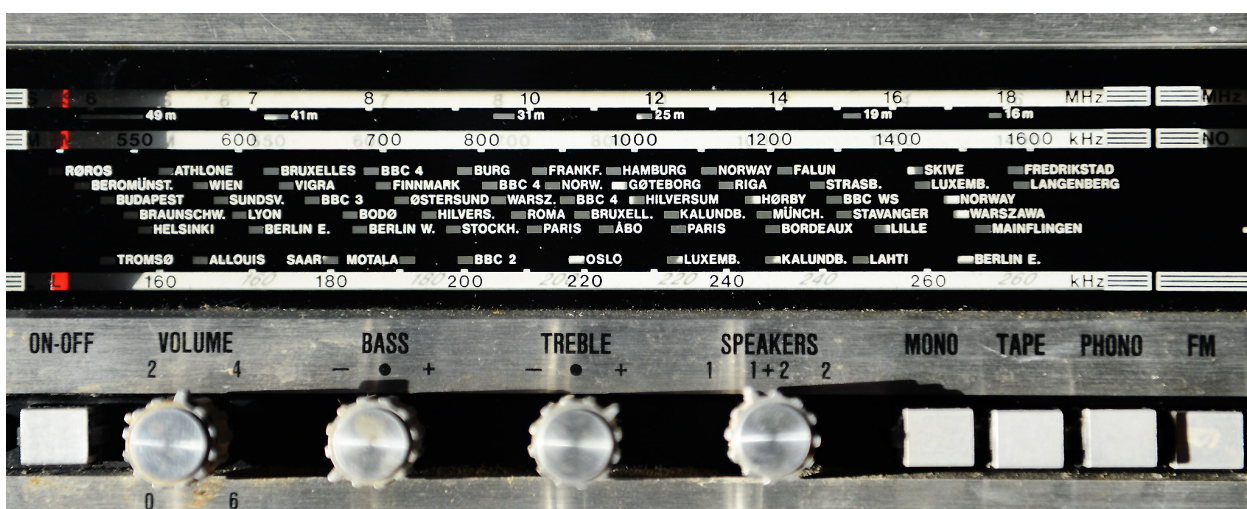


Kapittel 2

Tvungne svingninger og resonans



Litt av fronten på Norges stolthet for mange år siden: En Tandberg Solvsuper radio!.

Ordet resonans kommer kanskje fra det engelske uttrykket ”resound”. Synger vi med riktig tonehøyde, kan vi få et hulrom til å synge med, - og på en måte forsterke lyden vi puttet inn. I dag brukes ordet i mange ulike sammenhenger, men alltid har det noe med at en impuls vinner gjenklang i et eller annet medium. Når vi stiller radioen på å motta signaler fra en radiosender, sørger vi for at meget svake signaler som antennen fanger opp, blir plukket ut fra alle andre ikke-interessante signaler som kommer samtidig. Det kan synes som ren magi.

Fysikken bak slike fenomener er på en måte enkel når vi begrenser oss til de aller enkleste tilfellene. Går vi litt mer i dybden kommer det fram detaljer som gjør det hele mye mer utfordrende og spennende. En god fysiker bør kunne seg å trenge litt bak den enkleste teoretiske fasaden. Da får fenomenet litt mer liv, og man er i stand til å utnytte effektene på en nydelig måte.

God fornøyelse!

¹Copyright 2013 for tekst og figurer: Arnt Inge Vistnes. Versjon 10012013

2.1 Tvungne svingninger

Foucault-pendelen i vestibulen på Fysikk-bygget på Blindern svinger med samme amplitude i år etter år, selv om den blir påvirket av luftfriksjon som i prinsippet skulle ha gitt en dempet bevegelse. Grunnen er at pendelen får et lite elektromagnetisk dytt hver gang den passerer det laveste punktet. Når det skjer, lyser en liten rød lysdiode. Dyttet kommer akkurat på det tidspunktet pendelen er på vei bort fra likevektspunktet. På den måten blir svingetiden praktisk talt fullstendig bestemt av pendelens egen naturlige svingetid (gitt av pendellengde og jordens gravitasjon).

I andre sammenhenger kommer “dyttene” i en annen takt enn systemet selv kunne ønsket å bevege seg i. Elektroner i en antenne, membranen i en høyttaler, vuggingen av en båt når bølger passerer, er alle eksempler på systemer som blir påtvunget en svingebevegelse fra en ytre kraft som varierer i tid uavhengig av systemets egen bevegelse. Vi snakker da om *tvungne svingninger* (“forced oscillations” eller “driven oscillations” på engelsk).

Den ytre tidsavhengige kraften kan i prinsippet variere på uendelig mange måter, men en interessant underklasse er karakterisert ved en harmonisk tidsvarierende kraft, det vil si som en sinus- eller cosinusfunksjon. I første del av kapitlet antar vi at den harmoniske kraften varer ved “lengde” (skal konkretisere hva som menes med dette senere).

Dersom vi går tilbake til den mekaniske pendelen vi studerte tidligere, holder oss til den enkle friksjonsbeskrivelsen, og nøyer oss med harmoniske ytre krefter, kan bevegelsen beskrives analytisk.

For et mekanisk system er utgangspunktet igjen Newtons annen lov (se kapittel 1): Summen av kreftene er lik massen ganger akselerasjonen:

$$F \cos(\omega_F t) - kz(t) - b\dot{z}(t) = m\ddot{z}(t)$$

hvor $F \cos(\omega_F t)$ er den ytre kraften som svinger med sin egen vinkelfrekvens ω_F . Dersom vi setter

$$\omega_0^2 = k/m$$

(vinkelfrekvensen for svingningen i et fritt svingende system), kan ligningen også skrives slik:

$$\ddot{z}(t) + (b/m)\dot{z}(t) + \omega_0^2 z(t) = (F/m) \cos(\omega_F t) \quad (2.1)$$

Dette er en inhomogen annenordens differensialligning, og den har en generell løsning av typen:

$$z(t) = z_h(t) + z_p(t)$$

hvor z_h er en generell løsning av den tilsvarende homogene differensialligningen (F satt lik null), mens z_p er en partikulær løsning av den fulle inhomogene differensialligningen.

Vi har allerede i kapittel 1 funnet den generelle løsningen av den tilsvarende homogene ligningen på en konstant faktor nær, så utfordringen blir å finne en partikulær løsning.

Vi vet at løsningen av den homogene ligningen avtar med tiden mot null. Når det er gått lang tid fra start, vil derfor bevegelsen være dominert av den ytre periodiske kraften.

Det er da naturlig å undersøke om en partikulær løsning kan ha følgende form:

$$z_p(t) = A \cos(\omega_F t + \phi) \quad (2.2)$$

hvor A er reell.

Når de to uttrykkene for $z_p(t)$ og $F(t)$ settes inn i ligning (2.1), følger med litt ordning av leddene:

$$(\omega_0^2 - \omega_F^2) \cos(\omega_F t + \phi) - (b/m)\omega_F \sin(\omega_F t + \phi) = F/(Am) \cos(\omega_F t)$$

Setter vi inn uttrykkene for sinus og cosinus til en sum (se Rottmann), følger:

$$\begin{aligned} (\omega_0^2 - \omega_F^2) \{ \cos(\omega_F t) \cos \phi - \sin(\omega_F t) \sin \phi \} - (b/m)\omega_F \{ \sin(\omega_F t) \cos \phi + \cos(\omega_F t) \sin \phi \} \\ = F/(Am) \cos(\omega_F t) \end{aligned}$$

Leddene med $\sin(\omega_F t)$ og leddene med $\cos(\omega_F t)$ danner tilsammen to ligninger som hver for seg må tilfredsstilles. Tar vi for oss leddene som inneholder $\sin(\omega_F t)$ -ledd (og forkorter med dette sin-uttrykket), følger:

$$(\omega_F^2 - \omega_0^2) \sin \phi = (b\omega_F/m) \cos \phi$$

Faseforskjellen mellom utslag og påtrykt kraft er da gitt ved følgende uttrykk:

$$\tan \phi = \frac{b\omega_F/m}{\omega_F^2 - \omega_0^2} \quad (2.3)$$

Bruker vi leddene som inneholder $\cos(\omega_F t)$ (og forkorter med dette cos-uttrykket), får vi:

$$(\omega_0^2 - \omega_F^2) \cos \phi - (b\omega_F/m) \sin \phi = F/(Am)$$

Vi bruker så uttrykket $\sin x = \pm \tan x / \sqrt{1 + \tan^2 x}$ fra Rottmann (og et tilsvarende uttrykk for cos) sammen med ligning (2.3).

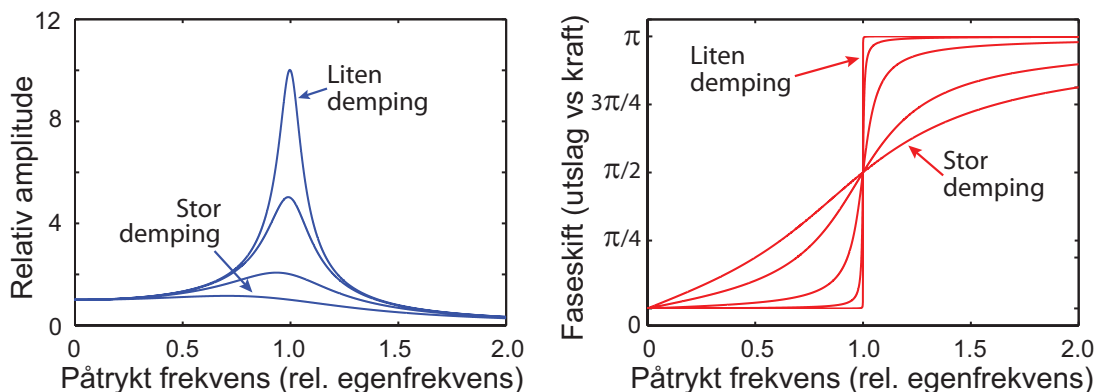
Med litt mellomregning får vi da følgende uttrykk for amplituden i de tvungne svingningene:

$$A = \frac{F/m}{\sqrt{(\omega_F^2 - \omega_0^2)^2 + (b\omega_F/m)^2}} \quad (2.4)$$

Det er nå på tide med en oppsummering av hva vi har gjort:

For en tvungen svingning med en harmonisk kraft som varer lenge, har vi vist at en partikulær løsning (som gjelder lenge etter at kraften er koblet til) faktisk er en harmonisk svingning som er faseforskjøvet i forhold til den opprinnelige kraften, som gitt i ligning (2.2).

Amplituden i svingningene er da gitt av ligning (2.4) og faseforskjellen mellom utslaget og kraften er gitt av ligning (2.3). Figur 2.1 viser skjematisk hvordan amplituden og fasen varierer med frekvensen til den påtrykte kraften. Frekvensen til kraften er gitt relativt til frekvensen til svingningene i samme system dersom det ikke var noe påtrykt kraft og heller ingen friksjon/demping.



Figur 2.1: Amplituden i en tvungen svingning (venstre) og faseforskjellen mellom utslag og den påtrykte kraften (høyre) som funksjon av frekvensen til den påtrykte kraften.

Vi ser at amplituden er størst når frekvensen til kraften er nær den samme som svingningene i samme system uten påtrykt kraft og demping. Vi kaller dette fenomenet for *resonans*, og detaljer vil bli diskutert i neste delkapittel.

Fasen er omtrent lik $\pi/2$ ved resonans, det vil si kraften er omtrent $\pi/2$ faseforskjøvet foran utslaget. For fjærpendelen betyr det at kraften er størst i retning oppover når pendelen passerer likevektspunktet på vei oppover.

Utenfor resonans er faseforskjellen mindre enn $\pi/2$ når den påtrykte frekvensen er lavere enn den "naturlige", og større enn $\pi/2$ når påtrykt frekvens er høyere enn den naturlige. Disse relasjonene kan oppsummeres slik at pendelen forsøker å bevege seg raskere enn optimalt når den påtrykte kraften endrer seg for sakte i forhold til resonans. Pendelen forsøker å bevege seg langsommere enn optimalt når kraften endrer seg for raskt i forhold til resonans.

Faseforskjellen er et viktig karakteristisk trekk ved tvungne svingninger.

2.2 Resonans

Ut fra ligning (2.4) er det klart at amplituden i de tvungne svingningene varierer med frekvensen til den påtrykte kraften. Når frekvensen er slik at amplituden er størst, sier vi at vi har *resonans*.

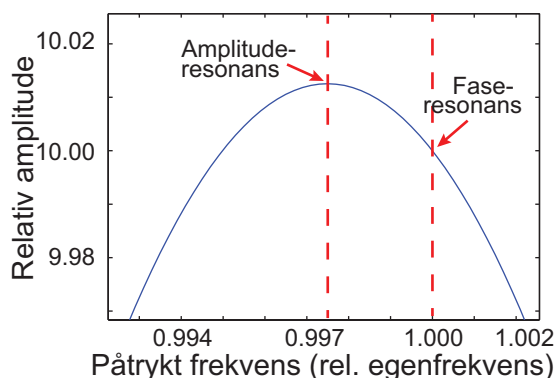
Det kan være nyttig å reflektere litt om hva som skal til for å få størst mulig utslag, noe som svarer til høyest mulig svingeenergi for systemet.

La oss ta utgangspunkt i den mekaniske fjærpendelen igjen. Vi har da en mekanisk kraft som virker på et system i bevegelse. Vi husker fra mekanikken at arbeidet kraften gjør er lik kraftens størrelse multiplisert med hvor langt systemet beveger seg mens kraften virker. For en konstant kraft er effekten kraften leverer lik kraften multiplisert med hastigheten til systemet kraften virker på. Kraft og hastighet er vektorielle størrelser, og det er prikkproduktet som teller.

I vårt tilfelle vil kraften levere størst mulig effekt til systemet dersom kraften har størst verdi samtidig som pendelloddet har størst mulig hastighet. Kraft og hastighet må virke i samme retning. Dette vil skje dersom kraften f.eks. oppover er størst samtidig som pendelloddet passerer likevektposisjonen på vei oppover. Dette svarer til at posisjonen er faseforskjøvet $\pi/2$ etter kraften. For å oppnå en slik tilstand, må den ytre kraften svinge med *resonansfrekvensen*.

Hittil har vi vært litt upresise når vi har omtalt resonans. Dette skyldes at vi strengt tatt må skille mellom to ulike definisjoner på resonans, nemlig *faseresonans* og *amplituderesonans*. Forskjellen mellom disse er ofte i praksis så liten at vi ikke behøver å bry oss om den.

Faseresonans er karakterisert ved at kraft og utslag er faseforskjøvet $\pi/2$ i forhold til hverandre. Det skjer når frekvensen til påtrykt kraft er identisk med systemets egenresonans (uten demping).



Figur 2.2: Detalj i amplituden i en tvungen svingning som funksjon av frekvensen til den påtrykte kraften.

Ser vi imidlertid nøye på øvre del av kurven i venstre del av figur 2.1, får vi fram at amplituden faktisk er størst ved en litt lavere frekvens (se figur 2.2). Den lille, men

signifikante forskjellen, skyldes en detalj vi nevnte da vi drøftet dempet svingning. I det tilfellet er svingefrekvensen litt lavere enn ved ingen demping. Størst utslag i svingningen forekommer derfor ved en litt lavere frekvens enn systemets svingefrekvens uten demping. Frekvensen der amplituden er størst angir *amplituderesonansen* til systemet. De to resonansfrekvensene ligger ofte, som allerede nevnt, temmelig nær hverandre.

La oss nå finne matematiske uttrykk for de to resonansfrekvensene.

Amplituderesonansfrekvensen kan vi finne ved å derivere uttrykket for amplituden til svingningen i ligning (2.4) (det vil si en vanlig prosedyre for å finne ekstremalverdier). Beregner vi vinkelfrekvensen ω_F som tilfredsstillter:

$$\frac{dA}{d\omega_F} = 0$$

finner vi at

$$\omega_F = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{b^2}{2m^2}}$$

Angir vi frekvenser i stedet for vinkelfrekvenser, har vi da følgende uttrykk for resonansfrekvensene:

Amplituderesonansfrekvensen er:

$$f_{amp.res.} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\omega_0^2 - \frac{b^2}{2m^2}}$$

hvor $\omega_0 = \sqrt{k/m}$.

Faseresonansfrekvensen er:

$$f_{fase.res.} = \frac{1}{2\pi} \omega_0$$

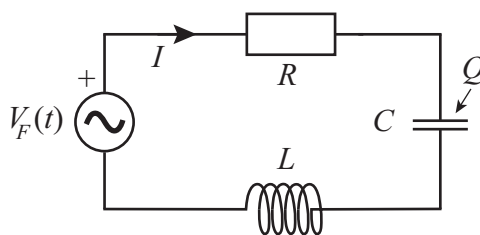
Vi ser at de to resonansfrekvensene sammenfaller kun dersom dempingen $b = 0$.

2.2.1 Fasorbeskrivelse

Vi vil nå betrakte tvungne svingninger i en elektrisk svingekrets. Først vil vi gå fram om lag på samme måte som for det mekaniske systemet vi nettopp har vært gjennom, men til slutt vil vi gi en alternativ beskrivelse av tvungne svingninger basert på fasorer. Systemet er en serie-RCL-krets hvor det er koblet inn en harmonisk varierende spenningskilde $V_0 \cos(\omega_F t)$, som vist i figur 2.3. Differensialligningen for systemet blir da (sammenlign med ligning (1.24)):

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{1}{C} Q = V_0 \cos(\omega_F t) \quad (2.5)$$

Denne ligningen er ikke-homogen, og løsningen finnes på samme måte som for mekanisk tvungne svingninger som vi nylig betraktet. Løsningen består av en sum av en partikulær løsning og en løsning av den homogene ligningen (når $V_0 = 0$). Løsningen av den homogene



Figur 2.3: En serie RCL-krets påtrykt en ytre harmonisk varierende spenning. Markeringene $+$, I og Q angir fortegnsvalgene våre.

ligningen er allerede kjent, nå gjenstår det bare å finne en partikulær løsning. Vi forsøker følgende løsning:

$$Q_p(t) = Ae^{i\omega_F t} \quad (2.6)$$

hvor A kan være et komplekst tall.

Samtidig velges en eksponensiell form for beskrivelsen av den ytre påtrykte spenningen:

$$V(t) = V_0 \cos(\omega_F t) \rightarrow V_0 e^{i\omega_F t} \quad (2.7)$$

Her er det underforstått at bare den reelle delen av uttrykket benyttes.

De to uttrykkene for $Q_p(t)$ og $V(t)$ settes inn i ligning (2.5), og etter å ha forkortet bort den felles faktoren $e^{(i\omega_F t)}$ får vi:

$$-L\omega_F^2 A + iR\omega_F A + \frac{1}{C}A = V_0$$

Løser ligningen med hensyn på A :

$$A(-L\omega_F^2 + iR\omega_F + \frac{1}{C}) = V_0$$

$$A = \frac{V_0}{\frac{1}{C} - L\omega_F^2 + iR\omega_F}$$

A blir på ny et komplekst tall (bortsett fra når $R = 0$).

Den momentane strømmen i RCL-kretsen finnes ved å anvende Ohms lov på resistansen:

$$I_{krets} = \frac{V_R}{R} = \frac{dQ}{dt}$$

Hvis vi venter lenge nok slik at løsningen av den homogene ligningen har dødd ut og bare den partikulære løsningen eksisterer, er:

$$I_{krets} = \frac{dQ_p}{dt} = Ai\omega_F e^{i\omega_F t}$$

Herav følger (med få mellomregninger):

$$I_{krets}(t) = \frac{V_0\omega_F}{R\omega_F + i(L\omega_F^2 - \frac{1}{C})} e^{i\omega_F t} \quad (2.8)$$

Dette uttrykket bør sammenholdes med påtrykt spenning V_F på kretsen, som på kompleks form er gitt ved:

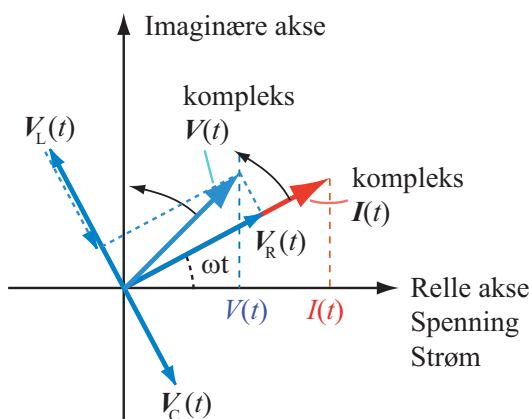
$$V_F(t) = V_0 e^{i\omega_F t}$$

Dette er komplekse talluttrykk, og den virkelige strømmen og spenningen er realverdiene av uttrykkene.

Av ligning (2.8) fremgår det at dersom $R = 0$ vil strømmen være faseforskjøvet 90 grader i forhold til påtrykt spenning. Dersom i tillegg $L = 0$, vil strømmen komme 90 grader *før* spenningen. Men dersom $L \neq 0$ og C er meget stor (C "kortslettet"), vil strømmen være forskjøvet 90 grader *etter* spenningen. (I en regneoppgave sist i kapitlet bes du å vise dette.)

Dersom $R \neq 0$, men $L\omega_F^2 - \frac{1}{C} = 0$, vil strøm og spenning være i fase, og $I = V_0/R$. Dette svarer til $\omega_F = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ som vi kalte faseresonans ovenfor.

Sammenhengen mellom R , C , L , strøm og fase kan anskueliggjøres på en elegant måte ved hjelp av fasorer. Vi har allerede omtalt fasorer, men nå utvider vi bildet ved å trekke inn flere roterende vektorer samtidig. Figur 2.4 viser et eksempel.

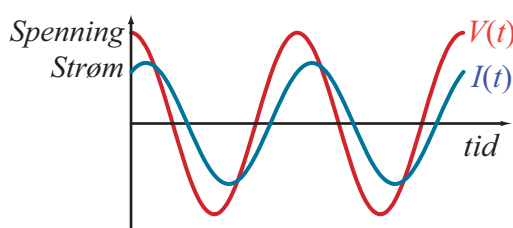


Figur 2.4: *Eksempel på fasorbeskrivelse av en RCL-krets påtrykt en harmonisk varierende spenning. Strømmen er til enhver tid (hvor som helst i kretsen) x-komponentene av $I(t)$ -vektoren, mens spenningen over de ulike kretskomponentene er gitt ved x-komponenten av vektorene $V_R(t)$, $V_C(t)$ og $V_L(t)$, og summen av dem er $V(t)$. Se teksten for detaljer.*

Både strøm og spenninger er tegnet inn i samme diagram. Vi starter med en vektor som representerer strømmen som den påtrykte spenningen fører til. Deretter tegner vi inn vektorer som representerer spenningen over henholdsvis resistans, kapasitans og induktans ut fra strømmen som går. Vektoren som viser spenningen over kondensatoren, vil da ligge 90 grader etter vektoren som viser strømmen, vektoren for spenning over resistansen vil ha samme retning som strømmen, og vektoren for spenningen over induktansen er 90 grader foran strømmen. Den samlede spenningen over seriekoblingen av R , C og L skal da være like stor som påtrykt spenning. Vi ser at faseforskjellen mellom strøm og spenning vil ligge mellom +90 og -90 grader.

Fasordiagrammer kan også baseres på andre størrelser enn de vi har valgt her. En variant er å bruke komplekse impedanser som adderes vektorielt. Styrken med fasordiagrammer er at vi på en lettfattelig måte kan forstå f.eks. hvordan faseforskjellene endrer seg med frekvensen. Bildet i figur 2.4 gjelder bare for en bestemt påtrykt vinkelfrekvens ω_F . Dersom vinkelfrekvensen øker, vil spenningen over kondensatoren avta, mens spenningen over induktansen vil øke. Faseresonans inntreffer når de to spenningsvektorene er nøyaktig like store (men motsatt rettet) slik at summen av dem er null.

Figur 2.5 viser tidsutviklingen av spenning og strøm i et tidsdiagram. Strømmen i kretsen er forskjøvet litt foran den påtrykte vekselspenningen. For en serie RCL-krets med påtrykt vekselspenning, vil det si at påtrykt frekvens er lavere enn kretsens egen resonansfrekvens.



Figur 2.5: Et tidsdiagram som viser at strøm er forskjøvet litt foran spenningen.

Merk at fasorer stort sett bare kan brukes når det transiente innsvingningsforløpet er over, og vi har fått en stabil svingning svarende til den partikulære løsningen av differensialligningen.

2.3 Kvalitetsfaktoren Q

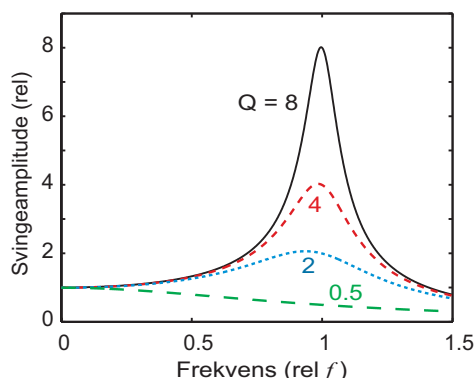
For tvungne svingninger er det vanlig å karakterisere systemet med en Q -faktor. (Må ikke sammenblandes med ladningen Q i en elektrisk krets!) Q står for “quality”, så faktoren kalles også kvalitetsfaktoren. Faktoren sier oss noe om hvor lett det er å få systemet til å svinge, eller hvor lenge systemet vil fortsette å svinge etter at drivkraften har sluttet å virke. Dette er mer eller mindre ensbetydende med hvor lite tap/friksjon det er i systemet.

Kvalitetsfaktoren for en svingende fjær-pendel er gitt som:

$$Q = \frac{m\omega}{b} = \sqrt{\frac{mk}{b^2}} \quad (2.9)$$

Vi ser av formelen at jo mindre b er, desto større blir kvalitetsfaktoren Q .

Figur 2.6 viser hvordan svingeamplituden varierer med den påtrykte kraftens frekvens for fire ulike kvalitetsfaktorer. En Q -verdi på 0.5 svarer i dette tilfellet til kritisk demping, og vi ser ingen antydning til noe resonans for så stor demping.



Figur 2.6: Når frekvensen til den påtrykte kraften endrer seg relativt til systemets egen svingefrekvens, vil amplituden bli størst når de to frekvensene er omtrent like store. Jo større kvalitetsfaktor Q (dvs jo mindre tap), desto høyere blir amplituden ved resonans.

Det finnes to vanlige måter å definere Q på. Den første er:

$$Q \equiv 2\pi \frac{\text{Lagret energi}}{\text{Tap av energi per periode}} = 2\pi \frac{E}{P_{\text{tap,periode}}} \quad (2.10)$$

Denne definisjonen impliserer en spesiell detalj få kjenner til, men som er særdeles viktig for tvungne svingninger i mange sammenhenger. Vi ser av ligning (2.10) at et svingesystem med høy Q -verdi bare mister en bitte liten del av den totale energien per periode. Når vi har oppnådd en stabil tilstand (når kraften har virket lenge og fortsatt virker) vil tap av energi erstattes av arbeidet den påtrykte kraften tilfører systemet.

Anta nå at vi kutter ut den påtrykte kraften. Da vil energien i systemet etter hvert forsvinne. Det vil ta i størrelsesorden $Q/(2\pi)$ perioder før energien er brukt opp og svingningen slutter. Vi kommer tilbake til dette.

Tap av energi per periode er en litt uvant størrelse. La oss omforme uttrykket til “tap per sekund” som da vil få enheten watt, som vi betegner P_{tap} . Vi vet:

$$P_{\text{tap}} = -\frac{dE}{dt} \quad (2.11)$$

Tid kan måles enten i sekunder eller i en enhet lik periodetiden T . Kaller vi tid målt i antall periodetider for t' , følger det at $t = t'T$. Følgelig:

$$\begin{aligned} P_{\text{tap}} &= -\frac{dE}{dt'} \frac{dt'}{dt} \\ &= P_{\text{tap,periode}} \frac{1}{T} \end{aligned}$$

Benytter vi oss nå av definisjonen i ligning (2.10), får vi:

$$P_{\text{tap}} = \frac{2\pi}{T} \frac{E}{Q}$$

Kombinerer vi dette med definisjonen av P_{tap} i ligning (2.11) og sammenhengen mellom vinkelfrekvens og periodetid, får vi en differensialligning som viser tidsutviklingen av lagret energi etter at drivkraften for den tvungne svingningen opphører. Ligningen blir:

$$P_{tap} = -\frac{dE}{dt} = \frac{\omega}{Q}E$$

Løsningen er:

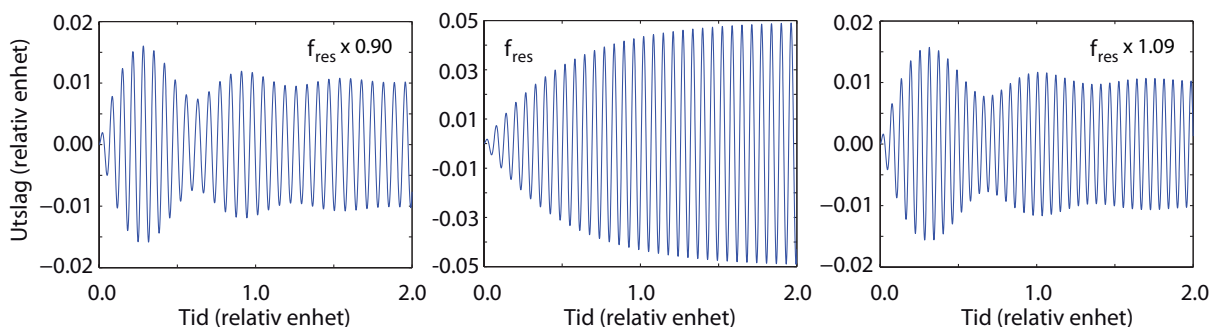
$$E(t) = E_0 e^{-\omega t/Q}$$

Energien synker til $1/e$ av opprinnelig energi etter en tid

$$\Delta t = \frac{Q}{\omega} \quad (2.12)$$

Vi har sett at amplituden i en svingning avtar på en pen eksponentiell måte etter at en påtrykt oscillerende kraft har opphørt. Tidskonstanten er gitt i ligning (2.12).

Det kan vises at samme tidskonstant gjelder også etter at vi starter en svingning ved hjelp av en påtrykt oscillerende kraft. Riktignok er ikke tidsforløpet like enkelt, fordi det blant annet avhenger av hvorvidt frekvensen til den påtrykte kraften er lik resonansfrekvensen for kretsen eller ikke (se figur 2.7). Likevel er det slik at dersom det tar i størrelsesorden 10 ms for en oscillasjon å dø ut etter at en påtrykt kraft er fjernet, vil det også ta i størrelsesorden 10 ms å bygge opp en stabil amplitude etter at vi starter å anvende den påtrykte kraften.



Figur 2.7: Tre eksempler på innsvingningsforløp i en RCL resonanskrets etter at en påtrykt oscillerende spenning ble koblet over kretsen. Frekvensen til den påtrykte spenningen er litt lavere, lik og litt høyere enn kretsens egen resonansfrekvens. Kretsens Q -verdi er 25.

Figur 2.7 viser tre eksempler på svingningsforløpet for en RCL-krets like etter at en ytre oscillerende spenning ble påtrykt. I alle tilfellene var initialbetingelsen ingen svingninger i kretsen idet spenningen ble koblet til. Øverst har den påtrykte spenningen 10 % lavere frekvens enn resonansfrekvensen (faseresonans), i midten har den samme frekvens,

og nederst har den en frekvens 9 % høyere enn resonansfrekvensen. Legg merke til at det er mulig å angi en tidskonstant for den eksponentielt økende oscillasjonen (ca 1.5 relative tidsenheter), selv når forstyrrende oscillasjoner er til stede. Legg også merke til den maksimale amplituden i oscillasjonene etter at grenseverdien er oppnådd. Amplituden blir størst ved resonansfrekvensen!

Kurvene i figur 2.7 viser at etter at vi har startet å anvende en påtrykt kraft, øker amplituden i svingningene, men ikke i det uendelige. Før eller siden blir tapet like stort som den effekten som tilføres gjennom den oscillerende kraften. Etter at likevekt er oppnådd, vil amplituden for svingningene holde seg konstant så lenge den påtrykte kraften har konstant amplitude.

[♠ ⇒ Løsningen av den inhomogene differensialligningen for en RCL-krets som er påtrykt en oscillerende spenning med gitte initialbetingelser, blir et ganske komplisert uttrykk. Vi har brukt dataprogrammet Maple for å finne dette uttrykket. (Maple kan løse mange differensialligninger på analytisk form.) Det analytiske uttrykket fra Maple ble brukt i et lite Matlab-program for å generere de tre forløpene vist i figur 2.7. Programsnutten er gitt i en oppgave sist i dette kapitlet. ⇐ ♠]

I eksperimentell sammenheng benyttes ofte en annen definisjon av Q -verdi enn den i ligning (2.10). Lager vi et plot som viser *energi* (NB: Ikke amplitude) i det svingende systemet som funksjon av frekvens (som i figur 2.8), er Q -verdien definert som:

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (2.13)$$

hvor halvverdibredden Δf , vist i figuren, sammenholdes med resonansfrekvensen f_0 .

Denne relasjonen kan vises å være i overensstemmelse med relasjonen gitt i ligning (2.10), i alle fall for høye Q -verdier.

Definisjonene gitt både i ligning (2.10) og (2.13) gjelder for alle fysiske svingesystemer, ikke bare de mekaniske.

[♠ ⇒ Det er nå mulig å gjøre en interessant observasjon: En resonanskrets responderer betydelig for frekvenser innen et frekvensbånd om lag

$$\Delta f = \frac{f_0}{Q}$$

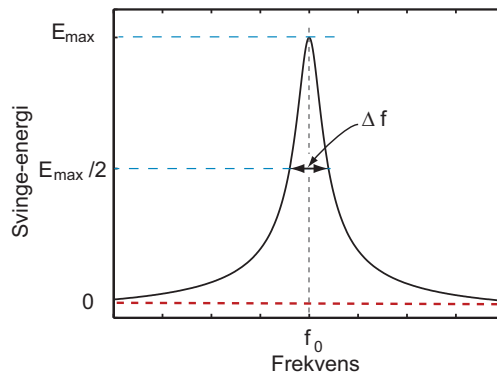
breddt. Kretsen trenger imidlertid en viss tid

$$\Delta t = \frac{Q}{\omega}$$

å bygge opp responsen dersom vi starter fra null. Det tar om lag samme tid også for at en respons som allerede er bygget skal kunne dø ut.

Produktet av Δf og Δt blir:

$$\begin{aligned} \Delta t \Delta f &= \frac{Q}{\omega} \frac{f_0}{Q} \\ \Delta t \Delta f &= \frac{1}{2\pi} \end{aligned} \quad (2.14)$$



Figur 2.8: Q -verdi kan også defineres ut fra en grafisk fremstilling av energi lagret i svingesystemet som funksjon av frekvens. Q -verdien er da gitt som resonansfrekvensen f_0 dividert på halvverdibredden Δf .

Multipliseres dette uttrykket med Plancks konstant h , og anvendes et av kvantefysikken postulatet at energien til et foton er lik $E = hf$, får vi:

$$\Delta t \Delta E = \frac{h}{2\pi} \quad (2.15)$$

Dette uttrykket er nesten identisk med det vi kjenner som Heisenbergs uskarphetsrelasjon for energi og tid. Det savnes en faktor $1/2$ foran leddet etter likhetstegnet, men en slik faktor vil avhenge av hvordan vi velger å definere bredden i frekvens- og tidsforløp.

Det er visse paralleller mellom et makroskopisk svingende system og relasjonene vi kjenner fra kvantefysikken. I kvantefysikken tolkes Heisenbergs uskarphetsrelasjon som en “usikkerhet” i tid og energi: Vi kan ikke “måle” tiden for en hendelse nøyaktigere enn det som er gitt i relasjonen

$$\Delta t = \frac{h}{2\pi \Delta E}$$

forutsatt at vi ikke endrer energien til et system med mer enn ΔE .

Vår makroskopiske variant gjelder uavhengig av hvorvidt vi gjør målinger eller ikke, men målinger vil selvfølgelig reflektere den relasjonen som finnes. Vi kommer tilbake til denne relasjonen senere i boka, men da i form av ligning (2.14) i stedet for (2.15).

“Tregheten” i en svingekrets er viktig for hva vi kan gjøre av målinger. For en høykvalitets svingekavitet for mikrobølgeområdet (kalles en “kavitet”) kan vi nokså lett oppnå Q -verdier på 10 000 eller mer. Dersom en slik kavitet benyttes i pulset mikrobølgespektroskopi, vil det ta i størrelsesorden 60 000 perioder å endre energien i kaviteten betydelig. Dersom mikrobølgefrequensen er 10 GHz (10^{10} Hz), vil tidskonstanten for energiendringer være i størrelsesorden 6 mikrosekunder. Dersom vi studerer nokså langsomme atomære prosesser, kan dette være akseptabelt, og sensitiviteten til systemet er da gjerne proporsjonal med kvalitetsfaktoren. Dersom vi imidlertid ønsker å studere tidsforløp som er bare noen få ganger periodetiden til svingningene som observeres, må vi bruke kaviteter med langt lavere Q -verdi. Det er mer om dette i neste underkapittel. ← ♠]

2.4 Tidsbegrenset tvungen svingning

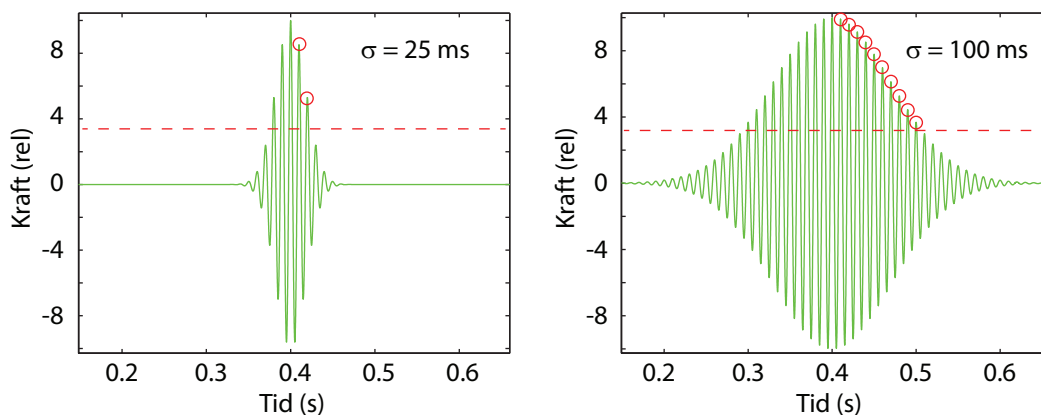
Hittil har vi betraktet et system som påvirkes av en oscillerende kraft som varer ved “uendelig lenge” eller som har vart lenge og slutter brått. I en slik situasjon kan vi definere en kvalitetsfaktor Q eksperimentelt ut fra frekvensresponsen til systemet som vist i figur 2.8 og ligning (2.13). Relativ svingeenergi (relativ amplitude kvadrert) må bestemmes etter at systemet har kommet i en stasjonær tilstand, dvs. at amplituden ikke lenger endrer seg når tiden går.

Hvordan vil et slik system oppføre seg dersom den oscillerende kraften bare varer ved en kort tid? Vi skal nå undersøke dette nærmere.

Når vi innfører en tidsbegrenset kraft, må vi velge hvordan kraften skal begynne, vare ved og hvordan den skal avsluttes. Vi ønsker av flere grunner å unngå brå endringer, og har derfor valgt en kraft der amplituden følger en gaussisk funksjon, men at tidsutviklingen forøvrig matematisk sett er gitt med en eneste cosinusfunksjon (én frekvens). Matematisk er en slik kraft gitt ved:

$$F(t) = F_0 \cos(\omega(t - t_0))e^{-((t-t_0)/\sigma)^2} \quad (2.16)$$

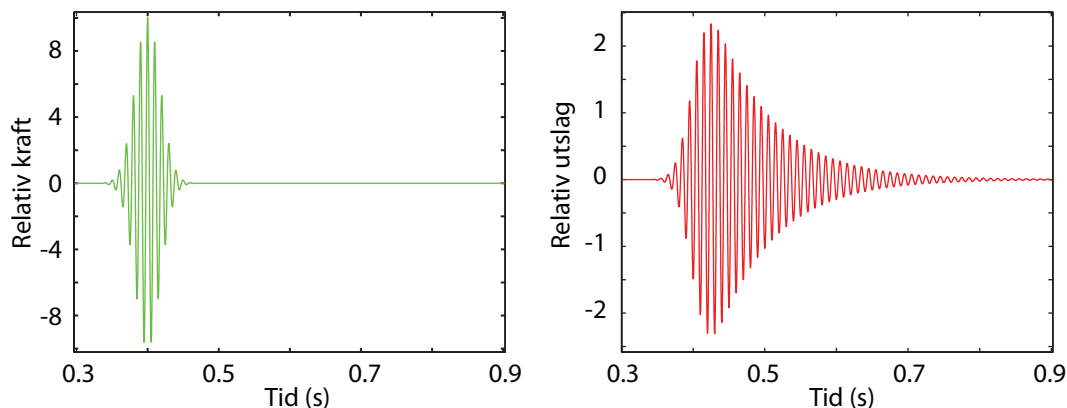
hvor σ angir varigheten på kraften (fra amplituden har hatt sin maksimale verdi til amplituden har sunket til $1/e$ av max). ω er vinkelfrekvensen til den underliggende cosinusfunksjonen, og t_0 er tiden der kraften har maksimal amplitude (toppen av kraftpulsens forekommer ved tiden t_0). Det svingende systemet antas å være i ro før kraften settes inn.



Figur 2.9: Kraften $F(t)$ for senterfrekvens 100 Hz og σ lik 0.025 s og 0.10 s. Se teksten for ytterligere forklaringer.

Figur 2.9 viser to eksempler på kraft med ulik varighet. Her har kraften en frekvens lik 100 Hz (periodetid 10 ms). I figuren til venstre er σ lik 25 ms, dvs 2.5 x periodetiden. I figuren har vi merket av antall toppunkt etter max inntil amplituden har sunket til $1/e$ for å få fram hva σ faktisk innebærer. I figuren til høyre er σ 100 ms, dvs 10 x periodetiden. Igjen gir markeringene en indikasjon på sammenhengen mellom omega (eller rettere sagt frekvensen eller periodetiden) og σ .

Vi ønsker nå å studere hvordan et svingesystem vil oppføre seg når det utsettes for en slik tidsbegrenset kraft. Ut fra figur 2.7 vil vi forvente at responsen kan bli temmelig komplisert. Det er ikke enkelt å gjøre beregningene analytisk, så vi har valgt numeriske beregninger i stedet.



Figur 2.10: Tidsforløpet for utslaget til systemet (til høyre) som følge av den påtrykte kraften vist i venstre del av figuren.

Figur 2.7 viser tidsforløpet for ett valg av kraft sammen med systemets respons på kraften. Vi har for enkelhets skyld valgt at frekvensen til kraften er lik resonansfrekvensen til systemet, og ifølge de valgte initialbetingelsene er systemet i ro før kraften startet opp.

Figur 2.7 viser interessante trekk. Systemet forsøker å følge med etter som den påtvungne kraften vokser, men er alltid litt på etterskudd. Det ser vi av at toppen på responsen (utslaget) forekommer litt senere enn tidspunktet da kraften hadde sin maksimale verdi.

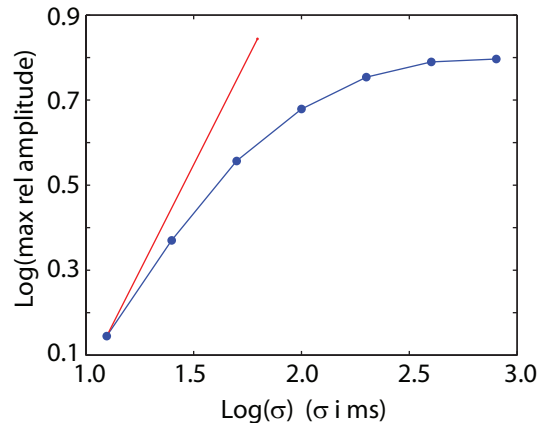
Kraften tilfører systemet en del energi. Når kraften avtar så raskt som den gjør i dette tilfellet, klarer ikke systemet å kvitte seg med den tilførte energien like raskt som kraften avtar. Systemet går derfor inn i en periode med dempede svingninger og følger da de karakteristiske trekkene som gjelder da. Det kan nevnes at σ her er 25 ms og at Q -verdien for svingekretsen er valgt til å være 25, hvilket svarer til en decaytid for de tvungne svingningene på 40 ms.

Her kan det være nyttig å peke på en del sammenhenger mellom parametrene:

- Hvor mye energi som kan puttes inn i systemet innen en gitt tid avhenger av styrken på kraften (proporsjonalitet?).
- Hvor mye energi som kan puttes inn for en viss maksimal styrke av kraften, vil avhenge av hvor lang tid kraften virker.
- Tapet av energi er uavhengig av styrken på kraften etter at kraften har forsvunnet.
- Tapet av energi er proporsjonalt med amplituden til det svingende systemet.

Som nevnt forventer vi at amplituden vil øke når kraften varer lenger og lenger tid,

men det er ikke selvvinnlysende hvordan denne sammenhengen er. I figur 2.11 er det vist beregnede resultater for den maksimale amplituden vårt system oppnår for ulike σ -verdier. Omega svarer hele tiden til resonansfrekvensen til systemet. Figuren har logaritmiske akser for å få med et stort variasjonsområde for σ . Den rette linjen representerer det tilfellet at amplituden øker lineært med σ (varigheten av kraften).



Figur 2.11: *Maksimal utslag for systemet for ulik varighet (σ) for kraften. Merk at det er logaritmiske akser.*

Vi ser at for små σ (kraften varer ved bare noen få periodetider av svingefrekvensen), øker den maksimale amplituden omtrent proporsjonalt med varigheten av kraften. Når kraften varer lenger, gjelder ikke dette lenger, og når vi passerer en viss grense, får vi ikke større amplitude på svingningen uansett hvor mye lenger kraften varer.

Dette skyldes at ved det utslaget vi da har, er tapet like stort som energien som tilføres via kraften.

Dersom amplituden på kraften gjøres større, vil svingningene også få større amplitude, men da øker også tapet. Det viser seg derfor at varigheten av kraften som trengs for å få max amplitude er tilnærmet uavhengig av amplituden på kraften.

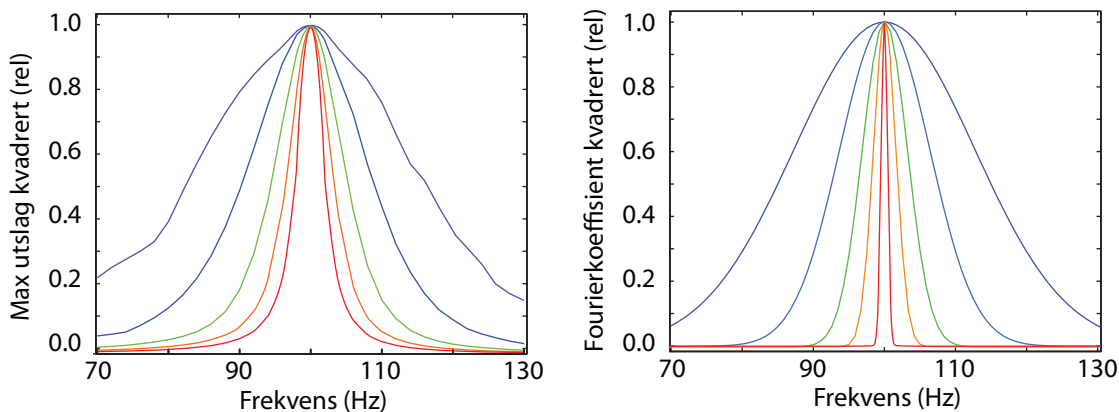
2.5 Frekvensrespons ved tidsbegrenset tvungen svingning

Det finnes en uventet konsekvens av å bruke kortvarige “kraftpulser”. Vi skal ta opp dette temaet allerede nå, men kommer tilbake til dette temaet flere andre ganger i løpet av boka. Full forståelse av det aktuelle fenomenet vil du ikke få i dette delkapitlet. Forståelsen vil forhåpentligvis komme ettersom du har fått belyst fenomenet også på annet vis senere.

I figur 2.8 viste vi hvor stor svingeenergi (proporsjonalt med amplitude kvadrert) et system får dersom det utsettes for en harmonisk kraft som varer “uendelig lenge”. Svingeenergien som oppnås ble plottet som funksjon av frekvensen til den påtrykte kraften. Et diagram som dette kalles gjerne for “*frekvensresponsen*” til systemet, og kurven kan brukes

for å bestemme svingesystemets kvalitetsfaktor (Q-verdi) ut fra ligning (2.13). Jo smalere frekvensrespons, desto høyere Q-faktor.

Det er naturlig å bestemme frekvensresponsen også for det tilfellet at kraften bare varer en kort tid. Maksimal energi systemet oppnår som følge av kraften plottes som funksjon av senterfrekvensen til kraften. Relativ energi er proporsjonal med kvadratet av amplituden for svingningene.



Figur 2.12: *Frekvensresponsen til det svingende systemet for ulike varigheter (σ) for kraften (venstre del). De σ -verdiene som er brukt er hhv. 25, 50, 100, 200, 400 og 800 ms (for blåfiolett/bredeste kurvene til rød/smaleste). I høyre del av figuren er det vist tilsvarende frekvensanalyser av selve kraften. Se teksten for ytterligere forklaringer.*

Det viser seg da (venstre del av figur 2.12) at frekvensresponsen til systemet blir annerledes ved kortvarige “kraftpulser” enn ved uendelig lang varighet på den harmoniske kraften. Frekvensresponsen blir bredere og bredere (sprer seg over stadig større frekvensområde på begge sider av resonansfrekvensen) etter som kraftpulsene varer kortere og kortere tid.

Dersom vi derimot øker varigheten på “kraftpulsene” mer og mer, vil frekvensresponsen til systemet nå en grenseverdi. Det er en nedre grense for bredden i kurven, og dermed en maksimal grense for beregnet Q-faktor. Generelt sett brukes begrepet Q-faktor egentlig bare for denne grenseverdien. For kortere kraftpulser angis frekvensresponsen heller enn å angi Q-verdi.

Det er imidlertid mulig å foreta en “frekvensanalyse” av selve *tidsforløpet til kraften*. Vi skal gå nærmere inn på hvordan dette gjøres i kapittel 4 når vi omtaler fourieranalyse. For å angi svært omtrentlig allerede her hva en frekvensanalyse går ut på, kan vi si at den forteller oss “hvilke frekvenser et signal består av” eller “hvilke frekvenser som må til for å lage det aktuelle signalet”.

Høyre del av figur 2.12 viser frekvensanalysen av “kraften som funksjon av tid” for de samme σ -verdiene som i venstre del av figuren. Figuren viser faktisk en klassisk analogi til Heisenbergs uskarphetsrelasjon. Dette var vi innom allerede i ligning (2.14), og vi kommer tilbake til dette på ny i kapittel 4.

Det viser seg at når σ avtar (kortere og kortere varighet på kraften), vil bredden på frekvensanalysen av kraften øke omvendt proporsjonalt med σ . For korte kraftpulser (så

små σ -verdier at kraften bare svinger noen få ganger mens kraften har en betydelig verdi) er bredden på frekvensanalysen av kraften omtrent identisk med bredden av frekvensresponsen til systemet.

Ut fra disse observasjonene kan vi si at:

- Kvalitetsfaktoren er en parameter/størrelse som *karakteriserer det svingende systemet*. Jo mindre tap i systemet, desto høyere Q-faktor og smalere frekvensrespons, vel og merke for harmoniske krefter som varer lenge.
- Når kraften varer kort tid (få svingninger) er frekvensen for kraften dårlig definert. Når et svingende system utsettes for en slik kraft, domineres frekvensresponsen av *frekvenskarakteristikken til selve kraften*, og i mindre grad systemet selv.

2.6 Eksempel: Hørsel *

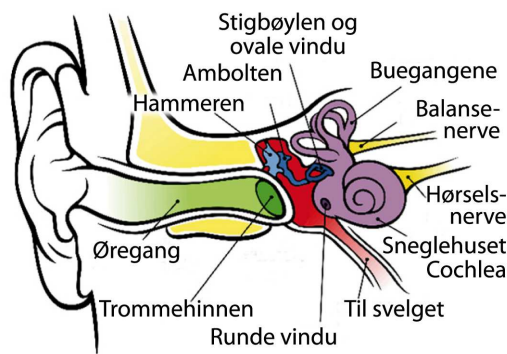
Til slutt i dette kapitlet vil vi si litt om vår hørsel og mekanismene som ligger bak. Tvungne svingninger står i sentrum i det følgende, mens andre sider av hørselen blir tema for tekst og oppgaver i et senere kapittel.

I øret vårt (se figur 2.13 og figur 2.14) vil lydbølger i luften føre til svingninger i øregang, trommehinne, de tre små øreknoklene og et system med tredelt væskerom i sneglehuset, og basilarmembranen (se f.eks. Wikipedia under “Basilar membrane”). Ulike deler av membranen vil svinge ved ulike frekvenser. Amplituden på svingningene blir “plukket opp” av følehår, og informasjonen sendt videre via nerver til hjernen (via ulike signalbehandlingsentre underveis).

[♠ ⇒ Det var biofysikeren Georg von Békésy fra Budapest som fant ut hvordan basilarmembranen fungerer som et “posisjon-frekvens-kart”. Han fikk Nobelprisen i fysiologi og medisin for dette arbeidet i 1961. ⇐ ♠]

Tidligere i dette kapitlet har vi omtalt tvungne svingninger. Analysen derfra kan forsøkes anvendt på svingninger i basilarmembranen. Basillarmembranen strekker seg diametralt over det koniske hulrommet i sneglehuset i det indre øret (se figur 2.14).

Membranen kan vibrere, omtrent som klangbunnen i en fiolin, i takt med trykkvariasjonene i lyden. Membranen endrer imidlertid karakter fra ytterst i sneglehuset til de indre delene. Ytterst er den tynn og smal, mens lenger inne i sneglehuset blir den tykkere og bredere. Det fører til at dersom vi hører en mørk lyd (lav frekvens), vil bare den indre del av basillarmembranen vibrere. Dersom vi hører en lys lyd (høy frekvens), vil bare den ytre delen vibrere. Dette er et fabelaktig design som gir oss mulighet til å kunne høre mange ulike frekvenser samtidig som separate lydinntrykk. Vi kan høre både en basslyd og en diskantlyd samtidig, fordi de to lydstimuliene eksiterer ulike deler av basillarmembranen. Følehårene og nerveledningen plukker opp vibrasjoner fra ulike deler av membranen parallellt.



Figur 2.13: *Anatomiske strukturer i menneskeøret. Skissen er laget med utgangspunkt i en figur fra Wikipedia under oppslagsordet "Ear". (en.wikipedia.org/wiki/File:Anatomy og the Human Ear.svg)*

Basillarmembranen er et mekanisk svingesystem som oppfører seg på liknende måte som fjær-pendelen og RCL-kretsen når disse utsettes for tvungne svingninger. Ulike deler av membranen vil ha egenskaper som passer for det frekvensområdet delen skal respondere på. Vi kan tilordne ulike Q -verdier for ulike deler av basillarmembranen.

Ut fra det vi har lært i kapittel 2 må vi forvente at selv om vi hører en lyd som gir en harmonisk kraft på trommehinnen og bare en skarp frekvens, vil basillarmembranen svinge ikke bare ett sted, men over et område. Siden vi har "parallellprosessering" av signalene fra hårcellene, vil hjernen likevel kunne "beregne seg til" en ganske veldefinert senterfrekvens.

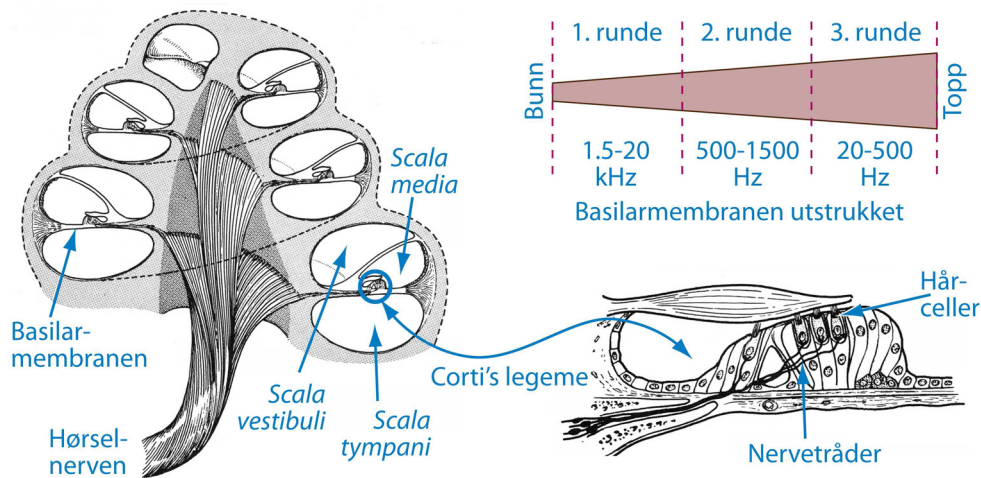
Dersom vi imidlertid lytter til kortere og kortere lydimpulser, må vi forvente at bredere og bredere deler av basillarmembranen blir eksitert. Dette vil gjøre det vanskeligere for hjernen å avgjøre hvilken senterfrekvens lydimpulsen hadde. Det betyr at det er vanskeligere å bestemme tonehøyden for en lyd når lyden varer meget kort tid.

Når musikere spiller raske passasjer på f.eks. en fiolin, kan de bomme *litt* på tonehøyden uten at vi merker det. Dersom de bommet like mye på toner som varer lenge, ville vi mye lettere kunne oppfange feilen.

Når lydimpulsen bare varer én periode (og denne perioden f.eks. svarer til 1000 Hz), hører vi bare et "knepp". Det er umulig å fortelle hvilken frekvens som ble brukt for å lage selve lydbildet.

På den annen side er det lettere å oppfatte retningen til lydkilden til et knepp enn lydkilden til en vedvarende lyd. Evnen til bestemme tidspunktet nokså presist når en lyd opptrer, sammen med det faktum at vi har to ører, er meget viktig for å kunne bestemme retningen lyden kommer fra. (Bør likevel minne om at det finnes også andre mekanismer for å bestemme hvor en lyd kommer fra.)

Øret vårt er ifølge Darwins utviklingsteori et resultat av årtuseners utvelgelse av de mutasjoner som ga oss størst overlevelsessevne. Øret er derfor et system der det er et optimalt forhold mellom evne til å skille mellom ulike frekvenser og evne til å følge temmelig raske endringer med tiden. Resonans, tidsrespons og frekvensrespons er svært viktige detaljer for å forstå vår hørsel.



Figur 2.14: Sneglehuset i det indre øret har en tredelt kanal som snor seg nesten tre runder fra bunn til topp. Det ovale vindu er knyttet til scala vestibuli og det runde til scala tympani. Når basillarmembranen vibrerer et sted, vil hårceller generere nervesignaler, og vi hører lyd. Figuren er omarbeidet fra McNaught og Callander: *Illustrated Physiology*, 2.utgave, Churchill Livingstone, 1972.

[♠ ⇒ En interessant detalj mhp hørsel går på fase-sensitivitet. Nerveimpulser (de er digitale!) kan ikke sendes over nervefibre med en repetisjonsfrekvens stort høyere enn ca 1000 Hz. Det er derfor umulig for øret å sende signaler til hjernen med en bedre tidsopløsning enn ca 1 ms. Det betyr at øret i prinsippet ikke kan gi opplysninger om fasen til en lydsvingning for frekvenser høyere enn noen få hundre hertz. (Noen er uenige og hevder at vi kan følge faser opp til 2000 Hz). Mest vanlig er å si at lydinntrykkene blir de samme uansett fasen på de ulike frekvenskomponentene i et lydsignal. ⇐ ♠]

2.7 Læringsmål

Etter å ha jobbet deg gjennom kapittel 2 bør du ...

- kunne sette opp differensialligningen for et system som utsettes for tvungne harmoniske svingninger, og finne analytisk løsningen for denne når friksjonsleddet er lineært.
- kunne finne numerisk løsning av den nevnte differensialligningen også for ikke-lineært friksjonsledd og for ikke-harmonisk kraft (etter å ha vært gjennom kapittel 3).
- kunne finne uttrykk for resonansfrekvens, faseskift og kvalitetsfaktor for et enkelt mekanisk svingesystem.
- kunne sette opp et fasordiagram for å forklare typiske trekk for en RCL-krets for ulike frekvenser til en påtrykt spenning.
- kjenne til tidsforløpet for svingningene i en svingekrets idet en påtvunget kraft begynner og når den slutter.
- kjenne til hvordan responsen til et svingesystem endres når kraften bare varer ved en begrenset tidsperiode.

[♠ ⇒ Både for det mekaniske og elektriske svingesystemet vi har sett på til nå, ender vi opp med en svingeligning der en annen-derivert av en størrelse sammen med størrelsen i seg selv inngår. Det kan lede til en oppfatning at alle svingninger må beskrives ved en annengrads differensialligning.

Det finnes imidlertid også svingninger som kan beskrives ved en første ordens differensialligning. Forutsetningen er at det er en markant tidsforsinkelse mellom “kraften” og “responsen”. I biologien er slike sammenhenger ikke uvanlige. ← ♠]

2.8 Oppgaver

Forståelses- / diskusjonsspørsmål

1. For et mekanisk system ble faseforskyvningen på $\pi/2$ mellom utslag og påtrykt kraft forklart ved at denne konstellasjonen svarte til at kraften tilførte mest mulig effekt til systemet (maksimal kraft anvendt over lengst mulig vei). Forsøk å forklare faseforskyvningen på en liknende måte også for den elektriske RCL-kretsen med påtrykt harmonisk varierende spenning. Hvordan er forresten faseforskyvningen i en serie-RCL-krets?
2. Forsøk å forklare faseforskyvningen for serie-RCL-svingekretsen med påtrykt spenning i tilfellet når frekvensen er langt mindre og langt større enn resonansfrekvensen til kretsen alene. Ta utgangspunkt i hvordan impedansen til en kondensator og impedansen til en induktans endrer seg med frekvensen.

Regneoppgaver

3. En serie-RCL-krets består av en resistans R på 5.0 ohm, en kondensator C på 1.0 μF , og en induktans L på 2.5 μH .
 - a) Beregn resonansfrekvensene (både for fase- og amplituderesonans) for kretsen.
 - b) Beregn Q -verdien for kretsen.
 - c) Hvor stor faseforskjell er det mellom påtrykt spenning og strøm i kretsen ved faseresonans og ved en frekvens der strøamplituden er halvparten av det den var ved faseresonans?
 - d) Hvor stor bredde er det på frekvensresponsen til kretsen når den påtrykte spenningen varer "lenge"?
 - e) Hvor "lenge" må den påtrykte spenningen faktisk vare for å oppnå en stasjonær tilstand (at amplituden ikke lenger endrer seg med tiden)?
 - f) Anta at kretsen blir påvirket av en "kraftpuls" med senterfrekvens lik resonansfrekvensen og at kraftpulsens har en gaussisk amplitude-omhyllingsfunksjon (likning (2.16)) der σ har en verdi lik tre ganger periodetiden for senterfrekvensen for kretsen. Estimér bredden på frekvensresponsen til kretsen ved denne påvirkningen.
4. Ved gammeldags radiomottaking i mellombølgeområdet brukte vi svingekretser bestående av en induktans (spole) og en kapasitans (kondensator) for å skille en radiostasjon fra en annen. Radiostasjonene tok opp 9 kHz på frekvensbåndet, og to radiostasjoner kunne ligge så tett som 9 kHz. For at vi skulle kunne skille en radiostasjon fra en annen, måtte da mottakeren ha en variabel resonanskrets som passet til én radiostasjon, men ikke til en annen. Frekvensen på Stavanger-senderen var 1313 kHz. Hvilken Q -faktor må radiomottakerens resonanskrets ha? [Disse betraktningene er fortsatt gjeldende i vår moderne tid, selv om digitalteknikken gir visse endringer.]

5. a) Vi har en elektrisk krets som består av en seriekobling av en resistans R , en kapasitans C , en induktans L og en spenningskilde $V(t) = V_m \cos(\omega t)$. Tidsmidlet av effekten \bar{P} , avsatt i motstanden, kan skrives som:

$$\bar{P} = \frac{\frac{1}{2}RV_m^2}{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

Bruk dette uttrykket til å vise at resonansfrekvensen er $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$. Hva menes med halvverdibredden Δf . Illustrer gjerne svaret med en figur. Vis at Q -verien til kretsen er $\frac{\omega_0 L}{R}$

- b) Vi har en radiomottaker som består av en RCL -krets som i a). $L = 0.1 \mu\text{H}$. To nærliggende radiostasjoner, stasjon 1 og stasjon 2, sender på henholdsvis $f_1 = 100.0$ MHz og $f_2 = 100.4$ MHz. Vi antar at signalstyrken fra de to stasjonene er like. Vi ønsker å tilpasse komponentene i vår RCL -krets slik at når vi stiller den inn på stasjon 1, vil signalet fra stasjon 2 være om lag 1 % av signalet fra stasjon 1. På den måten vil stasjon 1 ikke forstyrre oss når vi lytter på stasjon 2. Bestem kapasitansen C , motstanden R og kvalitetsfaktoren Q . Det er oppgitt at $Q = \frac{f_0}{\Delta f} = \frac{\omega_0 L}{R}$.
6. Lydpulsene flaggermus bruker for å orientere seg (og finne et bytte) har en frekvens på 40-100 kHz. Anta at Q -verdien for hørselen ved disse frekvensene er omtrent 100.
- a) Finn minste avstand mellom flaggermusa og f.eks. en vegg for at flaggermusa skal klare å oppfatte et ekko etter en kort lydimpuls. Lydhastigheten i luft er om lag 340 m/s. (Hint: Bruk ligning (2.12)).
- b) Hvor stor ville den minste avstanden vært dersom flaggermusa brukte lydimpulser ved om lag 1000 Hz (anta fortsatt at $Q \approx 100$)?
7. Søk på web og finn fram til minst ti ulike former for resonans innen fysikk. Angi en web-adresse hvor vi kan lese litt om hver av disse formene for resonans.
8. Utled uttrykkene gitt i ligning (2.9) fra ligning (2.10) og andre uttrykk for en svingende fjær-pendel.

Eksempler på tidligere eksamensoppgaver

9. a) Skriv opp en generell svingeligning med og uten demping og med og uten en påtrykt harmonisk tidsvariabel kraft. (Velg selv om ligningen skal beskrive et lodd i en fjær, en pendel, en torosjonpendel, en elektrisk svingekrets eller andre systemer.)
- b) Skissér hovedlinjene i hvordan vi kan gå fram for å finne en løsning av den mest generelle av disse ligningene.
- c) Følg hovedlinjene i utledningen noen få trinn, men nok til at du kan angi hva som fører til underkritisk, kritisk og overkritisk demping.
- d) Skissér hvordan disse løsningene ser ut når vi ikke har en påtrykt harmonisk tidsvarierende kraft. Spesifiser hvilke initialbetingelser du tar utgangspunkt i for dine skisser.

e) Forklar kort hvordan løsningen vil se ut når også den påtrykte harmoniske tidsvarierende kraften er til stede. Også her er det fint om du sier noe om initialbetingelsene du velger for din forklaring.

10. a) Vi har en elektrisk krets som består av en seriekobling av en resistans, R , en kapasitans, C , og en induktans, L , og en spenningskilde, $V(t) = V_m \cos(\omega t)$. (Den samme som vist i figur 2.3). Vis at differensialligningen som beskriver strømmen $I(t)$ i kretsen kan skrives som

$$a \frac{d^2 I}{dt^2} + b \frac{dI}{dt} + cI = U(t)$$

Uttrykk a , b , c og U ved R , C , L og $V(t)$.

Vi fjerner nå spenningskilden $V(t)$ og erstatter den med en kortslutning i resten av oppgaven.

b) Vis at strømmen $I(t) = A \cdot e^{\gamma t} \cos(\omega t + \psi)$ kan være en løsning av differensialligningen i a) (når altså $V(t) = 0$). A , γ , ω og ψ er konstanter. Hvilke av disse er bestemt av differensialligningen? Bestem i så fall disse uttrykt ved R , L og C .

c) Ladningen på kondensatoren ved tiden t kan skrives som $q(t) = Q_m e^{-\frac{R}{2L}t} \cos(\omega t + \psi)$. Anta at strømmen i kretsen ved $t = 0$ er null, dvs. $I(t = 0) = 0$, men at det er en ladning Q på kondensatoren. Bestem $q(t)$ for $t > 0$ uttrykt ved I_0 , R , L og C .

e) Bestem R for gitt L og C slik at kretsen blir kritisk dempet.