

Forelesningsnotater

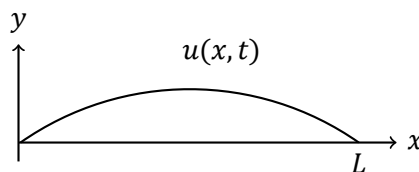
Uke 36/37 - Partielle differensialligninger

Disse forelesningsnotatene er ikke noen erstatning for læreboken, for den er en murstein, altså tar den flere tiår, en haug med slaver, samt et stort forlag, å skrive. Løsningsforslag til oppgavene underveis kommer bakerst. Satser på å få opp presisjonsnivået i notatene etterhvert. Feil sniker seg inn - finner du noen, send gjerne epost til morten.nome@gmail.com.

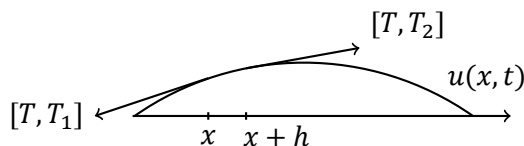
Bølgeligningen

Utleddning

Vi tenker at vi har en vibrerende streng som er spent opp i $x = 0$ og $x = L$. La $u(x, t)$ være en funksjon som for hvert tidspunkt t og hvert punkt x beskriver utslaget fra likevektslinjen, som ligger langs x -aksen. Strengen har konstant massetetthet ρ [kg/m].



Vi tar en nærmere titt på strekkraftene på et lite stykke av strengen. Vi antar at tyngdekraften er neglisjerbar, og at strengen er helt elastisk, slik at strengestrekking, som virker parallelt med strengen, er eneste kraft. Vi antar at hvert punkt på strengen kun beveger seg loddrett, og at den horisontale komponenten av strengestrekking er konstant lik T .



Vi setter opp Newtons andre lov for den lille biten fra x til $x + h$. Massen til en bit med lengde h er $h\rho$, og akselerasjonen til strengen i punktet x er $u_{tt}(x, t)$. Netto kraft på biten er gitt ved $T_2 + T_1$, slik at

$$h\rho u_{tt}(x, t) = T_2 + T_1,$$

eller

$$\frac{\rho}{T} u_{tt}(x, t) = \frac{T_2/T + T_1/T}{h} = \frac{u_x(x+h, t) - u_x(x, t)}{h},$$

siden stigningstallet til tangenten til strengen er gitt ved u_x . Lar vi nå $h \rightarrow 0$, får vi bølgeligningen

$$u_{tt}(x, t) = c^2 u_{xx}(x, t),$$

der $c^2 = \frac{T}{\rho}$.

Oppstilling av problem

Det er ikke nok med en differensialligning som beskriver strengens bevegelse. Vi må også ha informasjon om hvordan bevegelsen starter, og hvor strengen er spent opp. Et fullstendig oppstilt problem er

$$u_{tt}(x, t) = c^2 u_{xx}(x, t), \quad (1)$$

med randkrav

$$u(0, t) = u(L, t) = 0, \quad (2)$$

og initialkrav

$$u(x, 0) = f(x) \quad u_t(x, 0) = g(x). \quad (3)$$

Selve differensialligningen (1) forteller oss hva slags fysiske lover som skal tilfredssettes, eller hva slags oppførsel vi kan forvente av løsningen, for eksempel at det er en vibrerende streng det er snakk om. Randkravene (2) forteller oss at strengen er spent opp i $x = 0$ og $x = L$, slik at løsningen står helt i ro der. Initialkravene (3) forteller oss noen om hvordan bevegelsen settes i gang; f angir strengens posisjon ved $t = 0$, mens g angir strengens fart ved $t = 0$. Når man spiller en tone på en gitar ved å dra i strengen og slippe den, slik man vanligvis gjør, er $g = 0$.

Løsning ved separasjon av variable

Et stort geni har engang tenkt at løsningen på bølgeligningen kan skrives

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

Han hadde rett. Det blir meget pent. Innsetting i (1) gir

$$F(x)G''(t) = c^2 F''(x)G(t).$$

Vi deler på $c^2 F(x)G(t)$ og får

$$\frac{F''(x)}{F(x)} = \frac{G''(t)}{c^2 G(t)}.$$

Siden x og t skal kunne varieres uavhengig av hverandre, må vi ha at

$$\frac{F''(x)}{F(x)} = \frac{G''(t)}{c^2 G(t)} = -k \quad \text{der } k > 0,$$

altså at

$$F''(x) + kF(x) = 0$$

og

$$G''(t) + kc^2G(t) = 0.$$

Vi skal først løse ligningen for F . Den karakteristiske ligningen blir $z^2 + k = 0$, som gir $z = \pm i\sqrt{k}$, slik at

$$F(x) = A \cos \sqrt{k}x + B \sin \sqrt{k}x.$$

Vi kan nå bruke randkravene (2) til å bestemme A og k . Krever vi

$$u(x, 0) = F(0)G(t) = AG(t) = 0,$$

kan dette oppnås ved å sette $A = 0$. Krever vi

$$u(x, L) = F(L)G(t) = B \sin(\sqrt{k}L)G(t) = 0,$$

kan dette oppnås ved å sette $B = 0$, som er uinteressant siden da blir $u(x, t) = 0$, eller ved å kreve

$$\sqrt{k}L = n\pi.$$

slik at

$$k = \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2.$$

Nå ser vi hvorfor $k > 0$. Dersom $k < 0$, blir $F(x) = Ae^{\sqrt{k}x} + Be^{-\sqrt{k}x}$, og da gir randkravene $F(x) = 0$. Dersom $k = 0$, blir $F(x) = Ax + B$ og da gir randkravene også $F(x) = 0$. Vi ser at $n > 0$, for dersom $n < 0$ byttes bare fortegnet på B , som ennå er ubestemt. Ved å ta en titt på det endelige løsningen av problemet, ser man at B er overflødig, og vi velger $B = 1$.

Ligningene

$$G''(t) + c^2 \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 G(t) = 0.$$

løses av

$$G_n(t) = A_n \cos c \frac{n\pi}{L} t + B_n \sin c \frac{n\pi}{L} t,$$

så de generelle løsningene til bølge-ligningen med randkrav (2) blir

$$u_n(x, t) = F(x)G_n(t) = \left(A_n \cos c \frac{n\pi}{L} t + B_n \sin c \frac{n\pi}{L} t \right) \sin \frac{n\pi}{L} x.$$

Vi har ennå ikke tatt stilling til initialkravene (3). Det kan vi klare ved å skrive

$$u(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} u_n(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(A_n \cos c \frac{n\pi}{L} t + B_n \sin c \frac{n\pi}{L} t \right) \sin \frac{n\pi}{L} x.$$

Dersom vi nå krever

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

ser vi at summen til høyre bør være fourierrekken til den odde utvidelsen til f , og følgelig bør

$$A_n = \frac{1}{L} \int_{-L}^L f(x) \sin \frac{n\pi}{L} x \, dx = \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \sin \frac{n\pi}{L} x \, dx.$$

På samme vis, dersom

$$g(x) = u_t(x, 0) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n c \frac{n\pi}{L} \sin \frac{n\pi}{L} x,$$

bør summen til høyre være fourierrekken til den odde utvidelsen til g , og følgelig må

$$B_n = \frac{2}{cn\pi} \int_0^L f(x) \sin \frac{n\pi}{L} x \, dx.$$

For å oppsummere:

Bølgeligningen

$$u_{tt}(x, t) = c^2 u_{xx}(x, t),$$

med randkrav

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

og initialkrav

$$u(x, 0) = f(x) \quad u_t(x, 0) = g(x),$$

løses av

$$u(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(A_n \cos c \frac{n\pi}{L} t + B_n \sin c \frac{n\pi}{L} t \right) \sin \frac{n\pi}{L} x,$$

der

$$A_n = \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \sin \frac{n\pi}{L} x \, dx \quad \text{og} \quad B_n = \frac{2}{cn\pi} \int_0^L f(x) \sin \frac{n\pi}{L} x \, dx.$$

Varmeligningen

'Utleddning'

Nå skal vi istedet tenke oss en isolert stang der temperaturen er gitt av $u(x, t)$. Varme kan slippe ut eller tilføres gjennom endepunktene, men ingen andre steder.

Varmeenergi strømmer fra varme til kalde områder, og varmestrømmen er proporsjonal med temperaturgradienten, altså $u_x(x, t)$. Hvis vi ser på et infinitesimalt stykke av stangen med lengde h , kan man si at netto endring i varmeenergi i stykket er proporsjonal med differansen mellom det som strømmer ut på den ene siden og inn på den andre, altså

$$hu_t(x, t) = c^2(u_x(x + h, t) - u_x(x, t)),$$

der c er en konstant relatert til varmekapasiteten. Deler vi på h og lar $h \rightarrow 0$, får vi varmeligningen

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

Løsning på begrenset intervall - separasjon av variable

Vi skal løse varmeligningen

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

på stang med lengde L . Randkravene

$$u(0, t) = u(L, t) = 0, \tag{4}$$

sier at temperaturen holdes konstant lik 0 i endepunktene, og initialkravet

$$u(x, 0) = f(x) \tag{5}$$

sier at temperaturfordelingen er gitt ved $f(x)$ når tiden begynner å gå.

Vi prøver separasjon av variable

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

På samme vis som for bølgeligningen, får vi

$$F''(x) + kF(x) = 0$$

og

$$G'(t) + kc^2G(t) = 0.$$

Å finne F og k blir eksakt repetisjon av argumentet for bølgeligningen, mens

$$G_n(t) = A_n e^{-c \frac{n\pi}{L} t}$$

slik at de generelle løsningene til bølgeligningen med randkrav $u(0, t) = u(L, t) = 0$ blir

$$u_n(x, t) = F(x)G_n(t) = \left(A_n e^{-c \frac{n\pi}{L} t} \right) \sin \frac{n\pi}{L} x.$$

Likeledes kan initialkravet $u(x, 0) = f(x)$ inkorporeres ved å legge sammen alle løsninger

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

sette $t = 0$

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

og observere at dette blir riktig dersom A_n er fourierkoeffisientene til den odde utvidelsen til f

$$A_n = \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \sin \frac{n\pi}{L} x \, dx.$$

Løsning på hele x -aksen

Vi skal nå løse varmeligningen

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

på en uendelig lang stang. Randkravene skal være

$$\lim_{x \rightarrow \pm\infty} u(x, t) = 0, \tag{6}$$

mens initialkravet er som før

$$u(x, 0) = f(x), \tag{7}$$

der vi antar

$$\lim_{x \rightarrow \pm\infty} f(x) = 0. \quad (8)$$

Vi skal løse dette problemet ved å fouriertransformere varmeligningen med hensyn på x . Siden $\lim_{x \rightarrow \pm\infty} u(x, t) = 0$, er dette lov, og vi får

$$\mathcal{F}(u_t) = c^2 \mathcal{F}(u_{xx}).$$

Vi tar en kikk på disse to. Hvis vi antar at u er kontinuerlig deriverbar i t , og fouriertransformen er med hensyn på x , kan vi skrive

$$\mathcal{F}(u_t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} u_t(x, t) e^{-iwx} dx = \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} u(x, t) e^{-iwx} dx = \hat{u}_t(w, t),$$

og

$$\mathcal{F}(u_{xx}) = -w^2 \mathcal{F}(u) = -w^2 \hat{u}(w, t),$$

slik at

$$\hat{u}_t = -c^2 w^2 \hat{u}.$$

Vi later som om dette er en ordinær differensialligning for \hat{u} , og får

$$\hat{u}(w, t) = A(w) e^{-c^2 w^2 t}.$$

Fouriertransformerer vi initialkavet, ser vi at

$$A(w) = \hat{u}(w, 0) = \mathcal{F}(u(x, 0)) = \mathcal{F}(f(x)) = \hat{f}(w), \quad (9)$$

og da er det egentlig bare å inversfouriertransformere, og så har vi løsningen

$$u(x, t) = \mathcal{F}^{-1}(\hat{u}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(w) e^{-c^2 w^2 t} e^{iwx} dw.$$

Vel og bra, men vi kan komme oss et knepp til. Husk at

$$f * g = \mathcal{F}^{-1}(\sqrt{2\pi} \hat{f} \hat{g}),$$

og observer at

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(w) e^{-c^2 w^2 t} e^{iwx} dw = \mathcal{F}^{-1}(\hat{f} e^{-c^2 w^2 t}),$$

så hvis vi kunne inverstransformere $e^{-c^2 w^2 t}$, hadde det vært bra. Husk fra tabellen at

$$\mathcal{F}\left(e^{ax^2}\right) = \frac{1}{\sqrt{2a}} e^{-\frac{w^2}{4a}}.$$

Setter vi

$$a = \frac{1}{4c^2t},$$

og ganger og deler litt med konstanter, kan vi si at

$$\mathcal{F}\left(\frac{1}{c\sqrt{2t}} e^{-\frac{x^2}{4c^2t}}\right) = e^{-c^2w^2t}.$$

Dette gir

$$u(x, t) = \mathcal{F}^{-1}(\hat{f} e^{-c^2w^2t}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(f * \frac{1}{c\sqrt{2t}} e^{-\frac{x^2}{4c^2t}} \right) = \frac{1}{2c\sqrt{\pi t}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-\frac{(x-v)^2}{4c^2t}} dv.$$