

# Nærfeltsmåling av en høyttalers strålingsimpedans som grunnlag for inversfiltrering av romresponsen

**Robert Handal**

Master i elektronikk  
Oppgaven levert: Juli 2006  
Hovedveileder: Peter Svensson, IET



# Oppgavetekst

En høyttaler gir en respons som påvirkes sterkt av omgivelsene, reflekterende overflater nær høyttaleren, rommets etterklangtid, osv. Enkelte av disse effektene er det mulig å korrigere for på grunnlag av frekvensresponsen til høyttalerens utstålte effekt. Denne kan beregnes fra en måling av strålingsimpedansen, som igjen kan måles i nærfeltet til en høyttaler.

Oppgaven går ut på å evaluere hvordan en slik nærfeltsmåling samsvarer med teori og andre målemetoder, i forskjellige akustiske omgivelser. Spesielt bør det vurderes om en slik måling kan brukes for å lage korreksjonsfiltre.

Oppgaven gitt: 16. januar 2006  
Hovedveileder: Peter Svensson, IET



# Sammendrag

Denne rapporten omhandler en metode for å måle total utstrålt effekt i nærfeltet til en elektrodynamisk høyttaler, samt for å kunne påvise omgivelsenes påvirkning på effekten. Teorien omkring hvordan en høyttaler blir påvirket av moder og grenseflater i omgivelsene har blitt gjennomgått. Det samme gjelder en del modeller og tilnærminger for en høyttaler i lukket kabinett, som stivt stempel i uendelig baffel og stempel i enden av langt rør. Dette har vært nødvendig som et grunnlag for å kunne tyde målingene som har blitt gjort, og for å sette forventninger til hvordan målingene skal variere mellom forskjellige omgivelser.

Tre aspekter tilknyttet strålingsimpedansen og den utstålte effekten har blitt studert i detalj.

- Målingenes samsvar med forenklede modeller av systemet.
- Resultatet av den beregnede utstålte effekt i forhold til forventningene.
- Endringen mellom måleresultatene av effekt i forskjellige omgivelser.

Teksten vil altså dekke et forholdsvis stort område innen høyttalerteologi og romakustikk.

Målingene har blitt utført både i ekkofritt rom og utendørs med 1 reflekterende plan inntil høyttaleren. Metoden går ut på å benytte 2 mikrofoner, hvor lydtrykket finnes som middelverdien mellom målingene, og partikkelhastigheten ut fra differansen mellom mikrofonene, som har gitt et estimat av strålingsimpedansen og den utstrålte effekten. For å undersøke i hvilken grad dette estimatet samsvarer med mer eksakte verdier, har det blitt benyttet et laservibrometer for å måle den virkelige svingehastigheten til høyttalermembranet.

Dette måleoppsettet har krevd en del forberedelser for å kunne tilpasses optimalt til systemet det måles på. Blant annet feil som følge av nærfeltseffekter og instrumenteringsfeil har blitt forsøkt å holdes på et minimum, noe rapporten også vil gi et innblikk i.

I kapittelet om målinger vil det fremgå at visse resultater ikke innfrir forventningene i like stor grad som ønskelig. Dette har medført et større fokus på måleteknikk og det vil vises vesentlig mer detaljer knyttet til enkelte av målingene enn det som først var planlagt.

Resultatene av målingene viser at det lar seg gjøre å måle strålingsimpedansen til en viss grad med måleoppsettet som benyttes. Teorien rundt baffel og rør modellene har blitt brukt som en nærmeste fasit til hvordan resultatene bør være. Her har den målte imaginærdelen til strålingsimpedansen vist seg å samsvare godt med modellene, mens realdelen avviker i noe større grad.

Målingene av endringen mellom de forskjellige omgivelsene har dessverre ikke svart helt til forventningene, spesielt ikke ved de laveste frekvensene hvor nettopp omgivelsene har størst innvirkning.

Den utstålte effekten kan bare bli beregnet med denne metoden om man tar høyde for begrensningene tilknyttet baffel og rør modellene. Trykkfordelingen på overflaten til membranet og avviket fra stivt stempel tilnærmingen i modellene må kompenseres for, da spesielt ved høyere frekvenser. På grunn av problemene som oppstod i tilknytning til målingen av strålingsimpedansen i seg selv og uoverensstemmelsen med den forventete påvirkning fra omgivelsene, ble det ikke i oppgaven rukket å foreta en sammenligning av den beregnede utstrålte effekten fra målingene og en mer eksakt måling med alternativ metodikk.

Rapporten kan sees på som en introduksjon til denne måleteknikken der bakgrunnsteorien for de fleste valgene er inkludert. Resultatene viser at det kanskje ikke er mulig å foreta slike målinger på en såpass primitiv måte, men det gjenstår nok en del arbeid før slike konklusjoner helt kan trekkes. Forhåpentligvis vil dette skrevet være interessant lesning og noe det kan jobbes videre med.



# Innholdsfortegnelse

<b>1</b>	<b>INTRODUKSJON.....</b>	<b>1</b>
1.1	MOTIVASJON FOR OPPGAVEN.....	1
<b>2</b>	<b>TEORI.....</b>	<b>3</b>
2.1	HØYTTALER I ROM.....	3
2.1.1	<i>Stående bølger og Normal Moder</i> .....	3
2.1.2	<i>Nærliggende flater</i> .....	4
2.1.2.1	<i>Punktkilde nær reflekterende grenseflater</i> .....	5
2.2	STRÅLINGSIMPEDANS OG UTSTRÅLT EFFEKT.....	7
2.2.1	<i>Generelt</i> .....	7
2.2.2	<i>Forenklede modeller</i> .....	9
2.2.3	<i>Sirkulært stempel i uendelig baffel</i> .....	10
2.2.4	<i>Sirkulært stempel i enden av langt rør</i> .....	10
2.2.5	<i>Overgangen mellom modellene</i> .....	11
2.2.6	<i>Helhetsbildet</i> .....	12
2.2.7	<i>Begrensinger</i> .....	12
2.3	TRYKKFORDELING SIRKULÆRT STEMPEL.....	13
2.3.1	<i>Uten baffel</i> .....	13
2.3.2	<i>Uendelig baffel</i> .....	14
2.4	NÆRFELT/FJERNFELT.....	15
2.4.1	<i>Hydrodynamisk nærfelt/fjernfelt</i> .....	15
2.4.2	<i>Geometrisk nærfelt/fjernfelt</i> .....	16
2.5	MÅLING AV STRÅLINGSIMPEDANS MED TO MIKROFONER.....	18
2.5.1	<i>Generelt</i> .....	18
2.5.1.1	<i>Partikkelhastigheten</i> .....	18
2.5.1.2	<i>Strålingsimpedansen</i> .....	19
2.5.2	<i>Midling over målinger på overflaten</i> .....	20
2.5.3	<i>Feilkilder ved måling av partikkelhastighet</i> .....	21
2.5.3.1	<i>Endelig differansefeil</i> .....	21
2.5.3.2	<i>Nærfeltsfeil</i> .....	22
2.5.3.3	<i>Fasefeil</i> .....	23
2.5.4	<i>Måling av strålingsimpedans uten fasefeil</i> .....	24
2.5.4.1	<i>2 målinger 2 mikrofoner</i> .....	24
2.5.4.2	<i>2målinger 1 mikrofon</i> .....	25
<b>3</b>	<b>MÅLINGER.....</b>	<b>27</b>
3.1	METODER OG FORBEREDELSE.....	27
3.1.1	<i>Måleoppsett</i> .....	28
3.1.2	<i>Målemetode</i> .....	28
3.1.2.1	<i>Mikrofonseparasjon og måleavstand</i> .....	29
3.1.2.2	<i>Måletid</i> .....	29
3.1.3	<i>Mikrofonvalg</i> .....	29
3.1.4	<i>Målehyttaler</i> .....	30
3.1.5	<i>Utstyrliste</i> .....	30
3.2	MÅLING AV SVINGEHASTIGHETEN.....	31
3.3	FORDELING AV LYDTRYKK OG PARTIKKELHASTIGHET OVER MEMBRANET.....	34
3.3.1	<i>Lydtrykk over membranet</i> .....	35
3.3.2	<i>Partikkelhastighet</i> .....	37
3.4	MÅLING AV STRÅLINGSIMPEDANS OG UTSTRÅLT EFFEKT.....	39
3.4.1	<i>Målinger i ekkofritt rom</i> .....	39

3.4.1.1	Utstrålt effekt.....	41
3.4.1.2	Mer nøyaktig.....	42
3.4.2	<i>Måling utendørs med 1 reflekterende plan.....</i>	44
3.4.2.1	Utstrålt effekt.....	46
3.4.3	<i>Forbedring av resultater.....</i>	48
3.4.3.1	Frekvensrespons mikrofon A og B.....	49
3.4.4	<i>Endring av <math>\Delta x</math> og sammenligning av <math>u</math> og <math>v</math>.....</i>	50
<b>4</b>	<b>DISKUSJON OG KONKLUSJON.....</b>	<b>53</b>
4.1	MULIGE FEILKILDER.....	53
4.1.1	<i>Støy.....</i>	53
4.1.2	<i>Fasefeil.....</i>	53
4.1.3	<i>Nærfeltsfeil.....</i>	53
4.2	PROBLEMER KNYTTET TIL MÅLEOMGIVELSER.....	53
4.3	VIDERE ARBEID.....	54
4.3.1	<i>Beregningen av utstrålt effekt.....</i>	54
4.3.1.1	Målepunkt.....	54
4.3.1.2	Alternativ måling av utstrålt effekt.....	54
4.4	TIL SLUTT.....	55
<b>5</b>	<b>REFERANSER.....</b>	<b>57</b>



# Figurliste

figur 2-1: Relativ utstrålt effekt, forholdet reflektoravstand/bølgelengde, punktkilde og 1-3 reflekterende plan ...	6
figur 2-2: Relativ utstrålt effekt, symmetrisk og asymmetrisk plassering mot 3 grenseflater.....	6
Figur 2-3 (a) Høytalerelement i lukket kabinett, (b) Sirkulært stempel i enden av langt rør, (c) Sirkulært stempel i uendelig baffel.....	9
figur 2-4: Relativ strålingsimpedans, sirkulært stempel i uendelig baffel og i langt rør .....	10
figur 2-5: Overgang mellom rør og baffel. Venstre: kvadratisk kabinett. Høyre: Strålingsresistansen. ....	11
figur 2-6: (a) Svingehastighet høytalermembran. (b) Høytalers utstålte effekt .....	12
figur 2-7: Trykkfordeling stempel uten baffel, $ka=0,5$ og 2. Figurereferanse:[Keele, 1973].....	13
figur 2-8: Trykkfordeling stempel i uendelig baffel, $ka \ll 1$ .....	14
figur 2-9: Hydrodynamisk nær/fjernfelt, partikkelhastighet og lydtrykk. Venstre: Magnitude. Høyre: Fase .....	15
figur 2-10: Stempel i uendelig baffel.....	16
figur 2-11: Normalisert lydtrykk på aksene til sirkulært stivt stempel i uendelig baffel.....	17
figur 2-12: Mikrofonoppsett, måling av partikkelhastighet .....	19
figur 2-13: Midling over en sirkulær overflate .....	20
figur 2-14: End.diff.feil. Venstre: Bra estimat. Høyre: Dårlig estimat. Figurereferanse:[Crocker og Arenas, 2003] .....	21
Figur 2-15, End.diff.feil. Forskjellige mikrofonseparasjoner. Figurereferanse: [Crocker & Arenas, 2003].....	22
figur 2-16: Nærfeltsfeil, 3 mikronseparasjoner.....	22
figur 2-17: Måleteknikk for å unngå fasefeil, 2 mikrofoner .....	24
figur 2-18: Måleteknikk for å unngå fasefeil, 1 mikrofon .....	25
Figur 3-1: Totalt måleoppsett .....	28
figur 3-2: Måleoppsett, mikrofonseparasjon og måleavstand.....	29
figur 3-3: Skisse av høytaleren brukt i målingene.....	30
figur 3-4: Impulsrespons måling senter. Venstre: 6000 punktprøver. Høyre: 1000 punktprøver .....	31
figur 3-5: Membranets svingehastighet, normalisert magnituedeplott .....	32
figur 3-6: Membranets normaliserte svingehastighet som funksjon av avstand mellom senter og kant .....	32
figur 3-7: Forhold svingehastighet middelvei / senter, $g_v$ . Venstre: Detaljert. Høyre: Oversikt.....	33
figur 3-8: Signal/støy forhold magnituedeplott.....	34
figur 3-9: Impulsresponser måling senter. Venstre: 3000 punktprøver. Høyre: 50 til 150 punktprøver .....	35
figur 3-10: Lydtryknivå som funksjon av frekvens, samtlige målinger.....	35
figur 3-11: Fordeling av lydtrykk på overflaten.....	36
figur 3-12: Forhold lydtrykk middelvei/senter, $g_p$ .....	36
figur 3-13 Normalisert partikkelhastighet på overflaten, magnituedeplott.....	37
figur 3-14: Fordeling av målt partikkelhastighet på overflaten.....	38
figur 3-15: Forhold partikkelhastighet middelvei/senter, $g_u$ .....	38
figur 3-16: Impulsresponser, måling av strålingsimpedans. Venstre: 3000 punktprøver. Høyre: 50 til 100 punktprøver .....	39
figur 3-17: Signal/støy forhold magnituedeplott.....	39
figur 3-18: Lydtryknivå måling 1 og 2. Venstre: 10 til 1000 Hz. Høyre: 80 til 1000Hz, forstørret .....	40
figur 3-19: Strålingsimpedans, måling i ekkofritt rom, 10 til 1000Hz .....	40
figur 3-20: Strålingsimpedans, måling i ekkofritt rom, 10Hz til 10kHz .....	41
figur 3-21: Partikkelhastighet. (Mikrofon A måling 2 - Mikrofon A måling 1).....	41
figur 3-22: Utstrålt effekt beregnet fra strålingsresistansen.....	42
figur 3-23: Venstre: $g_p/g_v$ . Høyre: $g_p/g_u$ .....	42
figur 3-24: Realdel av strålingsimpedansen skalert med $g_p/g_v$ og $g_p/g_u$ .....	43
figur 3-25: Imaginærdel av strålingsimpedansen skalert med $g_p/g_v$ og $g_p/g_u$ .....	43
figur 3-26: Måleoppsett utendørs.....	44
figur 3-27: Impulsresponser, måling utendørs. Venstre: 10000 punktprøver. Høyre: 50 til 150 punktprøver .....	44
figur 3-28: Signal/støy forhold måling utendørs .....	45

<i>figur 3-29: Lydtrykknivå, måling 1 og 2 .....</i>	<i>45</i>
<i>figur 3-30: Strålingsimpedansen, måling i ekkofritt og måling med 1 refleksjon .....</i>	<i>46</i>
<i>figur 3-31: Forhold 1refleksjon/ekko-fritt. Venstre: Realdel. Høyre: Imaginærdel .....</i>	<i>46</i>
<i>figur 3-32: Normalisert partikkelhastighet ekkofritt og 1refleksjon. (MikrofonA måling2 – MikrofonA måling1)</i>	<i>47</i>
<i>figur 3-33: Effektnivå. Venstre: Normalisert effektnivå ekkofritt og 1 refleksjon. Høyre: Forhold 1 refleksjon / ekkofritt .....</i>	<i>47</i>
<i>figur 3-34: Strålingsimpedansen utendørs, beregnet med alternative mikrofon-signaler .....</i>	<i>48</i>
<i>figur 3-35: Forhold mellom mikrofonenes frekvensrespons absoluttverdi. Øverst: Magnitude. Nederst: Fase ...</i>	<i>49</i>
<i>figur 3-36: Strålingsimpedansen ekkofritt, beregnet med alternative mikrofon-signaler.....</i>	<i>50</i>
<i>figur 3-37: Svingehastighet og partikkelhastighet, forskjellige <math>\Delta x</math>, absoluttverdi.....</i>	<i>51</i>
<i>figur 3-38: Svingehastighet og partikkelhastighet forskjellige <math>\Delta x</math>. Venstre: Realdel. Høyre: Imaginærdel .....</i>	<i>51</i>





# 1 Introduksjon

## 1.1 Motivasjon for oppgaven

I de fleste tilfeller er det ønskelig at en høyttalers frekvensrespons er mest mulig jevn i det hørbare området, og de fleste høyttalerprodusenter oppgir responsen til å være flat innenfor noen få desibel. Dette er et bra utgangspunkt, men lydopplevelsen i et rom vil alltid bli farget av omgivelsene til høyttaleren. De viktigste årsakene til dette er høyttalerens avstand til nærliggende flater, fordelingen av rommets normale moder og rommets etterklangstid. Kombinasjonen av disse faktorene kan kalles romresponsen og medfører ofte endringer i frekvensresponsen i lytteposisjon på opptil 20-30 dB sammenlignet med tilfellet for fritt felt [Pedersen et al., 1994]. Dette må det korrigeres for hvis målet fortsatt er en flat frekvensrespons ved lytter.

I profesjonell sammenheng er det vanlig å korrigere for romresponsen først og fremst med akustisk behandling av rommet (absorbenter, diffusorer, etc.) og ved optimal plassering av høyttalere, utstyr og lytteposisjon i forhold til resonante moder og reflekterende plan. Ofte brukes equalizing for å korrigere for nærliggende flater, men inversfilter for lytteposisjon er lite utbredt og anbefales ikke [Newell, 2003].

I de fleste andre tilfeller hvor det spilles musikk, vil effekten av romresponsen være mye større. Som regel består et rom av plane harde vegger som absorberer lite av lydenergien, spesielt ved lave frekvenser, og det er i tillegg ofte upraktisk å plassere høyttalere og lytteposisjoner der det rent akustisk sett ville vært optimalt. Det er også sjeldent at alle brukerne av et rom ønsker å kle vegger og tak med tykke absorbenter og diffusorer, for ikke å nevne det økonomiske aspektet med slike inngrep. Man står da ofte igjen med en siste mulighet, elektronisk inversfiltrering av romresponsen.

Slik inversfiltrering er ingen nyhet og har blitt studert inngående av mange parter de siste tiårene. Uttallige løsninger har blitt utviklet og patentert av forskjellige høyttalerprodusenter. Felles for de fleste er at de baserer seg på målinger av overføringsfunksjonen mellom høyttaleren og en mikrofon plassert i en valgt lytteposisjon. I prinsippet blir så den målte overføringsfunksjonen invertert og satt inn i signalkjeden før høyttaleren for å jevne ut romresponsen. Men dette er en svært omdiskutert løsning på problemet. Overføringsfunksjonen vil som regel ha stor forskjell mellom ekstremalpunktene, og bare noen centimeter fra mikrofonposisjonen kan lydbildet ha forverret seg etter filtreringen. En vanlig løsning for å forbedre resultatet har vært å midle over flere lytteposisjoner, men da blir selvsagt ikke filtreringen helt optimal i noen av posisjonene. Enda et problem med inversfiltreringsmetoden er at filteret har en annerledes effekt på stasjonære lyder (horn, orgel, osv) enn på transiente lyder (perkusjon, etc.) [Newell, 2003].

En alternativ metode for inversfiltrering av romresponsen med navnet Adaptive Bass Control, har blitt utviklet og patentert av Bang&Olufsen [Pedersen, 2003]. I motsetning til målinger av lydtrykket i lytteposisjon bygger denne metoden på målinger av strålingsresistansen sett fra høyttaleren. Ved hjelp av en innebygd mikrofon kan høyttaleren selv måle rommets påvirkning og designe et passende digitalt inversfilter. I stedet for å korrigere lydforholdene ved lytter blir problemene tatt hånd om ved kilden. Filteret korrigerer for nærliggende flater og reduserer effekten av rommets laveste normalmoder på lydbildet.

Det er dette prinsippet som er kjernen i denne rapporten. Adaptive Bass Control systemet bygger som nevnt på målinger av strålingsimpedansen. Grunnlaget for filterdesignen er forholdet mellom strålingsimpedansen målt i fritt felt og strålingsimpedansen målt av høyttaleren i rommet den skal brukes i. Hvis en studerer målemetoden presentert i [Pedersen, 2003] oppdages visse forenklinger som nok vil medføre feile verdier på strålingsimpedansen, men siden det her er forholdet mellom to målinger som skal benyttes er målemetoden

tilstrekkelig. Bang&Olufsen har laget en spesialtilpasset høyttaler som sikkert fungerer veldig godt, men som de færreste kan se seg råd til.

Hvis man vil benytte seg av det samme prinsippet ved design av inversfilter for romresponsen er man avhengig av presise målinger. Det er da av interesse å finne ut hvor nøyaktig strålingsimpedansen og utstrålt effekt kan måles i nærfeltet til en høyttaler ved hjelp av to mikrofoner. Hvordan målingene samsvarer med teorien fra forenklete høyttalermodeller, og den forventede romresponsen. Fokus vil først og fremst være på lave frekvenser der romresponsen har størst innflytelse på målingene.

Rapporten er altså en studie i hvordan og hvor bra man kan måle strålingsimpedansen til en standard elektrodynamisk høyttaler med et forholdsvis primitivt måleoppsett. Måleposisjon, måleavstand, måletid, mikrofonseparasjon og andre faktorer vil bli undersøkt. Hvis resultatet av målingene viser seg å være tilfredsstillende kan man benytte denne metoden til å designe inversfilter og finne utstrålt effekt på tilsvarende høyttalere.

## 2 Teori

k	Bølgetall
j	$\sqrt{-1}$
a	Radius
S	Overflateareal
dft	Diskret Fourier transform
c	Lydhastighet
f	Frekvens
$\omega$	Vinkelfrekvens
$\rho$	Tetthet
u	Partikkelhastighet
v	Svingehastighet

Tabell 2-1: Liste over konstanter og symboler

### 2.1 Høytaler i rom

Her må det opplyses om at dette avsnittet ikke vil dekke all teori rundt høyttalere i rom, noe som ville blitt altfor omfattende. Bare den delen som er relevant i forhold til måling av strålingsimpedansen og utstrålt effekt vil bli drøftet videre. Fenomenene som belyses er også mest relevant for tradisjonelle elektrodynamiske høyttalere, mens elektrostatiske og enkelte andre høyttalersystemer vil oppføre seg annerledes i lukkede, eller delvis lukkede rom.

#### 2.1.1 Stående bølger og Normal Moder

En vanlig elektrodynamisk høyttaler er omnidireksjonell ved lave frekvenser. I et lukket rom vil lyden bli mer eller mindre reflektert mellom grenseflatene avhengig av absorpsjon. Ved lave frekvenser reflekteres mer av lyden siden absorpsjonen som regel er dårligere. Hvis man tenker seg at høyttaleren sender ut tynne stråler i alle retninger, kalles de nærmest uendelige veiene strålene kan ta mellom grenseflatene for moder.

Stående bølger inntreffer hvis en stråle fanges i et mønster hvor den etter refleksjoner mellom grenseflatene passerer kilden og fortsetter i samme retning som den hadde i utgangspunktet, og hvis avstanden den har etterlatt tilsvarer et helt antall bølgelengder. Moder som gir stående bølger kalles normalmoder og fører til resonanser/egenfrekvenser som er svært utslagsgivende for akustikken i et rom.

Hvis grenseflatene er totalreflekterende kan rommets resonansfrekvenser finnes fra uttrykket [Kinsler et al. 1999]

$$f_{lmn} = \frac{c}{2} \left[ \left( \frac{l\pi}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{m\pi}{L_y} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right]^{1/2} \quad l, m, n = 0, 1, 2, \dots, \infty \quad (1)$$

hvor  $L_x$ ,  $L_y$  og  $L_z$  er rommets dimensjoner langs aksene x, y og z. l, m og n er modenummer langs de tre aksene i et rom med 6 plane grenseflater.

Fra uttrykket fremgår det at dess større rommet er, dess lavere blir de første resonansfrekvensene.

Hver normale mode har en viss båndbredde, og over de første resonansfrekvensene øker modettheten betraktelig med kombinasjonen av forskjellige modenummer (som kan gi både aksielle, tangentielle og oblique modi). Dette fører til at modene etter hvert overlapper hverandre og rommet oppfattes som "flatt" (ingen resonansfrekvenser). Det er altså kun de laveste resonansfrekvensene i et rom som vil bidra til å "farge" lyden.

En hver stående bølge består av trykk antinoder og trykknoder som tilsynelatende står stille på samme posisjon i rommet. Inntil rommets grenseflater vil vi alltid få en trykk antinode (maksimalt lydtrykk). En høyttaler plassert på en trykk antinode vil kunne bygge opp en sterk resonans hvis lyden som spilles av, eller delen av den, sammenfaller med resonansfrekvensen. På samme måte vil en lytter som plasserer seg på en trykk antinode oppleve en forsterkning ved resonansfrekvensen. Det motsatte gjelder for en høyttaler, eller lytter, plassert på en trykknode. I disse punktene vil lyden alltid returnere i motfase med direktelyden ved resonansfrekvensene, og føre til en kansellering av lyden (hvis veggene er perfekte reflektorer).

De stående bølgene og deres fordeling av noder og antinoder varierer altså med rommets dimensjoner og grenseflatenes absorpsjonsegenskaper.

### 2.1.2 Nærliggende flater

Ved lave frekvenser, hvor høyttaleren er omnidireksjonell, er dens utstrålte effekt svært avhengig av plasseringen i rommet, uavhengig av rommets modale tetthet. En høyttaler plassert tett inntil en grenseflate vil ha dobbelt så stor utstrålt effekt ved lave frekvenser sammenlignet med frittfelt. Plasseres den inntil to grenseflater, blir utstrålt effekt fire ganger så stor, og til sist åtte ganger større hvis høyttaleren plasseres inntil tre grenseflater (et hjørne).

Årsaken til dette er at det skjer en gjensidig kobling mellom de reflekterende overflatene og kilden. Ved lave frekvenser, når bølgelengden er stor sammenlignet med avstanden mellom kilden og grenseflatene, reflekteres lyden på kilden i fase med direktelyden. Dette gjør at kilden får et større lufttrykk å jobbe mot enn ved omgivelsestrykket alene og strålingsresistansen øker.

En elektrodynamisk høyttaler er et ueffektivt system [Borwick, 2001]. Det vil si at hastigheten som membranet svinger med er styrt av elementets egen masse, så godt som upåvirket av belastningen i form av lufttrykket foran membranet som motarbeider bevegelsen. Et høyere lufttrykk fremfor høyttaleren, medfører dermed at membranet utøver en større kraft på omgivelsene, mer arbeid utføres og større effekt blir utstrålt.



### 2.1.2.1 Punktkilde nær reflekterende grenseflater

Ved å bruke speilkildemetoden på en punktkilde med opp til tre plane reflektorer har R.V. Waterhouse vist hvordan utstrålt effekt kan beregnes [Waterhouse, 1958]. Veggene betraktes som stive og 100 % reflekterende med normalkomponenten av partikkelhastigheten lik null på grenseflatene. Resultatet for utstrålt effekt i forhold til frittfelt er gitt i Tabell 2-2 for tilfellene med 1, 2 og 3 reflektorer.

	1 reflektor (yz planet)	2 reflektorer (xz,yz planene)	3 reflektorer (xy,xz,yz planene)
Relativ utstrålt effekt $W/W_f$  ( $R_r/R_{rf}$ )	$1 + j_0(2kx)$	$1 + j_0(2kx) + j_0(2ky)$ $+ j_0(2k\rho_1')$	$1 + j_0(2kx) + j_0(2ky)$ $+ j_0(2kz) + j_0(2k\rho_1')$ $+ j_0(2k\rho_2') + j_0(2k\rho_3') + j_0(2kr')$

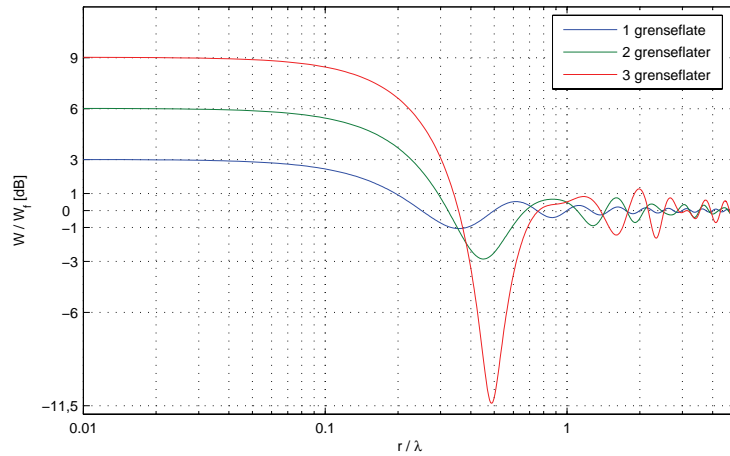
Tabell 2-2: Utstrålt effekt, punktkilde med 1-3 reflekterende plan

$$\begin{aligned}
 j_0(a) &= \sin(a)/a \\
 x,y,z &= \text{avstand fra kilden vinkelrett på hver reflektor} \\
 \rho_1 &= \sqrt{x^2 + y^2} \\
 \rho_2 &= \sqrt{x^2 + z^2} \\
 \rho_3 &= \sqrt{y^2 + z^2} \\
 r' &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}
 \end{aligned}$$

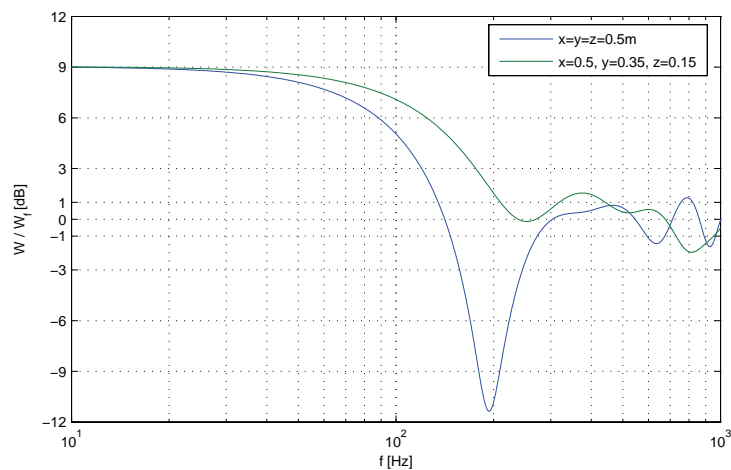
Nedenfor illustrerer effekten av å plassere en punktkilde nær 1-3 reflekterende plan (figur 2-1) som funksjon av avstand i forhold til bølgelengde,  $r/\lambda$ . Ved de laveste frekvenser vil som nevnt utstrålt effekt være 3dB, 6dB og 9dB høyere enn frittfelt for henholdsvis 1, 2 og 3 nærliggende grenseflater. Når avstanden øker, (eller bølgelengden avtar) går innvirkningen av refleksjonene gradvis over fra positiv til destruktiv interferens. I tilfellet for 1 reflektor vil den negative interferensen inntreffe når avstanden  $r$  er mellom  $1/4$  og  $1/2 \lambda$ , med maksimalverdi på 1dB under frittfelt tilfellet. Med 3 reflektorer er destruktiv interferens størst når avstanden  $r$  tilsvarer omtrent  $1/2 \lambda$  med verdien 11,5dB under frittfelt. I verste fall vil man altså kunne oppleve at utstrålt effekt varierer med hele 20dB i forhold til frittfelt for en høytaler plassert i et hjørne.

For  $r/\lambda > 1$ , er innvirkningen av refleksjonene på kilden såpass liten at den relative effektendringen er under 1dB og konvergerer mot 0dB for enda større avstander.

Denne voldsomme variasjonen i relativ utstrålt effekt med 3 reflektorer kan unngås om kilden plasseres asymmetrisk i forhold til grenseflatene. figur 2-2 sammenligner symmetrisk og asymmetrisk plassering. Selv om dippen i utstrålt effekt kan unngås, vil 9dB økningen fortsatt være gjeldende ved de laveste frekvenser.



figur 2-1: Relativ utstrålt effekt, forholdet reflektoravstand/bølgelengde, punktkilde og 1-3 reflekterende plan



figur 2-2: Relativ utstrålt effekt, symmetrisk og asymmetrisk plassering mot 3 grenseflater

Så langt har kun de tre nærmeste grenseflatene blitt tatt med i betraktningen. Et hvert lukket rom har ytterligere tre grenseflater som vil reflektere lyden tilbake på kilden. Men hvis disse er på minimum en bølgelengdes avstand og ikke har for lav absorpsjon, vil bidraget av disse på utstrålt effekt være under 1dB [Waterhouse, 1958].

## 2.2 Strålingsimpedans og utstrålt effekt

### 2.2.1 Generelt

Strålingsimpedansen er den mekaniske lasten sett fra en lydkilde mot omgivelsene. Den representerer forholdet mellom mediets reaksjonskraft på kilden (på grunn av bevegelsen) og kildens hastighet [Vigran, 2001], gitt som

$$Z_r = \frac{F_r}{v} = R_r + jX_r, \quad (2)$$

hvor  $f_r$  er reaksjonskraften fra mediet og  $v$  er kildens hastighet. Strålingsimpedansen er en kompleks funksjon av frekvens og kan deles opp i en realdel (strålingsresistans) og en imaginærdel, henholdsvis  $R_r$  og  $X_r$ .

I tilfellet for en høyttaler vil reaksjonskraften  $F_r$  være gitt av det totale lydtrykket på overflaten til membranet. Denne kraften er en følge av at det utstrålte lydfeltet reagerer tilbake på membranet, derav navnet strålingsimpedans. Uttrykket kan nå skrives som

$$Z_r = \frac{F_r}{v} = \frac{\oint p \, dS}{v}, \quad (3)$$

hvor  $p$  representerer lydtrykket på en delflate  $dS$  og  $v$  er svingehastigheten til membranet.

Strålingsresistansens innvirkning på kildens totale utstrålte effekt er vesentlig, da utstrålt effekt kan uttrykkes som

$$W_{utstr\ddot{a}lt} = \frac{1}{2} R_r \cdot |v|^2 \quad (4)$$

eller med effektivverdi

$$W_{utstr\ddot{a}lt\_eff} = R_r \cdot v_{eff}^2 \quad (5)$$

Som nevnt tidligere er en vanlig elektrodynamisk høyttaler et lite effektivt system. En endring i strålingsresistansen medfører så å si ingen endring i svingehastigheten, og utstrålt effekt vil dermed endres proporsjonalt med strålingsresistansen.

Den imaginære delen representerer en ”wattløs” belastning [Vigran, 2001]. En positiv imaginærdel kan sees på som en medsvingende luftmasse (masseimpedans) foran kilden og bidrar til å senke resonansfrekvensen til systemet gitt som

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{s}{m}} \quad (6)$$

til

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{s}{m + m_r}}, \quad (7)$$

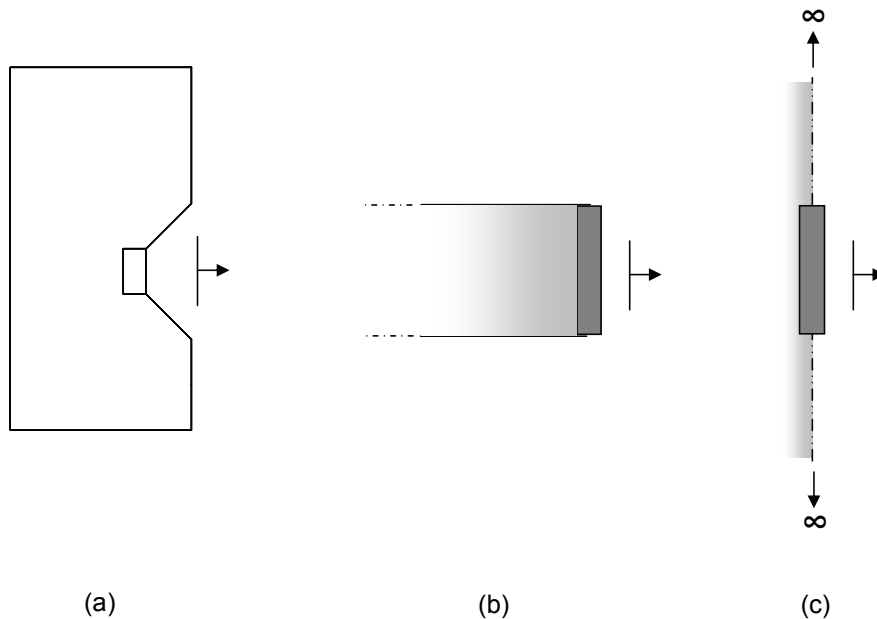
hvor  $s$  er systemets stivhet,  $m$  er massen og  $m_r = \frac{X_r}{\omega}$  er den medsvingende luftmassen.

Med luft som medium er denne masseimpedansen svært liten og vil ikke ha noen nevneverdig effekt, mens i et tyngre medium som for eksempel vann vil den ha større innvirkning [Kinsler et al., 1999].

Avhengig av hvilke enheter som benyttes kan strålingsimpedansen betraktes som mekanisk  $Z_{rM}$  eller akustisk  $Z_{rA}$ . Forskjellen er at sistnevnte uttrykkes med volumhastigheten, som er definert som  $U = v \cdot S$ . I denne sammenheng er det uvesentlig hvilken av formene som benyttes og vil bare bli kalt strålingsimpedans,  $Z_r$ .

## 2.2.2 Forenklede modeller

Oppgaven vil i stor grad dreie seg om å måle strålingsimpedansen til en elektrodynamisk høyttaler i et lukket kabinett. I de kommende avsnitt vil to vanlige forenklinger av et slikt system presenteres, disse er sirkulært stempel i enden av et langt rør og sirkulært stempel i uendelig baffel, og gjelder for henholdsvis lave og høye frekvenser. I begge tilfellene betraktes stempelet som stivt.



Figur 2-3 (a) Høyttalerelement i lukket kabinett, (b) Sirkulært stempel i enden av langt rør, (c) Sirkulært stempel i uendelig baffel.

Disse tilnærmingene vil aldri helt kunne beskrive det virkelige systemet, men forenklingene gjør at størrelser som strålingsimpedans er lett å beregne. Det er derfor viktig med kjennskap til disse modellene for å få et inntrykk av hvilken grad de påfølgende målingene av det virkelige høyttalersystemet samsvarer med forventningene.

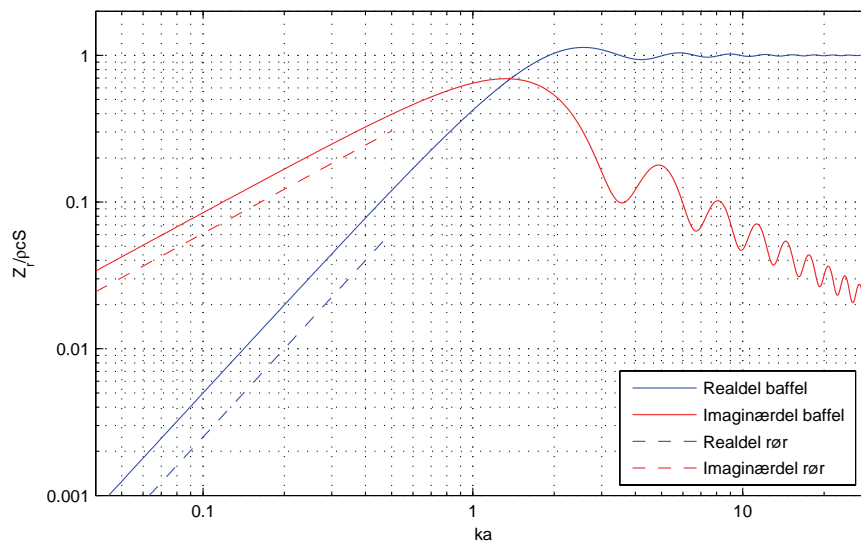
### 2.2.3 Sirkulært stempel i uendelig baffel

Strålingsimpedansen til et sirkulært stempel i uendelig baffel er gitt som

$$Z_r = \rho_0 c_0 S [R_1(2ka) + j \cdot X_1(2ka)], \quad (8)$$

$$\text{hvor } R_1(x) = 1 - \frac{2J_1(x)}{x} \quad \text{og} \quad X_1(x) = \frac{2H_1(x)}{x}.$$

$J_1$  er en Besselfunksjon av første orden og  $H_1$  er en Struvefunksjon av første orden [Kinsler et al., 1999].



figur 2-4: Relativ strålingsimpedans, sirkulært stempel i uendelig baffel og i langt rør

figur 2-4 illustrerer strålingsimpedansen som funksjon av  $ka$ , og viser at realdelen går mot verdien 1 for  $ka \gg 1$ , mens imaginærdelen går mot null. For lave frekvenser,  $ka \ll 1$ , øker realdelen med frekvensen kvadrert, eller 6dB / oktav. Imaginærdelen øker proporsjonalt med frekvensen, eller 3 dB / oktav.

### 2.2.4 Sirkulært stempel i enden av langt rør

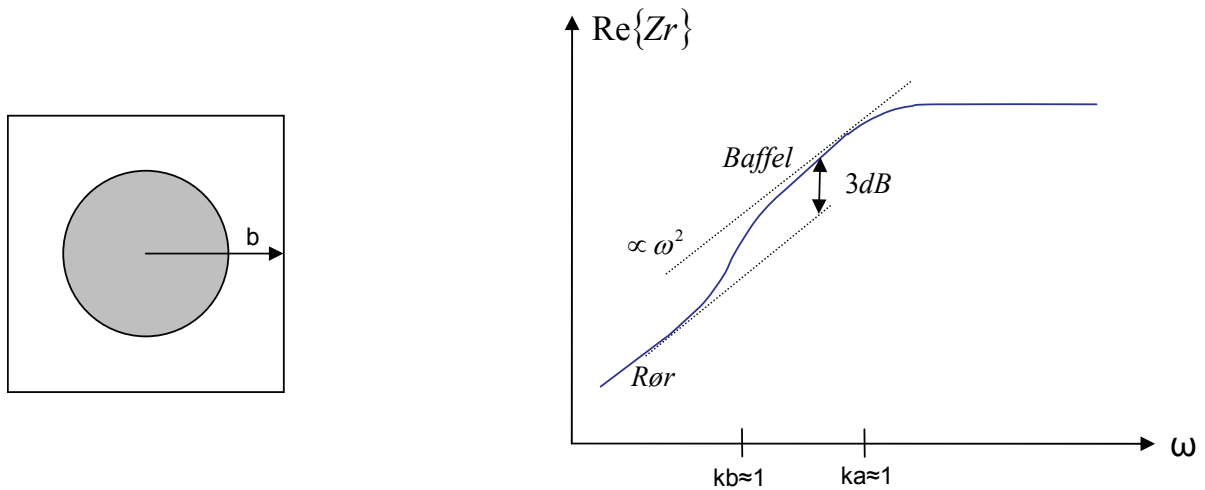
Strålingsimpedansen til stempel i enden av langt rør [Beranek, 1986] skiller seg fra tilfellet for uendelig baffel for  $ka < 0,5$  med forholdet

$$\begin{aligned} R_{r,rør} &= R_{r,baffel} \cdot 0,5 \\ X_{r,rør} &\approx X_{r,baffel} \cdot 0,72 \end{aligned} \quad (9)$$

Dette er illustrert med stiplede linjer i figur 2-4.

## 2.2.5 Overgangen mellom modellene

Overgangen mellom langt rør og uendelig baffel tilfellet skjer gradvis og avhenger av dimensjonene på kabinetets fremside. For en kvadratisk kabinettsforside med avstanden  $b$  mellom membranens senter og kanten av kabinettet, er midtpunktet i overgangen når  $kb=1$  (figur 2-5). For den vanlige rektangulære kabinettsforsiden vil størrelsen  $b$  trolig være gjennomsnittet av alle avstandene mellom senter og kant [Svensson, 2006].



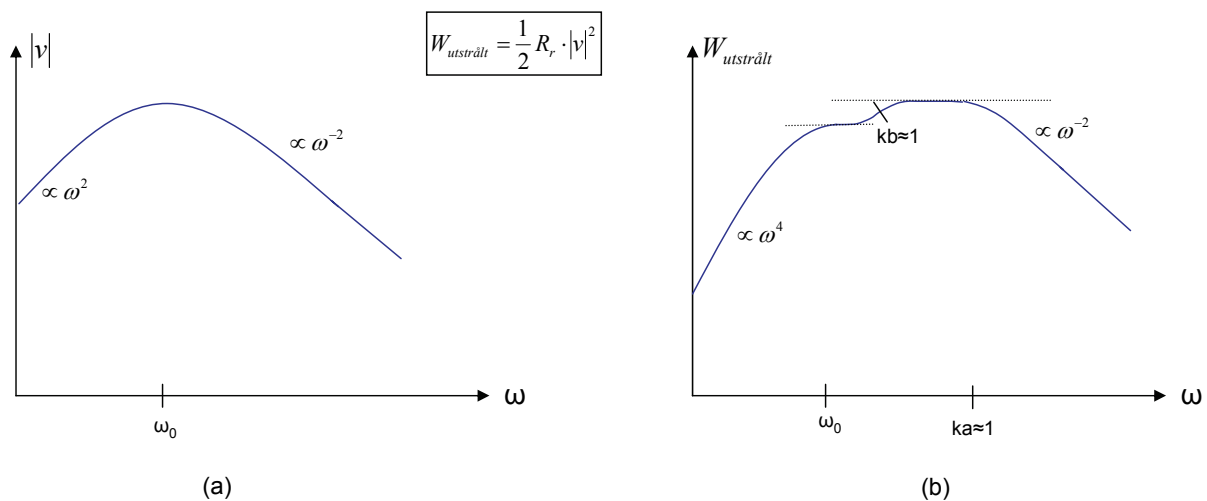
figur 2-5: Overgang mellom rør og baffel. Venstre: kvadratisk kabinet. Høyre: Strålingsresistansen.

## 2.2.6 Helhetsbildet

For å fullføre denne diskusjonen vises det i det følgende hvordan sammenhengen mellom membranhastigheten og strålingsimpedansen til en høyttaler, ligning 4 og 5, ideelt sett gir utstrålt effekt med flat frekvensgang i arbeidsområdet,  $ka < 1$ .

Svingehastigheten til et ideelt elektrodynamisk høyttalerelement er illustrert i figur 2-6(a). Under resonansfrekvensen  $\omega_0$  er det stivhetsstyrt og hastigheten øker proporsjonalt med frekvensen, over resonansfrekvens er det massestyrt og hastigheten faller proporsjonalt med frekvensen.

Det vanlige arbeidsområdet til en elektrodynamisk høyttaler er fra resonansfrekvensen og opp til  $ka=1$  (ofte litt høyere opp i frekvens), da utstålt effekt vil få flat frekvensgang i dette området, figur 2-6(b).



figur 2-6: (a) Svingehastighet høyttalermembran. (b) Høyttalers utstålte effekt

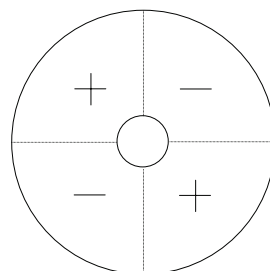
## 2.2.7 Begrensinger

Modellene forutsetter at det sirkulære stempelet er 100 % stivt ved alle frekvenser. I virkeligheten vil et høyttalermembran bevege seg som et stivt stempel ved lave frekvenser og etter hvert brytes opp i mekaniske resonante moder. Membranet vil fortsette i den samme svingehastigheten totalt sett, men overlagt modenes svingeform.

Ved hvilke frekvenser dette inntreffer varierer både med form og material til membranet. Et sett resonanser ("concentric modes") er knyttet til avstanden mellom senter og kant, og gir et sirkulært modemønster. Et annet sett resonanser ("bell modes") er knyttet til omkretsen og gir et radielt modemønster.

Da omkretsen alltid er større enn diameteren vil den laveste resonansfrekvensen inntreffe ved 1.ordens "bell mode". Dette er når omkretsen til membranet tilsvarer bølgelengden, eller  $ka=1$ , og vi får et svingemønster som vist i figuren ved siden av [Borwick, 2001].

For bølgelengder mye større enn omkretsen til membranen kan man altså bruke stivt stempel tilnærmingen.



Figur 2-7 1.ordens "bell mode"



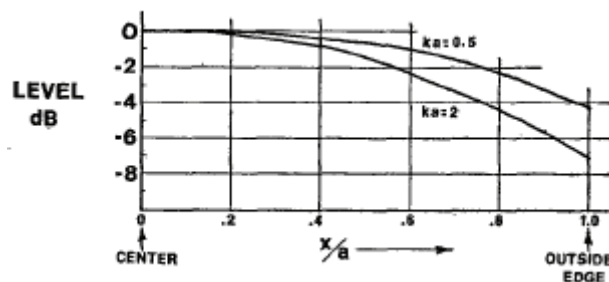
Vanlige elektrodynamiske høyttalerelementer beregnet for lave og mellomtonefrekvenser har som regel et kjegleformet membran. Dette bidrar til å øke stivheten betraktelig, men medfører også et nytt avvik fra flatt sirkulært stempel, mer om dette i neste avsnitt. En ytterligere begrensning er at de fleste høyttalermembraner på en eller annen måte er fastspent langs kanten, dette kan motarbeide utsvinget og føre til en reduksjon i hastigheten.

## 2.3 Trykkfordeling sirkulært stempel

Strålingsimpedansen til en høyttaler er som tidligere nevnt (ligning 3) forholdet mellom det totale lydtrykket på overflaten til membranet og membranets svingehastighet. Hvis lydtrykket er det samme på hele overflaten, vil oppgaven med å finne det totale lydtrykket være forholdsvis lett. Alt man da behøver, er en vilkårlig måling foran membranet som multipliseres med arealet. Dessverre er det ikke fullt så enkelt da lydtrykket vil avta mot kanten av membranet.

### 2.3.1 Uten baffel

N.W.McLachlan har beregnet det eksakte uttrykket for trykkfordelingen på overflaten til et stivt sirkulært stempel [McLachlan, 1960]. Det henvises til disse resultatene i en artikkel av D.B.Keele for  $ka=0,5$  og 2 [Keele, 1973]. Lydtrykket som funksjon av  $x/a$  er vist i figur 2-7, hvor  $a$  er stempelets radius og  $x$  er avstand fra senter. Det er tydelig at trykkfordelingen på overflaten avhenger av både frekvens og avstand fra senter. Trykket på kanten er dobbelt så stort for  $ka=0,5$  som for  $ka=2$ .

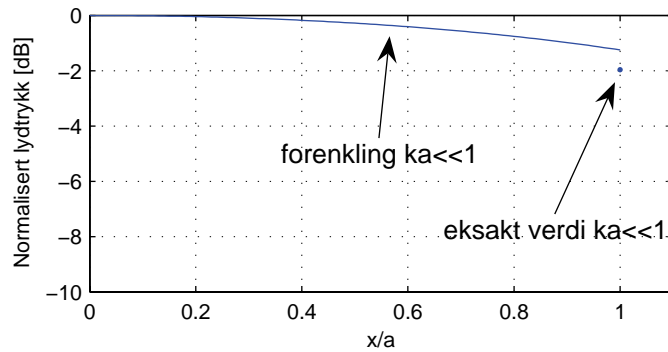


figur 2-7: Trykkfordeling stempel uten baffel,  $ka=0,5$  og 2. Figurreferanse:[Keele, 1973]

### 2.3.2 Uendelig baffel

Et uttrykk for trykkfordelingen over et sirkulært stempel i baffel er gitt i formel xxx, hvor  $\eta=x/a$ . Uttrykket er en forenkling for  $ka \ll 1$  for  $x/a$  mellom 0 og 1, og overestimerer litt i forhold til det eksakte uttrykket [Pierce, 1989].

$$p(\eta)_{\text{normalisert}} = \left(1 - \frac{\eta^2}{4}\right) \quad \eta < 1 \quad (10)$$



figur 2-8: Trykkfordeling stempel i uendelig baffel,  $ka \ll 1$

Uttrykket gir forholdet 0,75(-1,24dB) mellom trykket på kanten og i senter, mens det i utledningen er vist at forholdet skal være  $2/\pi$ (-1.96dB) mellom senter og kant.

I følge de to kildene er altså forholdet mellom trykket i senter og trykket på kanten av et stivt sirkulært stempel for  $ka=0,5$ , -4dB uten baffel, og -1,96dB med baffel. I avsnitt 3.3.1 blir dette sammenlignet med måleresultatene på en virkelig høyttaler i en endelig baffel.

Det er ellers uvisst om den vanlige koniske formen til et høyttalermembran medfører en annen trykkfordeling på overflaten enn tilfellet for et flatt sirkulært stempel. Det har ikke lyktes å finne tidligere studier omkring dette, selv om D.B.Keele påstår i sin artikkel å ha foretatt målinger som antyder at det ikke er noen forskjell i trykkfordelingen mellom disse to formene.

## 2.4 Nærfelt/Fjernfelt

Det har tidligere blitt nevnt at målingen av strålingsimpedansen skal gjøres i nærfeltet. En beskrivelse av dette begrepet er da på sin plass da man skiller mellom det hydrodynamiske og det geometriske nærfeltet.

### 2.4.1 Hydrodynamisk nærfelt/fjernfelt

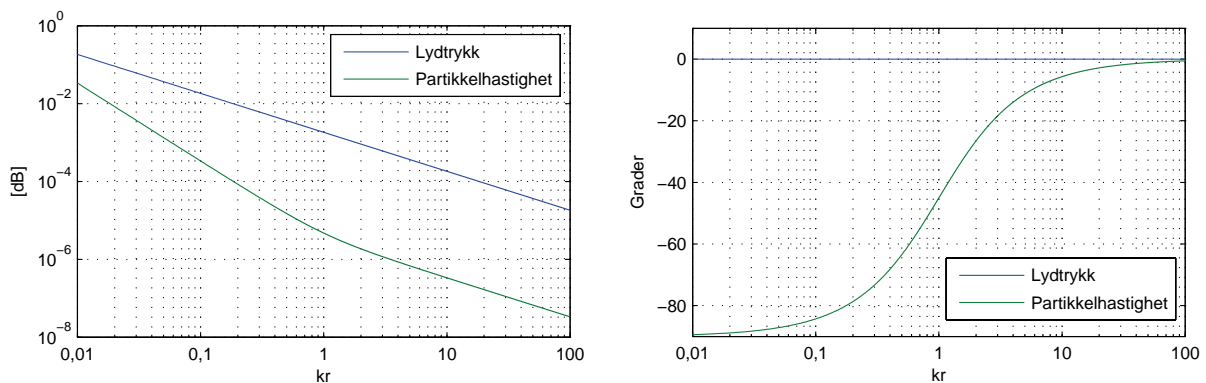
For en punktkilde i fritt felt er lydtrykket proporsjonalt med  $1/r$ , eller

$$p(r) \propto \frac{1}{r}. \quad (11)$$

Partikkelhastigheten er gitt som

$$u(r) = \left(1 - \frac{j}{kr}\right) \frac{p(r)}{\rho c}. \quad (12)$$

For  $kr < 1$  er partikkelhastigheten proporsjonal med  $1/r^2$  og 90 grader faseforskjøvet i forhold til lydtrykket, mens for  $kr > 1$  er den proporsjonal med  $1/r$  og i fase med lydtrykket. Dette kalles for henholdsvis hydrodynamisk nærfelt og fjernfelt, se figur 2-9.



figur 2-9: Hydrodynamisk nær/fjernfelt, partikkelhastighet og lydtrykk. Venstre: Magnitude. Høyre: Fase

En høyttaler i lukket kabinett kan betraktes som en punktkilde hvis [Svensson, 2006]:

Elementet og kabinettet er mye mindre enn bølgelengden.

Vi ikke måler for nært, siden vi får en sfærisk bølge først et stykke fra kilden

## 2.4.2 Geometrisk nærfelt/fjernfelt

Kilder med en endelig størrelse, som i dette tilfellet høyttalere, vil også være tilknyttet en annen type felt. Det geometriske nærfeltet er et område nært lydkilden hvor lydfeltet er avhengig av dimensjonene til kilden, og ikke faller proporsjonalt med avstanden [Borwick, 2003].

For et sirkulært stempel i uendelig baffel (se figur ved siden av) er lydtrykket på aksene, normalt på membranen, gitt av uttrykket

$$p(r) = 2\rho_0 c v \left| \sin \left\{ \frac{1}{2} k r \left[ \sqrt{1 + (a/r)^2} - 1 \right] \right\} \right|, \quad (13)$$

hvor  $v$  er svingehastigheten til stempelet i  $x$  retningen.

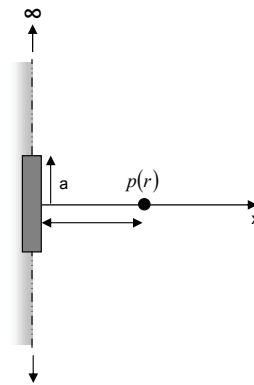
Hvis man studerer denne likningen vil en se at det oppstår interferenseffekter og lydtrykket på aksene vil variere mellom 0 og  $2\rho_0 c v_0$  når  $r$  går fra 0 til  $\infty$  [Kinsler et al. 1999].

Ekstremalpunktene inntreffer for avstandene  $r/a$  tilsvarende

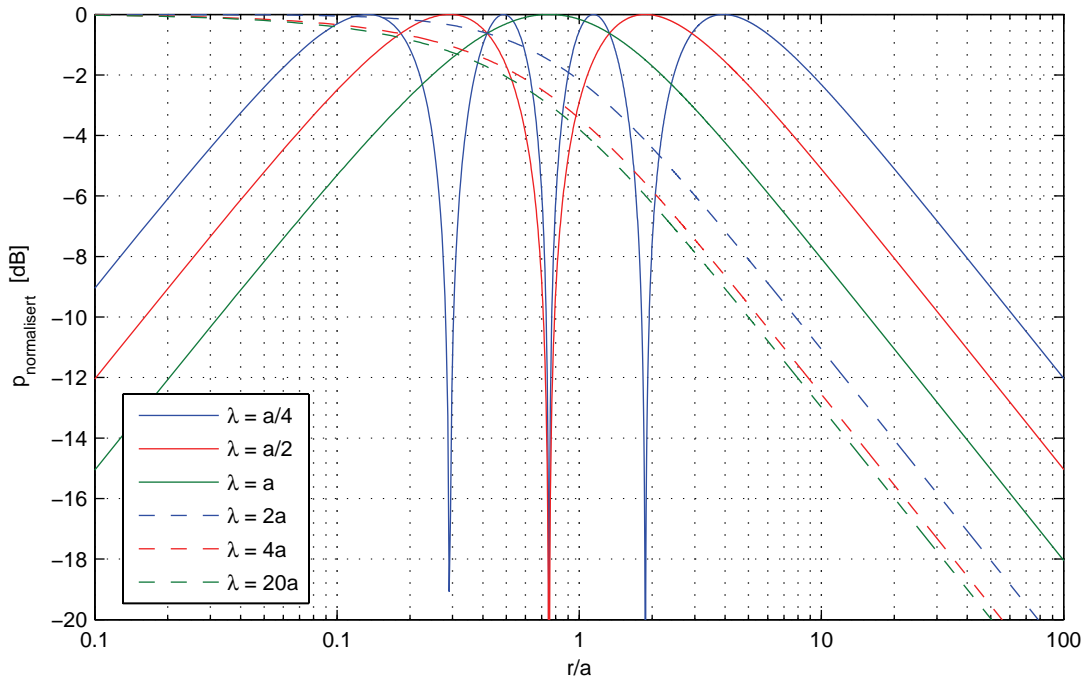
$$r_m / a = a / m\lambda - m\lambda / 4a \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (14)$$

I nærfeltet vil lydtrykket variere mellom disse ekstremalpunktene, mens det i fjernfeltet avtar med  $1/r$  som i tilfellet for en punktkilde. Avstanden  $r_1$  skiller mellom nærfeltet og fjernfeltet og for  $\lambda > 2a$  vil  $r_1$  bli negativ og nærfeltet forsvinner.

Lydtrykket på aksene til et sirkulært stempel i uendelig baffel er vist i figur 2-11 som funksjon av avstand i forhold til radius. For verdiene  $\lambda = a/4$ ,  $\lambda = a/2$  og  $\lambda = a$ , ser man tydelig effektene av nærfeltet, mens det opphører for  $\lambda > 2a$ .



figur 2-10: Stempel i uendelig baffel



figur 2-11: Normalisert lydtrykk på aksen til sirkulært stivt stempel i uendelig baffel

Figuren underbygger også påstanden om at en høyttaler stråler som en punktkilde ved lave frekvenser først en viss avstand fra overflaten. For  $\lambda < 2a$  er denne avstanden gitt av  $r_1/a$ . Ved lavere frekvenser hvor nærfeltet ikke eksisterer konvergerer denne avstanden mot  $r/a=1$ , eller når avstanden tilsvarer radien.

Hvis det fokuseres på bølgelengder større enn diameteren til høyttalermembranet, unngår man altså å måtte ta hensyn til lydtrykksvariasjonene i det geometriske nærfeltet. Men det er ikke dermed sagt at partikkelhastigheten oppfører seg likedan. Den vil være lik kildehastigheten umiddelbart på overflaten, men utover dette er det uvisst om den vil se ut som lydtrykket som funksjon av avstand fra kilden.

Likning 13 er utviklet fra det så kalte Rayleigh integralet gitt som

$$p(r) = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi} \oint_S \frac{u_0 \cdot e^{-jkR}}{R} dS. \quad (15)$$

Her integreres det over kildens overflate som betraktes som en uendelig samling av punktkilder. Siden en punktkilde har et forhold mellom partikkelhastighet og lydtrykk i nærfeltet som vist i forrige avsnitt, er det grunn til å tro at dette forholdet også vil gjelde for et stempel i uendelig baffel. Dette vil bli drøftet videre i avsnitt 4.1.3.

## 2.5 Måling av strålingsimpedans med to mikrofoner

### 2.5.1 Generelt

Uttrykket for strålingsimpedansen (likning 2) er gitt som forholdet mellom totalt lydtrykk på overflaten og kildehastigheten. Med en mikrofon er det lett å måle lydtrykket like ved overflaten til høyttalermembranet, mens den eksakte svingehastigheten til membranet må måles med for eksempel et vibrometer eller akselerometer. Men om man antar at partikkelhastigheten normalt på, og tett inntil kildens overflate, er den samme som svingehastigheten til kilden vil det være mulig å måle denne ved hjelp av mikrofoner. Utledningen under viser hvordan partikkelhastigheten kan måles med to mikrofoner. Det faktum at strålingsimpedansen er forholdet mellom lydtrykk og partikkelhastighet kan også utnyttes til å fjerne noe av målefeilen, mer om dette i avsnitt 2.5.4.

#### 2.5.1.1 Partikkelhastigheten

Forholdet mellom lydtrykk og partikkelhastighet er gitt av Eulers ligning som

$$\nabla p = -\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \quad (16)$$

Løst for x retningen gir dette

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial u_x}{\partial t} \quad (17)$$

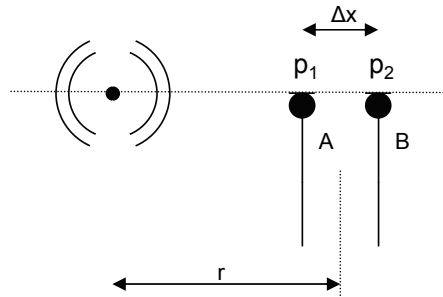
For harmonisk tidsvariasjon får vi dermed

$$u_x = -\frac{1}{j\omega\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (18)$$

Med to mikrofoner vil vi kunne få tilnærmingen

$$u_x \approx -\frac{1}{j\omega\rho_0} \left( \frac{p_2 - p_1}{\Delta x} \right), \quad (19)$$

hvor  $p_1$  og  $p_2$  er de komplekse lydtrykksignalene fra henholdsvis mikrofon A og B, og  $\Delta x$  er mikrofonseparasjonen, se figur 2-12: Mikrofonoppsett, måling av partikkelhastighet.



figur 2-12: Mikrofonoppsett, måling av partikkelhastighet

### 2.5.1.2 Strålingsimpedansen

En utledning fra likning 3 gir strålingsimpedansen uttrykt med mikrofonsignalene som

$$Z_r = \frac{F_r}{v} = \frac{S}{v_{\text{membran}}} \approx \frac{S}{u_x} \approx -j\omega\rho_0\Delta x \cdot \left( \frac{p_{\text{tot}}}{p_2 - p_1} \right) \quad (20)$$

Nå har det blitt introdusert et nytt problem med denne metoden.

Da  $p_{\text{tot}}$  er det totale lydtrykket på overflaten til membranet, medfører måling med to mikrofoner ytterligere to tilnærminger.

$$1 \quad p_{\text{tot}} \approx p_{\text{senter}} \cdot S$$

Dette er en temmelig grov forenkling om man ønsker en korrekt måling av strålingsimpedansen. Her blir det tatt utgangspunkt i at lydtrykket er likt over hele membranet, noe som vist i avsnitt 2.3 ikke er helt riktig. For å kompensere for dette kan vi innføre en frekvensavhengig faktor  $g_p$  som er forholdet mellom middelverdien av lydtrykket og lydtrykket i senter.

$$p_{\text{tot}} \approx g_p \cdot p_{\text{senter}} \cdot S \quad (21)$$

$$2 \quad p_{\text{senter}} \approx \frac{p_1 + p_2}{2}$$

Den andre tilnærmingen kommer av at lydtrykket mellom de to mikrofonene ikke vil være helt det samme som lydtrykket på overflaten. Som vist i figur 2-11 er det for  $\lambda > 2a$  i underkant av 4dB lavere lydtrykk i en avstand  $r/a=1$  fra overflaten. Om dette faktisk medfører feil avhenger av hvordan partikkelhastigheten avtar med avstanden. Hvis den avtar proporsjonalt med lydtrykket, vil det ikke medføre målefeil i strålingsimpedansen, mens utstrålt effekt underestimeres hvis den målte partikkelhastigheten brukes som estimatet på svingehastigheten.

Nå kan strålingsimpedansen uttrykkes som

$$Z_r \approx -\frac{j\omega\rho_0\Delta x S g_p}{2} \cdot \left( \frac{p_1 + p_2}{p_2 - p_1} \right), \quad (22)$$

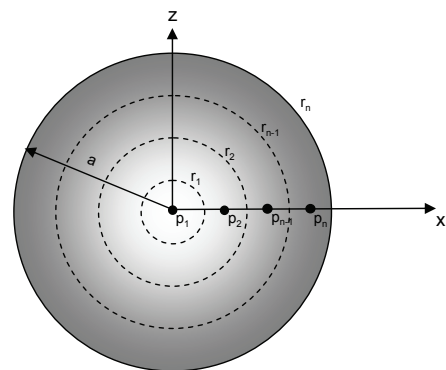
som gjelder for et stivt stempel. Hvis vi tar hensyn til at svingehastigheten kanskje ikke er unison over membranet kan en ny frekvensavhengig faktor  $g_v$  innføres i uttrykket. På samme måte som for lydtrykket over, skaleres målingen av svingehastigheten i senter med  $g_v$  for å få middelveiden, og uttrykket blir

$$Zr \approx -\frac{j\omega\rho_0\Delta x S}{2} \left( \frac{g_p}{g_v} \right) \cdot \left( \frac{p_1 + p_2}{p_2 - p_1} \right) \quad (23)$$

## 2.5.2 Midling over målinger på overflaten

Siden det måles i diskrete punkter langs radiell akse over en sirkulær overflate, kan man ikke finne middelveiden som kun gjennomsnittet av målingene. Hver måling må vektas med det arealet den representerer, der en måling nært senter vil dekke et mindre areal enn en måling nærmere kanten, se figur 2-13.

For eksempel vil måling  $p_2$  dekke arealet mellom  $r_1$  og  $r_2$ .



figur 2-13: Midling over en sirkulær overflate

Uttrykket for middelveiden kan skrives som

$$P_{\text{middel\_vektet}} = \frac{\sum_i p_i w_i}{\sum_i w_i} \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (24)$$

der  $w_i$  er arealet som hver måling vektas med, gitt som

$$\begin{aligned} w_i &= \pi r_i^2 & i = 1 \\ w_i &= \int_{r_{i-1}}^{r_i} 2\pi x dx & i \neq 1 \end{aligned} \quad (25)$$

Summen av alle delarealene  $w_i$  er selvsagt det totale arealet, og vi får at

$$P_{\text{total}} = P_{\text{middel\_vektet}} \cdot S$$

Dette gjelder ikke bare for lydtrykket, men også for partikkelhastighet og svingehastighet over membranet. Denne metoden har blitt brukt til å finne konstantene  $g_p$ ,  $g_v$  og  $g_u$  (avsnitt 2.5.1.2), der vi for  $g_p$  har at

$$g_p = \frac{P_{\text{middel\_vektet}}}{P_{\text{senter}}} \quad (26)$$

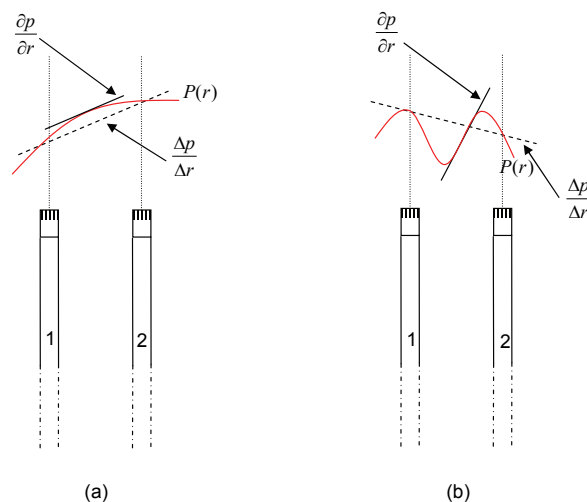


## 2.5.3 Feilkilder ved måling av partikkelhastighet

Det finnes en del feilkilder forbundet med å måle partikkelhastighet med to mikrofoner. M.J.Crocker og J.P.Arenas har i en artikkel presentert en oversikt over feilkildene forbundet med intensitetsmålinger som kan videreføres til partikkelhastighetsmålinger. Endelig differansefeil, nærfeltsfeil og fasefeil er de tre viktigste feilkildene som må studeres for å optimalisere mikrofonseparasjon og måleavstand [Crocker og Arenas, 2003].

### 2.5.3.1 Endelig differansefeil

Hvis lydtrykket endres for mye over avstand blir den målte partikkelhastigheten unøyaktig. Dette skjer når bølgelengden blir for liten i forhold til mikrofonseparasjonen  $\Delta x$ . figur 2-14a illustrerer et tilfelle hvor bølgelengden er stor i forhold til mikrofonseparasjonen og estimatet av partikkelhastigheten er godt, mens figur 2-14b viser et tilfelle hvor partikkelhastigheten blir feilestimert på grunn av for stor mikrofonseparasjon.

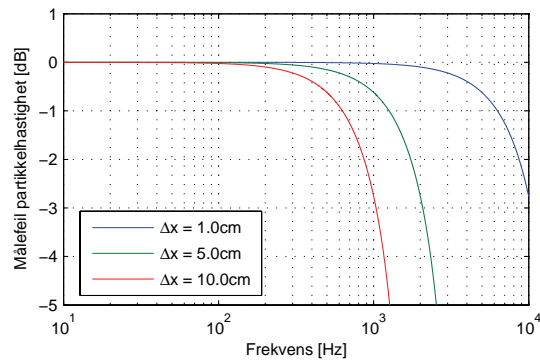


figur 2-14: End.diff.feil. Venstre: Bra estimat. Høyre: Dårlig estimat. Figurreferanse:[Crocker og Arenas, 2003]

For en plan bølge med normalt innfall på akse mellom mikrofonene er endelig differansefeil gitt som

$$L_e = 10 \log \frac{\sin k \Delta x}{k \Delta x} \quad (27)$$

For en gitt mikrofonseparasjon vil det altså være en grense for hvor langt opp i frekvens en kan måle før feilene blir for stor. For å holde denne feilen innenfor 1 dB må bølgelengden som måles være større enn seks ganger mikrofonseparasjonen,  $\lambda > 6 \Delta x$  [Crocker og Arenas, 2003]. Likning 27 er plottet i Figur 2-15 under for 3 forskjellige mikrofonseparasjoner som funksjon av frekvens.



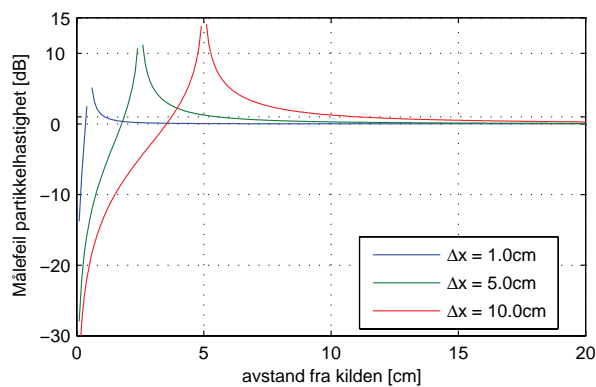
Figur 2-15, End.diff.feil. Forskjellige mikrofonseparasjoner. Figurreferanse: [Crocker & Arenas, 2003]

### 2.5.3.2 Nærfeltsfeil

Hvis intensiteten endres innenfor avstanden mellom mikrofonene vil en annen feil kunne oppstå. Da vil feilen i tillegg til mikrofonseparasjonen også bli en funksjon av avstand fra kilden. For en monopoll får vi nå dette uttrykket for feilen

$$L_e = 10 \log \left[ \left( \frac{\sin k \Delta x}{k \Delta x} \right) \left( 1 - \frac{1}{4} \left( \frac{\Delta x}{r} \right)^2 \right)^{-1} \right], \quad (28)$$

hvor endelig differansefeilen er inkludert, og  $r$  er avstanden fra kilden til midtpunktet mellom mikrofonene. Hvis  $r > 2\Delta x$  blir denne feilen ubetydelig [Crocker Arenas, 2003]. Figur 2.17 nedenfor illustrerer nærfeltsfeilen for de samme tre mikrofonseparasjoner ved 20Hz for å unngå å ta med endelig differansefeilen. Kriteriene for å minimere målefeilene, funnet i dette avsnittet vil siden bli benyttet under målingene.



figur 2-16: Nærfeltsfeil, 3 mikronseparasjoner

### 2.5.3.3 Fasefeil

Fasefeil vil komme av en eventuell utstyrsmessig faseforskjell mellom de to mikrofonkanalene i målekjeden, og setter vanligvis grensen for hvor langt ned i frekvens en kan måle uten for mye feil. For en gitt mikrofonseparasjon vil man på grunn av tiden det tar for lydbølgen å forplante seg mellom mikrofonene få et visst faseskift mellom mikrofonene, som er grunnlaget for beregning av partikkelhastigheten. Hvis man legger til en instrumentsmessig faseforskjell mellom de to kanalene, vil det medføre feil i estimatet av partikkelhastigheten. Denne feilen vil være størst ved lave frekvenser siden lydbølgens faseskift over mikrofonseparasjonen da er liten og den utstyrsmessige faseforskjellen mellom kanalene får større innvirkning på resultatet enn ved høye frekvenser. Dette er hovedårsaken til at man vanligvis benytter større mikrofonseparasjon ved lavfrekvensmålinger enn ellers (på bekostning av endelig differansefeil ved høyere frekvenser).

Siden målingene i denne oppgaven dreier seg mye om å måle strålingsimpedansen og skal utføres med et kontrollert testsignal på høyttaleren, vises det i neste avsnitt hvordan problemet med fasefeil kan løses på en annen måte.

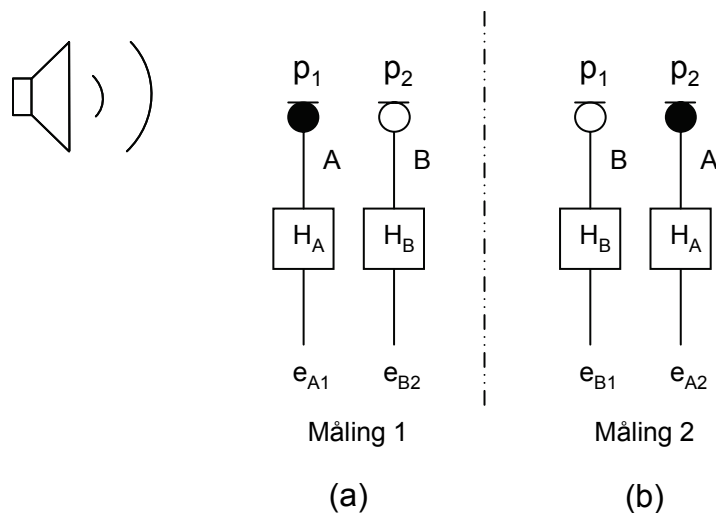
## 2.5.4 Måling av strålingsimpedans uten fasefeil

Som vist i avsnitt 2.5.1.2, likning 22, kan strålingsimpedansen måles med to mikrofoner og avhenger av forholdet mellom lydtrykk og partikkelhastighet som

$$Z_r \propto \frac{p_1 + p_2}{p_2 - p_1}. \quad (29)$$

Det praktiske med dette forholdet er at en eventuell fasefeil i målingene ved lave frekvenser kan unngås, noe som ikke er mulig ved måling av partikkelhastigheten alene. En måte å gjøre dette på [Svensson, 2006] er å foreta to etterfølgende målinger, hvor en bytter om signalkjedene mellom den første og andre målingen, se figur 2-17. Forutsetningen er at signalet som måles er likt i begge målingene, noe som lett lar seg gjøre med en høyttaler som lydkilde.

### 2.5.4.1 2 målinger 2 mikrofoner



figur 2-17: Måleteknikk for å unngå fasefeil, 2 mikrofoner

$H_A$  og  $H_B$  er overføringsfunksjonen til hele signalkjeden (mikrofon, mikrofonforsterker og DA konverter) og er kilden til fasedifferansen mellom kanalene. Det elektriske signalet  $e$  representerer lydtrykket multiplisert med denne overføringsfunksjonen. Utledningen på neste side viser hvordan man ved hjelp av to målinger med samme testsignal blir kvitt overføringsfunksjonene, forutsatt at  $p_1$  og  $p_2$  er lik i begge målingene.  $(e)$  symboliserer her et estimat med målefeil.

$$\begin{aligned}
 (p_2 - p_1)^{(e)} &= (e_{B1} - e_{A1}) + (e_{A2} - e_{B2}) \\
 &= p_2 H_B - p_1 H_A + p_2 H_A - p_1 H_B \\
 &= (p_2 - p_1)(H_A + H_B)
 \end{aligned} \tag{30}$$

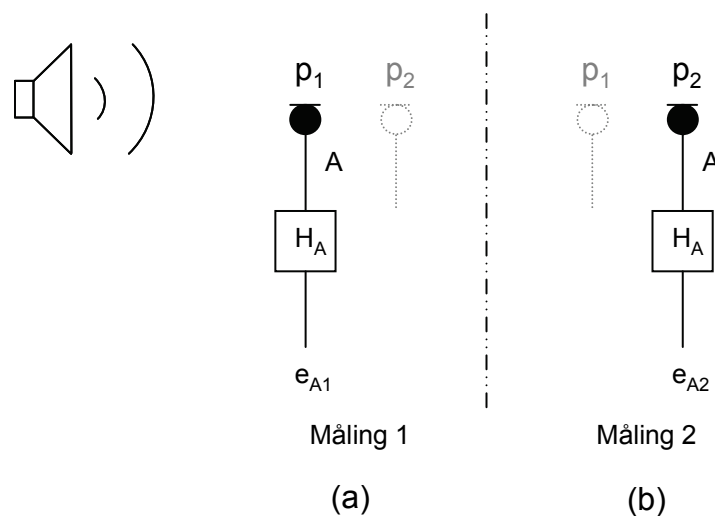
$$\begin{aligned}
 (p_1 + p_2)^{(e)} &= e_{A1} + e_{B1} + e_{A2} + e_{B2} \\
 &= p_1 H_A + p_2 H_B + p_2 H_A + p_1 H_B \\
 &= (p_1 + p_2)(H_A + H_B)
 \end{aligned} \tag{31}$$

$$\frac{(p_1 + p_2)^{(e)}}{(p_2 - p_1)^{(e)}} = \frac{(p_1 + p_2)(H_A + H_B)}{(p_2 - p_1)(H_A + H_B)} = \frac{p_1 + p_2}{p_2 - p_1} \tag{32}$$

Ved å kombinere mikrofonsignalene fra begge målingene på denne måten, kan vi altså fjerne den instrumentmessige feilen fra målingene.

### 2.5.4.2 2målinger 1 mikrofon

Et alternativ til denne metoden er å benytte kun en mikrofon under målingene som vist i figur 2-18, og en tilsvarende utledning som gitt over vil føre til likning 33 nedenfor.



figur 2-18: Måleteknikk for å unngå fasefeil, 1 mikrofon

$$\left( \frac{p_1 + p_2}{p_2 - p_1} \right)^{(e)} = \frac{e_{A1} + e_{A2}}{e_{A2} - e_{A1}} = \frac{(p_1 + p_2)H_A}{(p_2 - p_1)H_A} = \frac{(p_1 + p_2)}{(p_2 - p_1)} \tag{33}$$

Dette kan i utgangspunktet virke som en lettere løsning. Problemet er at når man flytter mikrofonen mellom målingene, endrer man også den fysiske påvirkningen som mikrofonen har på lydfeltet. Dette kan løses ved å bruke en såkalt "dummy" mikrofon som sørger for at måleoppsettet ser likt ut for hver måling, men da er vi også tilbake til det fysiske måleoppsettet i figur 2-17.



## 3 Målinger

### 3.1 Metoder og forberedelser

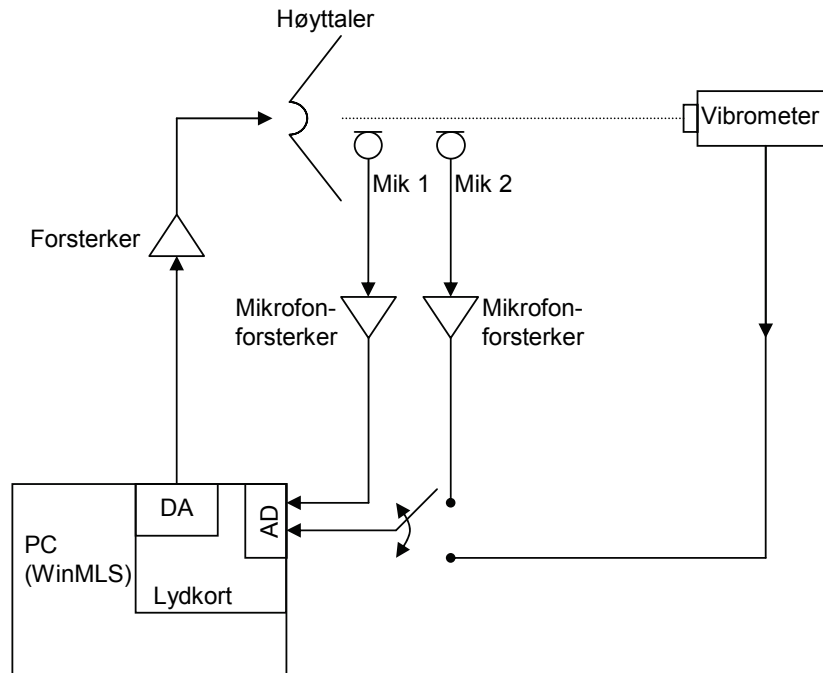
Målingene som skal utføres vil stort sett fokusere på frekvenser fra 20 Hz til 1kHz. Dette medfører visse forenklinger, men samtidig nye utfordringer på grunn av fokuset på lave frekvenser. Bakgrunnen for målingene var å finne ut hvor presist man kan måle strålingsimpedansen med to mikrofoner i nærfeltet, og dermed finne utstrålt effekt. Dette er som tidligere nevnt svært avhengig av omgivelsene, og målingene som blir tatt med i denne rapporten har blitt utført både i ekkofritt rom og utendørs med ett reflekterende plan. Målingene kan deles inn i følgende kategorier:

- Membranets svingehastighet
- Lydtrykkfordeling på overflaten
- Partikkelhastighetsfordeling på overflaten
- Strålingsimpedans i ekkofritt rom
- Strålingsimpedans utendørs med 1 reflekterende plan

For å måle svingehastigheten til membranet ble det brukt et laservibrometer. Partikkelhastigheten helt inntil overflaten antas å tilsvare membranets svingehastighet, så målingene med vibrometeret brukes som et mål på gyldigheten til målingene av partikkelhastigheten. Alle målingene har blitt gjort med 48kHz punktprøvefrekvens og 24 bits oppløsning.

### 3.1.1 Måleoppsett

Måleoppsettet er skissert i Figur 3-1 under. Siden lydkortet som ble benyttet kun har to innkanaler deler vibrometeret og mikrofon 2 samme inngangen som vist. Alle forsterkere, DA/AD konvertere og kabler antas å ha flat frekvensrespons i det aktuelle måleområdet.



Figur 3-1: Totalt måleoppsett

### 3.1.2 Målemetode

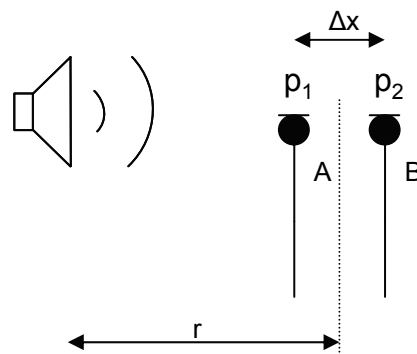
Selv om det snakkes om strålingsimpedans, effekt og partikkelhastighet, er lydtrykket og membranets svingehastighet de eneste fysiske størrelsene som faktisk måles direkte. De øvrige vil siden bli funnet med beregninger i Matlab. Det pc baserte måleprogrammet WinMLS [Morset, 2006] har blitt brukt til å måle impulsresponsen med logaritmisk sinussveip som påtrykt signal. Da høyttaleren i seg selv egentlig er uinteressant og vi er ute etter å måle strålingsimpedansen har kun inngangen blitt kalibrert. Signalene blir da plottet i såkalt "scope mode", som vil si at vi ser på det kalibrerte innsignalet uavhengig av nivået på utgangen. Vi får dermed ikke frekvensresponsen til høyttaleren eller effektiviteten, men kun det faktiske lydfeltet foran høyttaleren. "Scope mode" medfører i WinMLS at impulsresponsen får samme enhet som det kalibrerte målesignalet. Dette er for at man ved å ta dft av impulsresponsen skal få kalibrerte verdier også i frekvensdomenet. Impulsresponsen har blitt importert i Matlab ved hjelp av funksjonen loadimp.m [Morset, 2006] og øvrige beregninger gjøres i Matlab i både tids og frekvensdomenet.

En av fordelene med WinMLS er at det er mulig å spesifisere (og kalibere) forskjellige typer transdusere. På den måten kan impulsresponsen enten måles i lydtrykk [Pa] eller i hastighet [m/s] med henholdsvis mikrofon eller vibrometer som transduser. Dette er praktisk siden den totale målekjeden kan holdes uendret bortsett fra transduser og tilhørende signalforsterker.



### 3.1.2.1 Mikrofonseparasjon og måleavstand

I avsnitt 2.5.3.1 ble det vist at for å holde målefeilen under 1 dB må mikrofonseparasjonen  $\Delta x$  være under  $\lambda/6$ . Den høyeste frekvensen av interesse er 1kHz, som har en bølgelengde på 0,344m i 20 °C. Vi får dermed at  $\Delta x$  må være under 5,73 cm for holde målefeilen under 1dB. Av praktiske hensyn ble det valgt en mikrofonseparasjon på 2,3cm under målingene taes med i dette kapitlet.



figur 3-2: Måleoppsett, mikrofonseparasjon og måleavstand

Avstanden  $r$  mellom høyttaler og midtpunktet mellom mikrofonene er det som menes med måleavstand i denne sammenheng. Som vist i avsnitt 2.5.3.2 må måleavstanden være over  $2\Delta x$  for å holde nærfeltsfeilen under 1dB. En mikrofonseparasjon på 2,3cm gir da et minstekrav på 4,6cm måleavstand. Målingene som blir tatt med i dette kapitlet varierer med måleavstand 11cm til 13cm fra høyttalermembranets senter, da dette var den korteste avstanden som lot seg gjøre med måleoppsettet vist i figuren over.

### 3.1.2.2 Måletid

Med måletid menes varigheten på sinessveipsignalet som påtrykkes høyttaleren. For hver dobling av måletid, øker signal/støy forholdet med 3dB [Morset, 2006]. Støyen er stort sett ikke et problem i disse målingene siden det måles såpass tett inntil lydkilden, men ved svært lave frekvenser har det vist seg å være en del bakgrunnsstøy, både i ekkofritt rom og utendørs. Eksperimentering med forskjellig måletid viste at det gav en forbedring opp til 40 sekunder, mens en dobling av dette, altså 80 sekunder, så ut til å forverre resultatene.

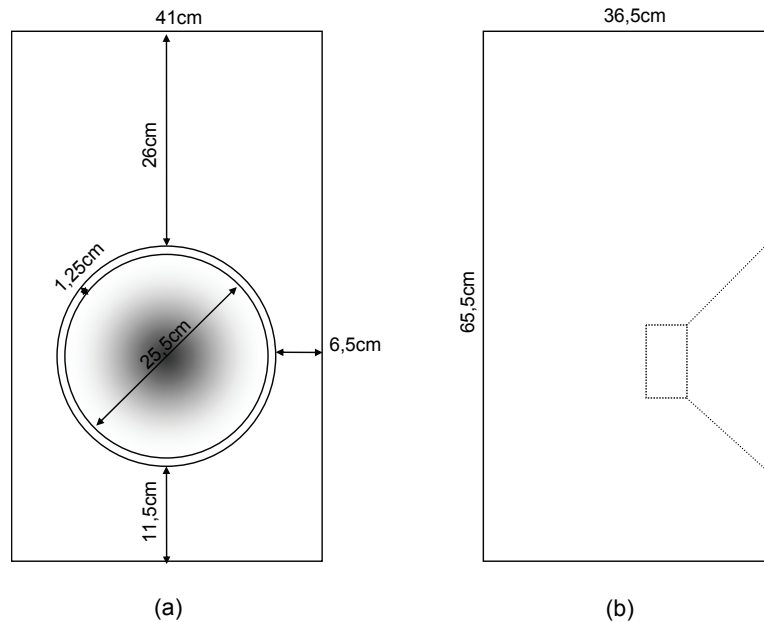
Målingene som presenteres i rapporten er gjort med ca 20 sekunders måletid med vibrometeret og ca 40 sekunder ellers. Vedlegg A viser forskjellen mellom 40 og 80 sekunders målinger. Impulsresponsen ble i alle tilfellene målt til 0,4 sekunder.

### 3.1.3 Mikrofonvalg

Viktige faktorer å ta hensyn til ved valg av mikrofoner var båndbredde, frekvensrespons, følsomhet og direktivitet. Det ble valgt å bruke to stk standard Brüel & Kjær 1/2" frittfelt kondensatormikrofoner. Disse mikrofonene er omnidireksjonell ved lave frekvenser, har dynamikkområde fra ca 20 til 150 dB og flat frekvensrespons mellom 4Hz og 20kHz.

### 3.1.4 Målehøytaler

En skisse på høyttaleren som ble brukt i målingene er vist i figur 3-3. Den består av et stort element med diameter på 25,5cm i en tung lukket trekasse. Dette gir ved 20 °C  $ka=1$  ved omtrent 429Hz. Elementet er av typen Monacor SP300GI, 8Ω, 150W, med et membran av stivt papir/papp.



figur 3-3: Skisse av høyttaleren brukt i målingene

### 3.1.5 Utstyrsliste

#### Programvare

WinMLS 2004: License Professional Level 7  
Matlab version 7.0.0.19920 (R14)

#### Måleutstyr

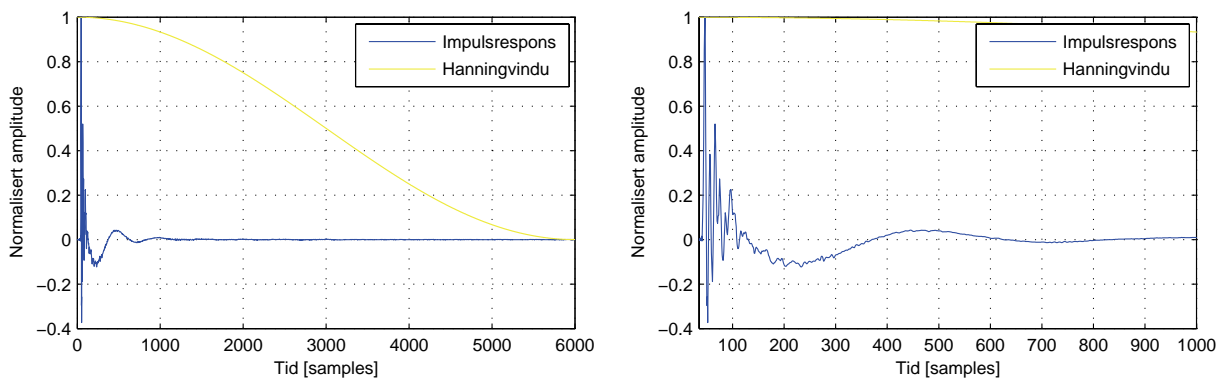
Lydkort	Digigram VXPocket V2	S/N 10300008657
Lydnivåkalibrator	Brüel&Kjær Type 4231	S/N 2263074
Mikrofoner	Brüel&Kjær Free-field ½" Type 4165	S/N 2068936 / 2068937
Mikrofon "cartridge"	Norsonic Microphone Cartridge Type 1201	S/N 23824 / 22038
Mikrofonforsterker	Norsonic Front End Type 336 S/N 20626	
Vibrometer	Polytec OFV 353 Sensor Head	S/N 1990673
Polytec OFV 220 Vibrometer Controller	S/N 1990709	
Vibrasjonskalibrator	Brüel & Kjær 4294	S/N 2010694
Høyttaler	Monacor SP300GI element	
Effektforsterker	Quad 50E PowerAmp	

### 3.2 Måling av svingehastigheten

Formålet med disse målingene var å finne ut hvor godt høyttalermembranet samsvarer med stivt stempel tilnærmingen. Vanligvis betraktes høyttalermembranet som stivt under den første såkalte "bell mode". Det vil si for bølglengder større enn omkretsen til membranet,  $ka > 1$ , og i dermed i dette tilfellet for frekvenser under 429 Hz. Grensen går i praksis noe lavere enn dette, som også måleresultatene vil vise.

Svingehastigheten til membranet ble målt med laservibrometer i 9 punkter for  $x/a$  mellom 0 og 1, hvor  $a$  er effektiv radius 12,75cm. Det ble også målt i to punkter for  $x/a > 1$ , den ene fortsatt på membranet, den andre på kabinettets forside 2 cm fra membranet. Dette for å undersøke hvorvidt resonanser i kabinettet bidrar til lydeffekten. Laservibrometeret ble ikke kalibrert for disse målingene og plottene viser normaliserte verdier.

figur 3-4 viser impulsresponsen til målingen i senter på membranet. Den blir multiplisert med et halvt hanningvindu på 6000 samples, som gir en nedre frekvensgrense på omtrent 8Hz.

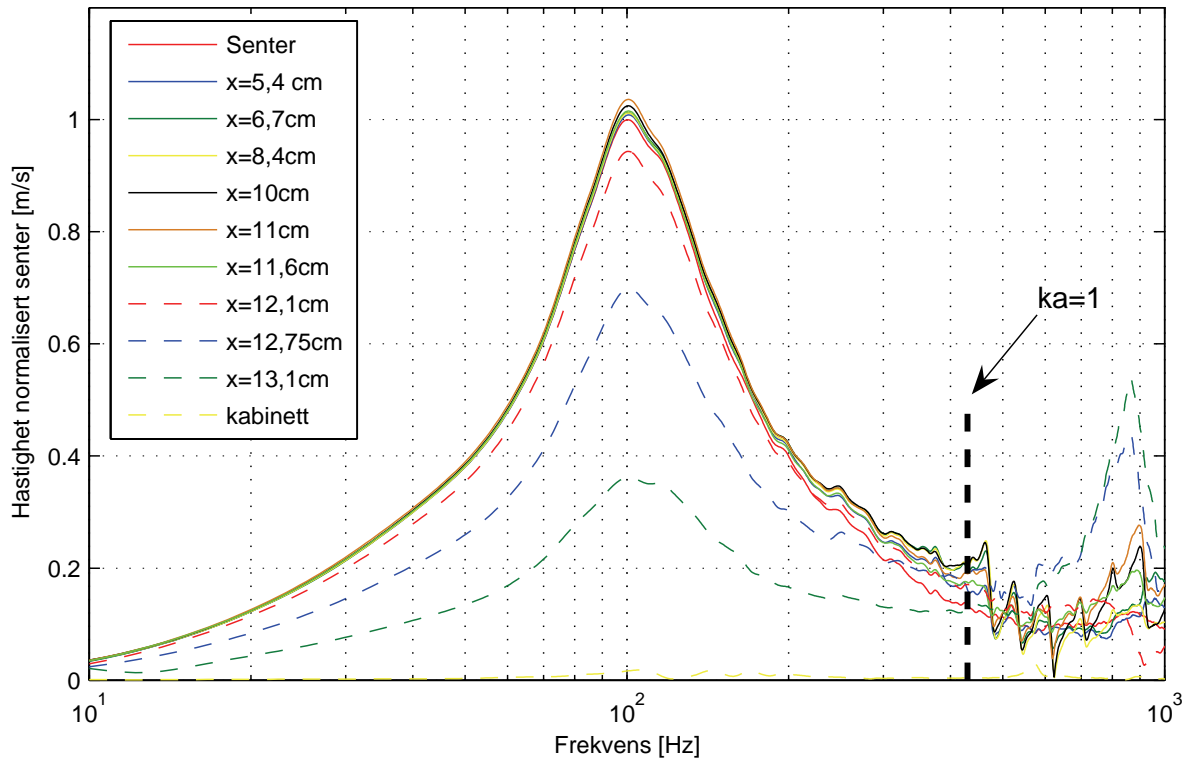


figur 3-4: Impulsrespons måling senter. Venstre: 6000 punktprøver. Høyre: 1000 punktprøver

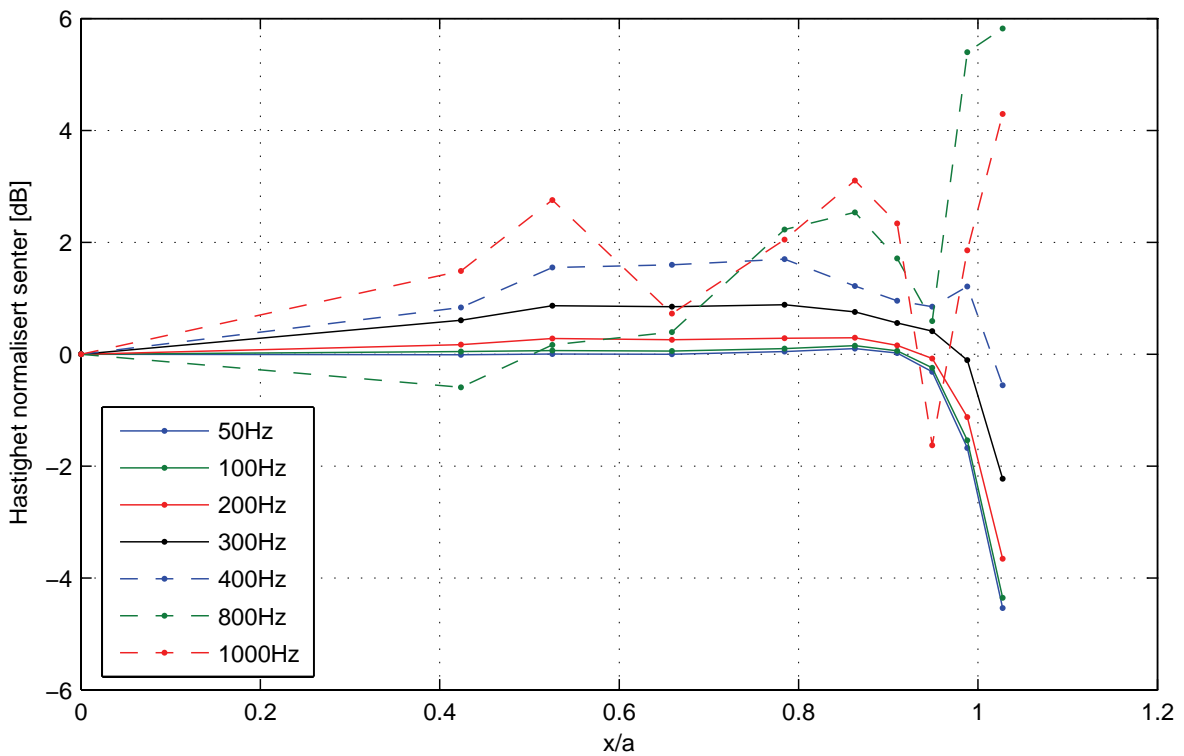
Resultatet av målingene mellom 10 og 1000Hz er vist i figur 3-5 hvor det er tydelig at elementets resonansfrekvens er omtrent 100Hz. For frekvenser over  $ka=1$  har svingehastigheten blitt sterkt redusert og enkelte materialresonanser kommer til syne. Målingene ved kanten for  $x=12,75\text{cm}$  og  $x=13,1\text{cm}$  viser en resonans som samsvarer godt med 3.ordens "bell mode" gitt som

$$2\lambda = 2\pi a \Rightarrow \lambda = \pi a \Rightarrow f = \frac{c}{\pi a} \approx \frac{344\text{m/s}}{\pi \cdot 0,1275\text{m}} \approx 859\text{Hz}$$

Som nevnt i avsnitt 2.2.7 er stivt stempel tilnærmingen av et høyttalermembran gyldig under  $ka=1$ . Målingene viser at det i dette tilfellet ikke er 100% korrekt, men likevel ikke så langt fra sannheten. Kantoppheget medfører nok at membranet ikke svinger like mye ved kanten. Målingen av kabinettets svingehastighet (gul stiplede linje) viser som forventet at dette bidraget til den totale utstrålte effekten er minimal og ikke nødvendig å ta med i den videre betraktningen.



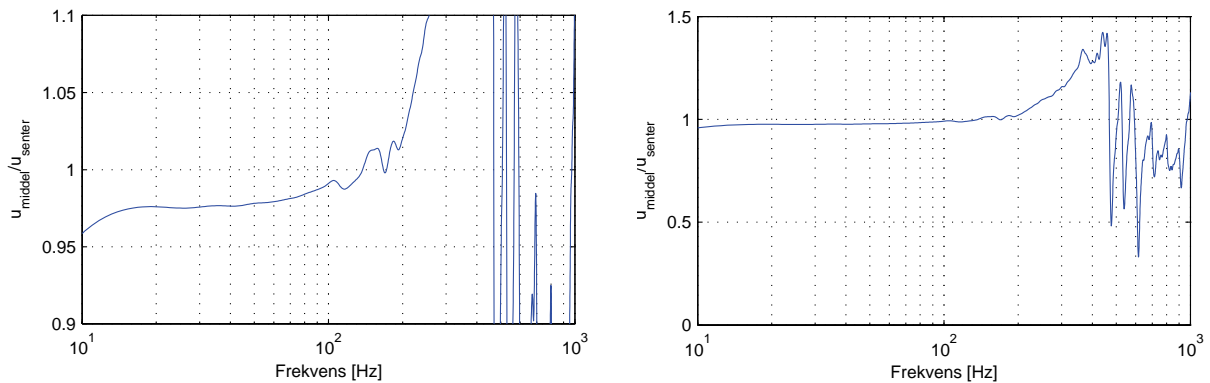
figur 3-5: Membranets svingehastighet, normalisert magnituedeplott



figur 3-6: Membranets normaliserte svingehastighet som funksjon av avstand mellom senter og kant

Svingehastigheten til membranet som funksjon av  $x/a$  vises i figur 3-6 på forrige, hvor  $x$  er radiell avstand fra senter. For et stivt stempel ville det vært en rett linje langs 0dB. Man ser at det i virkeligheten brytes opp ved resonante moder. Målingene viser at stivt stempel tilnærmingen kan brukes på denne høyttaleren for frekvenser under 300Hz med under 1dB feil.

En begrensning med disse målingene er at målepunktene ikke dekker hele høyttaleren og vi får ikke sett den totale modefordelingen. Men målingene gir forhåpentligvis et godt estimat på middelverdien av svingehastigheten. Figur under viser forholdet mellom middelverdien og hastigheten i senter av membranet,  $g_v$  (avsnitt 2.5.1). Middelverdien er beregnet for  $x/a$  mellom 0 og 1.



figur 3-7: Forhold svingehastighet middelverdi / senter,  $g_v$ . Venstre: Detaljert. Høyre: Oversikt

### 3.3 Fordeling av lydtrykk og partikkelhastighet over membranet

Dette avsnittet viser hvordan lydtrykket og partikkelhastigheten varierer over membranet. Det har ikke blitt tatt hensyn til fasedifferanse mellom mikrofonkanalene da det kun var ønskelig å finne den relative fordelingen over membranet og ikke absolutte verdier. Derfor har det kun blitt gjort en måling i hvert punkt, og partikkelhastigheten avgjøres av differansen mellom mikrofon B og mikrofon A.

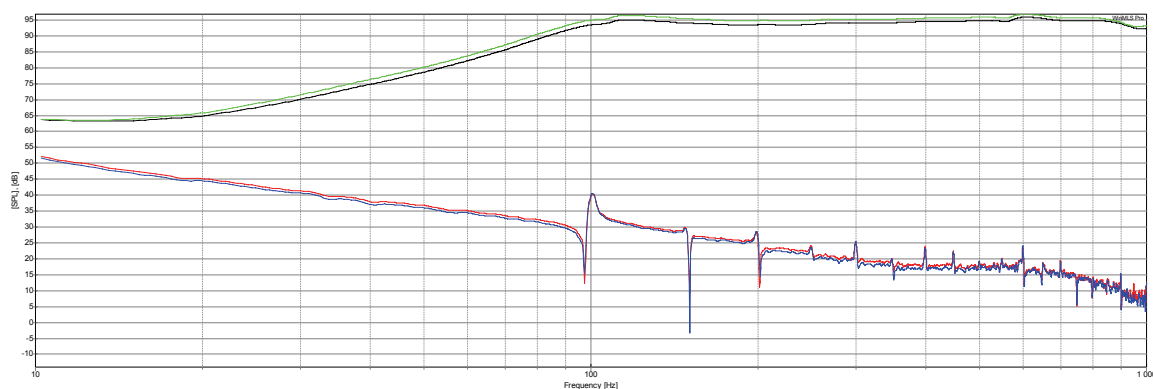
Målingene har blitt gjort med to centimeters intervaller langs radiell avstand  $x$  fra senter for  $x/a$  mellom 0 og 1,25. Middelverdien har blitt beregnet for både lydtrykket og partikkelhastighet over membranet for  $x/a$  mellom 0 og 1. Forholdet mellom middelverdi og sentermålingen,  $g_p$  vil bli brukt som skaleringsfaktor under beregning av strålingsimpedans (se avsnitt 2.5.1). Det tilsvarende forholdet  $g_u$  ble også funnet for partikkelhastigheten.

Det ble målt i ekkofritt rom for å unngå uønskede refleksjoner. Dessverre har dette rommet en nedre ekkofri grense ved ca 75Hz, og målingene vil da ikke nødvendigvis samsvare med frittfelt tilfellet under denne grensen. Avstanden fra høyttaleren til reflekterende vegger (bak absorberene) i ekkofritt var mellom 1,3 og 3 meter. Refleksjonene kommer derfor så tidlig at det ikke er mulig å kutte impulsresponsen før disse, og samtidig bruke resultatene under omtrent 132 Hz.

figur 3-8 gir et bilde på signal/støy forholdet under disse målingene, se også tabell 3-1. Støyen ble målt ved å skru av utsignalet fra mikseren i WinMLS mens impulsresponsen ble målt. Sannsynligvis er det støy fra strømnettet som er synlig som overtoner av 50Hz, men signal/støyforholdet ser ellers ut til å være svært godt.

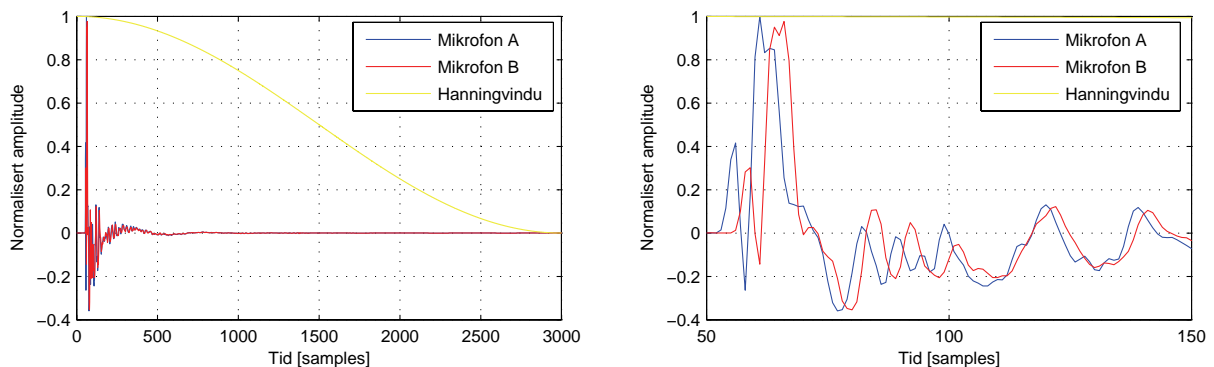
F[Hz]	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000	16000
snr[dB]	59.1	60.9	75.8	81.4	85.4	86.7	82.8	80.2	72.0

tabell 3-1: Signal/støy forhold beregnet i WinMLS



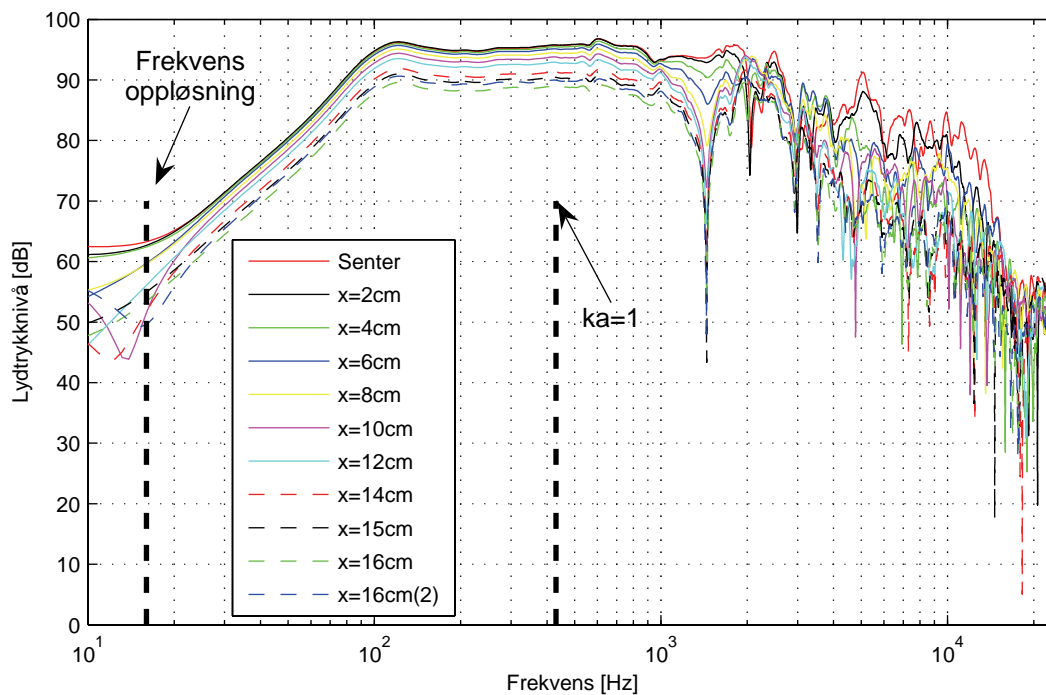
figur 3-8: Signal/støy forhold magnitudeplott

Impulsresponsene til målingen i senter av membranet er vist i figur 3-9 nedenfor. De kuttes med et halvt hanningvindu på 3000 samples, som gir en nedre frekvensgrense på 16Hz. Figuren til høyre viser at de to mikrofonene er plassert tett inntil hverandre og gir omtrent den samme impulsresponsen forskjøvet i tid.



figur 3-9: Impulsrespons måling senter. Venstre: 3000 punktprøver. Høyre: 50 til 150 punktprøver

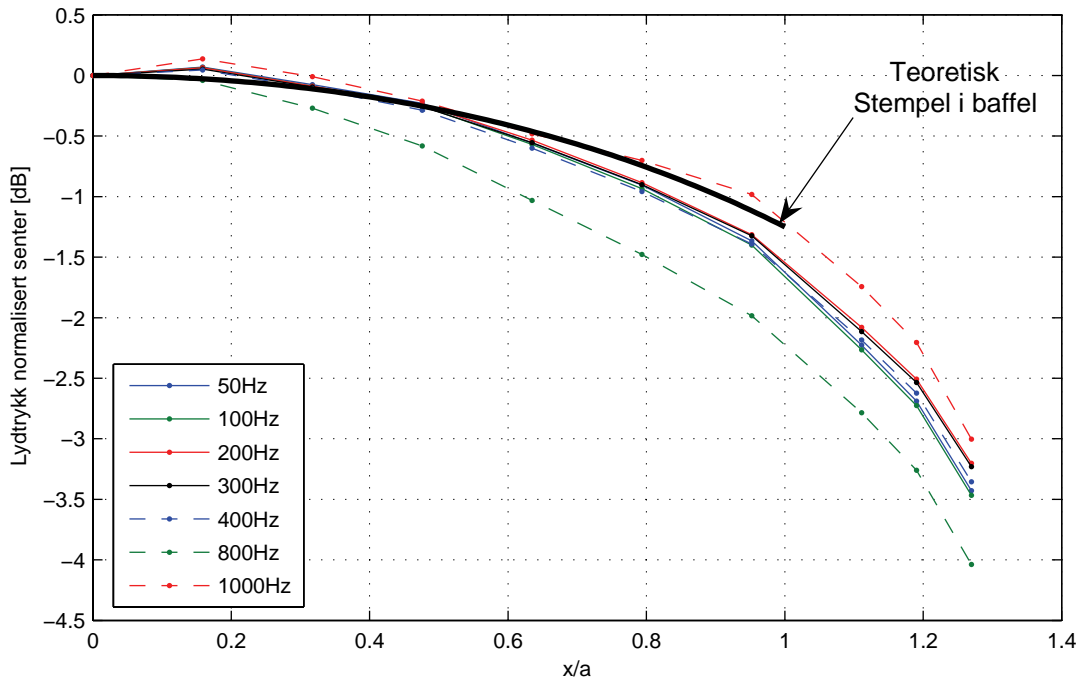
### 3.3.1 Lydtrykk over membranet



figur 3-10: Lydtrykknivå som funksjon av frekvens, samtlige målinger

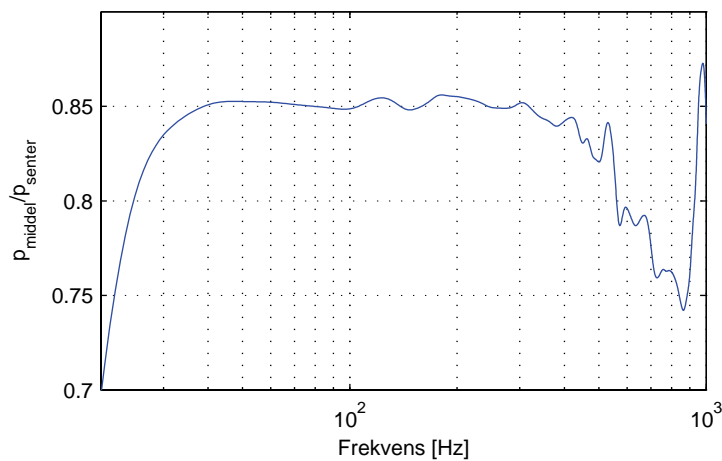
Lydtrykknivået til alle målingene er vist over, og vitner om en høyttaler med jevn frekvensgang mellom 100Hz og underkant av 1kHz. Figuren viser også effekten av kantdiffraksjoner i form av tydelige interferenseffekter ved høyere frekvenser. Størst destruktiv interferens inntreffer i området rundt 1050Hz. Under 30Hz er det et uventet avvik mellom målingene, som mest sannsynlig medfører feil i beregningene. Det kan komme av et for dårlig signal/støy forhold i dette området, selv om figurene på forrige side ikke antyder dette.

Lydtrykkfordelingen på overflaten er gjengitt i figur 3-11 sammen med den teoretiske kurven for stivt stempel i uendelig baffel for  $ka \ll 1$  gitt av likning 10. Som nevnt i avsnitt 2.3.2, gir det eksakte uttrykket en noe brattere helning på kurven og forholdet mellom senter og kant skal være 1.94 dB, og ikke 1,25dB. Dette samsvarer veldig godt med målingene under 400Hz ( $ka \approx 0,93$ ). For høyere frekvenser forventes det at forholdet mellom senter og kant skal øke, noe som underbygges av målingene opp til 800Hz. Ved 1000Hz får vi derimot det minste forholdet av alle, ca 1,25dB, som sannsynligvis skyldes kantdiffraksjonene som vist i figur 3-10.



figur 3-11: Fordeling av lydtrykk på overflaten

Forholdet mellom middelverdien og lydtrykket i senter,  $g_p$ , er vist i figur 3-12 nedenfor. Bortsett fra måleusikkerheten under 30 Hz, viser grafen en forholdsvis jevn frekvensgang opp til 300Hz.



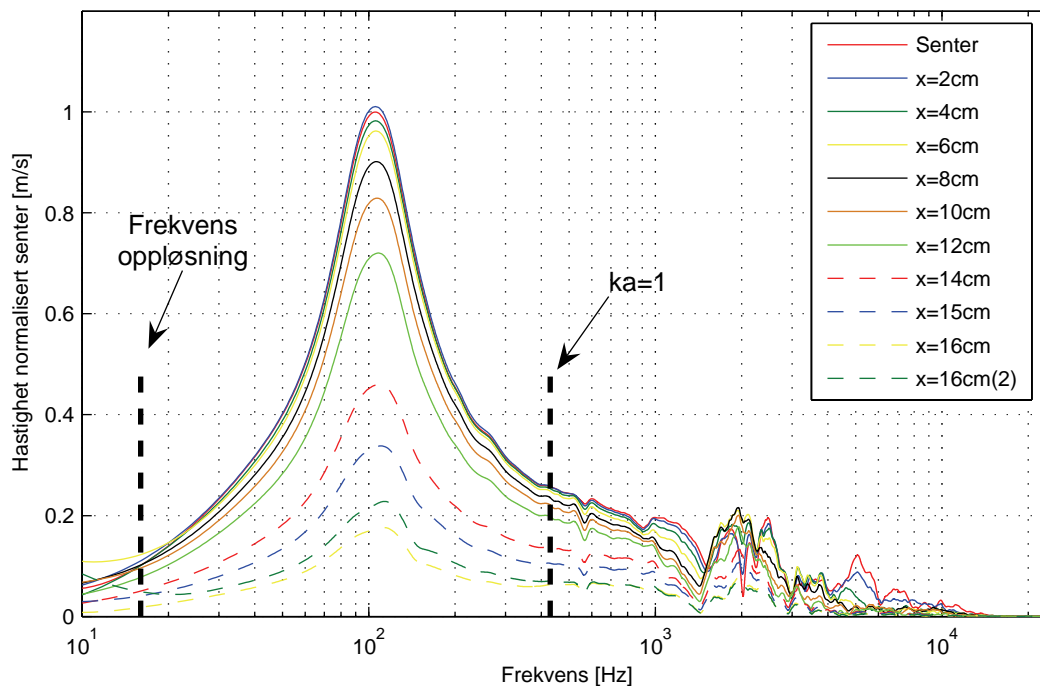
figur 3-12: Forhold lydtrykk middelverdi/senter,  $g_p$



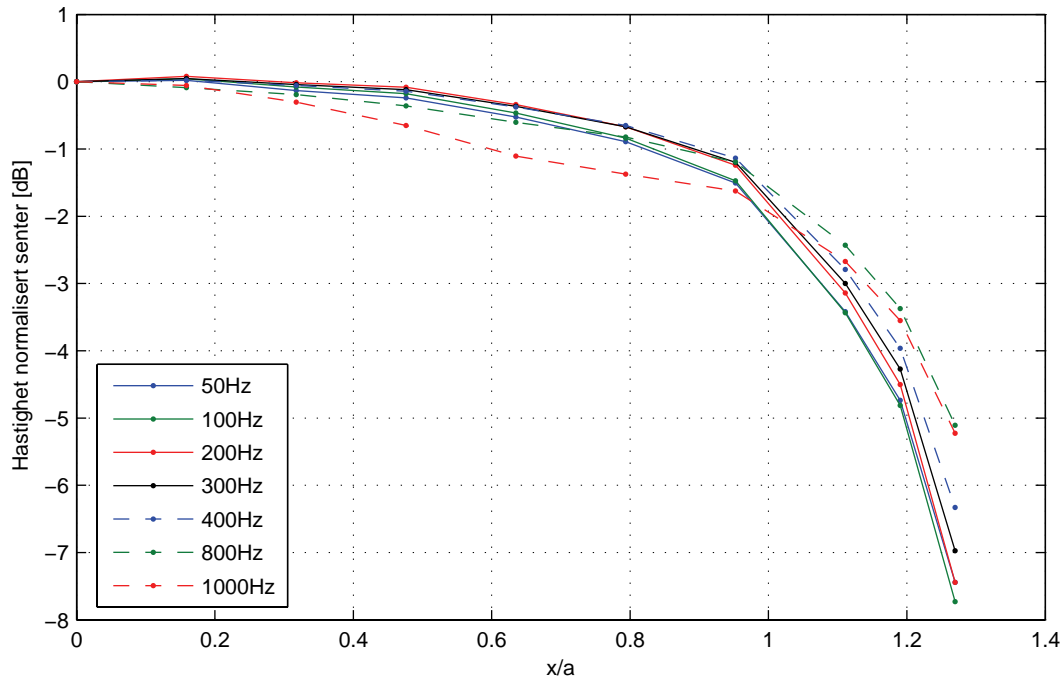
### 3.3.2 Partikkelhastighet

Fordelingen av partikkelhastighet over membranet er som vist i figur 3-13 under. Resultatet er som forventet veldig likt målingene av svingehastigheten over membranet (figur 3-5).

Figuren viser at partikkelhastigheten også er forholdsvis høy utenfor membranet (stiplede linjer). Den siste grafen ( $x=16\text{cm}(2)$ ) er en måling gjort 1cm fra kabinettets forside, i det samme punktet som vibrometermålingen på kabinettet. Det er litt overraskende at partikkelhastigheten er såpass høy her sammenlignet med de øvrige målingene. Et ytterligere avvik fra figur 3-13 er at resonansene i membranet ikke lenger er synlige. Uansett er det forholdene foran membranet som er relevant i denne sammenheng og det er tydelig at målingene av partikkelhastigheten i stor grad samsvarer med målingene av svingehastigheten.

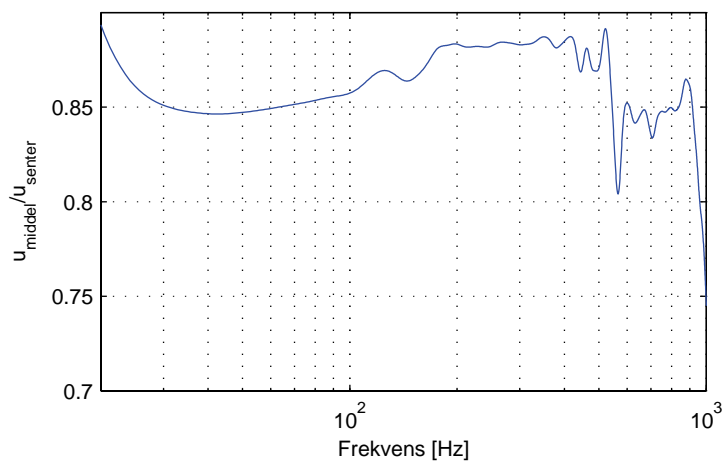


figur 3-13 Normalisert partikkelhastighet på overflaten, magnituedeplott



figur 3-14: Fordeling av målt partikkelhastighet på overflaten

Siden lydtrykket ble vist å falle mot kanten må nødvendigvis partikkelhastigheten beregnet på grunnlag av disse målingene gjøre det samme, dette er vist i figur 3-14. I motsetning viste målingene av svingehastigheten (figur 3-6, avsnitt 3.2) at membranet svinger som et stivt stempel opp til 200Hz. Forholdet mellom middelverdien og sentermålingen av partikkelhastigheten,  $g_u$ , figur 3-15, avviker noe fra  $g_v$  (figur 3-7). Siden middelverdien av partikkelhastigheten er ment å representere middelverdien av svingehastigheten, er det nærliggende tro at det er faktoren  $g_v$  som bør benyttes, men det kan likevel virke som at det er faktor  $g_u$  som vil gi det beste resultatet på grunn av kurvens jevnere form ved høye frekvenser. Det vil undersøkes i avsnittet om måling av strålingsimpedans og utstrålt effekt hvilket av disse forholdene som vil gi det beste resultatet.

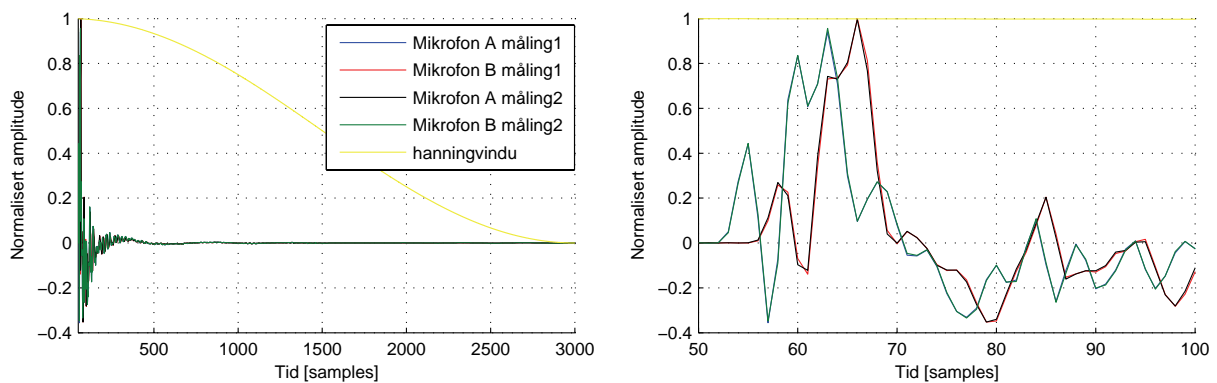


figur 3-15: Forhold partikkelhastighet middelverdi/senter,  $g_u$

## 3.4 Måling av strålingsimpedans og utstrålt effekt

### 3.4.1 Målinger i ekkofritt rom

I motsetning til målingene av partikkelhastigheten i forrige avsnitt, har det i dette tilfellet blitt foretatt to etterfølgende målinger med mikrofonplasseringen byttet om for å unngå fasefeil. Impulsresponsene til de fire mikrofonsignalene som blir benyttet er vist i figur 3-16 nedenfor. Et halvt hanningvindu kutter målingene ved 3000 samples, som gir en nedre frekvensgrense på 16Hz. Figuren til venstre viser at signalet fra mikrofon A og B er identisk for begge målingene.

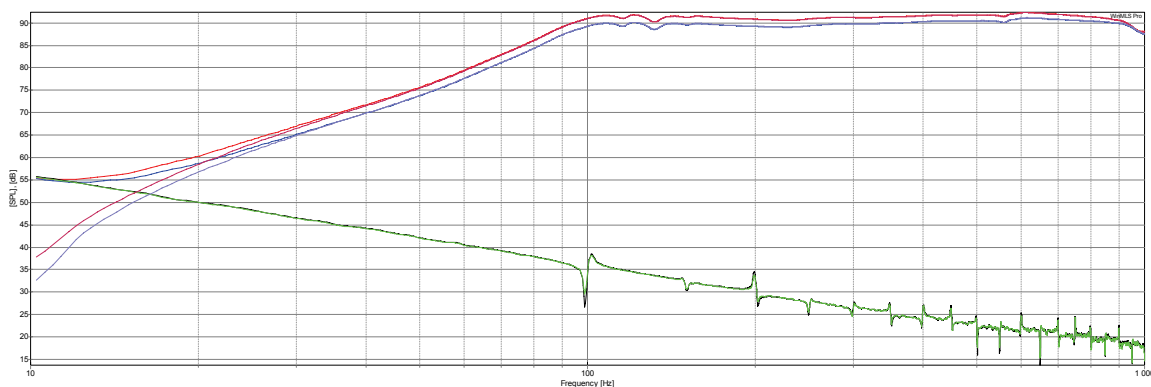


figur 3-16: Impulsrespons, måling av strålingsimpedans. Venstre: 3000 punktprøver. Høyre: 50 til 100 punktprøver

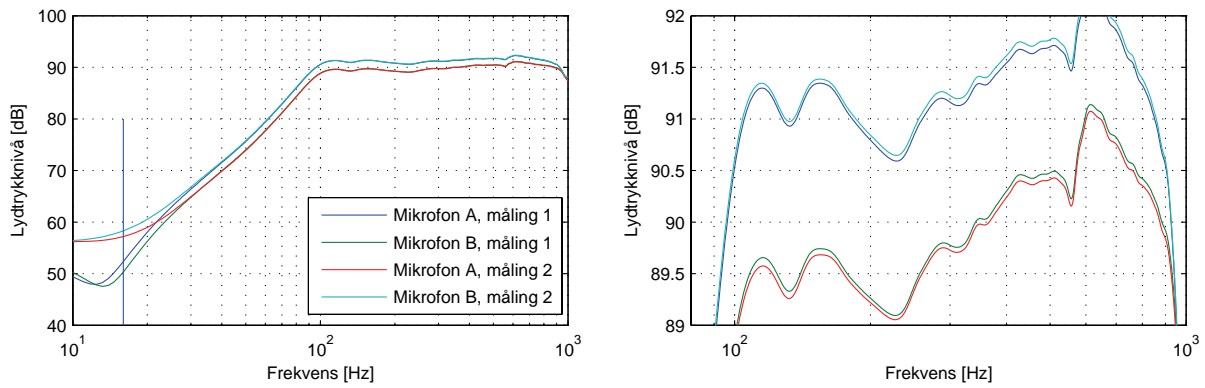
Signal/støy forholdet er meget godt ved høye frekvenser, men minker mot lavere frekvenser (tabell 3-2 og figur 3-17). Ved 20 Hz er det i følge figuren omtrent 10dB signal/støy forhold, og man ser at de to etterfølgende målingene avviker under 30Hz. Som nevnt tidligere er målingene i ekkofritt tvilsomme og sannsynligvis ikke gyldig for frekvenser under 75Hz, denne antagelsen forsterkes nå av det dårlige signal/støy forholdet.

F[Hz]	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000	16000
snr[dB]	53.8	55.4	71.1	78.1	80.4	83.1	80.5	75.1	67.5

tabell 3-2: Signal/støy forhold beregnet i WinMLS



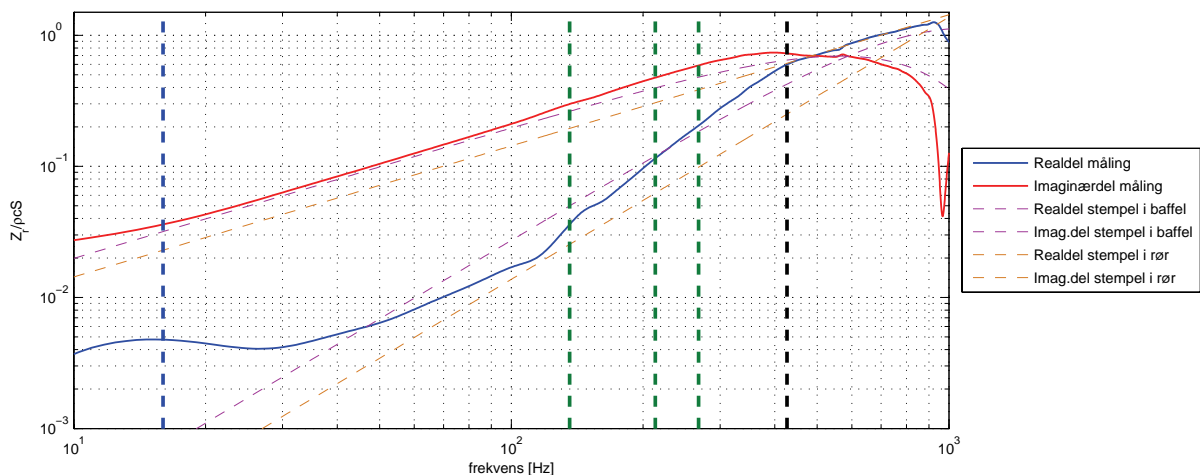
figur 3-17: Signal/støy forhold magnitudepott



figur 3-18: Lydtrykknivå måling 1 og 2. Venstre: 10 til 1000 Hz. Høyre: 80 til 1000Hz, forstørret

Lydtrykknivået vises på nytt i figur 3-18 ovenfor. Til høyre ser man at kurvene ligger oppå hverandre, og antyder at målingene er like bortsett fra mikrofonrekkefølgen. Den blå vertikale linjen til venstre er nedre frekvensgrense, 16Hz, gitt av vinduslengden.

Med utgangspunkt i formel 22 og de to målingene har strålingsimpedansen blitt beregnet. De relative verdiene er plottet i figur 3-19, hvor realdelen og imaginærdelen er vist med henholdsvis blå og rød linje. For å gi et inntrykk av hvordan målingene samsvarer med teorien fra modellene, er strålingsimpedansen for stempel i uendelig baffel og stempel i enden av rør plottet med stiplet lilla og oransje linje for både realdel og imaginærdel.

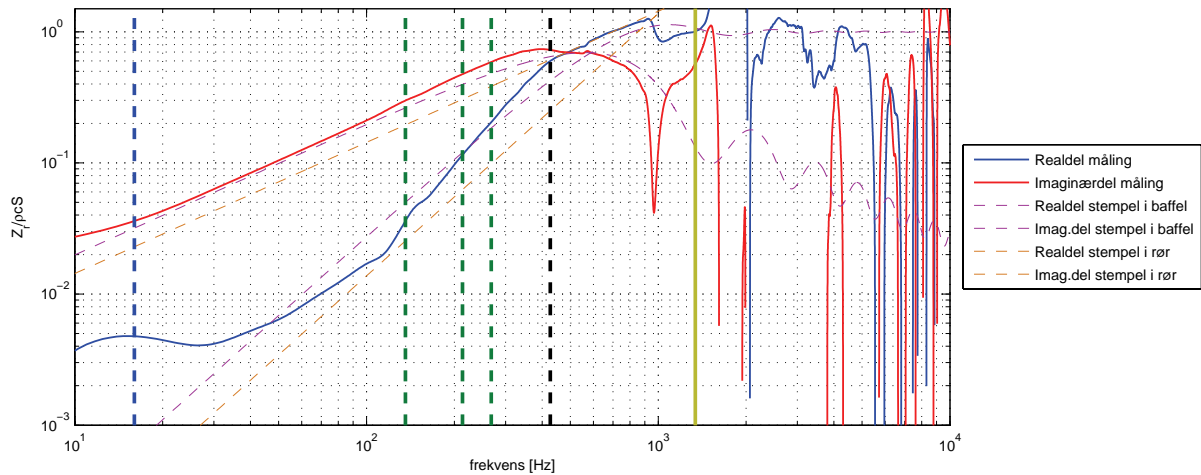


figur 3-19: Strålingsimpedans, måling i ekkofritt rom, 10 til 1000Hz

Den blå og svarte vertikale linjen representerer henholdsvis frekvensoppløsningen gitt av vinduslengden og  $ka=1$ , mens de grønne linjene viser frekvensene hvor  $kb=1$ . Grunnen til at det nå er tre grønne linjer er at kabinettet har rektangulær form og elementet sitter ikke sentrert. Det forventes at overgangen mellom langt rør og uendelig baffel modellen inntreffer i dette området. Til en viss grad er dette også tilfellet i måleresultatet, da både realdelen og imaginærdelen øker i dette området. I teorien skal realdelen dobles og imaginærdelen øke med en faktor 1,39. Imaginærdelen ligger veldig nært dette, mens realdelen avviker noe mer fra teorien, spesielt ved lave frekvenser. Som nevnt tidligere er det ikke målingene i det ekkofrie rommet fri for refleksjoner under ca 75Hz, og vi kan ikke forvente at strålingsresistansen skal være upåvirket av dette.

For frekvenser over 1kHz gir måleresultatene av strålingsimpedansen etter hvert store avvik i forhold til stempel i uendelig baffel modellen. Dette skyldes nok først og fremst resonansfrekvenser i membranet og kantdiffraksjoner fra kabinettet. Høytalerelementets arbeidsområde er også i teorien begrenset til  $ka=1$  (noe

høyere i praksis som vist i forrige avsnitt), så vi kan ikke forvente at målingene skal gi mening ved frekvenser over dette.

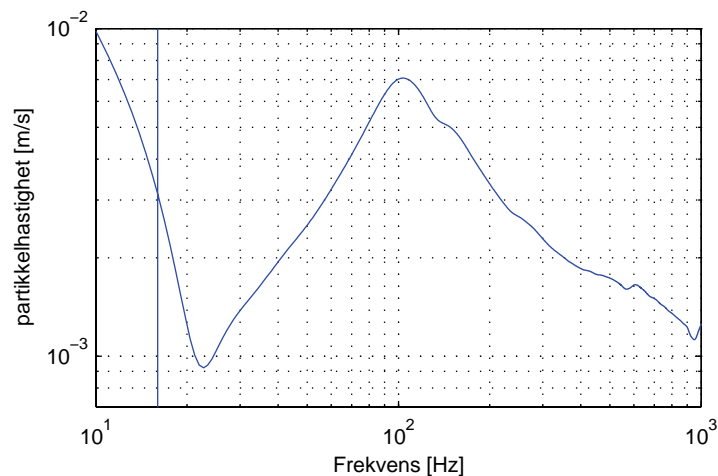


figur 3-20: Strålingsimpedans, måling i ekkofritt rom, 10Hz til 10kHz

### 3.4.1.1 Utstrålt effekt

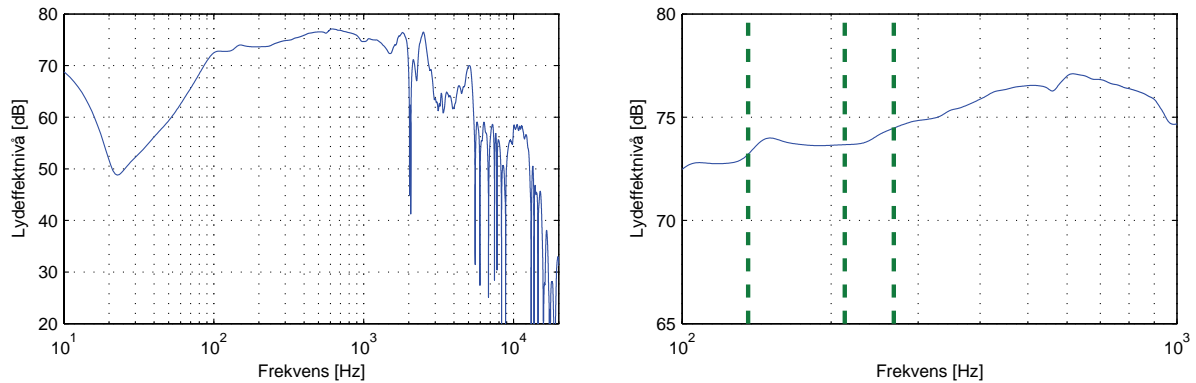
For å regne ut høyttalerens utstrålte effekt må vi vite membranets svingehastighet i tillegg til strålingsresistansen. Dette tilnærmes med målingen av partikkelhastighet. Den eventuelle fasefeilen som ble unngått i beregningen av strålingsimpedansen ved hjelp av å bytte mikrofonplasseringen vil nå komme tilbake i målingen. Dette har nok likevel liten innvirkning på resultatet sammenlignet med begrensingene ved lave frekvenser forårsaket av signal/støy forholdet og refleksjoner i ekkofritt rom.

Partikkelhastigheten målt med mikrofon A er vist i figur 3-21 under. Målingen er tydelig feil for frekvenser under ca 25Hz og vi må se bort fra dette frekvensområdet.



figur 3-21: Partikkelhastighet. (Mikrofon A måling 2 - Mikrofon A måling 1)

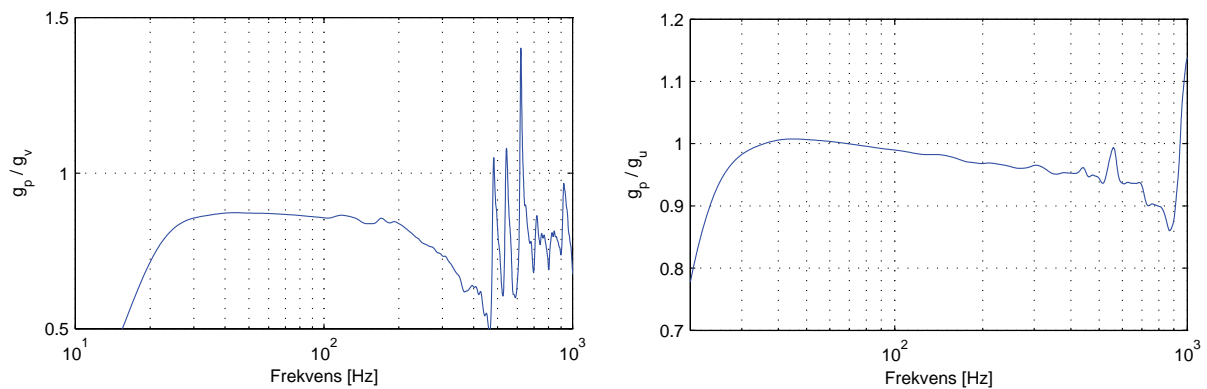
Nedenfor til venstre vises utstrålt effekt beregnet fra strålingsresistansen og partikkelhastigheten. Formen på kurven til venstre ser ut til å passe med teorien i avsnitt 2.2.6. Til venstre er igjen de tre linjene som viser  $kb=1$  for kabinetets forside tatt med. Det forventes at effektnivået skal øke med 3dB i dette området, mens målingen som vises avviker litt fra dette, med en forskjell på omtrent 5dB i området 100Hz til 1000Hz. Dette er nok et tegn på at målingene gir noenlunde tilfredsstillende resultater i forhold til modellene, selv om det gjenstår å se hvor nøyaktig det faktisk er i forhold til total utstrålt effekt målt med andre metoder.



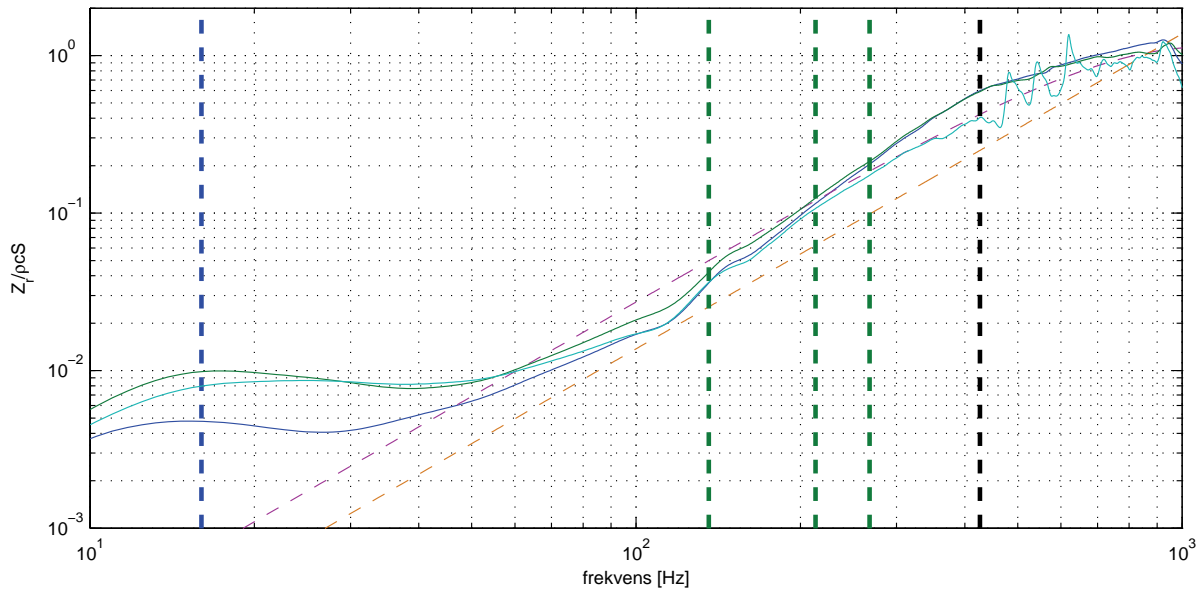
figur 3-22: Utstrålt effekt beregnet fra strålingsresistansen

### 3.4.1.2 Mer nøyaktig

I tidligere avsnitt ble det funnet tre forskjellige skaleringskonstanter  $g_p$ ,  $g_u$  og  $g_v$ . Formell 23 gir uttrykket for strålingsimpedansen med forholdet  $g_p/g_v$ . Siden vi måler partikkelhastigheten er det mulig at det er forholdet  $g_p/g_u$  som bør benyttes. Figuren til venstre under illustrerer  $g_p/g_v$  og til høyre  $g_p/g_u$ .

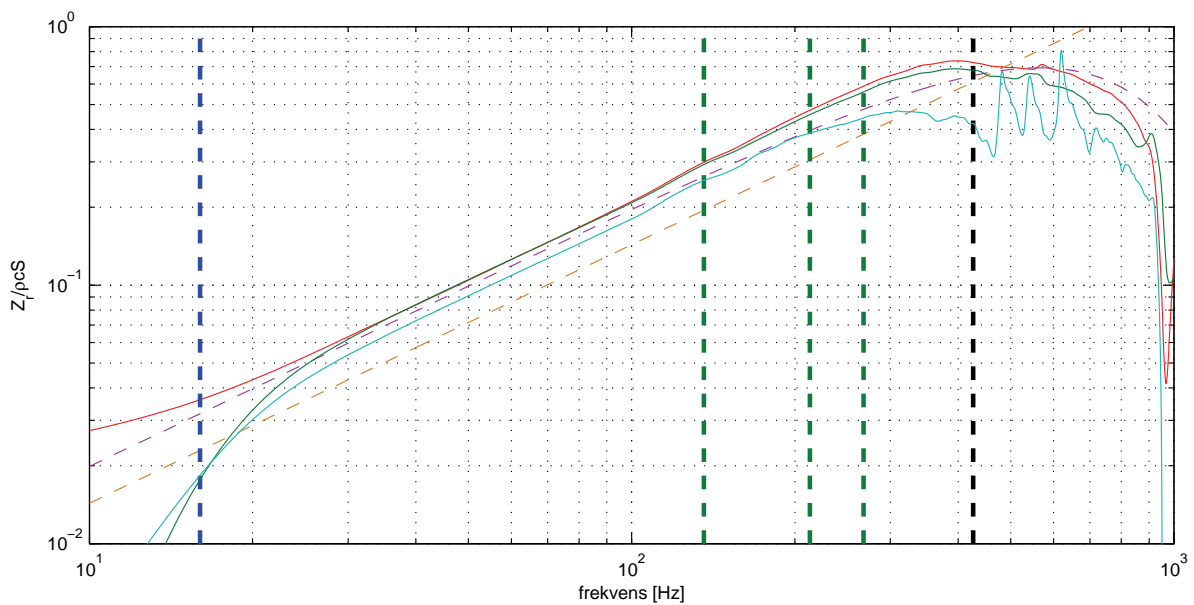


figur 3-23: Venstre:  $g_p/g_v$ . Høyre:  $g_p/g_u$



figur 3-24: Realdel av strålingsimpedansen skalert med  $g_p/g_v$  og  $g_p/g_u$

Realdelen av strålingsimpedansen vises på nytt i figur 3-24. Den blå kurven er uten skaleringskonstantene, magenta kurven er skalert med  $g_p/g_v$  og den grønne med  $g_p/g_u$ . Tilsvarende er vist for imaginærdelen til strålingsimpedansen i figur 3-25. Endringen i den beregnete strålingsresistansen som disse faktorene medfører vil forplante seg i samme grad til den utstrålte effekten. Usikkerheten rundt disse faktorene gjør at de foreløpig ikke vil bli benyttet, men hvis eksakte verdier på utstrålt effekt ønskes er det sannsynligvis nødvendig å bruke dem.

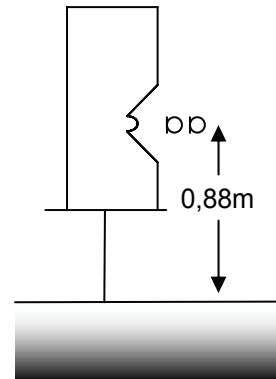


figur 3-25: Imaginærdel av strålingsimpedansen skalert med  $g_p/g_v$  og  $g_p/g_u$

### 3.4.2 Måling utendørs med 1 reflekterende plan

Siden målingene i ekkofritt rom ikke er gyldig for frekvenser under ca 75 Hz, ble det forsøkt å finne andre frittfelt forhold. Det ble valgt å måle på en stor plass utendørs med asfaltunderlag som eneste reflekterende plan, 0,88m fra kilden, se figur til høyre.

Hvordan strålingsresistansen påvirkes av nærliggende flater er kjent fra avsnitt 2.1.2.1, og det skulle være interessant å se hvorvidt det kunne la seg måle med denne metoden. Med en avstand på 0,88m forventes det 3dB økning i strålingsresistansen og utstrålt effekt ved lave frekvenser, gradvis avtagende til 0dB ved omtrent 97Hz. Mellom 97Hz og 194Hz forventes det en dipp på 1dB, til det konvergerer mot frittfeltforhold ved høyere frekvenser (figur 2-1 og figur 3-31).

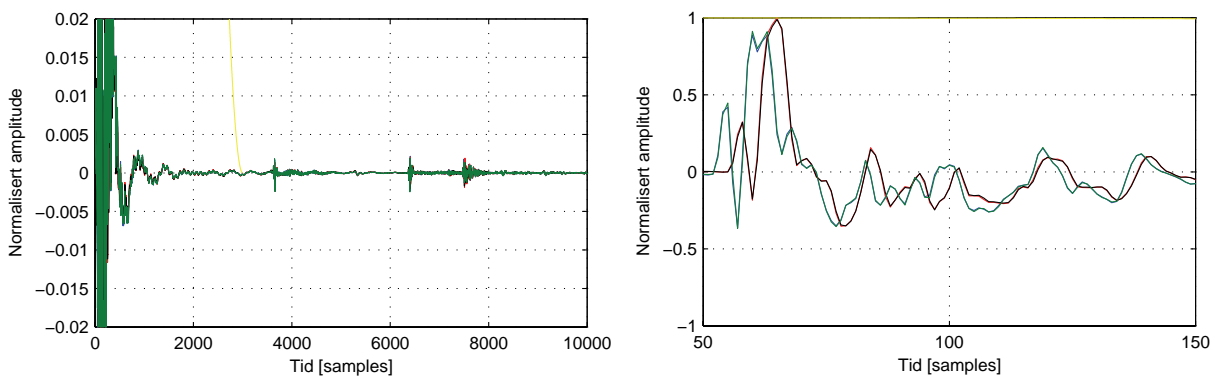


figur 3-26: Måleoppsett utendørs

Bortsett fra underlaget var andre reflekterende flater langt nok unna til at impulsresponsen kunne kuttet før refleksjonene og fortsatt gi god oppløsning ved lave frekvenser, figur 3-27.

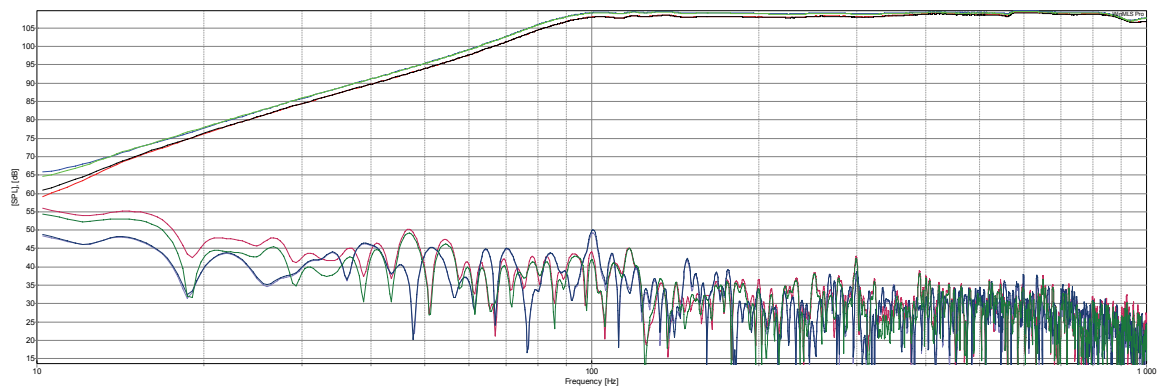
Impulsresponsene viser tydelige refleksjoner omkring 3650, 6400 og 7500 punktprøver. Med punktprøvefrekvens på 48kHz tilsvarer dette omtrent 76ms, 133ms og 156ms. Temperaturen var omtrent 16 °C under disse målingene, noe som tilsvarer en lydshastighet på ca 341 m/s, og avstanden mellom kilden og reflekterende plan antydtes da å være om lag 13m, 22,7m og 26,6m.

Som i de øvrige målingene kuttet impulsresponsen etter 3000 punktprøver og gir dermed en nedre frekvensgrense på 16Hz, hvor kun refleksjonen fra underlaget er med.



figur 3-27: Impulsresponsen, måling utendørs. Venstre: 10000 punktprøver. Høyre: 50 til 150 punktprøver



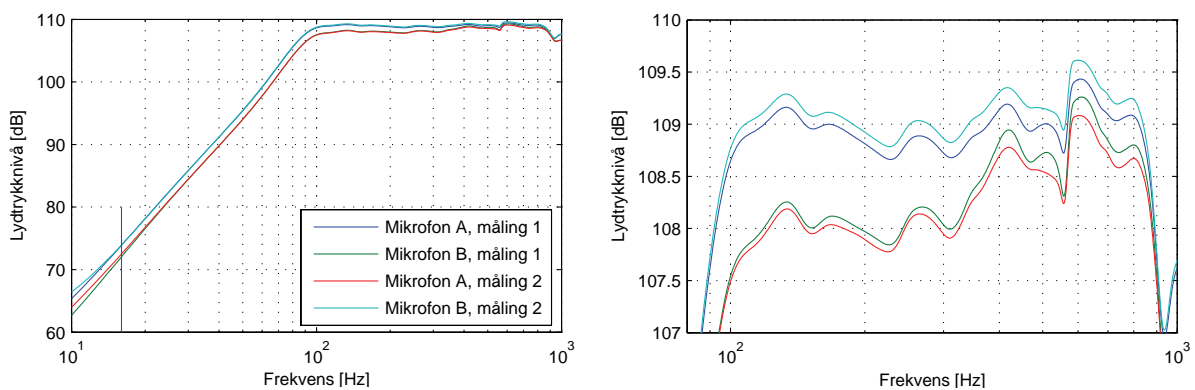


figur 3-28: Signal/støy forhold måling utendørs

F[Hz]	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000	16000
snr[dB]	48.8	57.6	54.6	53.5	57.3	54.6	55.5	72.8	80.1

Tabell 3-3: Signal/støy forhold utendørs, beregnet i WinMLS

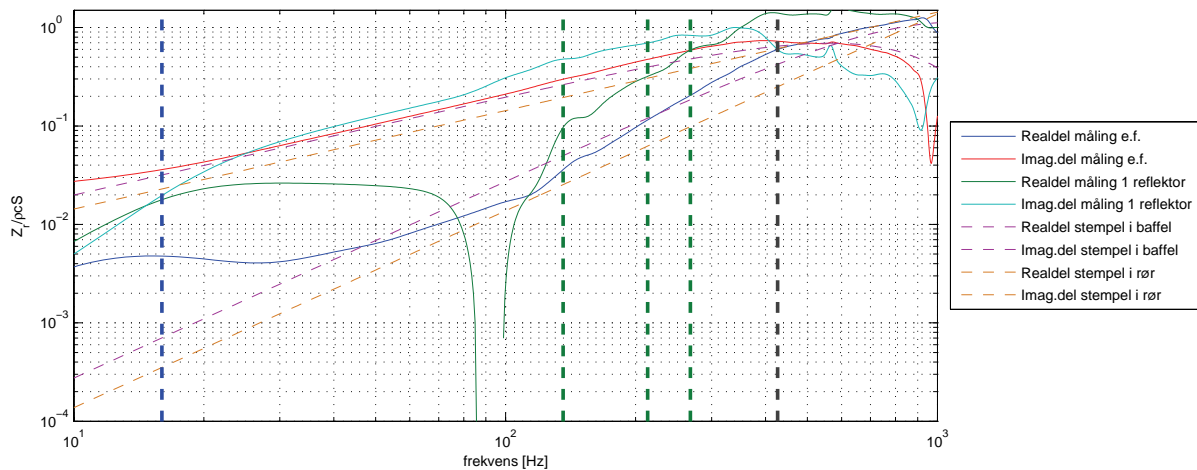
Da disse målingene ble gjort utendørs var signal/støy forholdet forventet å være noe dårligere enn forholdene i ekkofritt. Som figur 3-29 viser, har effekten fra høyttaleren blitt skrudd opp i forhold til de tidligere målingene for å få et sterkere målesignal. figur 3-28 og Tabell 3-3 nedenfor viser forholdet mellom signal og støy for målingene gjort utendørs. Lydtryknivået ved mikrofon A og B er likt i begge målingene (figur 3-29) for frekvenser over 20 Hz.



figur 3-29: Lydtryknivå, måling 1 og 2

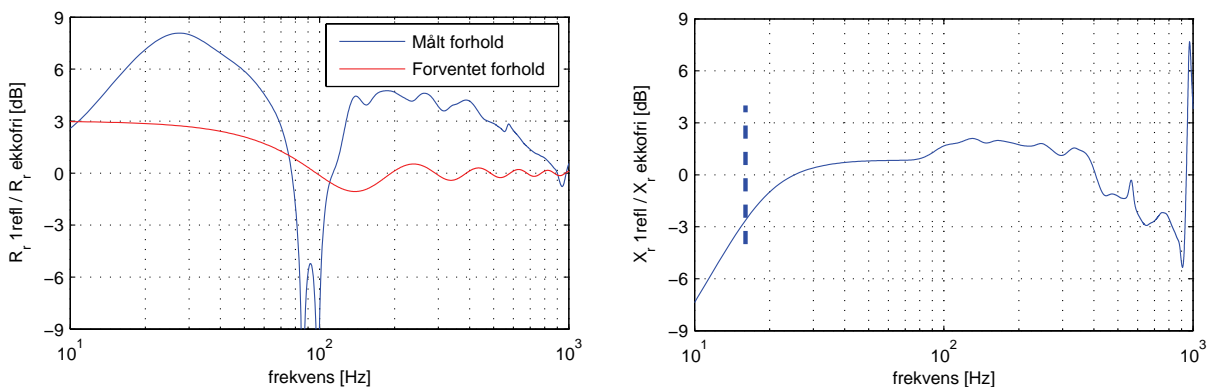
Strålingsimpedansen til høyttaleren utendørs med 1 refleksjon er plottet sammen med strålingsimpedansen målt i ekkofritt, figur 3-30, og det er tydelig at det er en vesentlig forskjell mellom disse to målingene. Variasjonene i realdelen skyldes det reflekterte lydtrykket på membranet som forventes å gi positiv interferens for frekvenser under 97Hz og negativ interferens mellom 97Hz og 194Hz. Tendensen er synlig i den målte strålingsimpedansen, men langt fra de forventete + 3dB, -1dB variasjonene.

Imaginærdelen viser mye mindre variasjoner mellom ekkofritt og utendørs. Det har ikke blitt fokusert særlig mye i rapporten på de forventete endringene i imaginærdelen siden dette er en nokså ubetydelig faktor for høyttalerens utstrålte effekt. Imaginærdelen kan, som nevnt i teorien, bli sett på som en medsvingende luftmasse foran membranet. Forskjellen mellom målingen i ekkofritt og denne er dermed endringen i luftmasse foran membranet forårsaket av refleksjonene på membranet.



figur 3-30: Strålingsimpedansen, måling i ekkofritt og måling med 1 refleksjon

Forholdet mellom de målte realdelene og imaginærdelene er vist mer detaljert i figur 3-31 nedenfor. Til venstre blir det sammenlignet med det forventete forholdet mellom realdelene. Det er nå temmelig klart at det er noe som ikke stemmer med disse målingene. Nok en gang minnes det på om at målingene i ekkofritt ikke gir sikre resultater under 75Hz. Men siden dette kommer av refleksjoner, burde forholdet mellom målingen utendørs og i ekkofritt i så fall vært mindre enn det forvente forholdet, i det minste ved de aller laveste frekvenser.



figur 3-31: Forhold 1refleksjon/ekkoftritt. Venstre: Realdel. Høyre: Imaginærdel

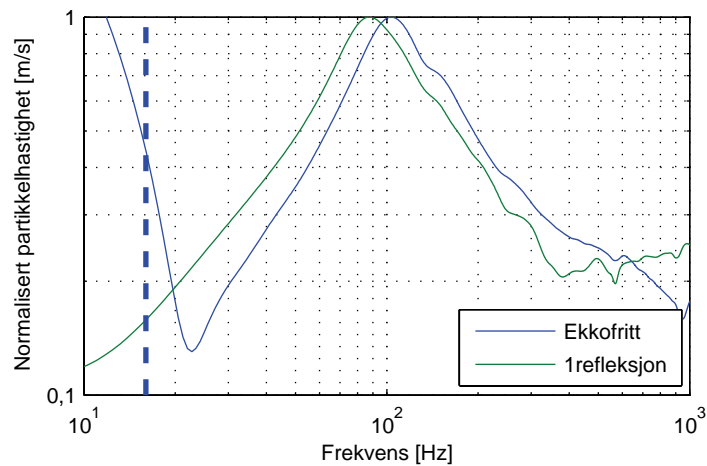
### 3.4.2.1 Utstrålt effekt

Resultatene i forrige avsnitt om måling av strålingsimpedansen innfridde ikke helt til forventningene, men er det dermed sagt at forholdet mellom disse to målingenes utstrålte effekt er like feilaktig?

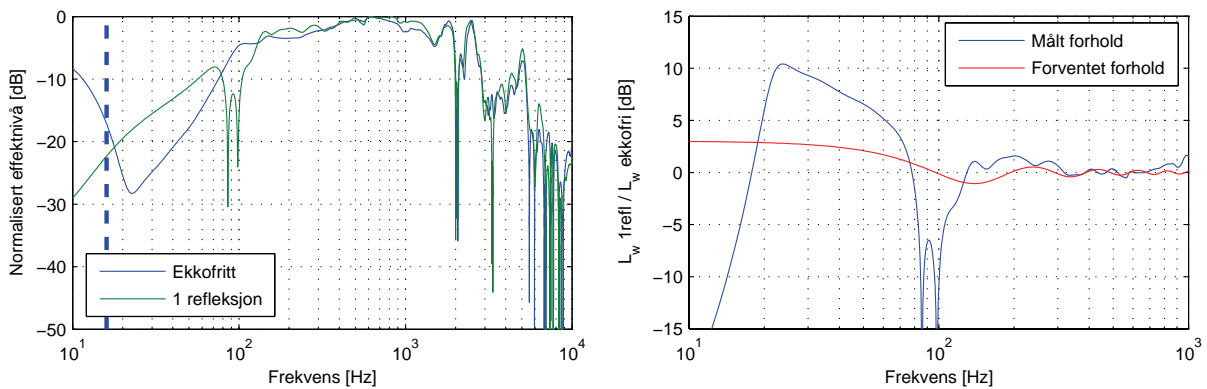
Den normaliserte partikkelhastigheten målt med mikrofon A i ekkofritt og utendørs er vist i figur 3-32 nedenfor. I målingen utendørs med refleksjon fra underlaget har resonansfrekvensen blitt noe redusert, fra i overkant av 100Hz til omkring 85Hz. Som vist i avsnitt 2.2.1, skyldes dette økningen i strålingsimpedansens imaginærdel som tilfører systemet en større masseimpedans, som igjen vil redusere systemets resonansfrekvens. Det har under forberedelsene ikke blitt regnet på endringene i systemets resonansfrekvens mellom de to

måleomgivelsene, noe som vil være et direkte resultat av endringene i strålingsimpedansens imaginærdel, se avsnitt 2.2.1. Men både figur 3-32 og figur 3-30 tyder på at målingen av imaginærdelen er bedre enn realdelen.

Normalisert effektnivå for ekkofritt og utendørsmålingen er vist i figur 3-33 til venstre, og forholdet mellom målingenes av utstrålt effekt til høyre. Teoretisk sett skal dette forholdet være det samme som forholdet mellom strålingsresistansene til venstre i figur 3-31. Dette viser seg nå å ikke være tilfellet i målingene som er utført. Forholdet mellom målt utstrålt effekt i de to tilfellene samsvarer ikke spesielt godt med forventningene (rød linje) under omtrent 200Hz, mens det for høyere frekvenser enn dette ser ut til å stemme ganske godt.



figur 3-32: Normalisert partikkelhastighet ekkofritt og 1refleksjon. (MikrofonA måling2 – MikrofonA måling1)



figur 3-33: Effektnivå. Venstre: Normalisert effektnivå ekkofritt og 1 refleksjon. Høyre: Forhold 1 refleksjon / ekkofritt

### 3.4.3 Forbedring av resultater

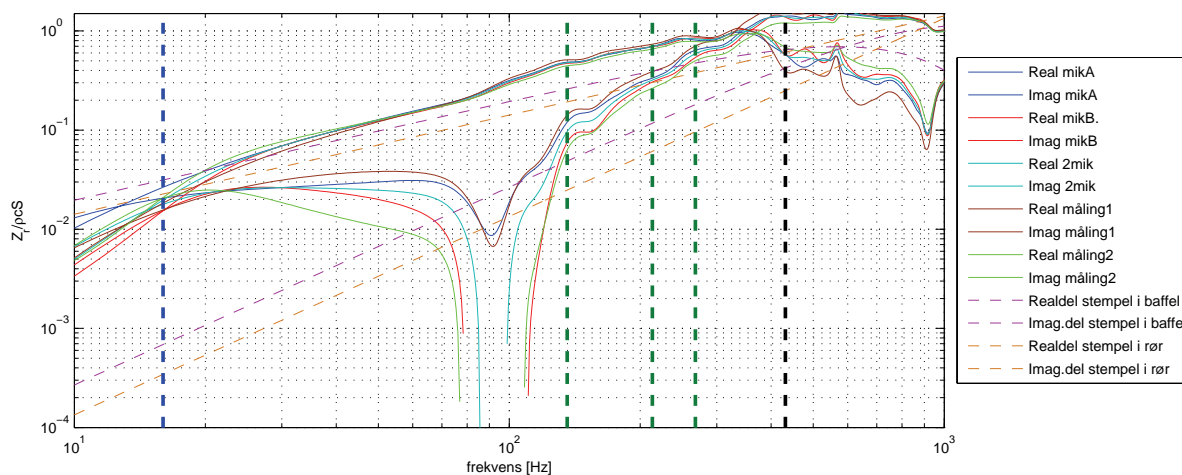
Den beregnete realdelen av strålingsimpedansen i følge figur 3-30 og figur 3-31 er negativ i frekvensområdet 85Hz til 100Hz, og et klart tegn på at målingene ikke er riktig her. Når effekten beregnes på grunnlag av denne strålingsimpedansen må absoluttverdien av strålingsresistansen brukes, som fører til de doble bunnpunktene i dette området. Dette er helt klart ikke riktig måte å gjøre det på, da strålingsresistansen naturligvis ikke kan være negativ i virkeligheten, men årsaken til at måleresultatene ble slik har ikke blitt funnet.

Valget av avstand mellom kilde og reflektor er kanskje veldig uheldig da høyttalerens egen resonansfrekvens er i nøyaktig det samme frekvensområdet hvor refleksjonene fra underlaget er i motfase med direktelyden. Så det er altså flere faktorer som gjør seg gjeldende i dette ”problem” området.

Problemet med negativ impedans har vist seg å være tilknyttet målemetoden med to mikrofoner og to etterfølgende målinger. Hittil har strålingsimpedansen blitt beregnet som gitt i likning 2, avsnitt 2.5.4.1, som krever at alle mikrofonsignalene inngår i beregningen slik:

$$Z_r \propto \frac{e_{A1} + e_{B1} + e_{A2} + e_{B2}}{(e_{B1} - e_{A1}) + (e_{A2} - e_{B2})}$$

Dette ble i utgangspunktet sett på som den beste løsningen siden en eventuell fasefeil ville blitt unngått. Men eksperimentering med å beregne strålingsimpedansen med andre mikrofon signaler, blant annet med kun en mikrofon, som i avsnitt 2.5.4.2, har gitt overraskende forskjellige resultater. Dette er vist i figur 3-34 og plottene forklares i tabellen under.



figur 3-34: Strålingsimpedansen utendørs, beregnet med alternative mikrofon signaler

Blå (mikA)	$Z_r \propto \frac{e_{A1} + e_{A2}}{e_{A2} - e_{A1}}$
Rød (mikB)	$Z_r \propto \frac{e_{B1} + e_{B2}}{e_{B1} - e_{B2}}$
Magenta (2mik)	$Z_r \propto \frac{e_{A1} + e_{B1} + e_{A2} + e_{B2}}{(e_{B1} - e_{A1}) + (e_{A2} - e_{B2})}$
Brun (Måling 1)	$Z_r \propto \frac{e_{A1} + e_{B1}}{e_{B1} - e_{A1}}$
Lysgrønn (Måling 2)	$Z_r \propto \frac{e_{B2} + e_{A2}}{e_{A2} - e_{B2}}$

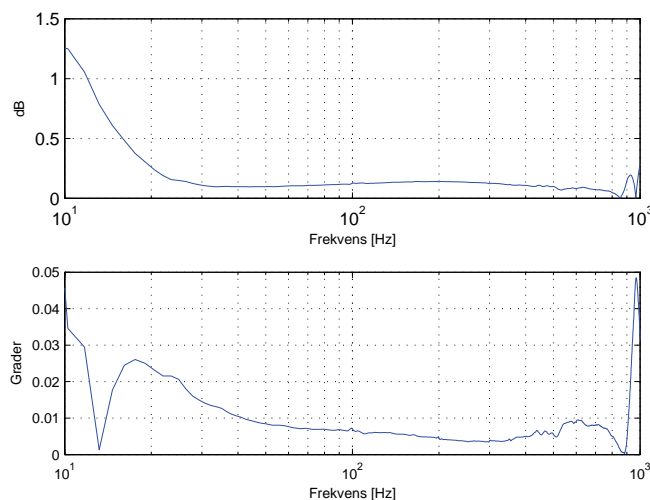
Tabell 3-4: Mikrofon signaler, alternative beregninger av  $Z_r$

Det er nå to beregninger som skiller seg ut som de mest lovende, uten negativ impedans. Det er den blå kurven, beregnet kun fra mikrofon A, måling 1 og 2, og den brune kurven, beregnet kun fra måling 1, mikrofon A og B. Problemet er hele tiden knyttet til realdelen, mens imaginærdelen er nokså uendret uansett hvilke mikrofon signaler som benyttes.

Siden det ikke har lyktes å forklare årsaken til disse variasjonene vises noen ytterligere målinger og beregninger tilknyttet disse målingene i vedlegg B. Disse er det komplekse lydtrykket, kompleks partikkelhastighet, absoluttverdi partikkelhastighet og utstrålt effekt for måling 1 og 2.

### 3.4.3.1 Frekvensrespons mikrofon A og B

Forskjellen i frekvensresponsen til de to mikrofonene ble funnet ved å plassere dem rett ved siden av hverandre vendt inn mot høyttaleren på 1 cm avstand. Det ble da forventet at de to mikrofon signalene skulle være temmelig like, noe som også var tilfellet. Figuren under viser forholdet i magnitudo og faseplott for de to mikrofonene.



figur 3-35: Forhold mellom mikrofonenes frekvensrespons absoluttverdi. Øverst: Magnitude. Nederst: Fase

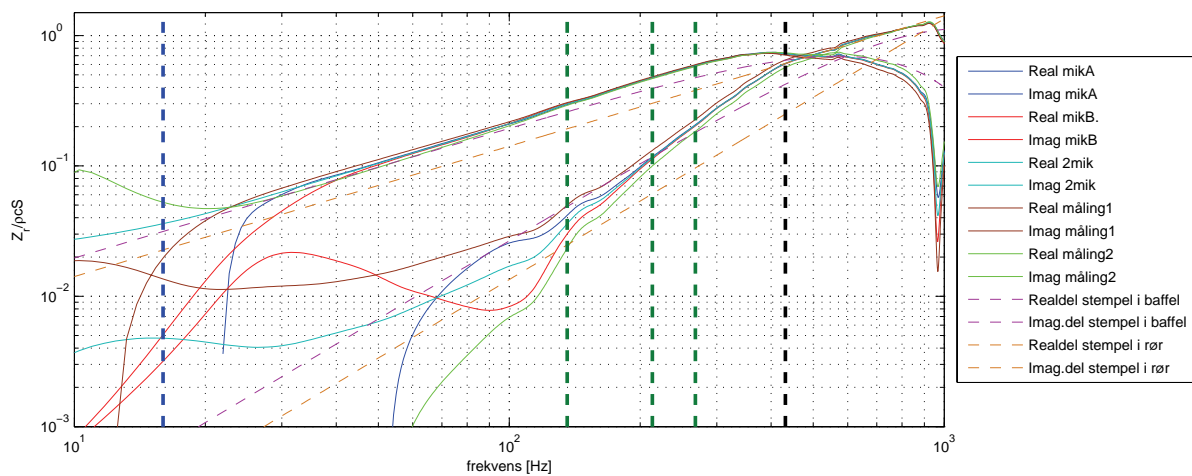
Det er altså en viss differanse i frekvensresponsene til de to mikrofonene som vist, men at fasedifferansen kan være kilden til såpass mye feil som det er i målingene er nok tvilsomt.

En mikrofonseparasjon på 2,3cm vil for en normalt innfallende planbølge ved 30 Hz ha et faseskift på

$$360^\circ \cdot \frac{\Delta x}{\lambda} = 360^\circ \cdot \frac{0,023m}{11,47m} \approx 0,72^\circ$$

En fasedifferanse på  $0,015^\circ$  mellom mikrofonenes frekvensrespons vil da kun medføre en feil på omtrent 2,1 %, og feilen minker etter hvert som frekvensen stiger.

Figuren under viser hvordan målingene i ekkofritt rom også gir veldig store avvik i strålingsresistansen når den beregnes med forskjellige mikrofon-signaler som i det forrige tilfellet.



figur 3-36: Strålingsimpedansen ekkofritt, beregnet med alternative mikrofon-signaler

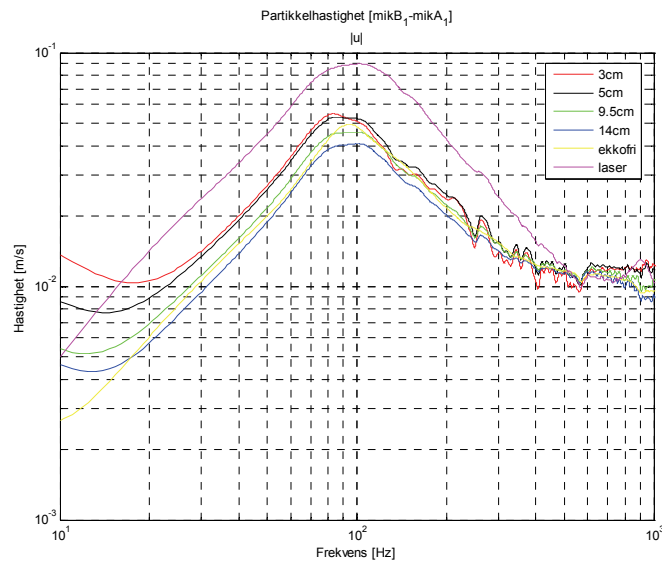
### 3.4.4 Endring av $\Delta x$ og sammenligning av u og v

I dette avsnittet vil målinger av partikkelhastigheten sammenlignes med målinger av svingehastigheten. Begge målingene ble utført med kalibrerte verdier. Samtidig vises også effekten av å endre mikrofonseparasjonen mellom 3 cm og 14 cm. Den nærmeste mikrofonen var i en avstand på 11cm fra membranets senter, mens den andre flyttes for å oppnå de forskjellige mikrofonseparasjonene. Målingene er utført i et ganske lite rom med mye refleksjoner, bortsett fra en enkelt måling foretatt i ekkofritt rom.

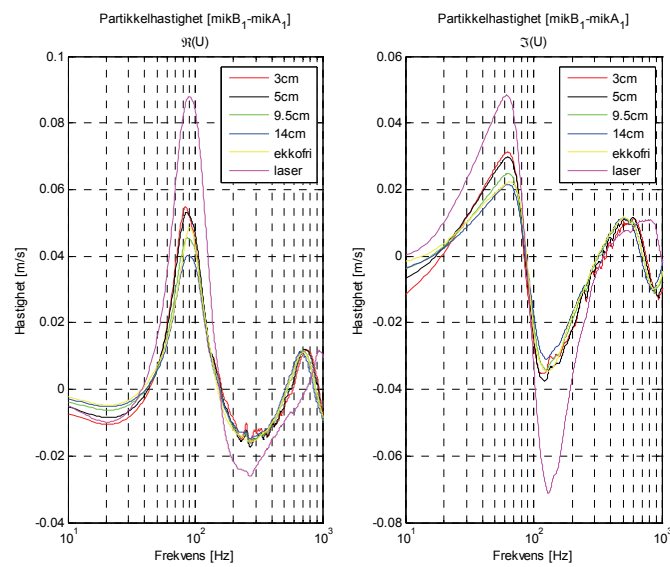
Absoluttverdien av svingehastigheten vises i figur 3-37 nedenfor, mens realdel og imaginærdel vises i figur 3-38. Grafen forklart som "laser" i figuren er målingen med vibrometer, 3cm, 5cm, 9,5cm og 14cm antyder mikrofonseparasjonen, mens ekkofri er en måling gjort i ekkofritt rom med 3cm separasjon.

Resultatene for målingene i vanlig rom i figur 3-37 kan i første omgang tyde på at en større mikrofonseparasjon gir bedre resultater ved de aller laveste frekvenser, men målingen i ekkofritt med 3cm separasjon forkaster igjen en slik påstand da den samsvarer best med vibrometermålingen.

Ellers fremgår det av figurene at svingehastigheten er ganske mye større enn partikkelhastigheten, noe som nok skyldes måleavstanden. Utover dette er frekvensresponsen omtrent lik, og figur 3-38 viser at partikkelhastigheten i stor grad er i fase med membranhastigheten, bortsett fra ved de aller laveste og høyeste frekvenser.



figur 3-37: Svingehastighet og partikkelhastighet, forskjellige  $\Delta x$ , absoluttverdi



figur 3-38: Svingehastighet og partikkelhastighet forskjellige  $\Delta x$ . Venstre: Realdel. Høyre: Imaginær del





## 4 Diskusjon og konklusjon

### 4.1 Mulige feilkilder

#### 4.1.1 Støy

Målingene av strålingsimpedansen resulterer i alle tilfellene i en ganske konstant imaginærdel som samsvarer med de forenklede modellene. Også endringen i omgivelsene fra ekkofritt til utendørs med 1 refleksjon ser ut til å stemme med forventningene i form av økt imaginærdel og redusert resonansfrekvens.

Realdelen på sin side avviker mye mer fra teorien og påvirkes også i større grad av endringer i måleoppsettet. Hvis en ser tilbake på figurene for strålingsimpedansen er det kanskje ikke så rart at imaginærdelen lettere måles korrekt, siden den er såpass mye større enn realdelen. Hvis det er et problem med dårlig signal/støy forhold er det da i første omgang realdelen som vil bli påvirket av dette. Likevel ble det vist i alle målingene at signal/støy forholdet virket veldig lovende, i hvert fall for frekvenser over 30 Hz. Dette var også forventet siden det måles svært tett på kilden, med et kraftig målesignal.

#### 4.1.2 Fasefeil

Det ble vist at mikrofonene hadde en maksimal fasedifferanse på 0,015 grader ved 30Hz og avtagende mot 0,05 grader ved 300Hz. I tilfellet for 30Hz, hvor denne feilen vil ha mest å si, ble det funnet å kunne medføre ca 2% feil. Altså ikke nok til å forklare avvikene i målingene.

#### 4.1.3 Nærfeltsfeil

I avsnittet om nærfelt i kapittel 2, ble det påpekt at partikkelhastigheten i det geometriske nærfeltet muligens tilsvarer det hydrodynamiske nærfeltet. Dette ble funnet såpass sent i utførelsen av oppgaven at det ikke ble rullet å studere effekten av å ta høyde for dette i beregningene. Metoden for beregning av partikkelhastighet tar utgangspunkt i at lydfeltet er likt ved begge mikrofonene, altså at lydtrykket og partikkelhastigheten avtar på samme vis ved begge mikrofonene. På grunn av at mikrofonseparasjonen er såpass kort i målingene er det likevel lite som tyder på at dette skulle ha så mye å si for resultatet.

### 4.2 Problemer knyttet til måleomgivelser

I prosjektet ble det bare rullet å måle i ekkofritt rom og utendørs. Målingen utendørs ble gjort for å få tilnærmete frittfelt forhold bortsett fra refleksjonen fra underlaget. Som nevnt tidligere er det nok mulig at avstanden mellom kilden og reflektoren utendørs er litt uheldig da destruktiv interferens fra underlaget inntreffer omtrent ved høyttalerens resonansfrekvens. Det kan også ha vært et problem med for mye vind utendørs, da det ikke ble brukt vindhette på mikrofonene, men nok en gang er dette lite synlig i signal/støy forholdet vist angående utendørs målingene.

Det ble forsøkt mot slutten å finne et passende lokale innendørs der det ville være sikkert at vind ikke kunne bli et problem. Dette lyktes det ikke med, da det er snakk om et rom med veldig store dimensjoner for å kunne måle impulsresponsen ned til 20 Hz uten refleksjoner.

## 4.3 Videre arbeid

### 4.3.1 Beregningen av utstrålt effekt

På grunn av usikkerheten rundt målingen av strålingsresistansens endring mellom omgivelsene og utallige forsøk på å finne eventuelle feilkilder, lyktes det ikke å fullføre studiene omkring hvorvidt den utstrålte effekten som ble beregnet var et godt estimat på høyttalerens faktiske effekt. Resultatene av beregningene som har blitt vist i flere tilfeller, antyder å kunne gi et forholdsvis riktig bilde på totalt utstrålt effekt. Det er i denne sammenheng at størrelsene  $g_p$ ,  $g_v$  og  $g_u$  må benyttes da det ble vist at lydtrykket, svingehastigheten og partikkelhastigheten avtar mot kanten av høyttalermembranet. Om det er forholdet  $g_p/g_v$  eller  $g_p/g_u$  som bør benyttes gjenstår å se.

Som enkelte av figurene har vist, har måleavstanden medført at både lydtrykket og partikkelhastigheten (og dermed estimatet av svingehastigheten) er noe lavere enn det ville vært like inntil kilden. Det forventes da at den utstrålte effekten som blir beregnet på grunnlag av målingene vil være noe underestimert i forhold til den virkelige verdien. Men avsnittet om nærfeltseffektene til punktkilder og kilder med en viss størrelse viste at lydtrykket kan beregnes inntil kilden om man kjenner måleavstanden. Det vil altså være snakk om frekvensavhengig skaleringsfaktor for å finne den eksakte utstrålte effekten.

#### 4.3.1.1 Målepunkt

En alternativ metode på å finne middelverdiene av de målte størrelsene kunne vært å foreta målingene litt usentrert på membranet. For eksempel ble det i figur 3-12 funnet at middelverdien av lydtrykket tilsvarte en faktor 0,85 (ca -0,71dB) verdien målt i senter over et stort frekvensområde. Jmført med figur 3-11 vil man dermed kunne finne middelverdien ved å måle omtrent i et punkt fra senter ved  $x/a = 0,7$ . Tilsvarende kan også gjøres for svingehastigheten og partikkelhastigheten.

#### 4.3.1.2 Alternativ måling av utstrålt effekt

For å sammenligne med en alternativ måling av utstrålt effekt var det ment å benytte en måling av lydtrykket på omkring en meters avstand fra høyttaleren i ekkofritt rom. Intensiteten er for en plan bølge gitt som

$$I_r = \frac{P_{eff}^2}{\rho c},$$

hvor  $I_r$  er intensiteten i radiell retning fra høyttaleren. Hvis man antar at en høyttaler er en omnidireksjonell kilde ved lave frekvenser kan total utstrålt effekt dermed finnes ved å integrere rundt kildens overflate, eller

$$W_{utstrålt} = I_r 4\pi r^2,$$

der  $r$  er måleavstanden. Det ble mot slutten av oppgaven dessverre ikke rullet å foreta slike målinger.

#### **4.4 Til slutt**

Den store utfordringen i oppgaven og rapporten har vært at målingene ikke har innfridd forventningene i så stor grad som det var ønskelig. Mye tid har gått med til feilsøking i både måleoppsettet, beregningsalgoritmer og selvsagt også teorien bak det hele. Oppgaven har vært veldig omfattende da det ligger til grunn mye teoretisk forarbeid for å kunne tyde målingene samtidig som at måleoppsettet med tilhørende programvare også i mange tilfeller har vært en utfordring å beherske.

Det har nok i oppgaven blitt forsøkt å dekke et litt for stort område på en og samme gang, selv om det i rapporten har blitt forsøkt å holde det hele oversiktlig og lettleselig.

Bak målingene av strålingsimpedansen lå et ønske om å kunne designe et inversfilter på grunnlag av påvisningen av omgivelsenes påvirkning på målingene. Da det i målingene ikke lyktes å nå så langt har dette blitt lagt til sides under hele rapporten. Det vil kreves en god del videre arbeid med problemene tilknyttet målingene før de eventuelt kan benyttes som grunnlag for et inversfilter.

Forhåpentligvis kan denne rapporten være en nyttig kilde til informasjon om begrensingene, men også de mange mulighetene med denne målemetoden.



## 5 Referanser

[Beranek, 1986] L.L.Beranek, *Acoustics*, American Institute of Physics, New York, USA, 1986.

[Borwick, 2001] Borwick, *Loudspeaker and Headphone Handbook*, 3<sup>rd</sup> edition, Reed Educational and Professional Publishing Ltd, 2001. ISBN 0-240-51578-1.

[Crocker og Arenas, 2003] M.J.Crocker and J.P.Arenas, *Fundamentals of the Direct Measurement of Sound Intensity and Practical Applications<sup>1</sup>*, Acoustical Physics, Vol. 49, No. 2, 2003, pp. 163-175.

[Keele, 1973] D.B.Keele,Jr,*Low-Frequency Loudspeaker Assessment by Nearfield Sound-Pressure Measurement*, AES 45<sup>th</sup> Convention, Los Angeles, 1973.

[Kinsler et al., 1999] L.E.Kinsler et al., *Fundamentals of Acoustics*, 4<sup>th</sup> edition, John Wiley & Sons, Inc.,NJ,USA, 1999. ISBN 0-471-84789-5

[Vigran, 2002] T.E.Vigran, *Bygningsakustikk – et grunnlag*, Tapir Akademisk Forlag, Trondheim 2002. ISBN 82-519-1725-5.

[McLachlan, 1960] N.W.McLachlan, *Loudspeaker Theory, Performance, Testing and Design*, Publications, New York, 1960.

[Morset, 2006], Morset Sound Development, <http://www.winmls.com/>, (21-06-2006)

[Newell, 2003] P.Newell, *Recording Studio Design*, Focal Press, Oxford, Burlington, 2003. ISBN 0 240 51917 5

[Pedersen et al., 1994] J.A.Pedersen et al.,*The Distribution of the Low Frequency Sound Field and its Relation to Room Equalization*,AES 96<sup>th</sup> convention, Amsterdam, 1994, February 26-March 01. Preprint number 3852.

[Pedersen, 2003] J.A.Pedersen, *Adaptive Bass Control – The ABC Room adaption system*, AES 23<sup>rd</sup> International Conference, Copenhagen, Denmark, 2003 May 23-25.

[Pierce, 1989] A.D.Pierce, *Acoustics-An introduction to its Physical Principles and Applications*, ASA, Woodbury, NY, USA, 1989.

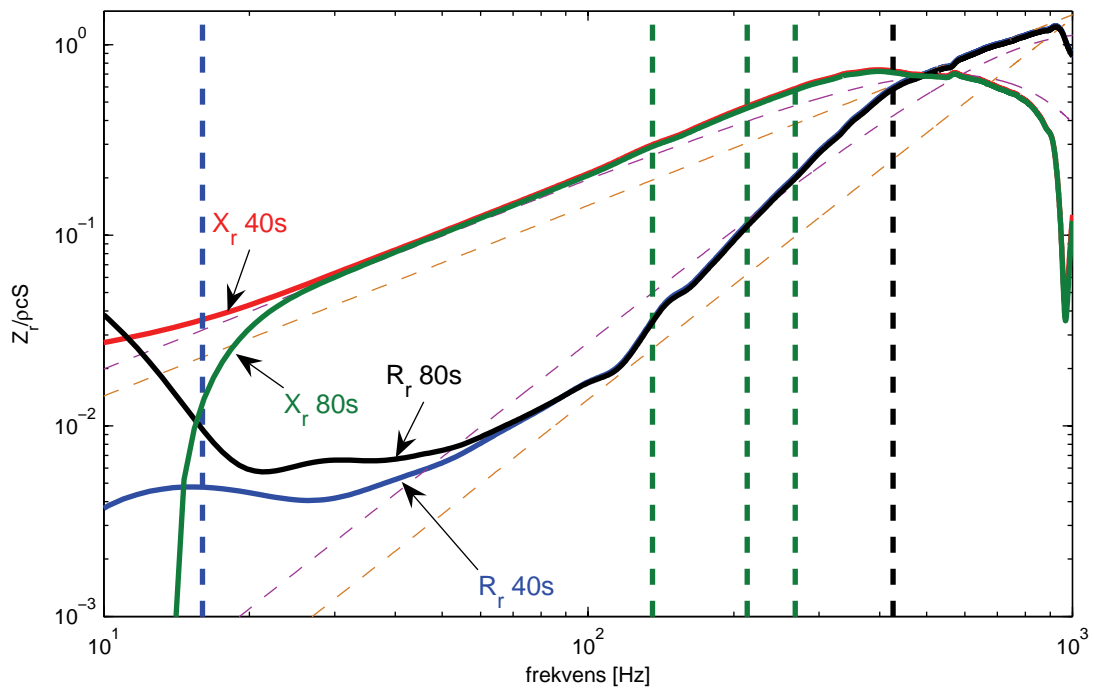
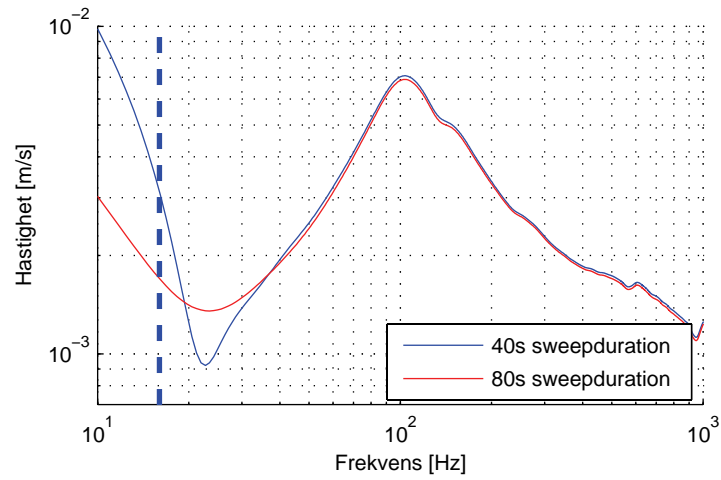
[Waterhouse, 1958] R.V.Waterhouse, *Output of a Sound Source in a Reverberation Chamber and Other Reflecting Environments*, J. Acoustical Society of America, vol.30, No.1, pp. 4-13, January 1958.

[Svensson, 2006], Peter Svensson, Muntlige samtaler, Jan.-Juni, 2006.



# Vedlegg A: Forskjell 40 sekunder og 80 sekunder måletid

Målingene som vises her ble gjort i ekkofritt rom med 2 målinger og 2 aktive mikrofoner.







## Vedlegg B: Måleresultater, alternative mikrofon signaler

Her vises noen flere resultater som illustrerer effekten av å bruke mikrofon signalene fra enten måling1, måling2, mikrofon A, mikrofon B eller begge. I denne rekkefølgen:

Kompleks lydtrykk

Kompleks partikkelhastighet

Absoluttverdi partikkelhastighet

Utstrålt effekt

