

Gjenskapning av kildekarakteristikk ved hjelp av nærfelts akustisk holografi

Trond Blesvik

Master i elektronikk

Oppgaven levert: Juni 2010

Hovedveileder: Odd Kr. Pettersen, IET

Biveileder(e): Viggo Henriksen, Sintef

Oppgavetekst

Det er i mange sammenhenger ønskelig å kunne beskrive en lydkilde og dets genererte lydfelt i størst mulig grad. Uavhengig om det er ønskelig å fjerne støy eller forbedre lydbildet må man forstå kildens virkemåte.

Det finnes mange metoder for å beregne og måle akustisk avstråling. I denne oppgaven skal det sees nærmere på nærfelts akustisk holografi (NAH). Bakgrunnen og teorien for metoden skal gjennomgås, et måleapparat skal implementeres og muligheten for å benytte seg av metoden for å karakterisere en platehøytaler skal vurderes.

Oppgaven gitt: 29. januar 2010
Hovedveileder: Odd Kr. Pettersen, IET

Sammendrag

Denne oppgaven tar for seg teori, implementering, testing og mulighetene som ligger i målemetoden nærfelts akustisk holografi (NAH). Det har blitt konstruert et komplett målesystem med tanke på studie av en platehøytaler. Teorien bak målemetoden vil bli presentert samt hvordan den implementeres i et fysisk apparat. Målemetoden har blitt testet ut både analytisk og praktisk og de endelige resultatene er meget positive. Hovedfokus for oppgaven har vært å studere metoden og undersøke noe av potensialet som ligger i den og det vil i den sammenheng pekes på endel videre arbeid som kan gjøres.

Forord

Denne rapporten er punktum for min mastergradsutdanningen i akustikk ved Institutt for elektronikk og telekommunikasjon. Arbeidet er utført iløpet av våren 2010 og har bydd på både utfordringer og ny faglig innsikt.

Jeg ønsker å takke mine veiledere Professor Odd Pettersen og Viggo Henriksen ved Sintef Akustikk for all veiledningen jeg har fått i arbeidet, Tore og Tore på Verkstedet for meget godt håndverk og innsatsvilje, avdelingsingeniører Øyvind Lervik og Tim Cato Netland for å alltid ha stilt opp og gravd frem nødvendig utstyr og Professor Ulf Kristiansen for hjelp med å forstå diverse fysiske lover. Jeg vil også takke Eirin Mo Danielsen og min familie for tålmodighet og støtte i arbeidet. Til slutt vil jeg takke gutta på lesesalen. For uten dem hadde arbeidet vært betydelig mindre lystbetont.

Trond Blesvik
Trondheim, juni 2010

“Hvis et bilde sier mer enn 1000 ord, sier et holograf mer enn $1000^{2/3}$.”

Ukjent

Innhold

1	Introduksjon	5
1.1	Omfang av arbeidet	5
1.2	Rapportens oppbygning	5
2	Teori	7
2.1	Generelt	7
2.2	Greens funksjon	9
2.3	Implementering	9
2.3.1	Grenseverdier i et reellt måleapparat	10
2.3.2	Kantfilter/datavindu	10
2.3.3	Null-utvidelse	11
2.3.4	k-roms filter	11
3	Metode	13
3.1	Valg av målemetode	13
3.2	Måleriggen	14
3.3	Målekilder	15
3.4	Kalibrering	15
3.5	Måling/datainnsamling	16
4	Analytisk testing av metode	19
4.1	Støy	19
4.2	Posisjonering av kilden	20
4.3	Målehøyde	20
4.4	Mikrofonavstand	21
5	Resultater	23
5.1	Skalahøytaler	24
5.2	Platsehøytaler	26
5.2.1	Intensitetsvektorfeltet i zx-planet	26
5.2.2	Normalintensiteten på overfalten	28

6	Vurdering av metoden og videre arbeid	31
6.1	Usikkerhet i resultater	31
6.2	Bruksområder for metoden	32
6.3	Videre arbeid	32
7	Konklusjon	35
A	Matlab	39
A.1	Utregning av verdier	39
A.2	Beregning av lydtrykk fra punktkilde i holografiplanet	43
B	Måledata	47
B.1	Frekvensrespons for skalahøytaler	47
B.2	Frekvensrespons for platehøytaler	48
B.3	Frekvensrespons i alle målepunkter	48

Figurer

2.1	Tykeyfilter med $L_x = 100$ og $x_w = 0.2$	11
3.1	Måleriggen med platehøytaleren.	14
3.2	Differanse mellom mikrofonene relativt mikrofon 1	15
3.3	Oppsett for kalibrering av mikrofoner.	16
4.1	Intensiteten for punktkilde i zx-planet ved 5000Hz.	19
4.2	Intensiteten for punktkilde i zx-planet ved 5000Hz med $SNR = 10\text{dB}$	20
4.3	Intensiteten for punktkilde i zx-planet ved 5000Hz punktkilden midt imellom to mikrofonrekker.	21
4.4	Intensiteten for punktkilde i zx-planet ved 5000Hz hvor måleplanet er plassert 3 ganger så høyt som vanlig.	22
4.5	Intensiteten for punktkilde i zx-planet ved 5000Hz med mikrofonavstand fire ganger større enn vanlig.	22
5.1	Normalintensiteten på overflaten ved 5000Hz med ett aktivt element.	23
5.2	Normalintensiteten på overflaten med ett aktivt element ved 5000Hz fra simulering og estimert fra målingene.	24
5.3	Vektorintensitetsfeltet i xz-planet ved 5000Hz med ett aktivt element.	25
5.4	Vektorintensitetsfeltet i xz-planet ved 5000Hz med to aktivt element.	25
5.5	Vektorintensitetsfeltet i zx-planet ved 125Hz.	26
5.6	Vektorintensitetsfeltet i zx-planet ved 500Hz.	26
5.7	Vektorintensitetsfeltet i zx-planet ved 1000Hz.	27
5.8	Vektorintensitetsfeltet i zx-planet ved 2000Hz.	27
5.9	Vektorintensitetsfeltet i zx-planet ved 3000Hz.	27
5.10	Normalintensiteten i dB på overflaten ved 125Hz.	28
5.11	Normalintensiteten i dB på overflaten ved 500Hz.	28
5.12	Normalintensiteten i dB på overflaten ved 1000Hz.	29
5.13	Normalintensiteten i dB på overflaten ved 2000Hz.	29
5.14	Normalintensiteten i dB på overflaten ved 3000Hz.	29
B.1	Frekvensresponsen til skalahøytaleren med ett element drevet.	47
B.2	Frekvensresponsen til platehøytaleren.	48
B.3	Frekvensresponsen i hvert målepunkt for skalahøytaleren.	48
B.4	Frekvensresponsen i hvert målepunkt for platehøytaleren.	49

Kapittel 1

Introduksjon

Bakgrunnen for oppgaven er et ønske om å bli bedre kjent med måleteknikken NAH og bidra i utviklingen av en ny type platehøytaler. Denne høytaleren har et komplekst svinge- og strålingsmønster som det er nødvendig å se nærmere på for å forstå høytalerens virkemåte. For å gi oppgaven en litt større nedslagsfelt ble det bestemt å utvikle et måleapparat for nærfelts akustisk holografi for å gjennomføre målingene.

Siden dette er et relativt ukjent fagområde ved akustikkavdelingen hos NTNU og Sintef Akustikk ble en viktig del av arbeidet å sette seg inn i teori og tidligere arbeid på feltet. Samtidig er oppgaven også en dokumentasjon av at det er mulig å lage et velfungerende målesystem uten store ressurser tilgjengelig eller kompliserte systemer. Dette skiller seg ifra de andre implementasjoner som stort sett baserer seg på store kompliserte måleanlegg. Oppgaven er i så måte i større grad fokusert på utviklingen av måleinstrumentet enn på selve resultatene av målingene. Hovedfokus for oppgaven er altså; hvordan fungerer metoden, hvilke muligheter ligger i den og egner den seg for å studere platehøytaleren?

1.1 Omfang av arbeidet

Arbeidet startet med å kartlegge den tilgjengelige faglitteraturen og gjennomgå denne. Det ble også tidlig sett på hvordan måleriggen måtte dimensjoneres og utformes for å kunne utføre målinger på platehøytaleren. Signalbehandling og metoder for å beregne de forskjellige størrelsene og fremstille grafiske representasjoner av dette ble så utviklet i Matlab og WinMLS. Metoden ble så testet analytisk i Matlab med tanke på robusthet og stabilitet. Til slutt ble det ferdige måleapparatet testet ut med to forskjellige typer lydtkilder.

1.2 Rapportens oppbygning

Det vil igjennom oppgaven bli presentert nødvendig teori for å forstå måle metodikken, hvilke vurderinger som må gjøres i konstruksjonen av et måleapparat

samt hvilke hensyn man må ta i implementeringen. Den ferdige måleriggen vil bli presentert og evaluert. Metodikkens stabilitet og kapasitet vil så bli vurdert med analytiske tester. Resultatene fra målinger gjort med det endelige måleapparatet vil så presenteres og diskuteres med tanke på kildekarakteristikk og kvaliteten på målemetodikken. Det vil også bli pekt på endel momenter som kan studeres nærmere i videre arbeid og forslag til hvordan lage et komplett måleapparat.

Kapittel 2

Teori

Nærfeltsakustisk holografi er kort fortalt å måle lydfeltet i et plan over kilden og bruke dette til å beregne lydfeltet i det tre-dimensjonale rom. Dette er mulig så lenge det målte lydfeltet er gitt av bølgeligningen og har en kjent Greens funksjon.

Dette kapittelet vil gi en innføring i teorien bak akustisk holografi i den grad det er nødvendig for å forstå oppgaven. Endel aspekter vil bare bli nevnt og diskutert og ikke utledet eller forklart i sin helhet. Dersom man ønsker en dypere gjennomgang av teorien og forløperene til nærfelts akustisk holografi henvendes leseren til bibliografien. [6, 10, 12]

2.1 Generelt

Bølgeligningen er gitt ved

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}) + k^2 p(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.1)$$

og har en mulig løsning gitt ved Rayleigh-integralene [7]

$$p(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int \int p(\mathbf{r}_s) \frac{\partial g}{\partial n}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_s) d^2 \mathbf{r}_s \quad (2.2)$$

$$p(\mathbf{r}) = +\frac{1}{4\pi} \int \int \frac{\partial p}{\partial n}(\mathbf{r}_s) g(\mathbf{r}|\mathbf{r}_s) d^2 \mathbf{r}_s \quad (2.3)$$

Hvor $\frac{\partial}{\partial n}$ er den normalderiverte på flaten S og Greens funksjon, $g(\mathbf{r}|\mathbf{r}_s)$, tilfredsstiller den homogene Dirichlet grensebetingelsen og er kjent over hele flaten S . Ettersom S er en plan overflate i xy -planet setter vi $\frac{\partial}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial z}$ og ligning (2.2) kan skrives om til

$$p(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(x', y', z_s) g'(x - x', y - y', z - z_s) dx' dy' \quad (2.4)$$

$g'(x - x', y - y', z - z_s)$ er den normalderiverte av $g(x, y, z)$ ved $z' = z$. Utifra dette kan man altså beregne lydtrykket i ethvert punkt i det tre-dimensjonale rom dersom

man kjenner til lydtrykket i kildeplanet. I praksis vil det ikke måles i kildeplanet da dette ikke er mulig. Målingene vil derimot utføres i en høyde $z = z_h > z_s$ over kilden. Uttrykket må altså skrives om og ved å sette inn $z = z_h$ finner vi et uttrykk for lydtrykket i holografiplanet.

$$p(x, y, z_h) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(x', y', z_s) g'(x - x', y - y', z_h - z_s) dx' dy' \quad (2.5)$$

Ettersom $z_h - z_s$ er en konstant er ligning (2.5) en to-dimensjonal konvolusjon. Ved å benytte oss av den to-dimensjonale fouriertransformasjonen kan vi skrive om ligning (2.4) og (2.5) til

$$p(x, y, z) = \mathcal{F}_x^{-1} \mathcal{F}_y^{-1} [P(k_x, k_y, z_s) G(k_x, k_y, z - z_s)] \quad (2.6)$$

$$P(k_x, k_y, z_h) = P(k_x, k_y, z_s) G(k_x, k_y, z_h - z_s) \quad (2.7)$$

Hvor $\mathcal{F}_x^{-1} \mathcal{F}_y^{-1}$ er den inverse to-dimensjonale fouriertransformasjonen i xy -planet og $P(k_x, k_y, z) = \mathcal{F}_x \mathcal{F}_y (p(x, y, z))$. Ved å sette inn ligning (2.7) i (2.6) og løse for $p(x, y, z)$ får vi

$$p(x, y, z) = \mathcal{F}_x^{-1} \mathcal{F}_y^{-1} \left(P(k_x, k_y, z_h) \begin{cases} e^{ik_z(z-z_h)}, & k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ e^{-k_z(z-z_h)}, & k_x^2 + k_y^2 > k^2 \end{cases} \right) \quad (2.8)$$

Vi kan nå beregne lydtrykket i ethvert punkt i det tredimensjonale rommet fra lydtrykket gitt i en høyde $z = z_h$ over kilden. Den siste overgangen og dens betingelser er ikke nødvendigvis intuitiv og vil bli beskrevet nærmere i neste avsnitt.

Ut ifra dette kan vi nå finne en rekke størrelser. Ved å benytte oss av følgende sammenheng mellom partikkelhastighet og trykk kan vi nå få en funksjon for partikkelhastigheten i en bestemt retning.

$$u(x, y, z) = \frac{\nabla p(x, y, z)}{i\rho c k} \quad (2.9)$$

Hvor ρ er massetettheten til mediet og c er lydhastigheten. Ved å sette inn gradienten i ligning (2.8) med fouriertransformasjonen eksplisitt uttrykket får vi følgende uttrykk for de tre partikkelhastighetskomponentene u_η , $\eta = x, y, z$

$$u_\eta(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2 \rho c} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(k_x, k_y, z_h) [(k_\eta/k) e^{ik_z(z-z_h)}] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (2.10)$$

Dette kan vi igjen bruke til å finne en formel for intensitetkomponentene.

$$I_\eta(x, y, z) = \frac{1}{2} \text{Re}[p(x, y, z) u_\eta(x, y, z)] \quad (2.11)$$

2.2 Greens funksjon

Greens funksjon brukes generelt til å løse inhomogene differensialligninger med kjente grensebetingelser. I dette arbeidet vil Greens funksjon mer konkret brukes til å finne lydtrykk og partikkelhastighet i en gitt avstand fra et kjent lydtrykk. I utledningen er det benyttet Greens funksjon med Dirichlets grensebetingelser for en plan flate ved $z = z_s$. Denne er gitt av

$$\begin{aligned}
 g(x, y, z|x', y', z') &= \frac{e^{ik\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2}}}{\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2}} \\
 &\quad - \frac{e^{ik\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2+(z+z'-2z_s)^2}}}{\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2+(z+z'-2z_s)^2}} \quad (2.12)
 \end{aligned}$$

Dirichlet-grensebetingelsen sier at for en gitt funksjon $p(x)$ i intervallet $[0, 1]$ vil $p(0) = \alpha_0$ og $p(1) = \alpha_1$. Dersom $p(x)$ angir trykket som funksjon av en avstanden til en kilde ved $x = 0$ tilsier det at trykket på overflaten vil være konstant. Dette samsvarer med at lydtrykket ved en hard flate vil være null. Neumann-grensebetingelsen sier at $\frac{\partial p}{\partial x}(0) = \alpha_0$. Den samme grensebetingelsen som gjelder for partikkelhastigheten ved en flate. Vi kan få samme resultat som ligning (2.10) ved å bruke Neumann-grensebetingelsen i (2.2) og (2.3). Dette skal ikke gås nærmere inn på her, men det kan blant annet være hensiktsmessig å benytte dersom man ønsker å implementere raskere algoritmer.[10]

For å forstå formuleringen av Greens funksjon i (2.8) og dens betingelser må vi se nærmere på bølgemønsteret ved kilden. Kildeplanet, z_s , ansees for å være en superposisjonering av overflatebølgene $e^{i(k_x x + k_y y)}$ med amplitude $P(k_x, k_y, z_s)$ og romlig frekvens k_x og k_y . Formuleringen av (2.8) avhenger av k_x, k_y og k . Hvor k er bølgetallet, $k = 2\pi/\lambda$ gitt av bølgelengden λ .

Når $k_x^2 + k_y^2 \leq k^2$ er k_z et reelt tall og eksponenten blir kompleks. Overflatebølgene gir da ordinære planbølger i rommet for $z > z_s$. Disse bølgene har amplitude $P(k_x, k_y, z)$ og retning gitt av bølgevektoren (k_x, k_y, k_z) med magnitudo k . Eksponenten gir da faseendringen for planbølgene fra z_s til z .

Når $k_x^2 + k_y^2 > k^2$ er k imaginær. Lengden av overflatebølgen er kortere enn den karakteristiske bølgelengden til kilden. Dermed blir eksponenten reell og overflatebølgene må samsvare med lydbølger som avtar eksponentielt med avstanden fra kilden. Også kjent som evanesente bølger.

Området som skiller planbølgene fra de evanesente bølgene, $k_x^2 + k_y^2 = k^2$, betegnes strålingsirkelen.

2.3 Implementering

I sin enkelhet går metoden ut på å fouriertransformere trykket i holografiplanet, multiplisere dette med fouriertransformasjonen av Greens funksjon for så å trans-

formere det hele tilbake. Når metoden skal implementeres i et fysisk måleapparat må teorien endres noe for å ta høyde for enkelte realiteter og begrensninger vi må leve med i den virkelige verden.

Dette er enkelt å se fra integralene i ligning (2.4) som har grenseverdier $-\infty$ og ∞ . Det er naturligvis ikke mulig å måle i en uendelig stor utstrekning. Videre er det heller ikke mulig å måle lydfeltet i en kontinuerlig flate. Målingene må utføres i et diskret antall, $N \times N$, punkter over en flate av endelig, $L \times L$, utstrekning. Avstanden mellom mikrofonene er konstant, $\Delta x = \Delta y = L/N$. Etersom holografiplanet ligger en gitt avstand over kilden er det viktig at apparatets utstrekning er vesentlig større en kildens diameter. Dette for å unngå at kilden stråler utenfor det området hvor målingene gjennomføres.

2.3.1 Grenseverdier i et reelt måleapparat

Nyquist-teoremet spesifiserer en øvre frekvens det er mulig å måle nøyaktig med en gitt mikrofonavstand.

$$f_{max} = c/\Delta x \quad (2.13)$$

Det er i tillegg til dette endel andre parametere som bestemmer hvor høyt opp i frekvens vi kan måle på. For å kunne gjenskape kilden i tilfredsstillende grad er det nødvendig å også måle de evanesente bølgene. Disse bølgene avtar raskt med avstanden til kilden og kan derfor være vanskelig å måle. Det er altså nødvendig å måle nærme nok og mikrofonenes dynamiske område må være stort nok.

Utledningen av uttrykket er noe omfattende og skal ikke gjennomgås her, men resultatet presenteres. Interesserte henvendes til [6].

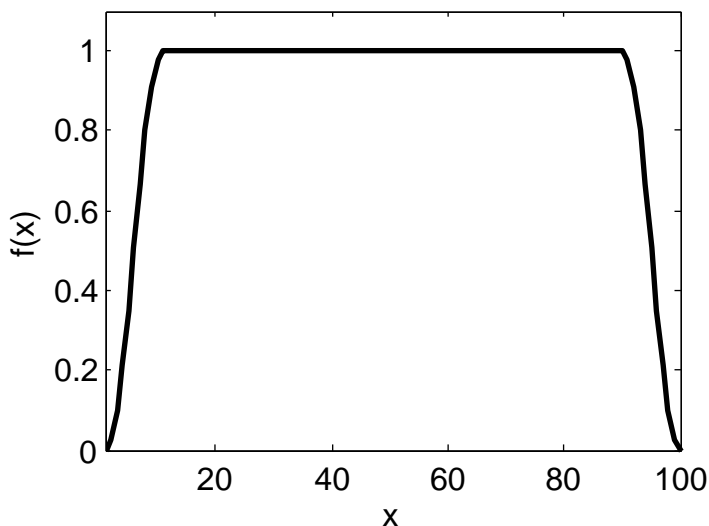
$$R_{min} = (4/\lambda^2 + [D \ln 10 / 20\pi (z_h - z_s)]^2)^{-1/2} \quad (2.14)$$

Hvor R_{min} er den minste romlige oppløsningen og D er målesystemets dynamiske område. Etersom den siste delen av ligningen vanligvis vil dominere størrelsen er det klart at det er vesentlig å komme kilden så nært som mulig samt sørge for at målesystemet oppfyller de kravene som er nevnt. Dette er ikke nødvendigvis en opplagt grensebetingelse og må ikke oversees.

2.3.2 Kantfilter/datavindu

En konsekvens av at måleflaten er av endelig utstrekning er at vi ved randen på måleflaten vil få et lydtrykk som umiddelbart faller ned til null når vi beveger oss på utsiden av den. En slik brå overgang vil medføre "falske" verdier når vi fouriertransformerer dataene. Ved å sørge for at måleapparatet har en stor nok utstrekning vil denne effekten reduseres noe. For å redusere virkningen av dette ytterligere blir verdiene langs randen filtrert for å gi en glattere overgang. Maynard, Williams og Lee [6] foreslår å bruke et Tukey-vindu. Det én-dimensjonale Tukey-vinduet er gitt ved

$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(\pi(x - \frac{L_x}{2})x_w) & \frac{L_x}{2} - x_w < x < \frac{L_x}{2} \\ 1 & x < \frac{L_x}{2} - x_w \\ 0 & x > \frac{L_x}{2} \end{cases} \quad (2.15)$$



Figur 2.1: Tykefilter med $L_x = 100$ og $x_w = 0.2$

2.3.3 Null-utvidelse

Fouriertransformasjonen i ligningene over må, som nevnt tidligere, erstattes med den diskret fouriertransformasjonen, henholdsvis FFT. Feilkilder som følge av dette er vel dokumentert i litteraturen [12] og vil ikke gjennomgås her. Null-utvidelse av signalet før det fouriertransformeres er et vanlig triks i signalbehandling. Null-utvidelse av signalet vil ikke bare redusere feilkilden som oppstår av kanteffekten, men også øke oppløsningen i k-rommet. Null-utvidelsen gjennomføres ved å legge et bånd med null-verdier rundt måledataene slik at den totale størrelsen på matrisen blir $2N \times 2N$

2.3.4 k-roms filter

Nødvendigheten av å måle de evanesente bølgene er blitt nevnt tidligere. Disse bølgene avtar eksponensielt med avstanden til kilden og må følgelig økes tilsvarende mye når kildeplanet skal estimeres fra holografiplanet. En konsekvens av dette er at støy i målingene av disse bølgene også vil økes eksponensielt! For å eliminere denne

feilkilden i størst mulig grad må det implementeres et filter i k-planet. Veronesi og Maynard [10] foreslår følgende filter.

$$\Pi\left(\frac{k_x}{2k_c}\right) = \begin{cases} 1 - \frac{1}{2}e^{-(1-|k_x|/|k_c|)/\alpha} & |k_r| \leq k_c \\ \frac{1}{2}e^{(1-|k_x|/|k_c|)/\alpha} & |k_r| > k_c \end{cases} \quad (2.16)$$

Med $k_c = 0.6N\pi/L$ og hvor $k_r = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, k_c er cut-off bølgetallet og $\alpha = 0.2$ bestemmer hvor bratt filteret skal være. De nevnte verdien er et godt utgangspunkt for filteret, men det kan lønne seg å justere disse noe. [8]

Kapittel 3

Metode

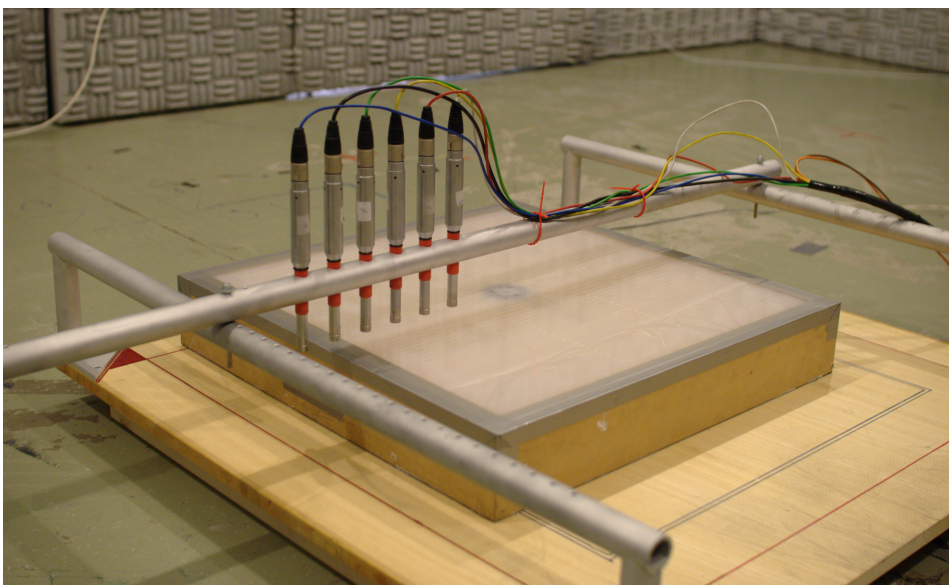
Når måleapparatet skulle konstrueres var det flere faktorer som måtte tas høyde for. Høyden til holografiplanet, mikrofonavstanden og antall målepunkter var kritiske faktorer. I tillegg til metodens egne grensebetingelser var det også en begrensning i tilgjengelige ressurser i form av utstyr og andre midler. Den ferdige måleriggen bærer preg av dette og er først og fremst en utprøving av metoden mer enn et ferdig måleapparat. Det er likevel relativt enkelt å gjennomføre målinger og prosesseringen av måledataene er gjort i løpet av noen sekunder på en moderne datamaskin. Det ferdige systemet beviser i så måte at det er fullt mulig å implementere metoden uten å lage store og kompliserte anlegg.

3.1 Valg av målemetode

Som tidligere nevnt vil målingene gjennomføres i en høyde z_h over kildeplanet, i et diskret antall punkter med konstant avstand mellom mikrofonene. Det er mange måter å implementere dette i praksis og hver metode har sine fordeler og ulemper. Det mest nærliggende er kanskje å se for seg at man setter opp et nettverk av mikrofoner med en mikrofon for hvert målepunkt. På denne måten kan man måle hele kilden i en omgang og faktisk analysere lydfeltet i sanntid.[6] Dette krever svært mange mikrofoner og et ganske omfattende arbeid med å håndtere datamengden som genereres. Ved å bygge en motorisert målerigg, som sveiper over måleflaten og måler i de ønskede punktene med tilfredsstillende tidsoppløsning kan man benytte seg av færre mikrofoner, men samtidig ivareta en høy oppløsning. Kombinasjoner av disse og andre former kan også benyttes, men det skal det ikke gås nærmere inn på her. I denne oppgaven ble det valgt en noe mer primitiv løsning. Dette skyldes først og fremst at hovedfokus for oppgaven var å studere målemetoden og dens muligheter og begrensninger og ikke å implementere et komplett måleapparat. I tillegg var ikke de nødvendige ressursene til disposisjon.

3.2 Måleriggen

Riggen består av 6 *BSWA SM4006*-mikrofoner som står på rekke over måleflaten. Denne mikrofonrekken kan så flyttes i et kvadratisk mønster slik at det danner totalt 12×12 målepunkter over en flate $L \times L$. Se figur 3.1 for et bilde av måleriggen. Mikrofonene er koblet via en *Yamaha HA8*-mikrofonforsterker og inn på en PC, med et *LynxTWO* lydkort.



Figur 3.1: Måleriggen med platehøytaleren.

Mikrofonene er montert i et rør med diameter, $d_r = 3,2\text{cm}$. Det gir en øvre grensefrekvens for når lydfeltet blir reaktivt og det ikke lenger er mulig å se bort ifra måleriggens påvirkning på lydfeltet.

$$f_{max} = \frac{c}{2d_r} \approx 5300\text{Hz} \quad (3.1)$$

Det er mulig å benytte to forskjellige målemønstre i riggen som gir hver sin øvre frekvensgrense, oppløsning og måleflate. Riggen kan maksimalt måle et område med sidekanter $L = 54.54\text{cm}$ med mikrofonavstand $\Delta x = \Delta y = 45.45\text{mm}$. Denne mikrofonavstanden gir en høyst målbar frekvens på $f_{max} \approx 3740\text{Hz}$. Det er også mulig å reduserer måleflaten til $L = 27.27\text{cm}$ og oppnå en mikrofonavstand $\Delta x = \Delta y = 22.725\text{mm}$ som gir øverste målbare frekvens $f_{maks} = 7480\text{Hz}$. Dette er høyere enn grensefrekvensen for riggens påvirkning av lydfeltet og den høyeste målbare frekvens for denne konfigurasjonen blir da $f_{max} \approx 5300\text{Hz}$.

Selvsagt er det også mulig å måle med mikrofonavstand $\Delta x = \Delta y = 22.725\text{mm}$ og med utstrekning $L = 54.54\text{cm}$, men dette ble ikke gjort da det ikke var nødvendig eller hensiktsmessig og medfører en stor mengde enkeltmålinger.

3.3 Målekilder

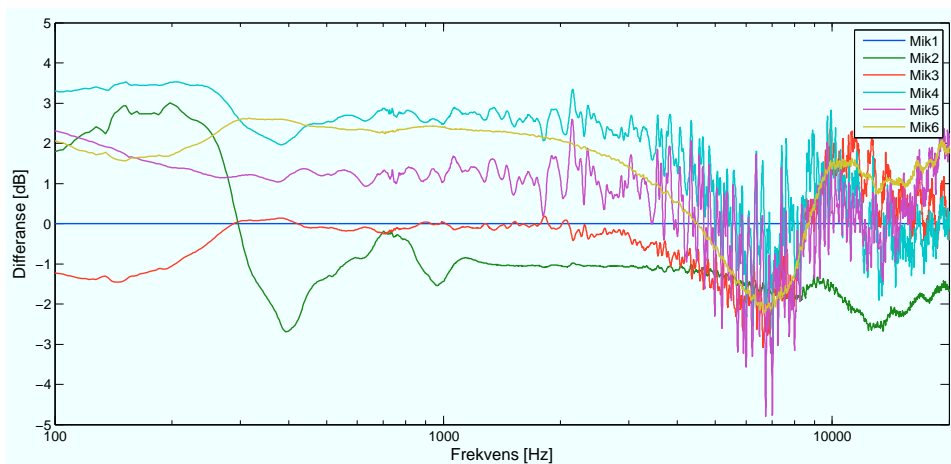
Platøytteren er bygget opp av en 2mm tykk plexiglass-plate med dimensjoner 59cm × 59cm. Denne drives av en *Elac 3720 KST*-transduser og har frekvensrespons som vist i figur B.2. Platen har utfrest et mønster som gjør at den får et langt høyere antall moder enn det en ordinær plate vil gi. Dette medfører et mer komplekst svingemønster og en langt flatere frekvensrespons. I utviklingen av høytteren er det derfor viktig å forstå hvordan platen svinger og hvordan lydfeltet endrer seg med frekvens.

Forutenom platøytteren var det også målt på en annen skalahøytter for å prøve ut metoden på en enklere lydkilde. Denne høytteren er bygget opp av to *Seas 5 F-HF* høytterelementer, med diameter $d = 5\text{cm}$, montert i en stor plate. Under testen ble både ett og to elementer drevet. Se figur B.1 for frekvensresponsen til høytteren.

Begge kildene ble drevet av en *NAD 312*-forsterker med *WinMLS* som signal-generator.

3.4 Kalibrering

Ettersom oppgaven i første omgang ønsker å kartlegge metoden og mulighetene for å bruke denne i utviklingen av platøytteren ble ikke implementering av en god kalibreringsrutine vektlagt. For å sikre en viss overenstemmelse mellom de seks mikrofonene ble det likevel gjennomført en enkel fase- og amplitude kalibrering i forkant av målingene. Figur 3.3 viser hvordan kalibreringen ble gjennomført. En



Figur 3.2: Differanse mellom mikrofonene relativt mikrofon 1

Genlec 1029A-høytter ble satt opp i ett ekkofritt rom med mikrofonene, koblet via mikrofonforsterkeren, stående foran høytteren. Utstyret ble koblet til en data-maskin med *WinMLS* for å måle impulsresponsen til hver enkelt mikrofon i samme

posisjon. De respektive impulsresponsene ble så lest inn i *Matlab* hvor resultatet ble brukt til å kalibrere mikrofonene relativt hverandre. [4]

Resultatet av målingene finnes i figur 3.2 som viser forskjellene mellom mikrofonene relativt mikrofon 1. Det er overraskende store variasjoner mellom mikrofonene. Selv om mikrofonene i utgangspunktet er beregnet for studio og ikke vitenskapelig arbeid er avvikene større en forventet. Mikrofonforsterkeren som ble brukt kan også ha avvik mellom kanalene, men det kan neppe forklare alt. Det største feilkilden i kalibreringen kan nok være upresis posisjonering av mikrofonene, men heller ikke dette kan ene og alene forklare variasjonene. Som allerede nevnt er ikke kalibreringsrutinen i fokus, ei heller en vesentlig del av måleapparatet [2], så det vil ikke gås nærmere inn på dette annet enn at det antas at kalibreringsdataene stemmer med realitetene i måleapparatet.



Figur 3.3: Oppsett for kalibrering av mikrofoner.

3.5 Måling/datainnsamling

Selve datainnsamlingen gjøres i WinMLS. Når mikrofonene står i ønsket posisjon drives kilden med et sinus-sveip på 5 sekund som blir spilt inn med punktprøvingsfrekvens, $f_s = 48\text{kHz}$. Ut ifra dette kalkuleres impulsresponsen i de seks posisjonene. Mikrofonene flyttes så til neste posisjon og rutinen gjentas. Når dette er gjort 24 ganger er impulsresponsen i alle 144 posisjoner lagret. Disse blir så importert i *Matlab* hvor det komplekse lydtrykket for hver frekvens blir beregnet ved hjelp av FFT-algoritmen med lengde lik signallengden. Alle videre beregninger og

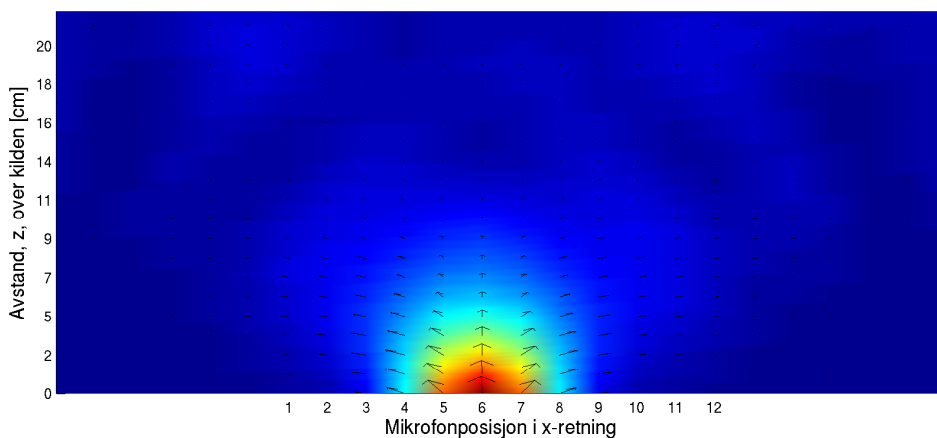
generering av figurer blir gjort i Matlab.

Ettersom platehøytaleren har utstrekning større en måleflaten og kilden antas å være symmetrisk, noe som stemmer godt med tidligere arbeid, ble det bare målt på et hjørne tilsvarende en fjerdedel av plata. Dataene ble så i Matlab kopiert slik at det totalt dannet en målematrise med 24×24 punkter i et kvadratisk mønster.

Kapittel 4

Analytisk testing av metode

For å teste ut metoden og studere hvilken påvirkning forskjellige parametre hadde på metoden ble det implementert en enkel analytisk testmetodikk. Denne gikk ut på å beregne lydtrykket fra en punktkilde i et diskret antall punkter i en flate over kilden. For enkelhets skyld ble det sett på en punktkilde i kildeplanet. Å beregne lydtrykket i holografiplanet ut ifra dette er elementært. Ved å så bruke dette som inndata i målemetoden var det mulig å studere systemets oppførsel i et “feilfritt” miljø. Se vedlegg A.2 for implementering i Matlab.

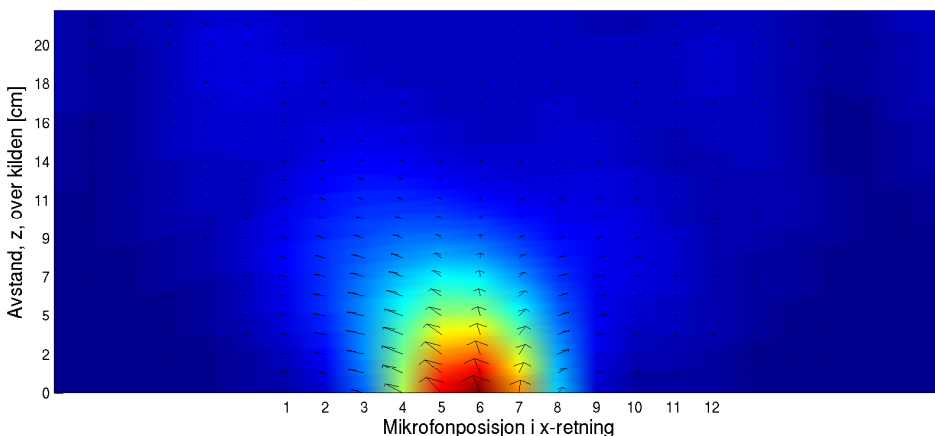


Figur 4.1: Intensiteten for punktkilde i xz -planet ved 5000Hz.

4.1 Støy

For å undersøke hvordan støy i måledataene ville påvirke de estimerte resultatene ble det lagt til en støykomponent i det beregnede holografiplanet. Dette ble gjort

ved å legge til en tilfeldig skalerbar verdi i hvert enkelt punkt.



Figur 4.2: Intensiteten for punktkilde i xz -planet ved 5000Hz med $SNR = 10$ dB.

Som vi kan se kan et kraftig nok støynivå i målingene gi ganske urimelige resultater. Det skal likevel være et relativt lavt SNR -nivå før det blir nevneverdig merkbart. Metoden ser med andre ord ut til å være relativt robust mot støy. Noe som også kan sees i sammenheng med robustheten i forhold til kalibrering.

4.2 Posisjonering av kilden

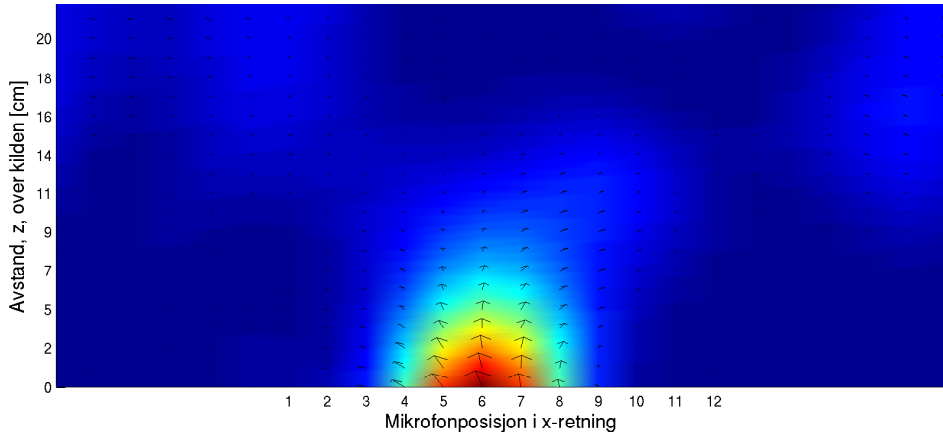
Dersom holografiplanet er svært nært kildeplanet og kilden er liten relativt mikrofonavstanden kan amplituden og fasen til mikrofonene rundt kilden variere betydelig for små variasjoner av posisjonen. Det ble derfor prøvd å sette punktkilden en liten avstand utenfor senter av holografiplanet og se hvordan resultatene varierer.

Figur 4.3 viser intensiteten i xz -planet når kilden er plassert midt imellom to mikrofonrekker. Grafen skiller seg noe fra eksempelet med kilden i senter, men resultatene er fortsatt slik man ville forvente. Dette viser at det er viktig å ta hensyn til hvor målekilden er plassert relativt måleapparatet når resultatene skal vurderes.

4.3 Målehøyde

En stor svakhet ved måleriggen er at det ikke er mulig å endre høyden til mikrofonene. Dersom man ønsker å redusere måleavstanden er eneste mulighet å heve kilden. Nødvendigheten av å måle nærme kilden er alt diskutert i kapittel 2.3.1 og skal ikke gjennomgås ytterligere her. Simulering av effekten vises nedenfor.

Maynard, Williams og Lee nevner [6] en tommelfingerregel om at forholdet mellom mikrofonavstanden og målehøyden bør være i samme størrelsesorden. Dette



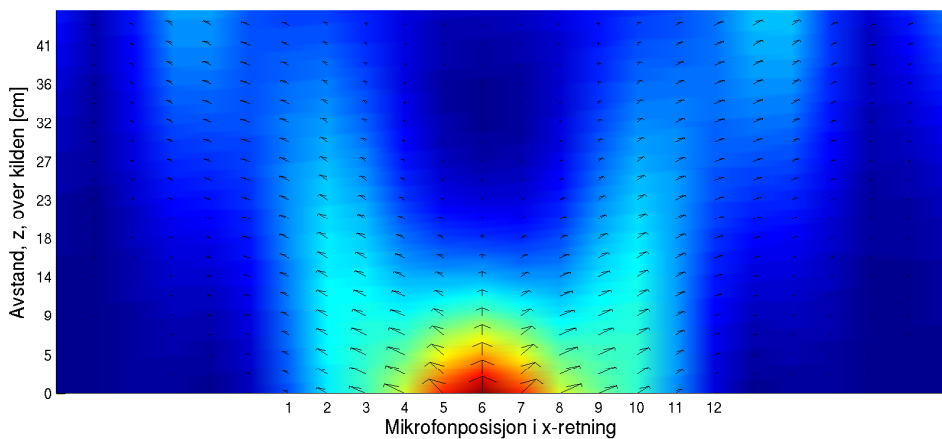
Figur 4.3: Intensiteten for punktkilde i zx -planet ved 5000Hz punktkilden midt imellom to mikrofonrekker.

kan være en utfordring med dagens apparat da det ikke er mulig å justere høyden på mikrofonene. Under testingen viste det seg at metoden blir relativt fort ustabil dersom høyden blir for stor i forhold til mikrofonavstanden.

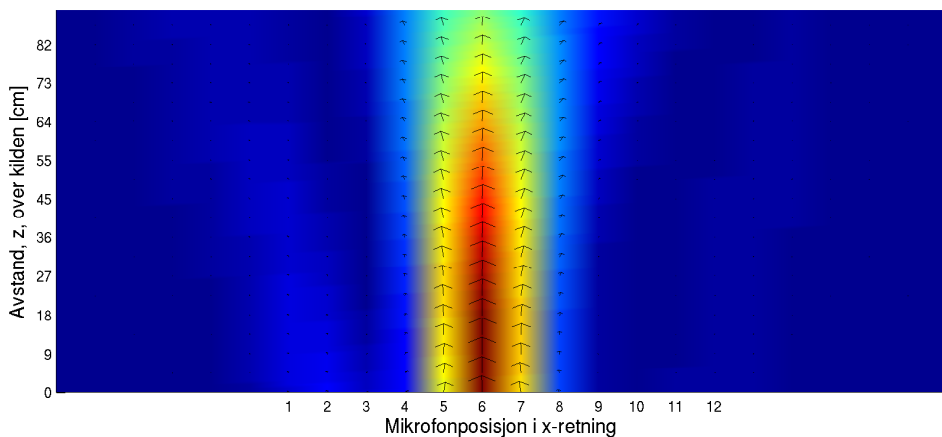
4.4 Mikrofonavstand

Ettersom den teoretiske punktkilden har uendelig liten utstrekning kan vi enkelt studere hvilken effekt en stor mikrofonavstand, og dertil lav romlig punktprøvingsfrekvens, har på resultatene.

Vi kan se fra figur 4.5 at når mikrofonavstanden blir for stor blir nivået for lavt for de omkringliggende målepunktene og kilden ser ut til å stråle veldig direksjonelt.



Figur 4.4: Intensiteten for punktkilde i xz -planet ved 5000Hz hvor måleplanet er plassert 3 ganger så høyt som vanlig.

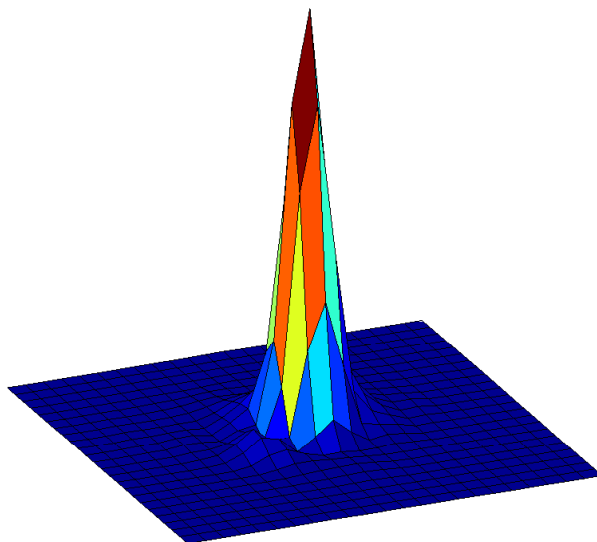


Figur 4.5: Intensiteten for punktkilde i xz -planet ved 5000Hz med mikrofonavstand fire ganger større enn vanlig.

Kapittel 5

Resultater

Ettersom metoden måler en rekke akustiske størrelser i et stort frekvensområde vil det være umulig i en oppgave som dette å vise alle. Det er vil her presenteres intensitetsvektorfeltet og normalintensiteten på overflaten til de to kildene ved noen utvalgte frekvenser. Disse gir et godt grunnlag for å forstå virkemåten til platehøytaleren og er forholdsvis selvforklarende.

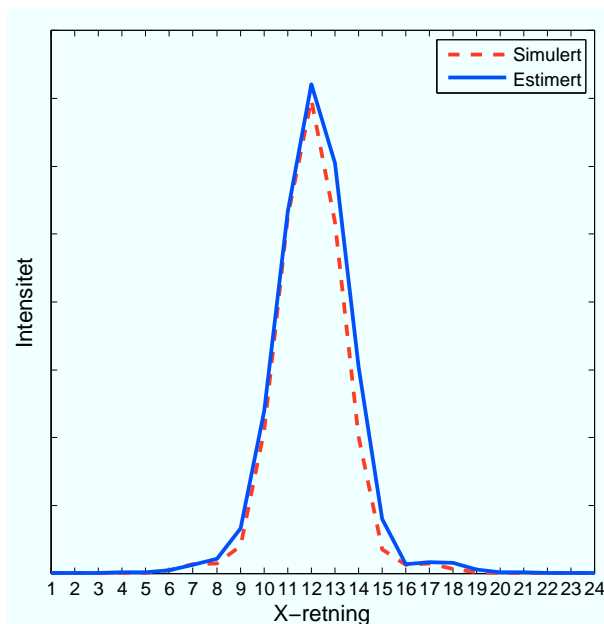


Figur 5.1: Normalintensiteten på overflaten ved 5000Hz med ett aktivt element.

5.1 Skalahøyttaler

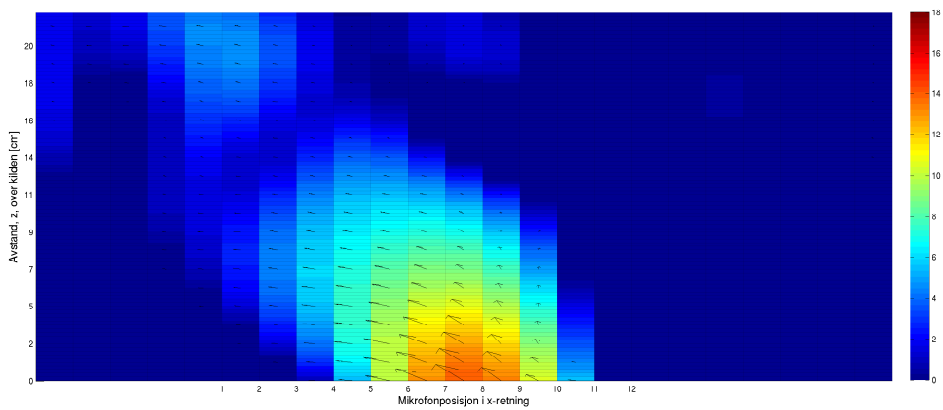
Skalahøyttaleren ble målt i en høyde $z_h = 18\text{mm}$ med mikrofonavstand $\Delta x = \Delta y = 22.725\text{mm}$.

Fra figur 5.1 ser vi en tydelig topp midt på flaten der høyttalerelementet er plassert. Det er noe støy i området rundt, men resultatene er relativt klare. Ved å se på en sammenligning av den målte kilden og den simulerte i figur 5.2 er det tydelig at resultatene stemmer ganske bra. Dette må ikke overvurderes da det er å forvente med en så liten kilde samtidig som nivået er ganske lavt at formligheten overdrives pga. filterfunksjonene og lav romlig oppløsning.

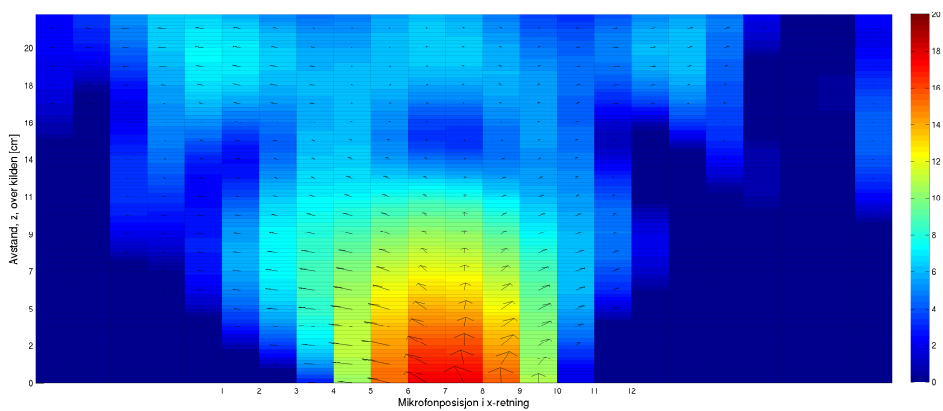


Figur 5.2: Normalintensiteten på overflaten med ett aktivt element ved 5000Hz fra simulering og estimert fra målingene.

Figur 5.3 viser intensitetsvektorfeltet til skalahøyttaleren. Det estimerte feltet har en klar draging mot venstre. Dette stemmer ikke godt overens med forventningene. Det er noe uklart hva som er årsaken til denne feilen. Noen mulige feilkilder skal diskuteres senere, men da andre resultater viser seg å være svært gode, og skalahøyttaleren ikke har et stort fokus i denne oppgaven, vil det ikke undersøkes i stor grad. Den samme feilen kan så vidt observeres i figur 5.4, men er her noe mindre tydelig.



Figur 5.3: Vektorintensitetsfeltet i xz-planet ved 5000Hz med ett aktivt element.

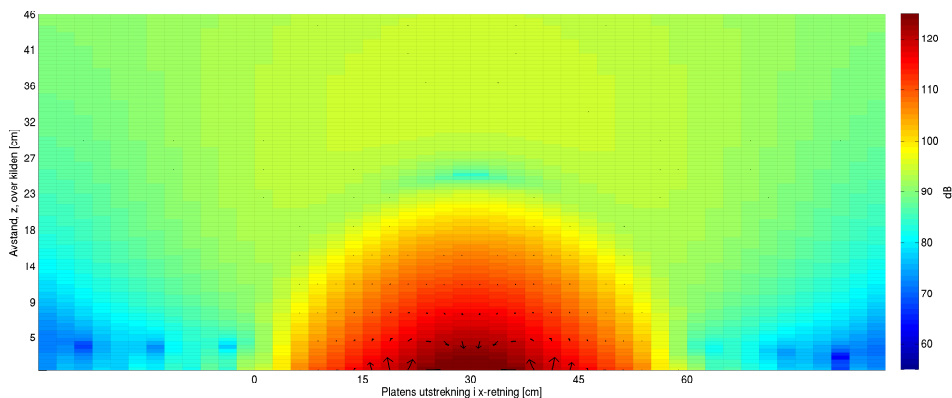


Figur 5.4: Vektorintensitetsfeltet i xz-planet ved 5000Hz med to aktivt element.

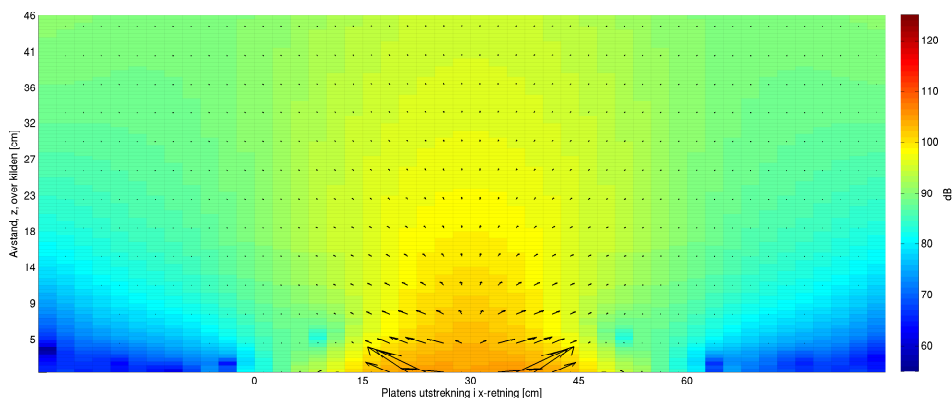
5.2 Platehøytaler

Platehøytaleren ble målt i en høyde $z_h = 8\text{mm}$ med mikrofonavstand $\Delta x = \Delta y = 22.725\text{mm}$.

5.2.1 Intensitetsvektorfeltet i zx-planet

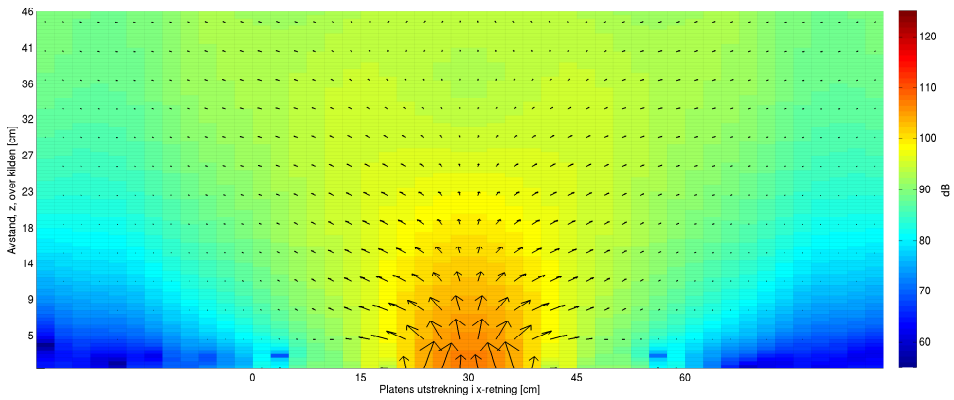


Figur 5.5: Vektorintensitetsfeltet i zx-planet ved 125Hz.

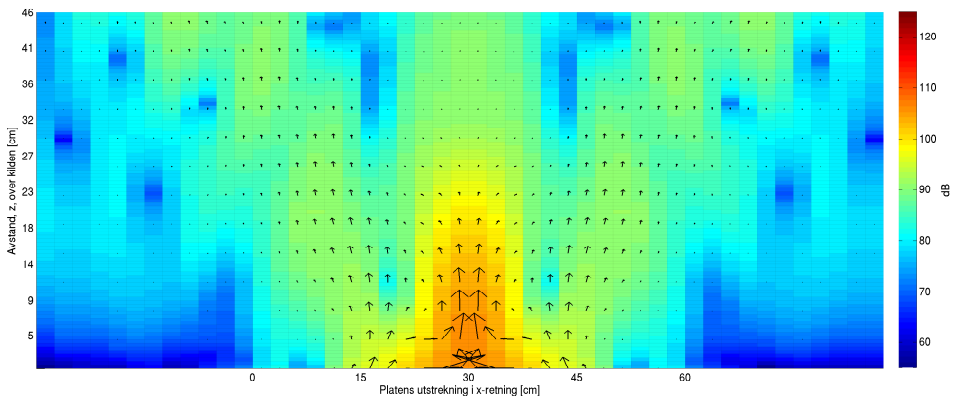


Figur 5.6: Vektorintensitetsfeltet i zx-planet ved 500Hz.

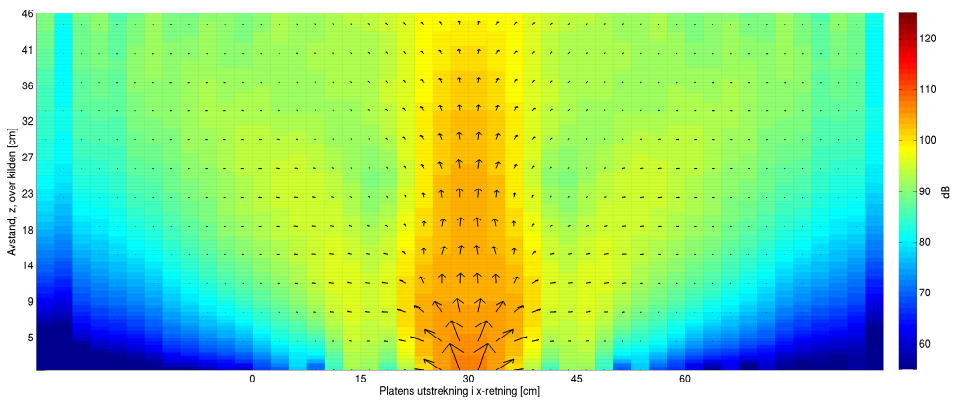
Figure 5.5 til 5.9 viser et tverrsnitt av vektorintensitetsfeltet midt på platen. Ved lave frekvenser stråler høytaleren relativt omnidireksjonelt, men ettersom frekvensen øker blir den langt mer direktiv. Dette er karakteristisk for en drevet plate og stemmer bra med tidligere målinger og simuleringer.[9]



Figur 5.7: Vektorintensitetsfeltet i zx-planet ved 1000Hz.

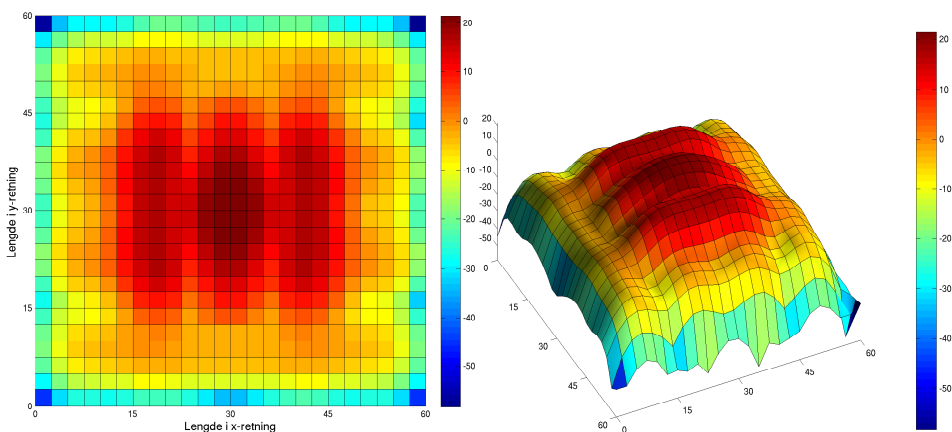


Figur 5.8: Vektorintensitetsfeltet i zx-planet ved 2000Hz.

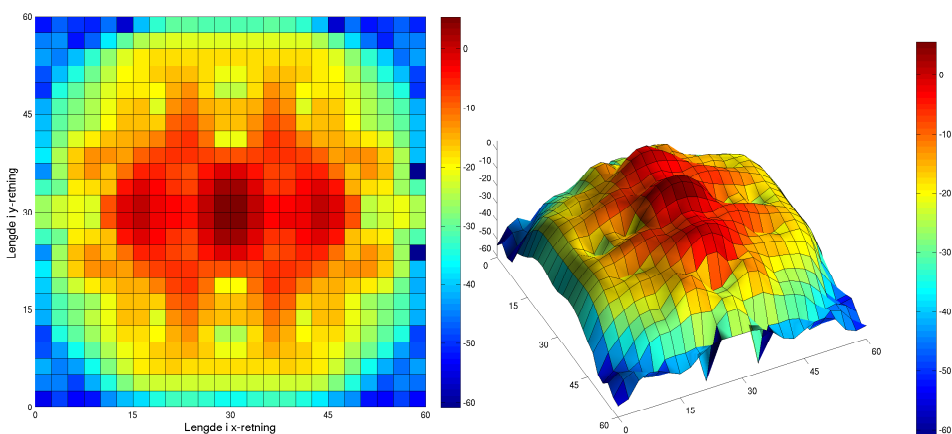


Figur 5.9: Vektorintensitetsfeltet i zx-planet ved 3000Hz.

5.2.2 Normalintensiteten på overflaten

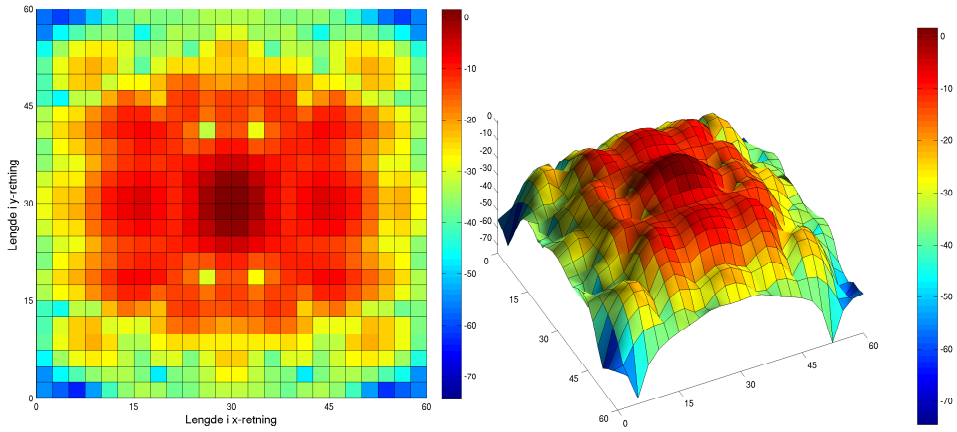


Figur 5.10: Normalintensiteten i dB på overflaten ved 125Hz.

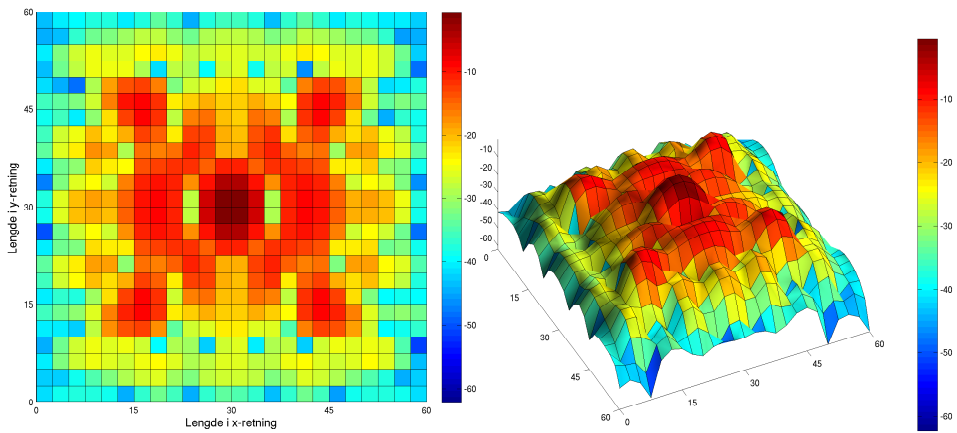


Figur 5.11: Normalintensiteten i dB på overflaten ved 500Hz.

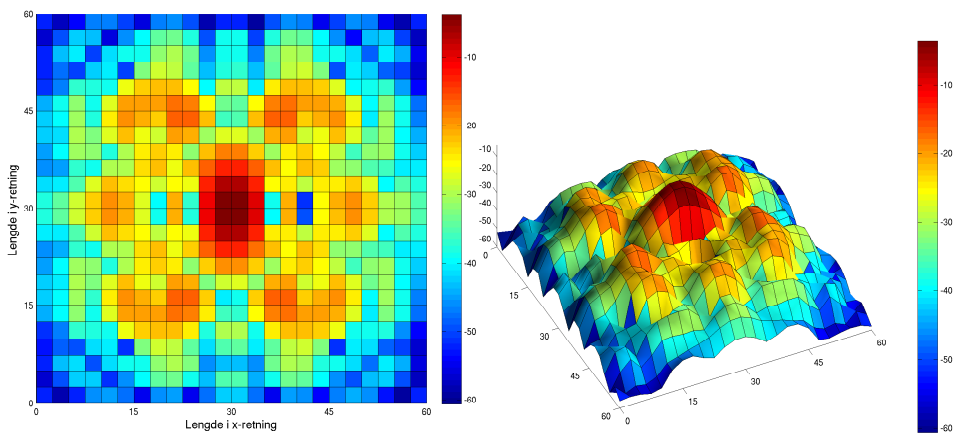
Figur 5.10 til 5.14 viser normalintensiteten på overflaten av platen og gir et godt bilde på hvordan platen svinger ved gitte frekvenser. Ved lavere frekvenser er svingemønsteret enkelt, men kompleksiteten øker med frekvensen ettersom det oppstår høyere ordens moder. Etterhvert som svingemønsteret bryter mer og mer opp i platen ser vi at det er driveren som har størst utsving og bidrar mest til det genererte lydfeltet. Disse resultatene samsvarer godt med tidligere arbeid på høyttaleren. [9]



Figur 5.12: Normalintensiteten i dB på overflaten ved 1000Hz.



Figur 5.13: Normalintensiteten i dB på overflaten ved 2000Hz.



Figur 5.14: Normalintensiteten i dB på overflaten ved 3000Hz.

Kapittel 6

Vurdering av metoden og videre arbeid

Resultatene som er presentert viser noe av potensialet til metoden. Tatt den ferdige måleriggens lave kompleksitet i betraktning er resultatene svært innholdsrike og detaljerte. Målingene på skalahøytteren avviker dog noe fra det som man ville forventet. I dette kapittelet vil usikkerheten i resultatene diskuteres samt videre arbeid og muligheter.

6.1 Usikkerhet i resultater

Måleresultatene fra platehøytteren er meget overbevisende og stemmer bra med tidligere arbeid. En klar forbedring her ville ha vært å ha flere målepunkter og på den måten økt den romlige oppløsningen. En høyere oppløsning ville gitt større trygghet spesielt i forhold til å kunne evaluere svingemønsteret ved høye frekvenser.

Et større avvik finner vi i intensitetsvektorfeltet til skalahøytteren. Spesielt i figur 5.3. Her har høytteren en tydelig draging mot venstre. Hovedårsaken til dette er uklart, men det er flere faktorer som kan spille inn. Kapittel 4 går igjennom endel svakheter ved metoden og hva de forskjellige parametrene har å si for det endelige resultatet. Målehøyden og mikrofonavstanden gir definitivt det mest dramatiske utslaget, men samsvarer ikke helt med observasjonene. Måleavstandene som er benyttet er også innenfor grenseverdiene og prøvet ut med hell i den analytiske testen. Et høyt støynivå ($SNR < 10\text{dB}$) vil kunne gi lignende resultater. Alle målinger ble utført i halvekkofrittrom og støynivået var svært lavt. Ved å studere frekvensresponsen til alle målepunktene og frekvensresponsen til selve høytteren ser vi at den har en svært kritikkverdig frekvensrespons, men nivået burde være mer enn tilstrekkelig for å gi gode resultater. Det ser altså ut til at ingen av disse parameteren kan klandres ene og alene.

Det har tidligere blitt nevnt at kalibreringen av mikrofonrekken ikke har blitt vektlagt. Ukalibrert måleutstyr kan generelt gi svært avvikende resultater. Tidligere arbeid viser at det har vært mulig å generere gode resultater med mikrofoner med

hele 6dB nivåforskjell og 5° faseforskjell.[2] Dette gir liten grunn til å tro at det er kalibreringsrutinen som er feilkilden. At andre målinger med gode resultater baserer seg på samme kalibrering svekker også denne teorien.

At feltet tydelig trekker mot den ene siden gir grunn til å tro at det innføres en fasefeil et sted i metoden. Samtlige parametere, filtre og data har blitt kontrollert. Det har likevel ikke lyktes å finne årsaken til det spesielle intensitetsvektorfeltet som målingene viser. Måleapparatet er ikke utviklet med tanke på skalahøytteren og den har heller ikke hovedfokus i denne oppgaven. Derfor har det ikke ut over dette blitt gjort videre forsøk på å lokalisere feilen da resten av resultatene er meget tilfredsstillende og ikke inneholder denne feilkilden. Et siste alternativ som ikke er drøftet så langt er at resultatene stemmer og at høytteren faktisk har et svært spesielt strålingsmønster.

6.2 Bruksområder for metoden

Det er klart at med den store informasjonsmengde som blir gjort tilgjengelig med metoden at den har en rekke anvendelsesområder. Måleapparat for undervannsakustikk [11] og store vegger [8] eksisterer allerede. Metoden er også mye brukt i bilindustrien [5] og f.eks Bruel og Kjær leverer ferdige instrumenter til forskjellige formål. [3] Målemetoden kan altså brukes på svært mange forskjellige områder. Metoden forholder seg relativt lik uansett anvendelsesområde, men måleapparatet må konstrueres slik at det oppfyller kravene til metoden og kilden.

Utifra de resultatene som er presentert her er det liten tvil om at målemetoden egner seg godt for å forstå platehøytterens virkemåte og hvilke parametere som styrer den. Selv om apparatet og metoden i dag fremstår som ganske eksperimentelt er det likevel uproblematisk å gjennomføre målinger som gir gode resultater. Det er også relativt enkelt å utvide apparatet til å kunne gjøre målingene enda enklere og bedre.

6.3 Videre arbeid

Det er ikke brukt mye tid på å optimalisere filtre som er brukt eller beregning av Greens funksjon. Spesielt det sistnevnte er et område man kan se nærmere på for å forbedre hvor raske beregningene er. Det har igjennom hele oppgaven kun blitt brukt filterverdier foreslått av Veronesi og Maynard [10] tiltross for å disse er diskuterbare.[8] Filterne har i denne sammenhengen blitt testet ut og vist seg å være hensiktsmessige. Det er likevel rom for å utforske dette mer og optimalisere med tanke på spesielle anvendelser.

I denne oppgaven har det ikke blitt sett på kilder med annen utforming enn en plan flate. Dette har vært tilstrekkelig for dette arbeidet, men det kan være nødvendig i andre sammenhenger å se på kilder med en annen type utforming. For å få til dette kan teorien formuleres om til henholdsvis sylindriskekoordinater eller kulekoordinater. Det er også mulig å måle på kilder med en langt mindre konvensjonell form enn dette. For å utvide teorien til kilder av alle former kan man

benytte seg av Helmholtz ligningen og randelement-metoden (BEM). Et annet alternativ er å bruke Helmholtz ligningen med minste kvadrat-metoden (HELS).[13]

Dersom den nåværende måleriggen skal brukes videre innenfor det samme området er det endel forbedringer som bør sees på. Slik det er satt opp i dag er utstyret mer av en eksperimentell karakter enn en komplett målerigg. Det er f.eks. en begrensning i hvilke kilder som kan måles på da mikrofonene henger i en fast ramme hvis høyde ikke kan justeres. Litt avhengig av hvilke ressurser man har tilgjengelig kan man utvikle måleapparatet slik man ønsker. Se kapittel 3.1 for alternative implementeringer. Det vil være naturlig å se på hvordan man enklest mulig kan utvide måleflaten og opprettholde en god frekvensoppløsning. Selve datainnsamlingen bør i størst mulig grad automatiseres. Dette vil gjøre det enklere å bruke og langt mer akseptabelt arbeidsmessig å gjennomføre målinger med fin oppløsning. Dersom man skulle ønske å gjøre målinger i sanntid må man også se endel på optimalisering av programvaren. Dette drøftes i dybde av Veronesi og Maynard. [10] For å redusere usikkerheten i måleresultatene bør man også se på implementeringen av en god kalibreringsrutine. [1]

Kapittel 7

Konklusjon

Hovedfokus for oppgaven var som nevnt målemetoden og dens mulighet for anvendelse på platehøytteren. Den utviklede måleriggen har til tross for sin enkle oppbygning gitt gode resultater. Selve implementasjonen av metodikken er også gjennomført på en ganske enkel måte i Matlab, men fungerer meget bra for å både teste ut og prøve ut målingene. Resultatene som er oppnådd er konsist med tidligere arbeid og svært innholdsrike og nyttige for å kartlegge høytterens virkemåte. Det er tydelig utifra arbeidet som er gjort her at NAH egner seg godt til å karakterisere en platehøytter.

Arbeidet som er gjort er et godt grunnlag for å utvikle et komplett apparat og undersøke høytteren videre. Litt avhengig av hvilket formål et ferdig måleapparat skal tjene må man gjøre noe utvidelser av den eksisterende måleriggen og metoden. I de fleste applikasjoner vil det være ønskelig med en utvidet måleflate og mulighet for å måle ved høyere frekvenser. Dersom man skulle ønske å gjøre målinger i sanntid må man implementere raskere algoritmer og utvide antall målepunkter til å dekke hele måleflaten. Hvis man ønsker en presis målerigg med stor måleflate, men ikke har behov for sanntidsmålinger, vil det kunne være nyttig å se på en automatisering av måleriggen.

Bibliografi

- [1] Todd B. Beyer. Test of the nearfield acoustical holography technique using an unbaffled, uniformly oscillating disk. Master's thesis, Penn State University, 1984.
- [2] J. D. Maynard E. G. Williams and E. Skudrzyk. Sound source reconstruction using a microphone array. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 68(1), Juli 1980.
- [3] Jørgen Hald. Stsf - a unique technique for scan-based near-field acoustic holography without restrictions on coherence, 1989.
- [4] Bruel & Kjør. *Microphone Handbook, Vol. 1: Theory*. Bruel & Kjør, Juli 1996.
- [5] M. Tsuchiya: Honda R&D M. Nakamura, T. Komine and J. Hald: Brüel & Kjør. Measurement of aerodynamic noise using stsf. Technical report, Brüel & Kjør, 2001.
- [6] J. D. Maynard, E. G. Williams, and Y. Lee. Nearfield acoustic holography: I. theory of generalized holography and the development of nah. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 78(4):1395–1413, 1985.
- [7] Baron John William Strutt Rayleigh. *The theory of sound, Volum 2*. Macmillian, 1896.
- [8] M. A. Rowell and D. J. Oldham. Determination of the directivity of a planar noise source by means of near field acoustical holography, 1: theoretical background. *Journal of Sound and Vibration*, 180(1):99 – 118, 1995.
- [9] Trond Sørgerd. Akustiske egenskaper til et mikroslisset panel. Master's thesis, Norges Teknisk-Naturvitenskapelig Universitet, 2010.
- [10] W. A. Veronesi and J. D. Maynard. Nearfield acoustic holography (nah) ii. holographic reconstruction algorithms and computer implementation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 81(5):1307–1322, 1987.
- [11] E. G. Williams. The nearfield acoustical holography (nah) experimental method applied to vibration and radiation in light and heavy fluids. *Computers & Structures*, 65(3):323 – 335, 1997.

- [12] Earl G. Williams. *Fourier acoustics : sound radiation and nearfield acoustical holography*. Academic Press, Juni 1999.
- [13] Sean F. Wu. Techniques for implementing near-field acoustical holography. *Sound & Vibration*, 2010.

Tillegg A

Matlab

A.1 Utregning av verdier

```
1 function [is ix iy iz] = calc_all(H,zh,dx,f)
2 %
3 % Beregner f?rst intensitet ved kilden, is, s? trykk og de tre
4 % partikkelhastighetskomponentene i rommet.
5 %
6 % H = Komplekst lydtrykk
7 % zh = Hoyde holografiplan
8 % dx = Mikrofonavstand i x- og y-retning
9 % f = Frekvens
10 %
11
12 c = 340;
13 p0 = 1.21;
14 Fs = 48000;
15 Lx = 13*dx; % (N+1)*dx
16 Ly = 13*dx; % (N+1)*dy
17 Nx = 24; % Antall punkter i x-retning. (2x antall maalepunkter)
18 Ny = 24; % Antall punkter i y-retning. (2x antall maalepunkter)
19 Nz = 200; % Antall punkter som skal beregnes i z-retning
20 dz = dx/10; % Avstand mellom hvert z-plan
21
22 X1 = Nx/4 + 1; % Startpunkt for "virkelige" mikrofonposisjoner
23 X2 = 3*Nx/4; % Sluttunkt for "virkelige" mikrofonposisjoner
24
25 % Oppretter ymse beregningsvariabler
26 dim = [Nx Nx Nz];
27 ps = zeros(Nx,Ny);
28 vs = zeros(Nx,Ny);
29 Ps = zeros(Nx,Ny);
30 Vs = zeros(Nx,Ny);
31 Ds = zeros(Nx,Ny);
32 H_fft2 = zeros(Nx,Ny);
33 H_p = zeros(Nx,Ny);
34
```

```

35 % Finner riktig index for den gitte frekvensen
36 n = f / ((Fs/2) / (length(H)/2));
37 H_p(X1:X2,X1:X2) = H(:, :, n);
38
39 % Kantfilter
40 W = tukeywin(Nx/2, .3)*tukeywin(Ny/2, .3)';
41 H_p(X1:X2,X1:X2) = (H_p(X1:X2,X1:X2)).*W(:, :);
42 H_fft2(:, :) = (fft2(H_p(:, :)));
43
44     for x=-Ny/2:Nx/2-1
45     for y=-Ny/2:Ny/2-1
46         kx = 2*pi*x/Lx;
47         ky = 2*pi*y/Ly;
48         k = 2*pi*f/c;
49
50         % Setter verdier for k-romsfilteret
51         kr = sqrt(kx^2 + ky^2);
52         kc = 0.6*12*pi/Lx;
53         a = 0.2;
54
55         % Finner verdi for kz
56         if k^2 >= (kx^2 + ky^2)
57             kz = sqrt(k^2 - kx^2 - ky^2);
58         else
59             kz = 1i*sqrt(ky^2 + kx^2 - k^2);
60         end
61
62         % k-romsfilter
63         if abs(kr) <= kc
64             Wk = 1 - 0.5*exp((kr/kc - 1)/a);
65         elseif abs(kr) > kc
66             Wk = 0.5*exp((1 - kr/kc)/a);
67         else
68             Wk = 1;
69         end
70
71         % Zero-padding av Greensfunksjon
72         if (x>=-6 && x<=5) && (y>=-6 && y<=5)
73             Gp = exp(1i*kz*zH);
74             Gv = (1/(p0*c*k))*exp(1i*kz*zH);
75         else
76             Gp = 0;
77             Gv = 0;
78         end
79
80         Ps(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)) = H_fft2(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)).*Gp.*Wk;
81         Vs(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)) = H_fft2(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)).*Gv.*Wk;
82
83         % [thet, phi, r] = cart2sph(x, y, zh);
84         %Ds(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)) = k*cos(thet)*H_fft2(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny
            /2))*1i*exp(-1i*k*cos(zh));
85
86     end
87 end
88 ps(:, :) = ifft2((Ps(:, :)), Nx, Ny); % Trykk ved kilden
89 vs(:, :) = ifft2((Vs(:, :)), Nx, Ny); % Partikkelhastighet ved kilden i z-
    retning

```

```

90     %ds(:, :) = ifft2((Ds(:, :)), Nx, Ny);
91
92     is = real(ps.*conj(vs))/2; % Intensitet ved kilden i z-retning
93
94     % Oppretter ymse beregningsvariabler
95     Pz = zeros(dim);
96     Vz = zeros(dim);
97     Vx = zeros(dim);
98     Vy = zeros(dim);
99     pz = zeros(dim); % Trykk i rommet
100    vz = zeros(dim); % Partikkelhastighet z-retning
101    vx = zeros(dim); % Partikkelhastighet x-retning
102    vy = zeros(dim); % Partikkelhastighet y-retning
103
104    % Regner ut verdier for hvert enkelt z-plan
105    for z=1:Nz
106        zi = z*dz; % Fysisk høyde over planet
107        for x=-Nx/2:Nx/2-1
108            for y=-Ny/2:Ny/2-1
109                kx = 2*pi*x/Lx;
110                ky = 2*pi*y/Ly;
111                k = 2*pi*f/c;
112
113                % Setter verdier for k-romsfilteret
114                kr = sqrt(kx^2 + ky^2);
115                kc = 0.6*12*pi/Lx;
116                a = 0.2;
117
118                % Finner verdi for kz
119                if k^2 >= (kx^2 + ky^2)
120                    kz = sqrt(k^2 - kx^2 - ky^2);
121                else
122                    kz = 1i*sqrt(ky^2 + kx^2 - k^2);
123                end
124
125                % k-romsfilter
126                if abs(kr) <= kc
127                    Wk = 1 - 0.5*exp((kr/kc - 1)/a);
128                elseif abs(kr) > kc
129                    Wk = 0.5*exp((1 - kr/kc)/a);
130                else
131                    Wk = 1;
132                end
133
134                % Zero-padding av Greensfunksjon
135                if (x>=-6 && x<=5) && (y>=-6 && y<=5)
136                    Gp = exp(1i*kz*(zi));
137                    Gv = (1/(p0*c*k))*exp(1i*kz*(zi));
138                else
139                    Gp = 0;
140                    Gv = 0;
141                end
142
143                Pz(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2), z) = Ps(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)) .* Gp; %.* Wk;
144                Vz(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2), z) = Ps(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)) .* kz .* Gv; %.*
                    Wk;
145                Vx(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2), z) = Ps(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)) .* kx .* Gv; %.*

```

```

146          $\bar{W}k;$ 
            $Vy(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2), z) = Ps(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)) .* ky .* Gv; \% .*$ 
            $\bar{W}k;$ 
147
148     end
149     end
150     pz(:, :, z) = ifft2((Pz(:, :, z)), Nx, Ny);
151     vz(:, :, z) = ifft2((Vz(:, :, z)), Nx, Ny);
152     vx(:, :, z) = ifft2((Vx(:, :, z)), Nx, Ny);
153     vy(:, :, z) = ifft2((Vy(:, :, z)), Nx, Ny);
154 end
155 ix = real(pz.*conj(vx))/2;
156 iy = real(pz.*conj(vy))/2;
157 iz = real(pz.*conj(vz))/2;

```

A.2 Beregning av lydtrykk fra punktkilde i holo- grafiplanet

```
1 % Beregner og plotter simulert punktkilde
2 clf
3
4 zh = 0.018;
5 dx = 0.022725;
6
7 dz = dx/10;
8 f = 5000; % !!!
9 lambda = 340/f;
10
11 ph = zeros(12,12);
12 for x=-5:6
13 for y=-5:6
14     r = sqrt(zh^2 + (x*dx)^2 + (y*dx)^2);
15     ph(x+6,y+6) = 1*exp(-1i*2*pi*r/lambda)/r + 0.1*rand*exp(-1i*2*pi*r/
        lambda)/r;
16 end
17 end
18
19 c = 340;
20 p0 = 1.21;
21 Lx = 13*dx; % (N+1)*dx
22 Ly = 13*dx; % (N+1)*dy
23 Nx = 24; % Antall punkter i x-retning. (2x antall maalepunkter)
24 Ny = 24; % Antall punkter i y-retning. (2x antall maalepunkter)
25 Nz = 100; % Antall plan i z-retning
26
27 % Oppretter ymse beregningsvariabler
28 dim = [Nx Nx Nz];
29 ps = zeros(Nx,Ny);
30 vs = zeros(Nx,Ny);
31 Ps = zeros(Nx,Ny);
32 Vs = zeros(Nx,Ny);
33 H = zeros(Nx,Ny);
34
35 % Kantfilter
36 W = tukeywin(Nx/2,.3)*tukeywin(Ny/2,.3)';
37 H(7:18,7:18)=ph.*W;
38 H_fft2(:, :) = (fft2(H(:, :), 24, 24));
39
40     for x=-Ny/2:Nx/2-1
41     for y=-Ny/2:Ny/2-1
42
43         kx = 2*pi*x/Lx;
44         ky = 2*pi*y/Ly;
45         k = 2*pi*f/c;
46
47         % Setter verdier for k-romsfilteret
48         kr = sqrt(kx^2 + ky^2);
49         kc = 0.6*12*pi/Lx;
50         a = 0.2;
```

```

51
52 % Finner verdi for kz
53 if k^2 ≥ (kx^2 + ky^2)
54     kz = sqrt(k^2 - kx^2 - ky^2);
55 else
56     kz = 1i*sqrt(ky^2 + kx^2 - k^2);
57 end
58
59 % k-romsfilter
60 if abs(kr) ≤ kc
61     Wk = 1 - 0.5*exp((kr/kc - 1)/a);
62 elseif abs(kr) > kc
63     Wk = 0.5*exp((1 - kr/kc)/a);
64 else
65     Wk = 1;
66 end
67
68 % Zero-padding av Greensfunksjon
69 if (x≥-6 && x≤5) && (y≥-6 && y≤5)
70     Gp = exp(1i*kz*z);
71     Gv = (1/(p0*c*k))*exp(1i*kz*z);
72 else
73     Gp = 0;
74     Gv = 0;
75 end
76
77 Ps(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)) = H_fft2(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)).*Gp.*Wk;
78 Vs(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)) = H_fft2(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)).*Gv.*Wk;
79
80 %[thet, phi, r] = cart2sph(x, y, z);
81 %Ds(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)) = k*cos(thet)*H_fft2(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny
    /2))*1i*exp(-1i*k*cos(zh));
82
83 end
84 end
85 ps(:, :) = ifft2((Ps(:, :)), Nx, Ny); % Trykk ved kilden
86 vs(:, :) = ifft2((Vs(:, :)), Nx, Ny); % Partikkelhastighet ved kilden i z-
    retning
87 %ds(:, :) = ifft2((Ds(:, :)), Nx, Ny);
88
89 is = real(ps.*conj(vs))/2; % Intensitet ved kilden i z-retning
90
91 % figure(1)
92 % surf(10*log10(is))
93 % axis equal
94 % axis square
95 %
96
97 % figure(5)
98 % plot(is(:, 13), '-o')
99 % axis equal
100 % axis square
101
102 pz = zeros(dim);
103 vx = zeros(dim);
104 vy = zeros(dim);
105 vz = zeros(dim);

```

```

106 Pz = zeros(dim);
107 Vx = zeros(dim);
108 Vy = zeros(dim);
109 Vz = zeros(dim);
110
111 % Regner ut verdier for hvert enkelt z-plan
112 for z=1:Nz
113     zi = z*dz; % Fysisk h?yde over planet
114     for x=-Nx/2:Nx/2-1
115         for y=-Ny/2:Ny/2-1
116             kx = 2*pi*x/Lx;
117             ky = 2*pi*y/Ly;
118             k = 2*pi*f/c;
119
120             % Setter verdier for k-romsfilteret
121             kr = sqrt(kx^2 + ky^2);
122             kc = 0.6*12*pi/Lx;
123             a = 0.2;
124
125             % Finner verdi for kz
126             if k^2 >= (kx^2 + ky^2)
127                 kz = sqrt(k^2 - kx^2 - ky^2);
128             else
129                 kz = 1i*sqrt(ky^2 + kx^2 - k^2);
130             end
131
132             % k-romsfilter
133             if abs(kr) <= kc
134                 Wk = 1 - 0.5*exp((kr/kc - 1)/a);
135             elseif abs(kr) > kc
136                 Wk = 0.5*exp((1 - kr/kc)/a);
137             else
138                 Wk = 1;
139             end
140
141             % Zero-padding av Greensfunksjon
142             if (x>=-6 && x<=5) && (y>=-6 && y<=5)
143                 Gp = exp(1i*kz*(zi));
144                 Gv = (1/(p0*c*k))*exp(1i*kz*(zi));
145             else
146                 Gp = 0;
147                 Gv = 0;
148             end
149
150             Pz(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2), z) = Ps(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)) .* Gp .* Wk;
151             Vz(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2), z) = Ps(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)) .* kz .* Gv .* Wk
152             ;
153             Vx(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2), z) = Ps(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)) .* kx .* Gv .* Wk
154             ;
155             Vy(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2), z) = Ps(x+1+(Nx/2), y+1+(Ny/2)) .* ky .* Gv .* Wk
156             ;
157         end
158     end
159     pz(:, :, z) = ifft2((Pz(:, :, z)), Nx, Ny);
160     vz(:, :, z) = ifft2((Vz(:, :, z)), Nx, Ny);
161     vx(:, :, z) = ifft2((Vx(:, :, z)), Nx, Ny);

```

```

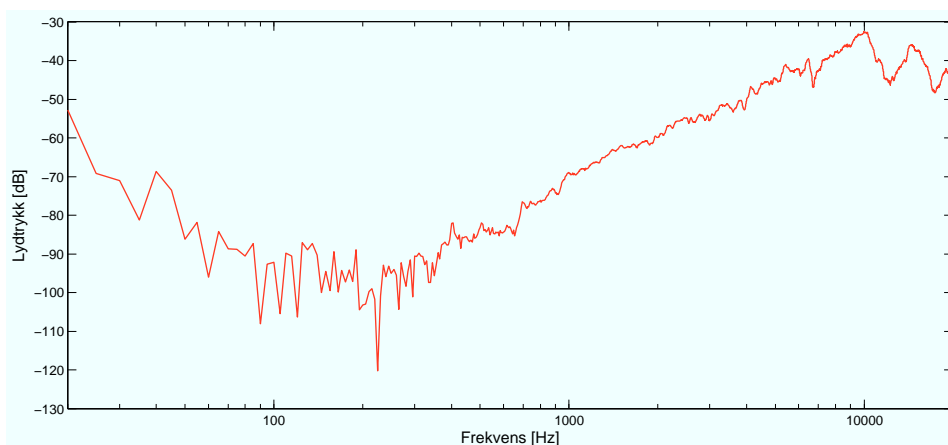
160     vy(:, :, z) = ifft2((Vy(:, :, z)), Nx, Ny);
161 end
162
163 z_mat = 1:5:100;
164 x_mat = 1:1:24;
165 [X, Z] = meshgrid(z_mat, x_mat);
166
167 ix = real(pz.*conj(vx))/2;
168 iz = real(pz.*conj(vz))/2;
169 ixz = sqrt(ix.^2+iz.^2);
170
171 figure(2)
172 hold on
173 h=surf((squeeze(ixz(:, 13, :)))));
174 quiver(X, Z, (squeeze(iz(x_mat, 13, z_mat))), squeeze((ix(x_mat, 13, z_mat))), '
    black')
175
176 axis([1 100 1 24])
177 shading interp
178 view(90, 270)
179 daspect([1 1/10 1])
180 set(h, 'edgealpha', 0.2)
181 set(gca, 'YTick', 7:18)
182 set(gca, 'YTickLabel', 1:12)
183 set(gca, 'XTick', 1:10:100)
184 xaks=0:(1000*dz):(10000*dz);
185 set(gca, 'XTickLabel', round(xaks))
186 xlabel('Avstand, z, over kilden [cm]', 'fontsize', 12)
187 ylabel('Mikrofonposisjon i x-retning', 'fontsize', 12)
188 %title('Intensitet zx-planer ved 5000Hz')
189 hold off

```


Tillegg B

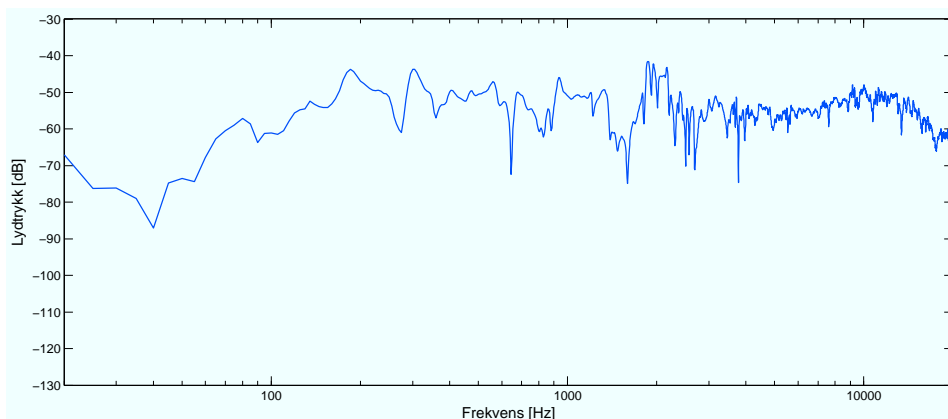
Måledata

B.1 Frekvensrespons for skalahøyttaler



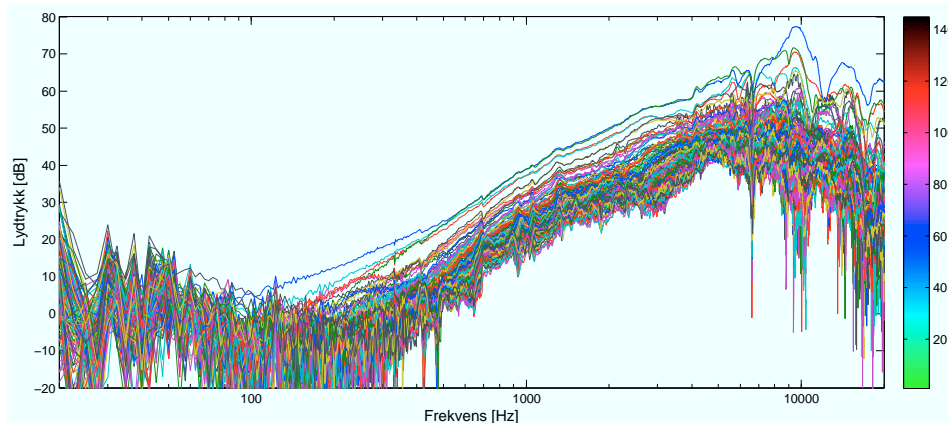
Figur B.1: Frekvensresponsen til skalahøyttaleren med ett element drevet.

B.2 Frekvensrespons for platehøytaler

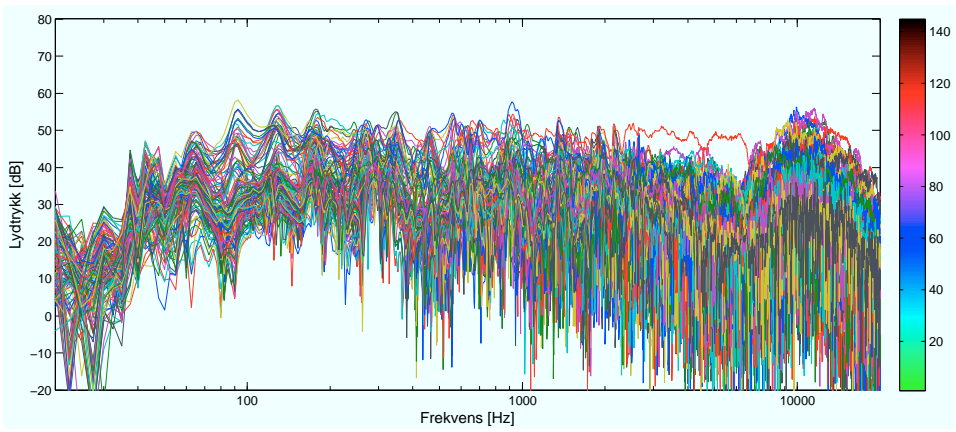


Figur B.2: Frekvensresponsen til platehøytaleren.

B.3 Frekvensrespons i alle målepunkter



Figur B.3: Frekvensresponsen i hvert målepunkt for skalahøytaleren.



Figur B.4: Frekvensresponsen i hvert målepunkt for platehøytaleren.