

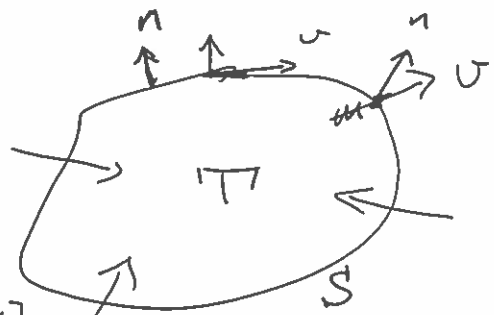
Avsn. 12.5 Varmeledningslikningarna

30.9.19

De tre viktigaste likningarna
 {

- Baljelikningarna
- Varmeledn.
- Laplaces likning

Varmeledning
 varmeledande
 material



$u =$ temperatur [K]
 $= u(x, y, z, t)$

$k =$ varmeledningskoefficient [$\frac{W}{mK}$]
 $\rho =$ massetetthet [kg/m^3]
 $c =$ specifika värme [J/kgK]
 $c^2 = k/\rho c$ termisk diffusivitet [m^2/s]

} konstanter

Fysiske lover: ① Newton's avkylningslov

$$\vec{v} = -k \nabla u \leftarrow$$

↑ varmeledning

② Energibevaring

Total energi i Π : $H(t) = \iiint_{\Pi} \rho c u \, dx \, dy \, dz$

Varme som strömmar ut av legemet:

$$+ \iint_S \vec{v} \cdot \vec{n} \, dA$$

Energibevaring:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = - \iint_S \vec{v} \cdot \vec{n} \, dA$$

$$= - \iint_S (-k) \nabla u \cdot n \, dA$$

$$= k \iint_S \nabla u \cdot n \, dA = k \iiint_T \operatorname{div} \nabla u \, dx \, dy \, dz$$

\uparrow Gauss' theorem
 divergenztheorem

$$= k \iiint_T \nabla^2 u \, dx \, dy \, dz$$

$$\nabla u = \left(\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial u}{\partial y}, \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad \text{gradient (nabla)}$$

$$\operatorname{div} \nabla u = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \nabla^2 u = \Delta u$$

\uparrow
Laplace-Operatoren

$$\frac{\partial H}{\partial t} = k \iiint_T \Delta u \, dx \, dy \, dz$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_T \rho \sigma u \, dx \, dy \, dz = \iiint_T \rho \sigma \frac{\partial u}{\partial t} \, dx \, dy \, dz$$

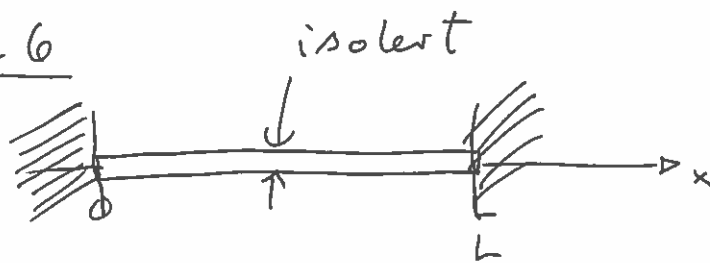
das: $\iiint_T \left[\rho \sigma \frac{\partial u}{\partial t} - k \Delta u \right] dx \, dy \, dz = 0$

Dieses gilt für alle umwände T . Da u in
 integranden verschwindet, Also

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \left(\frac{k}{\rho \sigma} \right) \Delta u = \underline{\underline{c^2 \Delta u}}$$

$\leftarrow c^2$

Avsnitt 12.6



$u =$ temperaturen $= u(x, t)$

Varmeledningsligningen: $\frac{\partial u}{\partial t} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$

$$u_t = c^2 u_{xx}$$

Konstant temperatur for $x=0$ og $x=L$

$$u(0, t) = u(L, t) = 0$$

Initiell temperatur $u(x, 0) = f(x)$

Vi må ha at $f(0) = f(L) = 0$

initial betingelse \rightarrow $\begin{cases} u_t = c^2 u_{xx} \\ u(x, 0) = f(x) \end{cases}$ \leftarrow sep. av variable

rand betingelse \rightarrow $u(0, t) = u(L, t) = 0 \leftarrow$ Dirichlet rand bet.

Separasjon av variable

Antar $u(x, t) = G(t) F(x)$

Innsatt i ligningen:

$$\dot{G} F' = G^2 G F''$$

$$\frac{\dot{G}}{c^2 G} = \frac{F''}{F} = k$$

Venstresiden avhenger bare av t , mens høyresiden bare avhenger av x . Vi skal ha likhet for alle (x, t) . Da må venstresiden = høyresiden = konstant = k

Vi hadde $\frac{\dot{G}}{c^2 G} = k = -p^2 = -\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2$

eller

$$\dot{G}^2 = -c^2 \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 G = -\lambda_n^2 G$$

med løsning $G_n(t) = \delta_n e^{-\lambda_n^2 t}$

Altså $u(x,t) = F_n(x) G_n(t) = \underbrace{\delta_n \alpha_n}_{B_n} \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) e^{-\lambda_n^2 t}$

Da vil også

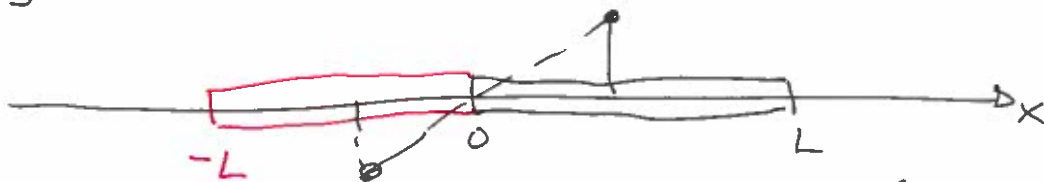
$$\sum u_n = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) e^{-\lambda_n^2 t}$$

oppfylle ligningen + Dirichlet vand. bet.
(antatt at rekken konvergerer!)

Initialbetingelsen:

$$f(x) = u(x,0) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right)$$

Utdeler f til å være definert på $[-L, L]$ ved å sette $f(-x) = -f(x)$



Da blir F -rekken til f en F -sinus-rekke

$$\begin{aligned} \text{og } B_n &= \frac{1}{L} \int_{-L}^L \underbrace{f(x)}_{\text{odde}} \underbrace{\sin\frac{n\pi x}{L}}_{\text{odde}} dx \\ &= \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \sin\frac{n\pi x}{L} dx \end{aligned}$$

Das ist Lösungssystem av

$$\begin{cases} u_t = c^2 u_{xx} \\ u(x, 0) = f(x) \\ u(0, t) = u(L, t) = 0 \end{cases}$$

er gitt ved:

$$u(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) e^{-\lambda_n^2 t}$$

der

$$B_n = \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) dx$$

$$\lambda_n = c \frac{n\pi}{L}$$

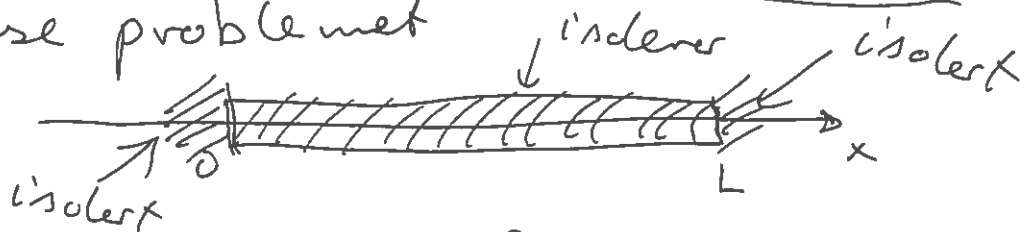
Sep av variable

① Anta $u(x, t) = G(t) F(x)$
+ rand. bet.

② Finner spesialløsninger

③ Summerer alle spesialløsninger og tilpasser initial bet.

Vi skal løse problemet



$$u_t = c^2 u_{xx}$$

Neumann
rand. bet.

$$\rightarrow u_x(0, t) = u_x(L, t) = 0$$

$$u(x, 0) = f(x)$$

Sep av variable:

Anta $u(x, t) = G(t) \bar{F}(x)$

$$G' \bar{F} = c^2 G \bar{F}''$$

$$\frac{\dot{G}}{c^2 G} = \frac{F''}{F} = \underline{k}$$

Rand bet:

$$u_x(0, t) = G(t) F'(0) = 0$$

$$u_x(L, t) = G(t) F'(L) = 0$$

Sam gör

$$\begin{cases} F'(0) = F'(L) = 0 \\ F'' = kF \end{cases}$$

$k=0$: $F(x) = \alpha x + \beta$, $F'(x) = \alpha = 0$

Da må $F(x) = \beta$

$k > 0$:
"p"

$$F(x) = \alpha \sinh px + \beta \cosh px$$

$$F'(x) = p \alpha \cosh px + \beta p \sinh px$$

$$0 = F'(0) = p \alpha \cosh 0 \Rightarrow \alpha = 0$$

$$0 = F'(L) = \beta p \sinh pL \Rightarrow \beta = 0$$

das $F(x) = 0$

$k < 0$:
"-p"

$$F(x) = \alpha \sin px + \beta \cos px$$

$$F'(x) = \alpha p \cos px - \beta p \sin px$$

$$0 = F'(0) = \alpha p \Rightarrow \alpha = 0$$

$$0 = F'(L) = -\beta p \sin pL \Rightarrow pL = n\pi$$

Det gör $\underline{F_n(x) = \beta_n \cos\left(\frac{n\pi}{L} x\right)}$

Sam tidigare för n

$$G_n(t) = \gamma_n e^{-\lambda_n^2 t}$$

der $\lambda_n = \frac{n\pi}{L} c$

Da blir

$$u_n(x, t) = \underbrace{\beta_n \gamma_n}_{A_n} \cos\left(\frac{n\pi}{L} x\right) e^{-\lambda_n^2 t}$$

$$n \in \mathbb{N}_0 = \{0, 1, 2, \dots\}$$

Generell løsn:

$$u(x,t) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n \cos \frac{n\pi x}{L} e^{-\lambda_n^2 t}$$
$$= \underline{B_0} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right) e^{-\lambda_n^2 t}$$

Initialbet:

$$\underline{f(x)} = u(x,0) = \underline{B_0} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right)$$

Vi utvider f som en like funksjon på intervallet $[-L, L]$. Da blir F -rekken til f en F -cosinus-rekke

$$\text{der } B_0 = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L f(x) dx = \frac{1}{L} \int_0^L f(x) dx$$

$$B_n = \frac{1}{L} \int_{-L}^L f(x) \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right) dx = \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right) dx$$

Vi ser at $u(x,t) \rightarrow B_0$ når $t \rightarrow \infty$

(Ned s. 563)