Termodinamiko/Leciono 8

La varminterŝanĝo

La varminterŝanĝo okazas kiam estas varmo transdonata inter korpoj aŭ materioj. Ju pli da varmo dum unu tempunuo estas interŝnĝita des pli efika la procezo estas. La procezefikeco estas grava precipe en la praktiko por konstruado de vaporkaldronoj, kondensatoroj, varminterŝanĝiloj kaj diversaj varmigiloj aŭ malvarmigiloj.

Oni diferencigas tri specojn de varminterŝanĝo:

1. La varminterŝanĝo per kondukado, kiu okazas en solidaj materioj aŭ en likvaĵoj kaj gasoj, kiam ili estas en perfekta kvieto.

2. La varminterŝanĝo per fluado, kiu okazas en moviĝantaj likvaĵoj aŭ gasoj. Ilia movo estas aŭ natura aŭ deviga. Deviga movo estas kaŭzita per ĉerpiloj aŭ miksiloj.

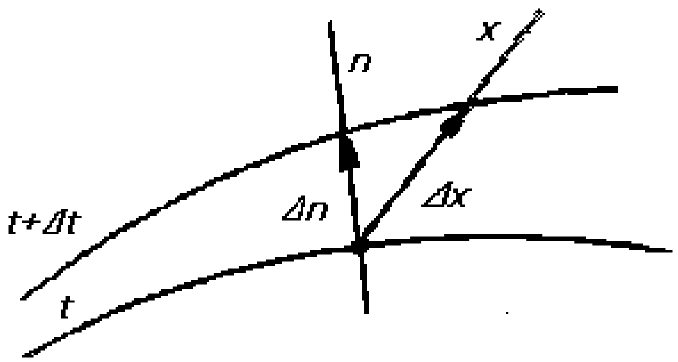
3. La varminterŝanĝo per radiado, kiu okazas inter korpoj aŭ materioj separitaj de si per travarmigeblaj medioj.

Nur tre malofte okazas unu speco de la varminterŝanĝo. Kutime procesas du aŭ ĉiuj tri specoj samtempe. La partopreno de unuopaj specoj estas diversa laŭ la karaktero kaj kondiĉoj de la procezo.

La varminterŝanĝo per la kondukado

Kiam okazas la varmkondukado oni bezonas difini dependecojn inter la temperaturetendiĝo en la medio aŭ en la korpoj kaj la varmfluoj en la konsiderata sistemo.

La varmfluo dependas de la temperaturkampo. Ĝi prezentas la aron de momentĵusaj temperaturvaloroj en ĉiuj punktoj de la konsiderata spaco. Grafike oni bildigas la temperaturkampon helpe de izotermaj – samtemperaturaj surfacoj. Ili formas geometrian lokon de punktoj de la sama temperaturo.



La plej granda temperaturŝanĝiĝo, kiam oni samtempe konsideras ankaŭ la direkton por iu certa supozata punkto, difinas la temperaturgradianton. Ĝi estas esprimata per la sekva vektoro:

(1)

$$grad \quad t = \lim \left(\frac{\Delta t}{\Delta n} \right)_{\Delta n \to 0} = \frac{\partial t}{\partial n}$$

Ĝi ekhavas la sencon kiel la derivo nur tiam, kiam la temperaturkampo estas kontinue seninterrompa. La funkcio **t = f(x, y, z, τ)**, kiu esprimas ĉi tiun kampon matematike estas kontinua kaj havas en la konsiderata regiono sian derivon.

x, y, z – la koordinatoj de la konsiderata punkto

τ – la tempo

La temperaturkampo estas skalara grando, sed ĝia temperaturgradianto estas vektoro.

La varmfluo $\vec{q}$ estas vektoro, kiu prezentas la varmmulton trairintan en la direkto de normalo al la izoterma areo-unuo dum la tempunuo. Laŭ la dua termodinamika teoremo direktas la vektoro de la varmfluo el lokoj kun pli alta temperaturo al lokoj kun pli malalta temperaturo. Ĝi havas la malan sencon kompare kun la temperaturgradiento.

Por la vektoro de la varmfluo validas la ekvacio de Fourier:

(2)

$$\overrightarrow{q} = -\lambda \quad grad \quad t$$

La minuso en ĉi tiu ekvacio esprimas la reciproke malan sencon de la vektoroj de fluo kaj de temperaturgradiento.

Por la varmo, kiu trairas la elementan izoterman areon ds' dum la tempero dτ egalas:

(3)

$$d^2\overrightarrow{Q} = -\overrightarrow{q}dSd\tau$$

La koeficiento λ, W/m.deg, kiu troviĝas en la ekvacio (2), estas nomata la koeficiento de la varmkondukeco. Ĝi estas karakteriza fizika grando por ĉiu konsiderata korpo aŭ materio.

La plej grandajn valorojn havas la metaloj, precipe tiuj, kiuj estas kemie puraj, kun preciza kristalstrukturo. Jam tre malgrandaj almiksaĵoj malaltigas la varmkondukecon de metaloj. Pli malbone kondukas la varmon nemetalaj materioj. La plej malbonaj kondukantoj estas gasoj. Ĉi tiun econ de gasoj oni eluzas por la konstruo de izolaĵaj materialoj. La izolaĵeco de solidaj materialoj estas precipe kaŭzita per la gasplenigitaj poroj.

La koeficiento de la varmkondukeco por izotropaj materioj estas la funkcio de la temperaturo. La influo de la premo estas neglektigebla. Ĝi elstaras kiel konsiderinda faktoro nur por gasoj dum tre altaj premoj (p>2000 bar) aŭ dum tre malaltaj premoj (p<20 mbar). Oni esprimas ĉi tiun dependencon helpe de la sekva ekvacio:

(4)

$$\lambda = \lambda_0 + bt$$

λ_0 − la varmkondukeco dum la temperaturo 0 °C b − la konstanto kiu povas esti aŭ pozitiva aŭ negativa laŭ la karaktero de la materio.

Ka kristalaj materioj havas la valorojn λ diversajn laŭ la direkto de la kristaliĝaj aksoj.

La likvaĵoj havas la varmkondukecon pli altan ol gasoj. Pro tio ankaŭ malsekaj materialoj kondukas la varmon pli bone ol sekaj.

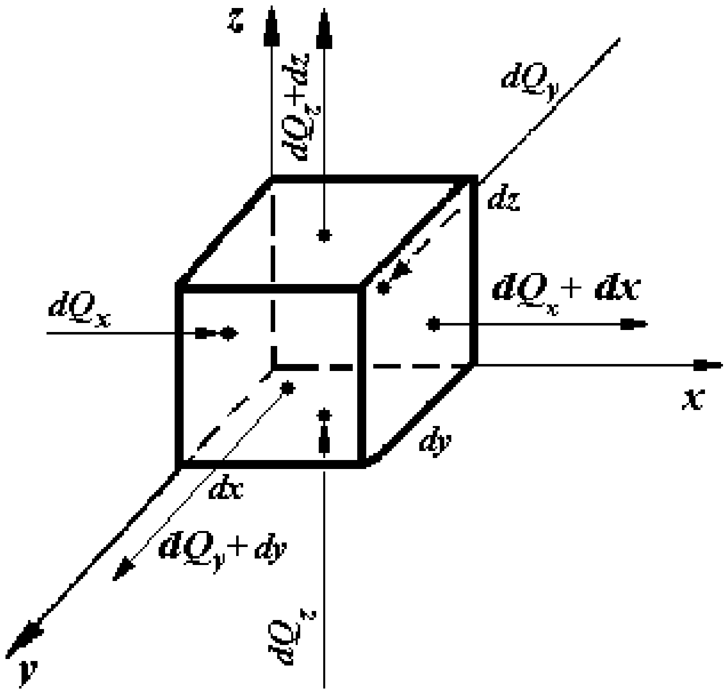
Por teknikaj kalkuloj oni supozas, ke la koeficientoj de la varmkondukeco estas konstantaj en tiel larĝa intervalo kiel nur estas ebla.

La diferenciala ekvacio de la varmkondukeco

Por la difino de la varmfluo necesas koni la temperaturgradianton kaj tiel ankaŭ la temperatur etendiĝon en likvaĵo. Por la solvado oni povas uzi la diferencialan ekvacion de la varmkondukeco, kiun oni povas dedukti el la unua termodinamika teoremo.

Por ĉi tiu celo oni difinu kaj eltranĉu en la fluanta izotropa materio elementan prismon, kiu havas dimensiojn dx, dy, dz kaj estas direktita laŭ la aksoj x, y, z de la ortangula koordinatsistemo.

Kiam oni neglektas la premŝanĝiĝon, la aldonita varmo al la prismo egalas al la alkresko de entalpio.



Al la prismo oni aldonas la varmon per la kondukado. Laŭ la ekvacio de Fourier rezultas, ke oni kondukmaniere aldonas en la direkto de la akso x dum la tempo en la prismon la varmon:

$$dQ_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} dydzd\tau$$

kaj el la prismo oni elkondukas la varmon:

$$dQ_{x+dx} = dQ_x + \frac{\partial}{\partial x}(dQ_x)dx = dQ_x - \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial x}\right) dxdydzd\tau$$

La varminterŝanĝo de la prismo per la kondukado en la direkto de la akso x estas:

$$dQ_x - dQ_{x+dx} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial x}\right) dxdydzd\tau$$

Analogie por la direkto de la aksoj y kaj z validas:

$$dQ_y - dQ_{y+dy} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial y}\right) dxdydzd\tau$$

$$dQ_z - dQ_{z+dz} = \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial z}\right) dxdydzd\tau$$

Do la entuta varminterŝanĝo per la kondukado dum la tempo dτ havas la sekvan valoron:

$$dQ = \left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial z}\right)\right] dxdydzd\tau$$

En la elementa prismo povas ekesti la varmo ankaŭ per iu ena fonto. Tiu kazo okazas dum la trafluo de la elektra fluo tra kondukiloj aŭ dum la radioaktiva disfalo. Kiam ekestas en volumenunuo dum tempunuo la varmo Qx(x,y,z,τ) (en W/m3) tiam estas al la konsiderata elementa prismo aldonita dum la tempero dτ la sekva varmo:

(6)

$$dQ^x dxdydzd\tau$$

La varmo ankaŭ estas aldonita al la fluanta likvaĵo aŭ gaso per ĝia propra frotado. Ĝi estas dum malgrandaj rapidecoj neglektebla.

La aldonita varmo plialtigas dum la tempo dτ la temperaturon de la prismo je dt/dτ•dτ. Pro tio la entalpio de la prismo plialtiĝas je la valoro:

(7)

$$c\rho\frac{dt}{d\tau}dxdydzd\tau$$

c – la specifa varmo de la prismo – (por la izoterma procezo ĝi estas c_p), J/kg•deg.

ρ – la specifa maso de la prismo, kg/m^3

dt – la totala diferencialo de la temperaturo

La totala diferencialo de la temperaturo por ĉi tiu kazo estas:

$$dt = \frac{\partial t}{\partial \tau}d\tau + \frac{\partial t}{\partial x}dx + \frac{\partial t}{\partial y}dy + \frac{\partial t}{\partial z}dz$$

Per la kunigo de la matematikaj esprimoj 5,6 kaj 7 ekestas la rilato:

$$c\rho\frac{dt}{d\tau}dxdydzd\tau = \left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial z}\right)\right] dxdydzd\tau + Q^x dxdydzd\tau$$

kaj post ĝia adapto estas:

(8)

$$c\rho\frac{dt}{d\tau} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial z}\right) + Q^x$$

Ĝenerale estas la grandoj λ,c, kaj ρ dependaj funkcioj:

$$\lambda = f_1(x, y, z, \tau)$$
$$c = f_2(x, y, z, \tau)$$
$$\rho = f_3(x, y, z, \tau)$$

Sed oni povas ilin por certaj intervaloj konsideri kun sufiĉe granda precizeco kiel konstantajn. Kaj por tio povas la ekvacio (8) ricevi la sekvan formon:

$$\frac{dt}{d\tau} = a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right) + \frac{Q^x}{c\rho}$$

(9)

$$\frac{dt}{d\tau} = a\nabla^2 t + \frac{Q^x}{c\rho}$$

$a = \frac{\lambda}{c\rho}$ la - - koeficiento de la varmtransformo. Ĝi estas la fizika karakteriza grando de la materio.

∇^2 – - la operator de La Place

a = λ/cρ, (m2/s)

La ekvacio (9) esprimas dependecojn en la fluanta likvaĵo aŭ gaso kiu validas por konstantaj fizikaj karakterizaj grandoj kaj por nekonstantigita procezo.

Kiam estas la procezo sen iu ena varmfonto Qx = 0, oni ricevas la diferencialan ekvacion de la varmkonduko de Fourier:

(10)

$$\frac{dt}{d\tau} = a\nabla^2 t$$

Kiam oni volas prijuĝi malsaman kapablecon de diversaj korpoj kaj materioj ŝanĝi la temperaturojn de tavolojn per la alkondukita varmo oni devas mencii du el plej altaj kaj plej malaltaj koeficientoj de la varmtransporto:

la seka ligno a = 0.972•10-7 m^2/s

la arĝento a = 1.7-4 m^2/s

Ĉi tio signifas, ke la varmkondukeco de arĝento estas preskaŭ 2000-oble pli alta.

La operatoro de Laplace ∇^2 havas fizikan sencon. Kiam ĝi estas pozitiva, tiam okazas la plivarmigo, sed kiam ĝi estas negativa, tiam okazas la plimalvarmigo. Por la konstantigita varmfluo la temperaturo ne dependas de la tempo. La funkcio de la temperaturo plialtiĝas t = f(x.y, z). Samtempe plisimpliĝas anakŭ la ekvacio (10). La operatoro de Laplace havas nulan valoron:

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

Por korpoj, kiuj estas simetriaj kaj havas la kurban surfacon estas konvena uzi cilindrajn aŭ sferajn koordinatojn. Do la operatoro de Laplace en cilindraj koordinatoj havas la sekvan formon:

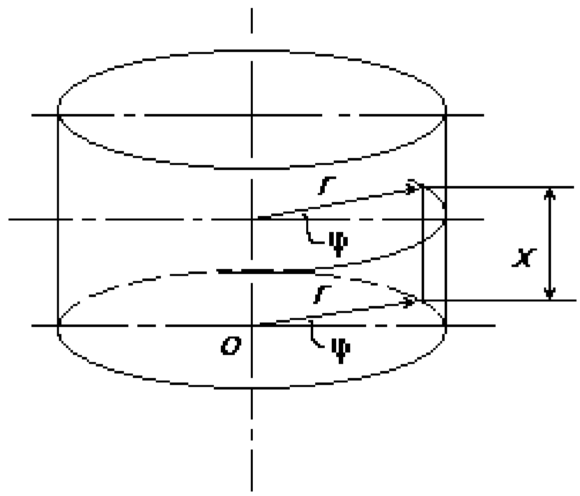
$$\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 t}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}$$

Koordinatoj:

x – la akso de la cilindro

r – la radio

φ – la angulo de la radio

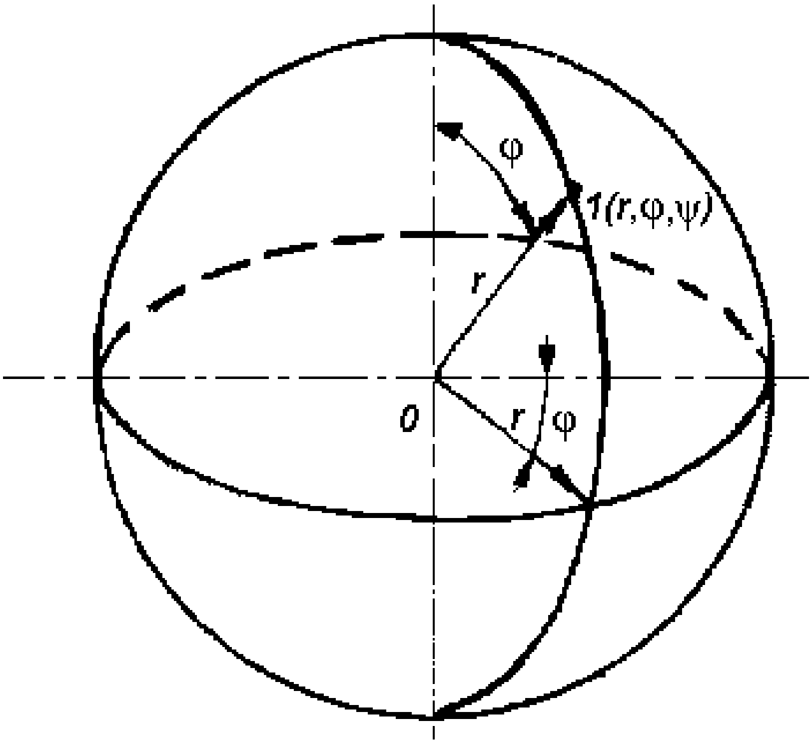


Kaj la operatoro de Laplace en sferaj koordinatoj havas la sekvan formon:

Koordinatoj: r – la radio

φ – la angulo de la radio

ψ – la angulo de la longeco



La longeco kaj la larĝeco estas analogiaj al tiuj de la terglobo:

$$\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial t}{\partial r} + \frac{\cos\phi}{r^2 \sin\phi}\frac{\partial t}{\partial\phi} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 t}{\partial\phi^2} + \frac{1}{r^2\sin^2\phi}\frac{\partial^2 t}{\partial\phi^2}$$

La konstantigita varmkonduko en solidaj korpoj de simplaj geometriaj formoj

En la kazo de la nekonstantigita varkmonduko oni devas koni la tempon sekvan de temperaturŝanĝiĝo. Ofte oni bezonas atento-sekvi nur la varmkondukadon en la konstantigita stato, dum kiu la tempraturkampo kaj memkompreneble ankaŭ la varmfluo jam ne ŝanĝiĝas. Ĉi tiu procezo estas nomata la konstantigita varmfluo de varmkondukado.

Laŭ la ekvacio de Fourier rezultas por la varmfluo tra la area unuo (W/m^2):

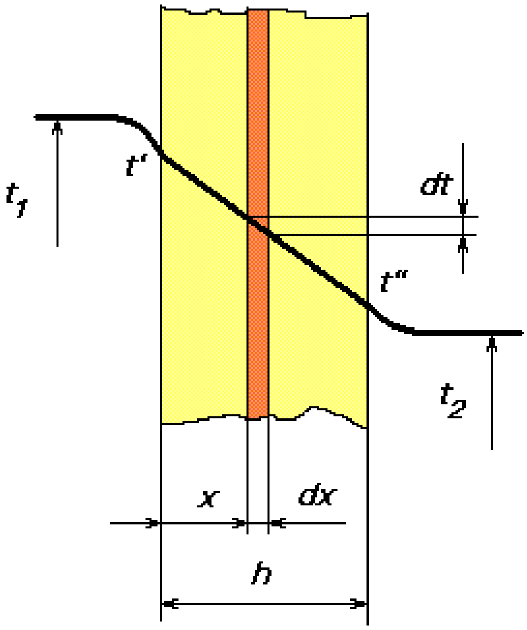
$$q = konst = -\lambda \quad grad \quad t$$

kaj por la varmo fluanta tra la aero S:

$$Q = konst = -\lambda \quad Sgrad \quad t$$

La konstantigita varmkonduko tra unu tavola kaj kelktavola vandoj

Oni konsideru pri ebena vando, kies dikeco estas rimarkinda ol dimensioj de ĝia surfaca areo. Sur unu flankon de la vando influas la ĉirkaŭaĵo kun la temperaturo t_0 kaj sur la alian flankon la ĉirkaŭaĵo kun la temperaturo t_2. Oni havas la taskon difini la disetendon de la temperaturo en la vando kaj specifan varmfluon tra ĝi.



t_1, t_2 – la temperaturo de ĉirkaŭaĵoj t', t'' – la temperaturo de vando

Por la unudimensia varmkonduko tra la vando kun la konstanta koeficiento de la varmkondukeco λ validas la diferenciala ekvacio de la konstatigita varmkonduko:

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

kies integralo havas la sekvan formon:

(11)

$$t = C_1 x + C_2$$

La ekvacio estas lineara. Se oni metas la komencon de la koordinata sistemo sur unu surfacon de la rondo, oni povas fiksi libervolajn integrajn konstantojn C_1 kaj C_2 laŭ sekvaj kondiĉoj:

1. por

$$x = 0$$

$$t = t' + C_2$$

t' – ĉi tio estas la temperaturo la de la unua vandsurfaco

2. por

$$x = h$$

$$t = t''$$

$$t'' = C_1 + t'$$

$$C_1 = \frac{t' - t''}{h}$$

t” – ĉi tio estas la temperaturo de la dua vandsurfaco

Por la temperaturetendo en la ebena vando validas la sekva ekvacio:

(12)

$$t(x) = t' - (t' - t'')\frac{x}{\lambda}$$

La (specifan) varmfluon oni povas difini el sekva formo:

$$q = t' - \lambda\frac{dt}{dx}$$
$$dt = -\frac{q}{\lambda}dx$$

post al integrado:

(13)

$$t(x) = -\frac{q}{\lambda}x + C$$

Ĉi tiu ekvacio havas la saman karakteron kiel la ekvacio (11).

El limaj kondiĉoj oni povas difini la konstanton C jene:

$$x = 0$$

kaj

$$t(x) = t'$$

post la anstataŭigo en la ekvacio (13) estas:

$$C = t'$$

kaj por x =h, t(x) = t”, c = t’ estas:

$$t'' = \frac{q}{\lambda}h + t'$$
$$q = \frac{t' - t''}{\frac{h}{\lambda}}$$

(14)

$$q = \frac{\lambda}{h}(t' - t'')$$

Analogie validas por la varmfluo inter la vando kaj ambaŭ ĉirkaŭaĵoj la sekvaj ekvacioj:

(15)

$$q = \alpha_1(t_1 - t')$$

(16)

$$q = \alpha_2(t'' - t_2)$$

Kiam oni sumigas ekvacioj 14, 15, 16 rezultas la nova ekvacio por la varmkonduko tra la vando inter du ĝiaj ĉirtkaŭaĵoj.

$$t_1 - t' = q\frac{1}{\alpha_1}$$
$$t' - t'' = q\frac{h}{\lambda}$$
$$t'' - t_2 = q\frac{1}{\alpha_2}$$

$$t_1 - t_2 = q\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{h}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}\right)$$

(17)

$$q = \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{h}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}$$

kaj por la tuta areo de la vando S validas:

(18)

$$Q = \frac{S(t_1 - t_2)}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{h}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}$$

$h/\lambda = R$ estas la rezistanto de la vandtavolo kontraŭ la varmkondukado

$1/\alpha_1$, $1/\alpha_2$ estas la rezistancoj de la varmtransiro inter la ĉirkaŭaĵo kaj la vando

Kiam la vando konsisitas el pluraj tavoloj, do entuta rezistanto estas la sumo de unuopaj tavolrezistancoj:

$$\Sigma_{i=1}^{i=n} R_i$$

Kaj la ekvacioj 17, 18 ekhavas la sekvan formon:

(19)

$$q = \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\alpha_1} + \Sigma_1^n R_i + \frac{1}{\alpha_2}}$$

(20)

$$Q = \frac{S(t_1 - t_2)}{\frac{1}{\alpha_1} + \Sigma_1^n R_i + \frac{1}{\alpha_2}}$$

$R_i = h_i/\lambda_i$ – la rezistanco de la tavolo kontraŭ la varmkondukado
i – la numero de la vandtavolo

La ekvacion 20 oni povas plisimpligi jene:

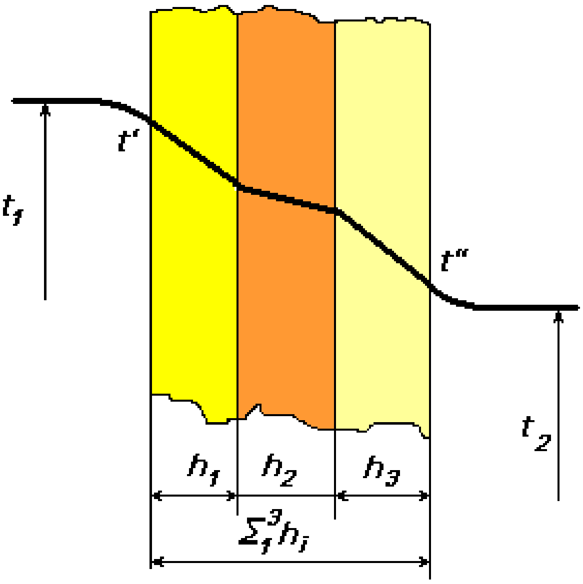
(20a)

$$Q = kS(t_1 - t_2)$$

En ĉi tiu kazo signifas k la sekvan esprimon:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \Sigma_1^n R_i + \frac{1}{\alpha_2}}$$

Ĝi estas la koeficiento de la varmtransiro de la tuta plurtavola vando.

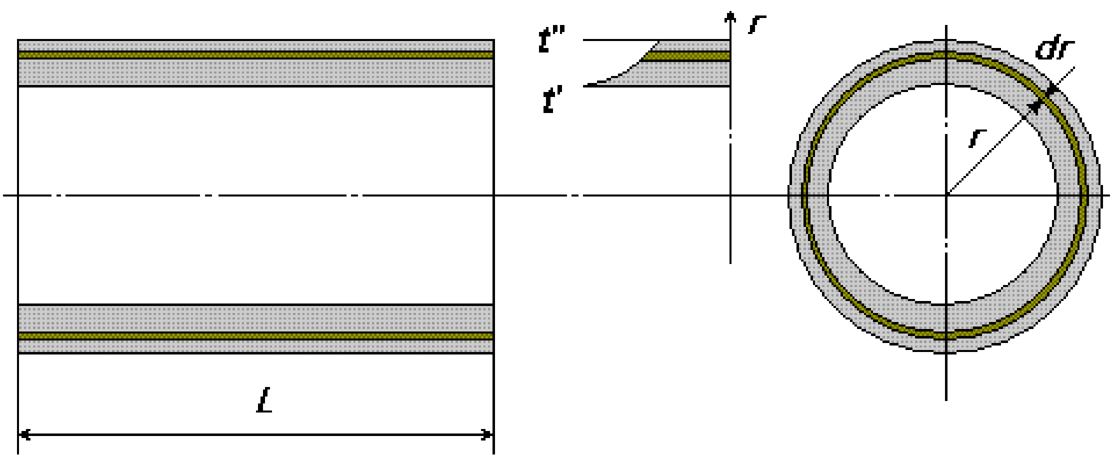


La reistanco de la tritavola vando estas:

$$\Sigma_1^3 = \frac{h_i}{\lambda_i} = \frac{h_1}{\lambda_1} + \frac{h_2}{\lambda_2} + \frac{h_3}{\lambda_3}$$

La varmkonduko tra unutavola kaj kelktavola tubvandoj

Oni konsideru pri tubo, kies dikeco kaj diametro estas rimarkinde pli malgrandaj ol ĝia longeco. La tubvando estas el la ena flanko influata per la konstantigita varmfluo kaŭzita per iu varmfonto. La ena medio havas la temperaturon t_1. La ekstera ĉirkaŭaĵo havas la temperaturon t_2.



L – la longo de la tubo S = 2πrL – la surfaca areo de la varmfluo

La temperaturo de la ena tubvandflanko estas t' kaj de la ekstera t". La varmfluo celas en la radia direkto. Kiam la radio r ŝanĝiĝas je alkreskiĝo dr tiam la temperaturo ŝanĝiĝas je dt. La izotermaj – samtemperaturaj – areoj formas cilindrajn tavolmantelojn kun la radio r.

Por la tuta varmo, kiu trairas la tuban areon validas la sekva ekvacio:

$$Q = -\lambda 2\pi r L \frac{dt}{dr}$$
$$dt = \frac{-Q}{2\pi r L\lambda} \frac{dt}{dr}$$

post la integrado:

$$t' - t'' = \frac{Q}{2\pi L\lambda} \ln \frac{r_2}{r_1}$$
$$Q = 2\pi L \frac{t' - t''}{\frac{1}{\lambda} \ln \frac{r_2}{r_1}}$$

aŭ (21)

$$Q = 2\pi L \frac{t' - t''}{\frac{1}{\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}}$$

Analogie por la varmtransiro inter la ena medio kaj la tubvando same kiel inter la tubvando kaj la ekstera ĉirkaŭaĵa medio validas du sekvasj ekvacioj:

(22)

$$Q = \pi d_1 L \alpha_1 (t' - t'')$$

(23)

$$Q = \pi d_2 L \alpha_2 (t'' - t_2)$$

Post la sumigo de la ekvacioj 21, 22, 23 oni ekhavas la rilaton:

(24)

$$Q = L \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\pi d_1 \alpha_1} + \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\pi d_2 \alpha_2}}$$

$1/\alpha_1$, $1/\alpha_2$ estas al rezistancoj de la varmtransiro inter la ena kaj ekstera ĉirkaŭaĵaj medioj kaj la surfacoj de la tubo.

Kiam la tubo havas plurajn tavolojn la ekvacio por la varmo, kiu trairas la tutan tubon, havas la sekvan formon:

(25)

$$Q = L \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\pi d_1 \alpha_1} + \Sigma_1^n R_{ci} + \frac{1}{\pi d_2 \alpha_2}}$$

La entuta rezistanco $\Sigma_1^n R_{ci}$ estas la sumo de unuopaj rezistancoj de ĉiu tavoloj kontraŭ la varmkondukado. Do ĝia valoro estas:

$$\Sigma_1^n R_{ci} = \frac{1}{2\pi\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\pi\lambda_2} \ln \frac{d_2}{d_2} + ...$$

i – la numero de la tutavolo

d – la diametro de la tubtavolo

λ – la koeficiento de la varmkondukeco

α_1, α_2 – la koeficientoj de la varmtransiro inter la medioj kaj la vandoj. Ili esprimas la varmtransiron precipe per la fluado.

La nekonstantigita varmfluo

Solvi la taskon de la nekonstantigita varmkondukado postulas trovi dependecojn inter la temperaturo kaj varmfluo rilate al la tempo por libervola korppunkto. Ĉi tiujn dependecojn oni povas akiri per la solvo de diferencialaj ekvacioj por la varmkonduko (ekvacio 10). Analitkaj metodoj celas al universala solvo de la tasko. Pro tio ili estas komplikaj kaj donas solvon ofte nur por simplaj korpoj kun pluraj plisimpligantaj supozoj.

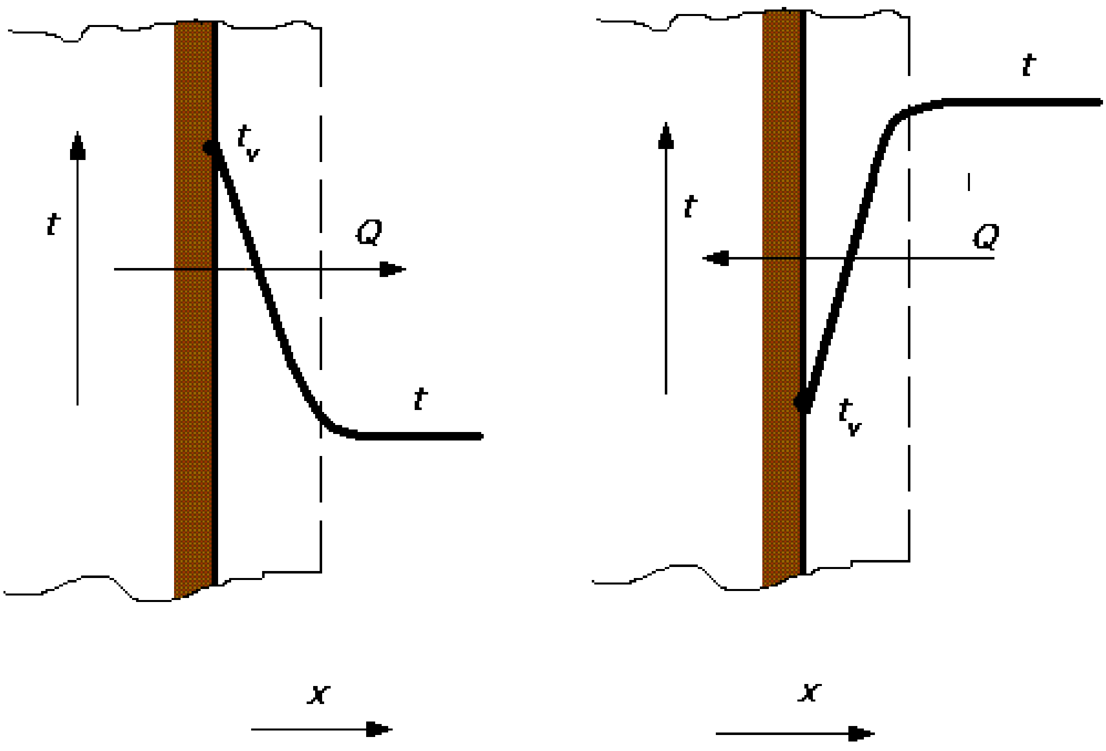
En la praktiko oni ofte uzas sukcesplene metodon de direkta mezurado, aŭ metodojn bazantajn sur la analogio de la varmfluo kaj la laminara fluado de likvaĵoj kun elektraj procezoj. Ofrte oni povas ankaŭ akiri solvon helpe de la metodo de limogitaj diferencoj aŭ de la metodo de elementara ekvilibreco.

Ĉiuj kalkulmetodoj devas esti senĉese komparataj en siaj rezultoj kun la realeco per mezurado de fabrikitaj kaj instalitaj ekipaĵoj kaj maŝinoj. Alimaniere ili perdus sian valoron.

La varminterŝamĝo per la fluado

La varminterŝanĝo inter likva aŭ gasa madio kaj solida surfaco de la pli varma aŭ pli malvarma vando estas la procezo tre malsimpla. Dum ĉi tiu procezo okazas la movo de la fluaĵo (likvaĵo aŭ gaso), kiu estas tre malfacile matematike esprimebla. La fluaĵo koheras sur la vandoj. En la tuŝapuda proksimeco de la vando ili havas la saman temperaturon kiel la vando. En la lima tavolo egalas la fluaĵrapideco ol nulo aŭ estas minimuma. Samtempe en iu certa distanco de la vando la valoroj de temperatura kaj rapideca kampoj ŝaĝiĝas.

La movo de la fluaĵo povas esti kaŭzata intence, helpe de iu maŝino. Tiukaze oni parolas pri la deviga fluado. Sed ĝi povas ekesti ankaŭ per la diferenco de la specifaj pezoj en diversaj lokoj de la fluaĵo kaŭzita per la temperatura diverseco de fluanta maso. Oni nomas ĝin la natura fluado.



La varmfluon en la vandon, aŭ el la vando oni povas esprimi per la dependeco de la surfacareo S kaj temperaturdiferenco $\Delta t = t_v - t$. Oni nomas ĝin la rilato de Newton:

$$Q = \alpha S(t_v - t)$$

aŭ(26)

$$Q = \alpha S(t - t_v)$$

Laŭ la fludirekto oni uzas unu el ĉi tiuj du ekvacioj

t_v – la temperaturo de la vando α – la koeficiento de la varmtransiro; W/m2deg 1/ α = R – la rezistanco kontraŭ la varmtransiro

La teknikaj kalkuloj de la varmfluo por la varmtransiro dum la fluado estus tre simpla, se oni konus la numeran valoron de la koeficiento por la varmtransiro α. Sed bedaŭrinde ĝia valoro dependas de b=nombraj ŝanĝiĝantaj grandoj. Do ĝi ne estas fizika karakteriza valoro kiel λ. Solvante la varmtraniron oni devas respekti la fluadon de la fluaĵo laŭlonge de vandoj aŭ leĝoj de la hidrodinamiko aŭ aerodinamiko kaj samtempe la varmfluadon laŭ leĝoj de la termodinamiko.

La elementaj diferencialaj ekvacioj por varmtransiro

La varmtransiro inter la solida vando jaj fluadĵo estas karakterizita helpe de la fundamentaj diferencialalj ekvacioj de la hidrodinamuiko kaj de la varmtranskonduko en la moviĝanta medio. La rapideckampo en la ĝeneraliganta formo estas difinita per la ekvacio de la kontinueco:

(27)

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} + div(\rho \overrightarrow{w}) = 0$$

kaj la ekvacio por la movo de Stokes kaj Navier:

(28)

$$\rho \frac{d\overrightarrow{w}}{d\tau} = \rho \overrightarrow{g} - grad\ p + \eta \nabla^2 \overrightarrow{w} + \frac{\eta}{3} div \overrightarrow{w} = 0$$

ρ – la specifa maso; kg/m3 τ – la tempo; s

w – la rapideco de la fluanta medio; m/s – ĝi estas la vektoro

g – la tera akcelo; m/s2 – ĝi estas la vektoro

p – premo

η – la dinamika viskozeco

ρg – la pezoforto de la volumenunuo da fluaĵo

Por la nekunpremebla medio la ekvacio (28) plisimpliĝas, ĉar estas:

$$div\ \overrightarrow{w} = 0$$

laŭ tio validas:

(29)

$$\rho \frac{d\overrightarrow{w}}{d\tau} = \rho \overrightarrow{g} - grad\ p + \eta \nabla^2 \overrightarrow{w}$$

Kiam la temperaturoj en du punktoj de la medio diferencas, la proporcio de specifaj masoj egalas en ĉi tiuj punktoj dum la konstanta premo al la sekva esprimo:

$$\frac{\rho_0}{\rho} = 1 + \gamma(t - t_0)$$

kaj post la adapto de ĉi tiu ekvacio estas

(30)

$$\rho_0 - \rho = \rho\gamma(t - t_0)$$

γ – la volumena dilateco; 1/deg

Kiam oni obligas la esprimon sur la dekstra flanko de la ekvacio (30) per la terakcelo g ĝi prezentas la malan forton de la levoforto de Archimedes por volumenunuo de fluaĵo:

$$\overrightarrow{A} = -\rho\gamma\overrightarrow{g}\Delta t$$

Post la anstataŭigo en la ekvacio (29) oni ricevas la sekvan formon:

(31)

$$\rho\frac{d\overrightarrow{w}}{d\tau} = \overrightarrow{g}(\rho_0 - \rho\gamma\Delta t) - grad\ p - \eta\nabla^2\overrightarrow{w}$$

La fundamenta ekvacio por la varmkonduko en la izotropa medio estas esprimita per la ekvacio (9):

(9)

$$\frac{dt}{d\tau} = a\nabla^2 t + \frac{Q^x}{c\rho}$$

En ĉi tiu ekvacio oni supozas, ke la koeficiento de la varmkondukeco λ estas konstanto kaj la alkondukita varmo en la supozitan volumenon kaŭzita pere de la realigita laboro de la likvaĵo estas neglektebla.

Al la menciitaj ekvacioj estas necese ankoraŭ alvicigi la ekvaciojn de fourier kaj Neŭton por la varmfluo en la lima tavolo de la fluaĵo:

(2, 32)

$$q = -\lambda\ grad\ t = \alpha(t_v - t)$$

t_v – la temperaturo de la vando

La menciitaj diferencialaj ekvacioj estas dedukitaj el universalaj fizikaj leĝoj, kaj priskribas procezojn en la plej ĝeneraligitaj formoj. Por multegaj procezoj de la varminterŝanĝo ĉi tiuj ekvacioj validas kaj oni povas ilin uzi. Sed oni devas samtempe por ĉiu kazo ankoraŭ konkretigi kondiĉojn, kiuj difinas unusensecon de la procezo:

La aro de kondiĉoj konsistas:

1. geometriaj kondiĉoj, kiuj karakterizas la formon de supozitaj korpoj kaj iliaj dimensioj;
2. el fizikaj kondiĉoj, karakterizantaj fizikajn ecojn de la medio;
3. el limkondiĉoj konkretigantaj fizikajn grandojn de procezo sur la limo de diversaj medioj;
4. el tempaj kondiĉoj, kiuj karakterizas la ŝanĝiĝoj de la procezo dum iu certa tempintervalo kaj en la dependeco de la tempo.

La kondiĉoj povas esti esprimitaj per numeroj, per funkciaj rilatoj aŭ per diferencialaj ekvacioj. La solvo de ĉi tiuj sistemoj de ekvacioj estas tamen en kelkaj kazoj kondiĉita per plisimpligintaj supozoj. Oni povas ĉi tion praktike eluzi nur tiam, kiam la plisimpligo malfavore ne influas la rezulto en komparo kun la realeco.

Ĉar la elkalkulitaj rezultoj malgraŭ ĉiu alia klopodplene ofte tro diferencas de ia eksperiente konsisitita realeco oni uzas por la solvado de ĉi tiuj malfacilaj taskoj modelajn metodojn. Sur modeloj oni mezuras necesajn fizikajn grandojn, kiujn oni aplikas en teknikaj kalkuloj. Tiel estas ebla atingi sufiĉe precizajn rezultojn, kiuj ne estas tro multekostaj. Sed oni devas ilin ĉiam kompari kun la realeco sur la fabrikita ekipaĵo. Oni tiel povas difini la diferencojn kaj samtempe trovi kaŭzojn, kial ili ekzistas. La diferencoj kaj la kaŭzoj servas por la korektado de la estontaj kalkuloj.

La teorio de la simileco por la varminterŝanĝo por la fluado

Oni ofte uzas la eksperimentan metodon bazitan sur la teorio de la simileco, ĉar ĝi donas sufiĉe precizajn rezultojn dedukitajn de malgrandaj ekipaĵoj. Ĝi estas relative malmultekosta. Oftege ĝi eĉ prezentas la solan eblecon por difino de necesaj valoroj por la teknika kalkulado.

Oni povas uzi la metodon de la simileco nur kiam oni plenumis la sekvajn kondiĉojn de la observataj procezoj:

1. La fizikaj procezoj povas esti konsiderataj kiel simplaj nur tiam, kiam ili estas la procezoj de la sama speco kaj kiam validas por ili la ekvacioj de la sama formo, senco kaj enhavo.

2. Por la fizika simileco estas samtempe necesa ankaŭ la simileco geometria, ĉar similaj procezoj realiĝas ĉiam nur en similaj geometriaj kondiĉoj de observataj sistemoj.

3. Analizante similajn procezojn oni povas kompari nur samspecajn grandojn, kiuj havas la saman fizikan signifon, kaj estas esprimitaj en samaj fizikaj unuoj, kiuj apartenas al simile situataj punktoj en la spaco kaj al korelativaj tempintervaloj.

4. La simileco de du fizikaj procezoj signifas la similecon de ĉiuj grandoj, kiuj karakterizas la pripensatan procezon.

En similaj sistemoj havas la proporcio de certaj grandoj la saman numeran valoron por ĉiuj korelativaj punktoj de la konsiderataj sistemoj. Oni nomas ilin kriterioj de la simileco. Ili estas sendimensiaj kaj kunmetitaj procezoj. Oni povas ilin difini por ĉiu fizika procezo. La bazo de la similecteorio estas la dependecoj inter unuopaj ŝanĝeblaj grandoj matematike esprimitaj. Tial havas valoron eĉ tiuj diferencialaj ekvacioj, kiuj ne estas integreblaj, ĉar helpe de simileckriterioj oni povas elkalkuli kiun ajn elementon de la pripensata sistemo.

Fundamentaj teoremoj de la simileco estas:

1. Similaj procezoj havas samajn simileckriteriojn. (Newton)

2. La integralon de la diferenciala ekvacio, kiu priskribas la observatan procezon, oni povas esprimi per la funkcio de simileckriterioj deduktitaj el la sama diferenciala ekvacio. Ĉi tiu teoremo devenas de Federman kaj Buekingham

3. La prozejoj estas similaj, kiam ili havas similajn kondiĉojn de la unusenceco kaj kiam ĉiuj simileckriterioj, eĉ deduktitaj estas en sia numera valoro la samaj. Ĉi tiu teoremo devenas de Kirpiĉev kaj Guchman.

El ĉi tiuj fudamentaj teoremoj rezultas por la praktiko la sekvaj konkludoj:

Dum la eksperimento oni devas mezuri ĉiujn grandojn, kiuj difinas la simileckriteriojn de la observata procezo. La rezultojn de la eksperimenta mezurado oni devas esprimi per simileckriterioj kaj difini rilatojn inter unuopaj simileckriterioj en la formo de kriteriaj ekvacioj.

La varmproceza simileco

La varmprocezoa simileco estas ebla nur tiam, kiam la observataj sistemoj estas geometrie kaj mekanike similaj. Por la kompletigo de la varmproceza simileco estas ankoraŭ necesa la simileco de temperaturkampoj kaj de varmfluoj de la menciitaj sistemoj.

Du similaj sistemoj de la varmprocezoj estas esprimataj per du samspecaj vicoj de ekvacioj. Ekzample per la ekvacio de la varmkonduko kaj per la ekvacio de la varmfluo estas difinitaj sekvaj vicoj da ekvacioj:

1. la unua vico por la unua sistemo:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right)$$

$$\alpha \Delta t = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y}$$

2. la dua vico por la dua sistemo:

$$\frac{\partial t'}{\partial \tau'} + w_x' \frac{\partial t'}{\partial x'} + w_y' \frac{\partial t'}{\partial y'} + w_z' \frac{\partial t'}{\partial z'} = a \left(\frac{\partial^2 t'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 t'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 t'}{\partial z'^2} \right)$$

$$\alpha'\Delta t' = -\lambda'\frac{\partial t'}{\partial y'}$$

Kiam la procezoj estas similaj, tiam validas, ke en korelativaj punktoj de la spaco kaj en korelativaj tempmomentoj kaj tempintervaloj ĉiu libervola grando de unu sistemo kaj procezo estas proporcia al la samspeca grando de la alia sistemo kaj procezo.

Tial validas:

(33)

$$u' = C_u u$$

u – libervola grando de la unua observata sistemo
u' – la grando korelativa en la dua sistemo
c_u – la konstanto de la simileco, kiu ne dependas de la valoro de koordinatoj kaj de la tempo. Ĝi estas nur la esprimo de antaŭmenciitaj kondiĉoj.

Al la sistemo de du vicoj da ekvacioj, kiuj estas ligitaj pere de la similecdependeco, apartenas la sekvaj ekvacioj:

$$\frac{x'}{x} = \frac{y'}{y} = \frac{z'}{z} = c_L$$

$$\frac{w'_x}{w_x} = \frac{w'_y}{w_y} = \frac{w'_z}{w_z} = c_w$$

$$\frac{a'}{a} = c_a$$

$$\frac{\alpha'}{\alpha} = c_\alpha$$

$$\frac{\tau'}{\tau} = c_\tau$$

$$\frac{t'}{t} = c_t$$

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = c_\lambda$$

c_L, c_W, c_τ, c_a, c_α, c_t, c_λ estas la konstantoj de la simileco de du sistemoj kaj procezoj.
Oni povas esprimi la ŝanĝeblajn grandojn de la dua sistemo per la grandoj de la unua sistemo. Post la anstataŭigo rezultas:

$$\frac{c_t}{c_\tau}\frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{c_w c_t}{c_L}\left(w_x\frac{\partial t}{\partial x} + w_y\frac{\partial t}{\partial y} + w_z\frac{\partial t}{\partial z}\right) = \frac{c_a c_t}{c_L}a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right)$$

$$c_\alpha c_t \alpha \Delta t = -\frac{c_\lambda c_t}{c_L}\lambda\frac{\partial t}{\partial y}$$

Ĉi tiuj ekvacioj kaj la ekvacioj de la unua vico estas identaj. Pro tio ankaŭ validas:

$$\frac{c_t}{c_\tau} = \frac{c_w c_t}{c_L} = \frac{c_a c_t}{c_L^2}$$

$$c_\alpha c_t = \frac{c_\lambda c_t}{c_L}$$

aŭ post la adapto:

$$\frac{c_w c_t}{c_L} = 1$$

$$\frac{c_a c_\tau}{c_L} = 1$$

$$\frac{c_\alpha c_L}{c_L} = 1$$

Helpe de la simileckonstantoj esprimitaj per rilatoj de kolerativaj grandoj oni difinas la simpleckriterioj de la varmproceza simileco, kiuj memkompreneble por similaj procezoj estas konstantaj.

Tial estas:

(34)

$$\frac{a\tau}{L^2} = \frac{a'\tau'}{L'^2} = konst = Fo$$

Fo – la numero de Fourier, kiu karakteizas la kondiĉojn de la nekonstantigita varminterŝanĝo.

(35)

$$\frac{wL}{a} = \frac{w'L'}{a'} = konst = Pe$$

Pe – la numero de Peclet, kiu karakterizas la proporcion de la varmkondukaj kaj perfluadaj varminterŝanĝaj varmfluoj.

(36)

$$\frac{\alpha L}{\lambda} = \frac{\alpha' L'}{\lambda'} = konst = Pe$$

Nu – la numero de Nusselt, kiu karakterizas la intensecon de la varmfluo tra la lima tavolo.

Oni devas ankoraŭ mencii, ke la numero de Peclet estas la produto de numeroj de Reynolds kaj Prandlt:

$$Pe = Re \bullet Pr = \frac{wL}{\nu}\frac{\nu}{a} = \frac{wL}{a}$$

$$Re = \frac{wL}{\nu}\frac{\nu}{a} = \frac{wL}{a}$$

$$Pr = \frac{\nu}{a}$$

Re – ĉi tiu numero estas la kriterio de la mekanika simileco kaj karakterizas la rilatojn de internaj kaj frataj fortoj

Pr – ĉi tiu numero estas la kriterio karakterizanta fizikajn ecojn de la fluaĵo.

(37)

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\nu c\rho}{\lambda} = \frac{\eta c}{\lambda}$$

Gr – la numero de Grashof estas la kriterio de la mekanika simlieco. Ĝi karakterizas la rilaton de levofortoj kaj frotaj fortoj. Ĝi estas grava precipe por la varminterŝanĝo dum la natura nedeviga fluado. Ĝi estas esprimita per sekvaj grandoj

(38)

$$Gr = \frac{gL^3\gamma\Delta t}{\nu^2}$$

ν – la kinetika vizkozeco; m^2/s

η – la dinamika viskozeco; kg/ms

ρ – la specifa maso; kg/m^3

c – la specifa varmo; J/kg•deg

γ – la volumena dilateco; 1/deg (por gasoj)

w – la rapideco m/s

L – la karakteriza dimensio de longo; m

α – la koeficiento de la varmtransiro; J/m^2•s•deg

λ – la koeficiento de la varmkondukeco; J/m•s•deg a – la koeficiento de la varmtransporto; m^2/s

x,y,z – la koordinatoj; m

τ – la tempo; s

t – la temperaturo; deg

g – la tera akcelo; kgm/s^2

Por teknikaj kalkuloj estaj plej favora, kiam oni scias la valoron de la koeficiento de la varmtransiro. Ĝi estas en la numero de Nisselt:

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda}$$

$$\alpha = \frac{Nu\lambda}{L}$$

Por la kriteria numero de Nusselt validas ankaŭ la sekvaj rilatoj:

(39)

$$Nu = f(Fo, Re, Pa, Gr)$$

aŭ (40)

$$Nu = f(Fo, Re, Pr, Gr)$$

Ĉi tiuj funkcioj povas esti plisimpligitaj aŭ pliprezigitaj ankoraŭ per pliaj kriterioj laŭ la karaktero de la observataj procezoj. La rilatoj estas en sia plej ampleksa universaleco vere tre malsimplaj. La valoro α por la koeficiento de la varmtransiro dependas de multegaj ŝanĝigeblaj grandoj, el kiuj oni ofte povas preskaŭ neneiun neglekti.

Pro tio oni en la praktiko ofte uzas empiriajn formulojn, kies formo kaj kies eksponantoj kaj koeficiantoj estas difinitaj por precizaj kondiĉoj en certaj limoj. Samtempe precipe la temperaturo influas karakterizajn fizikajn grandojn kiujn la simpleckriterioj enhavas. Ankaŭ la difino de la karakteriza dimensio esprimita per unuoj de longeco estas tre grava por la uzo de la kriteriaj ekvacioj same kiel por la elkalkulo de la koeficiento de la varmtransiro.

La simileckriterioj povas esti dedukitaj ankaŭ helpe de la dimensia analizo, kiu bazas sur la egaleco de eksponantoj por unuopaj dimensioj de fundamentaj grandoj ambaŭflanke en la ekvacio.

La varmtrairo

En la teknika praktiko kutime okazas la varminetrŝanĝo inter du fluaĵoj, kiuj estas separitaj per solida vando de diversa formo. Ĉi tiu varminterŝanĝo procesas parte per la fluado, kiu okazas en fluaĵoj kaj sur la surfaco de la vando, kaj parte per la pura varmkonduko tra la solida vando. Ĉi iu procezo estas priskribita jam en la ĉapitro pri la konstantigita varmkonduko tra la vandoj kaj tubvandoj sur la paĝoj ... ĝis ...(serĉu laŭ esprimoj).

La varminterŝanĝiloj

La varminterŝanĝiloj estas ekipaĵoj, en kiuj la pli varma materio transdonas la varmon al la pli malvarma materio. La materioj transdonanataj la varmon estas nomataj medioj. Kiel la varmalportantaj kaj varmelportantaj medioj estas uzataj nur fluaĵoj – likvaĵoj aŭ gasoj.

En la varminterŝanĝiloj oni ne povas konsideri la temperaturojn sur ambaŭ flankoj laŭlonge de la solida vando kiel konstantojn. La kazo, kiam validas la ekvacio

(41)

$$Q = kS(t_1 - t_2)$$

estas vere tre malofta. Ĝi povas okazi, kiam en la varminterŝanĝilo realiĝas la kondensado aŭ bolado.

La temperaturdiferenco inter ambaŭ medioj estas en diversaj lokoj de la varminterŝanĝilo kutime malsama. Ĝia valoro kaj tendenco estas substance interfluata per la konstrukcia koncepcio.

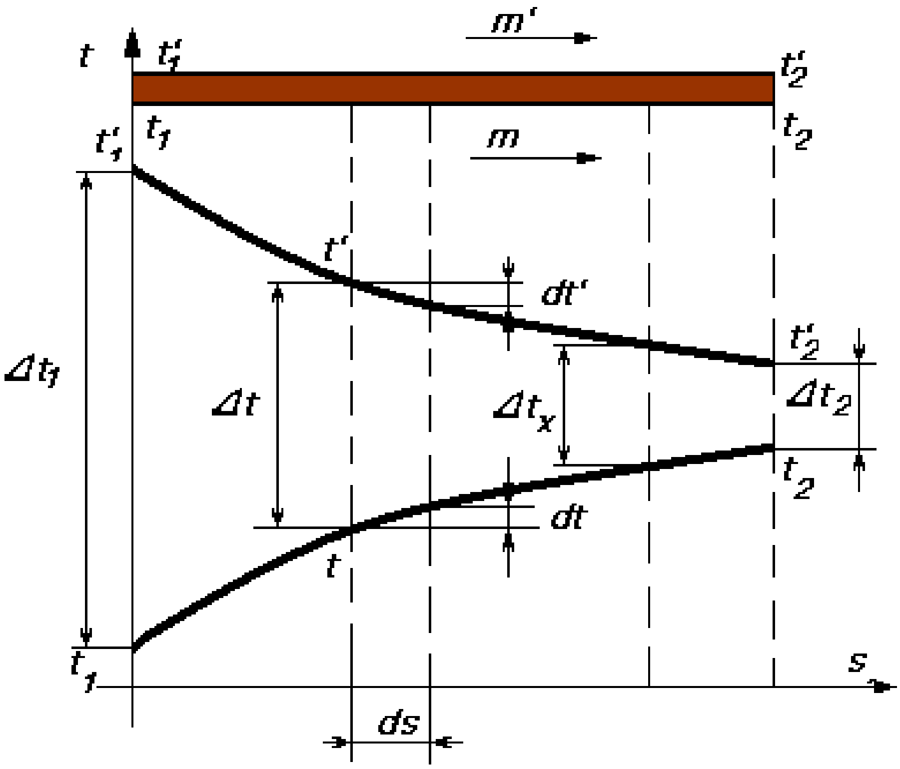
Oni dividas la varminterŝanĝilojn laŭ la fluado de fluaĵmedioj en tri fundamentajn grupojn:

1. La varminterŝanĝiloj kun la samdirektaj fluoj de ambaŭ medioj.

2. La varminterŝanĝiloj kun la kontraŭdirektaj fluoj de ambaŭ medioj.

3. La varminterŝanĝiloj kun krucdirektaj fluoj de ambaŭ varminterŝanĝantaj medioj.

La varminterŝanĝilo kun samdirektaj fluoj:



Por la varminterŝanĝilo kun samdirektaj fluoj la temperaturoj de ambaŭ medioj alproksimiĝas kaj ilia diferenco senĉese malgrandiĝas de Δt_1 ĝis Δt_2.

Tra la area elemento ds trairas la varmfluo:

(42)

$$dQ = kdS(t_1 - t_2) = kdS\Delta t$$

Por ĉi tiu varmfluo validas la ekvacio de la varmbilanco:

$$dQ = m'c'dt' = mcdt$$

(43)

$$dQ = W'dt' = Wdt$$

Samtempe estas:

$$m'c' = W'$$

$$mc = W$$

Post la anstataŭigo por dQ oni ricevas du similajn ekvaciojn:

(44)

$$dt' = \frac{k}{W'}dS\Delta t$$

(45)

$$dt' = \frac{k}{W}dS\Delta t$$

Post la substraho de ambaŭ ekvacioj – (44. 45) – ekestas la sekva ekvacio:

$$-dt' + dt = \left(\frac{1}{W'} + \frac{1}{W'}\right)\Delta t dSk$$

$$-dt' + dt = \left(\frac{1}{W'} + \frac{1}{W}\right)\Delta t dSk$$

$$-d(\Delta t) = \left(\frac{1}{W'} + \frac{1}{W}\right)\Delta t dSk$$

$$N = \frac{1}{W'} + \frac{1}{W}$$

(46)

$$-\frac{d(\Delta t)}{\Delta t} = kNdS$$

Kiam oni povas supozi, ke la koeficiento k estas laŭlonge de la tuta areo konstanta, oni povas integri jene:

$$-\int_{t_1}^{t_0} \frac{d(\Delta t)}{\Delta t} = kN\int_0^S dS$$

$$\ln\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} = kNS$$

$$N = \frac{1}{kS}\ln\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2}$$

kaj post la senlogaritmigo estas:

(47)

$$\Delta t_2 = \Delta t_1 e^{-NkS}$$

Por la temperaturdiferenco Δt_x apartenenta al la areo atentiĝanta ĝis S_x validas analogie:

$$\Delta t_x = \Delta t_1 e^{-NkS_x}$$

El la rilato de la ekvacio (46) rezultas:

$$-d(\Delta t) = NdQ$$

post la integrado:

$$\Delta t_1 - \Delta t_2 = QN$$

$$\Delta t_1 - \Delta t_2 = Q\frac{1}{kS}\ln N\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2}$$

$$Q = kS\frac{\Delta t_1 - \Delta t_2}{\ln\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2}}$$

(48)

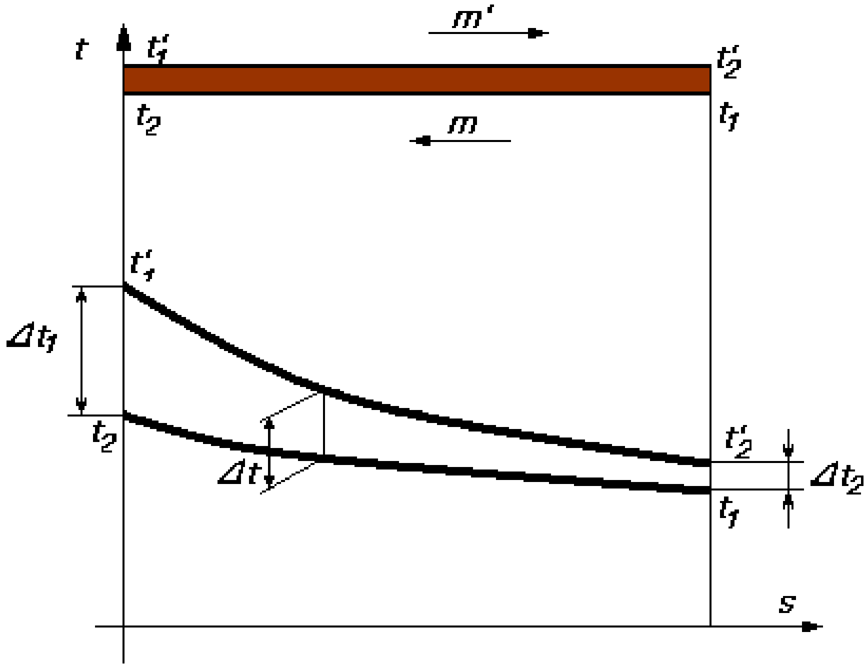
$$Q = kS\Delta t_m$$

La ekvacio (48) validas por la tuta varmfluo tra la tuta varminterŝanĝa areo S dum la konstanta koeficiento de la varmtransiro k. Ĝi entenas la influon de la koeficientoj α kaj λ kaj estas ĉiam pli malgranda ol tiu el ĉiuj menciitaj koeficiento, kiu estas la plej malalta.

$$\Delta t_m = kS\frac{\Delta t_1 - \Delta t_2}{\ln\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2}}$$

La esprimo Δt_m estas nomata la geometria mezvaloro de temperaturdiferencoj. Oni ne povas ĝin anstataŭigi per la aritmetika mezvaloro, ĉar ekestus tro granda neprecizeco.

La varminterŝanĝilo kun kontraŭdirektaj fluoj:



La disetendo de la temperaturoj de la kontraŭdirektaj fluoj de medioj en la varminterŝanĝilo laŭlonge de la varmiterŝanĝa vando montras, ke ĉi tiu maniero estas pli efika. Oni povas atingi la pli altan temperaturon en la elirejo de la malvarmigata medio ol la enirtemperaturo de malvarmiganta medio. Ĉi tion oni povas atingi en la varminterŝanĝiloj kun la samdirektaj fluoj de medio.

La rilatoj por la kalkulo estas la samaj, kiel por la varminterŝanĝilo kun la samdirektaj fluoj. Oni nur devas enlokigi la valorojn de temperaturdiferencoj en la ekvacion (48)jene:

$$\Delta t_1 = t_1' - t_2$$
$$\Delta t_2 = t_2' - t_1$$
$$\Delta t_m = \frac{\Delta t_1 - \Delta t_2}{\ln \frac{\Delta t_1}{\Delta t_2}}$$

—— ● ——

La enkalkulo de la varminterŝanĝiloj kun la krucdirektaj fluoj de ambaŭ medioj estas tre malfacila, ĉar la temperaturdiferencoj ŝanĝiĝas en la dependenco de ambaŭ ortangulaj direktoj.

\- + -

Artikolaj fontoj kaj kontribuantoj

Termodinamiko/Leciono 8 *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?oldid=12093 *Kontribuantoj*: Aleksandro, Kajaeo, 9 Anonimaj redaktoj

Bildaj fontoj, licencoj kaj kontribuantoj

Dosiero:Varmokondukado.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Varmokondukado.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Dosiero:Varmkonduka_prismo.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Varmkonduka_prismo.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Dosiero:Cilindro.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Cilindro.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Dosiero:sfero.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Sfero.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Dosiero:Varmfluo_tra_muro.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Varmfluo_tra_muro.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Dosiero:Tritavola_muro.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Tritavola_muro.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Dosiero:Tubo.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Tubo.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Dosiero:Varminreŝanĝo_per_fluado.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Varminreŝanĝo_per_fluado.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Dosiero:Samdirekta_interŝanĝilo.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Samdirekta_interŝanĝilo.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Dosiero:Kontraŭdirekta_varminterŝaĝilo.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Kontraŭdirekta_varminterŝaĝilo.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Permesilo