

Energihøsting i Strømning

Anders Langeland

Master i elektronikk
Oppgaven levert: Juli 2006
Hovedveileder: Odd Kr. Pettersen, IET

Oppgavetekst

Internasjonalt er det nå stor interesse for små trådløse sensorer, f.eks. for overvåking av maskiner eller oljerørledninger. Sensorene kan hente energi fra batterier, men dersom en kan unngå batterier, uten samtidig å gi slipp på trådløsheten, oppnås store fordeler. Det er derfor interessant å utvikle teknologi for høsting av energi fra omgivelsene. Dette gjelder f.eks. for sensorer montert inne i gassrør og oljeseparatorer.

Oppgaven går ut på å designe en energihøster som henter energien ut av en gasstrømning i et rør. Mulighetene for å lage en kontrollert virveldannelse i strømmingen og hente energien ut av denne ved en tilpasset omvandler basert på piezoelektrisk plast (PVDF) skal undersøkes og testes i laboratoriet.

Oppgaven gitt: 20. januar 2006

Hovedveileder: Odd Kr. Pettersen, IET

Sammendrag

I denne oppgaven skal det lages det en energihøster som skal kunne høste energi fra en luftstrømning. Det skal benyttes piezoelektrisk PVDF-film for å høste energi fra strømmingen. Innledningsvis studeres tidligere arbeid innen piezoelektrisk energihøsting, ettersom flere av detaljene og designparametrene i disse arbeidene er relevante i forbindelse med utviklingen av en energihøster.

Muligheten for å danne en kontrollert virveldannelse i et rør undersøkes. Eksempelvis studeres muligheten for å fremprovosere resonanser i røret som kan være egnet til å eksitere energihøsteren. Forsøkene gir dessverre ikke positivt resultat med tanke på å drive energihøsteren.

Energihøsteren som lages består av et stykke innspent film som jobber mot en lukket kavitet. Filmen hviler mot en krum ramme som vender innover i kaviteten. Det lages en forenklet modell av følsomheten til energihøster som funksjon av frekvens. Denne blir forsøkt verifisert ved hjelp av målinger på energihøsteren. Det er imidlertid store forskjeller mellom den modellerte og den målte følsomheten. Til slutt prøves energihøsteren ut i røret og det viser seg at spenningen som genereres er svært lav, omkring $60 \mu\text{V}$. Dette er altfor lavt til at energihøsteren kan benyttes i energihøstingssammenheng.

En mulig årsak til at energihøsteren genererer såpass lave spenninger er at det under fremstillingen av energihøsteren oppstår problemer med innspenningen av filmmaterialet. Filmmaterialet følger ikke krumningen på rammen på en tilfredsstillende måte og dette er en medvirkende årsak til lav mottakerfølsomhet. Dette kan også være en del av forklaringen på det store avviket mellom den modellerte følsomheten og den målte.

Et siste moment som også kan forklare den lave spenningen fra energihøsteren er at strømmingen i røret viser seg å være turbulent. Dette gir naturlig nok høy entropi i strømmingen. Når luftmolekylene er ute av takt vil netto kraft mot PVDF-membranet være liten.

Forord

Dette arbeidet avslutter den femårige sivilingeniørutdanningen innen akustikk ved NTNU. Faglærer Odd Kr. Pettersen og veileder Svein Sørsdal takkes for kyndig veiledning i arbeidet med diplomoppgaven. Spesielt har jeg satt pris på deres tilgjengelighet og imøtekommenhet når jeg har hatt behov for hjelp.

I arbeidet med denne oppgaven har jeg ellers truffet mange ansatte ved akustikkmiljøet ved NTNU og Sintef. Spesielt vil jeg trekke frem Asbjørn Ustad og Øyvind Lervik som har vært helt outstanding til å fikse ulike praktiske problemer. De takkes også for mange gode råd og vink i forbindelse med bruk av diverse måleutstyr.

Ellers takkes Leif Malvik og resten av gjengen på det mekaniske verkstedet for arbeidet med byggingen av røret og energihøsteren i pleksiglass og aluminium.

Anders Langeland

30. juni 2006

Innhold

1	Innledning	1
1.1	Energihøsting som konsept	1
1.2	Motivasjon.....	1
2	Tidligere Arbeid	3
2.1	Energihøstende Sko	3
2.2	Energihøstende Ål.....	8
2.3	PVDF - Høyttaler.....	11
2.4	Oppsummering	13
3	Måleserier i rør	15
3.1	Måleoppsett og motivasjon	15
3.2	Gjennomføring.....	16
3.3	Strømningsteori.....	17
3.4	Presentasjon av måleresultater.....	19
3.4.1	Terning og kloss.....	19
3.4.2	Terning	21
4	Utforming av energihøster	23
4.1	Høsteprinsipp og andre designhensyn.....	23
4.2	Konstruksjonsfase.....	24
4.3	Fremstilling av PVDF	26
4.4	Egenskaper ved PVDF-film	27
4.5	Bearbeiding og terminering av PVDF – film	28
5	Modellering av energihøsteren.....	33
5.1	Analogikrets	33
5.2	Modellering av mekaniske og elektriske størrelser	34
5.3	Diskusjon av mottakerfølsomhet	40
5.4	Senderfølsomhet	42
5.5	Oppsummering av følsomhetsmodellering	45
6	Måling av mottakerfølsomhet	47
6.1	Linearitet	47
6.2	Linearitetsmåling	48
6.3	Gjennomføring av følsomhetsmåling	50
6.4	Diskusjon av måleresultatet.....	51
7	Utprøving av energihøster i luftstrøm.....	53
8	Konklusjon	55
9	Vedlegg	57
9.1	Referanser.....	58
9.2	Bildereferanser.....	59
9.3	Utstyrliste.....	60
9.4	Matlabkode.....	61

1 Innledning

I denne oppgaven skal det lages en energihøster som skal høste energi fra en luftstrømning. I dette delkapitlet diskuteres først energihøsting som konsept. Deretter følger en kort redegjørelse for hvordan energihøsting i enkelte sammenhenger kan være svært fordelaktig. I kapittel to studeres tidligere arbeider som har en viss overføringsverdi i forbindelse med utarbeidelsen av den nye energihøsteren. I kapittel tre gjennomføres en måleserie på strømning i rør i håp om å kunne lage fordelaktige resonanser eller turbulens med tanke på å drive energihøsteren. I kapittel fire drøftes høsteprinsippet til PVDF-filmen og den videre utarbeidelsen av energihøsteren. I kapittel fem lages det en matematisk modell av energihøsteren for blant annet å kunne forutsi mottakerfølsomhet og foreta effektberegninger. Kapittel seks tar for seg målinger på energihøsteren i forbindelse med kartleggingen av følsomhetsresponsen. I kapittel syv prøves energihøsteren ut i røret og resultatet diskuteres. I kapittel åtte konkluderes det omkring arbeidet.

1.1 *Energihøsting som konsept*

Energihøsting handler i vid forstand om å omdanne ulike former for energi til elektrisk energi slik at en enhet kan drives direkte eller at energien kan lagres i et batteri eller en kondensator til senere bruk. I denne oppgaven er energikilden mekanisk, nærmere bestemt en luftstrømning i et rør. Det skal benyttes piezoelektrisk PVDF-film til å høste energi fra strømmingen.

I piezoelektriske materialer er det en sammenheng mellom mekaniske og elektriske størrelser på grunn av den asymmetriske gitterstrukturen i materialet, der sentrum for positive og negative domener er forskjøvet. Utsettes materialet for et elektrisk felt vil det avhengig av polarisasjonen, deformeres mekanisk enten ved at det trekker seg sammen eller utvider seg. Omvendt vil en mekanisk deformasjon skape en elektrisk spenning som er proporsjonal med deformasjonen. Hvis PVDF-film kan utplasseres på en slik måte at den deformeres omkring en likevektstilstand vil det bli skapt energi som kan høstes.

Hensikten med enhver energihøster er å levere den omdannede elektriske energien til en last som trenger energi. For at energihøsteren skal kunne levere effekt til en last på en tilfredsstillende måte er det to viktige betingelser som må oppfylles. Den ene er effektivitet og den andre er muligheten til å lagre den omdannede energien. Vibrasjonene som en energihøster utsettes for i naturlige omgivelser er vanligvis relativt lavfrekvente. Typiske verdier kan variere fra et par Hz til noen kHz. Høy effektivitet sikrer at mest mulig energi kan høstes fra vibrasjonene. Fordi det ofte kan oppstå naturlige pauser i eksitasjonen av en energihøster er det viktig at den har evnen til å lagre energi som ikke brukes. Da kan energihøsteren likevel kan levere energi under pauser eller ha reserver i bakhånd hvis effektbehovet i korte perioder overstiger den kan levere kontinuerlig.

1.2 *Motivasjon*

Det kan være nærliggende å spørre hvorfor det kan være attraktivt å gå bort fra velprøvde teknikker for å benytte elektrokjemisk energi fra batterier til fordel for energihøstere som ofte vanligvis har langt lavere virkningsgrad enn batterier. I dagliglivet kan batterier fint forsyne en rekke husholdningsgjenstander som radioer, mp3-spillere og alarmklokker med elektrisitet. Imidlertid finnes det flere situasjoner som krever elektrisitet i et lengre tidsrom enn et batteri kan levere.

Eksempelvis er det svært vanskelig å sørge for elektrisitet ved hjelp av batterier til forskjellige RF-sensornettverk som må operere under ugjestmilde og utilgjengelige forhold over lange tidsrom. Bevegelsessensorer droppet fra fly for å overvåke fiendtlig aktivitet er et eksempel på dette. I seismologiske undersøkelser blir sensorer gjerne utplassert i områder som kun er tilgjengelige ved hjelp av helikoptre. Trådløse sensornettverk i forbindelse med overvåkning av broer med langt spenn er en annen anvendelse. I mange sammenhenger kan det være vanskelig og ikke minst tidkrevende å erstatte batteriet på en RFID brikke som benyttes til overvåkning av sjeldne dyrearter som lever i jungelen. I alle disse anvendelsene må sensorene være selvforsynt med elektrisitet ettersom enhetene er utplassert i vanskelig tilgjengelige miljøer. Selv om det er mulig å få fått i sensorene vil det ofte innebære et stort arbeid å bytte ut batteriene i hundrevis av sensorer, noe som ofte vil bli for dyrt å gjennomføre. Ved hjelp av en energihøster kan denne problematikken unngås.

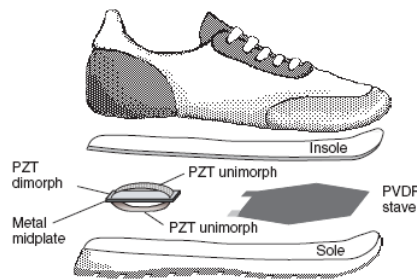
For enkelte formål kan batterier fint fungere som strømforsyning, men i andre anvendelser blir de for store og tunge. Et eksempel på dette er at vi stadig omgir oss med flere bærbare elektroniske enheter som mobiltelefon og mp3-spillere. Tidligere har behovet for elektrisitet blitt dekket av batterier men etter hvert som antallet bærbare enheter øker blir batterier et mindre attraktivt alternativt. Flere sett batterier blir tunge og det er tungvint å stadig måtte lade dem opp eller bytte dem ut med nye. Et alternativ til dette vil være å høste bevegelsesenergi fra brukeren selv. Et interessant tidligere arbeid som bør nevnes i denne forbindelse er en energihøstende sko. Energi skapes her ved at piezoelektriske materialer i en sko strekkes når skosålen bøyes.

En annen interessant energihøster utnytter en turbulent strømning i vann for å høste energi. Her skapes energien når et laminat av PVDF-film ”svømmer” i den turbulente strømmingen. PVDF- materialet strekkes som en følge av denne bevegelsen og det genereres spenning som er proporsjonal med strekket i PVDF-filmen. De to siste anvendelsene vil, sammen med et eksempel hvor det lages en høyttaler av PVDF, studeres i mer detalj i det neste delkapittelet. Ettersom flere av detaljene og designparametrene i disse arbeidene er relevante i forbindelse med utviklingen av en energihøster som skal høste energi fra en strømning, blir gjennomgangen av disse arbeidene relativt grundig.

2 Tidligere Arbeid

2.1 Energihøstende Sko

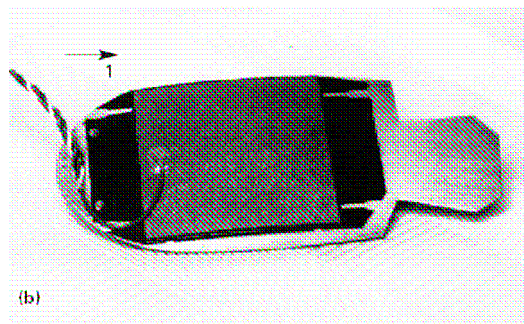
I diskusjonen av den energihøstende skoen tas det utgangspunkt i [2]. I denne teksten undersøkes muligheten for å parasittisk høste energi fra en person som går. Motivasjonen for å høste energi fra menneskelig bevegelse er at folk omgir seg med stadig flere bærbare gjenstander som krever energi. Det er naturligvis attraktivt å kunne unngå bruk av batterier under forutsetning av at høstemekanismen introduserer minimalt ubehag.



Figur 1: Modell av energihøstende sko [B1]

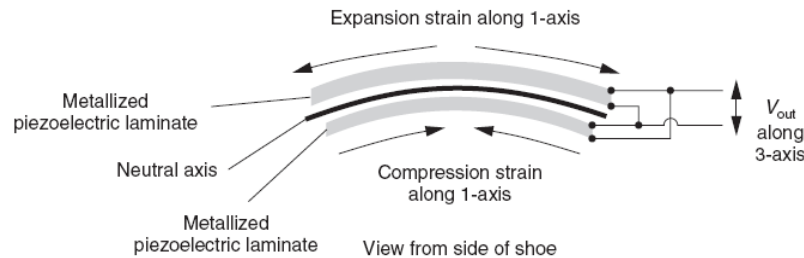
Høsteprinsippet, illustrert i figuren over, går ut på å legge inn ulike varianter av piezoelektrisk materiale i hælen og sålen på en sko. Foten blir funnet som det mest velegnede stedet å plassere høste-enheten, ettersom bevegelsen er lang og de dynamiske kreftene er store. Hælanslaget når skoen treffer bakken og bøyingen av sålen når skoen "ruller" gjør foten interessant i energihøstingsøyemed.

Også av hensyn til bærekomfort er foten et velegnet sted å plassere høstemekanismen. Mengden energi som kan høstes før det går utover et naturlig bevegelsesmønster er begrenset, men etter hvert som effektbehovet i bærbare elektroniske gjenstander går ned kan det i fremtiden være nok til å drive flere enheter.



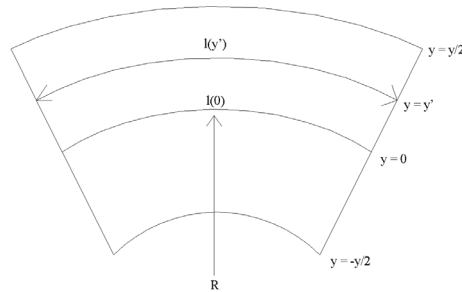
Figur 2: Piezokeramisk Hælparti [B1].

De piezoelektriske materialene i skoene strekkes etter tur når skoene berører bakken. Dette genererer spenning i de piezoelektriske materialene som lar seg høste. I hælen er det utplassert et spesialtilpasset krummet piezokeramisk materiale (PZT) som festes til et tynt stålstykke. Dette er illustrert i figuren 2. Lenger fremme i sålen er to stabler med åtte 28 μm tykke PVDF-filmer laminert omkring et 1 mm fleksibelt plastsubstrat som til sammen utgjør en stav. Når sålen bøyes vil de nederste åtte lagene strekkes, mens de åtte øverste lagene komprimeres. Kurven for null stress går igjennom det nøytrale plastsubstratet. Både materialet i hælen og i sålen opererer i strekkmodus, såkalt 31-mode. Skissen i figur 3 illustrerer hvordan filmlaminatene deformeres omkring det nøytrale substratet, samt hvordan ledninger tilkobles laminatene.



Figur 3: Virkemåte for PVDF-laminat [B1].

Geometrien til laminatet fremme i sålen påvirker hvor mye stress som utvikles i materialet. Ettersom effektutviklingen avhenger både av arealet til laminatet og stresset som laminatet utsettes for, sammenliknes et par ulike geometrier. Som eksempel tas det utgangspunkt i en momentberegning omkring et tverrsnitt av laminatet.



Figur 4: Tverrsnitt av PVDF-laminat.

Strekket S , i avstand y' fra plastsubstratet er gitt ved:

$$S(y') = \frac{l(y') - l(0)}{l(0)} = \frac{(R + y')\theta - R\theta}{R\theta} = \frac{y'}{R} \quad [-], \quad (2.1.1)$$

$l(0)$ [m] – Buelengde gjennom plastsubstratet.

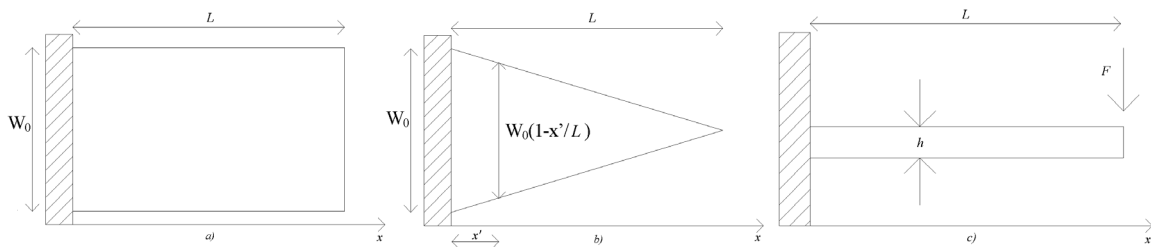
$l(y')$ [m] – Buelengde i avstand y' fra plastsubstratet.

Stresset i avstand y' fra det nøytrale laminatet ($y = 0$) er dermed gitt av:

$$T(y') = Y \frac{y'}{R} \quad [\text{N/m}^2], \quad (2.1.2)$$

$$Y = \text{Young modulen} \quad [\text{N/m}^2]$$

Stresset i filmene øker altså med avstand fra plastsubstratet og avtar for økende krumningsradius R .

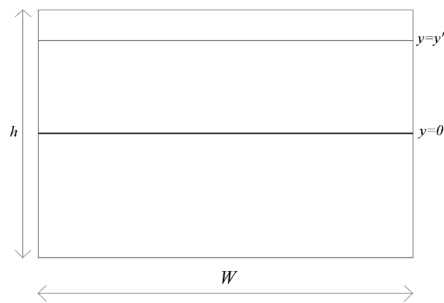


Figur 5: Kvadratisk filmareal (a), Triangulært filmareal (b), Bjelke sett fra siden (c).

To arealformer for laminatene vurderes, henholdsvis et rektangulært og et triangulært. Begge arealformene antas å henge ut fra en vegg som en bjelke. Figur 5 a) og b) illustrerer arealformene sett ovenfra, mens c) illustrerer bjelken sett fra siden. Det påtrykkes en vinkelrett nedoverrettet kraft på endekanten av bjelken (laminatet) i avstand L fra opphengningspunktet. Bøymomentet for et punkt i avstand x' fra opphengningspunktet til bjelken er gitt ved:

$$M_b = F(L-x') \quad [\text{Nm}] \quad (2.1.3)$$

Dette momentet må være likt momentet over tverrsnittet av bjelken som skyldes stresset som oppstår i filmlagene over og under det nøytrale substratet når bjelken bøyes. Momentberegningen forstås lettere ved hjelp av figur 6 som viser et tverrsnitt av bjelken sett fra vegg:



Figur 6: Bjelke sett fra vegg.

Det lokale momentet i avstand $y=y'$ fra plasts substratet er gitt som:

$$M_{y'} = kraft \cdot y' = T(y')W dy' y' \quad [\text{Nm}] \quad (2.1.4)$$

Integreres dette uttrykket over tykkelsen til PVDF-staven gir dette momentet for hele tverrsnittet.

For et triangulært laminat er momentet gitt ved:

$$M_i = \int_{-h/2}^{h/2} WT \times y' dy' = \frac{W}{R} \int_{-h/2}^{h/2} y' \times y' dy' = \frac{W}{R} \int_{-h/2}^{h/2} y'^2 dy' = \frac{Yh^3W_0(1-x'/L)}{12R} [\text{Nm}], \quad (2.1.5)$$

der bredden på det triangulære laminatet i figur 5b kan uttrykkes ved:

$$W = W_0(1-x'/L) \quad [\text{m}] \quad (2.1.6)$$

På tilsvarende vis blir momentet for et tverrsnitt i et rektangulært laminat beregnet. Dette gir:

$$M_i = \frac{Yh^3W_0}{12R} \quad [\text{Nm}] \quad (2.1.7)$$

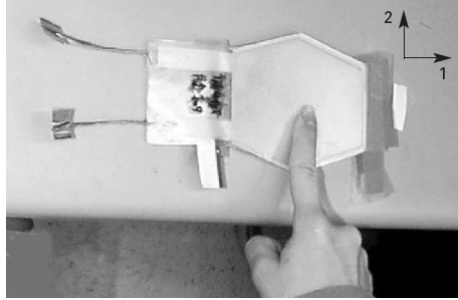
Ved å sette $M_b = M_i$, kan kraften F som virker på bjelken og uttrykket for radiusen R i det nøytrale substratet avledes fra de to momentuttrykkene. Radiusen i det triangulære og rektangulære membranet er henholdsvis gitt ved:

$$R_{\text{triangel}} = \frac{Yh^3W_0}{12FL}, \quad [\text{m}] \quad (2.1.8)$$

$$R_{\text{firkant}} = \frac{Yh^3W_0}{12F(L-x)} \quad [\text{m}] \quad (2.1.9)$$

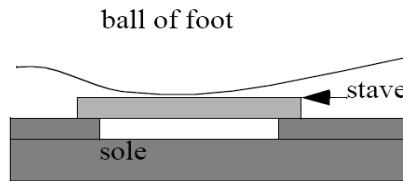
Ettersom strekket, S i bjelken er proporsjonalt med $1/R$, vil et triangulært laminat gi større strekk i materialet siden R i dette tilfellet er mindre enn for det rektangulære laminatet.

Med tanke på effektutvikling er svakheten ved en triangulær filmgeometri at den naturlig nok har mindre areal enn et rektangulært. Av denne grunn foretrekkes en heksagonal form på laminatet for å få noe av det beste fra begge verdener, altså mye strekk og stort areal. Laminatet illustreres i figuren under.



Figur 7: PVDF-laminatet foran i sålen [B1].

Momentberegningene tar som nevnt utgangspunkt i en uthengende stav og det diskuteres hvorvidt laminatet i sålen kan sammenliknes med en sådan. Ved hjelp av figuren under argumenteres det for at sålen representerer kraften, mens foten får laminatet til å krumme seg på samme måte som bjelken.



Figur 8: Illustrasjon som argumenterer for å betrakte laminatet som en bjelke [B2].

For å anslå hvor mye effekt systemet leverer koples det til en lastresistans. For PVDF-staven kan det vises at effekten levert til motstanden er gitt ved:

$$P = \frac{|V|^2}{R_L} = \frac{(\epsilon_{31} A S_1 \omega)^2 R_L}{1 + (\omega C R_L)^2} \quad [\text{watt}] \quad (2.1.10)$$

Y [N/m²] - Young modul.

d_{31} [m/V] - Piezoelektrisk konstant.

ϵ_{31} [F/m] - $Y d_{31}$.

h [m] - Tverrsnitthøyde.

Δy [m] - Avbøyning.

S_1 [-] - Strekk i 1-retningen. ($= h \Delta y / (L/2)^2$)

C [F] - Kapasitans, PVDF staven.

ω [Rad/s] - Vinkelfrekvens.

R_L [Ohm] - Lastresistans.

A [m²] - Areal.

Det er tidligere nevnt at tilgjengelig effekt øker med filmvolumet. Dette er lettest å se ved å studere kapasitansen C , i dette tilfellet gitt ved:

$$C = \frac{\epsilon A}{h} \quad (2.1.11)$$

Økes tykkelsen h , avtar kapasitansen og dermed økes effekten levert til motstanden i (2.1.11). Det er imidlertid viktig å være klar over at effektøkningen forutsetter at filmene strekkes like mye etter volumøkningen. Brukes det for mange filmlag vil skosålen bli stiv og ubehagelig å bruke.

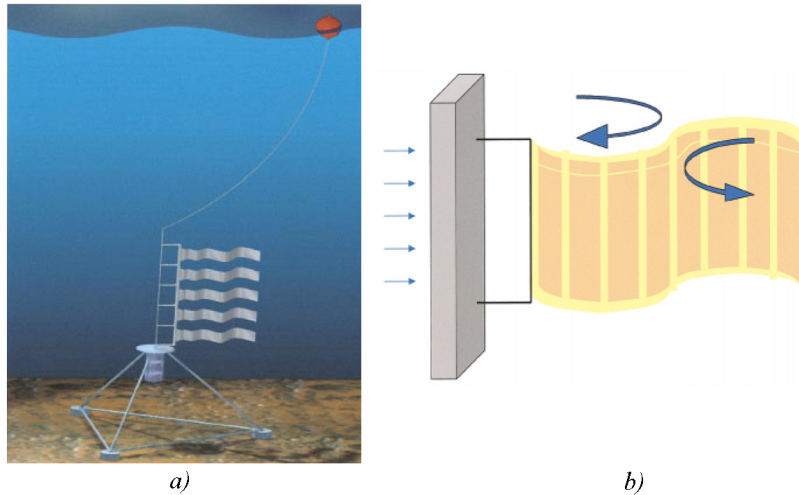
Med en avbøyning på 7mm og 2 Hz gangfrekvens beregnes teoretisk effekt som funksjon av lastresistans. Lastresistanser på henholdsvis 208 k Ω for PVDF-staven og 234 k Ω for det piezokeramiske materialet gir maksimal effekt. Med denne lastresistansen blir teoretisk maksimal effekt for PVDF-staven 3.68 mW. Dette stemmer bra med den virkelige maksimale effekten som måles til 2mW. For det piezokeramiske materialet i hælen blir maksimaleffekten målt til 15 mW. Midlet over to perioder blir gjennomsnittseffekten for de to enhetene henholdsvis 0.6 mW og 5 mW.

Fordelen med PVDF-bjelken er at den knapt merkes i skoen, og er dermed ideell for parasittisk energihøsting. Ulempen med denne enheten er imidlertid at den genererer en relativt begrenset mengde effekt. Den piezokeramiske enheten utvikler vesentlig mer effekt, men er langt vanskeligere å plassere ubemerket i skoen. Den er også sprøere og er mer slitasjutsatt.

Utprøving av enhetene viser at de faktisk fungerer i praksis. PVDF-staven klarer å drive et digitalt ur, en mikrodatamaskin som igjen driver en liten høyttaler og en RF-brikke som trådløst sender en id-kode med kort rekkevidde. Dette kan for eksempel brukes i miljøer hvor brukeren har ønske om å identifisere seg. Den piezokeramiske høsteren i hælen genererer vesentlig mer effekt og kan for eksempel drive en trådløs personsøker uten større problemer.

2.2 **Energihøstende Ål**

Diskusjonen av den energihøstende ålen er basert på [2]. Enheten er utviklet for å høste mekanisk energi fra strømninger i hav og elver ved å hjelp av PVDF-film. Bruksområdet for denne enheten vil typisk være å generere energi til drift av sensorer og andre instrumenter plassert i utilgjengelige og ugjestmilde omgivelser både på land og i vann. Fremstilling av ålen er relativt billig og et viktig moment er at den kan skaleres i størrelse slik at den kan produsere alt fra mW til mange W. Oppskalering av Piezoelektriske energihøstere er for øvrig en annen interessant tanke. Mulige fremtidige anvendelser kan være energihøsting fra vibrasjoner i gulvet i kontorbygg eller fra større industrielle maskinparker. Figur 9 a) under illustrerer imidlertid hvordan forfatterne ser for seg at ålen kan plasseres på havbunnen.



Figur 9: Ål utplassert på havbunn (a), den turbulente strømmingen som oppstår bak det stumpe legemet får ålen til å svømme(b) [B3].

En viktig forutsetning for at ålen skal fungere er at strømmingen som ålen plasseres i ikke er turbulent. Når et stumt legeme plasseres i en ikke-turbulent strømning, vil det oppstå en regulær virvelavløsning på begge sider av legemet. Effekten av virvelavløsningen er illustrert i figur 9 b).

De regulære trykkforskjellene som oppstår bak det stumpe legemet får ålen til å svinge omtrent som et flagg bak en flaggstang. Når ålen svinger strekkes de piezoelektriske filmene og det genereres vekselspenning. Spenningen omdannes til likespenning og lagres i et batteri.

En typisk ål består av tre lag. De ytre lagene består av piezofilm, mens det indre laget består av et fleksibelt polymer som er vesentlig tykkere. Poenget med det tykke laget er å skape større bøye-moment i de ytterste lagene slik at de strekkes mer. I artikkelen undersøkes det videre hvordan maksimalt strekk kan oppnås i de piezoelektriske filmene.

Effekten som ålen i strømmingen kan levere er gitt av følgende sammenheng:

$$P = \frac{\eta_1 \eta_2 \eta_3 A \rho V^3}{2} \quad [\text{watt}] \quad (2.2.1)$$

η_1 [-] - Hydrodynamisk effektivitet. Stikkordet her er best mulig matching mellom frekvensen til ålen og frekvensen til strømmingen bak det stumpe legemet.

η_2 [-] - Det piezoelektriske materialets effektivitet når det gjelder omdanning av strekk til elektrisk energi.

η_3 [-] - Effektiviteten til den resonante kretsen som brukes for å ta ut energien fra det piezo-filmen. Effektiviteten henger sammen med elektriske tap.

A [m²] - Tverrsnittsarealet til ålen.

V [m/s] - Strømningshastigheten til vannet.

Optimaliseringen av designet foretas ved hjelp av datasimuleringer. Eksperimenter gjennomføres i en tank for å verifisere simuleringene. Strekket i ålen beregnes lokalt ved å visuelt observere krumningen til ålen når den er plassert i en tank og elektrisk ved å lese av spenningen i hvert segment av ålen. Et elementmetodeprogram kalt Nektar simulerer og verifiserer oppførselen til ålen under ulike forhold.

En viktig konklusjon med tanke på matching av frekvensen til ålen er at den er optimal når den matcher frekvensen til strømmingen bak det stumpe legemet. Økes strømningshastigheten for den optimale frekvensen viser det seg at den leverte effekten kun øker lineært med hastigheten, og ikke i tredje potens som gjelder for tilgjengelig effekt.

I simuleringsprogrammet Nektar modelleres ålen som en sammensatt bjelke som bøyes. Strekket i bjelken er gitt som $\delta = y/R$, der R er krumningsradiusen og y er avstanden til den nøytrale akselen. Det nøytrale laget i midten av ålen bidrar til å øke y , noe som øker strekket i de aktive lagene. Dette prinsippet benyttes som nevnt også i den energihøstende skoen. Dessverre bidrar det midterste laget også til at ålen blir stivere, noe som kan føre til lavere strekk i de aktive lagene. Er ålen for tykk vil den ikke bevege seg, er den derimot for tynn genereres det ikke strekk i ålen. Derfor må det eksistere en optimal tykkelse både på det sentrale laget og de aktive lagene.

Artikkelen diskuterer i neste omgang ulike piezoelektriske materialer som kan være et alternativ til PVDF-med tanke på effektutvikling. For et stykke piezofilm som opererer i såkalt 31-møde kan det vises at tilgjengelig effekt per volumenhet er gitt ved:

$$P_0 = \frac{\pi d_{31}^2 s^2 Y^2 f}{2 \epsilon \epsilon_0} = \frac{\pi k_{31}^2 Y s^2 f}{2} \quad [\text{watt}] \quad (2.2.2)$$

d_{31} [m/V] - Mekanisk-elektrisk koplingskoeffisient.

s [%] - Strekkprosent.

Y [N/m²] - Young modul.

ϵ [F/m] - Dielektrisitetetskonstanten til materialet.

f [Hz] - Frekvensen som materialet utsettes for strekk.

k_{31}^2 [-] - Elektromekanisk koplingskoeffisient.

Det er viktig å legge merke til at P_0 kun er oppnåelig når det piezoelektriske elementet er koplet til en matchet last.

En vesentlig ulempe ved PVDF er at det har en lav d_{31}^2 , noe som slår negativt ut på levert effekt. Det diskuteres derfor å ta i bruk andre polymerer, såkalte elektrostrictive polymerer med langt høyere d_{31}^2 . På grunn av dette kan disse materialene i teorien generere langt mer effekt. Grunnen til at disse materialene ikke allerede er tatt i bruk er blant annet at de mangler mekanisk robusthet og har høye dielektriske tap. Den dag et passende polymer av denne typen materiale utvikles vil det erstatte PVDF.

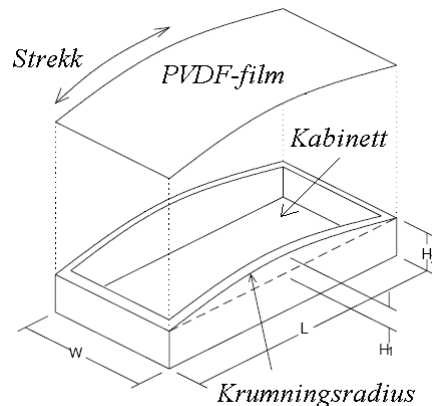
Den videre diskusjonen tar for seg design av en svitsjekrets for optimal energihøsting. Direkte elektrisk resonans er ikke egnet for ålen pga av den lave frekvensen (1-2 Hz) som den beveger seg med. Dette ville ha medført introduksjon av spoler med upraktisk størrelse. Likningene som utledes i forbindelse med svitsjekretsen er utelatt i denne diskusjonen. Effektiviteten (P_{ut} / P_{inn}) til svitsjekretsen som realiseres er imidlertid på 37%.

En viktig fremtidig utfordring som skisseres i forbindelse med videreutvikling av ålen er automatisk orientering av ålen i henhold til strømmingen. En annen utfordring som nevnes er å få ålen til å oppføre seg pålitelig og effektivt under varierende strømningshastigheter. Langvarige opphold i saltvann trekkes også frem som et potensielt problem for ålen.

2.3 PVDF - Høytaler

I manualen [3] fra en produsent av piezofilm beskrives PVDF-film anvendt i en høytalerkonstruksjon. Denne anvendelsen er veldig interessant med tanke på design av en energihøster. Energihøsteren er på mange måter en høytaler i revers og det er rimelig å anta at designparametrene som diskuteres nedenfor også er av betydning for energihøsteren.

Til forskjell fra vanlige elektrodynamiske høyttalere som har en drivende enhet som får et membran til å vibrere, er begge disse egenskapene integrert i PVDF-film. På grunn av fleksibiliteten og den piezoelektriske effekten i PVDF, vil filmen vibrere når elektrodene påtrykkes vekselspanning.



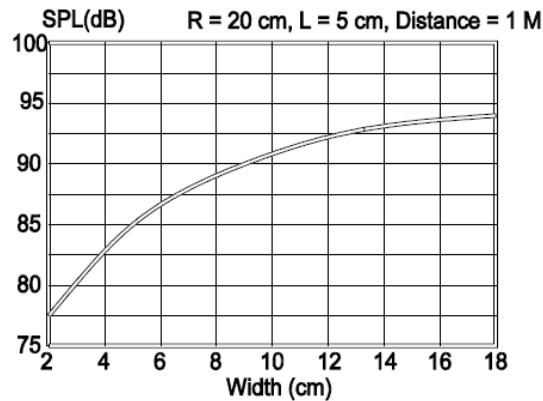
Figur 10: Oppbygning av PVDF-høytaler [B4].

Designet som demonstreres i manualen er gjengitt i figuren over. I figur 10 markerer ”Strekk” 31-retningen. Filmen krummes, strekkes og festes i hver kortsida av kabinettet. Hensikten med kabinettet er å skille over og undersiden av filmen fra hverandre. Når en vekselspanning påtrykkes filmen dannes det strekk både i 1- og 3-retningen. 3-retningen kan relateres til filmtykkelsen. Etersom membranet er svært tynt kan strekket i 3-retningen ses bort fra. Strekket i 1-retningen resulterer i at membranet i all hovedsak beveger seg i radiell retning, det vil si inn og ut av kabinettet.

Blant viktige designparametre som påvirker høytalerens oppførsel bør blant annet filmtykkelsen nevnes. Etersom lydtryknivået fra høytaleren er proporsjonalt med det elektriske feltet, vil en tynn film kunne

spille høyere. Halveres filmtykkelsen vil dette gi 6 dB høyere lydtryknivå. Ulempen ved å gjøre dette er at kapasitansen dobles og dette fører til at kretsen trekker mer strøm fra forsterkeren. Tynne filmer har også en tendens til å ikke følge krumningen på høyttalerkabinettet, og dette kan føre til artefakter i frekvensresponsen.

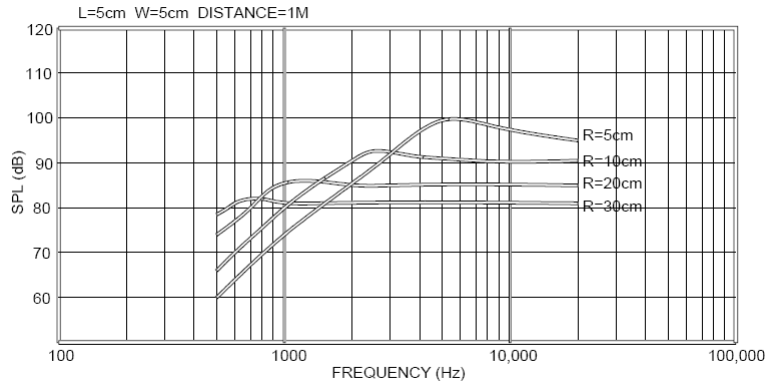
Filmarealet som benyttes i høyttaleren påvirker hvor høyt den kan spille. Sammenhengen mellom lydtryknivå og bredde på filmen illustreres for 10 kHz i figuren under:



Figur 11: Lydtryknivå som funksjon av filmbredde[B4].

En parameter som også bør vies oppmerksomhet er krumningsradiusen til membranet. Innvirkningen av krumningsradiusen på høyttalerens frekvensrespons kan studeres i figur 12. Kurvene fremkommer ved å kombinere bølgelikningen for en krum plate med piezoelektriske likninger som beskriver materialet. I beregningene inngår størrelsen og formen til filmen, massebelastningseffekten av elektrodematerialet, samt dielektriske og mekaniske tap.

Høyttaleren i eksempelet har et kvadratisk membran med 5 cm sidekanter. Illustrasjonen viser at en høyttaler med liten krumningsradius spiller høyere enn en høyttaler med større radius etter knekkfrekvensen. Ulempen med liten krumningsradius er at frekvensresponsen ruller tidligere av for lave frekvenser enn for en høyttaler med stor krumningsradius. Avrullingen i frekvensresponsen for lave frekvenser illustrerer en av svakhetene ved piezofilm. PVDF-film har som nevnt en relativt lav elektromekanisk koblingskoeffisient k_{31} . Dette gjør det vanskelig å omsette en spenning til et stort membranutslag. I en høyttaler må membranutslagene være mye større for lave frekvenser enn for høye for at høyttaleren skal spille like sterkt ved alle frekvenser. Når dette ikke er mulig, blir konsekvensen lavere lydtrykk ved lave frekvenser.



Figur 12: Lydtrykknivå som funksjon av frekvens for ulike krumningsradiuser [B4].

I følge filmprodusenten er cutoff-frekvensen til en høyttaler proporsjonal med kvadratroten av Young modulen dividert med tettheten og omvendt proporsjonal med krumningsradiusen, R . Ved å substituere inn materialparametrene gir dette følgende estimat for cutoff-frekvensen (-3 dB):

$$f_{cutoff} = \frac{21}{R(cm)} \quad [\text{kHz}] \quad (2.3.1)$$

Hvis det viser seg at krumningsradiusen påvirker mottakerfølsomheten til energihøsteren på samme måte som frekvensresponsen til høyttaleren, må det tas hensyn til dette når krumningsradiusen til energihøsteren skal bestemmes. Gjøres krumningsradiusen for liten avtar følsomheten raskt for lave frekvenser og dermed blir det verre å høste lavfrekvent energi. Krumningsradiusen bør heller ikke gjøres for stor siden dette senker nivået over hele frekvensområdet.

2.4 Oppsummering

I gjennomgangen av de tidligere arbeidene er en del generelle designhensyn som påvirker ytelsen til en energihøster blitt belyst. Ett av momentene som går igjen i de tidligere arbeidene er at strekket, og dermed spenningen fra filmen kan økes om den limes utenpå et nøytralt, fleksibelt materiale. For et innspent membran ser det ut til at krumningsradiusen vil kunne påvirke arbeidsområdet til en energihøster.

Det kommer også frem at tilgjengelig effekt øker med areal og filmvolum. Avhengig av forholdene som energihøsteren kommer til å operere under, kan det i enkelte tilfeller være ønskelig med et tykkere og mer robust membran fremfor flere tynne membran. Tykke filmer genererer større spenninger enn tynne filmer. Imidlertid har tykke filmer lavere kapasitans enn tynne membran, og derfor kan et laminat av flere tynne filmer med et nøytralt materiale imellom være å foretrekke.

Ettersom energihøsteren skal høste energi fra en luftstrømning virker mekanismen som får den energihøstende ålen til å svømme spesielt interessant. Hvis det på samme måte som for den energihøstende ålen kan skapes en regulær turbulens i luften, vil denne kanskje kunne drive energihøsteren. For å undersøke dette nærmere er det nødvendig å foreta målinger i en luftstrømning.

3 Måleserier i rør

3.1 Måleoppsett og motivasjon

Som nevnt skal muligheten for å høste energi fra en luftstrømning ved hjelp av PVDF-film studeres. Det tas derfor sikte på å lage en energihøster som kan prøves ut i en luftstrømning. For å skape et miljø hvor det kan eksperimenteres med luftstrømningen og energihøsteren kan prøves ut, tas det utgangspunkt i å blåse luft gjennom et rør ved hjelp av en vifte. Mellom viften og røret som energihøsteren skal plasseres i, monteres en støydemper for å fjerne uønsket støy. Oppsettet er illustrert i figuren under:



Figur 13: Fra venstre, Vifte med innsnevring, lyddemper og rør.

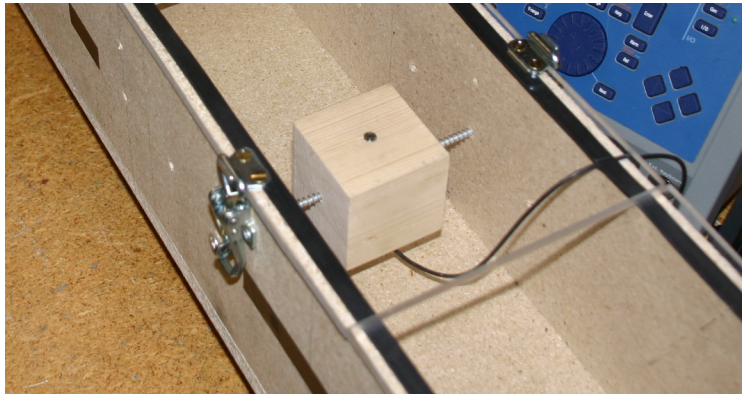
En av grunnene til at energihøsteren vil bli prøvd ut i et rør er at et tidligere arbeid [4] med liknende oppsett har resultert i svært høye lydtryknivå på overflaten av en terning plassert midt i et liknende rør. I det tidligere arbeidet skapes de høye lydtrykkene ved at en kraftig vifte blåser luft gjennom røret og eksiterer tverrmoder i røret.

Røret som brukes i denne oppgaven lages 2.5 m langt med kvadratisk tverrsnitt der sidekantene er 14 cm. Røret lages såpass langt for å dempe artefakter i strømmingen som kan relateres til munningen og rørenden. Det relativt store tverrsnittsarealet gjør montering av gjenstander i røret enklere og forenkler praktisk arbeid når målinger foretas. Tre av rør-sidene består sponplater, mens topplokket er laget av plexiglass med hengsler for å gjøre det lett å komme til i røret.

For å få dannet seg et bilde av forholdene i røret og undersøke om det er mulig å påvirke dem i fordelaktig retning gjennomføres det en måleserie på treklosser plassert i røret. Lydtryknivået måles som funksjon av frekvens og det eksperimenteres med orientering og posisjonering av treklossene.

3.2 Gjennomføring

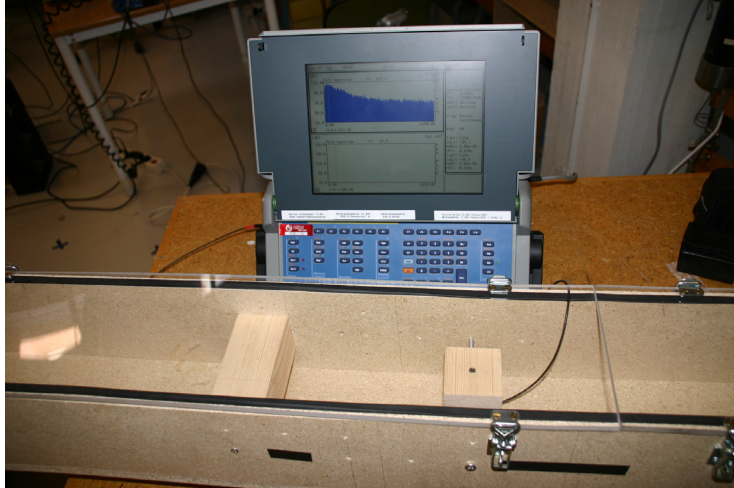
I den første forsøksøken tas det utgangspunkt i en terning laget av tre, med 6 cm lange sidekanter. Et hull bores tvers igjennom midten av terningen for å gjøre plass til en kvarttommes mikrofon. Mikrofonen dyttes gjennom klossen og plasseres flush med overflaten på terningen. Med mikrofonen på plass, festes terningen midt i røret ved hjelp av skruer fra sideveggene. Deretter settes topplokket på røret og det blåses luft igjennom røret. Oppsettet illustreres i figuren under:



Figur 14: Terning med mikrofon.

Måleprosedyren gjennomføres med to ulike strømningshastigheter, henholdsvis 7.1 m/s og 11.6 m/s. Terningen kan roteres ved hjelp av skruene fra sideveggene og lydtryknivået måles som funksjon av frekvens for fem vinkler: 0°, 20°, 40°, 60° og 80°. 0° beskriver situasjonen i figur 14, der toppflaten på treklossen er parallell med topp og bunn i røret. For øvrig beskrives vinklene som vinkelen mellom toppflaten på treklossen og rørbunnen. Vinkelen til terningen justeres ved å feste en gradskive på utsiden av røret omkring hullet som skruen sitter i. En pappbit teipet til skrujernet brukes for å lese av vinkelen når skruen dreies. Denne innretningen kan ikke sees på bildet, men gir trolig en avlesningsfeil på et par grader.

I den andre forsøksøken utføres det tilsvarende målinger, men med den forskjell at det plasseres en trekloss foran terningen med mikrofon. Måleoppsettet kan studeres i figuren under. Tanken bak å introdusere en ekstra kloss er håpet om at turbulensen som dannes bak klossen vil være regulær og alternerende, etter mønster fra den energihøstende ålen, slik at den vil kunne drive energihøsteren. Klossen har det samme tverrsnittsarealet som terningen, men den er lengre og går fra vegg til vegg i røret. I denne forsøksøken brukes det fire måleposisjoner for terningen. For hver måleposisjon økes avstanden mellom klossen og terningen. I den første måleposisjonen er avstanden fra terningen frem til klossen 6 cm. I de neste måleposisjonene er avstandene henholdsvis 12, 18 og 24 cm.



Figur 15: Terning med mikrofon plassert bak kloss.

For å se hvilken effekt klossen(e) har på det målte lydtryknivået foretas det også målinger av lydtryknivået uten klosser i røret. Mikrofonen føres igjennom et hull i rørveggen og lydtryknivået måles som funksjon av frekvens for to strømningshastigheter.

3.3 *Strømningsteori*

Før måleresultatene presenteres og diskuteres kan det være interessant å se litt nærmere strømningsforholdene i røret og hva som skjer når det introduseres et legeme i strømmingen. Luftmotstanden som legemet opplever har to komponenter, friksjon og trykk. Motstand som skyldes friksjon forårsakes av kontakten mellom luften og overflaten som den strømmer over. Hvis det dannes flere lag med luft langs overflaten av legemet skyldes dette vanligvis friksjonsmotstanden. Friksjonsmotstanden henger sammen med overflatearealet som kommer i kontakt med luftstrømmen.

Luftmotstand som kan relateres til trykk skyldes virveldannelse som settes opp i strømmingen når den passerer legemet. Størrelsen på motstanden henger sammen med tverrsnittsarealet til legemet i strømmingen. Det er for eksempel trykkmotstanden som er opphav til kjølvannet som dannes bak en båt.

Formen på legemet avgjør hvilken motstand som er den dominerende. Hvis luftmotstanden domineres av friksjonsmotstand er legemet strømlinjeformet. Dominerer derimot trykkmotstanden, er legemet stumpet. Et typisk strømlinjeformet legeme er en flyvinge, mens klossene som det foretas målinger på er stumpe legemer.

Det spesielle ved strømmingen i røret er at den hele tiden er turbulent. Dette kan illustreres ved hjelp av Reynoldstallet [9] som blant annet indikerer hvorvidt en strømming er laminær eller turbulent. I tillegg til dette avgjør Reynoldstallet sammen med Eulertallet om det er mulig å oppnå fornuftige resultater ved måling på en miniatyrisert modell av for eksempel en flyvinge i en strømming. Reynoldstallet er gitt som forholdet mellom krefter i strømmingen som skyldes masse og krefter som skyldes viskøse krefter, det vil si krefter forårsaket av intern friksjon i strømmingen. Reynoldstallet er dimensjonsløst og er gitt ved:

$$Re = \frac{\rho v_s D}{\mu} = \frac{v_s D}{\nu} \quad [-], \quad (3.3.1)$$

ρ [kg/m³] - Fluidtetthet.

D [m] - Rørets tverrsnittlengde.

v_s [m/s] - Midlere fluidhastighet.

μ [kg/ms] - Fluidviskositet.

ν [m²/s] - Kinematisk viskositet.

For lave Reynoldstall er strømmingen laminær og den karakteriseres ved en ordnet, glatt og jevn bevegelse. Dette er typisk for en langsom strømning. For høye Reynoldstall er strømmingen turbulent og er da langt mindre regulær. Strømningshastigheten er da vanligvis større, samtidig som trykk og partikkelhastighet varierer raskt i tid og rom. En strømning med Reynoldstall under 2000 betraktes som laminær. I et overgangsområde fra 2000-4000 er strømmingen verken laminær eller turbulent. Reynoldstall over 4000 indikerer en turbulent luftstrøm. I forsøksriene måles de midlere strømningshastighetene til henholdsvis 7.1 og 11.6 m/s. Dette gir Reynoldstall på henholdsvis 7.5×10^4 og 1.2×10^5 . Følgelig må strømmingen kunne karakteriseres som turbulent.

Ettersom Reynoldstallene viser at luftstrømmen er turbulent allerede i forkant av klossen, spørs det i hvilken grad turbulensen som oppstår i kjølvannet av klossen vil være regulær og alternerende. Riktignok vil turbulensen bak klossen ha en avløsningsfrekvens som kan bestemmes ved hjelp av Strouhallet. Strouhallet er en dimensjonsløs størrelse som brukes for å beskrive mekanismer i oscillerende strømninger. Strouhallet gitt ved:

$$St = \frac{fd}{U} \quad [-], \quad (3.3.2)$$

f [Hz] - Frekvensen til strømmingen i kjølvannet av legemet som genererer turbulensen.

d [m] - Tverrsnitthøyden til legemet som genererer turbulensen.

U [m/s] - Strømningshastighet.

Strouhallet er tilnærmet konstant, 0.2, for Reynoldstall i størrelsesorden $200 < Re < 200 \times 10^5$. Ettersom Reynoldstallet for de to strømningshastighetene ligger innenfor dette området, kan avløsningsfrekvensen til klossen foran terningen beregnes ved hjelp av formel (3.3.2). Høyden på klossen i røret er 6 cm og for en strømningshastighet målt til 11.6 m/s vil avløsningsfrekvensen til klossen som genererer turbulens bli:

$$f = St \frac{U}{d} = 0.2 \frac{11.6}{0.06} \approx 38.7 \quad [\text{Hz}] \quad (3.3.3)$$

Denne frekvensen er svært lav og blir vanskelig å utnytte hvis frekvensavrulling for lave frekvenser for den piezoelektriske høyttaleren også gjelder for energihøsterens mottakerfølsomhet.

En annen frekvens som kanskje vil være mer egnet til energihøstingsformål vil være frekvensen til den første tverrmoden i røret. Under forutsetning av at $\lambda/2 = 0.14$ m, det vil si rørets høyde, blir $\lambda = 0.28$ m. Frekvens til den første tverrmoden er da gitt ved [5]:

$$f = \frac{c}{\lambda} = \frac{340}{0.28} = 1214 \text{ Hz}, \quad (3.3.4)$$

c [m/s] – Lydhastigheten i luft.

f [Hz] – Lydbølgens frekvens.

λ [m] – Bølgelengde.

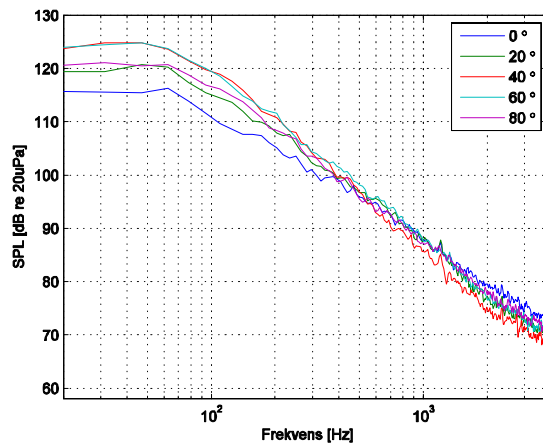
Når målingene av lydtryknivået studeres, vil det kanskje være mulig å finne en topp i målt lydtryknivå for denne frekvensen. Denne frekvensen er trolig også for lav til at energihøsteren kan nytte seg av den på grunn av den antatte avrulling i mottakerfølsomheten for lave frekvenser.

3.4 Presentasjon av måleresultater

Inkluderes alle måleposisjoner, målevinkler og strømningshastigheter, er det utført totalt 52 målinger av lydtryknivået i ulike konfigurasjoner. Det store datamaterialet representerer en presentasjonsmessig utfordring. For å ikke oversvømme leseren med plott er det gjort et utvalg av datamaterialet som illustrerer de viktigste aspektene ved støyforholdene i røret. Hvis en ser bort i fra forskjellen i lydtryknivå er det relativt liten forskjell mellom måleseriene med ulik strømningshastighet. Derfor presenteres kun målinger som er utført med den høyeste strømningshastigheten.

3.4.1 Terning og kloss

I måleserien med en terning og en kloss er det en del trekk som går igjen i alle fire måleposisjonene. Av den grunn presenteres kun to figurer som får frem det essensielle ved støyforholdene. I figuren under er lydtryknivået som funksjon av frekvens plottet for de fem målevinklene i måleposisjon 2. I denne posisjonen er avstanden mellom terningen og klossen er 12 cm.

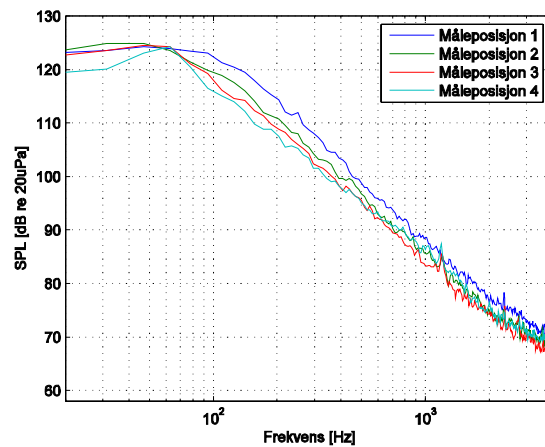


Figur 16: Lydtryknivå for ulike helningsvinkler i måleposisjon 2.

Plottet viser at lydtryknivået er sterkest for lave frekvenser og tilnærmet konstant for de ulike målevinklene opp til ca 60 Hz. Fra ca 200 Hz og utover avtar lydtryknivået med ca 10 dB/oktav. Et trekk som går igjen i de fleste måleposisjonene er at plottet for 0° sammenliknet med de andre målevinklene har lavest amplitude for lave frekvenser og størst verdi for høye frekvenser. Det samme fenomenet kan observeres for 40° , med den forskjell at utviklingen er omvendt.

Avløsningsfrekvensen på 38.7 Hz som den største klossen genererer ser ikke ut til å ha gitt utslag på noen av målingene. En mulig årsak til dette er som nevnt at strømmingen i forkant av klossen som genererer avløsningsfrekvensen allerede er turbulent. I eksempelet med den energihøstende ålen er strømmingen laminær i forkant av legemet som genererer turbulensen. Dette resulterer trolig i en turbulens med langt større koherens.

Tverrmoderesonansen på 1214 Hz, er her observerbar som en liten, smal topp omkring 1203 Hz. Ved 2359 Hz som er omtrent det doble av 1203 Hz, er det også antydning til resonans for de ulike målevinklene. Denne resonansfrekvensen er imidlertid noe vanskeligere å observere på dette plottet, men kommer klarere frem i figuren under:

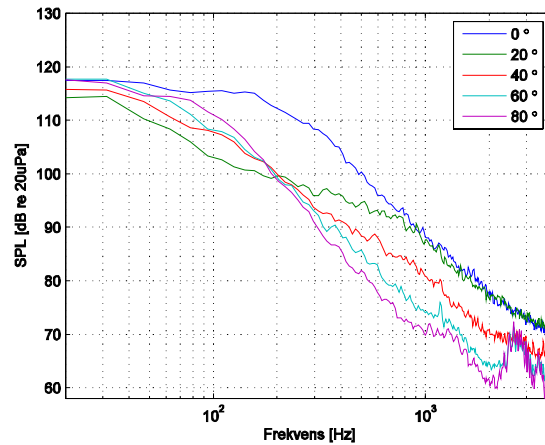


Figur 17: Lydtryknivået i de fire måleposisjonene for samme helningsvinkel.

Her er lydtryknivået plottet for 40° helningsvinkel i de fire måleposisjonene. Også her kan en tydelig se en liten resonanstopp ved 1203 Hz. For resonansene ved 1203 Hz og 2359 Hz er nivåøkningen ca 3 dB fra topp til bunn. Dette er lite med tanke på å utnytte det til energihøsting ettersom lydtryknivået i røret har falt mange dB opp mot disse frekvensene. For store deler av frekvensområdet ser det ut til at lydtryknivået er ca 3 dB større enn ellers når terningen plasseres nærmest klossen, det vil si måleposisjon 1. Denne tendensen går imidlertid kun igjen for vinklene 40° og 60° og 80° . For vinklene 0° og 20° , er det imidlertid i posisjon 4 det måles størst lydtryknivå. Hvilken helningsvinkel og posisjon som bør velges for å få optimal energihøsting må også vurderes ut i fra følsomheten som måles for energihøsteren.

3.4.2 Terning

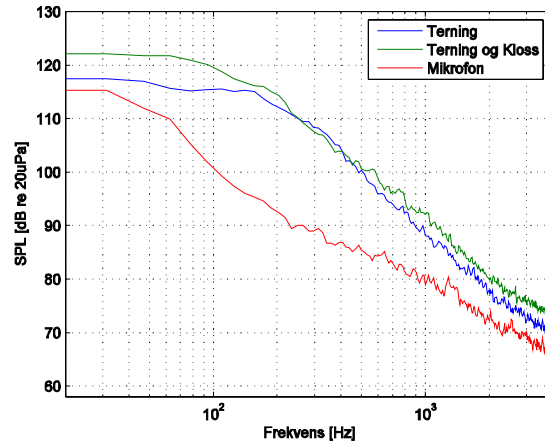
For måleserien hvor terningen står alene i røret, plottes lydtryknivået igjen som funksjon av frekvens for de ulike helningsvinklene. Dette gir følgende plott:



Figur 18: Lydtryknivå som funksjon av frekvens og helningsvinkel når terningen står alene i røret.

Her er det ikke mulig å finne igjen resonansene ved henholdsvis 1203 Hz og 2359 Hz fra måleserien med to klosser. Resonansen som imidlertid er mest iøynefallende er relativt kraftig og bredbåndet, med resonans ved 2609 Hz. Avstanden fra topp til bunn for denne resonansen er ca 10 dB. Til tross for at resonansen er kraftig vil det fra et energihøstingsperspektiv trolig være best å la orienteringen til energihøsteren være 0°. Argumentet for dette er at lydtryknivået for denne helningsvinkelen er større enn for de andre vinklene, for nesten alle frekvenser. Et annet viktig poeng ved å la orienteringen være 0° er at lydtryknivået begynner å falle av vesentlig senere i frekvens enn for de andre vinklene.

En sammenlikning av de to måleoppsettene bør også være av interesse. Fra oppsettet med to klosser er det valgt ut et plott fra måleposisjon 1 der helningsvinkelen er 60°. Denne kombinasjonen gir et relativt høyt lydtrykk for lave frekvensen, samtidig som nivået ellers er høyt over et stort frekvensområde. Fra måleoppsettet der terningen er alene i røret brukes 0°. Et plott av lydtryknivået når kun mikrofonen er plassert i røret, er også tatt med. Dette illustreres i figuren under:



Figur 19: Sammenlikning av måleoppsett.

Det ut til at klossen som introduseres i forkant av terningen bidrar til å heve lydtryknivået over store deler av frekvensområdet. Hevingen av lydtryknivået er størst ved lave og høye frekvenser. Både for terningen med og uten ekstra kloss er lydtryknivået større enn for mikrofonen alene. Det er rimelig greit å sammenlikne tilfellene hvor mikrofonen er plassert i terningen. Da har mikrofonen samme posisjon i røret. Når kun mikrofonen plasseres i røret står den i et hull i rørets sidevegg. Vanligvis er partikkelhastigheten noe lavere langs veggene i et rør. Dette kan forklare et noe lavere lydtryknivå for mikrofonen. Det er derfor tvilsomt å konkludere med at en mikrofon plassert i en terning gir høyere lydtryknivå. Ideelt sett bør mikrofonen plasseres i samme posisjon for å kunne konkludere angående effekten av å sette mikrofonen i en terning. En annen ting som også bør gjøres i en fremtidig måleserie er å benytte en sondemikrofon for å få kartlagt lydtryknivået i et større område av røret. Terningen med mikrofon i er på det meste kun flyttet 24 cm og mikrofonens høyde i røret varieres lite når terningen dreies.

For å oppsummere kan det nevnes at lydtryknivåene er størst for lave frekvenser. Etter ca 200 Hz faller lydtryknivået med ca 10 dB/oktav. Dette fører til at frekvensområdet som det er mulig å hente energi fra vil være begrenset. For måleserien med både kloss og terning konkluderes med at det er vanskelig å oppgi en bestemt posisjon og vinkel som er optimal for energihøsting uten at følsomheten og egentlig utformingen av energihøsteren er klarlagt. For måleserien med kun terningen plassert i røret er det lettere å konkludere ettersom det kun er foretatt målinger i en posisjon. Det viser seg at 0° helningsvinkel gir størst lydtryknivå. Når de to oppsettene sammenliknes ser det ut til at oppsettet med to klosser gir et noe høyere lydtryknivå.

Det også nærliggende å spørre om hva som egentlig er blitt målt. Lydtryknivåmålingene viser svært høye nivåer, opp i mot 125 dB. Imidlertid høres det kun forsiktig rumling fra viften som blåser luft igjennom røret. Det kan altså ikke være snakk om lydbølger i vanlig forstand, men heller trolig såkalt pseudo lyd som dannes i turbulente strømninger. Denne lyden er ikke hørbar men det kan likevel oppstå sterke lokale trykkvariasjoner i strømmingen.

Utplasseringen av ulike kloss-konfigurasjoner i håp om at de kan frembringe kraftige resonanser i røret egnet til energihøsting ser ut til å ser ikke ut til å ha levd opp til forventningene. Av denne grunn er det ikke så lett å stake ut den videre kursen for utformingen av energihøsteren. Målingene indikerer imidlertid at det høstbare frekvensområdet er relativt smalt.

4 Utforming av energihøster

Dette delkapittelet illustrerer prosessen bak utformingen av energihøsteren og hvordan den i praksis er laget. I de innledende avsnittene presenteres vurderinger og betraktninger som er lagt til grunn for utformingen av energihøsteren.

4.1 *Høsteprinsipp og andre designhensyn*

Ettersom energihøsteren skal prøves ut i den turbulente luftstrømmen i røret er det fordelaktig at kun den ene siden av PVDF-filmen eksponeres for lufttrykket. Dette kan gjøres ved spenne inn PVDF-filmen mot en krum ramme og la den jobbe mot en lukket kavitet. Når trykket mot filmoverflaten som vender ut mot røret økes, vil det oppstå en trykkforskjell mellom trykket utenfor kaviteten og trykket inni kaviteten. Dette fører til en netto kraft fra utsiden som dytter filmen uniformt innover i kaviteten. Når filmen dyttes innover i kaviteten strekkes filmen og dette fører til at det genereres spenning som er proporsjonal med den relative lengdendringen, strekket. Jo lengre inn i kaviteten filmen dyttes, jo større blir motkraften fra kaviteten og stivheten i filmen. Når motkraften overstiger kraften fra det utvendige lufttrykket, går filmen først tilbake til likevektsposisjonen før den komprimeres og strekkes på nytt i motsatt retning. Det antas at utslagene omkring likevektspunktet vil være relativt små.

Noe av det som taler for å benytte en kavitet er målingene fra røret. Som nevnt viser disse at det er lavfrekvent støy som er mest dominerende. Ved lave frekvenser vil trykkvariasjonene på over og undersiden av en tynn film være svært små og dette vil trolig føre til at filmen ikke strekkes selv om den er innspent. Hvis et stykke PVDF-film henges opp i ene enden og plasseres i røret, vil det sannsynligvis blafre i luftstrømmen uten at det dannes strekk i filmen.

Hvis filmen derimot på samme måte som for den energihøstende ålen limes til et nøytralt lag som er passe tykt, lett og fleksibelt, vil det likevel kunne fungere å henge opp filmen i den ene enden. Dersom det nøytrale laget er lett nok, passe tykt og fleksibelt, er det mulig at filmen fremdeles vil blafre når den settes i røret. I så fall vil PVDF-filmen strekkes ettersom akselen for null strekk går midt i det nøytrale laget. Gjøres det nøytrale laget tykkere vil det oppstå større strekk i filmen forutsatt at laminatet ikke blir så mye stivere at blafringen uteblir. I utgangspunktet er et slikt oppsett en interessant tanke, men det vil ikke undersøkes nærmere i denne oppgaven. En av grunnene til at det foretrekkes å spenne inn filmen mot en kavitet er at det er relativt greit å regne på. Ettersom det foretrekkes å la filmen jobbe innspent mot en lukket kavitet er det ikke like viktig å introdusere et nøytralt lag for å få dannet strekk i filmen. I første omgang vil det kun bli brukt ett filmlag. Hvis dette viser seg å fungere vil også flere filmlag prøves ut i energihøsteren.

I høytalereksemplet har frekvensresponsen omvendt utvikling sammenliknet med lydtryknivået for røret. For høytaleren er lydtryknivået svakt for lave frekvenser og omvendt. Om energihøsterens mottakerfølsomhet vil se likedan ut er vanskelig å fastslå før det er laget en matematisk modell av energihøsteren. Uansett vil følsomheten til energihøsteren påvirkes av de samme parametrene som høytaleren, for eksempel filmens krumningsradius, overflateareal og kapasitans. En matematisk modell av energihøsteren muliggjør også teoretiske beregninger av tilgjengelig effekt.

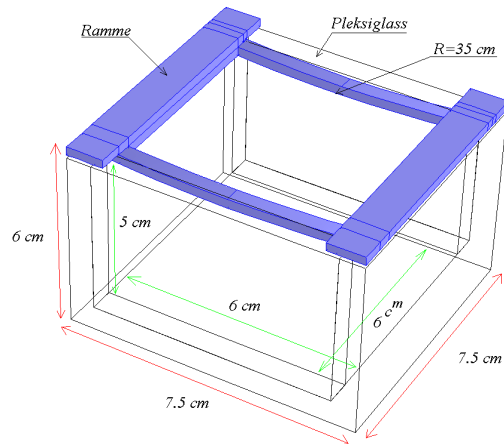
Hvis krumningsradiusen til energihøsteren påvirker mottakerfølsomheten på samme måte som den påvirker frekvensresponsen til høyttalerelementet, er det viktig at denne ikke gjøres for liten og heller ikke for stor. Gjøres radiusen for stor dempes sannsynligvis det generelle nivået på mottakerfølsomheten for mye. Gjøres radiusen derimot for liten vil arbeidsområdet bli svært begrenset. Som et kompromiss mellom disse ytterlighetene settes krumningsradiusen til 35 cm. I henhold til (2.3.1) gir dette en cutoff-frekvens på ca 600 Hz. Denne resonansfrekvensen vil trolig ligge lavere enn energihøsterens fordi filmen i høyttaleren ikke jobber mot en lukket kavitet.

Filmarealet som benyttes i energihøsteren vil påvirke tilgjengelig effekt. Både for den energihøstende skoen og ålen øker levert effekt proporsjonalt med filmarealet. Dette taler for å gjøre arealet stort, men det er begrenset hvor stort arealet kan gjøres ettersom energihøsteren skal prøves ut i et rør. I høyttalereksempelet benyttes et filmareal på $5 \times 5 \text{ cm}^2$, mens terningen som det er foretatt målinger på er $6 \times 6 \text{ cm}^2$. Det besluttet å prøve ut et krumt filmareal på ca $6 \times 6 \text{ cm}^2$. Med dette filmarealet bør følsomheten til energihøsteren fremdeles være sammenliknbar med frekvensresponsen til høyttaleren.

Å benytte flere og tykkere filmlag etter mønster fra den energihøstende skoen, kan også gi mer effekt forutsatt at lydtrykket i røret klarer å strekke filmene tilstrekkelig. Hvis det brukes for tykke eller for mange filmlag vil dette også kunne resultere i lavere effekt. For å finne ut hva som gir optimalt energiutbytte, må det eksperimenteres med filmtykkelsen og antall lag. Hvis energihøsteren i tillegg opererer under forhold hvor lydtrykket mot filmen varierer mye fra dag til dag blir det en enda større utfordring å velge antall lag og filmtykkelse. Som tidligere nevnt er det i første omgang kun aktuelt å benytte ett lag.

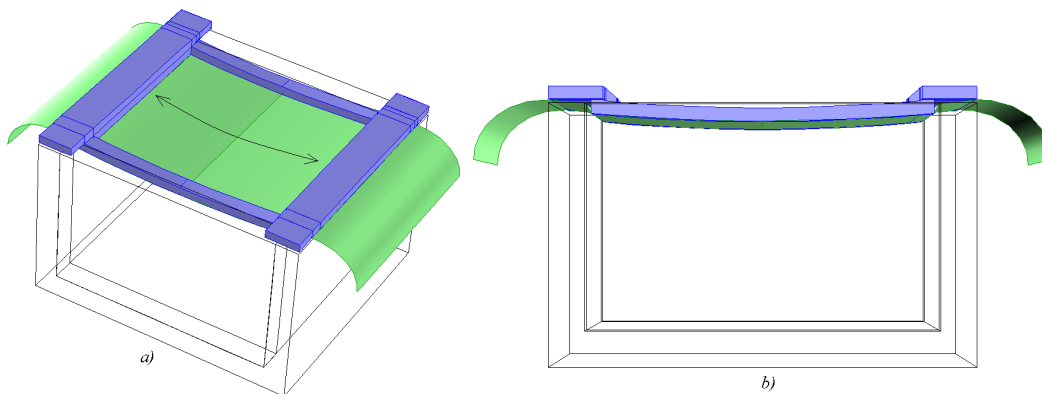
4.2 **Konstruksjonsfase**

I dette avsnittet diskuteres det hvordan energihøsteren er laget. De innvendige og utvendige målene til energihøsteren er illustrert i figur 20. Veggene i boksen er laget av 0.75 cm tykke pleksiglassbiter som er limt sammen. Aluminiumsrammen (blå) gir filmen krumningsradius på 35 cm og bidrar til å holde filmen på plass. I hvert hjørne av rammen er det laget gjenger til skruer slik at den kan skrues fast til pleksiglasset. En viktig detalj ved rammekonstruksjonen er at den er laget litt konkav slik at den klemmer PVDF-filmen mot pleksiglasset når skruene strammes. Det bores for øvrig hull midt i pleksiglasset på to steder for å lage plass til en bolt som energihøsteren kan festes fast til når den skal plasseres i røret.



Figur 20: Energihøsteren indre og ytre mål.

Den neste figuren illustrerer hvordan innspenningen av filmen foregår. Filmstykket (grønt) tilpasses og gjøres med vilje noe langt slikt at det går an å dra i filmen fra begge ender. Filmene legges mellom rammen og pleksiglasset og så presses rammen ned i boksen. Før skruene strammes, strekkes filmen i 31-retningen for at den skal ligge jevnt og følge krumningen på rammen. 31-retningen er illustrert med en pil i figur 21 a). Studeres 21 b), kan en se at endene på den krumme delen av rammen ikke berører pleksiglassveggen. Dette er gjort med hensikt for at det skal bli lett å strekke filmen selv når rammen er dyttet ned i boksen. Når rammen er skrudd fast til pleksiglasset hviler filmen innspent mot undersiden av rammen. Filmarealet som eksponeres mot det utvendige lydtrykket vil bli noe mindre enn $6 \times 6 \text{ cm}^2$ ettersom rammen opptar noe av dette arealet.

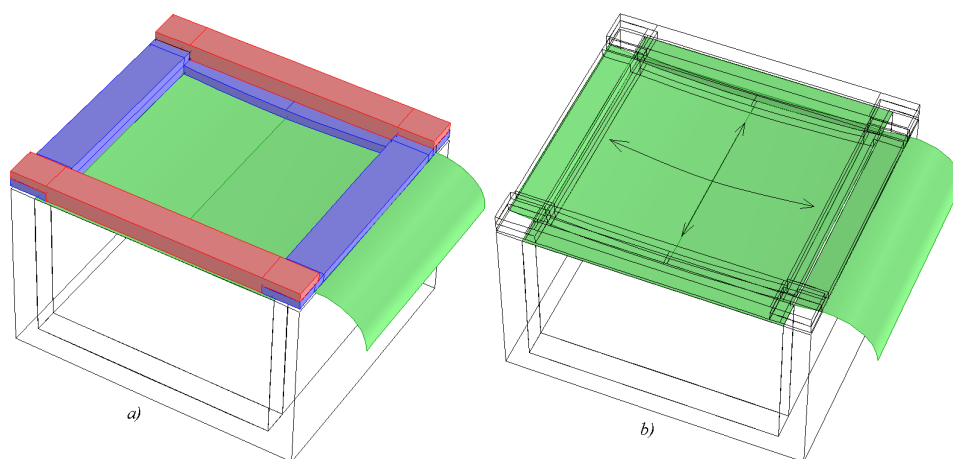


Figur 21: Innspenning av PVDF-film i 31-retningen.

Filmene som stikker ut fra sidene på boksen er overflødig og kan skjæres bort. Det må imidlertid være igjen litt film på den ene siden av boksen for å få festet ledninger til pluss og minussiden av filmen. Dersom ledningene festes direkte på den innspente filmen kan dette føre til artefakter i følsomhetsresponsen. Av samme grunn er det viktig at filmoverflaten er jevn og uten bulker når den er spent inn. Filmene bør også følge krumningen på rammen for å få den forventede cutoff-frekvensen.

Det viser seg dessverre at når filmen kun spennes inn i en retning synker den noe inn mot midten og blir nærmest flat. Dette kommer som en overraskelse og feilen blir forsøkt utbedret ved å også spenne filmen inn i den andre retningen. Etersom rammen ligger tett inntil pleksiglasset i denne retningen blir det lite plass til filmen. Når rammen presses ned i boksen sitter filmen relativt godt fast, klemt mellom pleksiglasset og rammen. Det er imidlertid mulig å få spent inn filmen også i denne retningen, men ikke like bra som i 31-retningen. Utbedringen gjør at filmen i noe større grad følger krumningen til rammen, men inn mot sentrum av filmen er den fremdeles relativt flat. Dette bør resultere i en relativt lav mottakerfølsomhet dersom diskusjonen omkring krumningsradius viser seg å være riktig.

Etersom filmen strekkes i en ny retning må den holdes på plass også i denne retningen. Det lages derfor to nye deler til rammen som klemmer filmen fast mot pleksiglasset. Den endelige rammekonstruksjonen er illustrert i 22 a).



Figur 22: Nye deler til rammen (a), Innspenning av film i to retninger (b).

For å illustrere, er de nye delene til rammen farget røde. De nye delene og den opprinnelige rammen festes til boksen ved hjelp av skruer. De to retningene som filmen forspennes i er indikert med piler i figur 22 b). Figuren viser også hvordan filmen ligger fastklemt mellom rammen og pleksiglasset når den er innspent og overflødig film er skåret bort. Hensikten med filmbiten som stikker utenfor boksen er å få koplet ledninger til filmen.

Til nå har det ikke vært diskutert hva PVDF-film er eller hvordan den lages. I de neste avsnittene diskuteres det kort hvordan PVDF-film fremstilles og like egenskaper ved PVDF-film gjennomgås også kort. Dessuten forklares det hvordan filmen bearbejdes og termineres når den skal brukes i ulike sammenhenger.

4.3 Fremstilling av PVDF

PVDF er en semikrystallinsk homopolymer, en polymer i både krystallinske og amorfe tilstander. Fremstillingen av PVDF-film begynner med smelting og ekstrudering av PVDF-pellets som formes til ark. Deretter strekkes arket til det har ca 1/5 av den opprinnelige størrelsen. Ved å strekke polymeret ved temperaturer langt under smeltepunktet oppstår det kjede-fortetting av molekylene til parallelle krystallplan kalt beta-fase. Det er denne fortettingen som gir filmen de piezoelektriske egenskapene. For å oppnå høyere

nivåer av piezoelektrisk aktivitet, blir beta-fasepolymeret utsatt for sterke elektriske felt for å orientere molekylene relativt til polarisasjonsfeltet. Deretter dampes det tynt elektrodemateriale med tykkelse fra 500-1000 Å til filmen. De aller fleste metaller kan benyttes til dette formålet. Blant populære metaller kan nikkel, kobber og gull nevnes.

4.4 *Egenskaper ved PVDF-film*

PVDF skiller seg på mange måter fra vanlige piezokeramiske materialer. Den mest iøynefallende forskjellen er at PVDF kan formes til svært tynne filmer. Et annet særtrekk ved PVDF er at det har en lav Q-verdi, noe som gir en svært flat frekvensrespons opp til resonansfrekvensen. Den lave Q-verdien og den bredbåndete frekvensresponsen kan delvis tilskrives PVDF-filmens mykhet. PVDF har ca 10 ganger større kompleans enn piezokeramiske materialer. Dette er en stor fordel i mange sammenhenger. Tynne filmer kan derfor festes til et legeme uten å forstyrre oppførselen nevneverdig. Kombinasjonen tynn film og høy kompleans gjør det mulig å forme filmen i mange ulike fasonger. Eksempelvis tillater dette design av høyttalere med svært spesielt direktivitetmønster sammenliknet med vanlige elektrodynamiske høyttalere.

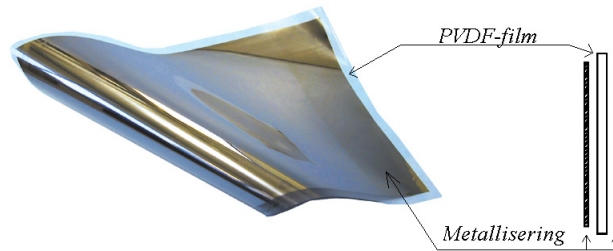
PVDF-filmer er bredbåndet (2 GHz) i tillegg til å ha et stort dynamisk område, $10^{-8} - 10^6$ bar. Til sammenligning genererer PVDF ca 10 ganger så høy spenning for samme påtrykte kraft som et piezokeramisk materiale.

Den spesifikke akustiske impedansen til PVDF er i samme størrelsesorden som vann, nærmere bestemt $2.6Z_{\text{vann}}$. Dette gir god akustisk kopling fra det ene mediet til det andre og omvendt. På grunn av et høyt depolarisasjonsfelt er det mulig å oppnå svært høye strekk i materialet sammenliknet med andre piezoelektriske materialer.

PVDF har imidlertid også enkelte svakheter sammenliknet med konvensjonelle piezokeramiske materialer. For det første er flere av materialeegenskapene til PVDF temperaturavhengige eller frekvensavhengige. Eksempler på parametre som påvirkes av disse faktorene er henholdsvis den piezoelektriske koeffisienten d_{33} og den dielektriske permittiviteten ϵ . I operasjonsområdet til energihøsteren er disse imidlertid tilnærmet konstante. En annen ulempe med knyttet til temperatur er at PVDF-filmer ikke bør brukes i omgivelser hvor temperaturen overstiger 100 °C. Filmene kan ødelegges hvis de utsettes for sterkere varme.

Sammenliknet med piezokeramiske transducere fungerer PVDF relativt dårlig som en elektromekanisk sender, spesielt omkring resonans og ved lave frekvenser. Det er for eksempel vanskelig å omsette en spenning til store membranutslag. En av årsakene til dette er som nevnt at den elektromekaniske koplingskoeffisienten k_{31} , som relaterer mekaniske og elektriske størrelser, er relativt liten.

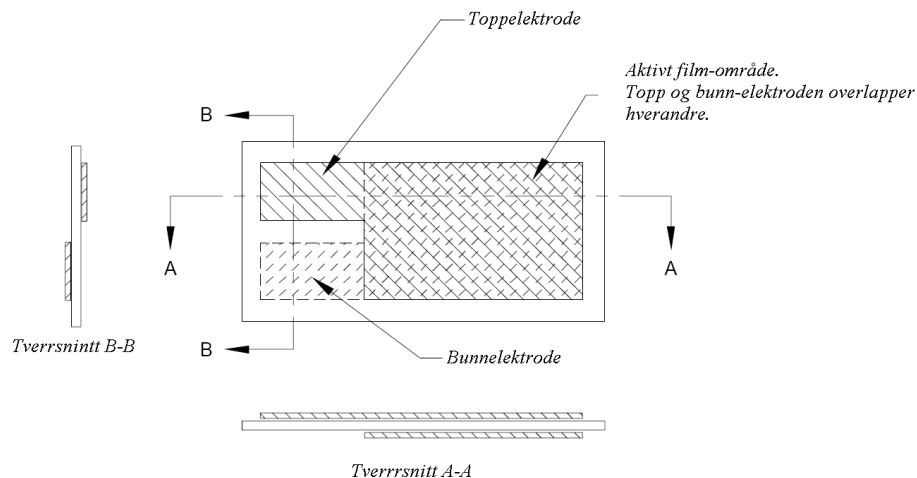
4.5 Bearbeiding og terminering av PVDF – film



Figur 23: PVDF-film [B5].

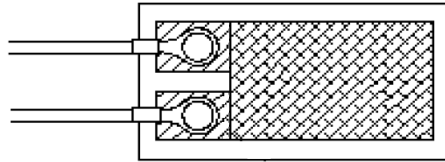
En PVDF-film har to elektroder i form av tynne metalliseringslag som enten dampes eller printes på filmen. Dermed utgjør den ene overflaten positiv elektrode, mens den andre er negativ. PVDF-film bestilles gjerne i flak med A4-størrelse og kan tilpasses anvendelsen ved at den skjæres opp i passende stykker. Ettersom filmen har elektroder i form av metallisering på begge overflatene, vil det for enkelte filmtypen være en viss fare for kortslutning mellom positiv og negativ side når det skjæres i filmen. Filmer med NiCu-elektroder er som regel uproblematisk å skjære direkte i. Er elektrodene derimot laget av sølvblekk, er filmen svært utsatt for dette problemet. Skal det skjæres i denne filmtypen, må metalliseringen først fjernes på begge sider i områdene hvor det skal skjæres. Filmprodusenten gjør dette ved å maskere områdene når metallisering dampes eller printes på filmen. Uønsket metallisering kan også fjernes ved å påføre xylene med en q-tip og skrape av metalliseringen. Fordelen med sølvblekk-elektroder er at de er svært mekanisk robuste og de tåler store elektriske påkjenninger uten at filmen ødelegges.

Når ledninger skal tilkobles henholdsvis positiv og negativ elektrode finnes det en rekke ulike teknikker for å gjøre dette. En av de mest brukte teknikkene er å bruke ring-nagler. Naglene penetrerer filmen og den ledende ringen klemmer mot elektroden. For å gjøre tilkoplingen mer mekanisk robust kan det legges et lag med polyester mellom naglene og filmen.



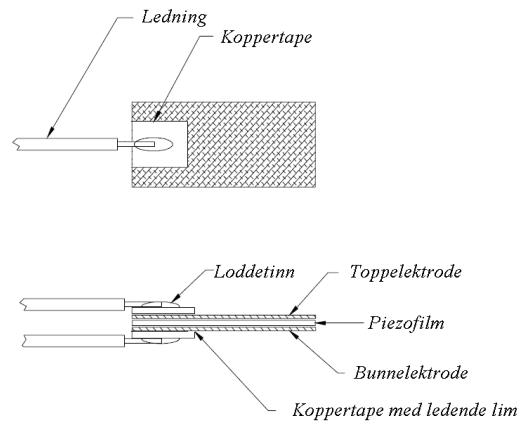
Figur 24: Illustrasjon av bearbeidet PVDF-film med mønsterdannelse for tilkopling av ledere[B4].

Ettersom naglene penetrerer filmen er det nødvendig å skille tilkoblingspunktene for topp og bunnelektroden. Kortslutning mellom topp og bunnelektroden kan unngås ved å fjerne elektrodene på motsatt side av filmen i områdene hvor naglene går igjennom filmen. Før ringnaglene kan festes må filmen må bearbejdes slik at den får mønsteret vist i figuren over. Hvis filmen ikke er bestilt med ferdiglaget mønster, kan det som nevnt dannes mønstre av denne typen ved å benytte xylene. Fordelen med mønsteret i figuren over er at det skapes et veldefinert aktivt område på filmen som forhindrer upålitelig piezo-elektrisk oppførsel på grunn av termineringen av ledningene. Ring-nagler er særlig godt egnet til å koble sammen flere filmlag. Når ledninger med ringnagler tilkobles et stykke PVDF-film vil det se omtrent slik ut:



Figur 25: Piezofilm terminert med ringnagler [B4].

En annen teknikk for tilkopling av ledere, som også gir gode resultater er å bruke kopperteip. Utførelsen av denne teknikken er demonstrert i figuren under. En av fordelene med å bruke kopperteip fremfor nagler er at det trengs mindre komplisert mønsterdannelse på filmoverflaten. Grunnen til dette er at koppertapen ikke penetrerer filmen. Det er viktig å ikke velge for lite kontaktareal da det i korte øyeblikk kan gå relativt store strømmer igjennom koppertapen. En annen grunn til å ikke bruke for lite kontaktareal er at små teipbiter har en tendens til å falle av. Vanligvis vil en teipbit med et areal på 1 cm^2 være tilstrekkelig. En teipbit på denne størrelsen introduserer en resistans på noen få $\text{m}\Omega$.



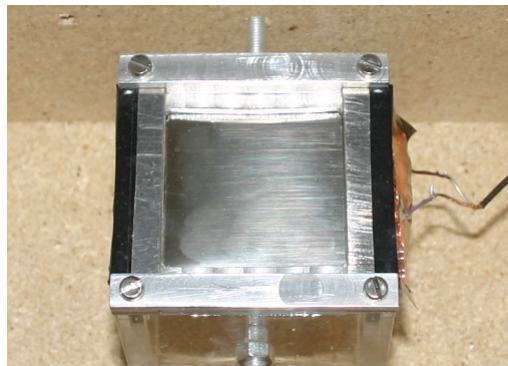
Figur 26: Tilkopling av ledere ved hjelp av koppertape [B4].

PVDF-film er som nevnt svært følsom for varme og tåler lite varme før den tar skade av det. Av den grunn bør ledningene loddes på koppertapen før tapen festes til filmen. Det er også lurt å lodde ledningene til teiprullen før teipbitten klippes ut. Årsaken til dette er at et større stykke teip fører til bedre spredning av varmen. Grunnen til at dette bør gjøres er at limet i koppertapen degraderes av varmen fra loddingen.

På grunn av den uforutsette innspenningsproblematikken vil det dessverre bli vanskelig å få plass til mer enn ett filmlag i energihøsteren. For å terminere kun ett filmlag er det lettest å benytte kopperteip fordi denne teknikken ikke krever at mønstre må formes for å få tilkoblet ledningene. Hvis det derimot skal benyttes flere filmlag, for eksempel i en serie eller parallellkopling, må det dannes mønstre i filmene for å få terminert dem. Dette må gjøres uavhengig av metalliseringstype. Ved bruk av flere filmlag er det lettest å terminere filmene med ringnagler.

Vurderes fordeler og ulemper ved de to metalliseringstypene, under forutsetning at kun ett filmlag brukes, foretrekkes filmen med NiCu-metallisering fremfor sølvblekk-metallisering. Begrunnelsen for dette er at NiCu-filmen er vesentlig enklere og tryggere å bearbeide. Dersom filmen med sølvelektroder skal benyttes må den først behandles med xylene før den kan skjæres opp. Xylene er imidlertid et svært giftig løsemiddel. Det er dessuten lite trolig at filmen i energihøsteren vil bli utsatt for ekstreme mekaniske og elektriske påkjenninger. Derfor virker PVDF-filmen med NiCu-elektroder å være det beste alternativet. Hvis det derimot skal benyttes flere filmlag må som nevnt xylene benyttes for å danne mønstre uansett elektrode type. Under slike omstendigheter vil film med sølvblekk-metallisering foretrekkes fordi den er noe mer mekanisk robust.

Termineringen av energihøsteren er illustrert i figuren under. Kabelen som splittes og går til pluss og minuselektroden via kobberteip, er en skjermet kabel.



Figur 27: Energihøster tilkopledd skjermet kabel ved hjelp av kobberteip.

Etttersom PVDF-filmen er kapazitiv innebærer dette at den er følsom for elektromagnetisk støy. Dette problemet blir viktigere når signalnivåene er små. Tilkoplingspunktet for ledningene er også sårbart for denne formen for støy. Ved å bruke skjermet kabel vil dette i noen tilfeller kunne eliminere støyen. Det er også mulig å benytte filtre for å fjerne støyen. Det tilbys også spesielle skjermede filmer fra filmprodusenten for å få bukt med støyproblematikken. Når filmen genererer mye spenning kan dette problemet sees bort i fra. Støy fra strømmettet er også et potensielt problem når filmen ikke er skjermet.

Når filmen kun forspennes i 31-retningen fører dette til at filmen ikke følger krumningen til rammen på en tilfredsstillende måte. Som nevnt kommer dette som en overraskelse og den opprinnelige rammekonstruksjonen er ikke designet for å kunne stramme inn filmen i to retninger. Problemet knyttet til å stramme filmen inn i den andre retningen er at det er svært liten avstand mellom rammen og pleksiglassveggen. Når rammen dyttes på plass kommer filmen i klem og dette gjør det vanskelig å få spent inn filmen skikkelig. Det lages et par nye deler til rammen og filmen blir etter beste evne spent inn. Den

nye innspenningen gjør at filmen følger krumningen noe bedre, men fremdeles er filmen noe flat inn mot midten. På grunn av den antatte virkningen av krumningsradiusen vil et mindre krumt membran føre til lavere mottakerfølsomhet, noe som er uheldig med tanke på å høste energi.

Problematikken rundt innspenningen av filmen kan egentlig løses på en ganske enkel måte. Ved å file bort noe av pleksiglasset som er i kontakt med den krumme delen av rammen vil det være relativt enkelt å få spent inn filmen skikkelig i begge retningene. Dessverre oppdages dette på et sent stadium, for sent til at det er tid til å utbedre feilen og foreta nye målinger på energihøsteren.

I høyttalereksempelet diskuteres også innvirkningen av filmtykkelsen. En halvering av filmtykkelsen dobler kapasitansen, noe som resulterer i 6 dB sterkere lydtryknivå. Hvis dette også er tilfelle for mottakerfølsomheten til energihøsteren bør det for fremtiden kanskje velges en tynnere film enn den som er tatt i bruk. Filmen som benyttes i energihøsteren er 28 μm tykk. Her er det imidlertid noe som skurrer. Når den energihøstende skoen kan generere mer effekt for ved å øke tykkelsen på filmen rimer det ikke at mottakerfølsomheten til energihøsteren skal øke ved en halvering av filmen. På den annen side er det nærliggende å tro at en tynn film bør være lettere å eksitere enn en tykk.

For å få klarhet i hvordan energihøsterens mottakerfølsomhet vil se ut, er det nødvendig å lage en matematisk modell av energihøsteren. Når en modell foreligger er det mulig å studere hvordan designparametre som krumningsradius og filmtykkelse påvirker følsomhetsresponsen. I det neste kapitlet utvikles det en matematisk modell for energihøsteren.

5 Modellering av energihøsteren

5.1 Analogikrets

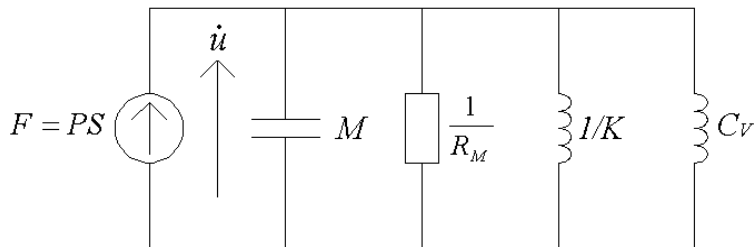
Hvis en antar at dimensjonene på energihøsteren er mye mindre enn bølgelengdene som driver energihøsteren kan den mekaniske delen av systemet modelleres som en mekanisk mobilitetsanalogi [6]. Lydtrykknivåmålingene fra røret viser at det er de lavfrekvente lydbølgene som dominerer, og dermed er denne antakelsen akseptabel. Ved lave frekvenser vil trykkvariasjonene på filmoverflaten være små og dermed kan trykket som eksiterer filmen regnes som uniformt.

I analogikretsen kan lufttrykket modelleres som en kraftkilde som driver systemet. Når lufttrykket eksiterer den innspennte filmen strekkes den, og samtidig komprimeres luftvolumet i terningen. Ettersom lufttrykket antas å gi filmen en uniform radiell ekspansjon, kan filmen betraktes som et stempel som komprimerer en kavitet. Kaviteten kan modelleres som en kompleans, C_V .

Den innspennte filmen er elastisk og antas å ha en kompleans $1/K$. Videre har filmen masse M og dessuten antas det at stempelet har små akustiske tap, $1/R_M$ som er proporsjonale med stempelhastigheten.

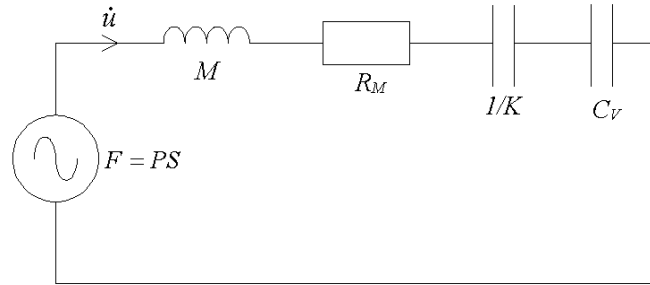
Det kan heller ikke utelukkes at boksen har små lekkasjer. Hvis så skulle være tilfelle, kan en medsvingende masse og en strålingsresistans modellere en eventuell lekkasje fra boksen. I en mekanisk mobilitetsanalogi vil det da være differansen i hastighet mellom filmen og den medsvingende luftmassen som komprimerer boksens kavitet. Ettersom lekkasjene er svært små har de blitt utelatt i analogikretsene.

I en mekanisk mobilitetsanalogi er den eksterne kraften $F=PS$, en analogi til strøm og hastigheten, \dot{u} , en analogi til spenning. Dette gir følgende mobilitetsanalogi for energihøsteren:



Figur 28: Mekanisk mobilitetsanalogi for energihøsteren.

Den mekaniske mobilitetsanalogien kan konverteres til en mekanisk impedansanalogi. Da er kraft en analogi til spenning og hastighet en analogi til strøm:



Figur 29: Mekanisk impedansanalogi for energihøsteren.

5.2 Modellering av mekaniske og elektriske størrelser

Den videre gangen i modelleringen av energihøsteren vil være å bestemme de mekaniske størrelsene M , $1/K$, C_V og R_m . Dette gjøres blant annet ved hjelp av de piezoelektriske likningene. Deretter brukes likningene til å finne en sammenheng mellom mekaniske og elektriske størrelser for den innsente PVDF-filmen. Utledningen av de mekaniske og elektriske egenskapene til PVDF-filmen bygger på en utledning gjort for en ringtransducer [7] som opererer i 31-mode.

Når de mekaniske og elektriske størrelsene for filmen er klarlagt vil kompleansen til volumet C_v , som filmen jobber mot bestemmes. Til slutt presenteres en analogikrets for energihøsteren som inkluderer både mekaniske og elektriske størrelser.



Figur 30: Filmen opererer og spennes inn mot rammen i 31-retningen.

For å forenkle modelleringen av analogikretsen, antas det at filmen både spennes inn i og opererer i 31-retningen, som vist i figuren over. Som tidligere nevnt er filmen i virkeligheten innspent i to retninger. Til tross for filmen kun spennes inn i én retning i denne modellen, antas det at filmen vil følge krumningen på rammen som den hviler mot. Ettersom filmen allerede har et strekk, vil det være noe stivere enn en løs film. En måte å ta hensyn til dette kan være å redusere den modellerte kompleansen i filmen ved å øke Young modulen.

Modelleringen av energihøsteren forutsetter som nevnt at den opererer i såkalt 31-mode. 3 refererer til polarisasjonen, mens 1 refererer til at filmen ekspanderer i tangentiell retning når lufttrykket dytter filmen innover i kaviteten. Oppførselen til en PVDF-film som opererer i 31-mode kan beskrives ved hjelp av de piezoelektriske likningene:

$$D_3 = d_{31}T_1 + \epsilon_{33}^T E_3 \quad (5.2.1)$$

$$S_1 = \frac{1}{Y_{11}^E} T_1 + d_{31} E_3, \quad (5.2.2)$$

Y_{11}^E [N/m²] - Young modulen, relaterer strekk til mekanisk stress.

S_1 [-] - Strekk, relativ lengdeøkning i materialets 1-retning.

T_1 [N/m²] - Mekanisk stress i 1-retningen når $E_3 = 0$.

D_3 [N/mV] - Elektrisk forskyvning.

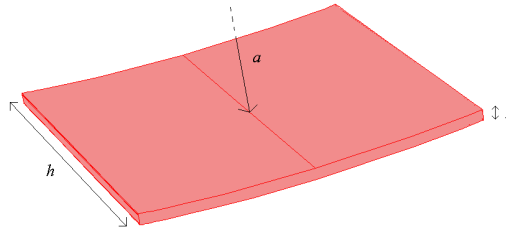
E_3 [V/m] - Elektrisk feltstyrke i 3-retningen (normalt på filmtykkelsen).

d_{31} [m/V] - Piezoelektrisk strekkkonstant.

ϵ_{33}^T [F/m] - Dielektrisitetskonstant.

Likningene over relaterer elektriske og mekaniske variabler i det piezoelektriske materialet. Den elektromekaniske koplingskoeffisienten k_{31} er gitt ved følgende formel:

$$k_{31} = d_{31} \sqrt{\frac{Y_{11}^E}{\epsilon_{33}^T}} [-] \quad (5.2.3)$$

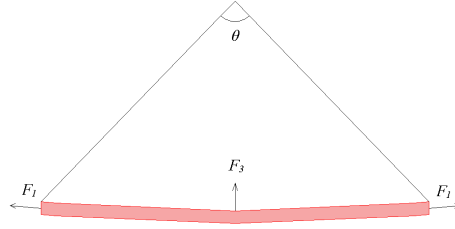


Figur 31: Ytre mål på filmen som inngår i modelleringen.

Figuren over illustrerer formen og geometriske størrelser som inngår i modelleringen av filmen i 31-retningen. h er bredden på filmen, t er tykkelsen og a indikerer krumningsradiusen i hviletilstand. Når lydtrykket eksiterer filmen fører det til en liten uniform økning av radiusen i filmen, gitt ved u . Denne antakelsen er en forenkling og er ikke helt riktig for endepunktene til filmen som spennes fast. Strekket S_1 , som oppstår på grunn av den radielle utvidelsen er gitt ved:

$$S_1 = \frac{(a+u)\theta - a\theta}{a\theta} = \frac{u}{a} \quad (5.2.4)$$

θ beskriver vinkelen mellom innspenningspunktene for en krumningsradius a .



Figur 32: Krefter som virker på filmen.

En økning av radiusen fører til et tangentielt stress T_1 i filmen. Den tangentielle kraften i veggene er dermed gitt ved $F_1 = htT_1$. Det tangentielle stresset gir også en kraft i radiell retning $F_3 = -\theta htT_1$.

Newtons andre lov gir dermed:

$$M\ddot{u} = a\theta\rho ht\ddot{u} = -\theta htT_1 \quad (5.2.5)$$

ρ [kg/m³] - Tetthet for PVDF-film.

\ddot{u} [m/s²] - Filmakselerasjon i radiell retning.

M [kg] - Masse, PVDF-film.

Demping som skyldes interne tap i filmen antas å være proporsjonal med hastigheten til filmoverflaten, det vil si $F_{\text{tap}} = R_m\dot{u}$. Når filmen drives av lufttrykket, her representert ved kraften F , kan den mekaniske oppførselen beskrives ved hjelp av følgende likning:

$$M\ddot{u} + R_m\dot{u} + \theta htT_1 = F \quad (5.2.6)$$

De elektriske egenskapene til membranet knyttes til de mekaniske ved å bruke (5.2.2):

$$T_1 = (S_1 - d_{31}E_3)Y_{11}^E \quad (5.2.7)$$

Substitusjon av denne likningen inn i likning (5.2.6) gir følgende sammenheng:

$$M\ddot{u} + R_m\dot{u} + \frac{\theta ht}{a}Y_{11}^E u = \theta ht d_{31}Y_{11}^E E_3 + F \quad (5.2.8)$$

Ved å anta at filmen eksiteres av et harmonisk lydtrykk kan likning (5.2.8) skrives på frekvensdomeneform:

$$\left(j\omega M + R_m + \frac{K}{j\omega} \right) \dot{u} = \theta ht d_{31}Y_{11}^E V + F \quad (5.2.9)$$

I overgangen fra (5.2.8) til (5.2.9) er sammenhengen $V = E_3 t$ blitt benyttet. Sammenlikning av (5.2.8) og (5.2.9) gir den mekaniske kompleansen $1/K$:

$$\frac{1}{K} = \frac{a}{\theta h t Y_{11}^E} \quad (5.2.10)$$

Ved å bruke (5.2.7) og (5.2.3) i likning (5.2.1) kan den elektriske forskyvningen, D_3 uttrykkes ved:

$$D_3 = d_{31} Y_{11}^E S_1 + (\epsilon_{33}^T - d_{31}^2 Y_{11}^E) E_3 = d_{31} Y_{11}^E \frac{u}{a} + \epsilon_{33}^T (1 - k_{31}^2) E_3 \quad (5.2.11)$$

Den elektriske ladningen Q på elektrodene er gitt ved $Q = \theta a h D_3$. Videre er strømmen gitt ved den tidsderiverte av Q :

$$I = \frac{dQ}{dt} = j \omega \frac{\theta a h}{t} \epsilon_{33}^T (1 - k_{31}^2) V + \theta h d_{31} Y_{11}^E \dot{u} \quad (5.2.12)$$

Likning (5.2.9) og (5.2.12) beskriver energihøsteren både elektrisk og mekanisk.

Når $\dot{u} = 0$ kan kapasitansen til PVDF-filmen identifiseres fra (5.2.12):

$$C_p = \frac{\theta a h}{t} \epsilon_{33}^T (1 - k_{31}^2) \quad (5.2.13)$$

På grunn av små dielektriske tap i PVDF-filmen vil energihøsteren også ha en indre elektrisk motstand R_p . Tapene er vanligvis små og er derfor ikke inkludert i (5.2.12).

Omvandling faktoren $N:1$ fra den mekaniske til den elektriske siden er en egenskap ved PVDF-filmen. Når $V=0$ på den elektriske siden, er strømmen gitt ved $I = N \dot{u}$. Samtidig er kraften på den mekaniske siden gitt som $F = N V$ når $\dot{u} = 0$. Ved å bruke dette i likning (5.2.9) og (5.2.12) må N være gitt ved:

$$N = \theta h d_{31} Y_{11}^E \quad (5.2.14)$$

Kompleansen i kaviteten, C_V kan bestemmes ved å betrakte kaviteten som en Helmholtz-resonator. Forutsetningen for å gjøre dette er igjen at dimensjonene til kaviteten må være mye mindre enn bølgelengden. Når filmen dyttes en avstand u innover i kaviteten, endres volumet i kaviteten med $\Delta V = -S u$, der S er arealet på membranen. Volumendringen fører til en relativ endring av den instantane lufttettheten gitt ved [5]:

$$\Delta \rho / \rho = -\Delta V / V = S u / V \quad [-] \quad (5.2.15)$$

Tilnærmet trykkøkning er gitt ved:

$$p = \rho_0 c^2 \frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\rho_0 c^2 S u}{V} \quad [\text{N/m}^2] \quad (5.2.16)$$

c [m/s] – Lydhastighet i luft.

ρ_0 [kg/m³] – Lufttetthet.

For å opprettholde utslaget må det følgende kraft til:

$$f = Sp = su \quad [\text{Hz}] \quad (5.2.17)$$

Den effektive stivheten er dermed gitt som:

$$s = \rho_0 c^2 S^2 / V \quad [\text{N/m}] \quad (5.2.18)$$

Ettersom kompliansen i kaviteten er omvendt proporsjonal med stivheten s er C_V gitt ved:

$$C_V = V / \rho_0 c^2 S^2 \quad [\text{m/N}] \quad (5.2.19)$$

I analogikretsen i figur 29 havner de to kompliansene i serie. Ekvivalentverdien til to seriekoblede komplianser er gitt ved:

$$C_e = \frac{(1/K)C_V}{1/K + C_V} \quad [\text{m/N}] \quad (5.2.20)$$

Ettersom den ekvivalente kompliansen blir mindre enn de to kompliansene hver for seg, vil den totale stivheten øke når membranet må komprimere kaviteten. Dette virker rimelig. Ved å sette inn verdier for de to stivhetene gir dette tilnærmede verdier på henholdsvis 11.1 og 2.47 kN/m. Volumstivheten dominerer noe over stivheten i membranet. Den ekvivalente stivheten $1/C_e$ gir blir dermed 13.4 kN/m. Den mekaniske resonansfrekvensen inntreffer når reaktansen i den mekaniske impedansen blir null:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{C_e M}} \quad [\text{Hz}] \quad (5.2.21)$$

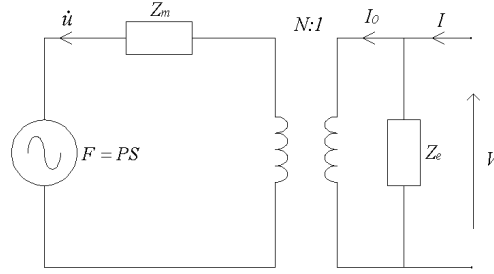
Dette gir en omtrentlig resonansfrekvens på ca 1380 Hz.

Den mekaniske og elektriske impedansen kan henholdsvis uttrykkes ved:

$$Z_m = j\omega M + 1/j\omega C_e + R_m \quad [\text{kg/s}] \quad (5.2.22)$$

$$Z_e = \frac{1}{j\omega C_p + \frac{1}{R_p}} \quad [\Omega] \quad (5.2.23)$$

Dette gir følgende ekvivalentkrets for energihøsteren:



Figur 33: Ekvivalentkrets for energihøsteren når den brukes som mottaker.

Ettersom det er interessant å finne ut hvor mye spenning som kan forventes for et gitt lydtrykk, blir neste skritt å finne et uttrykk for følsomheten til energihøsteren. Følsomheten til høsteren er gitt som forholdet mellom spenningen på elektrodene og trykket på filmen når strømmen er null:

$$M_v = \left. \left(\frac{V}{p} \right) \right|_{I=0} \quad (5.2.24)$$

Dette uttrykket er lettest å finne ved å omforme likning (5.2.9) og (5.2.12). Strømmen I_0 i figur 33 er gitt ved $I_0 = N\dot{u}$. Dermed blir strømmen gjennom ekvivalentmotstanden Z_e , $I_e = I - I_0$. Spenningen V blir da:

$$V = Z_e I_e = (I - N\dot{u}) Z_e \quad (5.2.25)$$

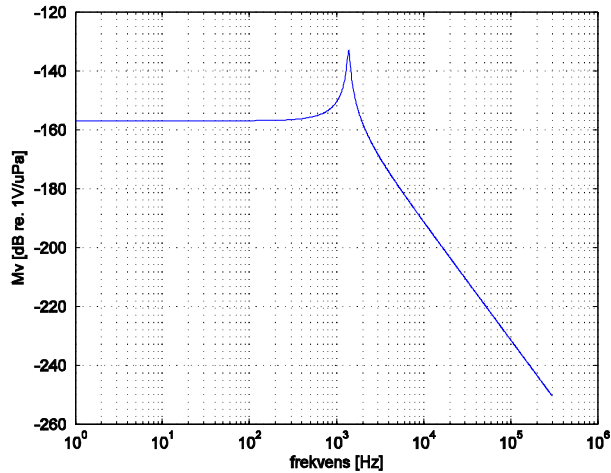
Substitusjon av dette uttrykket inn i (5.2.9) gir følgende uttrykk for den eksterne kraften F :

$$F = (Z_m + N^2 Z_e) \dot{u} - N Z_e I \quad (5.2.26)$$

Ved å bruke at $p = F/S$ og sette $I = 0$ i (5.2.25) og (5.2.26), gir dette følgende uttrykk for følsomheten til energihøsteren:

$$M_v = \frac{S Z_e}{N \left(Z_e + \frac{Z_m}{N^2} \right)} \quad (5.2.27)$$

Ved å sette inn verdier for uttrykkene i formelen over gir dette følgende plott for følsomheten M_v :

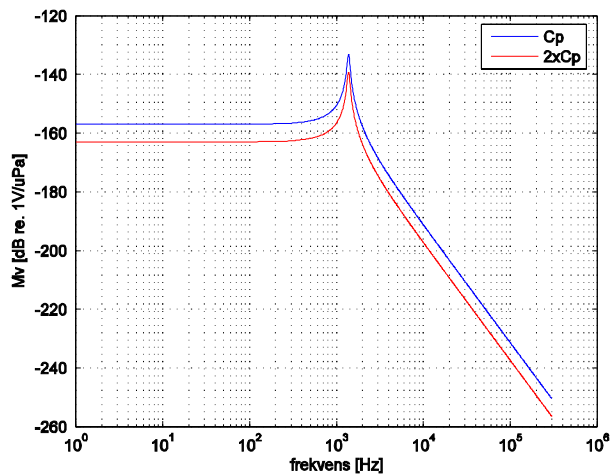


Figur 34: Modellert mottakerfølsomhet.

5.3 Diskusjon av mottakerfølsomhet

Antakelsen om at kurveforløpet til mottakerfølsomheten vil minne mye om frekvensrepsjonen til høyttaleren i figur 12, ser ut til å være feil. Det ser faktisk ut til at mottakerfølsomheten til energihøsteren og frekvensresponsen til høyttaleren har motsatt utvikling.

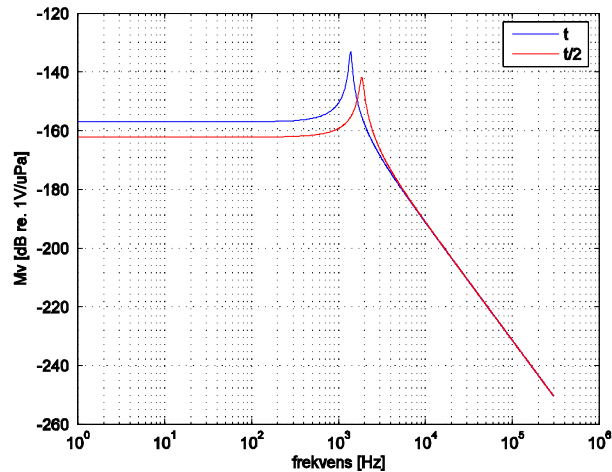
Det hersker en viss usikkerhet omkring verdien på enkelte av de beregnede størrelsene i Z_e og Z_m . For eksempel er beregningen for kapasitansen C_p kun gjort for den delen av membranet som er innspent. Hele filmen er noe lengre, for eksempel stikker det et stykke film ut fra høsteren som koppertapen og ledningene festes til. Kapasitansen er i virkelig heten noe større enn den beregnede. Ved å eksperimentere med verdier for C_p i uttrykket for følsomheten M_v , resulterer dette i en uniform heving eller senking av følsomhetsnivået. Selve kurveforløpet påvirkes ellers ikke. Dobles kapasitansen faller mottakerfølsomheten uniformt med 6 dB for hele frekvensområdet. Dette illustreres i figuren under:



Figur 35: Innvirkning av kapasitansdobling.

Den reelle følsomhetskurvens avhengighet av kapasitansen vil ligge et sted mellom disse to kurvene.

Ved hjelp av den modellerte følsomheten er det også mulig å studere hvordan en halvering av filmtykkelsen vil påvirke mottakerfølsomheten som funksjon av frekvens. En halvering av filmtykkelsen doubler kapasitansen C_p , men samtidig påvirkes også massen og stivheten i filmen, noe som burde føre til at resonansfrekvensen endres. I figuren under illustreres innvirkningen av å halvere filmtykkelsen t :



Figur 36: Innvirkning av å halvere f filmtykkelsen.

For frekvenser godt under resonans fører en halvering av filmtykkelsen til at følsomheten avtar med ca 5.2 dB. For økende frekvens over resonans, går de to kurvene mot samme verdi. Resonansfrekvensen øker ved en halvering av filmen, men amplituden ved resonans er mindre. Rent intuitivt virker det imidlertid litt merkelig at følsomheten til energihøsteren reduseres ved en halvering av filmtykkelsen.

I likhet med kapasitansen er beregningen av membranets masse gjort kun for det aktive innspenne området som er i bevegelse. Et annet usikkerhetsmoment er verdien på Young modulen. I databladet er denne oppgitt til å ligge i området $(2 - 4)10^{10}$ $[\text{N}^2/\text{m}^2]$. En halvering av denne fører til at følsomheten avtar med ca 6 dB samtidig som resonansfrekvensen avtar noe. Halveringen av Young modulen fører i dette tilfellet ikke til at resonansfrekvensen halveres på grunn av at stivheten i kaviteten utgjør en betydelig del av den totale stivheten til energihøsteren.

Verdiene til den mekaniske og elektriske tapsmotstanden er også noe usikre. Det antas imidlertid at både de mekaniske dielektriske tapene er små, det vil si R_p blir stor. Det knytter seg imidlertid større usikkerhet til hvor stor R_m kan være. Denne er naturlig nok ikke oppgitt på databladet fra filmprodusenten ettersom den vil avhenge av filmgeometrien. R_m påvirker følsomheten ved at resonanstoppen blir bredere og lavere for store R_m og tilsvarende smal og høy for lave R_m . Trolig er denne verdien relativt lav og settes derfor lik 0.1.

Den beregnede verdien av stivheten i kaviteten som mebranet jobber mot er også noe usikker. Rammen som membranet hviler mot går et stykke inn i boksvolumet og dermed blir det indre volumet av terningen noe mindre. Når volumet reduseres øker stivheten og dermed også resonansfrekvensen.

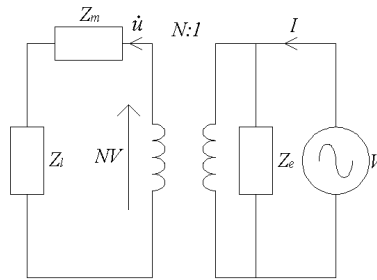
Som diskutert over er det en viss usikkerhet om det eksakte forløpet til mottakerfølsomheten i figur 34, men den gir i det minste en viss pekepinn på hva som kan forventes av energihøsteren. Fra et energihøstingsperspektiv ser en at følsomheten er svært lav og energihøsterens arbeidsområde er relativt begrenset. Sammenliknes mottakerfølsomheten med lydtrykknivåmålingene fra røret ser det ut til at energihøsterens arbeidsområde dekker frekvensene hvor lydtrykknivået er sterkest. Det kan også være interessant å sammenlikne senderfølsomheten til energihøsteren med frekvensresponsen til høyttaleren. Det lages derfor modell for denne i det neste avsnittet.

5.4 Senderfølsomhet

Senderfølsomheten er gitt som forholdet mellom generert lydtrykk p_0 i en referanseavstand $r_0 = 1\text{ m}$ og påtrykt spenning når strømmen $I=0$:

$$S_v = \left(\frac{p_0}{V} \right) \Big|_{I=0} \quad (5.4.1)$$

Når energihøsteren brukes som sender vil en lastmotstand Z_l erstatte kraftkilden på den mekaniske siden, mens en spenningskilde kobles til klemmene på den elektriske siden. Dette er illustrert i figuren under:



Figur 37: Ekvivalentkrets for energihøsteren når den benyttes som sender.

Lastmotstanden for en overflate som er stor i forhold til bølgelengden er gitt som produktet av den spesifikke akustiske impedansen til luft og overflatearealet til energihøsteren:

$$Z_l = \rho c_l S \quad (5.4.2)$$

Ved å inspisere figuren over er den radiale hastigheten \dot{u} gitt som:

$$\dot{u} = \frac{NV}{Z_m + Z_l} \quad (5.4.3)$$

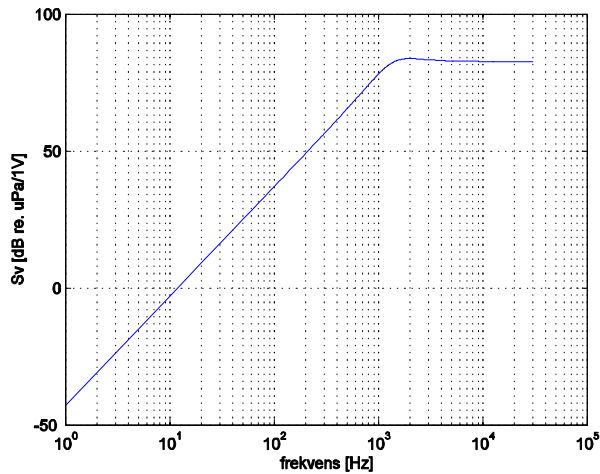
Kildestyrken til enheten er gitt som $\dot{Q} = S\dot{u}$ og trykket i avstand r er gitt ved:

$$p(r) = j\omega \frac{\rho_l V}{4\pi r} \frac{SN}{Z_m + Z_l} \quad (5.4.4)$$

For $r = 1$ m og antatt sylindrisk spredning blir senderfølsomheten:

$$S_v = \left(\frac{p_0}{V} \right) \Big|_{l=0} = j\omega \frac{\rho_l}{4\pi} \frac{SN}{Z_m + Z_l} \quad (5.4.5)$$

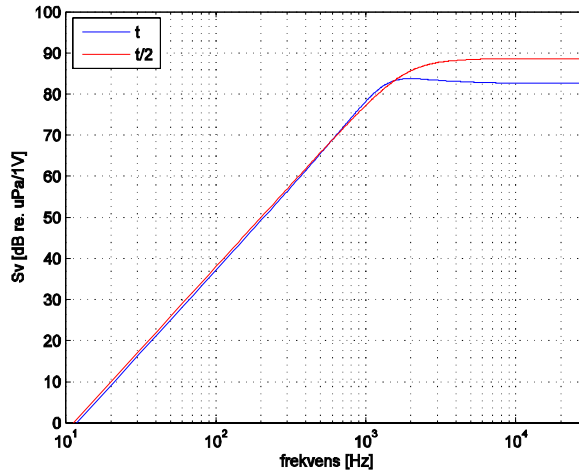
Dette gir følgende følsomhetskurve:



Figur 38: Modellert senderfølsomhet.

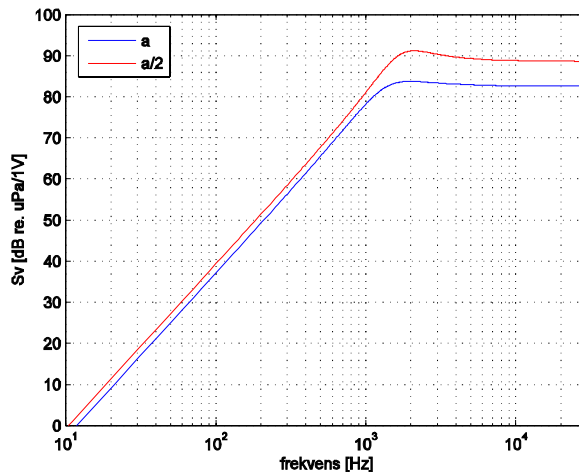
Her minner kurveformen mye om kurvene fra høyttalereksempelet. Under resonans øker begge kurvene med 12 dB per oktav og over resonans går begge kurvene mot en konstant verdi. Senderfølsomheten har en resonansfrekvens på ca 2000 Hz, mens cutoff-frekvensen ligger på ca 1180 Hz. Dette er vesentlig høyere enn ca 600 Hz som beregnes i formel (2.3.1). En av grunnene til dette kan være at stivheten til energihøsteren består av både stivheten i filmen og stivheten i kaviteten. Dette gir en høyere resonansfrekvens og dermed også en høyere cutofffrekvens. En annen grunn til avvik kan være usikkerheten omkring Young modulen som også vil påvirke amplituden og resonansfrekvensen til senderfølsomheten.

I høyttalereksempelet nevnes det at lydtrykknivået øker med 6 dB ved en halvering av filmtykkelsen. For å se om dette også er tilfelle for energihøsteren sammenlignes senderfølsomheten for to filmtykkelser:



Figur 39: Innvirkning av å halvere filmtykkelsen t .

Figuren viser at en halvering av filmtykkelsen øker senderfølsomheten med 6 dB over resonansfrekvensen. Det kan også være interessant å studere innvirkningen av å halvere krumningsradiusen. I høyttalereksempelet fører en halvering av krumningsradiusen til at lydtryknivået avtar med 6 dB under resonans og øker med 6 dB over resonans. Halveres krumningsradiusen i den modellerte senderfølsomheten gir dette følgende figur:



Figur 40: Innvirkning av å halvere krumningsradiusen.

Senderfølsomheten øker med 6 dB over resonans, men det samme skjer ikke under resonans. En mulig forklaring på dette kan være stivhetsstyringen av energihøsteren under resonansfrekvensen. Stivheten består som tidligere nevnt både av stivheten i kaviteten og i filmen, og resonansfrekvensen påvirkes derfor ikke like sterkt av en halvering av krumningsradiusen. I høyttalereksempelet forflyttes resonansen vesentlig lenger mot høyre når krumningsradiusen halveres. Det er viktig å huske på at filmen i høyttalereksempelet ikke lukker kaviteten ettersom den kun er innspent i to ender. For høyttalereksempelet kommer derfor ikke kabinettets stivhet i tillegg til filmstivheten.

5.5 *Oppsummering av følsomhetsmodellering*

Ved sammenlikning av senderfølsomheten for energihøsteren og frekvensresponsen til høyttaleren er det flere likhetstrekk som går igjen. Dette kan tyde på at den modellerte senderfølsomheten for energihøsteren har en viss rot i virkeligheten. Det er ganske interessant at det oppnås såpass like kurveformer med relativt ulik tilnærming til modelleringen. I høyttalereksempelet tar modelleringen som nevnt utgangspunkt i bølgelikningen for en krum plate som kombineres med de piezoelektriske likningene. Når senderfølsomheten til energihøsteren og frekvensresponsen til høyttaleren er såpass like er det nærliggende å tro at modellen for mottakerfølsomheten heller ikke er helt urimelig. Det er imidlertid verdt å huske på at denne modellen beskriver et perfekt innspent membran i 31-retningen. Energihøsteren er i virkeligheten innspent i to retninger med varierende hell. Hvorvidt dette er tilfelle kan undersøkes ved å måle mottakerfølsomheten til energihøsteren under den forutsetning at energihøsteren er lineær. Linearitetsbegrepet og hvordan gjennomføre målinger for å finne ut av energihøsterens linearitet samt mottakerfølsomhet, diskuteres i de neste avsnittene.

6 Måling av mottakerfølsomhet

6.1 *Linearitet*

Lineære systemer har egenskaper som gjør dem mye lettere å behandle enn ikke-lineære systemer. Et lineært system er en modell av et system som er basert på en lineær operator. Et generelt deterministisk system kan beskrives ved hjelp av en operator $H\{ \}$ som kobler et inngangssignal $x(t)$ til et signal på utgangen $y(t)$. Lineære systemer har to spesielle egenskaper i form av superposisjon og skalerbarhet. For to tidsavhengige inngangssignaler $x_1(t)$ og $x_2(t)$ er utgangssignalene fra systemet gitt ved:

$$\begin{aligned}y_1(t) &= H\{x_1(t)\} \\ y_2(t) &= H\{x_2(t)\}\end{aligned}\tag{6.1.1}$$

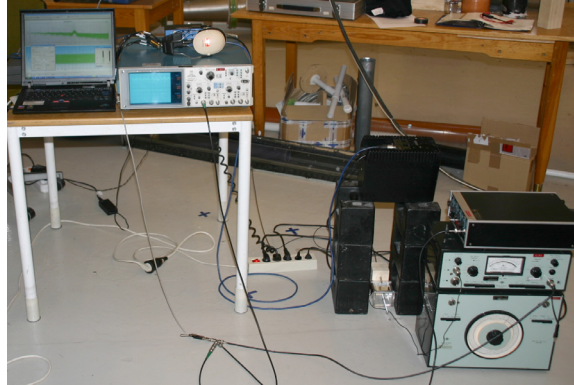
Dersom systemet er lineært gjelder følgende sammenheng:

$$\alpha y_1(t) + \beta y_2(t) = H\{\alpha x_1(t) + \beta x_2(t)\},\tag{6.1.2}$$

der α og β er to vilkårlige skalare verdier. Altså vil en lineærkombinasjon av inngangssignalene gi samme respons som summen av responsen til hver av de to inngangssignalene. For ikke-lineære systemer eksisterer det ikke en slik sammenheng.

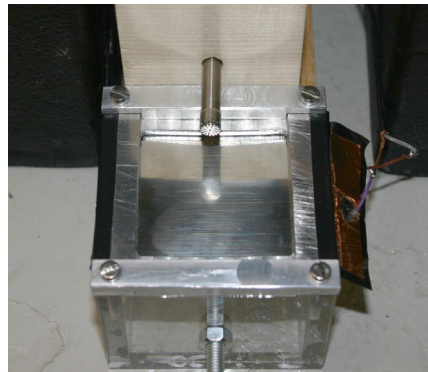
Energihøsteren vil være lineær dersom den genererer et spenningssignal som er proporsjonalt med trykksignalet som den eksiteres med. Dersom energihøsteren eksiteres med et harmonisk lydtrykk og spenningssignalet fra høsteren minner om en likeretter eller signalet klipper, tyder dette på at enheten er ulineær. Viser det seg at den er ikke-lineær, har den egentlig ingen målbar mottakerfølsomhet. Modellen for mottakerfølsomheten basert på en lineær transducermodell blir også uegnet til å beskrive energihøsteren dersom den er ulineær. Energihøsteren må i så fall settes inn i røret for å se for mye spenning den genererer. Hvis høsteren ikke er altfor ulineær kan den modellerte mottakerfølsomheten likevel til nød brukes. Dersom energihøsteren viser seg å være lineær går det an å måle mottakerfølsomheten og deretter sammenlikne den med den modellerte følsomheten.

6.2 *Linearitetsmåling*



Figur 41: Måleoppsett.

For å få kartlagt energihøsterens linearitet og følsomhet er det nødvendig å gjennomføre målinger. Bildet i figuren over viser oppsettet som benyttes i måleseriene. Her er energihøsteren plassert på gulvet og det rettes en høyttaler ned mot den. Like over energihøsteren registrerer en mikrofon lydtryknivået. Dette er illustrert i figur 42. Energihøsteren kobles via en skjermet kabel til en måleforsterker med høy inngangsimpedans. Gjennom måleforsterkeren tilknyttes energihøsteren en filterbank av båndpassfiltre som kan kobles inn og ut av kretsen ved behov. Måleforsterkeren kobles deretter til et oscilloskop, mens mikrofonen kobles til inngangen på frekvensanalysatoren Norsonic 840.



Figur 42: Energihøster med mikrofon ved filmoverflaten.

Før målingene starter opp må måleforsterkeren kalibreres med en ekstern signalgenerator. Mikrofonen tilkoplek frekvensanalysatoren kalibreres også. Innledningsvis blir også energihøsteren forsøkt kalibrert i WinMLS slik at linearitetsegenskapene kan studeres i tidsdomenet. Det viser seg at dette ikke lar seg gjøre fordi energihøsteren bokstavelig talt høster elektrisk støy. Støyen er i hovedsak lavfrekvent og fører til et dårlig signal-støyforhold i dette frekvensområdet.

De mange vanskelighetene knyttet til måling i tidsdomenet gjør det mer attraktivt å foreta linearitetsstudien i frekvensdomenet. Ved å benytte frekvensdomenet kan en vrien kalibrering av energihøsteren i WinMLS unngås. I frekvensdomenet kan linearitetsegenskapene studeres ved å kople energihøsteren til båndpassfiltre og beregne klirrprosentene for overharmoniske frekvenser. Prosedyren for å gjøre dette er

relativt rett frem. Først noteres RMS-støyspenningen i hvert av passbåndene som benyttes i måleserien. Eksempelvis kan høyttaleren først eksitere energihøsteren med en 200 Hz sinustone samtidig som båndpassfilteret stilles på 200 Hz. RMS-signalspenningen som skyldes høyttalerens eksitasjon av energihøsteren noteres fra måleforsterkeren. Dette er altså den målte RMS-spenningen minus RMS-støyspenningen når energihøsteren ikke eksiteres. Deretter endres senterfrekvensen til båndpassfilteret til henholdsvis 400 Hz og 800 Hz og prosedyren gjentas. Det understrekes at høyttaleren fortsatt spiller en 200 Hz tone for 400 og 800 Hz-passbåndene. Dersom energihøsteren ikke er lineær vil den ha betydelige overharmoniske støybidrag i disse frekvensbåndene som skyldes forvrengning av den grunnharmoniske 200 Hz-tonen. Klirrporsenten i et overharmonisk frekvensbånd er da gitt som:

$$Klirrporsent = \frac{V_{RMS-SIGNAL, OVERHARMONISK FREKVENSBÅND}}{V_{RMS-SIGNAL, GRUNNHARMONISK FREKVENSBÅND}} \quad (6.2.1)$$

Dersom det viser seg at energihøsteren har klirrporsent over 20 % kan den trygt kalles ikke-lineær. Viser det seg at klirrporsentene er noe lavere kan det likevel forsvares å bruke en lineær modell på energihøsteren. Tabellene under viser resultatene fra tre måleserier som er gjennomført for å kartlegge lineariteten til energihøsteren. Den laveste frekvensen i hver tabell angir grunntonen for måleserien.

Frekvens [Hz]	200	400	800
$V_{RMS-STØY}$	16 μV	16 μV	12 μV
$V_{RMS-SIGNAL}$ (SNR)	9 μV (3.87 dB)	0.9 μV	0 μV
Klirr [%]	-	10	≈ 0

Frekvens [Hz]	800	1600	2400
$V_{RMS-STØY}$	12 μV	1.5 μV	1.2 μV
$V_{RMS-SIGNAL}$ (SNR)	0.157 mV (23.0 dB)	1.6 μV	0.3 μV
Klirr [%]	-	1.0	0.2

Frekvens [Hz]	1250	2500	3750
$V_{RMS-STØY}$	1.8 μV	1.2 μV	1.2 μV
$V_{RMS-SIGNAL}$ (SNR)	54.2 μV (29.9 dB)	0.3 μV	0.0 μV
Klirr [%]	-	0.6	≈ 0

Tabell 1: Klirrberegninger for tre 1/3 oktavgbånd.

For grunnfrekvensen i alle måleseriene angir tallet i parentes signal-støyforholdet i dB. RMS-signalamplituden i de overharmoniske frekvensbåndene representerer forvrengningen av grunntonen i energihøsteren.

Med en maksimal klirrporsent på 10 % kan energihøsteren under tvil kalles lineær. Det er imidlertid viktig å huske på omstendighetene som målingene er foretatt under. Utslagene til filmen i energihøsteren er svært små. Det er ikke sikkert at energihøsteren fremdeles vil oppføre seg lineært hvis den eksiteres med større lydtrykk.

Støyen som måles når energihøsteren ikke eksiteres av høyttaleren er størst for laveste passbåndene. I båndpassfiltrene over 1000 Hz er støyen sterkt redusert. Dette kan studeres ved å sammenlikne de beregnede signal-støyforholdene i tabellen over. Signal støyforholdet bedres altså dramatisk for økende frekvens.

6.3 Gjennomføring av følsomhetsmåling

Ettersom energihøsteren virker å være noenlunde lineær er det mulig å måle mottakerfølsomheten som funksjon av frekvens. Mottakerfølsomheten er som nevnt gitt ved forholdet mellom klemmespenningen fra energihøsteren og lydtrykket ved membranoverflaten når $I=0$ på den elektriske siden. WinMLS brukes som signalgenerator og kobles til en høyttaler.

Lydtryknivået måles som funksjon av frekvens ved hjelp av frekvensanalysatoren Norsonic 840. Lydtryknivået måles kun for frekvensen som energihøsteren eksiteres med. Grunnen til dette er at bakgrunnstøyen er relativt lav sammenliknet med lyden fra høyttaleren. Lydtryknivået må for øvrig regnes om til lydtrykk for å kunne beregne følsomheten.

Før energihøsteren eksiteres, blir RMS-støyspenningen lest av på måleforsterkeren i hvert passbånd. Deretter kan høyttaleren eksitere energihøsteren og RMS-spenningen kan måles. Dermed blir det mulig å beregne signal-støyforholdet for følsomheten.

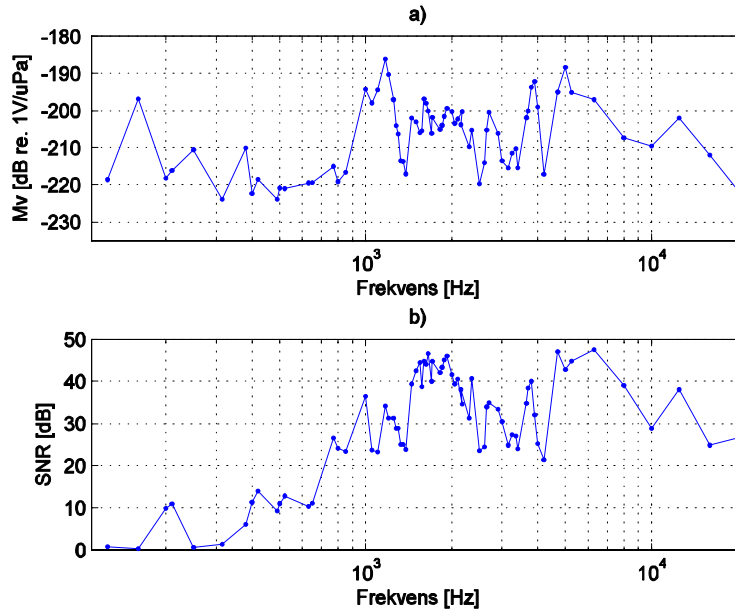
For å eliminere noe av støyproblemene benyttes båndpassfilterbanken når mottakerfølsomheten skal måles. Følsomheten måles for et par frekvenser i hvert av passbåndene til filterbanken. Filterbanken som benyttes består av 1/3-oktavbåndsfiltre der senterfrekvensen er gitt som:

$$f_c = 10^{N/10} \quad (6.3.1)$$

N er et heltall som angir frekvensbåndet. Øvre og nedre passbåndsgrensefrekvens er gitt ved:

$$f_{\max/\min} = f_c \cdot 2^{\pm 1/6} \quad (6.3.2)$$

Ved å måle mottakerfølsomheten, M_v , for et utvalg frekvenser kan det lages en frekvensrespons for mottakerfølsomheten. Beregningene som er foretatt for å lage plottet er gjengitt i vedlegg 9.4. I Figuren under er den målte mottakerfølsomheten og signal-støyforholdet til energihøsteren plottet som funksjon av frekvens:



Figur 43: Målt mottakerfølsomhet (a), SNR for spenningen målt fra energihøsteren (b).

6.4 Diskusjon av måleresultatet

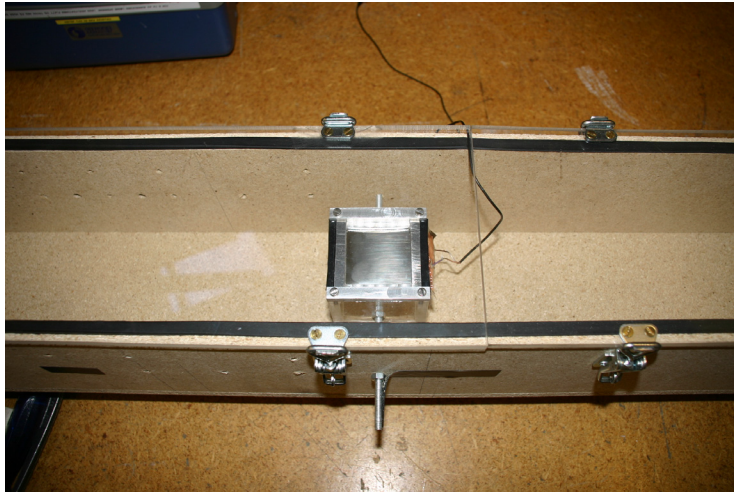
Den målte mottakerfølsomheten minner lite om den modellerte mottakerfølsomheten i figur 34. I den beregnede følsomhetsmodellen er følsomheten konstant på -157 dB før resonansfrekvensen ved 1380 Hz. Den målte følsomheten er egentlig ikke konstant i noe område og det er vanskelig å avgjøre om den egentlig har en resonansfrekvens. Følsomheten er imidlertid størst ved 1170 Hz. Til forskjell fra den modellerte følsomheten varierer målte følsomheten mye i amplitude fra en frekvens til en annen. Dette ser også ut til å gjelde frekvenser som ligger relativt nærme hverandre. Det generelle nivået på den målte følsomheten ser også ut til å ligge 40 - 50 dB under den modellerte.

Under 700 Hz er signal-støyforholdet svært dårlig og dette kan også være en mulig forklaring på den noe merkelige oppførselen ved lave frekvenser. Toppen i følsomheten ved 160 Hz skyldes støy alene. Signal-støyforholdet er imidlertid bedre enn 21 dB over 700 Hz og da kan ikke lenger et dårlig signal-støyforhold forklare avvikene fra den modellerte følsomheten. En mulig forklaring på den noe merkelige følsomhetsresponsen kan være at filmen ikke følger krumningen til rammen skikkelig og filmen er noe flat inn mot midten av membranet. I høyttalereksempelet fra filmprodusenten nevnes det at dette kan føre til artefakter i frekvensresponsen. Til slutt gjenstår det å se hvor mye spenning som genereres når energihøsteren prøves ut i røret.

7 Utprøving av energihøster i luftstrøm

Selv om det er lite tid igjen til å lage et tilpasningsnettverk til energihøsteren har tidligere arbeid [8] vist at det er mulig å oppnå en ladefekt på ca 80% av det som kan leveres til en optimal resistiv last. Det store spørsmålet i tilknytning til dette er hvor mye spenning som genereres når energihøsteren prøves ut i røret.

Energihøsteren kobles til måleforsterkeren og monteres i røret som vist i figuren under. Viften skrus på og RMS-spenningen fra måleforsterkeren leses av for ulike helningsvinkler. Størst spenning oppnås når filmoverflaten orienteres direkte mot viften, men variasjonen i generert spenning er svært liten for ulike vinkler. $65 \mu\text{V}$ genereres, hvorav $40\text{-}50 \mu\text{V}$ er støy. Dette er en svært lav spenning som i praksis ikke er brukbar til noe. Hvis energihøsteren skal lade opp et batteri må spenningen først likerettes for eksempel ved hjelp av en brolikeretter. I første omgang må terskelspenningen i to dioder overvinnes. Hver enkelt diode har en terskelspenning på ca 0.7 Volt. Selv terskelspenningen som må overvinnes i en enkelt diode er mange tusen ganger større enn det som skapes i energihøsteren. I tillegg må det ytterligere spenning til for å få ladet opp selve batteriet. Dermed kan det konkluderes med at energihøsteren ikke er egnet til å høste energi fra den turbulente luftstrømmen. Mulige årsaker til at energihøsteren ikke har fungert som planlagt drøftes i konklusjonen.



Figur 44: Utprøving av energihøster i luftstrømning.

8 Konklusjon

I dette arbeidet er det gjort et forsøk på å lage en energihøster som skal høste energi fra en luftstrømning ved hjelp av PVDF-film. Helst skal energihøsteren utnytte kontrollerte virveldannelser i strømmingen for å få høstet mest mulig energi.

For å studere om det er mulig å lage kontrollerte virveldannelser som kan eksitere energihøsteren gjennomføres det eksperimenter på en luftstrømning i et rør. Det introduseres ulike klosser i strømmingen for å se om dette kan utgjøre en forskjell. For å få et mål på endringene ved introduksjonen av fremmedlegemene måles lydtrykknivået som funksjon av frekvens. Introduksjonen av klossene fører bare til mindre endringer av lydtrykknivået og det lykkes ikke oppnå resonanser som kan være egnet til formålet.

Ettersom målingene ikke gir noe entydig svar lages det en energihøster ved å spenne inn et stykke PVDF-film mot en krum ramme og la det jobbe mot en lukket kavitet. I første omgang spennes membranet inn en retning. Dette fører til at membranet ikke følger krumningen på rammen og inn mot midten blir det nærmest flatt. Dette blir forsøkt utbedret ved at membranet spennes inn i enda en retning, men ettersom designet av energihøsteren egentlig ikke er tilpasset innspenning av film fra to retninger blir effekten av dette noe begrenset og membranet er fremdeles delvis flatt inn mot midten. Designet burde helt fra starten av hatt muligheten for å spenne inn filmen i to retninger, men dette ble ikke tatt hensyn til på grunn av mangel på erfaring med hvordan filmen vil oppføre seg.

Grunnen til at det er viktig å ha en viss krumning på membranet er at mottakerfølsomheten til energihøsteren blir lavere dersom membranet er flatt. Dette bekreftes i den forenklede matematiske modellen som lages for mottakerfølsomheten til energihøsteren. Modellen av mottakerfølsomheten blir forsøkt verifisert ved å foreta en måling av mottakerfølsomheten til energihøsteren. Det viser seg at det er store forskjeller mellom den målte og modellerte følsomheten. Blant annet varierer den målte følsomheten mye mellom frekvenser som ligger relativt tett opptil hverandre. I tillegg ligger den målte følsomheten ca 40-50 dB under den modellerte følsomheten. Det kan være flere grunner til at resultatene blir såpass forskjellige. En av de viktigste årsakene er trolig at filmen i virkeligheten er innspent i to retninger, mens modellen forutsetter at den kun er innspent i en retning. Dessuten antas det i modellen at membranet er helt glatt og at det følger krumningen. Membranet i energihøsteren synker imidlertid noe inn mot midten.

Ekvivalentkretsen som modelleringen av følsomheten tar utgangspunkt i kunne også ha blitt benyttet til en teoretisk studie av hvor mye effekt den kan levere til en tilpasset last. Dette er det dessverre ikke blitt tid til å gjennomføre.

Energihøsteren prøves til slutt ut i røret for å se hvor mye spenning den genererer. Det genereres kun 65 μV inkludert støy. Spenningen som kan relateres til ekte energihøsting er ca 15-20 μV . For praktiske formål er dette alt for lite til at energihøsteren kan brukes til noe. Det ser ut til at kraftoverføringen fra strømmingen til PVDF-film er dårlig. Når membranet dyttes inn med fingrene genereres det lett over 20 V. Her er kreftene selvfølgelig vesentlig større, men det nevnes for å vise at filmen faktisk fungerer når den strekkes.

Det kan være flere årsaker til at det genereres lite spenning fra energihøsteren. Membranet er som nevnt relativt lite krumt inn mot midten og dette resulterer i lav følsomhet. Sammenliknes strømningsforholdene i røret med de i eksempelet for den energihøstende ålen er det en viktig forskjell. Strømningen hvor den energihøstende ålen utplasseres er laminær. Dette fører til at turbulensen som oppstår bak det stumpe legemet blir regulær og koherent. Dermed blir turbulensen egnet til å drive ålen. Strømningen i røret hvor energihøsteren prøves ut er derimot turbulent også i forkant av de stumpe legemene. Dermed vil ikke turbulensen som oppstår bak klossene i røret være koherent eller regulær på en slik måte at den er egnet til å drive energihøsteren. Luften i røret blåser riktignok raskt igjennom røret men på grunn av turbulensen oppstår det en slags likevektstilstand hvor luftmolekylene hele tiden er ute av fase med hverandre og greier derfor ikke å eksitere membranet. I tillegg er det verdt å legge merke til forskjellen i tetthet mellom vann og luft. Som kjent er vann ca 1000 ganger tyngre enn luft. En koherent turbulens i vann vil da være mye kraftigere enn en tilsvarende for luft.

I forbindelse med lydtrykknivåmålingene i røret måles det relativt høye lydtrykknivåer, opptil 125 dB. På grunn av den høye graden av turbulens i luftstrømningen hjelper det ikke at det måles høye lydtrykknivåer. Dette er som nevnt ikke lyd som høres veldig høy ut, men såkalt pseudo-lyd. Strømningen i røret er ikke egnet til å eksitere membranet.

I de tidligere arbeidene som studeres innledningsvis benyttes det flere filmlag for å få ut mer effekt. Tilgjengelig effekt er som kjent avhengig blant annet av filmareal og volumet film som strekkes. I den energihøstende skoen genereres det noen få mW selv med relativt mange filmlag. Ergo vil tilgjengelig effekt fra ett filmlag som også har mindre areal kunne ligge på kanskje en hundredel av dette igjen, eller kanskje mindre. Å benytte flere filmlag i høsteren vil heller ikke hjelpe ettersom de ikke vil bli strukket i luftstrømningen. Det konkluderes med at energihøsteren som er laget i denne oppgaven ikke er egnet til å høste energi fra en luftstrømning av denne typen.

9 Vedlegg

9.1 **Referanser**

- [1] Kendall, Clyde Jake, "Parasitic Power Collection in Shoe-Mounted Devices"
- [2] Taylor, George W. Burns, Joseph R. Kammann, Sean M. Powers, William B. Welsh, Thomas R. "The Energy Harvesting Eel: A Small Subsurface Ocean/River Power Generator," IEEE JOURNAL OF OCEANIC ENGINEERING, VOL.26, NO. 4, OCTOBER 2001.
- [3] <http://www.meas-spec.com/myMeas/download/pdf/english/piezo/techman.pdf>
- [4] Kristiansen, Ulf [Ukjent tittel, omhandler utplassering av kloss i 200x10x10 cm rør.]
- [5] Kinsler, Lawrence E. Frey, Austin R. Coppens, Alan B. Sanders, James V. "Fundamentals of Acoustics Fourth Edition."
- [6] Beranek, Leo L. "Acoustics."
- [7] Hovem, Jens. "Marine Acoustics Part 1."
- [8] Krokstad, A. Pettersen, O.K.Ø. Svean J. Sørsdal, S. Tyvand, P.
- [9] http://www.princeton.edu/~asmits/Bicycle_web/transition.html#Reynolds_number

9.2 **Bildereferanser**

[B1] Schenk, Nathan S, Paradiso, Joseph A, "Energy Scavenging With Shoe-Mounted Piezoelectrics."

[B2] Kendall, Clyde Jake, "Parasitic Power Collection in Shoe-Mounted Devices."

[B3] Taylor, George W. Burns, Joseph R. Kammann, Sean M. Powers, William B. Welsh, Thomas R. "The Energy Harvesting Eel: A Small Subsurface Ocean/River Power Generator," IEEE JOURNAL OF OCEANIC ENGINEERING, VOL.26, NO. 4, OCTOBER 2001.

[B4] <http://www.meas-spec.com/myMeas/download/pdf/english/piezo/techman.pdf>

[B5] http://www.meas-spec.com/myMeas/download/pdf/english/piezo/metallized_piezo_film_sheets.pdf

9.3 *Utstyrliste*

Måleforsterker:	Brüel & Kjær, Measuring Amplifier type 2606.
Båndpassfilter:	Brüel & Kjær, Band pass filter set type 1614.
Frekvensanalysator:	Norsonic, Real time analyser 840.
Mikrofon:	Norsonic, Type 1204.
Mikrofonforsterker:	Norsonic, Front end type 336.
Mikrofonkalibrator:	Norsonic, Sound calibration type 1253.
Oscilloscop:	Textronic Inc, R 5030.
Vifte:	Fisbach Compact Fan, type SD9-070/ D354 3x240.
Strømningsmåler:	Wilh. Lambrect GmbH, type 1416 U10.
Høytaler:	Genelec Active Monitor, model 1029A.
Signalgenerator:	Wavetek, 178.
PVDF-film:	Measurement-Specialties, 28 µm NiCu.
3D-Programvare:	Comsol Multiphysics.

9.4 *Matlabkode*

% koden leser inn verdier fra en matrise og beregner følsomheten M_v og SNR for den målte spenningen.

```
p_ref= 20e-6;
p=p_ref*(10.^(matrise(:,2)/20));
SNR=20*log10(matrise(:,3)./matrise(:,4));
Mv=20*log10((matrise(:,3)./(p))/1e6);
```

```
subplot(2,1,1)
semilogx(matrise(:,1),Mv);
title('a')
xlabel('Frekvens [Hz]')
grid on
axis([110 21000 -235 -180])
ylabel('Mv [dB re. 1V/uPa]')
```

```
subplot(2,1,2)
semilogx(matrise(:,1),SNR)
title('b')
xlabel('Frekvens [Hz]')
grid on
axis([110 21000 0 50])
ylabel('SNR [dB]')
```