aflate la temperaturi ridicate schimbă radiație termică cu exteriorul în întregul volum, pe când materialele solide și lichide doar la suprafață. Exemple comune de corpuri ce emit energie radiantă sunt soarele, focul, corpurile de încălzit (calorifere) etc.

Divizarea spectrului electromagnetic se bazează pe lungimea de undă λ , principalele sale regiuni conform figurii 3.30 corespunzând razelor X cu λ între 10^{-5} - 10^{-3} μm , luminii ultraviolete cu λ între 10^{-3} -0,4 μm , luminii vizibile cu λ între 0,4-0,7 μm , luminii infraroșii cu λ între 0,7-2,5 μm și microundelor cu λ între 10^3 - $\times 10^5$ μm . Radiația termică acoperă intervalul lungimilor de undă dintre 0,1 și 100 μm , incluzând o parte din spectrul radiațiilor ultraviolete și în totalitate spectrele radiațiilor vizibile și infraroșii, așa cum se observă și în Figura 3.11.

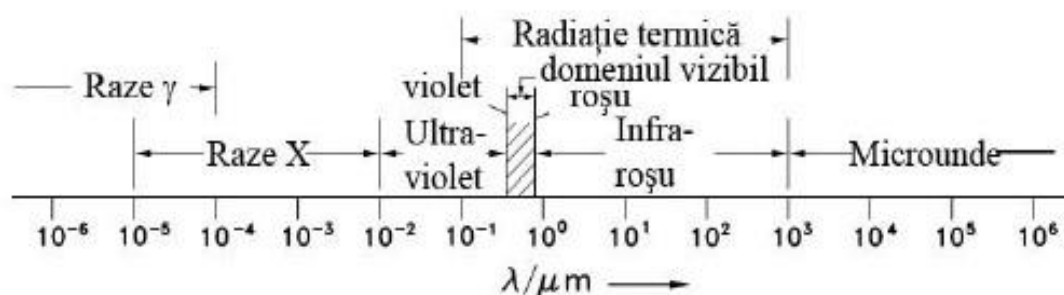


Figura 3.11 Spectrul undelor electromagnetice

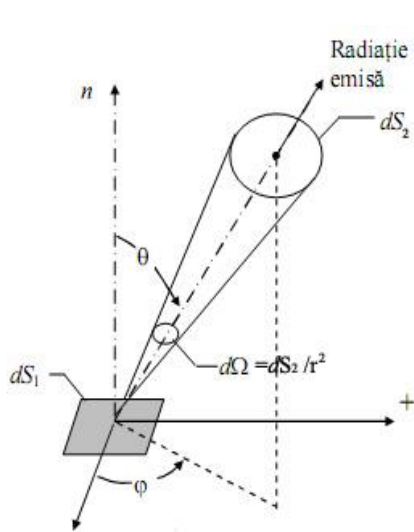
Intensitatea radiației depinde de proprietățile materialului emitent și de temperatura acestuia. Datorită caracterului dual al radiației termice, transmisia, absorbția și transferul de energie radiantă sunt descrise de teoria undelor electromagnetice care atribuie acestuia proprietăți caracteristice undelor electromagnetice, frecvență, ν , și lungime de undă, λ .

Noțiuni introductive-definiții și notații

Radiația termică depinde nu numai de lungimea de undă ci și de distribuția acesteia în spațiu, de aceea pentru caracterizarea acesteia sunt necesare diverse tipuri de mărimi:

- mărimi spectrale monocromatice se referă la o anumită lungime de undă. Notăția utilizată: indice “ λ ”
- mărimi spectrale totale ce se referă la tot spectrul de radiație;
- mărimi spectrale emisferice se referă la toate direcțiile;
- mărimi spectrale direcționale se referă la o anumită direcție.

Intensitatea monocromatică de radiație, $I_{e,\lambda}$, este definită pentru o suprafață elementară dS_1 ce emite radiația în direcția unei suprafețe dS_2 a cărei poziție față de suprafața dS_1 este dată de coordonatele sferice θ și respectiv φ (v. figura 3.11) prin ecuația:



$$I_{e,\lambda}(\lambda, \theta, \varphi) = \frac{dq_e}{dS_1 \cos \theta d\Omega d\lambda}, \quad \text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \mu\text{m})$$

unde $d\Omega$ este unghiul solid sub care se vede suprafața dS_2 din centrul suprafeței dS_1 . Deci, intensitatea monocromatică de radiație reprezintă fluxul radiant emis pentru o lungime de undă în direcția (θ, φ) de unitatea de suprafață a unui corp, în unghiul solid $d\Omega$.

Figura 3.12 Intensitatea monocromatică a radiației termice

Prin definiție unghiul solid $d\Omega$ este:

$$d\Omega = \frac{dS_2}{r^2}, \quad \text{sr}$$

iar în coordonate sferice, el poate fi exprimat:

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$$

Utilizând ecuația (1.289), ecuația (1.287) devine:

$$dq_e = I_{e,\lambda}(\lambda, \theta, \varphi) dS_1 \sin \theta \cos \theta d\theta d\varphi d\lambda, \quad \text{W}/\text{m}^2$$

Intensitatea totală a radiației emise (luminiscentă), $I_e(\theta, \varphi)$ reprezintă fluxul radiant emis pentru toate lungimile de undă în direcția (θ, φ) de unitatea de suprafață a unui corp, în unghiul solid $d\Omega$:

$$I_e(\theta, \varphi) = \frac{dq_e}{dS_1 \cos \theta d\Omega}, \quad \text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr})$$

Puterea de emisie monocromatică reprezintă fluxul de energie radiantă emis de unitatea de suprafață a unui corp pe o anumită lungime de undă:

$$E_\lambda(\lambda) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_{\lambda,e}(\lambda, \theta, \varphi) \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\theta, \quad \text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$$

Puterea totală de emisie reprezintă fluxul de energie radiantă emis de unitatea de suprafață a unui corp pe toate lungimile de undă:

$$E = \int_0^{\infty} E_{\lambda}(\lambda) d\lambda, \text{ W/m}^2$$

sau ținând cont de expresia de mai sus, aceasta devine:

$$E = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_{\lambda,e}(\lambda, \theta, \varphi) \cos \varphi \sin \varphi d\theta d\varphi d\lambda$$

Când intensitatea de radiație este independentă de direcție, emisia se numește difuză sau izotropă:

$$I_{e,\lambda}(\lambda, \theta, \varphi) = I_{e,\lambda}(\lambda)$$

astfel încât în acest caz puterea monocromatică de emisie dată de ecuația devine:

$$E_{\lambda}(\lambda) = I_{\lambda,e}(\lambda) \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\pi/2} \cos \varphi \sin \varphi d\varphi$$

adică:

$$E_{\lambda}(\lambda) = \pi I_{\lambda,e}(\lambda)$$

iar puterea totală de emisie ia forma:

$$E = \pi I_e$$

Iradiația se referă la radiația incidentă pe o suprafață ce provine din emisia sau reflexia altor suprafețe.

Iradiația monocromatică este dată de ecuația:

$$G_{\lambda}(\lambda) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_{\lambda,i}(\lambda, \theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi, \text{ W/(m}^2 \cdot \mu\text{m)}$$

Iradiația totală este:

$$G = \int_0^{2\pi} G_{\lambda}(\lambda) d\lambda, \text{ W/m}^2$$

sau:

$$G = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_{\lambda,i}(\lambda, \theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi d\lambda$$

Când radiația incidentă este difuză, iradiația monocromatică ia forma:

$$G_{\lambda}(\lambda) = \pi I_{\lambda,i}(\lambda)$$

iar iradiația totală devine:

$$G = \pi I_i$$

Radiozitatea reprezintă întreaga energie radiată de o suprafață care include emisia proprie și emisia datorată iradiației reflectate, (I_{e+r}), așa cum este reprezentat și în Figura 3.13.

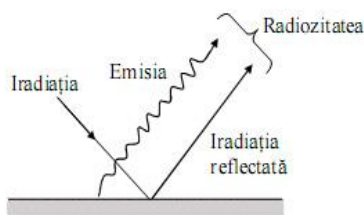


Figura 3.13 Radiozitatea unei suprafețe

În mod analog mărimilor prezentate mai sus, radiozitatea monocromatică este dată de:

$$J_{\lambda}(\lambda) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_{\lambda,e+r}(\lambda, \theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi, \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$$

iar radiozitatea totală devine:

$$J = \int_0^{2\pi} J_{\lambda}(\lambda) d\lambda, \text{ W}/\text{m}^2$$

În cazul emisie și reflexiei difuze, expresiile (1.304) și (1.305) devin respectiv:

$$J_{\lambda}(\lambda) = \pi I_{\lambda,e+r}, \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$$

$$J = \pi I_{e+r}, \text{ W}/\text{m}^2$$

Corpuri ideale

Presupunem că un flux de energie termică, q_e , cade pe o suprafață solidă, așa cum este indicat în Figura 3.14. O parte k_a din fluxul incident, numită *absorbanță*, este absorbită de corp, o altă, k_r , numită *reflectanță*, este reflectată de acesta, iar restul, numită *transmitanță*, k_t , trece prin corpul solid. Suma tuturor acestor fracțiuni formează fluxul incident astfel încât:

$$k_a + k_r + k_t = 1$$

Relația este valabilă pentru oricare lungime de undă din spectru provenită de la o sursă aflată la o temperatură oarecare.

Coeficienții k_a , k_r și k_t pot avea valori cuprinse între 0 și 1 funcție de natura corpului, temperatura acestuia, starea suprafeței și spectrul radiației incidente.

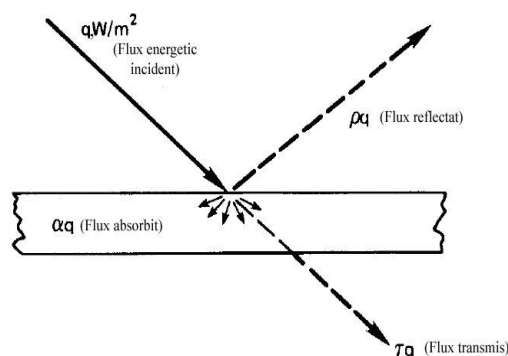


Figura 3.14 Distribuția energiei incidente pentru un corp solid

Funcție de valorile extreme ale celor trei coeficienți menționați anterior, se pot defini trei corpuri ideale și anume:

Corpul negru absolut - toată energia incidentă este absorbită, deci $k_{a0} = 1$ iar $k_{r0} = k_{t0} = 0$ (subscriptul “0” este utilizat numai pentru corpul negru).

Corpul alb reflectă toată radiația incidentă, deci $k_r = 1$ și $k_a = k_t = 0$.

Corpul diaterm (transparent) permite transmiterea radiației incidente în totalitate $k_t = 1$ și $k_a = k_r = 0$.

Un corp cu o suprafață lucioasă reflectă radiația incidentă într-o singură direcție, unghiul de incidență fiind egal cu cel de reflexie, iar un corp cu o suprafață mată reflectă radiația incidentă în toate direcțiile.

Se poate defini un coeficient de absorbție pentru o anumită lungime de undă ca raport între intensitatea monocromatică de radiație absorbită și intensitatea monocromatică de radiație emisă:

$$k_{af} = \frac{I_{\lambda a}}{I_{\lambda e}}$$

Coeficientul de absorbție este subunitar și variază cu frecvența. Corpul pentru care acesta are o valoare constantă la orice frecvență și temperatură se numește *corp cenușiu*. Deci, corpurile cenușii absorb o parte din energia radiantă, o parte o reflectă sau/și o lasă să treacă.

Coeficientul de emisie sau gradul de negru al unui corp este definit ca raportul dintre puterea totală de emisie a unui corp cenușiu q_e și puterea totală de emisie a corpului absolut negru q_{e0} :

$$\varepsilon = \frac{q_e}{q_{e0}}$$

Coeficientul de emisie spectral (monocromatic) este dat de raportul între puterea spectrală de emisie a corpului cenușiu și puterea spectrală de emisie a corpului negru:

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{E_\lambda(\lambda, T)}{E_{\lambda,0}(\lambda, T)}$$

Coeficientul de emisie este egal cu coeficientul de absorbție al unui corp, fapt ce rezultă din legea lui Kirchhoff, prezentată ulterior în cadrul subcapitolului *Legile radiației*.

Legile radiației

Energia emisă de corpul negru atinge o valoare teoretică maximă, dată de **legea Stefan-Boltzmann** stabilită experimental în 1879 și explicată mai târziu folosind argumente termodinamice.

Puterea de emisie a unui corp negru q_{e0} variază cu puterea a patra a temperaturii absolute T a acestuia, constanta de proporționalitate fiind constanta Stefan-Boltzmann, $\sigma_0 = 5.6704 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$:

$$q_{e0} = \sigma_0 T^4$$

sau echivalent:

$$q_{e0} = c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4$$

cu $c_0 = 5,6704 \text{ W/m}^2\text{K}^4$

Legea lui Planck

Legea indică distribuția intensității monocromatice de radiație, I_λ , funcție de lungimea de undă și temperatură în forma:

$$I_{\lambda 0}(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 [\exp(hc / \lambda kT) - 1]}, \text{ W/(m}^2 \cdot \mu\text{m)}$$

unde $h = 6,9256 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ este constanta lui Planck, $k = 1,3805 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$, este constanta lui Boltzmann, $c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ este viteza luminii, λ – lungimea de undă, în m, T – temperatura absolută a suprafeței, în K.

În acest caz, puterea monocromatică de emisie ia forma:

$$E_{\lambda 0}(\lambda, T) = \pi I_{\lambda 0}(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5 [\exp(C_2 / \lambda T) - 1]}, \text{ W/(m}^2 \cdot \mu\text{m)}$$

unde $C_1 = 2\pi hc^2 = 2,742 \cdot 10^8 \text{ W}\cdot\mu\text{m}^4/\text{m}^2$, $C_2 = hc / k = 1,439 \cdot 10^4 \mu\text{m}\cdot\text{K}$ sunt constantele lui Planck.

Legea lui Planck este reprezentată grafic în Figura 3.15.

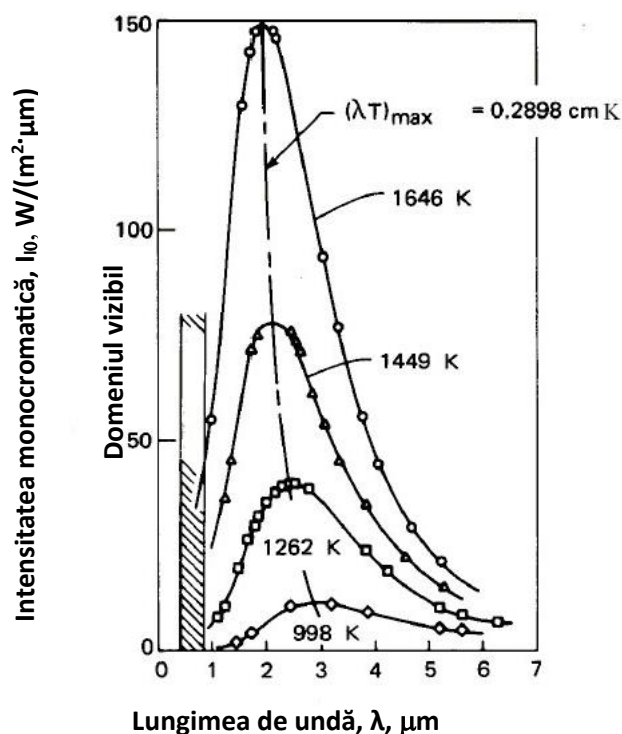


Figura 3.15 Intensitatea monocromatică a corpului absolut negru la diferite temperaturi – date experimentale și analitice

Din reprezentarea grafică rezultă următoarele:

- radiațiile de toate lungimile de undă participă la emisie;
- intensitățile radiațiilor cresc cu temperature pentru o lungime de undă dată;
- fiecare curbă a intensității monocromatice la temperatură $T=ct.$ are un maxim;
- locul geometric al acestor puncte de maxim se apropie de domeniul vizibil
- cu creșterea temperaturii, maximum se deplasează către lungimi mici de undă;

Legea lui Planck poate lua două forme particulare funcție de valoare exponentului de la numitor, și anume:

- dacă $C_2/\lambda T \ll 1$, din dezvoltarea în serie a exponentului se rețin doar primii doi termeni:

$$\exp(C_2/\lambda T) = 1 + \frac{1}{1!} \left(\frac{C_2}{\lambda T} \right) + \frac{1}{2!} \left(\frac{C_2}{\lambda T} \right)^2 + \dots$$

Relația puterii monocromatice ia forma:

$$E_{\lambda,0} = \frac{C_1 T}{C_2 \lambda^4}, \text{ W/(m}^2 \cdot \mu\text{m)}$$

și este cunoscută ca **legea lui Rayleigh-Jeans**.

- dacă $C_2/\lambda T \gg 1$, în legea lui Planck, la numitor, se poate neglija unitatea. Rezultă o expresie de forma:

$$E_{\lambda,0} = \frac{C_1}{\lambda^5} \exp(-C_2 / \lambda T), \text{ W/(m}^2 \cdot \mu\text{m)}$$

Valoarea maximă a puterii monocromatice de emisie se obține pentru o valoare a lui λ determinabilă prin anularea derivatei ecuației anterioare:

$$\lambda_{\max} = 0,0028978/T$$

ecuație cunoscută ca **legea lui Wien**. Aceasta indică că odată cu creșterea temperaturii, maximum puterii spectrale de emisie se deplasează către lungimi de undă mai mici.

Legea Stefan-Boltzmann

Poate fi stabilită pe cale analitică prin integrarea legii lui Planck pentru tot spectrul de lungimi de undă. Puterea de emisie a unui corp negru q_{e0} , W/m² variază cu puterea a patra a temperaturii absolute T a acestuia, constanta de proporționalitate fiind constanta Stefan-Boltzmann, $\sigma_0 = 5.6704 \times 10^{-8}$ W/m²K⁴:

$$q_{e0} = \sigma_0 T^4$$

sau echivalent:

$$q_{e0} = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4$$

cu $C_0 = 5,6704 \text{ W/m}^2\text{K}^4$.

Pentru corpurile cenușii puterea totală de emisie, se calculează utilizând relația:

$$E = \varepsilon(T)E_0 = \varepsilon(T)C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \text{ W/m}^2$$

unde $\varepsilon(T)$ este coeficientul de emisie total al corpului.

Factorul de emisie spectral depinde de natura materialului și de temperatură, literatura oferind diagrame de variație a acestuia pentru o gamă variată de materiale.

În mod asemănător, factorul de emisie total are diverse valori funcție de natura materialului.

Legea lui Kirchhoff

Stabilește o relație între puterea de emisie și cea de absorbție a unui corp în condiții de temperatură date. Considerăm o incintă de dimensiuni mari, a cărei suprafață corespunde unui corp absolut negru de temperatură T_0 , ce schimbă energie radiantă cu n corpuri amplasate în interiorul acesteia. În condiții de echilibru termic, iradiația primită de corpurile cu suprafețele $A_1, A_2, \dots, A_n$ și coeficienți de absorbție $k_{a1}, k_{a2}, \dots, k_{an}$ este aceeași și egală cu puterea totală de emisie a corpului negru:

$$G_1 = G_2 = \dots = G_n = E_0(T) = \sigma_0 T^4, \text{ W/m}^2$$

Bilanțul termic pentru oricare corp i dintre cele n , poate fi scris în forma generalizată:

$$k_{ai} q_{e0} A_i = q_{ei} A_i$$

cu $i = \overline{1, n}$ și k_{ai} coeficientul de absorbție al corpului i . Rezultă expresia corespunzătoare legii lui Kirchhoff:

$$\frac{q_{ei}}{k_{ai}} = q_{e0}$$

conform căreia pentru toate corpurile raportul între puterea totală de emisie și coeficientul de absorbție este același și egal cu puterea totală de emisie a corpului negru.

Conform legii Stefan –Boltzmann:

$$E_1 = \varepsilon_1 E_0; \quad E_2 = \varepsilon_2 E_0, \dots$$

Comparând penultimele două expresii, rezultă:

$$\frac{\varepsilon_i}{k_{ai}} = 1$$

adică coeficientul total de emisie al unui corp este egal cu coeficientul total de absorbție al acestuia:

$$\varepsilon = k_a$$

Legea lui Lambert

Intensitatea totală de radiație a corpului negru într-o direcție dată este proporțională cu intensitatea de radiație totală în direcția normală la suprafață, I_n , și cosinusul unghiului θ format între cele două direcții.

$$I_\theta = I_n \cos \theta$$

Intensitatea totală a radiației emise cât și puterea totală de emisie au fost prezentate în subcapitolul Definiții ținând cont de legea lui Lambert.

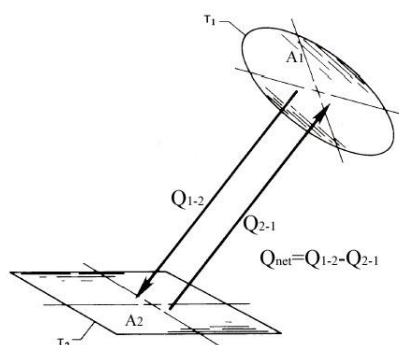
În forma puterii totale de emisie, legea lui Lambert se enunță astfel:

cantitatea de căldură emisă de unitatea de suprafață în unitatea de timp printr-un unghi solid unitar în direcția θ , $q_{e\theta}$, este proporțională cu puterea totală de emisie după normală printr-un unghi unitar, q_{e0n} , înmulțită cu cosinusul unghiului plan θ :

$$q_{e\theta} = \frac{q_{e0}}{\pi} \cos \theta = q_{e0n} \cos \theta = \frac{C_o}{\pi} \left(\frac{T}{100} \right)^4 \cos \theta$$

q_{e0n} reprezintă puterea totală de emisie a corpului absolut negru după toate direcțiile. S-a demonstrat că aceasta este de π ori mai mică decât puterea de emisie după toate direcțiile.

Transfer de căldură prin radiație între două suprafețe oarecare



Considerăm două suprafețe oarecare A_1 și A_2 aflate la temperaturile T_1 și respectiv, T_2 , cu $T_1 > T_2$, ca în Figura 3.16, care emit energie radiantă.

Figura 3.16 Radiație termică între două suprafețe oarecare

Ambele suprafețe emit și absorb energie astfel încât fluxul net de căldură schimbat, Q_{net} , va fi dat de diferența dintre fluxul emis de suprafața cu temperatură mai ridicată și cel emis de suprafața cu temperatură mai scăzută:

$$Q_{net} = Q_{1-2} - Q_{2-1}$$

Fluxul net va depinde de temperaturile T_1 și T_2 , de ariile A_1 și A_2 , de forma, orientarea și distanța dintre ele dar și de proprietățile radiative ale acestora, de proprietățile absorbante, emise și/sau reflectante ale mediului existent între cele două suprafețe.

Dacă cele două suprafețe au proprietățile corpului negru și nu există mecanism conductiv și/sau convectiv de transfer termic între acestea, fluxul termic net devine:

$$Q_{net} = A_1 q_{e01} - A_2 q_{e02} = A_1 \sigma_0 (T_1^4 - T_2^4)$$

conform legii Stefan-Boltzmann. Dacă suprafața A_1 “vede” și alte suprafețe în afara de A_2 , ecuația de mai sus trebuie să mai includă un factor de *configurație* sau de *formă*, F_{1-2} , ce poate fi considerat ca fracția de energie emisă de suprafața A_1 și absorbită de suprafața A_2 :

$$Q_{net} = A_1 F_{1-2} \sigma_0 (T_1^4 - T_2^4)$$

Pe baza egalității:

$$A_1 F_{1-2} = A_2 F_{2-1}$$

ecuația fluxului termic poate fi scrisă:

$$Q_{net} = C_o A_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F_{1-2} = C_o A_2 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F_{2-1}$$

Factorii de formă pentru diferite sisteme bidimensionale sau tridimensionale se pot determina utilizând metode analitice, grafo-analitice sau algebrice, rezultatele fiind tabelate funcție de caracteristicile constructive ale acestora [Incropera s.a, 1996].

Dacă suprafețele sunt cenușii, deci absorb și emit mai puțină radiație decât corpul negru, fiind caracterizate de o anumită emisivitate, $0 < \varepsilon \leq 1$, și o putere de emisie: $q_e = \varepsilon q_{e0} = \varepsilon \sigma_0 T^4$ expresia fluxului net schimbat devine:

$$Q_{net} = \Phi_{1-2} \sigma_0 A_1 (T_1^4 - T_2^4) = \Phi_{1-2} C_o A_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]$$

cu Φ_{1-2} factor de transfer ce depinde de emisiile celor două suprafețe și de unghiul de poziționare al uneia față de cealaltă. Acesta se calculează cu relația:

$$\Phi_{1-2} = \frac{1}{\frac{1}{F_{1-2}} + \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}$$

unde F_{1-2} este factorul de formă pentru suprafețele absolut negre, discutat anterior.

Expresia de mai sus pentru calculul lui Φ_{1-2} se simplifică în cazul unor suprafețe paralele mari, a cilindrilor concentrici sau când suprafețele se găsesc într-o încălț închisă cu care schimbă energie radiantă, $F_{1-2}=1$:

$$\Phi_{1-2} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}$$

Pentru suprafețe cenușii paralele și egale, relația anterioară devine:

$$\Phi_{1-2} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}$$

În expresia de mai sus, produsul $C_o \Phi_{1-2}$ reprezintă coeficientul global de radiație dintre două suprafețe, C_{1-2} , astfel încât fluxul termic schimbat între suprafețele cenușii devine:

$$Q_{net} = C_{1-2} A_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]$$

$$C_{1-2} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_o} \right)}$$

cu:

Fluxul termic radiativ este definit de relația:

$$Q_s = \alpha_{rad} A_1 (T_1 - T_2), W$$

care egalată cu ecuația fluxului termic schimbat, dă expresia:

$$\alpha_{rad} = \frac{C_{1-2} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}{T_1 - T_2}$$

Ecuația definește coeficientul individual de transfer de căldură la radiație.

În cazul transferului de căldură care are loc la temperaturi înalte de peste 100°C, contribuția radiației devine semnificativă în raport cu celelalte mecanisme, convectiv și conductiv, astfel încât intensitatea transferului poate fi caracterizată de suma coeficienților individuali de transfer de căldură corespunzători:

$$\alpha_t = \alpha + \alpha_{rad}$$

cu α coeficient individual de transfer de căldură pentru transferul convectiv și conductiv.

3.5. Transfer de căldură global

Multe dintre aplicațiile transferului de căldură presupun contactarea a două fluide aflate la temperaturi diferite prin intermediul unui perete solid sau direct. Transferul de căldură are loc de la fluidul cald la perete prin mecanism predominant convectiv, prin perete prin mecanism conductiv, și respectiv de la perete spre masa de fluid rece prin mecanism predominant convectiv. Toate aceste procese elementare ce se desfășoară în serie formează *procesul de transfer de căldură global*. Acesta este caracteristic schimbătoarelor de căldură iar intensitatea sa este caracterizată de o mărime numită *coeficient global de transfer de căldură* a cărei determinare are o mare importanță practică.

Transfer de căldură în regim staționar. Coeficient global de transfer de căldură.

Într-un schimbător de căldură în care se contactează un fluid cald și unul rece prin intermediul unui perete format din trei straturi diferite, fluxul termic trebuie să străbată cinci rezistențe, așa cum sunt prezentate și în Figura 3.17 și anume:

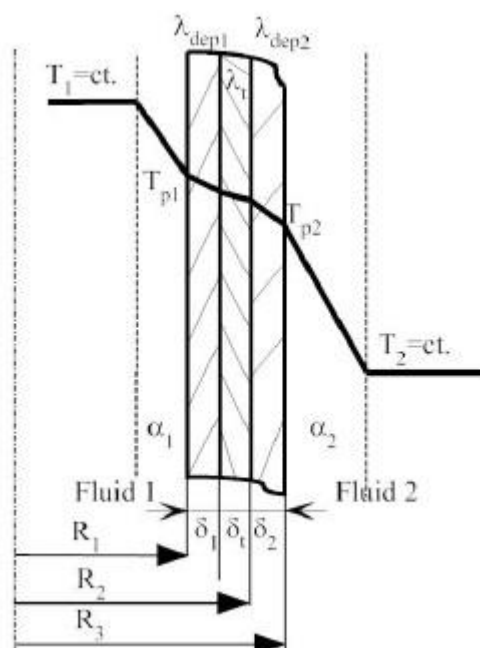


Figura 3.17 Rezistențe termice de tip convectiv și conductiv la contactarea indirectă a două fluide

1. Rezistența stratului limită de partea fluidului cald aflat în convecție de-a lungul unui perete, intensitatea transferului fiind caracterizată de coeficientul α_1 :

-plan	-cilindric
$R_{c1} = \frac{1}{\alpha_1}, \text{ m}^2\text{K/W}$	$R_{c1} = \frac{1}{\alpha_1 A_1}, \text{ K/W}$

(

2. Rezistența la transferul conductiv prin peretele de depuneri, de conductivitate termică λ_{dep1} , grosime δ_1 și lungime L , de partea fluidului cald:

-perete plan	-perete cilindric
$R_{cond1} = \frac{\delta_1}{\lambda_{dep1}}, \text{ m}^2\text{K/W}$	$R_{cond1} = \frac{\delta_1}{2\pi L \lambda_{dep1} R_{m1}}, \text{ K/W}$
cu $R_{m1} = \frac{R_2 - R_1}{\ln(R_2 / R_1)}$	

3. Rezistența de tip conductiv a peretelui schimbătorului, de conductivitate termică λ_p și grosime δ_p :

-perete plan	-perete cilindric
$R_p = \frac{\delta_p}{\lambda_p}, \text{m}^2\text{K/W}$	$R_p = \frac{\delta_p}{2\pi L \lambda_p R_{m2}}, \text{K/W}$
cu $R_{m2} = \frac{R_3 - R_2}{\ln(R_3 / R_2)}$	

4. Rezistența la transferul conductiv prin peretele de depuneri de conductivitate termică λ_{dep} și grosime δ_2 , de partea fluidului rece:

-perete plan	-perete cilindric
$R_{cond2} = \frac{\delta_2}{\lambda_{dep2}}, \text{m}^2\text{K/W}$	$R_{cond2} = \frac{\delta_2}{2\pi L \lambda_{dep2} R_{m3}}, \text{K/W}$
cu $R_{m3} = \frac{R_4 - R_3}{\ln(R_4 / R_3)}$	

5. Rezistența stratului limită de partea fluidului cald, intensitatea transferului fiind caracterizată de coeficientul α_2 :

-plan	-cilindric
$R_{c2} = \frac{1}{\alpha_2}, \text{m}^2\text{K/W}$	$R_{c2} = \frac{1}{\alpha_2 A_2}, \text{K/W}$

Toate aceste rezistențe sunt înseriate, rezistența totală fiind dată de suma rezistențelor corespunzătoare proceselor elementare:

-plan	-cilindric
$R_t = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_{depl}}{\lambda_{depl}} + \frac{\delta_p}{\lambda_p} + \frac{\delta_{dep2}}{\lambda_{dep2}} + \frac{1}{\alpha_2}, \text{m}^2\text{K/W}$	$R_t = \frac{1}{\alpha_1 A_1} + \frac{\delta_{depl}}{2\pi L \lambda_{depl} R_{m1}} + \frac{\delta_p}{2\pi L \lambda_p R_{m2}} + \frac{\delta_{dep2}}{2\pi L \lambda_{dep2} R_{m3}} + \frac{1}{\alpha_2 A_2}, \text{K/W}$

Rezistența totală scrisă funcție de coeficientul global de transfer de căldură K și aria de transfer termic A în forma cea mai generală este:

$$R_t = \frac{1}{KA}, \text{K/W}$$

Aceeași expresie poate fi dedusă din exprimarea fluxurilor termice transferate, corespunzătoare fiecărui proces elementar menționat anterior, folosind legea lui Fourier și legea de răcire a lui Newton funcție de tipul mecanismului de transfer implicat. În regim staționar aceste

fluxuri sunt egale, în sistem neexistând acumulări de energie termică. Din aceste expresii se separă forțele motrice individuale corespunzătoare fiecărui proces elementar care însumate generează forța motrice globală a transferului.

Forța motrice globală medie

În general în schimbătoarele de căldură multitubulare, coeficientul global de transfer de căldură variază de-a lungul ariei de transfer termic și/sau cu temperatura locală. Dacă proprietățile fluidelor nu variază mult cu temperatura, atunci coeficienții individuali de transfer de căldură pot fi admiși ca fiind constanți, iar ipoteza unui coeficient global de transfer de căldură constant este acceptabilă. În acest caz, fluxul de căldură schimbat este calculat cu ecuația:

$$Q = K A \Delta T_{med}$$

funcție de o medie logaritmică a diferențelor de temperatură, ΔT_{med} .

Se pot distinge următoarele scheme de contactare a fluidelor în schimbătoarele de căldură în funcție de sensul de curgere al fluidelor, conform Figurii 3.18 :

- circulația în echicurent (a);
- circulația în contracurent (b);
- circulația în curent încrucișat (c);
- circulația mixtă (d), (e),(f).

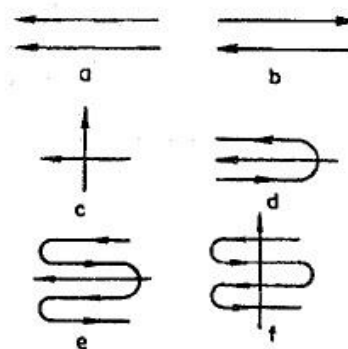


Figura 3.18 Scheme de contactare a fluidelor în practica industrială: **a** – echicurent; **b** -contracurent; **c** -curent încrucișat; **d,e,f** – curent mixt.

Se va prezenta mai întâi calculul forței motrice globale medii la circulația în echicurent/contracurent într-un schimbător de căldură cu circulație paralelă a fluidelor. În acest scop, se iau în considerație următoarele ipoteze:

1. căldura specifică a fluidelor este constantă;
2. conducția termică axială (de-a lungul tuburilor) este neglijabilă;
3. modificările de energie potențială și cinetică sunt neglijabile;
4. coeficientul global de transfer de căldură este constant;
5. pierderile de căldură în exterior sunt neglijabile.

O reprezentare a variațiilor de temperatură din schimbătoarele de căldură cu circulație paralelă de-a lungul ariei de transfer termic este indicată în Figura 3.19.

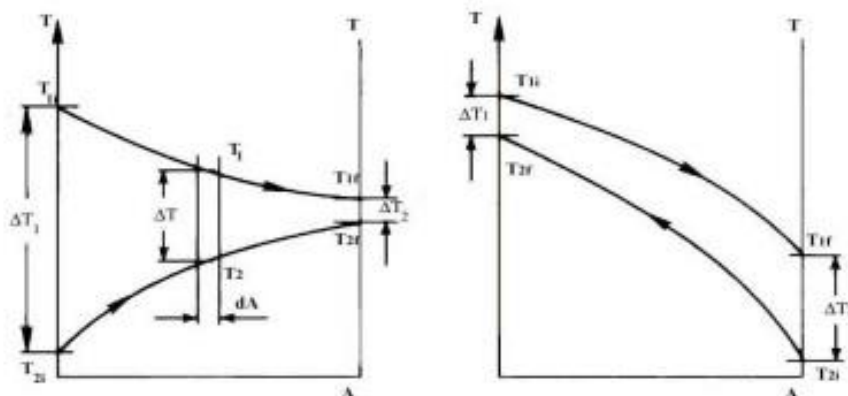


Figura 3.19 Variația temperaturii în schimbătoare de căldură:

a. curgerea în echicurent și **b.** curgerea în contracurent

Variațiile de temperatură din schimbător pot induce variații ale căldurilor specifice ale fluidelor și a altor proprietăți fizice ce determină ulterior variația coeficientului global de transfer de căldură. Totuși, în multe cazuri practice aceste variații nu sunt semnificative, putându-se utiliza valori medii ale căldurilor specifice ale fluidelor și un coeficient global aproximativ constant.

Diferența medie de temperatură poate fi determinată analitic sau grafic.

Expresia forței motrice globale medii devine:

$$\Delta T_{med} = \frac{\Delta T_2 - \Delta T_1}{\ln \frac{\Delta T_2}{\Delta T_1}}$$

aceeași relație fiind obținută și utilizând dependența $\Delta T = f(T_2)$.

Media logaritmică se poate înlocui cu media aritmetică dacă raportul $\Delta T_2/\Delta T_1 < 2$:

$$\Delta T_{med} = \frac{\Delta T_1 + \Delta T_2}{2}$$

Faptul că expresia forței motrice globale medii se poate obține prin raportare doar la unul dintre fluide, sugerează că aceeași expresie poate fi aplicată și în cazul când unul dintre cele două fluide își menține temperatura constantă, schimbându-și starea de agregare.

Se observă din figura 3.38 că pentru sistemul în echicurent temperatura finală T_{2f} a fluidului rece este întotdeauna mai mică decât temperatura finală T_{1f} a fluidului cald, pe când pentru sistemele în contracurent, aceasta poate fi mai mare, ceea ce conduce la o utilizare mai judicioasă a căldurii în ultimul caz. În plus, pentru aceleași temperaturi inițiale și finale ale fluidelor contactate și aceeași valoare a fluxului termic, forța motrice globală medie are o valoare mai mare în contracurent comparativ cu cea în echicurent, astfel încât suprafața de transfer termic necesară la contactarea în contracurent este mai mică decât cea din echicurent:

$$\frac{A_c}{A_e} = \frac{\frac{Q}{K\Delta T_{med,c}}}{\frac{Q}{K\Delta T_{med,e}}} = \frac{\Delta T_{med,e}}{\Delta T_{med,c}} < 1$$

În cazul în care se urmărește din diverse motive o temperatură mai scăzută a pereților schimbătorului, contactarea în echicurent este de preferat (v. Figura 3.19a).

La contactarea mixtă sau încrucișată, calculul forței motrice globale medii este mai complex. Contactarea mixtă, adesea întâlnită în schimbătoarele de căldură cu mai multe treceri, cu sau fără șicane, presupune stabilirea concretă a schemei și pe baza acesteia, calculul forței motrice globale medii cu ecuația:

$$\Delta T_{med} = \varepsilon \cdot \Delta T_{med,cc}$$

cu $\Delta T_{med,cc}$ diferența medie de temperatură calculată ca medie logaritmică pentru contactarea în contracurent. Coeficientul de corecție ε_T se determină grafic funcție de numerele adimensionale P și R , calculate cu anumite relații. Un exemplu de calcul pentru o astfel de schemă de contactare în curent mixt cu fluidul cald având două treceri și fluidul rece, o singură trecere, conform Figurii 3.20 a, este prezentat în continuare.

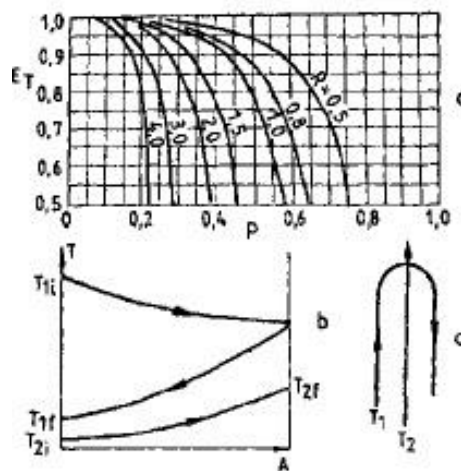


Figura 3.20 Contactarea mixtă a două fluide: a – schema de contactare; b – variația temperaturii fluidelor de-a lungul ariei de transfer; c – dependența ε_T de parametrii P și R .

În Figura 3.20 b se reprezintă variația temperaturilor celor două fluide pentru schema considerată, funcție de suprafața de transfer termic, iar în figura 3.20 c este prezentat graficul pentru determinarea coeficientului ε_T funcție de numerele P și R determinate cu ecuațiile:

$$P = \frac{T_{1f} - T_{2i}}{T_{1i} - T_{2i}} \quad R = \frac{T_{1i} - T_{1f}}{T_{2f} - T_{2i}} \quad (8.15)$$

Pentru fiecare mod de contactare mixtă există un grafic din care se citește ε .

4. TRANSFERUL DE MASĂ

Transferul de masă este un fenomen central în numeroase procese chimice, unde o substanță trece dintr-o regiune în alta datorită diferențelor de concentrație. În industrie, aceste procese sunt folosite pentru a separa sau purifica substanțele chimice rezultate în fluxul tehnologic. Exemple des întâlnite în practica industrială includ distilarea, absorpția, extracția lichid-lichid, cristalizarea, uscarea etc.

Aceste procese implică de obicei mai multe mecanisme de transfer de masă ce decurg simultan, iar înțelegerea detaliată a acestora permite proiectarea eficientă a echipamentelor, cum ar fi coloane de distilare, scrubere sau alte utilaje de transfer de masă.

Noțiuni introductive

Exprimarea compoziției fazelor- concentrații

În studiul transferului de masă se utilizează diverse moduri de exprimare a compoziției fazelor: fracții sau rapoarte de masă, volumice sau molare.

Fracția molară este raportul dintre numărul de moli ai unui component și numărul total de moli ai componentilor amestecului. Pentru un amestec format din n componente, fiecare cu masele $m_1, m_2 \dots m_n$ în kg, și masele moleculare $M_1, M_2 \dots M_n$ în kg/kmol, fracția molară pentru componentul i va fi:

$$x_i = \frac{m_i/M_i}{\sum_{i=1}^n N_i}, \text{ moli component } i/\text{moli amestec}$$

dacă se exprimă sub formă de concentrații masice ($C_{m1}, \dots C_{mn}$) se obține:

$$x_i = \frac{C_{mi}/M_i}{\sum_{i=1}^n C_{mi}/M_i}, \text{ moli component } i/\text{moli amestec}$$

Trebuie menționat că numai la gaze fracțiile molare sunt egale cu fracțiile de volum.

Fracția masică (C_{mi}) reprezintă numărul de kilograme de substanță ale unui component, aflate într-un kilogram de amestec:

$$C_{mi} = \frac{m_i}{\sum_{i=1}^n m_i}, \text{ kg component } i/\text{kg amestec}$$

Fracția volumică (C_{vi}) reprezintă raportul dintre numărul de unități de volum al unui component aflat în unitatea de volum a amestecului:

$$C_{vi} = \frac{V_i}{\sum_{i=1}^n V_i}, \text{ m}^3 \text{ component } i/\text{m}^3 \text{ amestec}$$

Raportul molar, X_i reprezintă raportul dintre numărul de moli a doi componenți. În cazul unui amestec cu n componenți se poate scrie:

$$X_i = \frac{m_i/M_i}{m_n/M_n}$$

unde componentul n este considerat componentul de referință.

Raportul masic, X_{mi} reprezintă raportul dintre masele din amestec a doi componenți. În cazul unui amestec cu n componenți se poate scrie:

$$X_{mi} = \frac{m_i}{m_n}, \text{ kg component } i / \text{ kg component } n$$

unde componentul n este considerat componentul de referință.

Raportul volumic (X_{Vi}) se exprimă în mod similar ca raportul molar și de masă:

$$X_{Vi} = \frac{V_i}{V_n}, \text{ m}^3 \text{ component } i / \text{ m}^3 \text{ component } n$$

Flux de solut separat reprezintă cantitatea de solut separată în unitatea de timp:

$$N = \frac{dM}{dt}$$

Flux specific de solut reprezintă fluxul de solu separat prin unitatea de suprafață sau cantitatea de solut separată în unitatea de timp, prin unitatea de suprafață:

$$n = \frac{dM}{dA \cdot dt}$$

Unitatea de măsură poate fi: $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$, $\text{mol}/(\text{m}^2\text{s})$ sau $\text{m}^3/(\text{m}^2\text{s})$, funcție de modul de exprimare al cantității separate.

Forța motrice a transferului de masă (potențialul difuzional) reprezintă diferența de concentrație sub acțiunea căreia se transferă specia moleculară studiată.

Suprafață de izoconcentrație reprezintă totalitatea punctelor care la un moment dat au aceeași valoare a concentrației.

Gradientul de concentrație într-un punct este un vector a cărui valoare absolută e dată de limita raportului între variația de concentrație și distanța după o direcție normală la suprafețele de izoconcentrație:

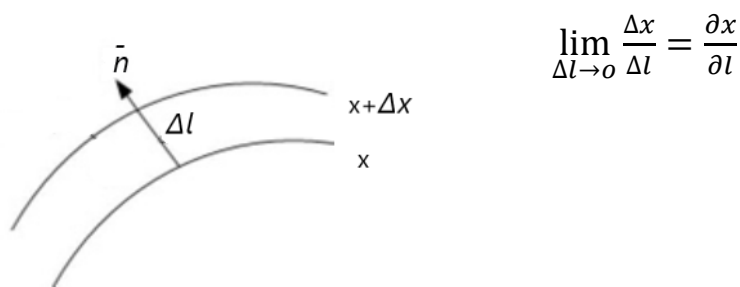


Figura 4.1 Gradient de concentrație între două suprafețe de izoconcentrație

Echilibrul dintre faze

O fază constituie o parte dintr-un sistem, omogenă, ce este separată de celelalte părți componente ale sistemului printr-o interfață. Unele faze pot fi separate pe cale mecanică la sistemele alcătuite din două faze lichide nemiscibile sau în cazul sistemelor lichid - solid. Dacă sistemul este în deplasare, fazele sunt amestecate între ele iar odată cu încetarea mișcării fazele încep să se separe în zone distincte. În cazul unui sistem dat, fazele se pot afla în condiții de echilibru sau de neechilibru. Procesul de transfer de masă se realizează atunci când fazele nu sunt în echilibru, viteza procesului fiind cu atât mai mare, cu cât parametrii de lucru ai fazelor sunt mai diferiți de cei de echilibru. Potențialul sub care se face transferul de masă arată diferența dintre condițiile de operare și cele de echilibru. Pentru a putea determina gradul și viteza de separare a componentelor unui amestec, trebuie știute condițiile de echilibru de faze și condițiile de lucru, informații care stau la baza cărora calculele privind dimensiunile aparatului.

Legea fazelor

Din punct de vedere fizic, legea fazelor exprimă legătura dintre numărul de faze, gradele de libertate și numărul de componenți ai amestecului, aflat în condiții de echilibru:

$$L + F = C + k$$

în care: F este numărul de faze; L este numărul gradelor de libertate; C este numărul de componenți ce formează sistemul; k reprezintă numărul de parametri exteriori care pot acționa asupra sistemului (de exemplu, dacă sistemul este influențat de presiune și temperatură, $k=2$).

Prin numărul de grade de libertate al unui sistem se înțelege numărul de variabile independente ce trebuie fixate, în vederea definirii sistemului la echilibru. Un sistem de tipul aer-dioxid de carbon-apă, este definit de două faze (gaz, lichid) și trei componenți. Dacă se neglijează prezența vaporilor de apă în aer și solubilitatea aerului în apă, conform legii fazelor, numărul gradelor de libertate este egal cu trei. Acest lucru înseamnă că existența dioxidului în cele două faze depinde de trei variabile independente. Cum însă mărimile variabile sunt patru (temperatură, presiune, concentrație dioxid de carbon în aer și apă), prin fixarea a trei mărimi variabile se poate investiga ce devine sistemul dat, în condiții de echilibru.

Legea lui Raoult

Această lege spune că presiunea parțială a unui component din faza de vapori, în echilibru cu faza lichidă, este egală cu produsul dintre presiunea de vapori a componentului în stare pură și fracția molară a componentului în faza lichidă, la temperatura de fierbere a amestecului:

$$p_i = P_i \cdot x_i$$

în care: p_i este presiunea parțială a componentului i ; P_i – presiunea de vapori a componentului i în stare pură; x_i – fracția molară a componentului i în faza lichidă. Trecerea de la presiunea parțială

la fracția molară se face cu ajutorul legii lui Dalton, conform căreia fracția molară a unui component dintr-un amestec gazos (vapori) este egală cu raportul dintre presiunea parțială a componentului p_i și presiunea totală a amestecului P :

$$x_i = \frac{p_i}{P}$$

Conform aceleiași legi, presiunea totală a unui amestec de gaze/vapori este suma presiunilor parțiale ale componentelor din amestec:

$$P = \sum_{i=1}^n p_i$$

Pentru un amestec binar, conform legii lui Raoult vom avea:

$$p_1 = P_1 \cdot x_1$$

$$p_2 = P_2 \cdot (1 - x_1)$$

presiunea totală în faza de vapori fiind:

$$P = P_1 \cdot x_1 + P_2 \cdot (1 - x_1)$$

de unde, fracția molară a componentului 1, x_1 , va fi:

$$x_1 = \frac{P - P_2}{P_1 - P_2}$$

De asemenea, legea lui Dalton poate fi folosită în cazul în care se cere aflarea compoziției fazei de vapori, y_1 , în funcție de compoziția fazei lichide, caz în care presiunea p_1 se înlocuiește cu legea lui Raoult scrisă pentru componentul 1:

$$y_1 = \frac{P_1 \cdot x_1}{P}$$

Legea lui Raoult este utilizată la separarea sistemelor lichide ideale prin distilare. Prin reprezentarea grafică a ultimelor două ecuații se obține curba de echilibru la sistemele bifazice lichid-vapori, folosite frecvent în analiza operării coloanelor de rectificare.

Legea lui Henry

Legea lui Henry spune că presiunea parțială a unui gaz aflat în echilibru cu soluția, este direct proporțională cu fracția sa molară din soluție și un coeficient de proporționalitate numit coeficientul Henry:

$$p_i = k_H \cdot x_i$$

în care: p_i este presiunea parțială a componentului i din amestec; k_H – coeficientul lui Henry pentru componentul A; x_i – fracția molară a componentului i în faza lichidă. Legea lui Henry se utilizează

pentru gaze greu solubile la contactul cu o fază lichidă sau la concentrații mici ale componentului i în faza lichidă, fiind considerată ca o formă particulară a legii lui Raoult.

Legea lui Nernst

În industria chimică se întâlnesc amestecuri din două lichide miscibile sau un lichid și un solid, pentru a căror separare este necesară utilizarea unui al treilea component, ca dizolvant selectiv. Rezultă două faze lichide (la amestecurile lichid-lichid) sau una lichidă și alta solidă (la amestecurile solid-lichid), cu compoziții diferite. Ca urmare, substanța care se extrage din amestec se distribuie, pe baza dublei solubilități, între dizolvant și componentul insolubil din amestecul inițial. Legea de distribuție a substanțelor solubile, la echilibru, între solventul adăugat și cel în care se află inițial, este cunoscută ca legea de repartiție a lui Nernst:

$$x_i^{(1)} = k_N x_i^{(2)}$$

unde: $x_i^{(1)}$ este fracția molară a substanței extrase aflată în dizolvant; k_N este coeficientul de repartiție a lui Nernst; $x_i^{(2)}$ este fracția molară a substanței extrase rămasă în amestecul inițial. Coeficientul de repartiție a lui Nernst se determină experimental, fiind dependent de concentrația substanței dizolvate în amestecul inițial și natura dizolvantului. El are o valoare constantă doar în domeniul soluțiilor diluate. Legea lui Nernst este o lege cantitativă a echilibrului între două lichide nemiscibile, fiind utilizată în procesul de extracție.

Exceptând legea fazelor care este pur calitativă, celelalte legi de echilibru enunțate sunt legi cantitative, facilitând calculul unor mărimi relevante unor procese și operații unitare din industria chimică.

Mecanismele transferului de masă

Transferul de masă se realizează sub acțiunea unui gradient de concentrație, numit generic difuziune adică migrarea moleculelor unei substanțe printre moleculele altei substanțe, ca efect al agitației termice a moleculelor sau a curenților de convecție. Astfel, în primul caz vom avea de a face cu o *difuziune moleculară*, iar în al doilea caz cu o *difuziune convectivă*. Difuziunea moleculară este predominantă la viteze mici ale fazelor și poate exista fără difuziunea convectivă. La viteze mari predomină difuziunea convectivă care, este însoțită totdeauna de difuziunea moleculară. Deoarece difuziunea moleculară este un proces lent, ce poate fi intensificat prin creșterea temperaturii, în practică se urmărește asigurarea unei difuziuni convective, la care intensitatea procesului de transfer este mai mare.

Difuziunea moleculară. Legea lui Fick.

Difuziunea moleculară este procesul prin care moleculele unei substanțe migrează dintr-o zonă cu concentrație mare spre una cu concentrație mică, cauzată de mișcarea lor aleatorie (mișcare browniană). Este un mecanism natural și lent, dar important în medii fără mișcare vizibilă a fluidului, cum ar fi lichide stagnante (de exemplu, difuzia sărurilor într-o soluție), membrane poroase, utilizate pentru separări (filtrare, osmoză inversă), procese ce au loc în materiale solide poroase (de exemplu, catalizatori).

Pentru difuziunea moleculară s-a stabilit legea lui Fick, conform căreia fluxul unitar de masă într-un sistem staționar este proporțional cu un coeficient numit de difuziune și cu gradientul de concentrație. La un amestec format din componentii A și B, legea lui Fick se scrie astfel:

$$J_A = -\rho D_{AB} \frac{dC_A}{dl}$$

unde: J_A este fluxul specific de component A difuzat, ρ este densitatea amestecului prin care are loc difuzia, D_{AB} este coeficientul de difuziune moleculară ce depinde de natura moleculelor și de mediul în care are loc difuzia, $\frac{dC_A}{dl}$ este gradientul de concentrație a componentului A, cu C_A fracția masică a componentului A în amestec. Pentru gaze, D_{AB} este mult mai mare decât în lichide sau solide.

Semnul „-“ indică faptul că difuziunea se desfășoară în sensul scăderii concentrației. Direcția de transport a fluxului este întotdeauna perpendiculară la suprafața de transfer.

Un exemplu practic al difuziei moleculare este difuzia oxigenului printr-o membrană pentru purificarea gazelor. În acest caz, gradientul de concentrație al oxigenului între cele două părți ale membranei determină rata transferului.

Dacă în gradientul de concentrație, concentrația componentului A este sub formă de fracție molară (x_A), legea lui Fick ia forma:

$$J_A = -x' D_{AB} \frac{dx_A}{dl}$$

unde x' este densitatea molară a amestecului în care are loc difuzia, în kmoli/m³.

În condiții izoterme și izobare, $\rho = ct.$ ($x' = ct.$), cele două forme prezentate ale legii lui Fick se transformă conform egalităților de mai jos:

$$\rho C_A = C'_A$$

$$x' x_A = x'_A$$

unde C'_A este fracția densimetrică masică a componentului A, în kg component A/m³ amestec,

x'_A este fracția densimetrică molară a componentului A, în kmoli component A/m³ amestec,

în ecuațiile:

$$J_A = -D_{AB} \frac{dC'_A}{dl}$$

$$J_A = -D_{AB} \frac{dx'_A}{dl}$$

Coefficienții de difuziune moleculară în gaze, lichide și solide

Coeficientul de difuziune moleculară, D_{AB} , reprezintă o măsură a vitezei cu care moleculele unei substanțe se răspândesc într-un alt mediu. Valoarea acestuia variază semnificativ în funcție de faza în care are loc difuzia: gaz, lichid sau solid. În fiecare caz, coeficientul de difuziune moleculară depinde de caracteristicile fizice și chimice ale substanțelor și de condițiile mediului în care are loc difuzia.

Difuzia în gaze

În gaze, coeficientul de difuzie este cel mai mare, deoarece moleculele sunt rarefiate și se deplasează liber, cu puține coliziuni între ele. Difuzia în gaze este rapidă și este influențată de următorii factori:

- Temperatura - creșterea temperaturii determină o creștere a energiei cinetice a moleculelor, ceea ce accelerează procesul de difuzie.
- Presiunea - la presiuni mai mari, densitatea gazului crește, ceea ce determină mai multe coliziuni între molecule și, prin urmare, o scădere a coeficientului de difuzie
- Mărimea moleculelor - moleculele mai mici difuzează mai rapid decât cele mari, datorită mobilității crescute și frecvenței reduse a coliziunilor.
- Proprietățile gazului - difuzia depinde de natura componentelor gazoși implicați (componenta ce difuzează și componenta gazoasă suport), cum ar fi masa moleculară și vâscozitatea.

Coeficientul de difuzie în gaze este de ordinul $10^{-3} - 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$.

Difuzia în lichide

În lichide, coeficientul de difuzie este mult mai mic decât în gaze, deoarece moleculele lichidului sunt mai dens aranjate și interacționează puternic între ele. Difuzia este mai lentă și este influențată de:

- Temperatura - creșterea temperaturii reduce vâscozitatea lichidului și mărește mobilitatea moleculelor, ceea ce duce la un coeficient de difuzie mai mare (D crește în funcție de T).
- Vâscozitatea lichidului - lichidele mai vâscoase opun o rezistență mai mare mișcării moleculare, scăzând coeficientul de difuzie.

- Mărimea moleculelor ce difuzează - moleculele mai mari se deplasează mai încet printr-un lichid, ceea ce scade coeficientul de difuziune moleculară.
- Concentrația soluției - în soluțiile concentrate, interacțiunile între molecule reduc mobilitatea, micșorând coeficientul de difuzie.

Coeficientul de difuzie în lichide este aproximativ de ordinul 10^{-9} - 10^{-10} m²/s

Difuzia în solide

În solide, coeficientul de difuzie este extrem de mic, deoarece moleculele sau atomii ocupă poziții fixe.

Difuziunea în porii solidului este dependentă de natura fluidului, structura porilor, presiune, temperatură și de raportul dintre drumul liber mijlociu al moleculelor și diametrul porilor. Funcție de acest raport difuziunea poate fi de tip Fick sau de tip Knudsen. Se definește numărul Knudsen ca raport între drumul liber mijlociu al moleculelor, λ , și diametrul porilor, d :

$$Kn = \frac{\lambda}{d}$$

cu $Kn \leq 10^{-2}$ pentru cazul în care predominantă este difuziunea moleculară de tip Fick. În acest caz, la difuzia unui solut A în porii unui solid, plini cu lichid, se definește un coeficient efectiv de difuziune conform ecuației:

$$D_{A,ef} = D_{AB} \frac{\varepsilon}{f_t^2}$$

unde f_t reprezintă factorul de tortuozitate al porilor solidului, factor ce ține cont de forma porilor ce se abate de la traseul rectiliniu și care se poate determina experimental.

$Kn \geq 10$ pentru situația în care difuzia Knudsen este preponderentă, caz ce apare la difuziunea gazelor în medii poroase, mai ales în condiții de vid. În acest caz, coeficientul de difuziune Knudsen se determină cu ecuația:

$$D_{AKn} = 4,85 \cdot 10^{-3} d \sqrt{\frac{T}{M_A}}$$

unde d este diametrul mediu al porilor, T este temperatura, M_A este masa moleculară a speciei ce difuzează.

Coeficientul de difuzie în solide poate varia în limite largi este de ordinul 10^{-12} m²/s, dar.

O comparație între difuzia în medii diferite este surprinsă succint în tabelul de mai jos:

Tabel 4.1 Comparație privind difuziunea moleculară pentru materiale în diverse stări de agregare

Caracteristică	Gaze	Lichide	Solide
Coeficient de difuziune moleculară	10^{-4} - 10^{-5}	10^{-9} - 10^{-10}	10^{-12} - 10^{-14}
Viteza de difuziune	Foarte rapidă	Lentă	Extrem de lentă
Factori determinanți	Temperatura, presiunea, mărimea moleculelor	Temperatura, vâscozitatea	Temperatura, structura solidului, tipuri de difuzie

Coeficienții de difuzie diferă semnificativ între gaze, lichide și solide datorită densității și interacțiunilor moleculare din aceste faze. În procesele industriale, înțelegerea diferențelor permite alegerea tehnologiei adecvate pentru separare.

Difuziunea convectivă sau turbulentă

Transferul convectiv se produce atunci când un fluid transportă moleculele unei specii moleculare dintr-o regiune în alta. Tot ce s-a discutat anterior legat de coeficientul de difuziune moleculară se referă la transportul unei specii moleculare în masa unei faze fluide stagnante sau aflate în curgere laminară.

În procesele industriale, convecția este esențială pentru accelerarea transferului de masă. Trecerea la curgerea turbulentă intensifică transportul, astfel încât mecanismul principal de transport devine cel convectiv. Extrapolând legea lui Fick anterior discutată, la curgerea turbulentă, se poate scrie:

$$n_A = -D_{AB}^t \frac{dC_A'}{dl}, \text{ kg/m}^2\text{s}$$

unde D_{AB}^t este coeficientul de difuziune turbulentă, în m^2/s , cu o valoare dependentă de intensitatea turbulenței.

Transportul molecular convectiv este însoțit și de difuziune moleculară, astfel încât fluxul specific total transferat devine:

$$n_A = -(D_{AB} + D_{AB}^t) \frac{dC_A'}{dl}$$

Integrarea ultimei ecuații se poate realiza admitând o valoare medie a coeficientului de difuziune turbulentă $\overline{D_{AB}^t}$ obținută prin medierea matematică a valorilor acestuia pe distanța considerată:

$$n_A \int_{l_1}^{l_2} dl = -(D_{AB} + D_{AB}^t) \int_{C'_{A1}}^{C'_{A2}} dC'_A$$

care conduce la ecuația:

$$n_A = k_c(C'_{A1} - C'_{A2})$$

unde $k_c = (D_{AB} + D_{AB}^t)/(l_1 - l_2)$, în m/s, este *coeficientul individual de transfer de masă* din faza în care are loc transferul, acesta fiind o măsură a intensității transferului de masă al speciei moleculare A. Ecuația fluxului de specie moleculară A transferat convectiv este dată deci de o lege analogă legii “de răcire” a lui Newton:

$$N_A = k_c A (C'_{A1} - C'_{A2})$$

Coeficientul individual de transfer depinde de viteza fluidului, proprietățile fizice ale acestuia (densitate, vâscozitate) și geometria sistemului.

De exemplu, în turnurile de răcire, convecția facilitează transferul vaporilor de apă către curentul de aer, promovând evaporarea și răcirea lichidului.

TRANSFERUL DE MASĂ INTERFAZIC

Transferul de masă interfazic descrie toate procesele elementare constituente care se referă atât la difuzia moleculară cât și la convecția din cele două faze aduse în contact. În sistemele industriale complexe, rezistența totală la transfer poate fi împărțită în mai multe rezistențe, fiecare contribuind la procesul global.

Abordarea transferului de masă interfazic încearcă să explice pe baza unor modele fenomenologia cât și cinetica acestui proces complex. Unele dintre acestea sunt extrem de sugestive sub aspect fenomenologic, dar inconsistente sub aspect experimental și practic. Altele utilizează ipoteze puțin plauzibile, dar au o bună corelare cu rezultatele experimentale.

Teoria celor două filme

Teoria celor două filme este un model utilizat pentru a descrie transferul de masă între două faze diferite, cum ar fi un gaz și un lichid sau un lichid și un solid. Aceasta presupune existența a două filme subțiri (straturi limită difuzionale) adiacente la interfața dintre faze, în care transferul de masă este limitat de difuzie moleculară.

Modelul simplifică înțelegerea procesului de transfer de masă, mai ales în cazul proceselor industriale, cum ar fi absorbția, distilarea sau extracția. Teoria consideră că fiecare fază are propriul strat de rezistență la transferul de masă, iar fluxul total este determinat de rezistența combinată a acestor două filme.

Ipotezele simplificatoare ale teoriei celor două filme sunt:

- consideră că pe ambele fețe de intersecții se formează două straturi limita, numite filme, în care se concentrează întreaga rezistență la transfer;
- interfața nu opune rezistență la transferul de masă;
- în interiorul filmelor transferul are loc prin difuziune moleculară, variația concentrațiilor fiind liniară;
- în masă fluidelor, regimul de curgere este turbulent, transferul se realizează și prin difuziune convectivă, iar concentrațiile componentilor sunt uniform distribuite, în regim staționar;
- la interfață echilibrul se atinge instantaneu.

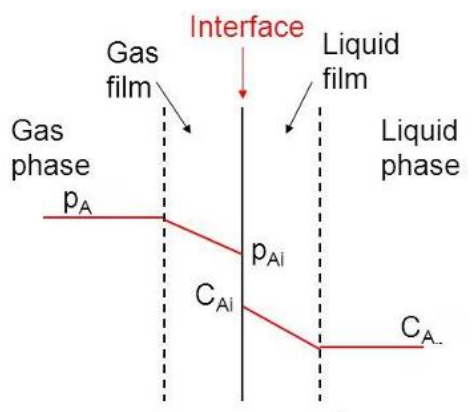


Figura 4.2 Modelul celor două filme

În Figura 4.2, este prezentat un sistem gaz-lichid cu faza gazoasă formată din componentii A și B, iar faza lichidă, din componentii A și C. Componentul A trece din faza gazoasă în faza lichidă, datorită distribuției neuniforme a concentrațiilor acestuia, în cele două faze, componentii B și C fiind considerați inerti. Fluxurile specifice de component A transferat prin cele două filme, în regim staționar, sunt:

$$n_A = k_g (p_A - p_{Ai})$$

$$n_A = k_l (x_{Ai} - x_A)$$

în care k_g și k_l sunt coeficienții individuali de transfer de masă din cele două faze, p_A este presiunea parțială a componentului A în faza gazoasă, x_A este fracția molară a componentului A în faza lichidă, p_{Ai} și x_{Ai} sunt concentrațiile componentului A la interfață, fiind concentrații de echilibru. Diferențele $(p_A - p_{Ai})$ și $(x_{Ai} - x_A)$ sunt forțele motrice individuale din cele două faze, sub acțiunea cărora are loc transferul de masă. Difuzia componentului A prin cele două filme este însoțită de contradifuzia componentului B prin filmul fazei gazoase și a componentului C, prin filmul fazei lichide, ceea ce ar modifica grosimea straturilor limita, fapt care, în regim staționar, este compensat prin difuzia convectivă din masa fazei gazoase filmul de gaz, și din filmul lichid spre masa fazei lichide. Conform teoriei celor două filme, coeficienții individuali de transfer de masă sunt proporționali cu coeficientul de difuzie moleculară D_{AB} , fapt care nu a fost confirmat experimental.

Aplicații industriale ale teoriei celor două filme

Absorbția gaz-lichid-în turnurile de absorbție, gazele sunt aduse în contact cu lichide pentru a captura componente nedorite. Teoria celor două filme ajută la optimizarea ratei de absorbție prin alegerea unui agent de absorbție eficient și a condițiilor optime de operare.

Distilarea-Separarea lichidelor prin distilare implică transferul de masă între fazele lichidă și gazoasă. Echilibrul termodinamic și rezistențele la transfer sunt esențiale pentru proiectarea coloanelor de distilare.

Extracția lichid-lichid-Transferul de masă între două lichide imiscibile (de exemplu, ulei și apă) este modelat folosind teoria celor două filme pentru a determina viteza de separare.

Avantaje și limitări ale teoriei celor două filme

Printre avantaje se poate menționa faptul că teoria oferă un model simplu și intuitiv care explică procesul de transfer de masă între faze, de asemenea, aceasta poate fi aplicată pentru o varietate de procese industriale. Ea permite separarea clară a contribuțiilor fazelor la rezistența globală.

Dintre dezavantaje se precizează faptul că nu ia în considerare turbulențele la interfață, presupune un strat limită uniform, ceea ce poate să nu fie realist în sistemele complexe.

Teoria celor două filme este un model esențial în înțelegerea și proiectarea proceselor de transfer de masă. Deși simplifică realitatea, aceasta oferă o bază solidă pentru evaluarea fluxului de masă și a rezistențelor la transfer în sisteme gaz-lichid, lichid-lichid sau solid-lichid. În procesele industriale, modelul ajută inginerii să identifice faza limitatoare și să optimizeze condițiile de operare pentru eficiență maximă.

Teoria reînnoirii suprafeței sau a penetrației

Consideră că transferul de masă are loc la interfață, prin intermediul unor turbioane ce transportă fluid proaspăt din ambele faze. Numărul acestora din este același în cele două faze, reînnoirea lor realizând la intervale de timp egale. Componentul A se transferă prin difuzie moleculară, pe o direcție normală la interfață. Conform acestei teorii coeficienții individual de transfer pe masă sunt proporționali cu $\sqrt{D_{AB}}$, fapt verificat experimental, dar depind și de timpul mediu de reînnoire al suprafeței, parametru ce nu poate fi măsurat.

Modelul Danckwerts (teoria statistică a penetrației)

Se bazează pe modelul precedent, dar introduce următoarele ipoteze:

- reînnoirea suprafeței cu turbioane proaspete nu este totală și nu se face într-o ordine definită;
- fracția de suprafață reînnoită poate fi considerată constantă din punct de vedere statistic;

- timpul de staționare al turbinelor la interfață este diferit, statistic însă poate fi considerat constant. Conform acestei teorii, $k_l = \sqrt{D_{AB} A_r}$, în care A_r este fracția de suprafață reînnoită, mărime care însă nu poate fi măsurată.

Ecuatiile transferului de masă interfazic

Transferul global de masă are la bază două procese elementare, ce se desfășoară în serie:

- difuziunea componentului din masa unei faze până la interfață;
- difuziunea componentului de la interfață până în masă celei de a doua faze.

Transferul are loc până când se atinge starea de echilibru caracterizată de valori ale concentrațiilor corespunzătoare concentrațiilor de echilibru.

În regim staționar, ecuațiile transferului de masă ale speciei moleculare A (specia de interes) în cele două faze sunt date de ecuațiile:

$$n = k_g(p - p_i)$$

$$n = k_l(x_i - x)$$

în care s-a renunțat la indicele A pentru simplificare. Semnificația notațiilor utilizate: n este fluxul specific de component de interes separat, k_g , k_l sunt coeficienții individuali de transfer de masă din faza gazoasă și respectiv, lichidă, p este presiunea parțială a componentului de interes din faza gazoasă, p_i este presiunea parțială de echilibru a componentului de interes la interfață de partea fazei gazoase, x_i este concentrația de echilibru a componentului de interes la interfață de partea fazei lichide, x este concentrația componentului de interes din faza lichidă.

Dacă se respectă legea lui Henry, valorile de echilibru corespunzătoare lui p și respectiv lui x , sunt x^* și respectiv, p^* , astfel încât se poate scrie:

$$p^* = k_H x$$

$$p_i = k_H x_i$$

$$p = k_H x^*$$

Dacă se însumează ecuațiile forțelor motrice individuale (diferența de presiune pentru faza gazoasă și respectiv, diferența de concentrație pentru faza lichidă) rezultate din bilanțul de masă corespunzător celor două faze, cu utilizarea legilor de echilibru pentru a exprima forța motrice individuală din faza lichidă în unități de măsură ale fazei gazoase:

$$\left. \begin{array}{l} p - p_i = \frac{n}{k_g} \\ x_i - x = \frac{n}{k_l} \Rightarrow p_i - p^* = \frac{k_H}{k_l} \cdot n \end{array} \right\} +$$

$$p - p^* = \left(\frac{1}{k_g} + \frac{k_H}{k_l} \right) \cdot n$$

sau pentru a exprima forța motrice individuală din faza gazoasă în unități de măsură ale fazei lichide:

$$\left. \begin{aligned} p - p_i = \frac{n}{k_g} \Rightarrow x^* - x_i = \frac{n}{k_g k_H} \\ x_i - x = \frac{n}{k_l} \end{aligned} \right\} +$$

$$x^* - x = n \left(\frac{1}{k_g k_H} + \frac{1}{k_l} \right)$$

În ambele cazuri, însumarea conduce la obținerea forței motrice globale raportate la faza gazoasă, respectiv raportate la faza lichidă și totodată la expresiile coeficienților globali de transfer de masă, unul raportat la faza gazoasă, K_g , celălalt la faza lichidă, K_l , anume:

$$K_g = \frac{1}{\frac{1}{k_g} + \frac{k_H}{k_l}}$$

$$K_l = \frac{1}{\frac{1}{k_g k_H} + \frac{1}{k_l}}$$

De remarcat faptul că fluxul total de masă este limitat de rezistențele la transfer din ambele filme. Aceste rezistențe se pot aduna deoarece procesele decurg în serie, iar fluxul total este determinat de faza cu rezistența mai mare (faza limitatoare). Deci, transferul masic poate fi limitat de rezistența mare din interiorul unei faze.

Dacă $k_g \ll k_l$, rezistența la transfer este dominată de faza gazoasă, iar transferul este limitat de aceasta. În acest caz, se spune că faza gazoasă este faza limitatoare. Dacă $k_l \ll k_g$, faza lichidă este faza limitatoare.

Ecuatiile indicând fluxul de component, N_A , transferat când raportarea se face la faza gazoasă, respectiv la cea lichidă, devin:

$$N_A = K_g A \Delta Y_{Amed}$$

$$N_A = K_l A \Delta X_{Amed}$$

unde A este aria de transfer de masă, iar ΔY_{med} și respectiv, ΔX_{med} sunt forțele motrice globale ale transferului de masă când raportarea se face la faza gazoasă, respectiv la cea lichidă.

Forța motrice globală a transferului de masă

Transferul de masă într-un sistem este dictat de diferența de concentrație între cele două faze, la orice secțiune din utilajul în care are loc transferul.

Dacă se consideră o coloană cu umplutură prin care se contactează în contracurent o fază gazoasă ce conține componentul A - componentul activ și B - componentul inert, cu o fază lichidă ce conține componentul C, numit absorbant, fază în care trece prin transfer componentul A, așa cum este prezentat în figura 3.3, debitul de component A transferat se calculează conform ecuațiilor de bilanț de masă:

$$N_A = G(Y_{in} - Y_f) = L(X_f - X_{in})$$

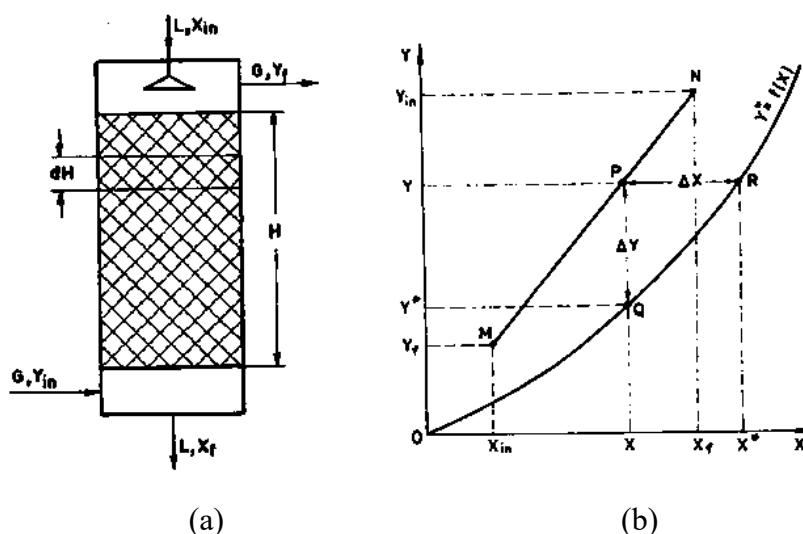


Figura 4.3 Coloană de absorbție (a); Linie de operare și curbă de echilibru (b)

în care G este debitul molar sau masic de gaz inert B, L este debitul molar sau masei de absorbant C. Y_i și Y_f sunt concentrațiile componentului absorbit în faza gazoasă, la intrarea și respectiv, ieșirea din coloană, exprimate sub formă de rapoarte molare sau rapoarte masice.

Forțele motrice globale medii raportate la faza gazoasă și respectiv la faza lichidă, pot fi calculate cu ecuațiile:

$$\Delta Y_{Amed} = \frac{Y_{Ain} - Y_{Af}}{\int_{Y_{Af}}^{Y_{Ain}} \frac{dY_A}{Y_A - Y_A^*}}$$

$$\Delta X_{Amed} = \frac{X_{Af} - X_{Ain}}{\int_{X_{Ain}}^{X_{Af}} \frac{dX_A}{X_A^* - X_A}}$$

în care Y_A^* și X_A^* sunt concentrații de echilibru.

Dacă se cunoaște linia de echilibru pentru sistemul investigat - de obicei aceasta se obține este experimental- integrala de la numitor se poate rezolva grafic sau prin metode numerice. Dacă linia de echilibru este o dreaptă, ecuațiile de mai sus pentru calculul forțelor motrice devin medii logaritmice ale forțelor motrice globale de la extremitățile coloanei:

- pentru faza lichidă:

$$\Delta Y_{Amed} = \frac{\Delta Y_{Ain} - \Delta Y_{Aof}}{\ln \frac{\Delta Y_{Ain}}{\Delta Y_{Aof}}}$$

cu: $\Delta Y_{Ain} = Y_{Ain} - Y_{Ain}^*$

$$\Delta Y_{Aof} = Y_{Aof} - Y_{Aof}^*$$

- pentru faza gazoasă:

$$\Delta X_{Amed} = \frac{\Delta X_{Aof} - \Delta X_{Ain}}{\ln \frac{\Delta X_{Aof}}{\Delta X_{Ain}}}$$

cu: $\Delta X_{Ain} = X_{Ain}^* - X_{Ain}$

$$\Delta X_{Aof} = X_{Aof}^* - X_{Aof}$$

Concentrațiile la echilibru, X_{Ai}^* , X_{Aof}^* , Y_{Ai}^* , Y_{Aof}^* se pot calcula folosind o lege de echilibru.

Aceste formule pentru calculul forțelor motrice globale ale transferului de masă sunt echivalente cu media logaritmică utilizată în transferul de căldură.

Utilizarea forței motrice globale medii apare pentru sistemele cu variație continuă a concentrațiilor solutului în cele două faze, de exemplu în procesele reale, concentrațiile variază pe întregul domeniu al unui echipament (de exemplu, de-a lungul unei coloane de absorbție). Forța motrice nu este constantă, iar utilizarea unei valori medii este necesară în calculul fluxului de component transferat.

Dimensionarea coloanelor de transfer de masă

Ecuațiile indicând fluxul de component A separat, N_A , funcție de coeficienții globali și forțele motrice globale ale transferului de masă, sunt utilizate pentru calculul ariei de transfer de masă, ulterior servind la calculul înălțimii coloanelor:

$$A = \frac{N_A}{K_g \Delta Y_{Amed}}$$

$$A = \frac{N_A}{K_l \Delta X_{Amed}}$$

Explicitarea ariei de transfer de masă poate fi realizată pe baza ecuației:

$$A = SH_u af$$

unde S este aria secțiunii transversal a coloanei, în m^2 , H_u este înălțimea umpluturii, în m , a este suprafața specifică a umpluturii, în m^2/m^3 .

Există și alte metode de calcul a înălțimii coloanelor ca de exemplu pe baza numărului de trepte teoretice (metodă grafică) și a înălțimii unei trepte teoretice sau pe baza numărului și înălțimii unităților de transfer, noțiuni teoretice dar cu ecuații de calcul stabilite pe raționamente fizice.

Aparatele în care se desfășoară procesele de absorbție se numesc absorbere sau scrubere. În timpul absorbției, procesul de transfer de masă are loc la interfața fazelor. Prin urmare, absorberele trebuie să aibă o suprafață de contact cât mai mare dezvoltată între lichid și gaz. În funcție de modul în care această suprafață este formată, absorberele pot fi împărțite în următoarele grupuri: absorbere de suprafață și peliculare; absorbere cu umplură; absorbere cu barbotare; absorbere cu pulverizare.

5. OPERAȚII CU TRANSFER DE IMPULS

5.1. TRANSPORTUL ȘI COMPRIMAREA

GAZELOR

Se face la presiuni supraatmosferice sau subatmosferice. La presiuni supra-atmosferice gazele se transportă cu ventilatoare, suflante, compresoare. La presiuni sub-atmosferice, se folosesc pompe de vid, ejectoare, pompe de difuziune.

Comprimarea la scară industrială se face în următoarele scopuri:

- pentru transportul în special pe traseele foarte lungi;
- pentru lichefierea gazelor;
- pentru a fi supuse unei reacții ce se desfășoară la presiune;
- ca fluid motor pentru transportul unui alt gaz sau lichid (injectoare, ejectoare).

Metodele utilizate pentru comprimare cuprind acțiunea forței centrifuge, deplasarea unui volum de fluid prin introducerea altui fluid (piseta de laborator, montejus), folosirea unui impuls mecanic (de obicei combinat cu o altă metodă), utilizarea câmpului magnetic (pentru topiturile metalice).

Compresoarele

Utilajele folosite la comprimare se numesc compresoare.

Deosebirea față de pompele similare pentru transportul lichidelor este că, datorită compresibilității, comprimarea până la presiunea de refulare se face progresiv pe o mare porțiune a cursei pistonului (la lichide, trecerea este bruscă).

Clasificarea compresoarelor:

1. compresoare volumice:

- cu mișcări alternative, numite compresoare;
- rotative numite suflante.

2. compresoare rotodinamice:

- ventilatoare care pot fi axiale sau centrifugale;
- turbo-compresoare ce pot fi axiale sau centrifugale.

Compresoarele sunt mașini ce comprimă gazul într-o incintă al cărei volum variază prin deplasarea cu mișcări alternative ale unui piston, ale unui plunjer, disc sau diafragmă.

Un compresor cu piston (Figura 5.1) este format din cilindru, piston, sistem de acționare, supape de admisie și evacuare, canale de admisie și evacuare, sistem de răcire, regulator de debit și separatoare de ulei- apă.

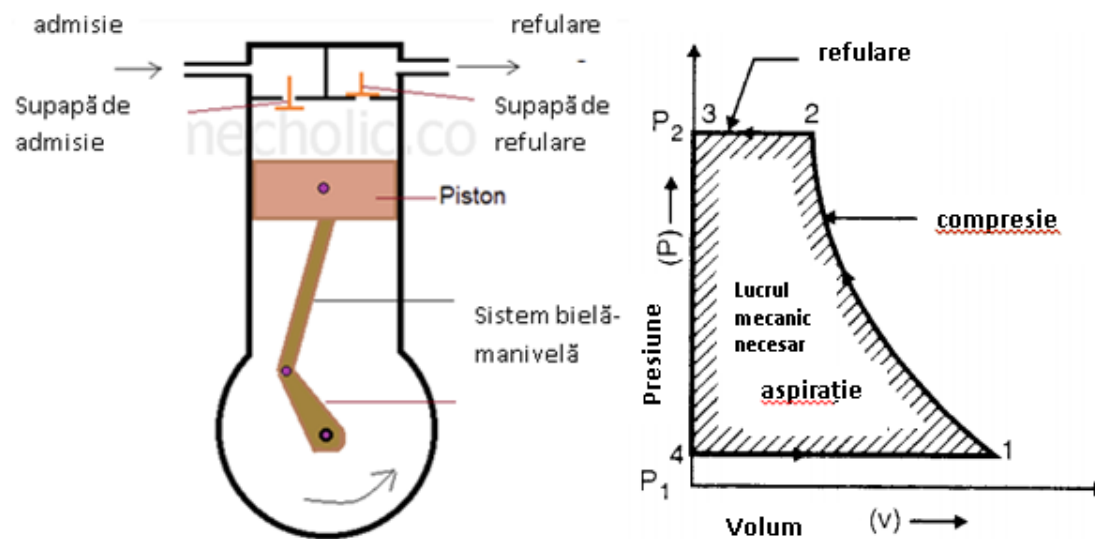


Figura 5.1 Schiță a unui compresor cu piston (fără sistem de răcire) și diagrama de funcționare a unui compresor teoretic

O mărime importantă pentru un compresor este lucrul mecanic necesar comprimării. Acesta depinde de felul comprimării ce poate fi adiabata, izoterma sau politropa. Expresiile lucrurilor mecanice corespunzătoare acestor transformări precum sunt prezentate în ecuațiile de mai jos:

- izoterma: lucru mecanic este minim

$$L_{iz} = p_1 V_1 \ln \frac{p_2}{p_1} = nRT_1 \ln \frac{p_2}{p_1}$$

- adiabata: lucrul mecanic este maxim

$$L_{ad} = p_1 V_1 \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]$$

unde $k = c_p / c_v$ este coeficientul adiabat al gazului.

- politropa lucrul mecanic este intermediar

$$L_p = p_1 V_1 \frac{m}{m-1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right]$$

iar reprezentarea acestora în coordonate p-V (presiune-volum), în Figura 5.2:

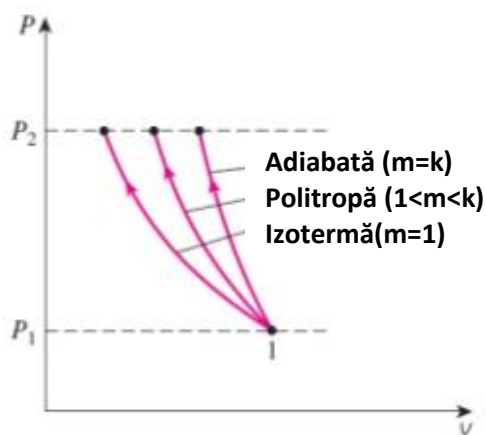


Figura 5.2 Comprimări adiată, politropă, izotermă, între aceleași limite de presiune
În practică comprimarea se face întotdeauna politrop.

În cazul unui *compresor teoretic* pistonul se deplasează complet de la un capăt la altul al corpului cilindric al compresorului. În fig.1, când pistonul se deplasează în jos, se deschide fără inerție supapa de aspirație și în corpul cilindrului este aspirat volumul V_1 de gaz, la presiunea p_1 ct. Pistonul se deplasează apoi spre stânga, realizând comprimarea 2- 3 politropa. Când gazul a atins presiunea p_2 și ocupă volumul V_2 , se deschide tot fără inerție supapa de refulare și se evacuează complet volumul de gaz la presiunea p_2 ct. Ciclul este apoi reluat.

Diagrama reală a unui compresor cu piston pentru o singură treaptă, prezentată în Figura 5.3, este diferită de cea a unui compresor ideal:

DA- deplasarea pistonului în sensul aspirației (politrop)

AB- aspirație

BC- comprimare

CD- refulare gaz.

La un compresor real, pistonul nu ajunge la capetele corpului compresorului, deci volumul V descris de piston va fi mai mic decât volumul corpului compresorului. Datorită inerției supapelor și frecărilor, la aspirație trebuie să se creeze o presiune mai mică decât p_1 , iar la refulare o presiune mai mare decât p_2 (punctele A și C, de pe diagrama) astfel încât supapele de admisie și respectiv, de refulare să se deschidă. Revenirea din punctul D în A se face la

compresorul real după o curbă politropa ce corespunde destinderii gazului comprimat rămas în spațiul mort.

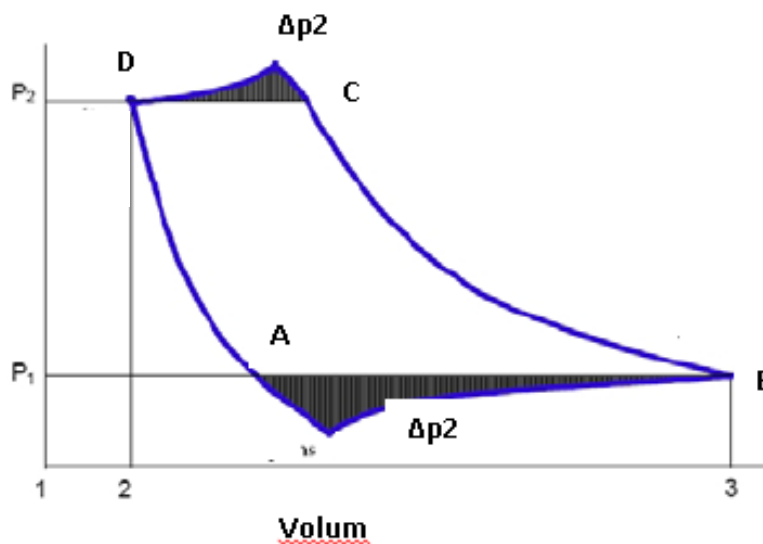


Figura 5.3 Diagrama de funcționare a unui compresor real

În concluzie, funcționarea unui compresor real după diagrama prezentată cuprinde:

- la începutul aspirației în D, gazul comprimat din spațiul mort se destinde politrop după curba DA. Supapa de aspirație se deschide în punctul A, când presiunea din cilindru este mai mică cu Δp_1 , necesare deschiderii supapei. În punctul B, se deschide supapa de aspirație, pistonul schimbându-și cursa. Între B și C, gazul e comprimat politrop până la o presiune superioară lui p_2 cu Δp_2 necesară pentru deschiderea supapei de evacuare.

Comprimarea în trepte

Comprimarea politropă implică temperaturi ridicate, periculoase pentru compresor.

Îmbunătățirea randamentului energetic dar și scăderea temperaturii se poate realiza pe două căi:

- răcirea compresorului cu apă sau aer- efectul este slab
- comprimarea în trepte.

În Figura 5.4 este reprezentat un proces de comprimare în trei trepte:

- comprimările sunt politrope;
- între trepte se fac răcirii.

Consecințele comprimării în trepte, așa cum se observă și din diagramă, sunt creșterea moderată a temperaturii și o scădere a lucrului mecanic.

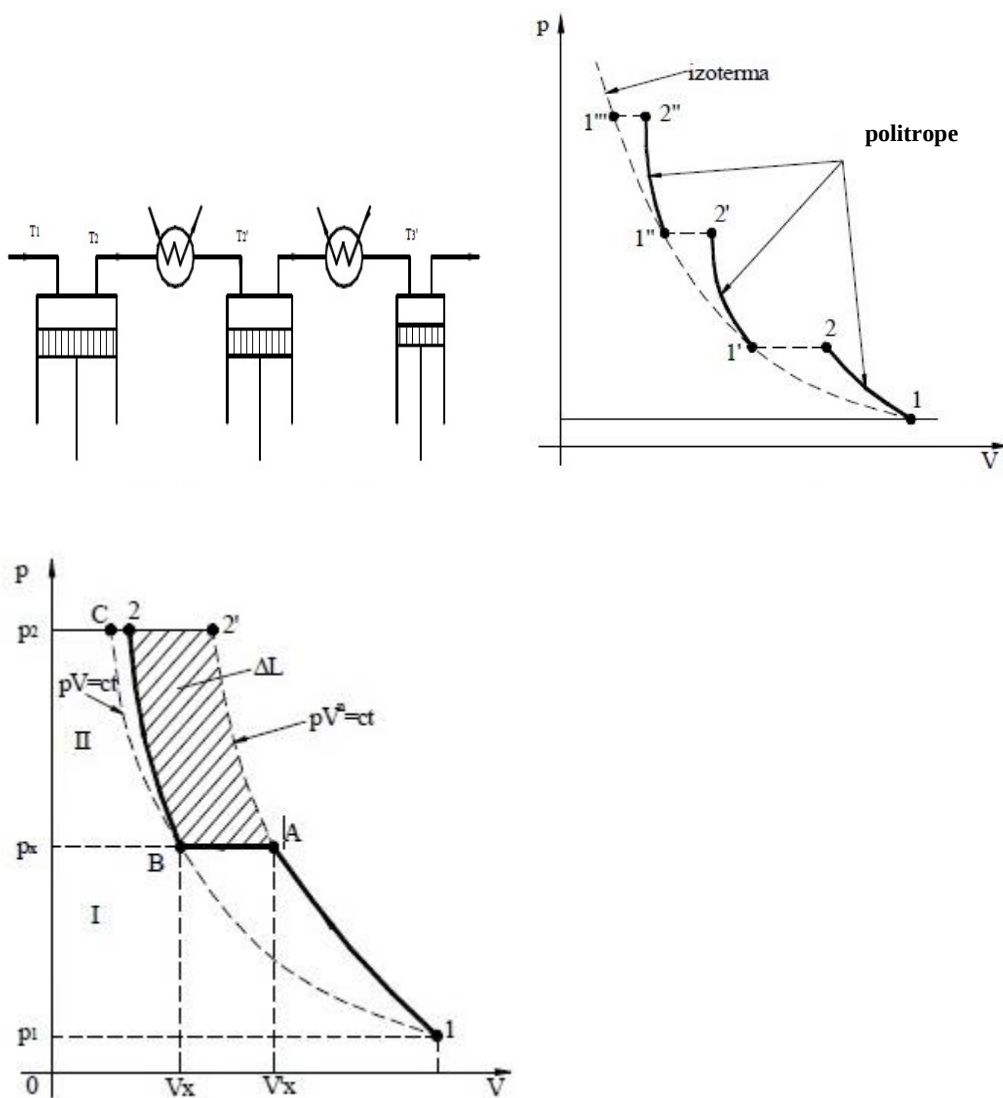


Figura 5.4 Comprimarea în 3 trepte, diagrama p-V, economia de lucru mecanic într-o treaptă

Se definește un raport de comprimare $z = p_2/p_1$. La comprimarea în trepte, se pune problema determinării presiunii intermediare optime dintre două trepte succesive. Pentru aceasta, presupunem că avem o comprimare în două trepte, în prima treaptă comprimarea se face de la p_1 la p_x , iar în cea de a doua de la p_x la p_2 , cu lucrurile mecanice corespunzătoare:

- pentru treapta 1:

$$L_1 = p_1 V_1 \frac{m}{m-1} \left[\left(\frac{p_x}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right]$$

- pentru treapta 2:

$$L_2 = p_1 V_1 \frac{m}{m-1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right]$$

Lucrul mecanic total va fi:

$$L = L_1 + L_2 = p_1 V_1 \frac{m}{m-1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} + \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 2 \right]$$

Se folosește condiția matematică ca lucrul mecanic total să fie minim, ceea ce presupune anularea derivatei de ordinul întâi a expresiei anterioare. Derivând paranteza de mai sus, se obține:

$$\frac{m-1}{m} \left[\frac{p_2^{\frac{m-1}{m}-1}}{p_1^{\frac{m-1}{m}}} - \frac{p_2^{\frac{m-1}{m}}}{p_1^{\frac{m-1}{m}+1}} \right] = 0$$

$$p_2^{\frac{2(m-1)}{m}} = (p_1 p_2)^{\frac{m-1}{m}}$$

$$p_2 = \sqrt{p_1 p_2}$$

sau:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_2}{p_2} = z = \text{ct.}$$

unde z este raportul de comprimare care trebuie să fie același între trepte pentru ca lucrul mecanic consumat să fie minim.

Pentru determinarea numărului de trepte de comprimare n, se consideră un compresor cu n trepte pentru care se poate scrie:

$$\frac{p_n}{p_o} = \frac{p_1}{p_o} \cdot \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{p_3}{p_2} \cdot \dots \dots \dots \cdot \frac{p_n}{p_{n-1}}$$

Dacă :

$$\frac{p_1}{p_o} = \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} = \dots \dots \dots = \frac{p_n}{p_{n-1}} = z$$

atunci:

$$\frac{p_n}{p_o} = z^n \Rightarrow z = \sqrt[n]{\frac{p_n}{p_o}} \text{ sau: } n = \frac{\lg \frac{p_n}{p_o}}{\lg z}$$

- pentru raportul de comprimare, se recomandă valori $z=3-4$, foarte rar valori mai mari;
- numărul treptelor de comprimare este limitat la 4-5;
- temperatura gazului în cazul comprimării politrope este dată de expresia:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{m-1}{m}}$$

TRANSPORTUL LICHIDELOR

Transportul lichidelor se realizează prin acțiunea forței centrifuge, prin deplasarea unui volum de fluid, fie pe cale mecanică, fie prin intermediul altui fluid, printr-un impuls mecanic, prin transfer de impuls de la un alt fluid, prin acțiunea unui câmp magnetic și prin acțiunea forței de gravitație.

5.2. TRANSPORTUL LICHIDELOR-continuare

Deplasarea lichidelor prin conducte și aparate se poate face sub acțiunea unei energii primite din exterior sau sub acțiunea energiei potențiale, generată de o diferență de potențial. Energia primită din exterior este transformată cu ajutorul pompelor în energie de presiune, energie potențială sau energie cinetică, în funcție de necesități. Pentru a determina un lichid să curgă, să se deplaseze, se pot folosi mai multe metode:

- prin acțiunea forței centrifuge: pompele transferă energia cinetică lichidului sub acțiunea forței centrifuge;
- prin deplasarea unui volum de lichid: introducerea în volumul dislocuit a altui lichid (pompe cu piston, pompe cu palete rotative);
- prin folosirea unui impuls mecanic: metoda este combinată cu alt mijloc de producere a mișcării (pompa cu turbină);
- prin transferul de impuls: accelerarea unui lichid pentru a transfera impulsul său unui alt fluid (injectoare, ejectoare);
- prin folosirea unui câmp magnetic: lichidele bune conducătoare de electricitate pot fi puse în mișcare de un câmp magnetic adecvat.

Mărimi caracteristice la transportul lichidelor

O pompă deservește de obicei un sistem format din spațiul de aspirație, spațiul de refulare, respectiv ansamblul de conducte și armături. Mărimile caracteristice se referă fie la pompă, fie la sistem, fie atât la pompă cât și la sistem.

Debitul masic al pompei reprezintă masa lichidului transportat de pompă în unitatea de timp. Mai frecvent este utilizat în calcule debitul volumic, care reprezintă volumul de lichid transportat în unitatea de timp.

Raportul dintre debitul volumic real, M_v , și cel teoretic, M_{vt} , reprezintă *randamentul volumic al pompei*:

$$\eta_v = \frac{M_v}{M_{vt}}$$

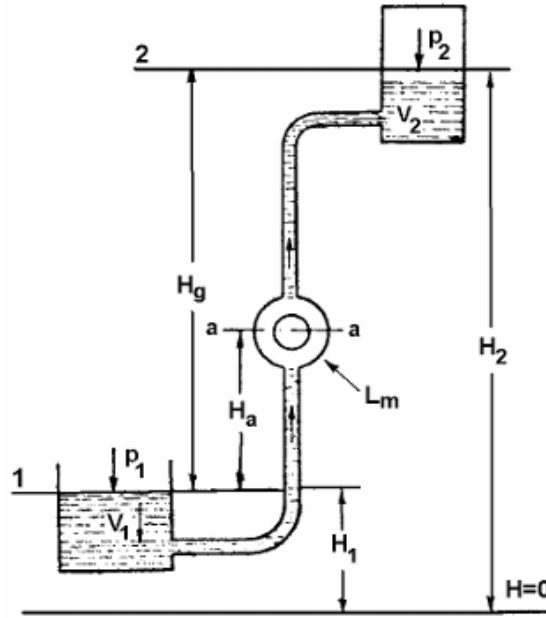


Figura 5.5 Sistem pentru definirea mărimilor caracteristice ale utilajelor de pompare

În Figura 5.5 este reprezentat un sistem pentru care bilanțul energiilor pentru deplasarea unității de masă de lichid se poate scrie astfel:

$$L_m = g\Delta H + \frac{1}{2}\Delta v^2 + \frac{\Delta p}{\rho} + \frac{\Delta p_p}{\rho}$$

în care membrul stâng, L_m , reprezintă energia necesară a fi transferată lichidului pentru a fi transportat între cele două secțiuni, iar termenii din membrul drept sunt corespunzători energiei potențiale, energiei statice, pierderilor de energie totale din sistem (frecare și rezistențe locale). Prin împărțirea relației la g , se obține expresia înălțimii manometrice:

$$H_m = (H_2 - H_1) + \frac{1}{2g}v_2^2 + \frac{p_2 - p_1}{\rho g} + \frac{\Delta p_p}{\rho g}$$

ce exprimă echivalentul energiei pe care pompa trebuie să o transfere lichidului, în condițiile indicate. În ultima ecuație diferențele corespunzătoare fiecărui tip de energie au fost explicitate corespunzător celor două secțiuni, iar viteza v_1 s-a neglijat ($v_1 \ll v_2$, viteza lichidului din conductă).

Înălțimea de aspirație reprezintă înălțimea până la care pompa mai aspiră lichid fără ca acesta să se transforme parțial în vapori, în condițiile în care se realizează aspirația.

expresia înălțimii de aspirație se poate obține prin scrierea ecuației Bernoulli între secțiunile 1-1' și 2-2' (v. figura 5.5):

$$\rho L_m = \rho \frac{v_a^2 - v_1^2}{2} + \rho g(H_2 - H_1) + (p_a - p_1) + \Delta p_p$$

dar $\rho L_m = 0$ pentru că pe traseul vas1- aspirație pompă nu există furnizare de energie din exterior lichidului transportat.

Dacă presiunea p_1 este considerată cea atmosferică care se știe că depinde de altitudine conform tabelului 5.1 de mai jos:

Tabel 5.1 Dependența presiunii barometrice de altitudine

Altitudine,m	-600	0	100	200	300	400	500	600	700	800	1000	1500
Presiune barometrică, Pa·10 ⁻⁴	11,08	10,1	10,0	9,92	9,81	9,6	9,5	9,4	9,32	9,2	9,02	8,45

și se neglijează viteza v_1 , observând că $H_2 - H_1 = H_a$ ecuația se poate rescrie astfel:

$$0 = \rho \frac{v_a^2}{2} + \rho g H_a + (p_a - p_o) + \Delta p_p$$

Presiunea p_a a lichidului în corpul pompei când se realizează aspirația, nu trebuie să fie mai mică decât presiunea de vapori a lichidului p_v , la care se face aspirația. În caz contrar, o parte din lichidul aspirat se transformă în vapori, fenomen nedorit în exploatarea pompelor, dependența presiunii de vapori de temperatură fiind dată în tabelul 5.2:

Tabel 5.2 Dependența presiunii de vapori a apei de temperatură

Temperatura, oC	5	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
Presiune de vapori, Pa·10 ⁻⁴	0,088	0,117	0,235	0,422	0,736	1,226	1,98	3,11	4,72	7,0	10,12

Se obține pentru înălțimea de aspirație:

$$H_a = \frac{(p_o - p_a)}{\rho g} - \frac{v_a^2}{2g} - \Delta p_p$$

Iar dacă se ține cont că presiunea de aspirație: $p_a \geq p_v$, rezultă inegalitatea:

$$H_a \leq \frac{(p_o - p_v)}{\rho g} - \frac{v_a^2}{2g} - \Delta p_p$$

De obicei termenul cinectic din ecuația de mai sus are valoare mică și se poate neglija, astfel încât înălțimea de aspirație se poate calcula din inegalitatea:

$$H_a \leq \frac{(p_o - p_v)}{\rho g} - \Delta p_p$$

Pentru majoritatea lichidelor, când aspirația se face la temperaturi de 20°C, $H_a \leq 6\text{m}$.

Pompele trebuie amplasate sub nivelul lichidului din vasul de aspirație, încât acestea să fie imersate sau înecate.

Puterea motorului se calculează luând în considerație randamentul total al agregatului de pompare, η_T :

$$P = \frac{\rho L_m M_v}{1000 \eta_T}, \text{ kW}$$

iar puterea instalată este mai mare decât puterea motorului pentru a asigura pompei o rezervă supraîncărcare, luată în considerare prin factorul de siguranță β , cu valori supraunitare:

$$P_{inst} = \beta P$$

Pompe cu piston

Pompele cu piston sunt încă mult utilizate în situațiile când trebuie transportate debite de lichid mici dar la presiune ridicate.

Variația debitului pompelor cu piston cu mișcare alternativă

Datorită transformării mișcării uniforme de rotație a manivelei în mișcare alternativă, neuniformă a pistonului, pompă debitează neuniform. După cum se poate vedea pe schema din Figura 5.6, pompa începe să refuleze din momentul când pistonul se deplasează spre stânga din punctul mort 1.

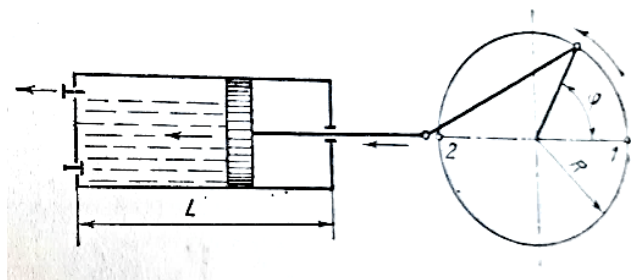


Figura 5.6 Pompa cu piston

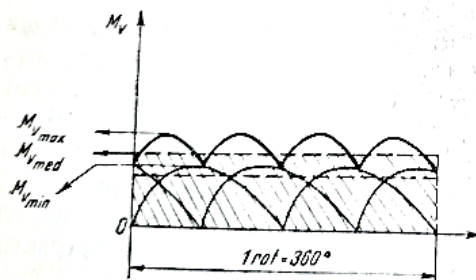
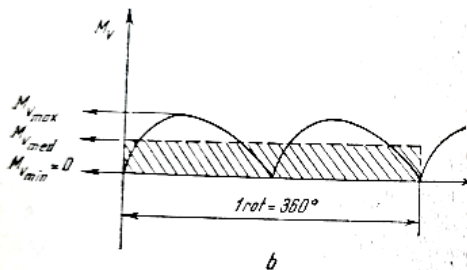
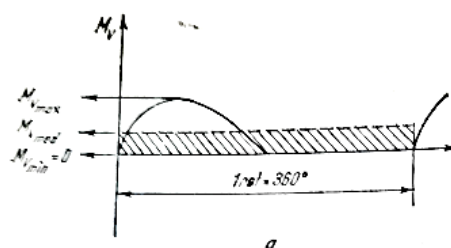
În acest moment debitul refulat are valoarea 0, crește până la valoarea maximă după o rotație de 90 de grade a manivelei și scade din nou la zero când pistonul a ajuns punctul mort interior 2. Variația debitului la o rotație de 360 grade a arborelui motor este aproximativ sinusoidală (ramura pozitivă a sinusoidei).

În schema din Figura 5.7 este redată variația debitului volumic pentru :

a - pompă cu simplu efect;

b - pompă cu dublu efect. aceeași variație o are și debitul unei pompe dublex cu simplu efect (două pompe cu simplu efect cu pistoanele cuplate același arbore motor și decalate cu 180 grade);

c - pompa duplex cu dublu efect (două pompe cu dublu efect cu pistoanele cuplate pe același arbore și decalate la 180 grade) pompa cvadruplex (patru pompe cu simplu efect cu pistoanele cuplate pe același arbore și decalate cu 90 grade).



c.

Figura 5.7 Variația debitului pompelor cu mișcare alternativă

a. Pompă cu simplu efect; b. Pompă cu dublu efect sau două pompe cu simplu efect cu pistoanele cuplate pe același arbore, decalate cu 180 grade; c. Patru pompe cu simplu

efect cu pistoanele cuplate pe același arbore, decalate la 90 grade sau două pompe cu dublu efect decalate la 180 grade

Se vede că odată cu creșterea numărului de pistoane și scăderea unghiului de decalaj, uniformitatea debitului pompei este mult atenuată și debitul mediu (reprezentat prin dreptunghiurile hașurate) se apropie de debitul maxim al pompei.

Caracteristicile pompe centrifuge

Pompele centrifuge sunt utilaje pentru transportul lichidelor care au o largă răspândire în industria chimică datorită avantajelor pe care le prezintă (dimensiuni reduse, cuplare direct la electromotor, debit uniform, pot transporta suspensii, pot fi confecționate din materiale rezistente la coroziune etc).

Pompa centrifugă este constituită dintr-un rotor cu palete, fixat pe un arbore acționat direct de un motor electric; rotorul este montat într-o carcasă având axial racordul de aspirație. Carcasa în formă de melc se lărgeste continuu către racordul de refulare situat tangențial față de carcasă (Figura 5.8).

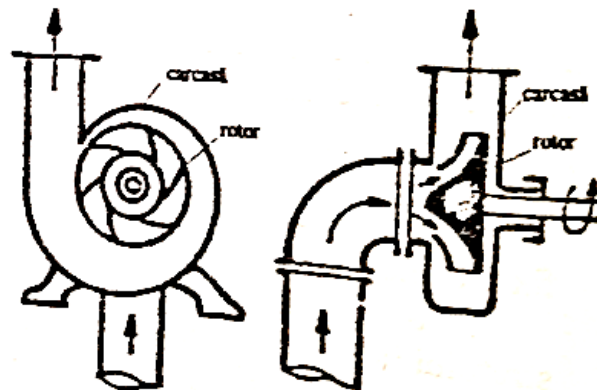


Figura 5.8 Pompa centrifugă

Funcționarea acestor pompe se bazează pe acțiunea forței centrifuge asupra lichidului introdus, în prealabil în corpul pompei. Forța centrifugă, a cărei valoare crește cu raza de rotație, determină deplasarea lichidului, de la ax spre periferia rotorului. Creșterea vitezei lichidului (deci a energiei cinetice) determină scăderea energiei sale de presiune. Se creează astfel o diferență de presiune, datorită căreia lichidul este aspirat în continuare din exterior între paletele rotorului. La ieșirea din rotor, lichidul își continuă mișcarea de rotație într-un colector a cărui secțiune crește spre racordul de evacuare din pompă. Are loc astfel un proces invers, de scădere a energiei cinetice și de creștere a energiei de presiune a lichidului.

Deplasarea lichidului în rotorul pompei este complexă. El se deplasează, pe de o parte, de-a lungul canalelor rotorului, iar pe de altă parte, efectuează o mișcare de rotație împreună cu rotorul.

Ecuția fundamentală a pompelor centrifuge se obține aplicând ecuația Bernoulli mai întâi la un canal al rotorului și apoi extinzând concluziile obținute la intrarea și ieșirea din pompă. Se obține următoarea relație:

$$H_m = \frac{p_{ref} - p_{asp}}{\rho g} + \frac{v_{ref}^2 - v_{asp}^2}{2g} + h_o$$

în care H_m este înălțimea manometrică de pompare, h_o este distanța pe verticală între punctele de măsurare a presiunii pe conducta de refulare și aspirație, p_{ref} și p_{asp} reprezintă presiunile pe conductele de refulare și aspirație, v_{ref} și v_{asp} sunt vitezele lichidului pe conductele de refulare și aspirație, ρ densitatea lichidului.

Criteriile după care poate fi apreciată o pompă sunt parametri funcționali pe care îi poate realiza aceasta, supusă la diferite regimuri de funcționare. Valoarea analitică sau grafică a acestor parametri oferă posibilitatea de a alege pompa cea mai potrivită scopului, de a-i cunoaște limitele de utilizare corectă. În practica curentă, relațiile dintre acești metri sunt exprimate pe cale grafică, sub formă de diagrame, numite "curbe caracteristice".

Parametri funcționali ai unei pompei sunt:

M_v - debitul volumic de lichid pompat

H_m - înălțimea manometrică de pompare

n - turația forului pompei

η - randamentul total al pompei

P - puterea absorbită de arborele pompei.

Plecând de la ecuația fundamentală a pompelor centrifuge și de la ecuația puterii, se pot stabili parametri funcționali ai pompei, următoarele dependențe teoretice:

$$M_v \sim n;$$

$$H_m \sim n^2;$$

$$P \sim n^3;$$

Aceste dependențe sunt numai aproximative. De regulă fiecare tip de pompă se încearcă la bancul de probă pentru a găsi în mod practic corelația mărimilor M_v , H_m , P , n și η . În figurile 5.9 a și

b sunt prezentate curbele caracteristice unei pompe centrifuge la turație constantă (Figura 5.9a) și pentru diverse turații (Figura 5.9b).

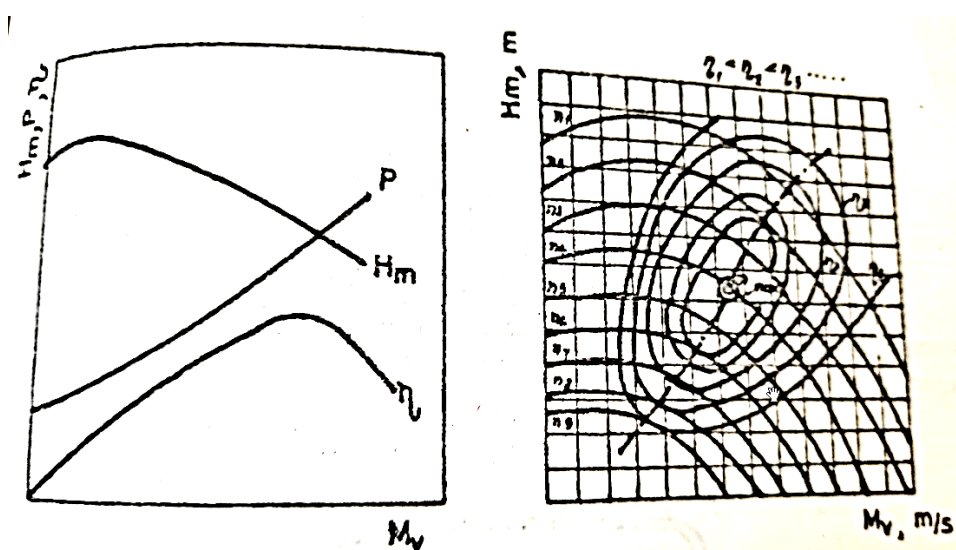


Figura 5.9 Curbele caracteristice ale unei pompe centrifuge a. $n=ct$; b. $n=variabil$

Tipuri de pompe centrifuge

Pompele centrifuge pot fi clasificate după mai multe criterii:

a) după înălțimea manometrică:

- pompe de joasă presiune, $H_m < 20$ m;
- pompe de presiune medie, $20 < H_m < 50$ m;
- pompe de înaltă presiune, $H_m > 60$ m.

b) după poziția arborelui motor:

- pompe cu arbore orizontal;
- pompe cu arbore vertical.

c) după numărul rotoarelor montate pe același arbore:

- pompe cu un singur rotor sau mono-etajate;
- pompe cu două sau mai multe rotoare, numite bi-etajate, respectiv multietajate.

d) după caracteristicile constructive:

- cu rotor închis deschis, sau semi deschis;

- cu sau fără stator;
- cu sau fără presetupa.

Deși pompele centrifuge un randament mai mic (cu 10-15 %) decât pompele cu piston, ele au, față de acestea din urmă, avantaje incontestabile dintre care se amintesc:

- dimensiuni reduse (gabarit redus) și posibilitatea de a direct cuplate electromotor. aceste aspecte fac ca prețul de cost de investiție, montare și exploatare al pompelor centrifuge să fie mai redus ca la cele cu piston;
- pompele centrifuge sunt convenabile când se operează cu debite mari de lichid în sisteme cu înălțimi manometrice mici, situații frecvente în instalațiile chimice;
- sunt indicate în situațiile când lichidul de pompat conține solide în suspensie, deoarece nu au supape care s-ar înfunda și deteriora în aceste situații;
- debitul pompelor centrifuge este uniform, fără pulsații ca la pompele cu piston și se reglează simplu printr-un robinet montat pe de evacuare;
- subansamblele pompelor centrifuge pot fi confecționate din materiale rezistente la agenți corozivi.

Avantajele menționate fac ca pompele centrifuge să fie și astăzi folosite în aproape toate cazurile. Pompele cu piston rămân avantajoase doar în cazul pompării debitelor mici în spații cu presiuni ridicate sau pentru dozarea lichidelor.

Pompe animație

<https://www.lorentz.de/products-and-technology/technology/helical-rotor-pumps/>

<https://www.youtube.com/watch?v=ri5QydTx3AQ>

6. SEPARAREA SISTEMELOR ETEROGENE

Se numesc sisteme eterogene amestecurile de doi sau mai mulți componenți, ce se găsesc în stări de agregare diferite. Un sistem neomogen este alcătuit dintr-o fază dispersă, fin divizată și dintr-o fază dispersantă ce înconjoară particulele fazei disperse. Sistemele eterogene se pot clasifica, în funcție de starea de agregare a fazei disperse, ca în tabelul 6.1.

Tabel 6.1 Sisteme eterogene disperse

Faza dispersantă	Faza dispersă	Sistemul
Gaz	lichid	ceață, aerosoli
	solid	praf, fum
Lichid	gaz	spumă
	lichid nemiscibil	emulsie
	solid	suspensie

Separarea sistemelor eterogene în fazele componente urmărește fie utilizarea separată a fazelor, fie purificarea fazei dispersante și se realizează astfel:

- sub acțiunea unei forțe ce acționează diferit asupra celor două faze (forță gravitațională, forță centrifugă, forța câmpului electrostatic, forța câmpului sonic, etc.);
- prin reținerea fazei disperse pe materiale filtrante.

Separarea sistemelor eterogene gaz-solid

Sedimentarea

Sedimentarea este o operație de separare a sistemelor eterogene fluide în fazele componente. Acest lucru se datorează acțiunii forței gravitaționale sau a forței centrifuge asupra fazelor care au densități diferite. În raport cu concentrația fazei disperse, sedimentarea poate fi:

- liberă, când concentrația este mică iar particulele se depun fără a interacționa între ele;
- frânată sau încetinită, când concentrația este mare iar particulele interacționează între ele în timpul depunerii, încetinind procesul.

Principalul parametru la separarea sistemelor eterogene este viteza de sedimentare.

Considerăm o particulă a fazei disperse, de o formă oarecare într-o fază continuă. Asupra particulei va acționa o forță exterioară F_e , forța de plutire (arhimedică) F_p și forța de rezistență a mediului, F_r , care se opune deplasării particulei, Figura 6.1.

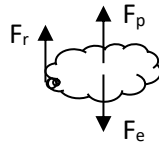


Figura 6.1 Forțele ce acționează asupra unei particule

Dacă densitatea fazei disperse ρ_d , este egală cu densitatea fazei continue, ρ_c , forța externă este egală cu forța de plutire, particula se află în echilibru static, forța de rezistență a mediului este nulă. Dacă densitățile celor două faze sunt diferite particula se va deplasa ascendent sau descendent (după cum $\rho_d < \rho_c$ sau $\rho_d > \rho_c$) iar forța de rezistență a mediului este orientată în sens contrar mișcării. Rezultanta forțelor externe și de plutire are valoare constantă în timp ce forța de rezistență a mediului (care este proporțională cu pătratul vitezei de deplasare a particulei) va crește continuu. În momentul în care ce forța de rezistență, F_r , egalează rezultanta forțelor externe, F_e , și de plutire, F_p , se stabilește un echilibru dinamic, particula se deplasează cu viteză uniformă care se numește viteză maximă, terminală, limită sau de sedimentare.

Această viteză se poate calcula din bilanțul forțelor ce acționează asupra particulei.

$$F_e - F_p - F_r = m \cdot a$$

în care: m - masa particulei, Kg; v - viteza de deplasare a particulei, m/s; $a = dv/dt$ - accelerația forței rezultante totale, m/s².

Înlocuind expresiile forțelor în relația de mai sus, se obține:

$$m \cdot a - \frac{m}{\rho_D} \rho_C \cdot a - \xi \cdot S \cdot \frac{v^2}{2} \rho_C = m \cdot \frac{dv}{dt}$$

în care: ξ - coeficient de rezistență a mediului; S - aria proiecției particulei pe un plan normal la direcția de deplasare, m².

Dacă forța externă este forța gravitațională, accelerația forței este accelerația gravitațională, g , iar dacă forța este forța centrifugă, accelerația este $\omega^2 r$ (ω - viteza unghiulară, r - raza de rotație), atunci relația devine:

$$\frac{\rho_D - \rho_C}{\rho_D} \cdot g - \xi \cdot \frac{S}{m} \cdot \frac{v^2}{2} \rho_C = \frac{dv}{dt}$$

sau:

$$\frac{\rho_D - \rho_C}{\rho_D} \cdot \omega^2 \cdot r - \xi \cdot \frac{S}{m} \cdot \frac{v^2}{2} \rho_C = \frac{dv}{dt}$$

Introducând factorul de separare k definit prin:

$$k = \frac{F_C}{F_g} = \frac{\omega^2 \cdot r}{g}$$

relația devine:

$$\frac{\rho_D - \rho_C}{\rho_D} \cdot k \cdot g - \xi \cdot \frac{S}{m} \cdot \frac{v^2}{2} \rho_C = \frac{dv}{dt}$$

Când rezultanta celor trei forțe ce acționează asupra particulei este zero, particula se deplasează cu viteza de sedimentare dată de relația:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2m}{S \cdot \rho_D} \cdot \frac{\rho_D - \rho_C}{\rho_C} \cdot \frac{k \cdot g}{\xi}}$$

Particularizând pentru particule de formă sferică cu diametrul d , pentru care:

$$\frac{2 \cdot m}{S \cdot \rho_D} = \frac{4}{3} d$$

viteza de sedimentare este dată de relația:

$$v_0 = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{g}{\xi} \frac{\rho_D - \rho_C}{\rho_C} \cdot k \cdot d}$$

Viteza de sedimentare depinde de proprietățile fizice ale celor două faze.

Pentru calculul vitezei de sedimentare mai des utilizată este metoda ce folosește criteriul lui Arhimede:

$$Ar = \frac{d^3 \cdot (\rho_d - \rho_c) \cdot \rho_c \cdot g}{\eta_c^2}$$

Dependența între numărul Reynolds și numărul Arhimede depinde de domeniul valorilor coeficientului de rezistență:

$$Re = \frac{Ar \cdot k}{18} \text{ pentru } Ar < 36$$

$$Re = \left(\frac{Ar \cdot k}{18} \right)^{\frac{5}{7}} \text{ pentru } 36 < Ar < 84000$$

$$Re = 1.73 \sqrt{Ar \cdot k} \text{ pentru } Ar > 84000$$

Pentru sedimentarea particulelor în câmp gravitațional valoarea factorului de separare k este 1.

Pentru calcule aproximative se consideră viteza de sedimentare ca fiind jumătate din cea teoretică determinată.

Relațiile stabilite au aplicabilitate la sistemele eterogene la care faza dispersă are concentrații mici. În cazul concentrațiilor mari viteza de sedimentare frânată are forma:

$$v_f = e \cdot v_o$$

în care e este un factor ce ține cont de densitatea și vâscozitatea suspensiei.

Separarea sistemelor eterogene gazoase

Alegerea metodei adecvate de separare a sistemelor gazoase eterogene depinde de mărimea particulelor fazei disperse, concentrația fazei disperse, cantitatea de gaz supusă separării, etc. Principalele metode folosite la separarea sistemelor eterogene gazoase se pot grupa astfel:

- purificarea mecanică sau uscată a gazelor;
- purificarea umedă a gazelor;
- filtrarea gazelor;
- purificarea electrică a gazelor;
- purificarea sonică a gazelor.

Purificarea mecanică constă în sedimentarea particulelor din masa unui gaz sub acțiunea unei forțe mecanice: de gravitație, de inerție sau centrifugă. În primul caz pe traseul conductei de transport se realizează o mărire semnificativă a secțiunii de curgere, v . Figura 6.2. Ca urmare a scăderii turbulenței, sub acțiunea forței gravitaționale, particulele se vor depune.

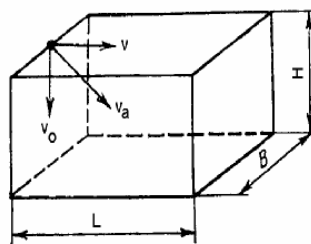


Figura 6.2 Schemă cameră de desprăfuire

Pentru o secțiune de curgere paralelipipedică productivitatea, exprimată în funcție de debitul de gaz prelucrat, este:

$$M_v = BHv$$

în care v este viteza gazului la intrarea în secțiunea paralelipipedică. Dacă se ține cont că $v=L/t$, t fiind timpul de staționare al particulei în camera paralelipipedică și că, pentru ca particula să sedimenteze, trebuie ca acesta să fie măcar egal cu timpul de sedimentare $t_s=H/v_o$, rezultă că productivitatea camerei de desprăfuire este:

$$M_v = BLv_o$$

În asemenea camere de desprăfuire, se pot separa particule a căror diametru depășește 50 μm . La separarea inerțială, pe conducta de transport se pot instala șicane având diverse forme, așa cum este indicat în Figura 5.3:

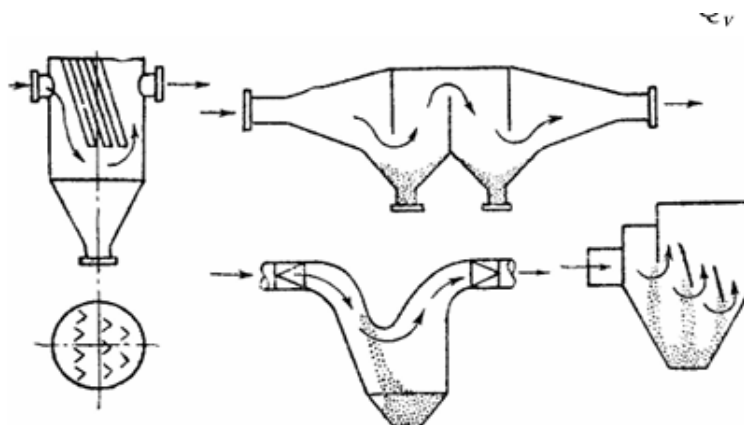


Figura 6.3 Separatoare inerțiale [3]

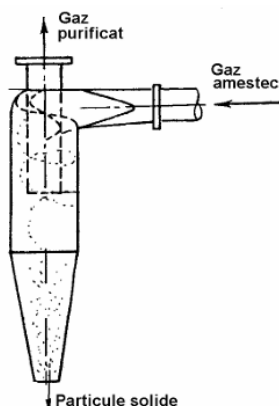


Figura 6.4 Ciclon [3]

Ciclonul este un utilaj de separare a amestecurilor eterogene gaz-solid ce utilizează forța centrifugă. Amestecul de gaz cu particule solide este introdus tangențial și ca urmare a traiectoriei spiralate, particulele se ciocnesc de peretele cilindric și se depun spre partea inferioară tronconică, gazul fiind evacuat prin tubul central.

Purificarea umedă a gazelor constă în spălarea amestecului gaz-solid cu un lichid, de obicei apă, în scopul reținerii particulelor solide și a compușilor solubili din amestec. Creșterea masei particulelor, ca efect al umezirii, favorizează separarea atât în câmp gravitațional, cât și în câmp centrifugal.

Filtrarea gazelor constă în trecerea amestecului printr-un material filtrant poros, pe a cărui suprafață se rețin particulele solide. În acest caz se definește viteza de filtrare ca fiind cantitatea de

gaz ce trece prin unitatea de suprafață filtrantă, în unitatea de timp. Acest parametru determină capacitatea de filtrare și depinde atât de presiunea gazului, cât și de rezistența opusă de stratul filtrant.

Purificarea electrică a gazelor presupune trecerea amestecului gazos printr-un câmp electric, creat de doi electrozi cu diferența de potențial de 10-60 kV. Prin ionizare particulele primesc sarcini electrice și se descarcă (totodată se depun) pe electrodul de semn contrar: Metoda este foarte folosită la separarea particulelor foarte mici ($< 10 \mu\text{m}$), având un randament foarte ridicat.

Purificarea sonică a gazelor are la bază proprietatea particulelor solide și lichide de a se aglomera, sub influența undelor sonore. Odată aglomerate, particulele se supun separării într-un ciclon. Prin procedeul sonic se pot separa particule cu dimensiuni sub $10 \mu\text{m}$, frecvența undelor fiind cuprinsă între 1-100 kHz.

Separarea sistemelor eterogene lichid-solid

Sistemele eterogene ce au particule solide dispersate într-un mediu lichid, numite suspensii, se pot clasifica după gradul de dispersie astfel:

- suspensii grosiere, când dimensiunile particulelor sunt mai mari de $100 \mu\text{m}$;
- suspensii fine, când dimensiunile particulelor sunt cuprinse între $0,5-100 \mu\text{m}$;
- suspensii tulburi, când dimensiunile particulelor sunt cuprinse între $0,1-0,5 \mu\text{m}$;
- suspensii coloidale, când dimensiunile particulelor sunt mai mici de $0,1 \mu\text{m}$.

În funcție de raportul dintre faza dispersă și faza dispersantă, suspensiile pot fi diluate sau concentrate. Separarea fazei solide sub formă de precipitat sau purificarea lichidului de particulele în suspensie se poate realiza folosind forța de gravitație, forța centrifugă sau prin reținerea fazei solide pe materiale filtrante.

Sedimentarea suspensiilor în câmp gravitațional

Dintr-un sistem eterogen solid-lichid se obține prin sedimentare un strat de lichid clar decantat și un strat solid care mai conține o cantitate de lichid precipitat, nămol sau sediment.

Eficacitatea sedimentării este determinată de obținerea unui decantat cât mai limpede și a unui sediment cât mai bogat în fază solidă într-un timp cât mai scurt.

Dacă faza solidă din suspensie este valoroasă operația de separare se numește *îngroșare* iar dacă faza lichidă este valoroasă operația se numește *limpezire* sau *clarificare*.

Îndepărtarea fazei lichide după sedimentare se numește *decantare* iar utilajele în care are loc această operație se numesc decantoare. Viteza de sedimentare și în acest caz va depinde de forma și

dimensiunile particulelor solide, de densitățile fazei lichide și a fazei solide, precum și de natura particulelor dispersate.

În cazul suspensiilor diluate, în timpul sedimentării libere, lichidul se limpezește treptat până atinge o înălțime H , într-un timp t . Timpul de staționare al lichidului în decantor trebuie să fie cel puțin egal cu timpul de sedimentare, $t_s = H/v_o$. Capacitatea de sedimentare a decantorului de secțiune A se exprimă în funcție de debitul de lichid limpezit M_l :

$$M_l = \frac{AH}{t} = Av_o, \text{m}^3/\text{s}$$

Bilanțul de materiale pe decantor constă în două ecuații, una pentru debitul total de suspensie intrat, M_{si} , și ieșit, M_{sf} iar cealaltă pentru conținutul de solid intrat și ieșit :

$$M_{s,in} = M_l + M_{s,f}$$

$$M_{s,in} \cdot C_{in} = M_{s,f} C_f$$

unde C_{in} și C_f sunt concentrațiile în faza solidă ale suspensiei inițiale și respectiv, finale, exprimate în kg solid/kg suspensie.

Presupunând cunoscute debitul de suspensie inițială, $M_{s,in}$ precum și concentrațiile suspensiei inițiale și finale, folosind ultimele trei ecuații, se poate deduce expresia de calcul a ariei decantorului:

$$A = M_{s,in} \frac{C_f - C_{in}}{C_f v_o}, \text{m}^2$$

Aceasta permite determinarea diametrului decantorului, D , explicitând secțiunea circulară a acestuia.

Separarea suspensiilor prin centrifugare

Centrifugarea este operația de separare a sistemelor eterogene ca urmare a efectului forței centrifuge asupra particulelor solide aflate în suspensii. Pentru a avea un câmp centrifugal activ, forța centrifugă trebuie să fie de câteva zeci de ori mai mare decât forța gravitațională.

Deplasarea unei particule se face sub acțiunea câmpului centrifugal caracterizat prin:

$$F_{cf} = \frac{m_p v^2}{R}$$

în care m_p este masa particulelor suspensiei, v este viteza tangențială la traiectoria de rază R a particulei.

Factorul de separare k definit anterior ca raport al forței externe, în acest caz forței centrifuge și celei gravitaționale devine:

$$k = \frac{\frac{m_p v^2}{R}}{m_p g} = \frac{(2\pi n R)^2}{g R} \cong 4n^2 R$$

Pentru viteza de sedimentare fiind validă relația dedusă anterior din ecilibrul forțelor.

Totuși și în acest caz, viteza de sedimentare se determină folosind criteriul Reynolds.

Separarea prin centrifugare se poate realiza în două moduri și anume:

-având la bază sedimentarea: particulele solide sedimentează și se depun pe perețele tamburului în straturi (în sensul descreșterii densității), lichidul clar rămânând în interiorul centrifugei;

- având la bază filtrarea: pereții tamburului sunt perforați și acoperiți cu un strat de material filtrant prin care trece faza lichidă, particulele solide fiind reținute pe materialul filtrant.

Centrifugarea se caracterizează printr-o viteză de sedimentare ce nu este constantă, ca efect al acțiunii neuniforme a câmpului centrifugal, acesta crescând ca intensitate cu distanța față de axa de rotație. Ca urmare, se determină o viteză medie de sedimentare utilizând un factor mediu de separare, k_{med} , de forma:

$$v_{omed} = v_o k_{med} = 4v_o n^2 R_{med}$$

cu R_{med} raza medie logaritmică calculată cu raza interioară a tobei încărcate și raza cuvei centrifuge.

Separarea suspensiilor prin filtrare

Filtrarea este operația de separare a fazelor dintr-o suspensie pentru a obține un lichid cât mai curat și un solid cu un conținut cât mai redus de fază lichidă, prin reținerea particulelor solide pe un suport filtrant, prin care trece numai faza lichidă (Figura 6.5). Forța motoare care acționează în filtrare este diferența de presiune între cele două fețe ale materialului filtrant.

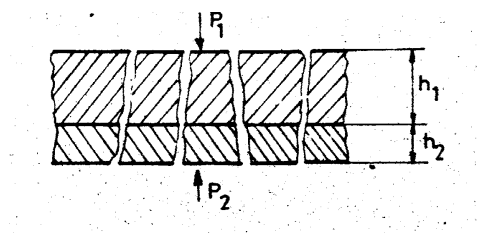


Figura.6.5 Schema simplificată a filtrării

O mare varietate de factori influențează operația de filtrare, dintre care cei mai importanți menționându-se:

- caracteristicile suspensiei: natura, granulometria și structura fazei solide, concentrația în solide, debitul de prelucrat, vâscozitatea lichidului;
- natura precipitatului: porozitate, compresibilitate, rezistența hidraulică;
- condițiile de filtrare: temperatura suspensiei, diferența de presiune de pe cele două fețe ale materialului filtrant.

Pentru a determina parametrii ce caracterizează filtrarea se pleacă de la modelul fizic din Figura 6.5. Se consideră o suprafață de filtrare A pe care există un material filtrant de înălțime h_2 și un strat de precipitat de înălțime, h_1 , care crește în timp.

Curgerea lichidului prin stratul de precipitat are loc sub acțiunea unei diferențe de presiune Δp_1 , corespunzătoare precipitatului colectat, iar prin materialul filtrant, Δp_2 , astfel încât diferența de presiune totală este:

$$\Delta p = \Delta p_1 + \Delta p_2$$

Pentru a caracteriza filtrarea, se definește viteza de filtrare, v_f , care reprezintă cantitatea de filtrat raportată la unitatea de suprafață de filtrare și la unitatea de timp:

$$v_f = \frac{1}{A} \frac{dV}{dt}, \text{ m}^3/\text{m}^2\text{s}$$

unde A este suprafața de filtrare, în m^2 , V - volumul de filtrat, în m^3 , t - timpul de operare, în s.

Din punct de vedere hidrodinamic, filtrarea este o curgere printr-un mediu poros, format din porii precipitatului și ai materialului filtrant. Porii se consideră cilindrici, cu lungimi egale și uniform distribuiți pe suprafața de filtrare. Curgerea prin pori se consideră laminară, deoarece debitul este foarte mic.

Pentru obținerea vitezei de curgere a lichidului se ia ca punct de plecare ecuația căderii de presiune în conducte:

$$\Delta p_1 = \lambda \frac{L}{d} \frac{\rho v^2}{2}$$

în care L este lungimea porului ($L \neq h_1$); d - diametrul porului; v - viteza de curgere a lichidului; ρ - densitatea lichidului; λ - coeficientul de frecare.

Pentru o curgere laminară, $\lambda = 64/Re$, se obține:

$$\Delta p_1 = \frac{32\eta v L}{d^2}$$

cu η coeficientul vâscozității dinamice a lichidului, de unde viteza de curgere prin pori are expresia:

$$v = \frac{\Delta p_1 d^2}{32\eta L}$$

Volumul de lichid care curge printr-un por în timpul t va fi:

$$V_p = \frac{\pi d^4}{128} \frac{\Delta p_1 \cdot t}{\eta \cdot L}$$

Dacă pe suprafața de filtrare A există n pori pe unitatea de suprafață și ținând cont de definiția vitezei de filtrare, se obține:

$$\frac{1}{A} \frac{dV}{dt} = \frac{\pi d^4}{128\eta} \frac{\Delta p_1 n}{L}$$

unde $V=nV_p$ și reprezintă volumul de lichid ce curge prin unitatea de suprafață. Lungimea porilor este necunoscută și se exprimă în funcție de înălțimea h_1 , cu ajutorul unui factor de corecție k_{c1} supraunitar ($L=k_{c1}h_1$). Se obține în final viteza de filtrare prin stratul de precipitat sub forma:

$$\frac{1}{A} \frac{dV}{dt} = \frac{\pi d^4}{128\eta} \frac{\Delta p_1 n}{k_{c1} h_1}$$

Pe baza aceluiași raționament, se poate scrie și relația vitezei de filtrare prin stratul de material filtrant:

$$\frac{1}{A} \frac{dV}{dt} = \frac{\pi d_2^4}{128\eta} \frac{\Delta p_2 n_2}{k_{c2} h_2}$$

Mărimi precum k_c , n și d nu pot fi măsurate, de aceea se fac notațiile:

$$k_{r1} = \frac{128 \cdot k_{c1}}{\pi d^4 n}$$

$$k_{r2} = \frac{128 \cdot k_{c2}}{\pi d_2^4 n_2}$$

cu specificația că cele două mărimi k_{r1} și k_{r2} reprezintă rezistențele specifice ale stratului de precipitat, respectiv ale materialului filtrant. Cu aceste notații, ecuațiile vitezelor de filtrare capătă forma:

$$\frac{dV}{dt} \eta h_1 k_{r1} = A \cdot \Delta p_1$$

$$\frac{dV}{dt} \eta h_2 k_{r2} = A \cdot \Delta p_2$$

Deoarece curgerea lichidului are loc la un potențial total dat de suma celor două diferențe de presiune, prin însumare rezultă:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{A \cdot \Delta p}{\eta(h_1 k_{r1} + h_2 k_{r2})}$$

Dacă se exprimă înălțimea stratului de precipitat în funcție de volumul de filtrat V și concentrația inițială a suspensiei C_0 ($V \cdot C_0 = h_1 \cdot A$) se obține: $h_1 = V \cdot C_0 / A$. În mod similar se admite că $V_2 \cdot C_0$ este volumul de precipitat de înălțime h_2 ce opune curgerii o rezistență egală cu a stratului de material filtrant, deci $h_2 = V_2 \cdot C_0 / A$. Dacă se admite că și cele două rezistențe specifice sunt egale ($k_{r1} = k_{r2}$), se obține:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{A^2 \cdot \Delta p}{\eta k_r C_0 (V + V_1)}$$

Din încercările experimentale s-a constatat că rezistența specifică k_r depinde de diferența totală de presiune, relația empirică stabilită fiind:

$$k_r = k_0 \Delta p^m$$

În care k_0 și m sunt coeficienți stabiliți experimental. În aceste condiții ecuația diferențială a filtrării pentru precipitate necompresibile, dar corectată pentru a putea fi utilizată și la precipitate compresibile, are forma:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{A^2 \cdot \Delta p^{1-m}}{\eta k_0 C_0 (V + V_1)}$$

Ecuația diferențială a filtrării de mai sus poate fi integrată în două situații:

- considerând filtrarea la *diferență de presiune constantă* ($\Delta p = \text{constant}$) sau
- considerând filtrarea la *viteză de filtrare constantă*.

La filtrarea la presiune constantă, odată cu creșterea stratului de precipitat, debitul filtratului scade iar la un moment dat filtrarea devine inefficientă. Pentru integrarea ecuației de mai sus, se separă variabilele și se obține:

$$\int_0^V (V + V_1) dV = \frac{A^2 \cdot \Delta p^{1-m}}{\eta k_0 C_0} \int_0^t dt$$

După integrare ecuația se aranjează sub forma:

$$\frac{V^2}{A^2} + 2 \frac{V_2 V}{A^2} = \frac{2 \Delta p^{1-m}}{\eta k_0 C_0} t$$

Raportul $V/A=V_0$ reprezintă capacitatea specifică de filtrare (în m³ filtrat/m² suprafață de filtrare). Raportul $V_2/A = k_2$ este o constantă de rezistență a materialului filtrant și se definește ca fiind volumul de filtrat ce trece prin unitatea de suprafață de filtrare pentru a da un strat de precipitat de aceeași rezistență cu a materialului filtrant. Frația $\frac{2 \Delta p^{1-m}}{\eta k_0 C_0} = k_1$ este o constantă caracteristică stratului de precipitat. Cu aceste notații ecuația de mai sus devine:

$$V_0^2 + 2k_2 V_0 = k_1 t$$

ce reprezintă *ecuația filtrării la presiune constantă* și se utilizează la dimensionarea filtrelor, dacă se cunosc cele două constante ce caracterizează filtrarea.

Amestecarea fluidelor

Amestecarea este operația prin care se obține o omogenitate dorită pentru un sistem omogen sau eterogen. Acest proces este crucial în aplicații precum reacțiile chimice, fermentarea sau extracția, fiind folosit pentru a asigura uniformitatea și eficiența în transferul de substanțe între faze. În reacțiile chimice, amestecarea ajută la omogenizarea reactanților și la menținerea unei viteze constante de reacție. În bioreactoare, amestecarea este esențială pentru uniformizarea concentrațiilor de nutrienți și oxigen în timpul fermentației. În procesele de extracție lichid-lichid, amestecarea optimizează contactul între fazele lichide pentru a spori transferul de solut. În cristalizare, amestecarea controlează formarea și creșterea uniformă a cristalelor.

Amestecarea joacă un rol important în transferul de masă prin creșterea suprafeței de contact între faze, reducerea grosimii stratului limită difuzional și uniformizarea concentrației în volume mari de lichid sau gaz. Există mai multe mecanisme prin care amestecarea poate fi realizată, fiecare având avantaje specifice. Amestecarea mecanică se realizează prin utilizarea agitatoarelor sau mixerelor mecanice, care induc mișcarea fluidelor, generând turbulențe care intensifică transferul de masă. Eficiența acestei metode depinde de parametri precum turația agitatorului, forma paletelor și geometria echipamentului.

Pe de altă parte, amestecarea prin injecție presupune introducerea unui jet de fluid într-un alt fluid, un mecanism frecvent utilizat în procesele fază-gaz sau fază-lichid. Difuzia naturală este un proces mai lent, limitat la nivel molecular, dar poate fi accelerat prin utilizarea altor metode, în timp ce amestecarea prin turbulență creează vorticitate locală, ceea ce ajută la uniformizarea rapidă a concentrațiilor pe scară largă. În regim turbulent, vorticitatea induce o amestecare mult mai eficientă decât în regimul laminar.

Pot fi amestecate gaze, lichide și solide, rezultând amestecuri omogene sau eterogene, prezentate schematic în Figura 6.6, condițiile de amestecare fiind diferite, în funcție de caracteristicile materialelor amestecate și a amestecului rezultat.

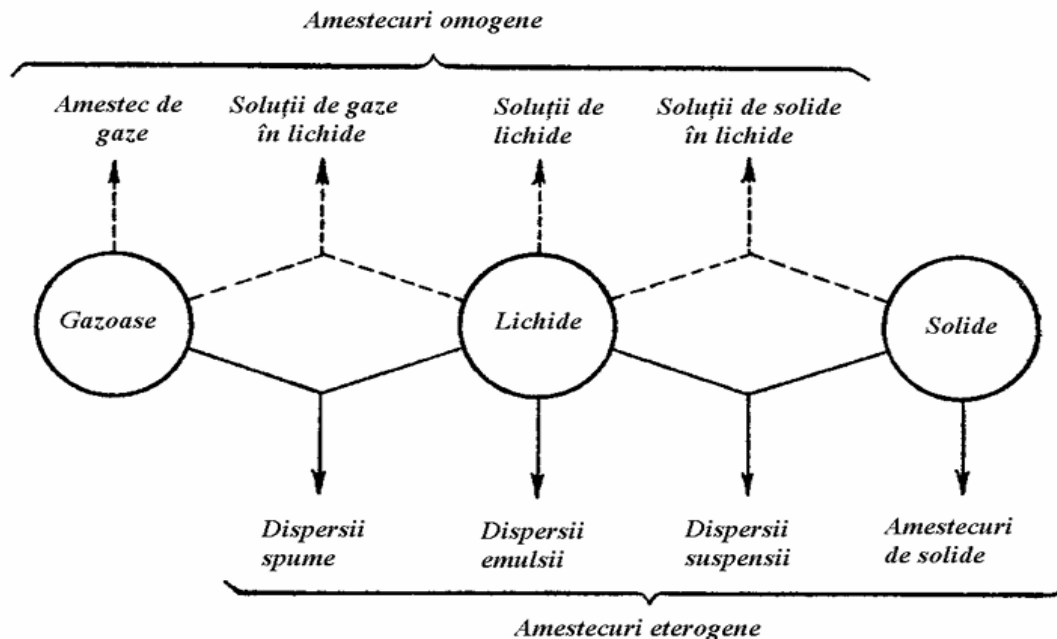


Figura 6.6 Tipuri de amestecuri [3]

Asupra operației de amestecare acționează un mare număr de factori, dintre care pot fi menționați:

- natura și caracteristicile componentelor care se amestecă;
- debitul și raportul cantitativ al componentelor;
- intensitatea și durata operației de amestecare;

- scopul amestecării și caracteristicile amestecului;
- tipul utilajului și caracteristicile geometrice ale acestuia.

De aceea nu s-a putut stabili o corelație generală, atât de necesară în proiectarea utilajelor cu amestecare, dar mai ales o mărime prin care să se poată exprima eficacitatea de omogenizare a amestecării.

Există diverse *metode de amestecare* a lichidelor care funcție de echipamentul folosit, se pot clasifica astfel:

- cu agitatoare mecanice;
- prin barbotare cu gaze;
- direct în conductă;
- cu circulație produsă de pompe.

Amestecare cu agitatoare mecanice

În multe cazuri amestecarea este realizată în vase, reactoare etc., viteza lichidului având o distribuție neuniformă funcție de zona din vas. Pentru studiul hidrodinamicii amestecării cu agitatoare mecanice se urmărește traseul curentului provocat de agitator în vasul de amestecare, caracterizat prin liniile de curent sau așa-numitele *spectre de curgere* care, în esență, pot descrie trei tipuri de curgere conform Figurii 6.6:

- curgerea tangențială (Figura 6.6a), la care lichidul curge paralel cu traseul descris de agitator; efectul de amestecare este minim iar antrenarea lichidului de către agitator redusă;
- curgerea radială (Figura 6.6b), la care agitatorul trimite lichidul pe direcție radială, generând două zone de curgere, dacă e poziționat ca în figură;
- curgerea axială (Figura 6.6c), la care lichidul intră în agitator și îl părăsește pe o direcție paralelă cu axa sa.

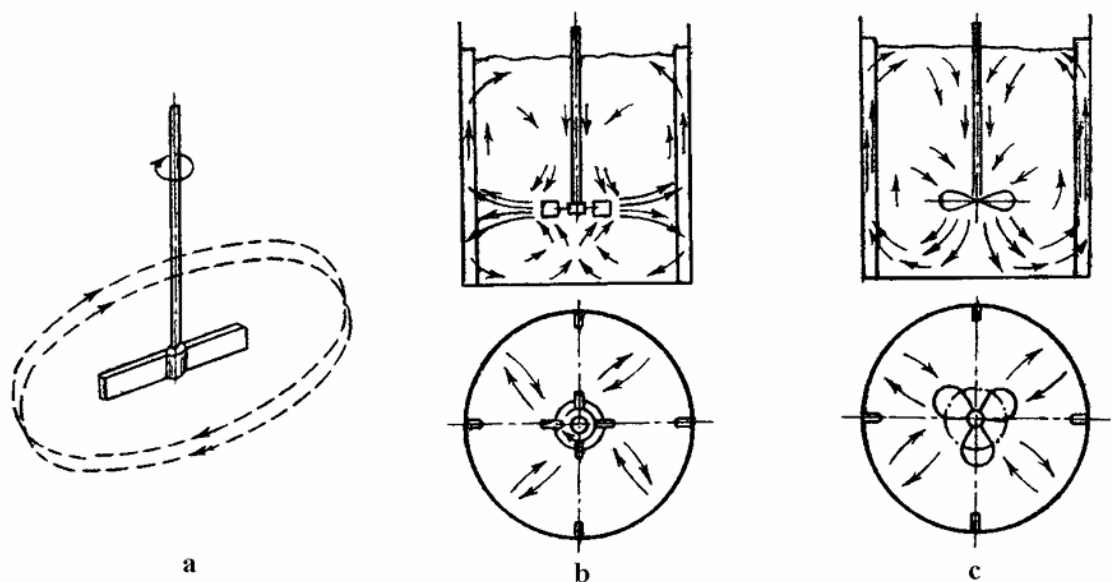


Figura 6.6 Tipuri de curgere la agitarea mecanică

De obicei în vasele de amestecare curgerea este o combinație a celor trei principale tipuri de curgere.

Ecuția criterială caracteristică transferului de moment pentru curgerea izotermă a unui fluid newtonian are forma:

$$f(Re, We, Fr, Eu) = ct.$$

unde: Re este criteriul Reynolds, We este criteriul Weber, Fr este criteriul Froude, Eu este criteriul Euler, toate adimensionale, fiecare fiind date de raportul a două forțe ce acționează asupra lichidului în amestecare, cu ecuațiile de mai jos:

$$Re = \frac{\rho v l}{\eta}; We = \frac{\rho v^2}{\sigma}; Fr = \frac{v^2}{gl}; Eu = \frac{\Delta p}{\rho v^2}$$

Numărul Reynolds este raportul dintre forțele inerțiale și de rezistență. Numărul Weber este raportul dintre forțele inerțiale și forțele datorate tensiunii superficiale. Numărul Froude este raportul dintre forțele inerțiale și cele gravitaționale. Numărul Euler sau coeficientul de presiune, este raportul dintre presiune și forțele inerțiale.

Criteriile de similitudine de mai sus se pot aplica la studiul operației de amestecare, cu condiția ca ele să fie modificate corespunzător mișcării de rotație. Ca urmare, criteriul Reynolds va avea $v = \pi d n$ și prin eliminarea numărului π se obține:

$$Re = \frac{nd^2\rho}{\eta}$$

Pentru criteriul Froude, $v = \pi dn$ și $l=d$, iar prin eliminarea numărului π rezultă:

$$Fr = \frac{n^2 d}{g}$$

Pentru criteriul Weber, în cazul amestecării, acesta va fi dat de ecuația:

$$We = \frac{n^2 \rho d^3}{\sigma}$$

Experimental, la amestecarea cu agitatoare mecanice, valoare criteriului Re pentru curgerea laminară este de 20-30, depinzând însă și de dimensiunile agitatorului.

Datorită numărului foarte mare de factori care intervin în procesul de amestecare, relațiile existente sunt exprimate în funcție de unele criterii de similitudine, fiind obținute pe baza analizei dimensionale, luând în considerare toți acești factori. Prin determinarea pe cale experimentală a constantelor și exponenților ce intervin în relații, se poate calcula puterea consumată și timpul de amestecare.

Pentru caracteristicile geometrice ale agitatorului se consideră modelul general al unui sistem cu agitare mecanică precum cel prezentat în Figura 6.7.

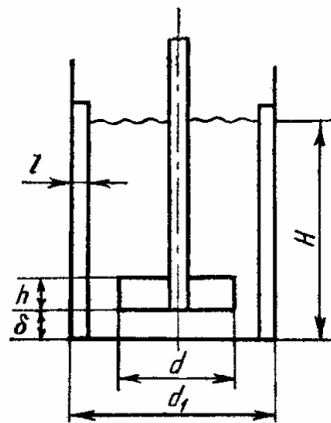


Figura 6.7 Elemente geometrice caracteristice unui agitator mecanic

Pentru amestecare, se folosește criteriul puterii sau criteriul Euler modificat, ce conține puterea consumată pentru agitare:

$$Eu = \frac{P}{n^3 d^5 \rho}$$

care face parte din ecuația criterială generală caracteristică amestecării în forma:

$$\frac{P}{n^3 d^5 \rho} = k \left(\frac{\rho n d^2}{\eta} \right)^{n_1} \left(\frac{n^2 d}{g} \right)^{n_2} \left(\frac{\rho n^2 d^3}{\sigma} \right)^{n_3} \left(\frac{d_1}{d} \right)^{n_4} \left(\frac{H}{d} \right)^{n_5} \left(\frac{h}{d} \right)^{n_6} \left(\frac{\delta}{d} \right)^{n_7} \left(\frac{l}{d} \right)^{n_8}$$

în care k , n_1 - n_8 sunt coeficientul și exponenții ecuației și care se determină pe cale experimentală. În cazurile în care interfața dintre faze este destabilizată și dispersia este semnificativă, We este relevant, în caz contrar, acesta poate fi eliminat din ecuația criterială. Criteriul Froude este considerat semnificativ pentru ecuația criterială în regimuri dominate de forțe inerțiale, vâscoase sau centrifuge, în vase mici, sau în condiții de stratificare sau formarea de vortexuri.

Dacă sunt îndeplinite și criteriile pentru similitudinea geometrică, ecuația criterială se simplifică sub forma:

$$\frac{P}{n^3 d^5 \rho} = k \left(\frac{\rho n d^2}{\eta} \right)^{n_1}$$

Ecuația poate fi utilizată pentru calculul puterii necesare acționării agitatorului, mărimile k și n_1 fiind determinate experimental pentru diverse tipuri de agitatoare.

Când condițiile pentru similitudinea geometrică nu sunt îndeplinite, în ultima ecuație se introduc factori de corecție. Pentru lichidele newtoniene relația pentru calculul puterii de acționare se obține în mod asemănător, diferența constând doar în expresia generalizată a numărului Reynolds.

Amestecarea lichidelor prin circulația produsă de pompe

Atunci când este necesară o mai bună omogenizare se practică amestecarea în vase sau recipiente la care conținutul lor este circulat cu ajutorul unor pompe. Lichidul aspirat de la partea inferioară a vasului este refulat la partea superioară în două moduri: cu ajutorul unui distribuitor deasupra nivelului lichidului sau prin intermediul unor ajutaje amplasate în diverse moduri în vas. Amestecarea lichidelor prin circulația produsă de pompe se aplică în mod deosebit la lichidele care au densități diferite.

Amestecarea prin barbotarea cu gaze

O asemenea metodă se poate aplica la acele sisteme la care procesul tehnologic permite utilizarea aerului, vaporilor sub presiune sau a altor gaze. Se recomandă a fi utilizată la amestecarea lichidelor a căror vâscozitate este mai mică de 0,2 Ns/m², când amestecul conține particule solide cu tendința de depunere sau când lichidele nemiscibile au densități diferite. Agenții de amestecare se introduc sub presiune în masa lichidului ce urmează a fi amestecat, pe care îl străbat sub formă de bule. Distribuția gazului în lichid se poate realiza prin injectare în mai multe moduri:

- statică, la care gazul este trimis prin orificii fixe, duze sau injectoare amplasate în vasul de amestecare;

- dinamică, la care gazul este trimis printr-un agitator mecanic prevăzut cu orificii, aflat la rândului lui în mișcare de rotație;

- combinată. Pentru a realiza o eficacitate ridicată a amestecării, dispozitivele prin care se injectează gazul trebuie amplasate astfel încât traseul bulelor să fie cât mai lung posibil. De asemeni, pentru mărirea turbulenței în vasul de amestecare se pot amplasa site, șicane, straturi granulare care, intensifică amestecarea. Cel mai important parametru îl constituie presiunea gazului care trebuie să fie suficient de mare pentru a învinge rezistența hidrostatică a coloanei de lichid din vas, rezistențele datorate frecărilor și să creeze o presiune dinamică necesară amestecării. Pentru calcule practice se poate utiliza relația presiunii gazului sub forma:

$$p = \left(\lambda \frac{L}{d} + \sum \xi \right) \frac{v^2}{2} \rho_g + \rho_l g H$$

în care: λ este coeficientul de frecare în conducta distribuitorului de gaz, L este lungimea conductei, d este diametrul conductei, $\sum \xi$ este suma rezistențelor locale de pe conducta de gaz, v este viteza gazului în conductă, ρ_g este densitatea gazului, ρ_l este densitatea lichidului, H este înălțimea coloanei de lichid aflată deasupra orificiilor de ieșire a gazului.

Amestecarea lichidelor direct în conductă

Pentru amestecarea a două lichide ușor miscibile se poate utiliza un echipament foarte simplu, format din două conducte ce conțin lichidele, legate în una singură (în formă de Y). În aceste condiții, pentru ca amestecarea să fie foarte bună trebuie ca viteza de curgere să fie suficient de mare iar conducta de amestecare suficient de lungă. Intensitatea amestecării crește cu turbulența astfel că, pe interiorul conductei de amestecare se montează șicane de diverse forme. Un alt mod de amestecare în conducte folosește injectoarele. Astfel, unul din lichide este injectat pe direcția de curgere a celuilalt lichid, printr-un ajutoraj. Și în acest caz, prin montarea de șicane se îmbunătățește amestecarea. Tot pentru amestecarea în conductă se mai folosește un tub Venturi sau o pompă centrifugă, în cel de-al doilea caz rotorul pompei joacă rol de agitator. Toate aceste moduri de amestecare în conductă necesită aparate simple, cu costuri reduse, dar randamentul scăzut la amestecare nu le recomandă pentru practica industrială.

Referințe bibliografice

1. S.Petrescu, I.Mămăligă, L.Horoba, A.Moise, E.Iacob Tudose, 2011- Fenomene de transfer și operații de difuziune, Editura Ecozone, Iași. ISBN 978-973-7645-78-4.
2. Tudose R. 2000- Ingineria proceselor fizice, Editura Academiei, București, ISBN 973-27-0659-7.
3. Tudose R., Ibănescu I., Vasiliu M., Stancu A., Cristian G., Lungu M. 1977 - Procese, operații, utilaje în industria chimică. Editura Didactică și Pedagogică București.
4. Jinescu V. 1989 - Utilaj tehnologic pentru industriile de proces, vol IV, Editura Tehnică București.
5. Bratu E., ș.a. 1985 - Operații unitare în industria chimică. Vol I și II, Editura Tehnică București.
6. Coulson J.M. și Richardson J.F., 1990, Chemical Engineering, Volume 1: Fluid Flow, Heat Transfer and Mass Transfer, Pergamon Press, ISBN-13: 978-0080379487