

# En studie av flutterekko med hensyn på geometrisk akustikk og kantdiffraksjon

**Harald Skjong**

Master i elektronikk

Innlevert: januar 2015

Hovedveileder: Peter Svensson, IET

Medveileder: Tor Halmrast, Statsbygg

Norges teknisk-naturvitenskapelige universitet  
Institutt for elektronikk og telekommunikasjon



## Problembeskrivelse

Flutterrekko er et kjent akustisk fenomen som oppstår når et pulssignal reflekteres mellom to parallelle flater. Dette oppstår ofte i små og avlange rom med mye demping i gulv og himling slik at refleksjonen mellom de parallelle platene blir domierende. Dette kan ofte oppfattes som med en tonal karakteristikk. Derfor er ikke dette ønsket i for eksempel kontrollrom, øvingsrom for musikk eller generelt i oppholdsrom. Flutter eksiteres av pulssignaler, som for eksempel klap-ping, fottrinn. Oppgaven er foreslått av Tor Halmrast i Statsbygg for å undersøke problemet nærmere, samt underbygge teorier fra tidligere arbeider. Til tross for at flutter er et svært kjent fenomen innen bygningsakustikk er det ikke gjort så mange undersøkelser på fenomenet.

Etterklangen av flutter kan utledes ved demping av intensitet for plane bølger gitt av absorpsjon og luftdemping, samt et empirisk utledet uttrykk som et resultat av diffraksjon. Det er særlig det sistnevnte uttrykket som er av interesse. Fra tidligere arbeider er dette kun utledet empirisk ved å undersøke etterklangen for ulike flatestørrelser. I denne oppgaven skal refleksjonen fra en endelig stor flate undersøkes opp mot forenklete teorier av kantdiffraksjon. Deretter skal det undersøkes om disse teoriene utledes videre for flere refleksjoner. Dette er gjort med praktiske forsøk i ekkofritt og numeriske beregninger. Det praktiske forsøket består av to parallelle plater som også gir mulighet til å studere vinkel mellom platene, samt studier av en enkelt plate. Måleresultater er undersøkt med Schroederkurver samt spekulære refleksjoner. De numeriske beregningene er undersøkt med geometrisk akustikk for uendelige og endelig store flater.



## Forord

Denne masteroppgaven er utført ved Norges Teknisk Naturvitenskapelige Universitet, NTNU, og avslutter mitt masterstudium innen elektronikk og telekommunikasjon. Oppgaven er foreslått av Tor Halmrast i Statsbygg. Oppgaven er gjennomført i tidsrommet september 2014 til januar 2015.

Forfatteren av denne oppgaven ønsker gjerne å takk Peter Svensson for god veiledning gjennom hele masteroppgaveperioden. Stor takk går også til Tor Halmrast for en interessant oppgave og mange gode samtaler. Ønsker også gjerne å takke Tim Cato Netland for utlån og teknisk veiledning av måleutstyr. Tilslutt går også stor takknemlighet til mekanisk verksted ved instituttet, som bidratt med å gjøre det praktiske forsøket mulig.

*Harald Skjong*, januar 2015, Trondheim



## Sammendrag

Flutterekko er et akustisk fenomen som oppstår når gjentatte refleksjoner oppstår mellom to eller flere flater. Dette eksiteres av pulssignal, som for eksempel klapping, og har en etterklang som ofte er lenger enn etterklangen i resten av rommet. Flutter oppstår gjerne i avlange rom med mye demping i gulv og himling. Dette oppfattes som svært forstyrrende.

I denne oppgaven er det fokusert på å undersøke flutter med praktiske forsøk med to parallelle plater, samt undersøkelser med geometrisk og forenklete matematiske modeller som Kirchoff-Fresnel approksimasjon og fresnelsoner, samt speilkildeimplementering og diffraksjonsberegninger.

I første eksperiment er responsen fra kun en plate undersøkt. Dette er gjort med praktiske forsøk, diffraksjonsberegninger og forenklete matematiske modeller. I andre eksperiment benyttes to parallelle plater i det praktiske forsøket for å undersøke flutter. Med fokus på impulsrespons, etterklang og Schroederkurver er disse resultatene undersøkt. I siste del er impulsrespons, frekvensrespons og Schroederkurver av flutter simulert numerisk.

Resultater viser at kantdiffraksjon for en plate kan beregnes bra med første ordens kantdiffraksjons. Det er også vist at diffraksjonsasymptoter og rippeeffekter av forsøket kan beskrives med Kirchoff-fresnel approksimasjon og fresnelsoner. Flutterfenomenet er undersøkt med spekulære refleksjoner, og viser både sfærisk og eksponentiell demping. Impulsresponsen for vinklede plater har vist seg også mulig å simulere med speilkilder ved å plassere disse om en sirkulær geometri. Schroederkurvene av målt impulsrespons viser at dempingen ikke faller eksponentielt etter første 5[dB] demping, som tilsier at ISO3382 ikke er den beste metoden for å beregne etterklangstiden T30. Frekvensresponsen av simulert flutter viser skarpe frekvenstopper for samme frekvenser som den målte impulsresponsen, for både spekulære og første ordens kantdiffraksjonsberegninger. Sistnevnte viser også 6 [dB] økning av frekvenstopper med kantdiffraksjonsberegninger grunnet positive interferenseffekter fra diffraksjonspulsene. Dessverre antyder Schroederkurvene av simulert impulsrespons avvik fra målt impulsrespons ved lavere frekvenser, noe som indikerer at første ordens kantdiffraksjons ikke er tilstrekkelig for beregning av etterklangen av flutter ved lave frekvenser. Det er også nødvendig med høyere ordens refleksjoner for å øke lengden av impulsrespons.





## Abstract

This report covers a study on the acoustic phenomenon called flutter echo, also known as fluttering. Flutter echoes are multiple reflections between two parallel walls excited by pulsing sounds. This appears often in corridors, where the end walls are totally reflecting and roof and ceiling are acoustically absorbing. Fluttering is a very disturbing effect, especially in monitoring rooms.

In this assignment fluttering is studied with practical experiments by measuring impulse response between two plywood panels situated in parallel, with geometrical acoustics and edge diffraction estimations.

In the first part of the assignment one single reflection was studied utilizing one single plywood plate. The results were investigated using Kirchoff-fresnel approximation, Fresnel-zone calculations and diffractions computations. In the second part of the report, a study of the flutter phenomenon was investigated using specular reflections and Schroeder curves. Finally, the impulse response and the reverberation of flutter were simulated using first order diffraction simulations.

The results show that edge diffraction can be simulated well using first order diffraction models. Both Kirchoff-fresnel shows the same asymptotic behavior as the simulations, and Fresnel-zone could be used to estimate positive and negative interference effects of for the plate for different source and receiver positions. The flutter phenomenon was investigated using specular image sources. This shows that measured decay is dependent on both a spherical and exponential decay. The impulse response of flutter shows a pulsating behavior for both early and late decay, this shows that flutter is being observed. Inclination of plates was shown to be possible to simulate using point sources located on an imaginary circle with radius dependent on inclination of walls. The Schroeder curves of the measured impulse response do not decay exponentially after the first 5[dB] reduction. This implies that the standard ISO3382 should be used with care when estimating reverberation. The frequency response of the impulse response shows sharp peaks dependent on the arriving pulses. This can be simulated using both specular and first order diffraction estimations. The first order diffraction frequency response shows a 6[dB] increase for the first frequency peaks, which is due to positive interference effects from the diffraction pulses. Despite being able to simulate frequency and impulse response of flutter, the Schroeder curves don't imply that first order diffraction is sufficient to estimate the reverberation of flutter. This is due to the large deviations for lower frequencies. Higher order reflections are also necessary to increase the length of the impulse response.



# Innhold

Problembeskrivelse . . . . .	I
Forord . . . . .	III
Sammendrag . . . . .	V
Abstract . . . . .	VII
Innhold . . . . .	IX
Liste av figurer . . . . .	XI
Liste av tabeller . . . . .	XIV
<b>1 Introduksjon</b>	<b>1</b>
1.1 Bakgrunn for oppgaven . . . . .	1
1.2 Tidligere arbeid . . . . .	1
1.3 Besvarelse av Problemstilling . . . . .	2
1.4 oppbygning av oppgaven . . . . .	2
<b>2 Relevante begreper og størrelser</b>	<b>3</b>
2.1 Harmoniske plane bølger . . . . .	3
2.2 Sfæriske bølger . . . . .	3
2.3 Speilkilder . . . . .	3
2.4 Akustisk intensitet . . . . .	4
2.5 Etterklangstiden $T_{30}$ . . . . .	4
<b>3 Teori</b>	<b>5</b>
3.1 Flutterrekke . . . . .	5
3.2 Kantdiffraksjon . . . . .	5
3.3 Løsning for kantdiffraksjon med sekundære lyd-kilder . . . . .	8
3.4 Enkel diffraksjonsløsning fra senter av endelig stor flate . . . . .	9
3.5 Fresnelsoner . . . . .	9
3.6 Baklengs integrasjon - Schroederkurver . . . . .	10
3.7 Flutterasymptoter for etterklang . . . . .	11
<b>4 Målemetode og utstyr</b>	<b>13</b>
4.1 Utførte målinger . . . . .	13
4.1.1 Høyttalerrespons . . . . .	16
4.1.2 Måling av bøyning i måleplateplate . . . . .	17
4.1.3 Utstyrliste . . . . .	17
4.2 Simulering med geometrisk akustikk . . . . .	19
4.2.1 Horisontale speilkilder . . . . .	19
4.2.2 Speilkilder med vinkel mellom platene . . . . .	20
4.2.3 EDBtoolbox: estimering av kantdiffraksjon . . . . .	22

4.2.4	Etterklang av simuleringer . . . . .	22
<b>5</b>	<b>Resultater</b>	<b>23</b>
5.1	Frekvensrespons for en platerrefleksjon . . . . .	23
5.1.1	Fresnelsoner . . . . .	26
5.2	Flutter . . . . .	28
5.3	Simulerte pulstog av flutter . . . . .	29
5.3.1	Pulstog . . . . .	29
5.3.2	Speilkilder for vinkler mellom plater . . . . .	33
5.4	Etterklangsmålinger . . . . .	34
5.5	Simulering av flutter med EDB1toolbox . . . . .	37
5.6	Etterklang av simulert impulsrespons . . . . .	41
5.7	Avvik målinger . . . . .	43
<b>6</b>	<b>Diskusjon</b>	<b>45</b>
6.1	Platerespons . . . . .	45
6.2	Flutterekko . . . . .	46
6.2.1	Pulstog . . . . .	46
6.2.2	Schroederkurver og etterklangsmålinger . . . . .	47
6.3	Simulert impulsrespons med EDBtoolbox . . . . .	48
6.4	Målt og simulert frekvensrespons av flutter . . . . .	49
6.5	Schroederkurver av første ordens kantdiffraksjonssimulering . . . . .	49
6.6	Feilkilder . . . . .	51
6.7	Videre arbeid . . . . .	52
<b>7</b>	<b>Konklusjon</b>	<b>53</b>
<b>A</b>	<b>APPENDIX</b>	<b>57</b>
A.1	Høytalerrespons . . . . .	57
A.2	Generell løsning for diffraksjon . . . . .	59
A.3	Modell brukt til simulering av en plate . . . . .	60
A.4	Modell brukt til simulering av to plater . . . . .	60
A.5	Utvalg plateresponsmålinger . . . . .	61
A.6	Skript for kompilering av EDB toolbox . . . . .	63
A.7	Frekvensrespons flutter . . . . .	63
A.8	Simulering med speilkilder . . . . .	66
A.8.1	Horisontale speilkilder . . . . .	66
A.8.2	Vinkel speilkilder . . . . .	67
A.9	Radius av bøyning i måleplate . . . . .	69

# Figurer

3.1	1. orden kantdiffraksjon . . . . .	6
3.2	2. orden kantdiffraksjon . . . . .	7
3.3	Illustrasjon av en uendelig kant, Hentet fra [1, s.3683] . . . . .	9
3.4	Illustrasjon av Fresnelradier, Hentet fra [12, s.83] . . . . .	10
3.5	Plot av fresnelsoner på en kvadratisk flate på $1,5 \times 1,5[m^2]$ , områder innenfor $r_1$ , merket (+), vil bidra med positiv interferens. Områder innenfor $r_2$ , merket (-), vil bidra med negativ interferens . . . . .	11
4.1	Illustrasjon av forsøk . . . . .	14
4.2	Vinkel av platene der $\beta = \beta_1 + \beta_2$ . . . . .	14
4.3	Målinger av platerespons . . . . .	15
4.4	Målig av platerespons . . . . .	15
4.5	Forsøk med parallelle plater med kilde plassert 0.375m fra bunnplaten . . . . .	16
4.6	Illustrasjon av forsøk med vinkel $20^\circ$ . . . . .	16
4.7	Måling av høyttalerrespons . . . . .	17
4.8	Måling av bøyning i bunnplaten . . . . .	18
4.9	Illustrasjon for måling av bøyning i bunnplaten . . . . .	18
4.10	Plot av speilkilder for parallelle plater. Svarte streker illustrerer reflekterende flater. Stem-plot er viser den horisontal dempingen avhengig av antall refleksjoner (3.16) . . . . .	19
4.11	Speilkilder for vinkel mellom flater, der $l$ er avstanden mellom senter av flatene, $r_h$ er avstand fra senter av sirkel til kilde, og $\beta$ er vinkelsummen mellom flatene . . . . .	20
4.12	Visualiserte speilkilder for $20^\circ$ . . . . .	21
4.13	Visualiserte speilkilder for vinkel $2^\circ$ . . . . .	21
5.1	Målt og simulert demping for plate på $1.5 \times 1.5 m^2$ med kilde og mottaker plassert henholdsvis 2,787 og 2,176 meter fra senter av platen . . . . .	24
5.2	Utsnitt av figur 5.1 for $f \in [200, 6000]Hz$ . . . . .	25
5.3	Fresnelsoner der det oppstår positiv interferens . . . . .	26
5.4	Fresnelsoner der det oppstår negativ interferens . . . . .	26
5.5	Plot av simulert platerespons der kilde er plasser $10[m]$ fra plate og mottaker plasser $7[m]$ fra flate . . . . .	27
5.6	Logaritmisk plot, av normalisert intensitet med simulert intensitet for sfærisk, plan og produktet av disse med $\alpha = 0.05$ . . . . .	28
5.7	Plot av normalisert impulsrespons for $l_{hoyt} = 0.75[m]$ og $l_{mic} = 0,375[m]$ og simulerte geometrisk estimerte pulser . . . . .	29
5.8	Speilkildeberegning fra en speilkilde med to virtuelle kanter mellom speilkilde og mottaker . . . . .	30

5.9	Utsnitt av flutter for $t \in [0, 41 : 0, 44][s]$ for kilde plasser $0,75[m]$ fra bunnplaten og mottaker plasser $0,375[m]$ fra topplaten . . . . .	30
5.10	Plot av impulsrespons for kilden $l_{hoyt} = 0,375[m]$ og $l_{mic} = 0,5625[m]$ og simulerte geometrisk estimerte pulser . . . . .	31
5.11	Utsnitt av flutter for normalisert logaritmisk intensitetsplot for $t \in [0, 54 : 0, 57][s]$ der, der kilden er plassert $L_{hoyt} = 0,75[m]$ over bunnplaten, og mottaker er plassert $L_{mic} = 0,5625[m]$ under topplaten . . . . .	32
5.12	Speilkilder for vinkelsum , $\beta = 20^\circ$ , plottet med impulsresponsen for parallelle plater . . . . .	33
5.13	Utsnitt av 5.12 fra 6 puls . . . . .	33
5.14	Normaliserte Schroederkurver for tredels oktavbånd $250[Hz]$ (rød) , $400[Hz]$ (blå), $630[Hz]$ (grønn) og $1[kHz]$ (lys blå) beregnet med winMLS 2008 . . . . .	34
5.15	Schroederkurver for tredels oktavbånd $2000[Hz]$ (grønn) , $3150[Hz]$ (blå), $630[Hz]$ (grønn) og $5000[Hz]$ (l ) beregnet med winMLS 2008 . . . . .	34
5.16	Målt etterklangstid for to ulike kildeposisjoner med teoretisk etterklangskurve med $\alpha = 0,02$ og $h = 33$ . . . . .	35
5.17	Normalisert Schroederkurve for økende vinkel ved $2[kHz]$ ved tredels oktavbånd . . . . .	35
5.18	Målt etterklangstid for ulike vinkler . . . . .	36
5.19	Beregnet etterklang fra $-15[dB]$ til $-45[dB]$ . . . . .	36
5.20	Et utsnitt av simulert impulsrespons med <i>EDB1toolbox</i> for spekulære og 1.ordens kantdiffraksjonsberegninger. Kilde er plassert mellom platene, $L_{hoyt} = 0,75[m]$ og mottaker plassert $0,375[m]$ fra topplaten . . . . .	37
5.21	Et utsnitt av simulert impulsrespons for $t \in [0,004; 0,014][s]$ med <i>EDBtoolbox</i> for 1.ordens kantdiffraksjonsberegninger of måling. Kilde er plassert mellom platene, $L_{hoyt} = 0,75[m]$ og mottaker plassert $0,375[m]$ fra topplaten . . . . .	38
5.22	Frekvensrespons av flutter for målt impulsrespons og spekulær simulert impulsrespons . . . . .	39
5.23	Frekvensrespons av flutter for målt impulsrespons og 1. ordens kantdiffraksjonsimulering . . . . .	40
5.24	Normalisert Schroederkurve av simulert impulsrespons med 1.ordens kantdiffraksjon for oktavbånd $f_c \in [250, 8000]$ . . . . .	41
5.25	Normalisert Schroederkurve av simulert impulsrespons med 1.ordens kantdiffraksjon og spekulære refleksjoner for oktavbånd $4[kHz]$ og $8[kHz]$ . . . . .	41
5.26	Schroederkurve av oktavbåndsfiltret signal for oktavbånd $1000[Hz]$ og $2000[Hz]$ for målt impulsrespons (stiplet linje) og simulert impulsrespons med 1.ordens kantdiffraksjonsberegninger (heltrukket linje) . . . . .	42
5.27	Schroederkurve av oktavbåndsfiltret impulsrespons for oktavbånd $f_{center} = 250[Hz]$ og $f_{center} = 500[Hz]$ for målt impulsrespons (stiplet linje) og simulert impulsrespons med 1.ordens kantdiffraksjonsberegninger (heltrukket linje) . . . . .	42
5.28	Schroederkurve for to forskjellige måledatoer . . . . .	43
A.1	Normalisert horisontal høyttalerrespons som funksjon av avstand, merket med kantdiffraksjon fra baksiden av høyttaler, se figur 4.7a . . . . .	57
A.2	Normalisert vertikal høyttalerrespons som funksjon av avstand, merket med kantdiffraksjon fra baksiden av høyttaler, se figur 4.7b . . . . .	58
A.3	Normalisert frekvensrespons høyttalerposisjoner . . . . .	59
A.4	Platerespons for en plate med areal $1,5 \times 1,5[m^2]$ med kilde plassert $2,787[m]$ ut fra senter av platen og mikrofon $1,124[m]$ ut fra senter av platen . . . . .	61
A.5	Et utsnitt av figur A.4 for $f \in [117, 12500][Hz]$ . . . . .	61
A.6	Platerespons for en plate med areal $1,5 \times 1,5[m^2]$ med kilde plassert $1,799[m]$ ut fra senter av platen og mikrofon $0,86[m]$ ut fra senter av platen . . . . .	62

A.7 Utsnitt av figur A.6 for $f \in [85, 12500][Hz]$ . . . . .	62
A.8 Frekvensrespons av flutter med 1. ordens kantdiffraksjon . . . . .	64
A.9 Frekvensrespons av flutter med geometrisk akustikk . . . . .	64
A.10 Avbøyning sirkeltegning . . . . .	69

# Tabeller

4.1	Måling av platerespons med kilde $L\_hoyt = 2,787[m]$ fra platen . . . . .	13
4.2	Måling av platerespons med kilde $L\_hoyt = 1,799[m]$ fra platen . . . . .	14
4.3	Kilde $0,75[m]$ fra bunnplaten . . . . .	17
4.4	Kilde $0,375[m]$ fra bunnplaten . . . . .	17
4.5	Utstyrliste Akustiske målinger . . . . .	18
5.1	Avvik fra 1.orden diffraksjon og (3.9) . . . . .	23
5.2	Estimerte frekvenser for positive interferenseffekter . . . . .	27
5.3	Estimerte frekvenser for negative interferenseffekter . . . . .	27
5.4	Avvik fra 1.orden diffraksjon og (3.9) . . . . .	36
5.5	Frekvenstopper flutter for målt impulsrespons, spekulære refleksjoner og første orden kantdiffraksjons simuleringer . . . . .	39
5.6	Avvik nivåer for frekvenstopper . . . . .	40
A.1	Frekvenstopper flutter . . . . .	65
A.2	Avvik nivåer for frekvenstopper . . . . .	65



# Introduksjon

## 1.1 Bakgrunn for oppgaven

Flutterekko er et fenomen som oppstår når refleksjonen mellom to parallelle, plane flater blir dominerende. Fenomenet oppstår som følge av pulssignal, og kan oppfattes som med en tonal karakteristikk hvis avstanden mellom flatene ikke er alt for lang. Eksempler på pulssignalene som kan eksitere flutterekko kan for eksempel være klapping og fottrinn. Ved tale oppstår det en farging av lydsignalet. I praksis er ikke dette noe annet enn gjentatte ekko av eksitasjonssignalet.

Fra tidligere studier er flutterekko studert med geometrisk akustikk samt studier av etterklngen av flutter. Etterklngen av flutter er beskrevet med hensyn på intensiteten for plane bølger for diskantdemping. Denne er et resultat av dempingen i refleksjonsflatene, samt dempingen i luft. Denne vil primært bidra til absorpsjon ved høyere frekvenser. Etersom flatene er endelig store, vil det også oppstå demping for lavere frekvenser. Det er derfor presentert et empirisk uttrykk for lavfrekvent demping, gitt av forholdet mellom halve bølgelengden og flateareal. Uttrykket er presentert som et resultat av kantdiffraksjon.

Hensikten med denne oppgaven er derfor å se på ulike metoder for å studere flutterfenomenet. Dette skal undersøkes med geometrisk akustikk, Schroederkurver og diffraksjonsberegninger. Med diffraksjonsberegningene er det ønsket å undersøke om det mulig å simulere lavfrekvent demping med første ordens kantdiffraksjon.

## 1.2 Tidligere arbeid

Fluttefenomenet er tidligere undersøkt med hensyn på fysisk og geometrisk akustikk i [2], samt rettningsbestemmelser av fenomenet. Det er også nevnt at flutter vil ha en lenger varighet enn diffusfelt. Videre undersøkelser av flutter omfatter studier av etterklngen av flutter, [3], der et uttrykk for etterklngen for ulike frekvenser er utledet. Dette uttrykket avhenger av flateabsorpsjon, luftabsorpsjon og flatestørrelse, og beskriver hvorfor flutter later til å ende opp i mellomfrekvensområdet. Ulike tiltak for å begrense etterklngen er undersøkt med objekter mellom reflekterende flater, diffusorer og absorbenter på flater, samt vinkling av flatene. Andre modellforsk av flutter er undersøkt i [4], der påvirkning av etterklang ved vinkling av begge flater, samt hvordan en tredje plate kan være med og framprovosere flutter igjen er diskutert. Til tross for at flutter er et kjent akustisk fenomen er det gjort få systematiske undersøkelser av flutter. Dette skyldes trolig at tiltak for å begrense dette er kjent, og dermed kun kort beskrevet i de fleste romakustiske lærebøker, [5] [6] [7]

### 1.3 Besvarelse av Problemstilling

For denne oppgaven skal problemstillingen prøves å besvares med praktiske forsøk og med teoretiske modeller. Det praktiske forsøket er utført i ekkofritt og er designet for å gi mest mulig fleksibilitet. Forsøket er konstruert slik at ulike parametre kan undersøkes, som for eksempel enkel platerespons, vinkler, samt plassering av forskjellig kilde og mottakerposisjoner. De teoretiske modellene som er anvendt er innen geometrisk akustikk. I første forsøker plateresponsen fra kun en plate undersøkt. Denne er studert med etablerte beregningsmodeller for platerespons, samt med kantdiffraksjonsprogrammet *EDBtoolbox* som er implementert i *Matlab*. Videre følger studier av flutterfenomenet. Dette er først undersøkt med geometrisk impulsresponsen av flutterekko og er implementert i *matlab*, for å undersøke hvordan lydsignalet dempes for hver refleksjon og hvordan de ulike pulstogene ser ut for både parallelle plater og vinklede plater. Videre er etterklngen undersøkt med Schroederkurver og  $T_{30}$  beregninger fra WinMLS. Dette er testet både for parallelle plater, og vinklede plater. Impulsresponsen er videre undersøkt med kantdiffraksjonsprogrammet *EDB1toolbox* som kan simulere 12 spekulære refleksjoner med 1.ordens kantdiffraksjon. De simulerte resultatene er undersøkt ved å sammenlikne målt og simulert frekvensrespons, samt etterklang med schroederkurver.

### 1.4 oppbygning av oppgaven

I første del beskrives begreper og størrelser, samt relevant teori som er anvendt i denne oppgaven. Relevante begreper og størrelser tar for seg enheter og størrelser som antas kjent, men som anvendes i senere kapitler. Teorikapitlet omfatter et litteraturstudium av teori som brukes i oppgaven, og som er nødvendig for å diskutere resultatene. Kapitlet vil først presentere flutterfenomenet, for så å gi en innføring i kantdiffraksjon og hvordan dette løses. Deretter følger en presentasjon av Schroederkurver, som er viktige for å undersøke etterklang. Tilslutt presenteres en utledning av likningen for etterklngsklangstid av flutterekko. I dette avsnittet presenteres også uttrykket lavfrekvent demping av flutterekko.

Videre følger målemetode og utstyr. Kapitlet gir en beskrivelse av forsøk, målinger og beregninger som er gjennomført. Deretter følger en presentasjon av resultatene av de utførte målingene.

Avslutningen av rapporten omfatter diskusjon av oppnådde resultater. Dette er ment for å prøve å komme frem til en konklusjon på problemstillingen.

# Kapittel 2

## Relevante begreper og størrelser

Dette kapittelet er ment for å gi en kort beskrivelse av grunnleggende begreper, formler og størrelser som brukes videre i oppgaven. Dette kan antas kjent, og er derfor kort presentert.

### 2.1 Harmoniske plane bølger

Den harmoniske løsningen av bølgelikningen i en dimensjon, kan løses som en sum av to plane bølger som propagerer i henholdsvis positiv og negativ retning[7]. Divergerende bølger kan antas plane ved økende avstander.

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_- = \mathbf{A}e^{j(\omega t - kx)} + \mathbf{B}e^{j(\omega t + kx)} \quad (2.1)$$

### 2.2 Sfæriske bølger

For en sfærisk bølge er trykket gitt av (2.2), der  $A/r$  er trykkamplituden av bølgen. I motsetning til plane bølger er trykket fra sfæriske bølger omvendt proporsjonal med avstanden.

$$p = \frac{A}{r} e^{j(\omega t - kr)} \quad (2.2)$$

### 2.3 Speilkilder

Speilkildemetoden er en metode som brukes for å regne på hvordan sfæriske bølger reflekteres fra en flate. Dette gjøres ved å plassere en speilkilde av hovedkilden bak flaten. Bidraget fra speilkilden multipliseres med refleksjonsfaktoren til flaten[7, s. 163-165] For en bølge med bølglengde langt større enn flaten, kan bidraget fra speilkilden representeres med formel (2.3) , der  $d$  er avstanden mellom kilde og vegg. Ved å addere (2.3) med bidraget fra direktelyden, blir det totale uttrykket for trykket [7, s. 163- 165] [7, s. 163-165]

$$\mathbf{p}_i = \frac{A}{r_-} e^{j(\omega t - kr_-)}, \quad \text{der} \quad (2.3)$$
$$r_- = [(z - d)^2 + y^2 + x^2]^{1/2}$$

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_r + \mathbf{p}_i = A \left( \frac{1}{r_+} e^{-jkr_-} + \frac{1}{r_+} e^{-jkr_+} \right) e^{j\omega t} \quad (2.4)$$

Innen romakustikk er det mulig å anvende speilkilder for å regne på impulsresponsen ved et gitt punkt i et rom. Dette gjøres ved å summere alle speilkildebidragene. Disse er karakterisert ved

at de svekking grunnet avstand ( $1/r$ ) og absorpsjon i veggene og luftabsorpsjon. [8, s 161 - 166] Nivået fra en rundstrålende speilkilde til en omnidireksjonell mottaker kan beregnes med formel (2.5), der  $\alpha$  er absorpsjonen i veggene,  $i$  er veggindeksene av veggene som speilkilder passerer til mottaker,  $m$  er den frekvensavhengige luftabsorpsjonen og  $r$  er avstand fra kilde til mottaker.

$$p_n^2 = \frac{W_k \rho c}{4\pi r^2} e^{-mr} \prod_i (1 - \alpha_i) \quad (2.5)$$

## 2.4 Akustisk intensitet

Den instantane intensiteten av en lydbølge er gitt av  $I(t) = pu$  med enheten  $W/m^2$  og beskriver arbeidet som tilføres på et tilhørende naboelement. Den akustiske intensiteten  $I$  er den tidsmidlede energioverføringen gitt av (2.6). [7, s. 125-126]

$$I = \langle I(t) \rangle_T = \langle pu \rangle_T = \frac{1}{T} \int_0^T pu dt \quad (2.6)$$

For en harmonisk plan bølge som går i  $\pm x$ -retning i er dette reduseres dette uttrykket til

$$I = \pm P^2 / 2\rho_0 c \quad (2.7)$$

For en harmonisk bølge som går i enten + eller - retning blir intensitetsuttrykket

$$I_{\pm} = P_e U_e = \pm P^2 / \rho_0 c \quad (2.8)$$

der  $P_e = P/\sqrt{2}$  og  $U_e = U/\sqrt{2}$

## 2.5 Etterklangstiden $T_{30}$

Etterklangsparemeteren  $T_{30}$  er ifølge *ISO3382* tiden det tar før lyden å dempes fra  $-5[dB]$  til  $-35[dB]$ . Ved å anta dempingen av lyden skjer med en konstant demping, kan denne faktoren multipliseres med en faktor på 3 for å finne etterklangstiden  $T_{60}$ . [9, s.121]

# Kapittel 3

## Teori

Dette kapittelet omfatter et literaturstudium av formler som ansees som relevant til oppgavens problemstilling. Avsnitt 3.2 presenterer kantdiffraksjon, og de tre etterfølgende avsnittene beskriver mulige løsninger av problemet. Videre følger avsnitt 3.6 som presenterer metoden baklengs integrasjon, også kalt Schroederkurver. Dette er en metode som forenkler avlesning og tyding av etterklangskruver. Siste kapittel omfatter en presentasjon og utledning av etterklangsasymptoter av flutterrekko.

### 3.1 Flutterrekko

Flutterrekko, eller fluttering, er et fenomen som oppstår når gjentatte refleksjoner oppstår mellom to, eller flere flater i et rom. Dette framprovoseres av pulssignaler og oppfattes med en tonal karakteristikk hvis ikke avstanden mellom flaten er alt for stor [2]. Hvis avstanden mellom flatene øker vil dette heller lyde som en serie av pulser. Det reverberante feltet av flutterrekko vil beholde pulskarakteristikken og ha farget og lang etterklangstid [6, s.312] [5, s.113]. Eksempler på pulssignaler som kan utløse flutter er for eksempel klapping eller fottrinn. Flutterrekko kan oppstå under flere omstendigheter. Det kan for eksempel oppstå mellom to bygninger, i forelesningssaler med dårlig plasserte absorbenter, og i avlange rom med demping i tak og gulv. Lydmessig kan flutter oppfattes som metallisk med en tonal karakteristikk [2]. Dette skyldes den frekvensavhengige dempingen. For lavere frekvenser dempes lyden grunnet diffraksjon fra reflekterende flate, og for høyere frekvenser skyldes dempingen flate og luftabsorpsjon. Signalet vil derfor starte som et bredbåndssignal og ende opp i mellomfrekvensområdet. Dette beskrives mer i detalj i avsnitt 3.7. Grunnet hørselens sensitivitet til temporære lydssignaler vil denne dempingen for ulike frekvenser oppfattes av hørselen. Dette gjør at flutter later til å ende opp i mellomfrekvensområdet.

Flutterrekko er naturlig et svært forstyrrende fenomen som er viktig å unngå innen romakustikk. Det finnes derfor flere tiltak for å unngå dette. De vanligste tiltakene er plassering av absorbenter eller diffusorer på en av flatene, eller vinkling på flatene [6, s.753]. Vinkling av flatene kan fjerne hørbart flutter med en vinkling på  $5^\circ$  [5, s.304], men kan også virke mot sin hensikt hvis en tredje flate slutter refleksjonsbanen [6, s.753]

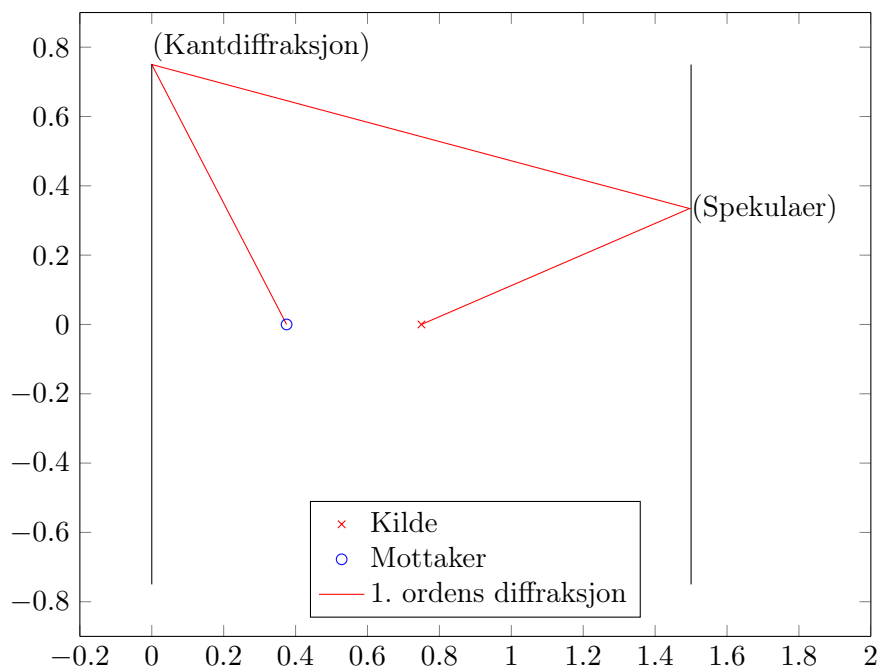
### 3.2 Kantdiffraksjon

Diffraksjon er et akustiske fenomen som beskriver hvordan lydbølger forholder seg til endelige flater. For flater som står i ro vil dette tilsi: (i)spredning fra flaten, (ii)refleksjon eller (iii)passere

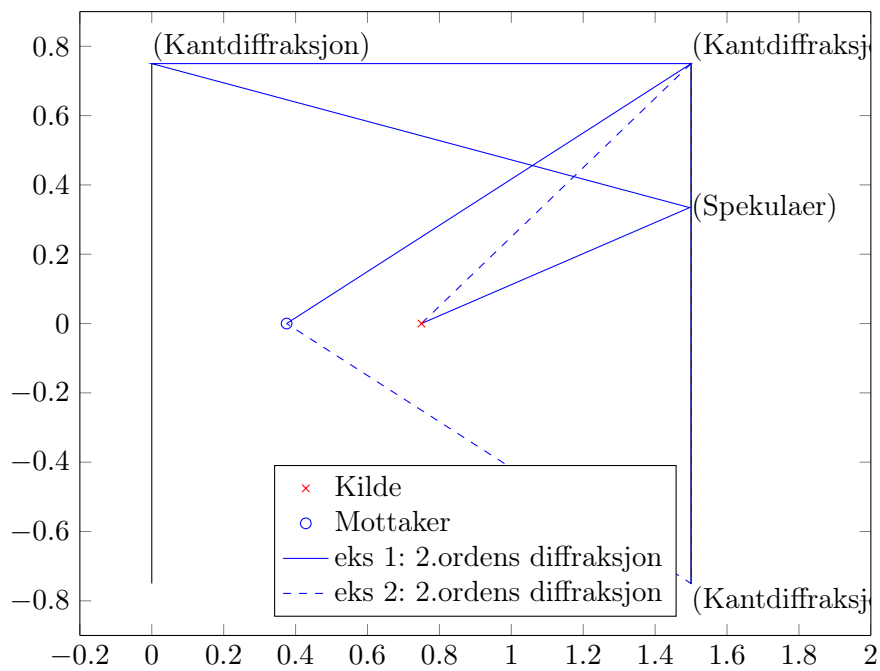
objektet. De sistnevnte punktene er særlig avhengige av størrelsen på objektet ( $D$ ) og bølgelengden  $\lambda$  av lydbølgen. For  $D > \lambda$  vil objektet reflektere lyden, slik at det oppstår en skyggesone på baksiden av objektet. Hvis  $D < \lambda$  vil objektet være tilsynelatende usynlig for bølgen som passerer objektet upåvirket. For  $D \approx \lambda$  kan beregningen av dette være langt mer innviklet. Kantdiffraksjon er et vanskelig tema, der mange ulike løsninger på fenomenet er foreslått.[9, s. 19-20]

Løsninger for refleksjon fra endelig store flater, som automatisk inkluderer diffraksjonseffekten, kan løses med endelig element metoden (FEM) og grenseelement metoden (BEM). Ulempen med disse er en økende numerisk kompleksitet ved høyere frekvenser. Andre løsninger viser at det totale lydfeltet beregnes som en sum (3.1), bestående av geometriske estimeringer (2.4) og diffraksjonsfelt. Geometrisk akustikk har enkle implementeringsmuligheter, mens diffraksjonsimplementeringer varierer kompleksitet. Dette har likevel vist seg mulig å implementeres både i frekvens- og tidsdomenet. Diffraksjonsleddet  $p_{Diffraksjon}$  inkluderer både første- og høyere ordens diffraksjon, se neste avsnitt. Beregningsmengden betraktelig mye større for høyere ordens diffraksjon enn for første ordens diffraksjon. [1]

$$p_{total} = p_{Geometrisk} + p_{Diffraksjon} \quad (3.1)$$



**Figur 3.1:** 1. orden kantdiffraksjon



**Figur 3.2:** 2. orden kantdiffraksjon

### 3.3 Løsning for kantdiffraksjon med sekundære lydtkilder

I dette avsnittet presenteres en metode for som anvender såkalte sekundære kantkilder. Dette kan visualiseres i figur 3.3. Der diffraksjonsfeltet ved mottakerposisjon  $R$  kan løses med et linjeintegral gitt av formel (3.2) som er et uttrykk i frekvensdomenet. Et tilsvarende uttrykk finnes også for tidsdomeneberegninger. Løsningen på dette integralet kan løses i både i tidsdomenet og frekvensdomenet. [1]

$$p_{diffraksjon} = -\frac{\nu}{4\pi} \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-jkr_{R,z}}}{R_{R,z}} \frac{e^{-jkr_{z,S}}}{r_{z,S}} \beta(R, z, S) dZ, \quad (3.2)$$

$\nu$  er kantindeksen, bestemt av vinkelen av kanten  $\theta_W$  gitt av

$$\nu = \frac{\pi}{\theta_W} \quad (3.3)$$

Integralgrensene i (3.2) gitt  $z_1$  og  $z_2$  definerer lengden av den endelig lange kanten. For en uendelig lang kant, kan integralgrensene byttes med  $z = \pm\infty$ . Integranden består av to sfæriske spredningsfaktorer ( $e^{-jkr_{m,n}/r}$ ) gitt av avstanden mellom integrasjonspunktet  $z$  og til speilkilde  $S$  og mottaker  $R$  henholdsvis. Den siste faktoren i integranden er direktivitetsfunksjonen  $\beta$ , som for en hard flate er gitt av

$$\beta = \sum_{i=1}^4 \frac{\nu\phi_i}{\cosh(\nu\eta) - \cos(\nu\phi_i)} \quad (3.4)$$

, der vinklene  $\phi_i$  er definert av

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \pi + \theta_S + \theta_R & \phi_2 &= \pi - \theta_S + \theta_R \\ \phi_3 &= \pi - \theta_S - \theta_R & \phi_4 &= \pi + \theta_S - \theta_R \end{aligned}$$

, og  $\eta$  er definert av

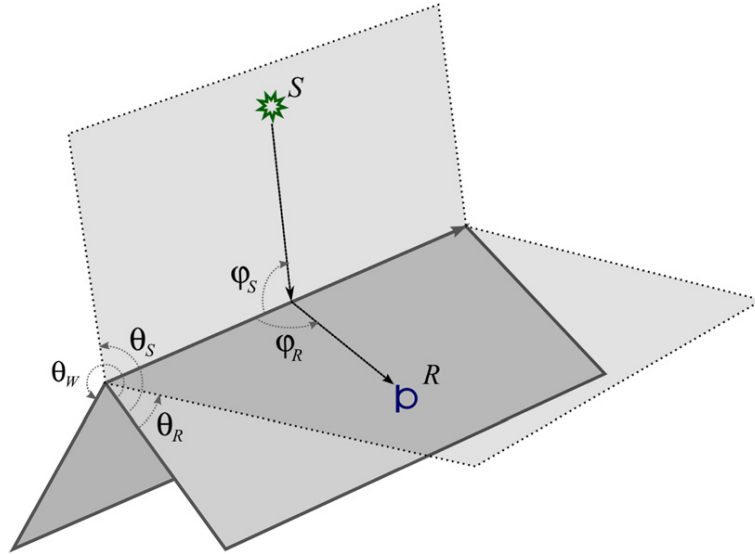
$$\eta = \cosh^{-1} \frac{\cos\varphi_S \cos\varphi_R + 1}{\sin\varphi_S \sin\varphi_R} \quad (3.5)$$

$\beta$  er kun avhengig av vinkler og avstander, og kalles derfor for en direktivitesfunksjon for de sekundære kantkildene. [1, s.3683]. Diffraksjonsbidraget får derimot en frekvensavhengighet grunnet sfæriske spredningsfaktorene  $e^{-jkr_{m,n}/r}$ . Direktivitetsfunksjonen gjør det også mulig å løse kantdiffraksjon av høyere orden, [10, s.2343]. Vinklene  $\theta_s$  og  $\theta_r$  er vinklene relativt til kanten for henholdsvis kilde og mottaker.

Ettersom (3.2) kan løses for endelig store kanter, vil det naturlig være flere kanter for objektet. Dette vil tilsi at det er nødvendig med høyere ordens diffraksjon. For et enkelt objekt med flere kanter er det mulig å beregne det totale diffrakterte feltet med sum av alle første ordens diffraksjonsberegninger, gitt av likning (3.6). I uttrykket er vil  $n$ -te ordens diffraksjonsledd er merket  $p_{diffraksjon}^{(n)}$ . Dette kan løses for alle ordner av kantdiffraksjon. [1]

$$p_{diffraksjon} = \sum_{n=1}^{\infty} p_{diffraksjon}^{(n)} \quad (3.6)$$





**Figur 3.3:** Illustrasjon av en uendelig kant, Hentet fra [1, s.3683]

### 3.4 Enkel diffraksjonsløsning fra senter av endelig stor flate

Intensiteten av reflektert lyd fra en endelig flate kan estimeres med Kirchoff-Fresnel approksimasjon. Dette kan uttrykkes som et avvik fra reflektert intensitet fra en uendelig flate [11]

$$\Delta L = 10 \log k = 10 * \log(K_1 K_2) \quad (3.7)$$

, der  $k_1$  og  $k_2$  er refleksjonskoeffisienten fra to sider av reflekterende overflate. For refleksjoner fra senter av overflaten kan  $k$  uttrykkes ved

$$k = 2x^2 \text{ for } x < 0.7 \quad (3.8)$$

, der

$$x = \frac{2b \cos(\theta)}{\sqrt{\lambda a^*}} \quad (3.9)$$

$2b$  er bredden av platen,  $\lambda$  er bølgelengden, og  $a^*$  er den karakteristiske avstanden, definert ved

$$a^* = \frac{a_1 a_2}{a_1 + a_2} \quad (3.10)$$

der  $a_1$  er avstanden fra kilden til refleksjonspunkt på platen, og  $a_2$  er avstanden fra refleksjonspunkt til mottaker. For  $x > 0.7$  i (3.8) oppstår det svingninger som skyldes fresnelsoner, før intensiteten flater ut. Formel (3.9) er gyldig til  $x_{max} = 0.7$ , som vil si for frekvensen  $f_{max}$ , løst til

$$f_{max} = \frac{ca^*}{\left(\frac{2b}{x_{max}}\right)^2} \quad (3.11)$$

### 3.5 Fresnelsoner

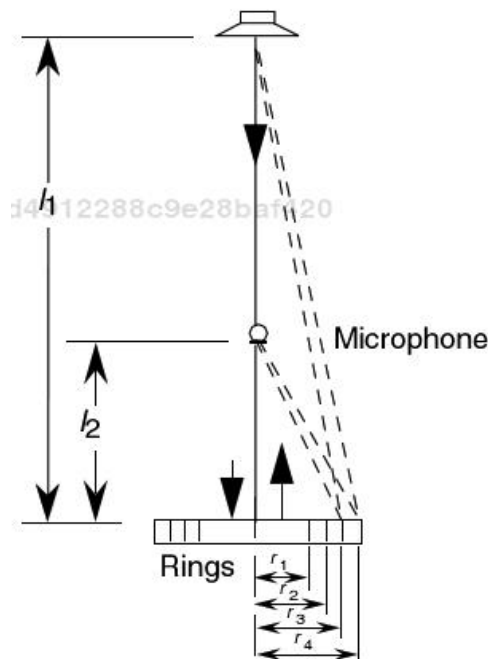
Interferenseffekter for refleksjon fra en endelig stor flate kan løses med fresnelsoner. Dette er refleksjonsområder der avstanden mellom kilde, flate og mottaker, innenfor en halv bølgelengde i forhold til direktelyden. Hvis flaten er stor nok til å ha to fresnelsoner vil refleksjoner fra dette

området ha negativ fase, og bidra med negative interferenseffekter fra indre fresnelsonene. Hvis en kilde kan ansees som en punktkilde gitt en avstand  $l_1$  fra reflekterende flate, med en mottaker gitt en avstand  $l_2$  fra platen, kan betingelsene for inn-ut-faserefleksjon beregnes, illustrert i figur 3.4. Det vil si når avstanden mellom  $r_1$  og  $r_2$  er  $n\frac{\lambda}{2}$ , gitt av likning (3.12). [12]

$$\Delta l = \sqrt{l_1^2 + r_n^2} + \sqrt{l_2^2 + r_n^2} - l_1 - l_2 = n\frac{\lambda}{2}, \quad n = 1, 2, 3.. \quad (3.12)$$

Dette kan løses ut for radius  $r_n$  slik at denne er gitt av

$$r_n = \sqrt{\frac{((n\frac{\lambda}{2} + l_1 + l_2)^2 + l_2^2 - l_1^2)^2}{4(n\frac{\lambda}{2} + l_1 + l_2)^2} - l_2^2} \quad (3.13)$$



Figur 3.4: Illustrasjon av Fresnelradier, Hentet fra [12, s.83]

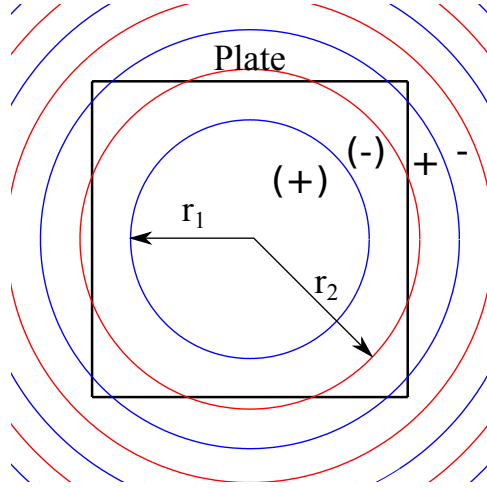
FigurFresnelAcousticsandAucioTech

Figur 3.5 illustrerer disse sonene gitt av likning (3.13) på en kvadratisk overflate for en gitt bølgelengde. Områdene merket med (+) er områder der det oppstår positiv interferens, men områder merket med (-) er områder der det oppstår negativ interferens. For en sirkulær flate vil den negative interferenssonen neste fullstendig kansellere direktelyden, [12]. For en kvadratisk flate er dette mindre er forhold mellom fresnelradius og flatestørrelse mindre åpenbart. Når antall soner øker, vil interferenseffekten fra de ytterste Fresnelsonene bli svakere. Av formelen er det også tydelig at sentersonen minker med hensyn på frekvens.

### 3.6 Baklengs integrasjon - Schroederkurver

Ved måling av etterklangstid må dempingskurvene av det målte signalet undersøkes. Det målte signalet består da av tilfeldige svingninger som er et resultat av utslag for normalmoder for ulike frekvenser. Disse tilfeldige utsvingene kan jevnes ut med en metoden baklengs integrasjon [13], også kjent som *Schroeder – kurver*. Dette prinsippet går ut på å kvadrere og midle følgende integral [5]

$$h(t) = \int_t^\infty g(x) \cdot n(t-x) dx \quad (3.14)$$



**Figur 3.5:** Plot av fresnelsoner på en kvadratisk flate på  $1,5 \times 1,5 [m^2]$ , områder innenfor  $r_1$ , merket (+), vil bidra med positiv interferens. Områder innenfor  $r_2$ , merket (-), vil bidra med negativ interferens

Ettersom  $n(t)$  er hvit støy, reduseres det kvadrerte integralet til:

$$\langle h^2(t) \rangle = \int_t^\infty [g(x)^2 dx] = \int_0^\infty [g(x)]^2 - \int_0^t [g(x)]^2 dx \quad (3.15)$$

Innen romakustikk, der det vanskelig å sammenlikne de ulike målingene. Ved å anvende formel (3.15) fjernes de tilfeldige variasjonen, og gjør etterklangsmålinger lettere å sammenlikne [13] [5, s.268-273]. Impulsresponsen vil derimot nå støygulvet etter en gitt tid. Dette vil gi feil dempingskurve for etterklangen. Det må derfor velges et punkt før signalet når støygulvet som bestemmer sluttingegransjensgrensene [14]. Ved å fjerne støyen fra impulsresponsen vil dette fjerne energi fra signalet, som gir en trunkering på slutten av signalet. Dette kan kompensere for med ekstrapolere regresjonslinjen av dempingen. På denne måten kan resterende energi,  $E_{comp}$ , fra trunkering til sluttsignalet kompenseres for [14].

### 3.7 Flutterasymptoter for etterklang

Etterklangstid av flutterekko er tidligere undersøkt av [3]. Ved å anvende Sabines formel kan det utledes et uttrykk for etterklangstiden mellom to plater. For to plater med størrelse  $S_1$  og  $S_2$  og avstand  $l$  er intensiteten gitt av

$$I_x = I_0(1 - \alpha_1)^{\frac{x}{2l}} \cdot (1 - \alpha_2)^{\frac{x}{2l}} \cdot e^{-mx} \quad (3.16)$$

$\alpha_1$  og  $\alpha_2$  er absorpsjonen i flate  $S_1$  og  $S_2$ .  $m$  er luftabsorpsjonen [7, s. 338], gitt av formel

$$m = 5.5 * 10^{-4}(50/h)(f/1000)^{1.7} \quad (3.17)$$

$h$  er relativ luftfuktighet og  $f$  er frekvens. Etterklangstiden  $T$  er gitt for tiden det tar å dempe signalet med 60 dB, slik at

$$\frac{I_x}{I_0} = 10^{-6} = e^{-13.8}, \text{ for } x = cT \quad (3.18)$$

Dette løses ut for  $T$ , slik at etterklangstiden er gitt av

$$T_{FI} = \frac{0.041}{\frac{1}{2l}[-\ln(1 - \alpha_1)] + \frac{1}{2l}[-\ln(1 - \alpha_2)] + m} \quad (3.19)$$

Hvis  $\alpha_1 = \alpha_2 < 0.2$  kan  $[-\ln(1 - \alpha)] \approx \alpha$ , slik at uttrykket for etterklang blir

$$T_{FI} = \frac{0,041}{\frac{\alpha}{l} + m} \quad (3.20)$$

(3.20) er gitt for en plane bølge mellom flate  $S_1$  og  $S_2$ . Uttrykket vil derfor ikke stemme for lave frekvenser. For større bølgelengder vil bølgene ikke lenger reflekteres, men heller bøyes rundt veggene. Det er derfor nødvendig med enda et ledd i telleren for (3.20). Dette uttrykket er empirisk utleder, og er avhengig av flateareal og bølgelengde.

$$\frac{\lambda}{2S} = \frac{c}{2fS} \quad (3.21)$$

(3.21) satt inn i (3.20) gir et endelig uttrykk for etterklangstiden av flutterekko

$$T_{FI} = \frac{0,041}{\frac{c}{2fS} + \frac{\alpha}{l} + m} \quad (3.22)$$

Uttrykket kan igjen uttrykkes som en sum av asymptoter [4].

$$T_1 = 0.041 \cdot 2fSc^{-1} \quad (3.23)$$

$$T_2 = 0.041l\alpha^{-1} \quad (3.24)$$

$$T_3 = 0.041m^{-1} \quad (3.25)$$

Der

$$T_{FI}^{-1} = T_1^{-1} + T_2^{-1} + T_3^{-1} \quad (3.26)$$

Dette uttrykket tilsier at etterklangen vil være lengst i mellomfrekvensområdet.

# Kapittel 4

## Målemetode og utstyr

I dette avsnittet skal framgangsmåten for forsøket beskrives, samt forklaring av teoretiske implementeringer. Avsnitt 4.1 forklarer forsøket som er utført. Med illustrasjoner og bilder skal det beskrives hvordan de praktiske forsøkene er foretatt og hvilket utstyr som er brukt til forsøket. Videre følger avsnitt 4.2 der implementering av speilkilder er beskrevet. Dette er implementert for både parallelle plater og vinklede plater. For å beregne kantdiffraksjon som beskrevet har det blitt anvendt en kantdiffraksjonsprogramvare som kalles *EDBtoolbox*. Ulike implementeringer av denne, og hvordan programmet brukes er beskrevet i avsnitt 4.2.3. Tilslutt følger et avsnitt som forklarer beregning av Schroederkruver med funksjonen *backint*, som er brukt for å undersøke etterklang.

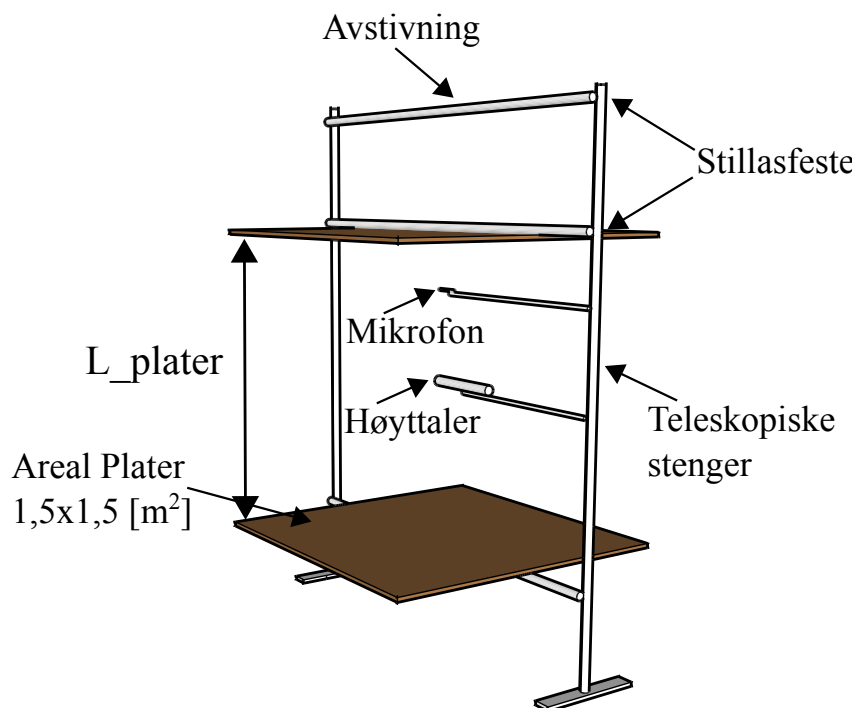
### 4.1 Utførte målinger

De praktiske forsøkene av platerespons og flutterekko er foretatt i ekkofritt på NTNU ved institutt for elektronikk og telekommunikasjon. Ettersom primærfokus for denne oppgaven er å undersøke bassresponsen av flutterekko, er det valgt å bruke så store og stive plater som det lar seg gjøre i rommet. I dette forsøket er det derfor brukt finerplater med areal  $1,5 \times 1,5 m^2$  og tykkelse på  $20 mm$ . Til å henge opp platene er det brukt teleskopiske stillasstenger med en diameter på  $50 [mm]$  i forsøket. Disse er dekket med glava for å unngå refleksjoner fra stengene. Platene er plassert med en vertikal løsning på et stillas, se figur 4.1. En slik løsning sørger for et fleksibilitet, sikkert og nøyaktig måleoppsett. Det er enkelt å justere høyde på kilde og mottaker, samt måling av både en og to plater. Ved å ha begge platene på festet i stillaset gir dette også muligheter å endre vinkel på både topp og bunnplaten og samtidig beholde kilde og mottakerposisjon på vertikalaksen, se 4.2.

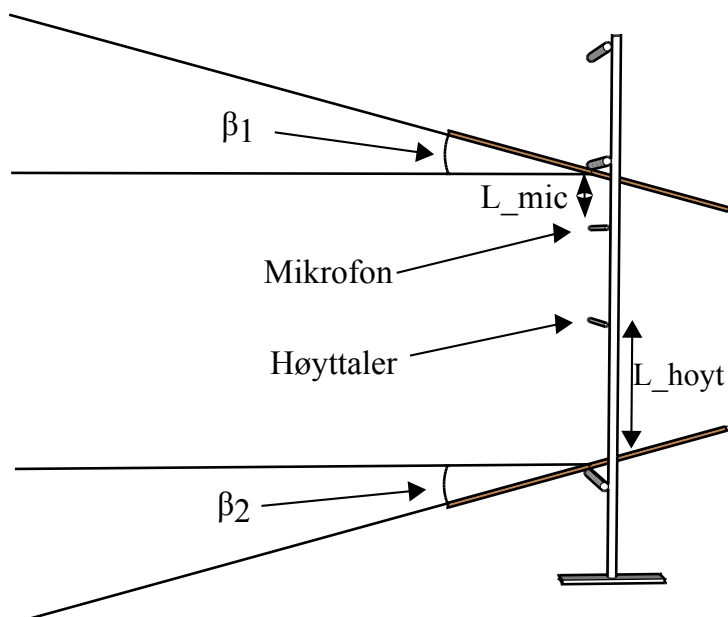
I første omgang er frekvensresponsen fra kun en plate undersøkt. Dette er gjort ved å feste platen i en vertikalt posisjon og plassere høyttaler og mikrofon på stativ lenger ute i rommet, som illustrert på figur 4.3. Disse er plassert normalt ut fra sentrum på flaten med avstanden merket med  $L_{hoyt}$  og  $L_{mic}$ . Avstanden er målt fra membran fra elementet. Målinger er utført med forskjellige kilde og mottakerposisjoner. Bilder av forsøk for plateresponsen er vist i figur 4.4.

**Tabell 4.1:** Måling av platerespons med kilde  $L_{hoyt} = 2,787 [m]$  fra platen

$L_{mic} [m]$	2,176	1,538	1,124	0,913	2,788
---------------	-------	-------	-------	-------	-------



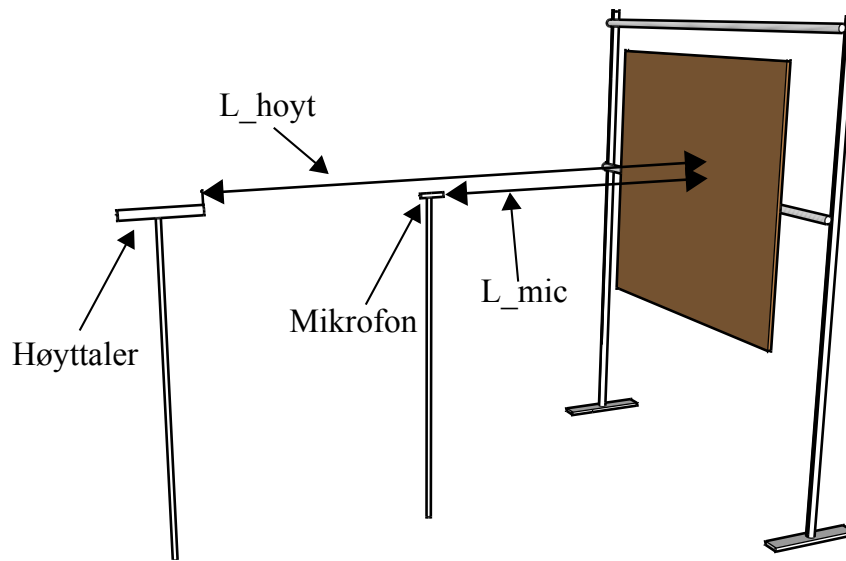
Figur 4.1: Illustrasjon av forsøk



Figur 4.2: Vinkel av platene der  $\beta = \beta_1 + \beta_2$

Tabell 4.2: Måling av platerespons med kilde  $L_{hoyt} = 1,799[m]$  fra platen

$L_{mic}[m]$	1,072	0,86	0,644	0,275
--------------	-------	------	-------	-------



Figur 4.3: Målinger av platerespons



Figur 4.4: Målig av platerespons



**Figur 4.5:** Forsøk med parallelle plater med kilde plassert 0.375m fra bunnplaten



**Figur 4.6:** Illustrasjon av forsøk med vinkel  $20^\circ$

For å måle flutter for de parallelle platene, ble det brukt to kildeposisjoner merket  $L\_hoyt$  i figur 4.2. Disse var for kilde plassert  $0,75[m]$  og  $0,375[m]$  fra bunnplaten. For oversikt av mikrofonposisjoner brukt for de ulike kildeposisjonene, se tabell 4.3 og 4.4. Mottakerposisjonene er avstanden relativ til topplaten, se figur 4.2. Avstand mellom plater, kilde og mottaker er i forhold til senter av membran. Radius av kilde og mottakerelementer er trukket fra ved posisjonering av kilde og mottaker. Ved måling av vinklede plater er kilden plassert mellom platene ( $L\_hoyt = 0,75[m]$ ) og mottaker  $L_{0,375}[m]$ .

#### 4.1.1 Høytalerrespons

I forsøket ble det brukt en rørhøytaler, laget ved NTNU, som lydkilde. Denne har en diameter på  $5[cm]$  og en høyde på  $40[cm]$ . For måling av platerespons, ble kilden plassert rettet mot platen og for måling av flutterekko er kilde og mottaker er plassert parallelt mellom flatene, se figur 4.5. Det er derfor foretatt målinger av høytalerrespons i begge disse posisjonene, som



**Tabell 4.3:** Kilde 0,75[m] fra bunnplaten

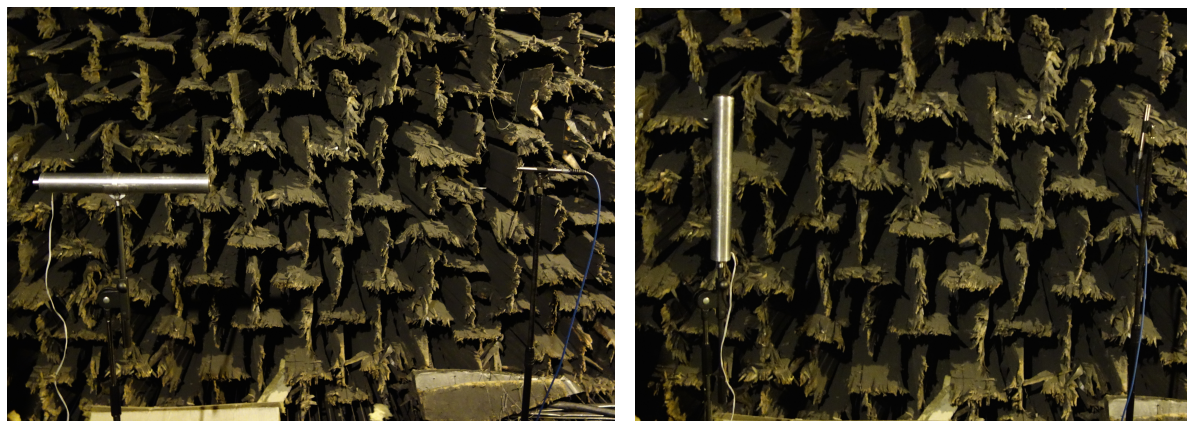
$L_{mic}[m]$	0,375	0,1875	0,5625	0,281
--------------	-------	--------	--------	-------

**Tabell 4.4:** Kilde 0,375[m] fra bunnplaten

$L_{mic}[m]$	0,375	0,1875	0,5625	0,281	0,75
--------------	-------	--------	--------	-------	------

illustrert i figur 4.7a og 4.7b ved 1[m] avstand fra kilden.

**Figur 4.7:** Måling av høyttalerrespons



(a) Måling av horisontal høyttalerrespons

(b) Måling av vertikal høyttalerrespons

#### 4.1.2 Måling av bøyning i måleplateplate

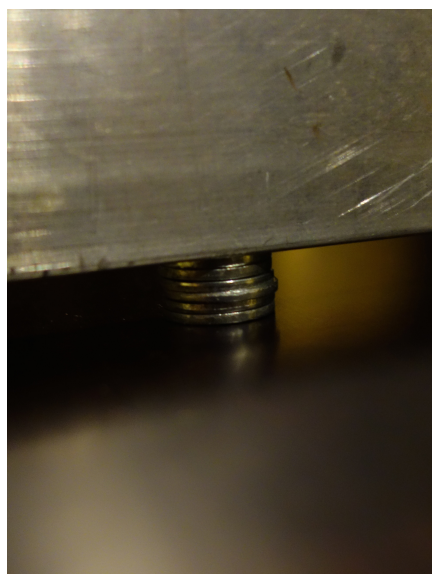
Platene brukt i forsøket er ment å simulere to parallelle vegger. Det vertikale forsøke, som beskrevet i 4.1 og vist i figur 4.5 kan det derimot oppstå bøyning i platene. Bøyning i bunnplaten ble målt med en aluminiumsbjelke festet på den ene kanten av bunnplaten med en skrutvinge, se figur 4.8a. Avbøyningen ble målt med 6 skiver plassert mellom plate og aluminiumsbjelke, se 4.8b. Skivene har en tykkelse på 1,5[mm] og en avstand til skrutvingen på 1,372[m]. Sett av figur 4.9 er  $H = 9[mm]$  og  $L = 1,372[m]$ . Bøyningsradien til bøyningen kan regnes med pythagoras, utledet i (A.2), og ble målt til  $r = 104,57[m]$ , se A.9 for utledning.

#### 4.1.3 Utstyrliste

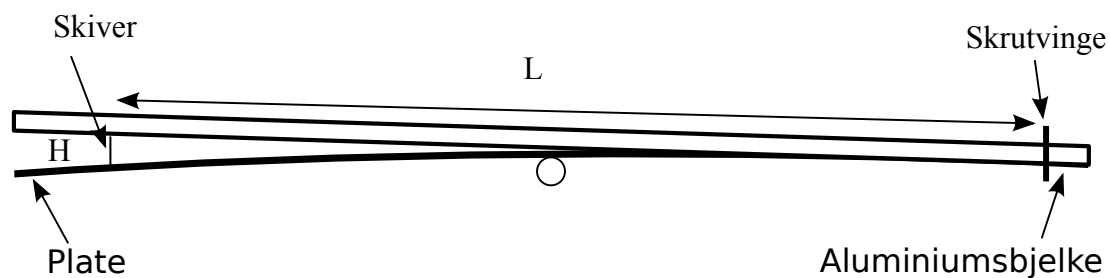
**Figur 4.8:** Måling av bøyning i bunnplaten



(a) Skrutvinge til feste av aluminiumsbjelke



(b) Plassering av skiver under aluminiumsbjelke



**Figur 4.9:** Illustrasjon for måling av bøyning i bunnplaten

**Tabell 4.5:** Utstyrsliste Akustiske målinger

Instrument	Serienr.	NTNU nr.	Romnr.
Mikrofon: Brüel & kjær type 4190	2609519	BC-2131	ROM B037
Mikrofon forforsterker: norsonic Type 1201	23891	NOR 1201	
Mikrofonforsterker: Norsonic Front END type 336	18508	CP- 2083	ROM B023
Kalibrator	1719650	NC 2014	ROM 2022
Effektforsterker: QUAD 50E	8341	CB 2013	B037
Mikrofonkabel: Norsonic Nor1408A 43.12 FEM	0852903		
Rørhøytaler			
2 x bananplugg			
2x BNC kabler			
XLR kabel			
Overgang XLR til BNC	109379		

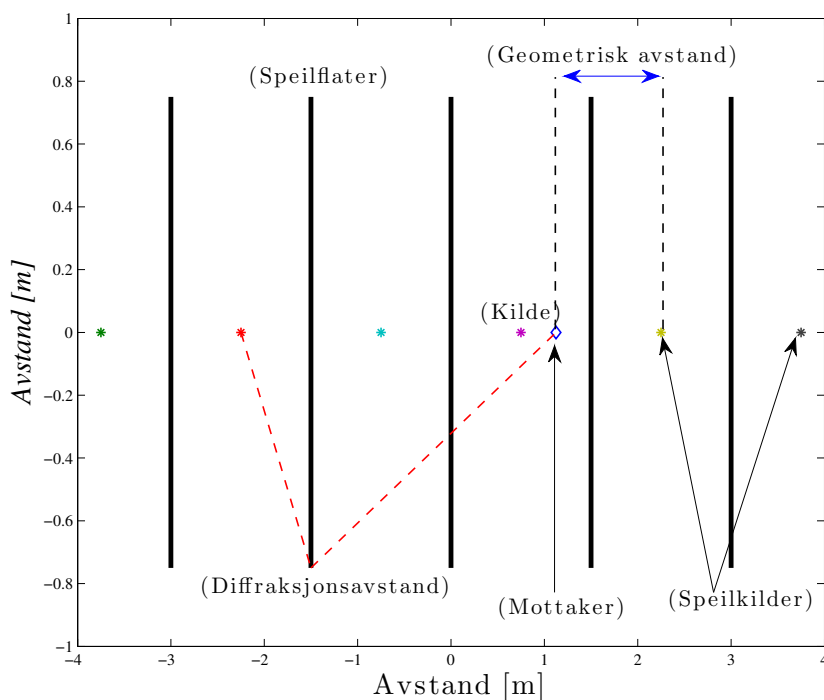
## 4.2 Simulering med geometrisk akustikk

Forsøket er simulert med speilkilder med matlabkoden *SpeilkilderHorisontal.m* og *SpeilkilderSirkel.m*, se A.8.1 og A.8.2. For *SpeilkilderHorisontal* er vinkelsummen i figur 4.2 satt til  $0^\circ$ . For *SpeilkilderSirkel.m* plasserer alle speilkilder på en sirkel der vinkel definerer radius av sirkelen.

### 4.2.1 Horisontale speilkilder

De horisontale speilkildene tar høyde for plassering av mottaker og kildeposisjon. Disse er plassert relativt henholdsvis bunnplate og topplaten i forsøket. Kildeposisjon og mottakerposisjon defineres med variabel *Lhoyt* og *Lmic*, og kan leses direkte ut fra filnavnet på målingene. Reflekterende flater settes med avstand på 1.5 meter. For annenhver reflekterende flate defineres det en speilkilde på hver side [8, s 161 - 166]. Dette er plottet i figur 4.10 for de 5 første speilkildene. Avstanden mellom speilkilde og mottaker er løst ved absoluttverdien mellom speilkildeposisjon og mottakerposisjon,  $avstand = |x_{kilde} - x_{mottaker}|$  og returnert som den kvadrerte impulsresponsen. Impulsresponsen fra hver speilkilde er løst av formel (4.1), gitt av (2.5). I uttrykket er luftabsorpsjon utelatt, ettersom denne er frekvensavhengig. Diffraksjonsavstanden er ikke implementert i funksjonen. Avstanden for diffraksjonspulser, kan også beregnes med speilkilder. Avstandene kan beregnes med avstander fra speilkilde, flatekanten fra speilkanter, og til mottaker, se figur 4.10. Dette er også merket i figur 4.10 som diffraksjonsavstand. Dette er ikke implementert i programmet, men kan enkelt visualiseres på denne måten.

$$|p_{speil}| = \frac{A}{avstand} (1 - \alpha)^{\binom{avstand}{2 * 1,5}} \quad (4.1)$$



**Figur 4.10:** Plot av speilkilder for parallelle plater. Svarte streker illustrerer reflekterende flater. Stemplot er viser den horisontal dempingen avhengig av antall refleksjoner (3.16)

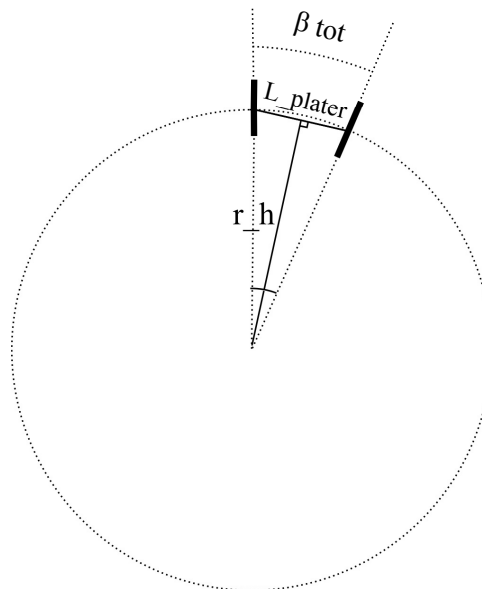
### 4.2.2 Speilkilder med vinkel mellom platene

For å regne på speilkilder med vinkel mellom platene, som vist i figur 4.2, kan dette visualiseres som å ligge rundt en sirkel [15]. Etersom vinkelen mellom platene, og avstanden mellom senter av platene er kjent, kan pythagoras anvendes for å regne ut avstanden fra senter av sirkelen til speilkilden finnes ved:

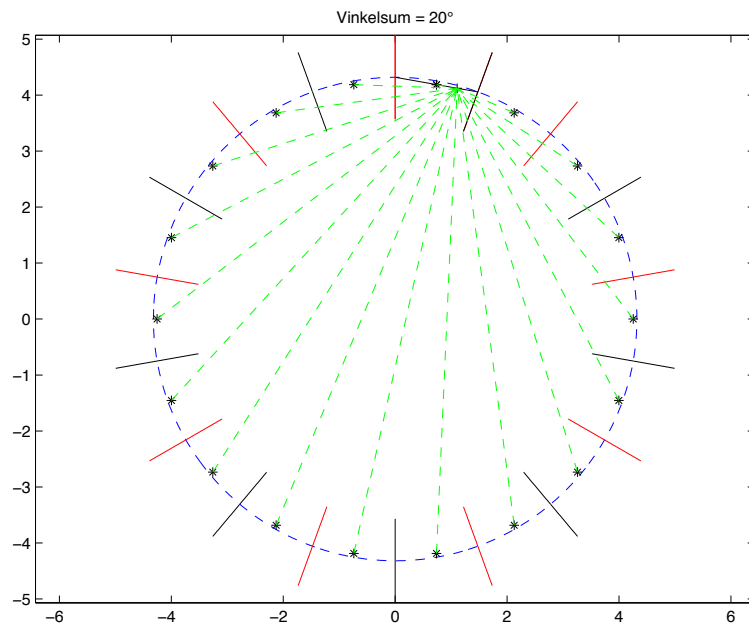
$$r_h = \frac{l/2}{\sin(\beta_{tot}/2)} \quad (4.2)$$

, med kjent  $r_h$  kan speilkildene plottes for ulike vinkler. Dette er illustrert i figur 4.13 og 4.12 for henholdsvis  $2^\circ$  og  $20^\circ$ . Avstanden mellom speilkilde og mottaker er gitt av normen i (4.3). Undersøkelser er har kun undersøkt med sværisk spredning (2.2). Eksempler for  $\beta_{tot} = 20^\circ$  og  $\beta = 2^\circ$  er plottet henholdsvis i firgur 4.12 og 4.13. Merk at diameteren minker for økende vinkel. For  $\beta_{tot} = 20^\circ$  har denne en diameter på  $\approx 8[m]$ , og for  $\beta = 2^\circ$  har sirkelen en diameter på  $\approx 80[m]$ .

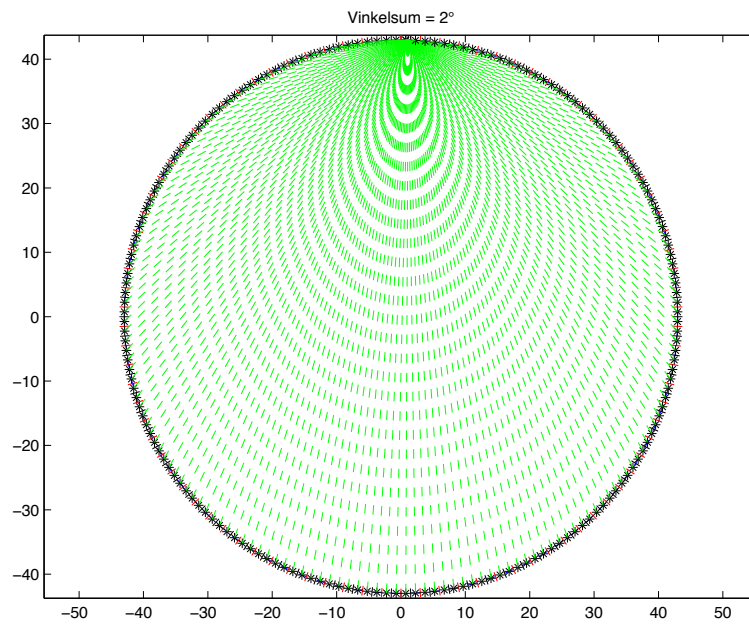
$$avstand_i = \sqrt{(x_{kilde,i} - x_{mottaker})^2 + (y_{kilde,i} - y_{mottaker})^2} \quad (4.3)$$



**Figur 4.11:** Speilkilder for vinkel mellom flater, der  $l$  er avstanden mellom senter av flatene,  $r_h$  er avstand fra senter av sirkel til kilde, og  $\beta$  er vinkelsummen mellom flatene



Figur 4.12: Visualiserte speilkilder for  $20^\circ$



Figur 4.13: Visualiserte speilkilder for vinkel  $2^\circ$

### 4.2.3 EDBtoolbox: estimering av kantdiffraksjon

For å beregne kantdiffraksjon fra en flate og to flater ble det benyttet en verktøyboks som heter *EDBtoolbox* som er utviklet av Peter Svensson ved NTNU. Dette er et sett av *Matlab* funksjoner som beregner impulsresponsen fra en punktkilde for et området bestående av harde flater. Programmet bruker metoden med sekundære lydkilder som presentert i avsnitt 3.3 som løse ut for trykket i et gitt punkt. Geometrier simuleres med CADfiler i tre dimensjoner med totalreflekterende overflater (*RIGID*). For perfekt reflekterende flater, kan programmet løse ut for spekulære refleksjoner med diffraksjonskomponenter fra kantene i geometrien.

For dette forsøket er det brukt to versjoner av EDBtoolbox: *EDBtoolbox\_qgauss* og *EDB1toolbox*. Forskjellene med disse implementeringene er henholdsvis implementering i frekvensdomenet og tidsdomenet. *EDBtoolbox\_qgauss* kan gi diffraksjonsløsninger for endelig og uendelige kanter [16]. Løsningen har ingen begrensning i hvor høy diffraksjonsorden som kan beregnes, men kan kun håndtere konvekse geometrier. Det vil si at programmet kun kan beregne refleksjonene et objekt. For to plan, der det er diskontinuitet i geometri kan ikke denne implementeringen brukes. *EDBtoolbox\_qgauss* er derfor kun brukt for å beregne refleksjonene fra en flate for første og 10. orden kantdiffraksjon. Geometrien som brukt til en platerrefleksjon er lagt ved i vedlegg A.3. *EDB1toolbox* gjør tidsdomeneberegninger av kantdiffraksjon. Denne ligger fritt tilgjengelig på internett, og kan hentes ved [17]. *EDB1toolbox* har begrensninger på hvor høy diffraksjonsorden som kan beregnes, men kan derimot håndtere ikke-konvekse geometrier [10]. Denne er derfor brukt for å beregne impulsresponsen av flutter ettersom dette er to parallelle og separerte plater. Geometri brukt for simulering av to parallelle plater kan undersøkes i vedlegg A.4. Med første orden kantdiffraksjon har det vist seg mulig å simulere systemet med 12 spekulære refleksjoner med 1. ordens kantdiffraksjon. Dette vil vises som 24 spekulære pulser i impulsresponsen. [17]

I forsøket er det brukt tynne plater for å simulere plateresponsen. Ettersom det kun var mulig å beregne 12 spekulære refleksjoner med 1.ordens kantdiffraksjon, var det liten hensikt å bruke tykkelse på platene også. Kompileringsparametere initialiseres i et matlabskript, se A.6 for eksempel som kaller på Cadfiler og plassering av simuleringresultater i en resultatmappe. Skriptet definerer også plassering av kilde og mottakerposisjon, samt antall spekulære refleksjoner og diffraksjonsorden. I simuleringene ble det brukt en samplingsfrekvens  $f_s = 48000[Hz]$ , lydhastighet  $c = 343m/s$  og lufttetthet  $\rho = 1,21kg/m^3$ .

### 4.2.4 Etterklang av simuleringer

For å måle etterklangen av simuleringene utført med *EDB1toolbox*, gjøres dette med *Schroeder-kurven*, gitt av (3.15). Dette er løst med Matlab programmet *backint*. Programmet tar inn den kvadrerte impulsresponsen, og returnerer det normaliserte nivået av (3.15). Integralet er løst numerisk med funksjonen  $cumsum(ir(end : -1 : 1)^2)$  som baklengssummerer den totale energien av impulsresponsen. Resultatet inverteres i tid og returneres som lydnivå. Før funksjonen brukes må riktig signalutsnitt benyttes, så det ikke integreres over støygulvet. Det brukes lineærregresjon for å finne hellingen på den baklengsintegreerte kruven. Dette er gjort med funksjonen *linfit.m*.

# Kapittel 5

## Resultater

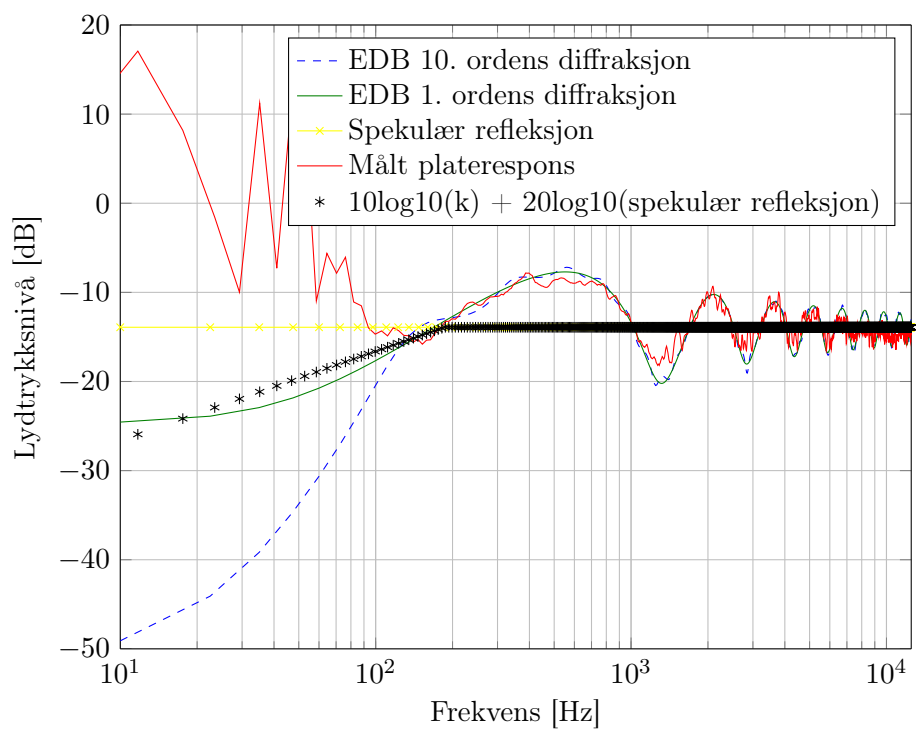
I dette kapitlet skal resultatene av forsøkene presentert i foregående kapittel presenteres. Kapitlet starter med en presentasjon av resultatene av plateresponsen for en plate sammen sammen med simulering av forsøket. Avsnitt 5.2 presenterer logaritmisk plot impulsresponsen av målt signal, og simulerte speilkilder for parallelle plater. Etterfølgende avsnitt undersøker Schroederkurver og etterklang av flutter. Enkel implementering med bruk av speilkilder for parallelle og vinklede plater presenteres i avsnitt 5.3. Frekvensrespons av målt og simulert impulsrespons med *EDB1toolbox* for spekulære refleksjoer og 1.orden kantdiffraksjon er presentert i etterfølgende avsnitt. Siste avsnitt presenterer Schroederkurvene for simulert impulsrespons for 1.orden kantdiffraksjon og plotter disse opp mot Schroederkurvene av det målte signalet.

### 5.1 Frekvensrespons for en platerrefleksjon

I dette avsnittet skal frekvensrepsjonen fra en plate underøkes. Dette er gjort med praktiske forsøk i ekkofritt på NTNU. Resultater er simulert med kantdiffraksjonsprogrammet *EDBtoolbox\_qgauss*. Diffraksjonsasymptoter gitt Kirchoff-fresnelapproksimasjon og positiv og negativ interferenseffekter løst med fresnelsoner. Plot av relativrespons for en plate er vist i figur 5.1, der kilden kilde og mottaker er plassert henholdsvis  $2,787[m]$  og  $2,176[m]$  fra senter av platen. Frekvensresponsen av de målte signalene er plottet relativt til høyttalerresponsmålinger utført ved  $\approx 1m$  avstand fra høyttaleren i fritt felt. Simuleringer utført med edge diffraction toolbox er simulert med 10. og første ordens diffraksjon, samt spekulær refleksjon. Kirchoff-Fresnel approksimasjonen, utledet i [11] for kvadratiske plater, gitt av (3.9) er vektet med den spekulære responsen. Målinger og simuleringer er plottet i frekvensområde  $f \in [10, 12500]Hz$ . *WinMLS* angir at signalet har et signal støyforhold på  $> 30dB$  for  $f = [200, 12500]Hz$ .

Frekvens [Hz]	30	59.3
Avvik [dB]	3	3.96

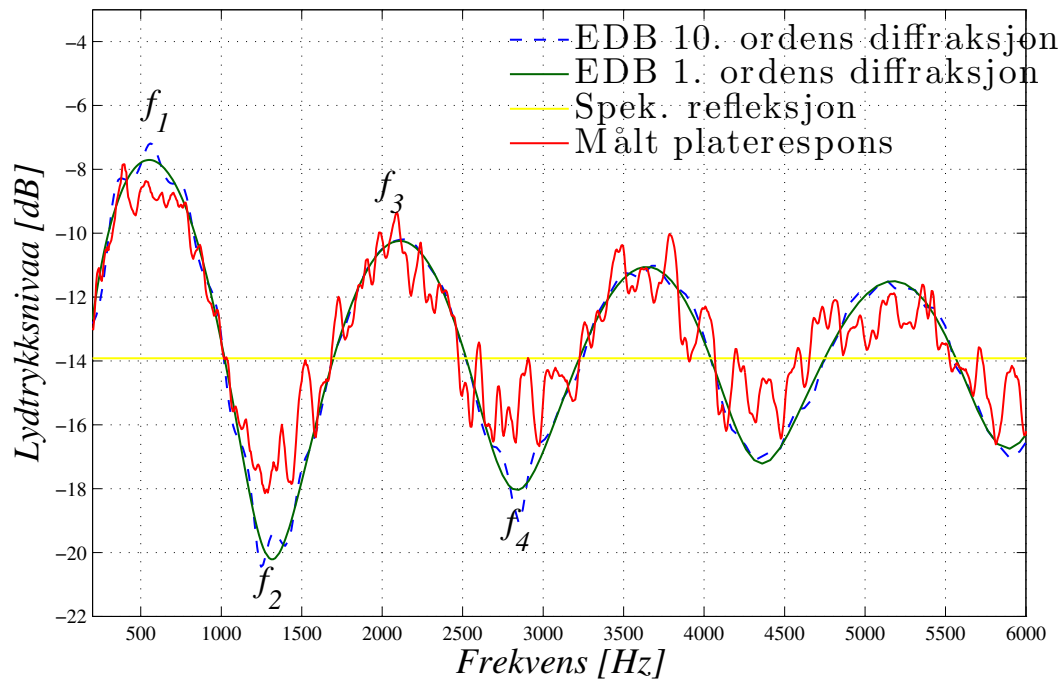
Tabell 5.1: Avvik fra 1.orden diffraksjon og (3.9)



**Figur 5.1:** Målt og simulert damping for plate på  $1.5 \times 1.5 \text{ m}^2$  med kilde og mottaker plassert henholdsvis 2,787 og 2,176 meter fra senter av platen



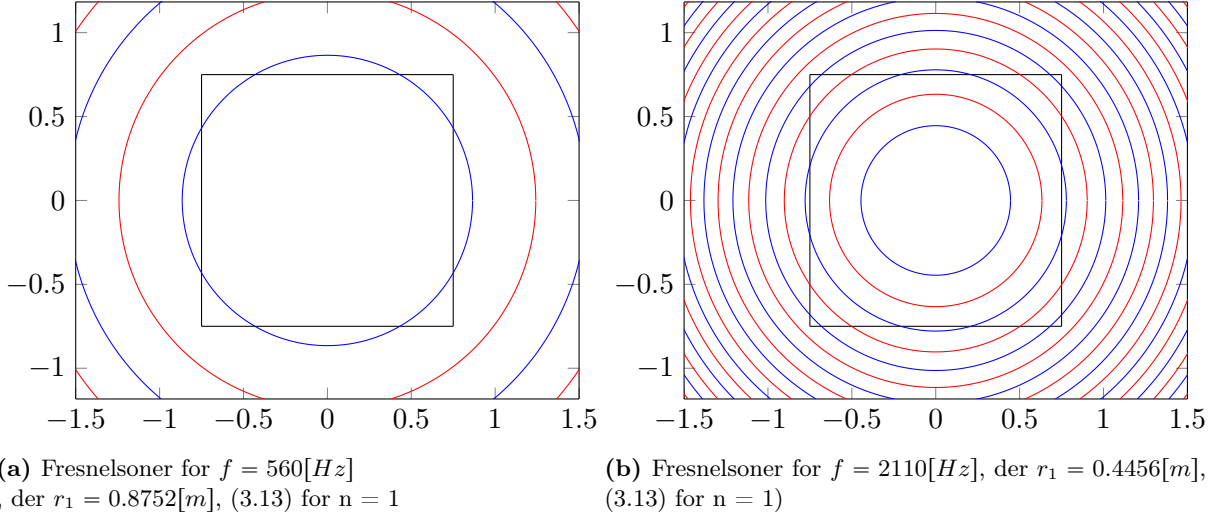
Et utsnitt av den målte dempingen er dette plottet i figur 5.1, er et utsnitt av figuren plottet i frekvensområde  $f \in [200, 6000]Hz$  i figur 5.2. Denne figuren viser den målte responsen og simuleringer utført med 1. og 10.ordens kantdiffraksjon, beregnet med *EDBtoolbox\_qgauss*, samt den spekulære refleksjonen. Frekvensene merket  $f_1$  og  $f_3$  er frekvensene det oppstår positive interferenseffekter. Frekvensene merket  $f_2$  og  $f_4$  er frekvensene det oppstår negative interferenseffekter.



**Figur 5.2:** Utsnitt av figur 5.1 for  $f \in [200, 6000]Hz$

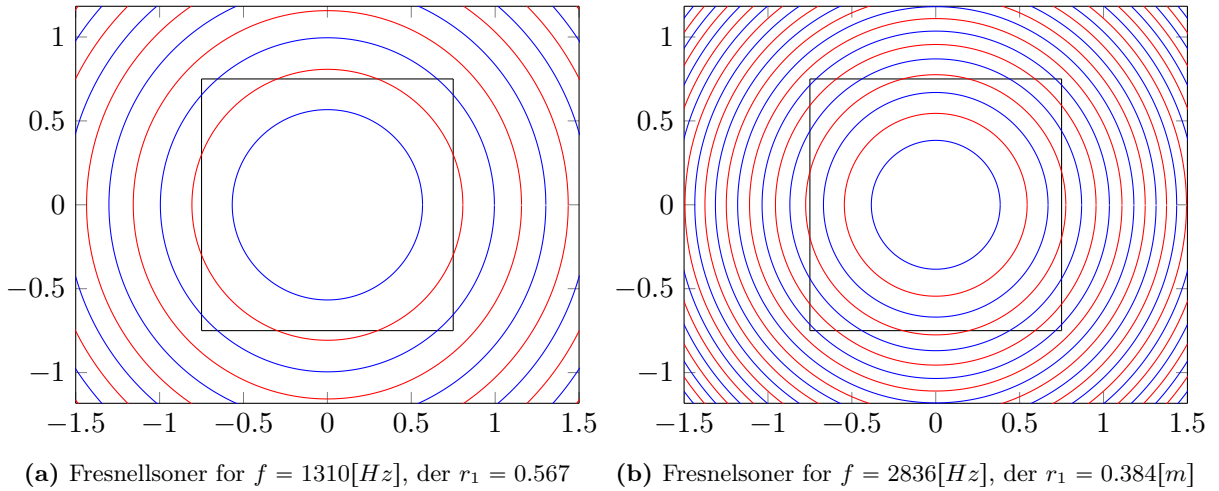
### 5.1.1 Fresnelsoner

De to første frekvnstoppene som oppstår i figur 5.2 merket  $f_1$  og  $f_2$  oppstår ved henholdsvis  $560[Hz]$  og  $2110[Hz]$ . Ettersom kilde og mottakerposisjon er kjent for målingen, kan tilhørende fresnelradius beregnes med (3.13). Fresnelsonene for disse frekvenstoppene er visualisert i figur 5.3a og 5.3b. Områder innenfor blå sirkelen i det visualiserte plottet er områder der det teoretisk oppstår positive interferenseffekter. Områder innenfor rød sirkel er avstanden der negativ interferens vil inntreffe.



**Figur 5.3:** Fresnelsoner der det oppstår positiv interferens

Illustrasjon av fresnelsoner der negativ interferens inntreffer er plottet i figur 5.4a for  $f = 1310[Hz]$  og 5.4b for  $f = 2836[Hz]$ . Disse er forøvrig merket  $f_2$  og  $f_3$  i figur 5.2.



**Figur 5.4:** Fresnelsoner der det oppstår negativ interferens

Med den kjente indreradien  $r_1$  for de fire frekvensene der positiv og negativ interferens oppstår, som illustrert i plottene over, burde det være mulig å beregne frekvenser der det oppstår positiv og negativ interferens for andre kilde og mottakerposisjoner også. Ved å løse ut (3.12) og sette inn  $n = 1$ , det mulig å beregne frekvensen der positiv og negativ interferenseffekt oppstår for andre kilde og mottakerposisjoner. Ved å løse ut (3.12) med hensyn på frekvens gir uttrykket:

$$f = \frac{c}{2(\sqrt{l_1^2 + r_1^2} + \sqrt{l_2^2 + r_1^2} - l_1 - l_2)} \quad (5.1)$$

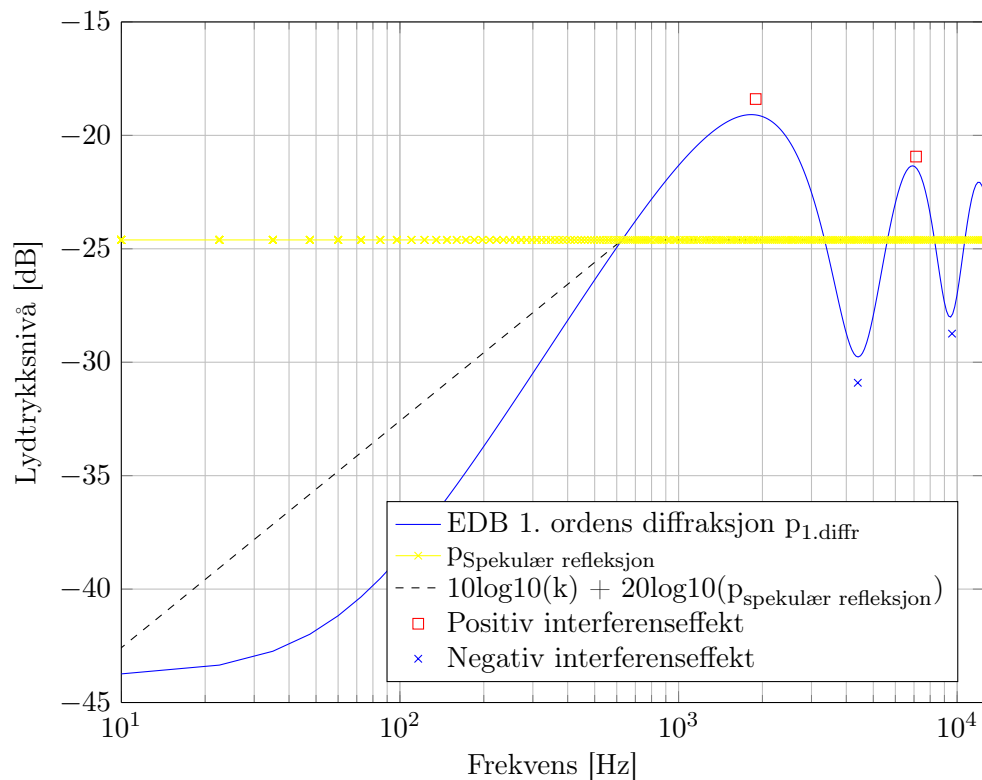
Ved å sette inn for  $kildeposisjon = 10[m]$  og  $mottakerposisjon = 7[m]$  fra platen med radiene definert som i figur 5.3a, 5.4a, 5.3b og 5.4b. Med formel (5.1) kan de positive interferenseffekter for  $f_{pos}$  i tabell 5.2 og negative interferenseffekter ved  $f_{neg}$  i tabell 5.3. Dette er simulert med *EDBtoolbox\_qgauss* og plottet i figur 5.5. Nivået for det positive og negative frekvensene er hentet fra nivådene for positiv og negativ interferens i figur 5.2 og vektet med det spekulære nivået.

$r_1[m]$	$L_{hoyt}[m]$	$L_{mic}[m]$	Teoretisk (5.1) $f_{pos}[Hz]$	Målt 1.ord diffraksjo $f_{pos}[Hz]$
0.8652	10	7	1892	1823
0.4456	10	7	7119	6936

**Tabell 5.2:** Estimerte frekvenser for positive interferenseffekter

$r_1[m]$	$L_{hoyt}[m]$	$L_{mic}[m]$	Teoretisk (5.1) $f_{neg}[Hz]$	Målt 1.ord diffraksjon $f_{neg}[Hz]$
0.567	10	7	4399	4411
0.384	10	7	9584	9474

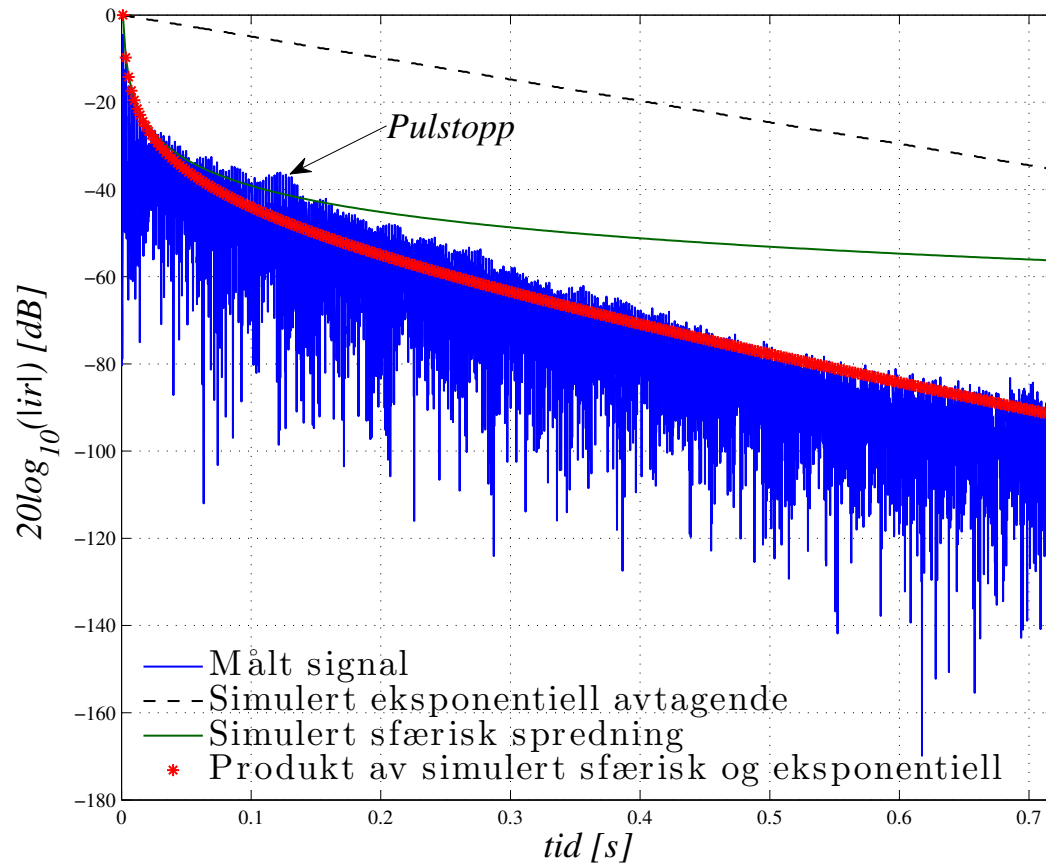
**Tabell 5.3:** Estimerte frekvenser for negative interferenseffekter



**Figur 5.5:** Plot av simulert platerespons der kilde er plassert 10[m] fra plate og mottaker plassert 7[m] fra flate

## 5.2 Flutter

Ved å plassere flatene parallellt som i figur 4.1 fremprovoseres flutterfenomenet. Den målte impulsresponsen av forsøket er plottet i figur 5.6. Figuren er også plottet med simulert intensitet for sfæriske (2.2) demping og eksponensial demping, samt produktet av disse. Den eksponensiale dempingskoeffisient er løst med  $(1 - \alpha)^n$  der  $\alpha = 0.05$ .

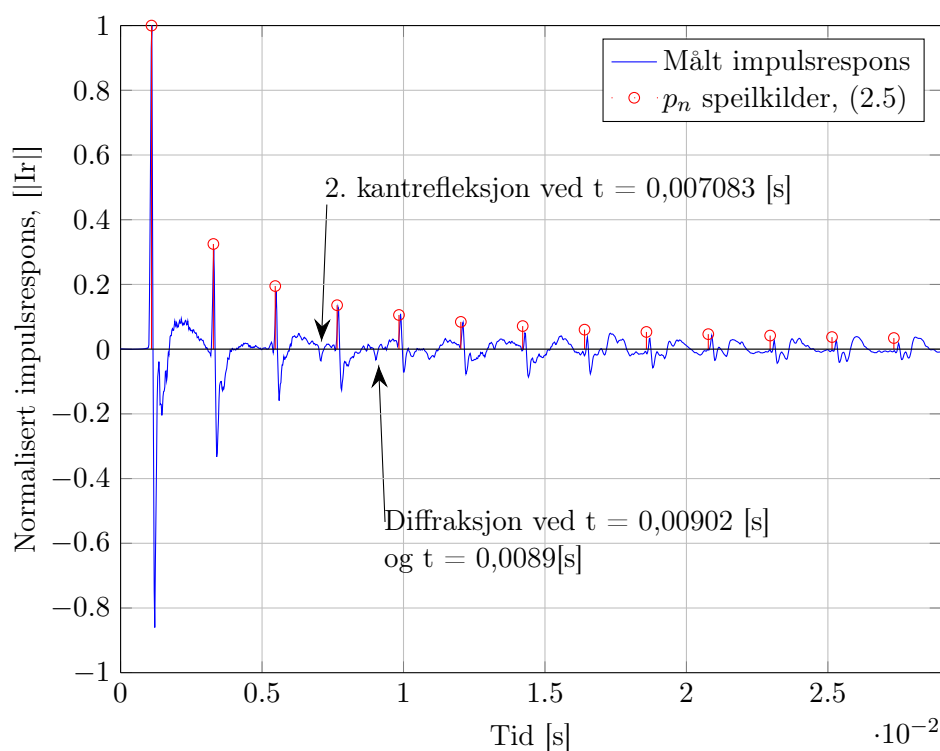


**Figur 5.6:** Logaritmisk plot, av normalisert intensitet med simulert intensitet for sfærisk, plan og produktet av disse med  $\alpha = 0.05$

## 5.3 Simulerte pulstog av flutter

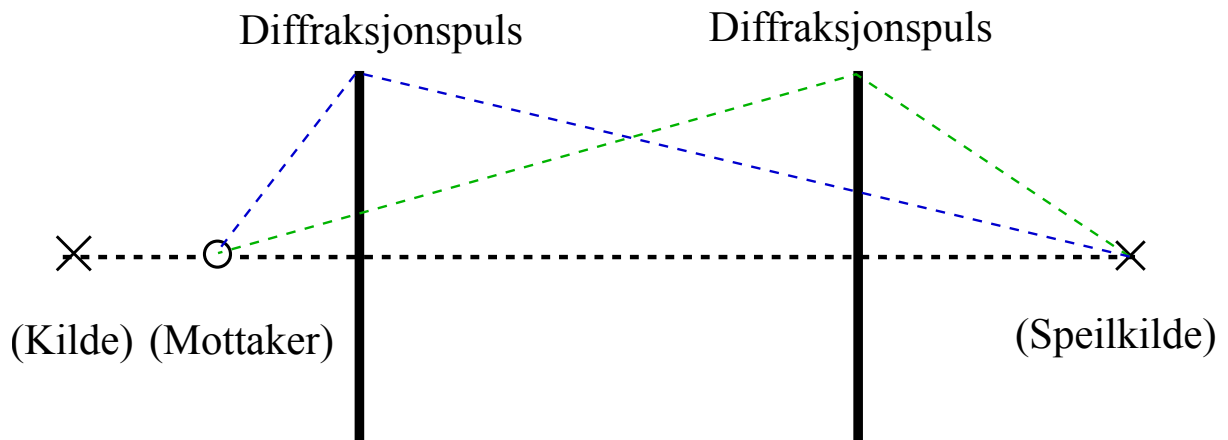
### 5.3.1 Pulstog

Impulsresponsen av flutter for to parallelle plater, som beskrevet i avsnitt 4.2.1 er plottet for et signalutsnitt på  $29[ms]$  i figur 5.7. [2, s. 174]. Figuren er plottet med de spekulære pulser, med nivå definert i (2.5). De to første diffraksjonspulsene kan beregnes som avstand fra kilde til kant til mottaker. De to første kantpulsene vil ankomme mottaker for  $t = 5,53[ms]$  og  $t = 7,034[ms]$ . For økende antall speilkilde kant diffraksjonstidene regnes som avstanden mellom speilkilde og speilvegger, som illustrert i figur 5.8. Grønn resielengde vist i figuren kan beregnes  $\sqrt{0,75^2 + 0,75^2} + \sqrt{1,5 + 0,375)^2 + 0,75^2} = 3,08[m]$  som tilsier ved tidspunkt  $t = 8,97[ms]$ . Blå linje vil ha en reiselengde på  $9,36[m]$ , vil ankomme mottaker for tidspunkt  $t = 9,35[ms]$ .

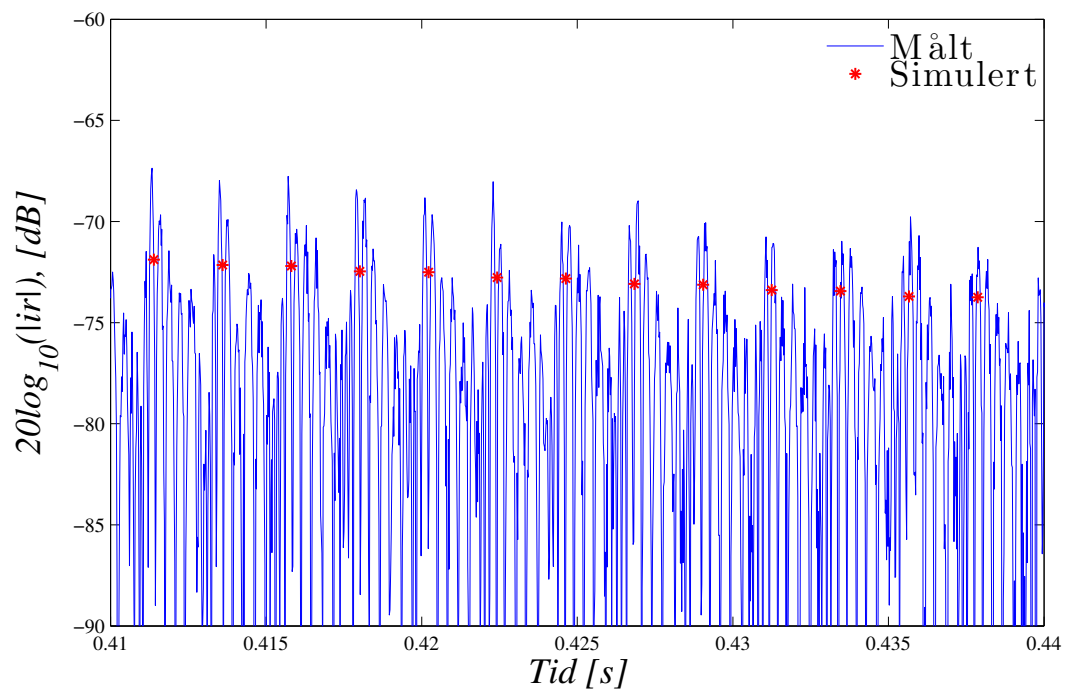


**Figur 5.7:** Plot av normalisert impulsrespons for  $l_{hoyt} = 0,75[m]$  og  $l_{mic} = 0,375[m]$  og simulerte geometrisk estimerte pulser

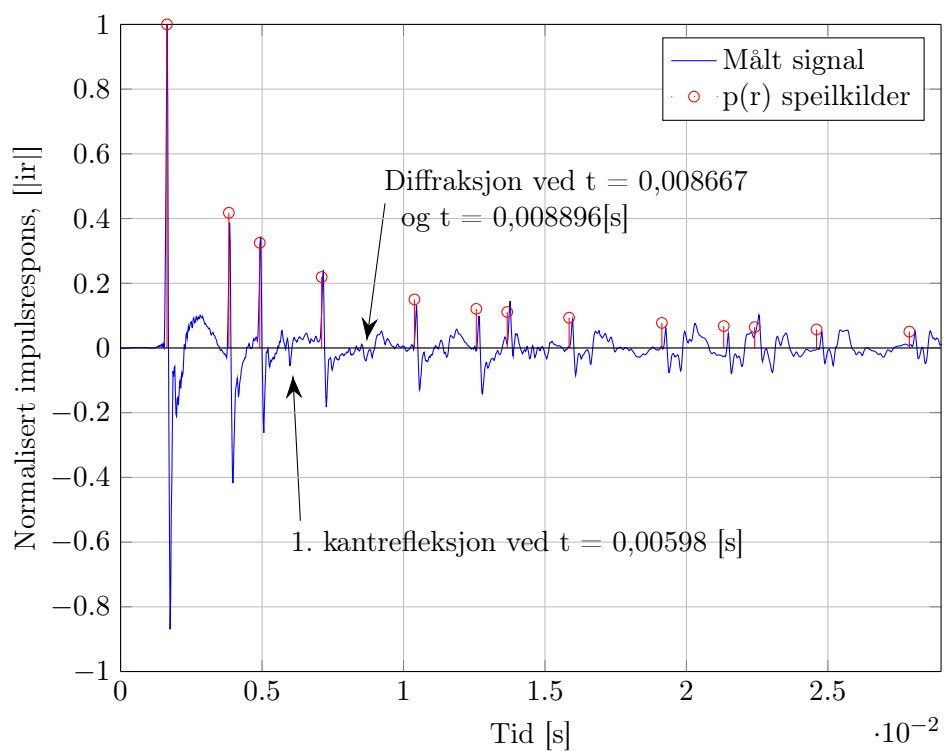
Et utsnitt av logaritmisk plot av impulsresponsen er plottet i figur 5.9 for et tidsutsnitt  $t \in [0,41 : 0,44][s]$ .



**Figur 5.8:** Speilkildeberegning fra en speilkilde med to virtuelle kanter mellom speilkilde og mottaker

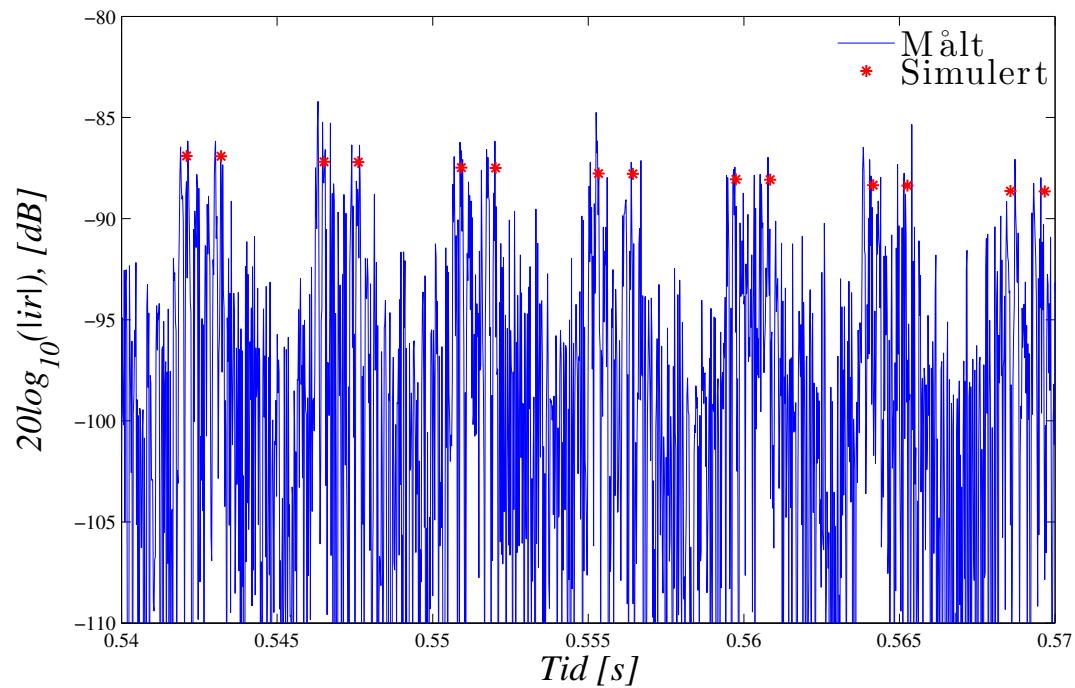


**Figur 5.9:** Utsnitt av flutter for  $t \in [0,41 : 0,44][s]$  for kilde plasser  $0,75[m]$  fra bunnplaten og mottaker plasser  $0,375[m]$  fra toppplaten



**Figur 5.10:** Plot av impulsrespons for kilden  $l_{hoyt} = 0.375[m]$  og  $l_{mic} = 0,5625[m]$  og simulerte geometrisk estimerte pulser

Et annet signalutsnitt er plottet i figur 5.11 for kilde og mottaker plassert henholdsvis  $0.75[m]$  og  $0.5625[m]$  for  $t \in [0,54 : 0,57][s]$ .

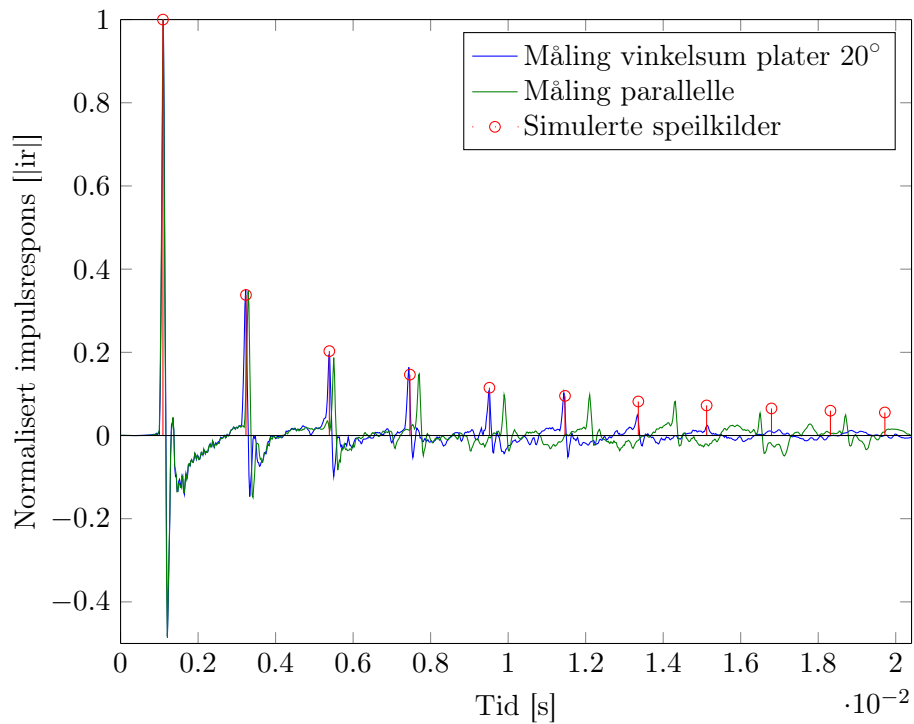


**Figur 5.11:** Utsnitt av flutter for normalisert logaritmisk intensitetsplot for  $t \in [0,54 : 0,57][s]$  der, der kilden er plassert  $L\_hoyt = 0,75[m]$  over bunnplaten, og mottaker er plassert  $L\_mic = 0,5625[m]$  under topplaten

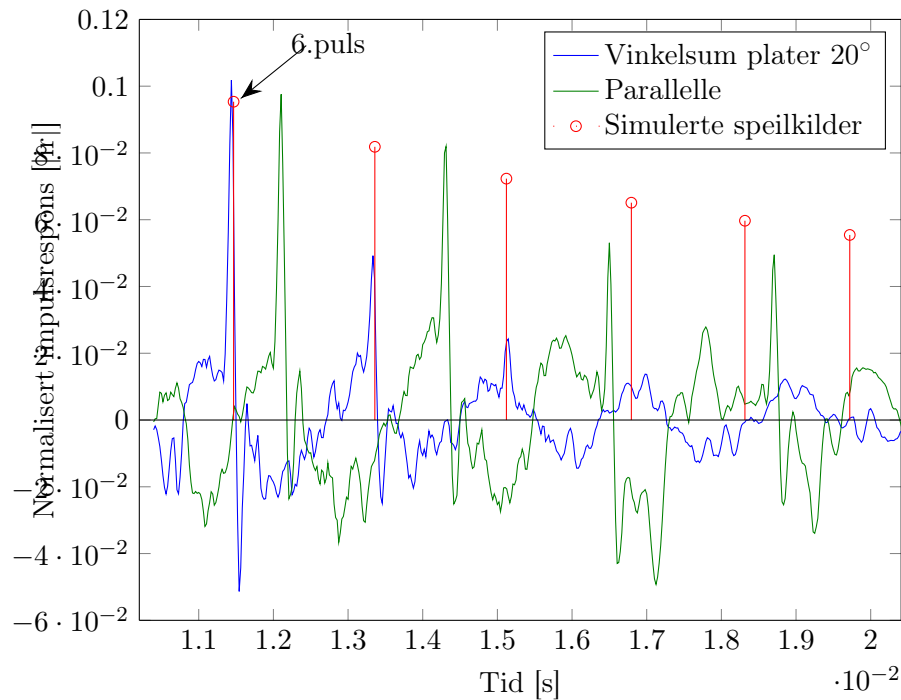


### 5.3.2 Speilkilder for vinkler mellom plater

Simulering av vinkelsum, se figur 5.12 for impulsrespons av vinkelsum  $\beta = 20^\circ$ . Et utsnitt fra og med  $10[m\text{s}]$  er plottet i figur 5.13.



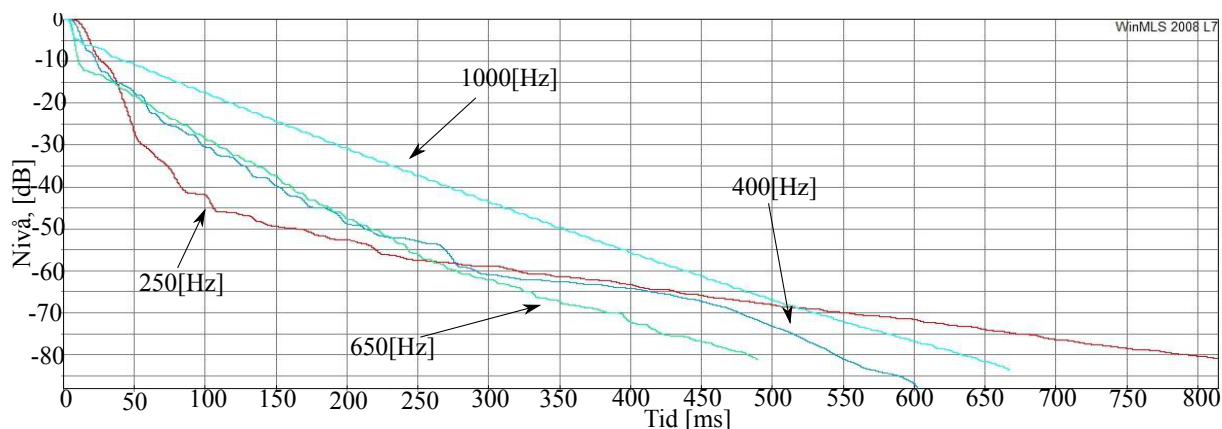
Figur 5.12: Speilkilder for vinkelsum ,  $\beta = 20^\circ$ , plottet med impulsresponsen for parallele plater



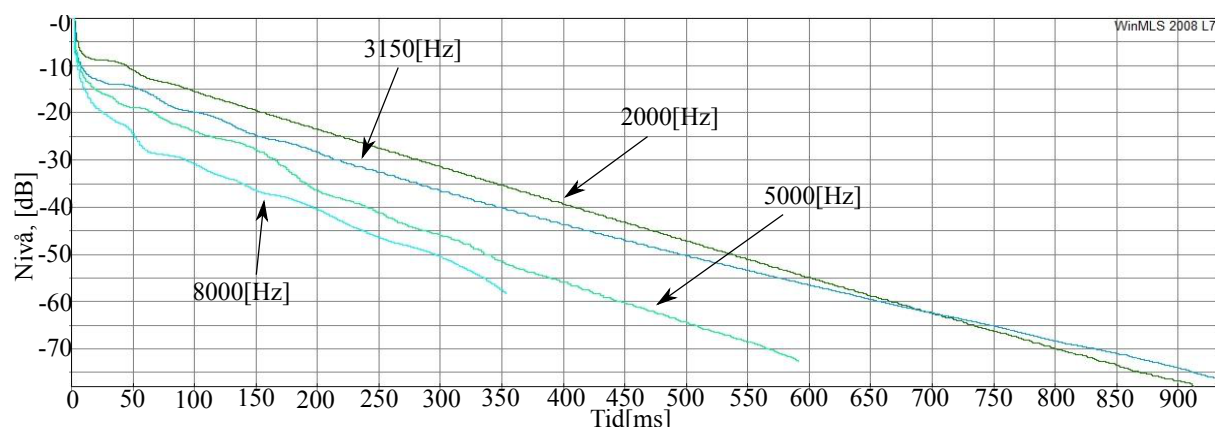
Figur 5.13: Utsnitt av 5.12 fra 6 puls

## 5.4 Etterklangsmålinger

De normaliserte Schroederkurvene for tredels oktavbånd 250, 400, 630 og 1000[Hz] fra den målte impulsresponsen er plottet i figur 5.14. Figurene er hentet i winMLS, med 6. orden forward butterfilter. Tilsvarende kurver for tersfilter 2000, 3150, 5000 og 8000[Hz] er plottet i figur 5.15.

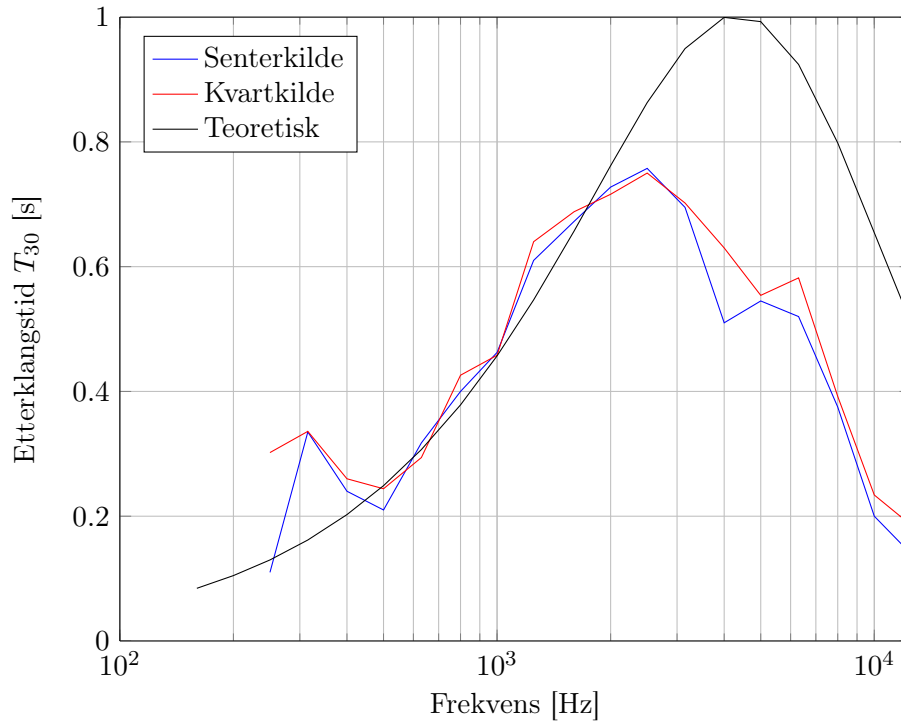


**Figur 5.14:** Normaliserte Schroederkurver for tredels oktavbånd 250[Hz] (rød) , 400[Hz] (blå), 630[Hz] (grønn) og 1[kHz] (lys blå) beregnet med winMLS 2008



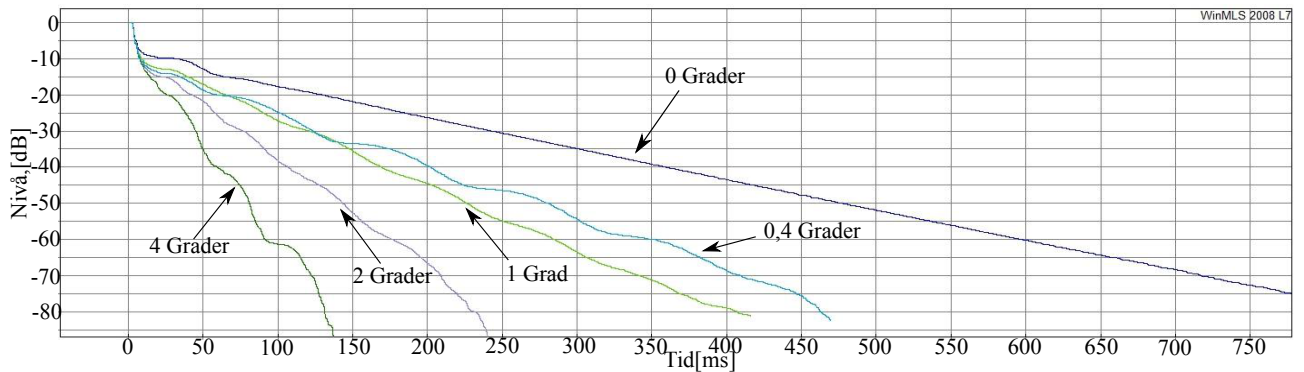
**Figur 5.15:** Schroederkurver for tredels oktavbånd 2000[Hz] (grønn) , 3150[Hz] (blå), 5000[Hz] (grønn) og 8000[Hz] (l) beregnet med winMLS 2008

Plot av etterklangstid for ulike for to parallelle plater er plottet i figur 5.16. Etterklangen ble målt for to ulike måleserier: (i) Kilde plassert midt mellom platene, med fire tilhørende måleposisjoner. (ii) Kilde plassert 0.375[m], med 5 tilhørende måleposisjoner. Figur 5.16, viser midlet etterklang for hver kildeposisjon. Etterklangstider er hentet fra WinMLS med hensyn på ISO3382 fra  $-5[dB]$  til  $-35[dB]$  dempingskurve for tredels oktavbånd. Figuren inkluderer også teoretisk etterklangskurve, gitt av (3.26), der  $\alpha = 0.02$  og  $h = 33$  i (3.22). Verdier for  $\alpha$  og  $h$  er satt for å tilpasse kurven brukt i [3, s.250]. Etterklangstidene er for hvert tredels oktavbånd, og er hentet ut fra winMLS. Figuren er plottet innenfor frekvensområde  $f \in [250, 12500][Hz]$ , der det var mulig å opparbeide et signal støyforhold på  $> \approx 30dB$ .



**Figur 5.16:** Målt etterklangstid for to ulike kildeposisjoner med teoretisk etterklangskurve med  $\alpha = 0,02$  og  $h = 33$

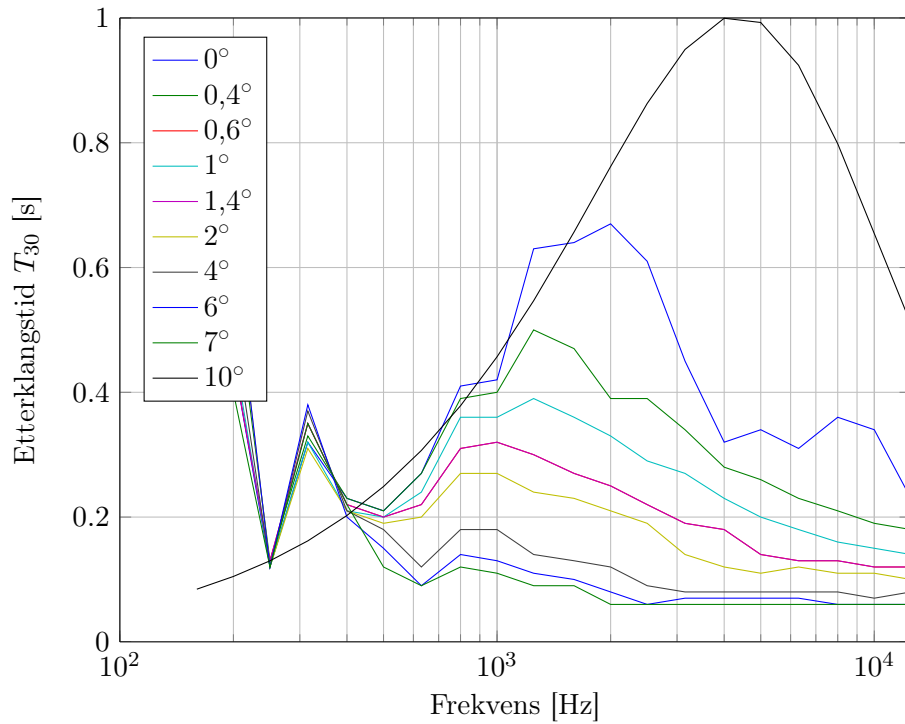
Schroederkurven for tredels oktavnånt  $2[kHz]$  for et utvalg vinklede plater er plottet i figur 5.17.



**Figur 5.17:** Normalisert Schroederkurve for økende vinkel ved  $2[kHz]$  ved tredels oktavnånt

Etterklangstid for tredels oktavnånt for ulike vinkler er plottet i figur 5.18. Disse er beregnet med *winMLS2008* etter *ISO3382*.

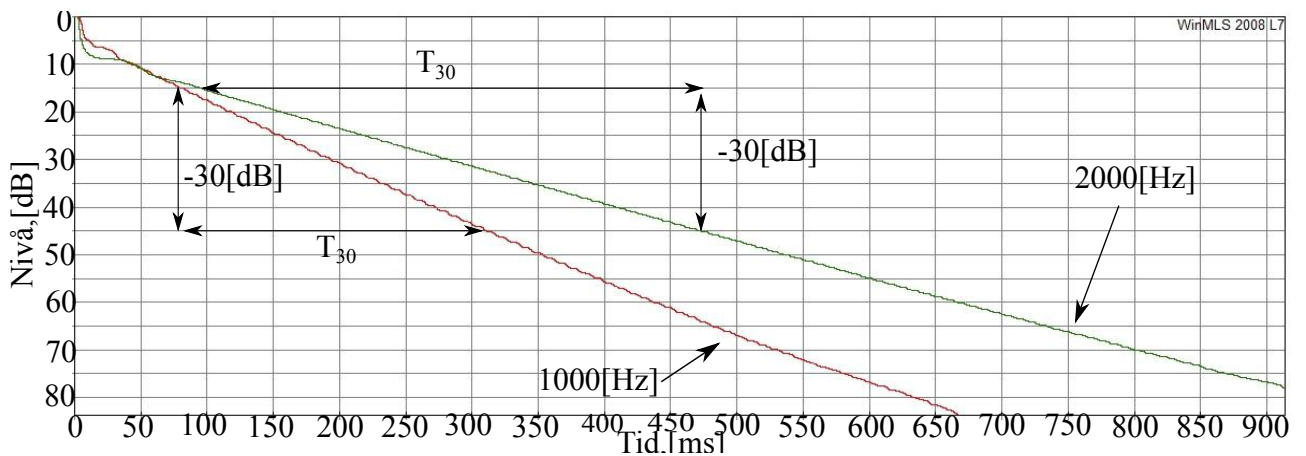
Beregnet etterklang innenfor rekkevidden  $-15[dB]$  til  $-45[dB]$  er plottet i figur 5.19, og undersøkt tredels oktavnånt;  $1000[Hz]$  og  $2000[Hz]$ .



Figur 5.18: Målt etterklangstid for ulike vinkler

Frekvens <i>Tredelsoktavbnd</i>	ISO3382, $T_{30}$ [s] , [-5, -35]	$T_{30}$ , [-15, 45]
1000	0,45	0,458
2000	0,74	0,752

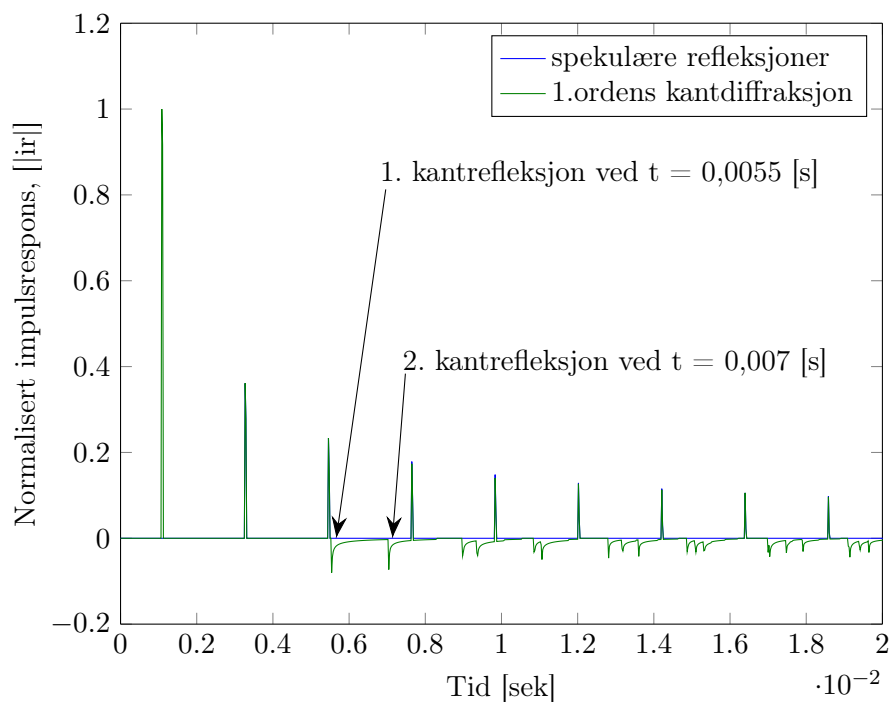
Tabell 5.4: Avvik fra 1.orden diffraksjon og (3.9)



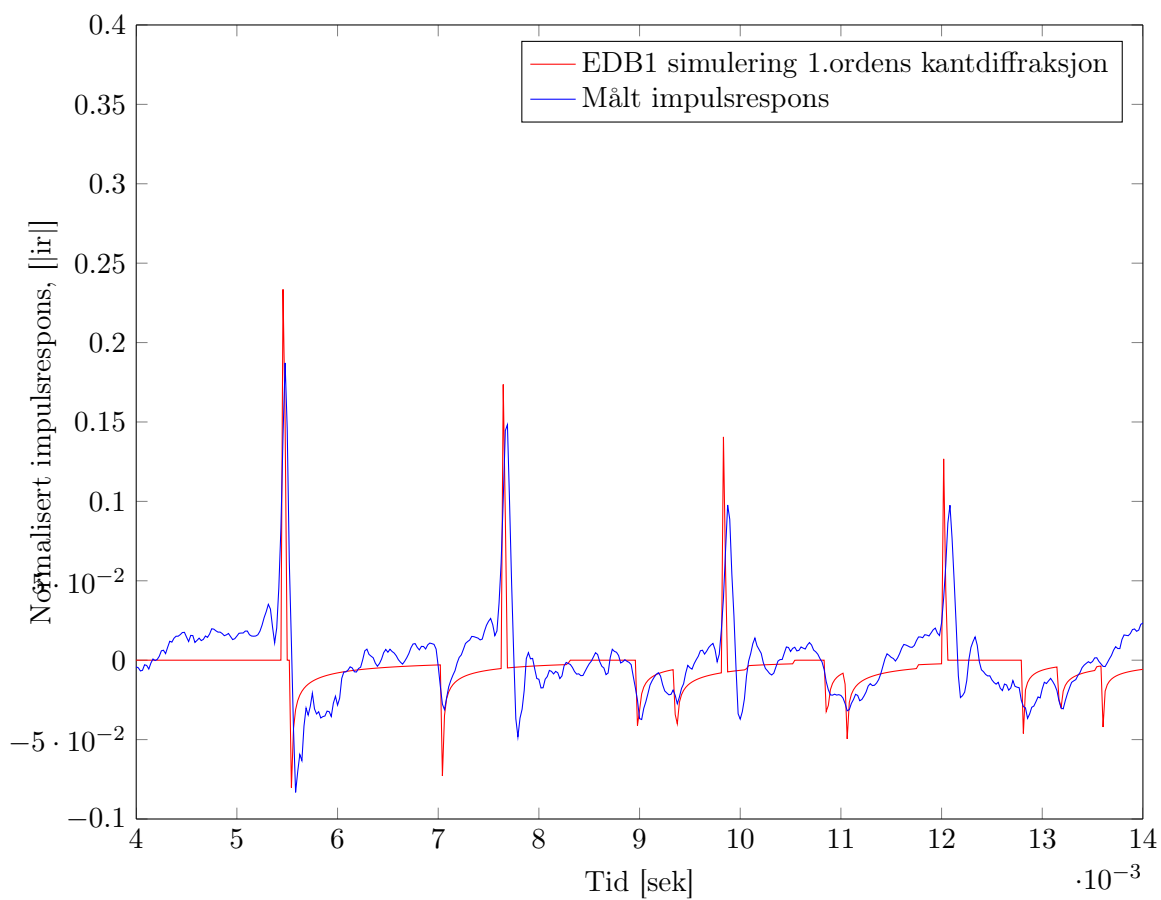
Figur 5.19: Beregnet etterklang fra  $-15$ [dB] til  $-45$ [dB]

## 5.5 Simulering av flutter med EDB1toolbox

Impulsresponsen av flutter implementert i *EDB1toolbox* som kan simulere 12 spekulære refleksjoner med første ordens kantdiffraksjon. Normalisert simulert impulsrespons er plottet i figur 5.20, der kilden er plassert  $0,75[m]$  fra bunnplaten, og mottaker plassert  $0,375[m]$  fra den øvre flaten. Figuren viser både impulsresponsen for spekulære og 1. ordens kantdiffraksjonsberegninger innenfor et tidsvindu på  $2[ms]$ . Figuren er også merket for de to første diffraksjonspulsene. Et utsnitt av den simulerte impulsresponsen med 1.ordens kantdiffraksjon og den målte impulsresponsen er plottet for tidsutsnitt  $t \in [4; 14][ms]$  i figur 5.21.

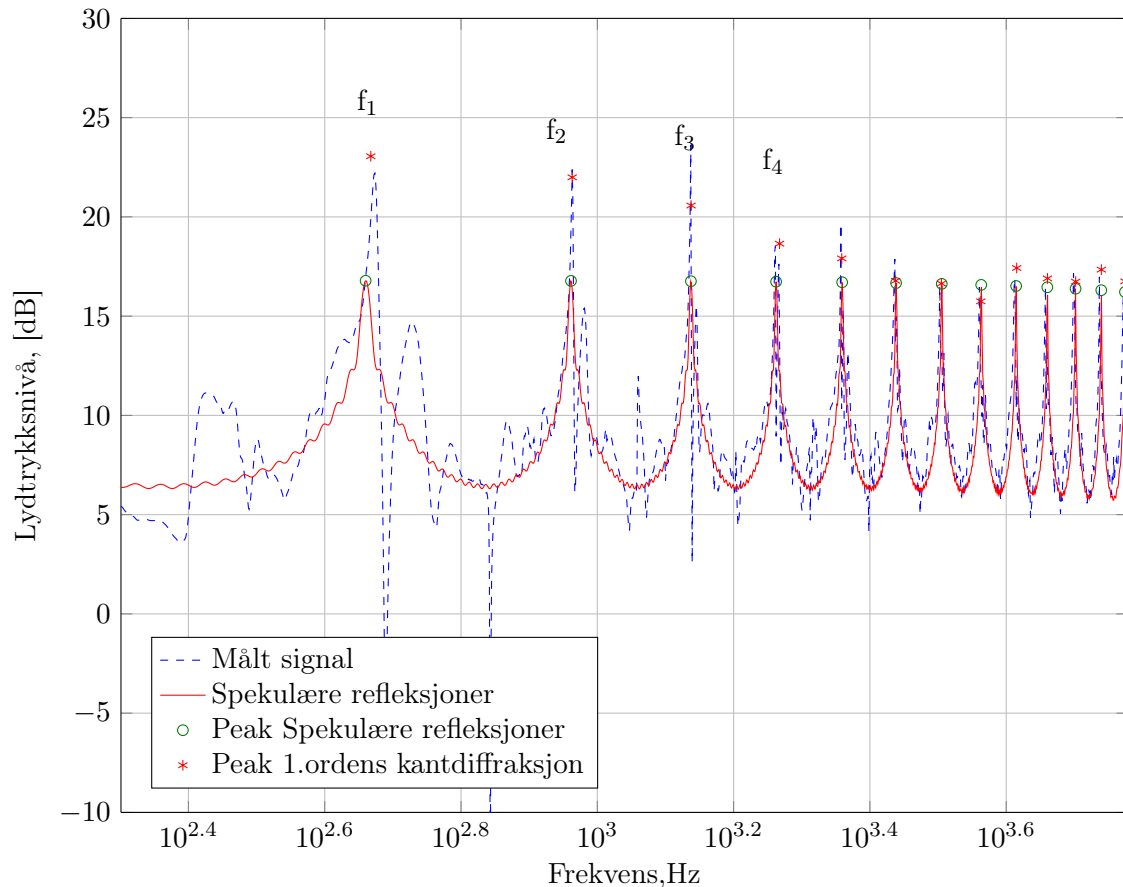


**Figur 5.20:** Et utsnitt av simulert impulsrespons med *EDB1toolbox* for spekulære og 1.ordens kantdiffraksjonsberegninger. Kilde er plassert mellom platene,  $L_{\text{hoyt}} = 0,75[m]$  og mottaker plassert  $0.375[m]$  fra topplaten



**Figur 5.21:** Et utsnitt av simulert impulsrespons for  $t \in [0,004; 0,014][s]$  med *EDBtoolbox* for 1.ordens kantdiffraksjonsberegninger of måling. Kilde er plassert mellom platene,  $L\_hoyt = 0,75[m]$  og mottaker plassert  $0,375[m]$  fra topplaten

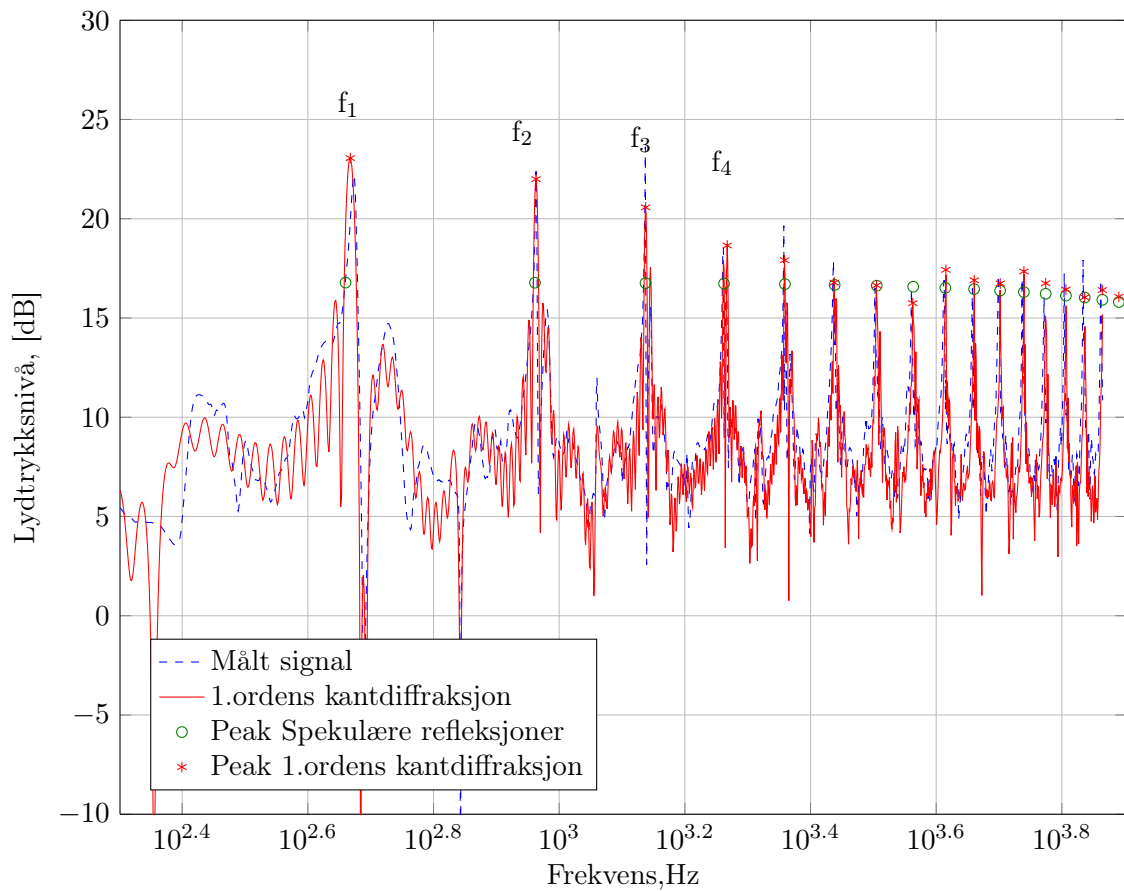
Frekvensresponsen av flutterrekko er plottet både for spekulære refleksjoner og 1. ordens kantdiffraksjon henholdsvis i figur 5.22 og 5.23. Frekvensresponsen av det målte signalet er plottet relativt til frekvensrespons av høyttaleren målt ved  $1[m]$  avstand. Signalutsnittet fra den målte impulsresponsen som er brukt til fft beregninger er et utsnitt på 22400 målepunkter. Kilde og mottakerposisjonen som er brukt i frekvensresponsen er den samme som i figur 5.20 og 5.21, der kildehøyttaleren er plassert  $L_{hoyt} = 0.75[m]$  over bunnplaten og mottakeren er plassert  $L_{mic} = 0.375[m]$  under bunnplaten.



**Figur 5.22:** Frekvensrespons av flutter for målt impulsrespons og spekulær simulert impulsrespons

Frekvens $f_i[Hz]$	$f_1$	$f_2$	$f_3$	$f_4$
Målt	468,8	919,9	1371	1822
Spekulære (Avvik %)	475 (1,36)	914,1 (0,63)	1371 (0)	1821 (0,05)
1.diffraksjon (Avvik %)	462,9 (1,27)	914,1 (0,63)	1361 (0,73)	1822 (0)

**Tabell 5.5:** Frekvenstopper flutter for målt impulsrespons, spekulære refleksjoner og første orden kantdiffraksjons simuleringer



**Figur 5.23:** Frekvensrespons av flutter for målt impulsrespons og 1. ordens kantdiffraksjons simulering

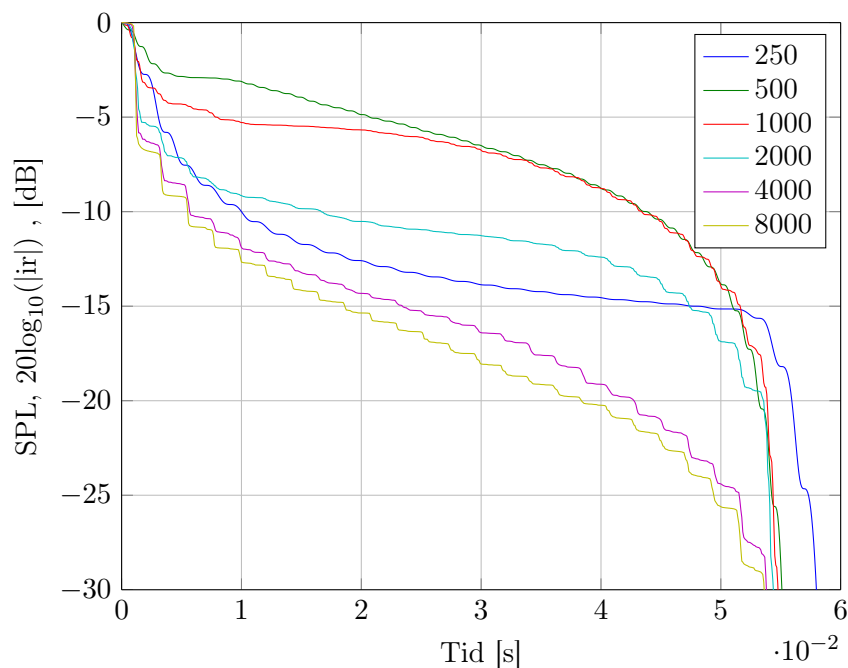
Frekvens $f_i$ [Hz]	$f_1$	$f_2$	$f_3$	$f_4$
Spekulære avvik [dB]	8,97	8,99	9,9	7,4
1.diffraksjon avvik [dB]	1,37	2,53	0,13	3,19

**Tabell 5.6:** Avvik nivåer for frekvenstopper

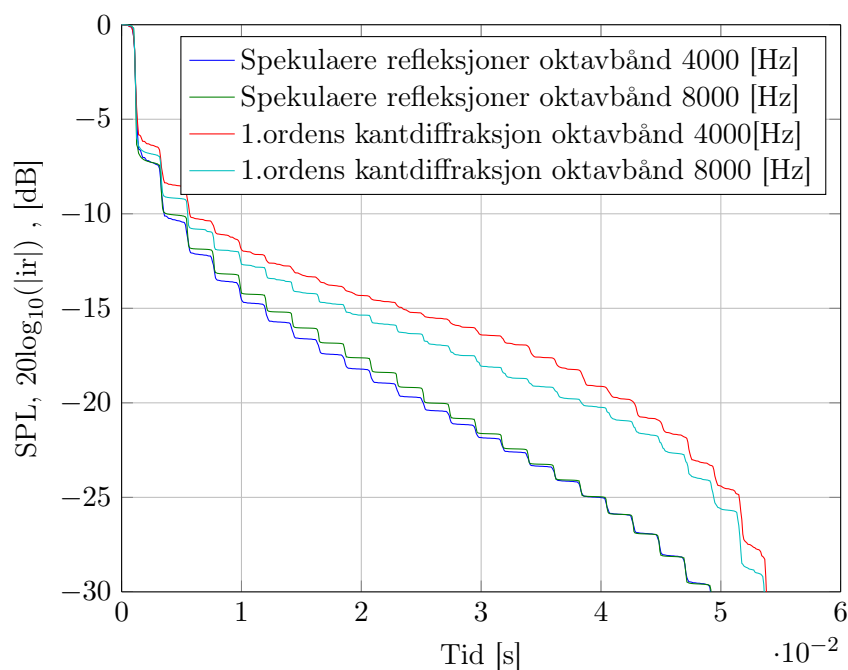


## 5.6 Etterklang av simulert impulsrespons

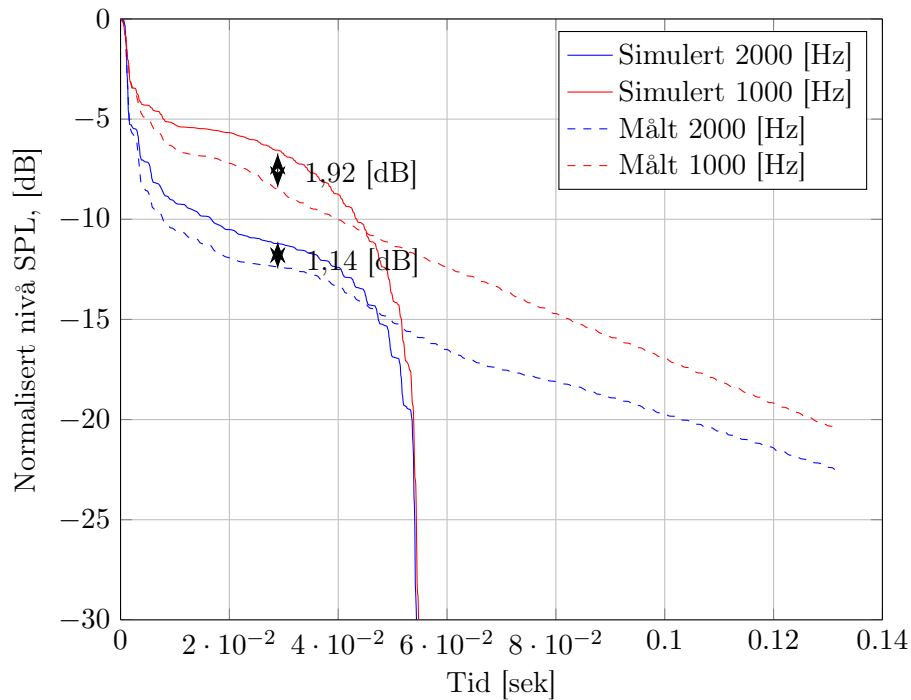
Schroederkurven av 1. ordens kantdiffraksjonsmodellering av de 12 første spekulære refleksjoner er plottet i figur 5.24 for oktavebånd  $f_{center} \in [250, 8000][Hz]$ .



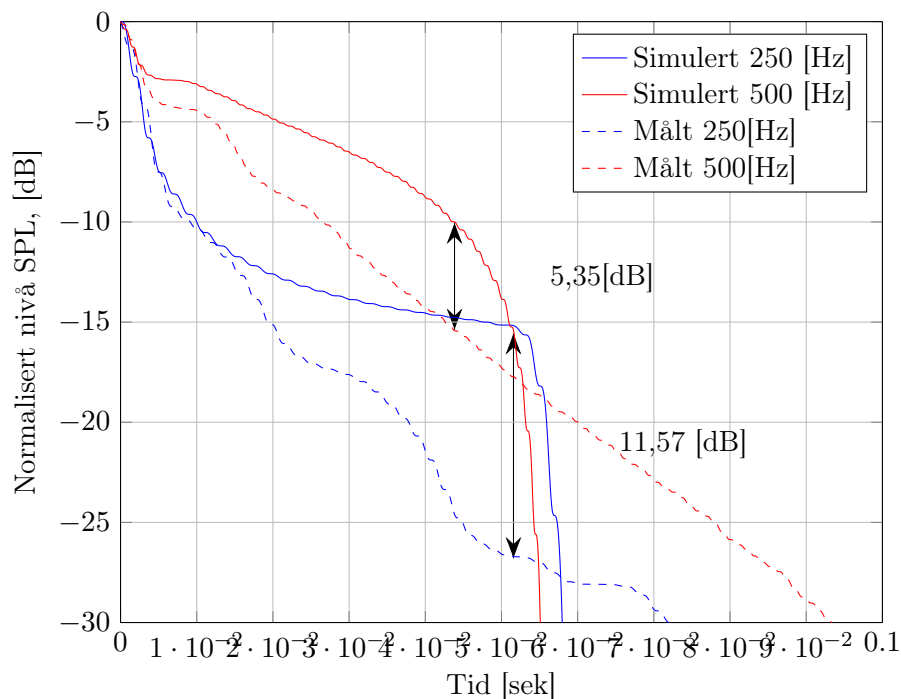
**Figur 5.24:** Normalisert Schroederkurve av simulert impulsrespons med 1.ordens kantdiffraksjon for oktavebånd  $f_c \in [250, 8000]$



**Figur 5.25:** Normalisert Schroederkurve av simulert impulsrespons med 1.ordens kantdiffraksjon og spekulære refleksjoner for oktavebånd  $4[kHz]$  og  $8[kHz]$



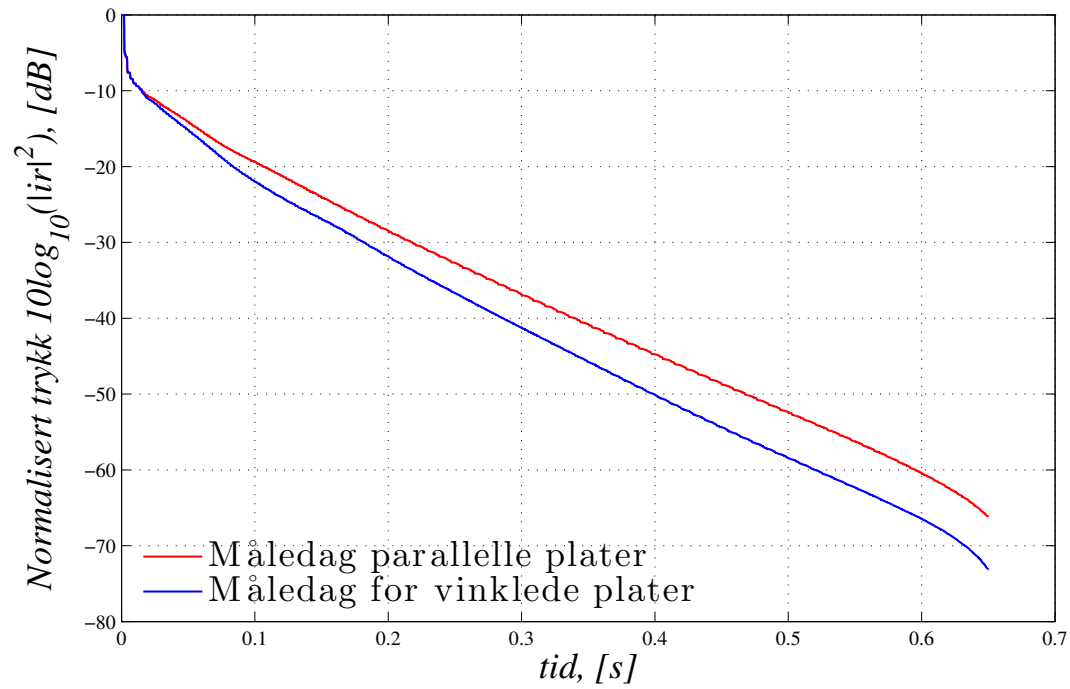
**Figur 5.26:** Schroederkurve av oktavbåndfiltrert signal for oktavbånd 1000[Hz] og 2000[Hz] for målt impulsrespons (stiplet linje) og simulert impulsrespons med 1.ordens kantdiffraksjonsberegninger (heltrukket linje)



**Figur 5.27:** Schroederkurve av oktavbåndfiltrert impulsrespons for oktavbånd  $f_{center} = 250[Hz]$  og  $f_{center} = 500[Hz]$  for målt impulsrespons (stiplet linje) og simulert impulsrespons med 1.ordens kantdiffraksjonsberegninger (heltrukket linje)

## 5.7 Avvik målinger

De ulike målingene som ble utført i forsøket ble foretatt over flere dager. Det ble observert avvik i etterklangsmålinger mellom de to måleseriene. Schroederkurvene for målinger for parallelle og vinklede plater, er illustrert 4.5 og 4.6.



**Figur 5.28:** Schroederkurve for to forskjellig måledatoer



# Kapittel 6

## Diskusjon

I dette kapitlet skal det diskuteres rundt resultatene i foregående kapittel. I første avsnitt diskuteres måleresultater og beregninger av responsen fra en plate. Videre følger diskusjon rundt flutterfenomenet. Avsnitt 6.2.1 er diskusjon av pulstoget for parallelle og vinklede plater og avsnitt 6.2.2 er diskusjon rundt etterklang av flutter. 6.2.1 er diskusjon av pulstoget for parallelle og vinklede plater. Deretter følger diskusjon for simulert impulsrespons med *EDB1toolbox*. Først undersøkes simulert impulsrespons med målt impulsrespons. Videre følger en diskusjon om frekvensresponsen av flutter for både spekulære refleksjoner og 1.ordens kantdiffraksjonssimuleringer sammenliknet med målt frekvensrespons. Etter undersøkt frekvens og impulsrespons følger en diskusjon av dempingen av flutter med hensyn på tid, undersøkt med Schroederkurver, for å undersøke om dempingen av det simulerte signalet følger den karakteristiske dempingen av flutter. Tilslutt følger diskusjon av mulige feilkilder for forsøket, og forslag til videre arbeid innenfor feltet.

### 6.1 Platerespons

For å undersøke diffraksjonseffektene fra platene, var det også hensiktsmessig å undersøke diffraksjonseffektene fra kun en plate. Dette ble undersøkt med praktiske forsøk, som vist i figur 4.4. Resultatene ble tolket *EDBToolbox\_qgauss* som løser kantdiffraksjon fra endelig store flater i frekvensdomenet for konvekse geometrier. Undersøkelse av en plate gjør det også mulig å undersøke de forenklede matematiske modellene for kantdiffraksjon med *Kirchoff – Fresnelapproximasjon* og positive og negative interferenseffekter med *Fresnelsoner*. Den målte responsen fra en plate, er plottet relativt til kilderrespons som er målt fra  $1[m]$  avstand for å unngå påvirkning av kilde og mottakerresponsen. Plateresponsen er plottet i figur 5.1. Figuren viser at ved  $\approx 200Hz$  oscillerer målingene omkring den spekulære platerespons som ligger ved  $\approx -14dB$ . Dette er et resultat av positiv og negativ interferenseffekter i forhold til den spekulære refleksjonen. For høyere frekvenser flater oscillasjonene mot den spekulære refleksjonen. Utsnittet, plottet i figur 5.2 viser at de simulerte resultatene for både 10. ordens diffraksjon og 1. ordens diffraksjon samsvarer godt med de målte resultatene for  $f \in [200, 6000]Hz$ . For de frekvensene det oppstår negative interferenseffekter, merket  $f_1$  og  $f_2$  viser et avvik på  $\approx 2[dB]$  mellom målt og simulert platerespons. Likevell kan det konkluderes med at både første og 10.ordens kantdiffraksjonsberegninger for en tynn plate samsvarer bra med målte resultater.

Formelen for intensitetsavvik relativt til uendelig store flater, som resultat av diffraksjon, definert av formel (3.8) er også plottet i figur 5.1, [11]. Intensitetsavviket i plottet er vektet med det spekulær frekvensrespons for å bedre kunne sammenlikne med simuleringer og måleresultater. Formelen er gyldig til  $k = 1$ , der intensiteten flater ut. For dette forsøket, der  $a_1 = 2.787 [m]$ ,  $a_2 = 2,176 [m]$  og  $b = 0.75 [m]$  vil formelen stige til  $f_{max} = 182,55 [Hz]$ . I dette frekvensom-

rådet har ikke målt impulsrespons et tilstrekkelig signal støyforhold til å kunne sammenliknes med formelen. *EDBtoolbox* er derfor et bedre verktøy for å undersøke refleksjonen for så lave frekvenser. Simuleringen viser at det er 1.ordens diffraksjonsberegninger av *EDBtoolbox* simuleringen som ser ut til å legge nærmest intensitetsavviket (3.9), med et maksimalt avvik mellom  $3 - 4[dB]$ . Dette stemmer bra ettersom *Kirchoff - fresnelapporoksimasjon* beregner første ordens kantdiffraksjon.

Svingningene om spekulær refleksjonsakse skyldes positive og negative interferenseffekter i forhold til direktelyden. Dette kan løses med *fresnelsoner*. Undersøkelser av fresnelsonene for der positiv interferens inntreffer i figur 5.2 og merket med  $f_1$  og  $f_2$ . I figur 5.3a og 5.3b illustreres det at fresnelsonene har en radius som strekker seg såvidt utenfor kanten av flaten, merket i blått. Hjørnene er derimot ikke fullstendig dekket av sirkelen for denne sonen. Det er derfor ikke fullstendig intuitivt for hvilke frekvenser positive interferenseffekter vil inntreffe for kvadratiske flater. Frekvenser der negativ interferenseffekter oppstår, er visualisert i rødt i figur 5.4a og 5.4b. For disse er det henholdsvis den første og andre røde sirkelen som såvidt krysser flatekanten. Figurene viser at for økende frekvens, der bølgelengde minker, vil gangavstanden der direktelyden i forhold til fresnelradiene minke, og sonene kommer tettere.

Økende kilde og mottakeravstand er simulert med en kildeavstand på  $10[m]$  og en mottakeravstand på  $7[m]$  og sammenliknet med Kirchoff-fresnelapproksimasjon og fresnelsoner, som begge viser gode samsvar med den simulerte avstanden. For plottet ser man at gyldighetsområdet av Kirchoff-fresnel approksimasjonen er langt større ettersom avstanden øker. Denne viser at det oppstår et avvik fra spekulær refleksjon opp til  $f = 568[Hz]$ . Det synes også at avviket mellom Kirchoff-fresnelapproksimasjonen og simulert frekvensrespons øker med  $6[dB]$  for denne avstanden. Til tross for nivåavviket gir denne likevell en god innsikt for hvordan diffraksjonen fra den endelig stor platen er. De beregnede frekvensene for negativ og positiv interferens viser gode samsvar med simuleringen med første ordens kantdiffraksjon med et avvik på 2% fra simulerte frekvenstopper. Dette er kun en formel for å beregne frekvensene der positiv interferens inntreffer, og ikke en måte å beregne positivt og negativt interferensnivå. I figur 5.5 er disse kun vektet med den spekulære refleksjonen, og er ikke ment for å gi innsikt i nivåverdiene for de positive og negative interferenseffektene.

## 6.2 Flutterrekko

Logaritmisk plot av den normaliserte impulsresponsen av flutter er plottet i figur 5.6. Figuren illustrerer i hvilken grad sfærisk og plan bølgeutbredelse påvirker dempingen. Den eksponentielle dempingen er plottet med et negativt eksponentialledd  $(1 - \alpha)^{\text{antallrefleksjoner}/1.5}$  der  $\alpha$  er satt til 0.05. Verdien er satt empirisk for å tilnærme kurven best mulig. Figuren viser at dempingen er et resultat av både sfærisk og eksponentiell dempingskarakteristikk. Signalet dempes sfærisk for de første refleksjonene ettersom  $1/r$  - leddet er dominerende. For senere refleksjoner vil det eksponentielle leddet dominere, slik at dempingen skjer eksponentielt. Dette vises som en lineær demping i det logaritmiske plottet. Likevell er det vanskelig å beregne dempingen av impulsresponsen da det ser ut til at denne får en pulstopp etter ca  $0,1225[s]$ . Fra og med dette punktet ser det ut som at feltet går over til en eksponentiell dempingskarakteristikk.

### 6.2.1 Pulstog

Simulerte spekulære refleksjoner av flutterrekko er plottet i figur 5.7 og 5.10 for de 15 første refleksjonene for to ulike kilde og måleposisjoner. For dette tidsutsnittet er det lettere å undersøke pulsmønstre som oppstår avhengig av kilde og mottakerposisjoner. I figur 5.7 ankommer pulsene med regelmessig mellomrom. Pulsene er lettere å visualiseres som speilkilder plassert på

baksiden av det reflekterende flatene. I figur 5.7 kommer pulsene hvert  $22[ms]$ . Dette er naturlig ettersom avstanden mellom hver punktkilde, fra henholdsvis høyre og venstre flate, øker med  $0.75[m]$  for hver spekulære refleksjon. For figur 5.10 ankommer pulsene i et annet mønster, men er likevell regelmessig for hver fjerde puls. De simulerte speilkildene, som beskrevet i avsnitt 4.2.1, viser seg å følge pulsmønsteret bra for tidlig ankommende pulser. Nivået for dette tidsuttaket er primært avhengig av sfærisk spredning ( $1/r$ ).

Figurene 5.7 og 5.10 viser også antydninger til diffraksjonseffekter i impulsresponsplottet. Disse er ikke så tydelig å oppdage i målingene, ettersom impulsresponsen av høyttaleren har en stor påvirkning på impulsresponsen. Likevell er det mulig å observere diffraksjon figur 5.7 for tidspunkt  $t = 7,08[ms]$ ,  $t = 89[ms]$   $t = 9,02[ms]$ . Første kantrefleksjon vanskelig å tyde i plottet, ettersom denne ankommer omtrent samtidig andre spekulært reflekterte puls. Diffraksjonspulsen kan merkes ved at de ankommer med negativ amplitude, relativt til de spekulære refleksjonene. Speilkilder kan anvendes for å beregne tidspunkt for diffraksjonspulser ved å summere avstanden fra speilkilde til kryssende flatekanter og fra flatekant til mottaker, se figur 4.10. Diffraksjonspulsene som ankommer for tidspunkt  $t = 89[ms]$  og  $t = 90.2[ms]$  kan beregnes ved å regne på avstandene mellom speilkilde fra en speilkilde og de kryssende speilflatene mellom speilkilde og mottaker. Dette er illustrert i figur 5.8 der grønn kurve illustrerer henholdsvis kantdiffraksjon og spekulære refleksjon. Blå kurve vil i praksis være henholdsvis en spekulær og diffraksjonsrefleksjon.

Figur 5.9 og 5.11 viser et utsnitt av den normaliserte impulsresponsen for et signalutsnitt på henholdsvis  $t \in [0,41; 0,44][s]$  og  $t \in [0,54; 0,57][s]$  for to ulike kilde og mottakerposisjoner. Figurene viser at signalet fortsatt oscillerer, og har topper som oppstår samtidig som de simulerte pulsene. Dette er til tross for en mye støy på signalet som er uungåelig etter så mange refleksjoner grunnet støy fra høyttaleren og diffraksjon. Det er derfor tydelig at flutter vil beholde den tonale karakteristikk god tid etter eksitasjonspulsen, også når den feltet er eksponentielt avtvangende.

I figur 5.13 viser at avstanden mellom pulsene minker med økende vinkel mellom platene. Dette viser seg ikke like tydelig ved de første to første pulsene, men heller ved de senere refleksjonene. Dette er naturlig, ettersom korteste avstande mellom kilde, plate og mottaker minker. I plottet er også de simulerte speilkildene. Ved å simulere avstanden mellom speilkilde og mottaker rundt en sirkel ser ut til å virke bra for avstandsberegninger [15]. Det normaliserte trykket er plottet som funksjon av sfæriske spredning, noe som ser ut til å virke bra til og med 6. puls. Ved avstand  $4,58[m]$  og  $5,2[m]$  er det også antydninger til pulser, men disse følger ikke en sfærisk karakteristikk som de foregående pulsene. Dette er et resultat av at lyden reflekteres ut i rommet, og ikke mellom platene.

## 6.2.2 Schroederkurver og etterklangsmålinger

Schroederkurvene for de tredels oktavbåndfiltrerte signalene, plottet i figur 5.14 og 5.15. Førstnevnte er plottet for tredels oktavbånd  $250, 400, 630$  og  $1000[Hz]$  og viser hvordan etterklangen øker med økende frekvens. For  $250[Hz]$  ser dempingen ut til å ha en sfærisk karakteristikk frem til  $\approx 100[ms]$ . Schroederkurven etter dette tidspunktet er trolig et resultat av at det integreres over støygulvet [13]. Både tredels oktavbånd ved  $400$  og  $650[Hz]$  bånd ser ut til å ha eksponentiell dempingskarakteristikk, men begge ligger betraktelig under  $1000[Hz]$  båndet. Dette forklarer hvorfor opplevet flutter lyder til å ende opp i diskantområdet. Figur 5.15 viser at etterklangen synker for  $f > 2000[Hz]$ . I motsetning for lavere frekvenser ser alle tredels oktavbåndene ut til å ha en eksponentiell dempingskarakteristikk i motsetning til  $250[Hz]$  båndet. Den minkende etterklangstiden for høyere frekvenser kan være et resultat av både luftdemping og uungåelig flatebospresjon. Pulstoppen som ble illustrert i figur 5.6 er mulig å observere  $2000[Hz]$  Schroederkurven i figur 5.15.

Etterklangen beregnet med hensyn på *ISO3382* med linjetilpasning mellom  $-5[dB]$  og  $-35[dB]$  for to parallelle plater er plottet i figur 5.16. Figuren viser at etterklangen følger den empiriske tilnæringsformelen bra fra og med tredels oktavbånd  $400[Hz]$ . Figuren viser noen avvik for eksempl ved oktavbånd  $f \leq 500[Hz]$ , og et avvik ved oktavbånd  $f = 800[Hz]$ . Likevel for oktavbånd  $f \in [630, 12500][Hz]$  er midlet avvik på  $7,5\%$ . Det vil derfor være grunnlag for at etterklangen er uavhengig av kilde og mottakerposisjon i det aktuelle frekvensområdet fra og med  $400[Hz]$ . For Tredels oktavbånd  $250[Hz]$  og  $315$  vises det en økning i etterklng. Dette er trolig et resultat av de normalmodene mellom platene eksiteres for disse tredels oktavbåndene, som gir utslag i etterklangen.

Avviket fra teoretisk etterklangskurve (3.22) [4] og målinger i figur 5.16. For  $f \in [250, 2000][Hz]$  har et midlet avvik på  $4,2\%$ . For dette frekvensområdet er det (3.23) som er det dominerende leddet for etterklang. Dette leddet er kun en empirisk utledet [3, s.248], som et resultat av diffraksjon, gitt av forholdet mellom bølgelengde og flatestørrelse.

For  $f > 2000[Hz]$  synker etterklangen for økende frekvens. Teoretisk plot illustrerer at denne derimot begynne å dale ved  $f_{max} = 5000[Hz]$ . Damping i diskanten er et resultat av absorpsjon i platene og luftdamping, som særlig viser seg mer gjeldende ved høyere frekvenser. Diskantdempingen ved  $f = 2k[Hz]$  er trolig et resultat av dette. Av figur [4, figur 6], er det ikke nødvendigvis gitt at etterklangen vil følge (3.22) fullstendig, men heller vise proporsjonalitet med formen. Dampingen for  $f > 2000[Hz]$  for det målte signalet kan være et resultat av flere faktorer. En av disse kan være damping i platen, som er satt konstant for alle frekvenser (3.24) i plot 5.16, absorpsjon i luft, samt spredning fra kilde og mottaker. Kilden brukt i forsøket er en rørhøytaler med diameter  $d_{kilde} = 5[cm]$  og lengde  $l_{kilde} = 40[cm]$ .

Etterklangen av flutter med vinklede plater, viser hvor tydelig etterklangen reduseres med økende vinkel mellom plater. Vinkelendringene ser ut til å redusere frekvensene der det er lengst etterklang. Figuren viser også at en vinkelendring på  $\beta = 0,4^{circ}$  reduserer etterklangen med  $0,17[s]$ . Schroederkurven for tredels oktavbånd  $2000[Hz]$  er plottet i figur 5.17. Figuren viser at feltet schroederkurven mister den eksponentielle dempingskarakteristikken, og oscillerer mer for økende vinkler.

I figur 5.19 er Schroederkurvene for av målt impulsrespons for tredels oktavbånd  $1000[Hz]$  og  $2000[Hz]$  plottet med beregnet etterklang fra og med  $-15[dB]$ . Av figuren er det mulig å se at signalet enda ikke har fått en eksponentiell dempingskarakteristikk etter først  $5[dB]$  damping, slik som foreslått i *ISO3382*. Kurvene viser derimot et fint eksponentielt dempingsforløp noe senere enn fra dette tidspunktet. Beregnet etterklang fra  $-15[dB]$  til  $-45[dB]$  gir en økt etterklang på  $0,008[s]$  og  $1,2[s]$  for tredles oktavbånd  $1000[Hz]$  og  $2000[Hz]$ . Dette illustrerer at linjetilpasningen med hensyn på *ISO3382* brukt i *winMLS* for beregning av etterklang ikke burde brukes for beregning av etterklang av flutter. Likevell har *ISO3382* tilstrekkelig nøyaktighet for å beregne forskjellig etterklangstider for de ulike oktavbåndene til å tilpasse etterklange gitt av (3.26), som illustrert i figur 5.16.

### 6.3 Simulert impulsrespons med EDBtoolbox

Figur 5.20 er impulsresponsen av flutter simulert i *EDB1toolbox* plottet for spekulære refleksjoner og første ordens diffraksjonsberegninger. De spekulære pulsene simulerer refleksjon fra en uendelig flate, og har derfor ikke kantdiffraksjonspulser. Simulert impulsrespons av flutter vises negative pulser i figuren. I figur 5.21 er det målte signalet og 1.ordens kantdiffraksjons-



beregninger plottet innenfor et tidsutsnitt på  $t \in [4; 14][ms]$ . Grunnet høyttalerens ujevne impulsrespons er det mye støy fra den målte impulsresponsen, men likevel er det mulig å se likheter mellom det målte impulsrespons og simulert impulsrespons ved diffraksjonstidspunktene. Første kantdiffraksjonspuls er vanskelig å tolke ut fra den målte impulsresponsen ettersom denne ankommer nesten samtidig som den andre spekulære pulsen ved tidspunkt  $t \approx 5,5[ms]$ . Restende diffraksjonspulser stemmer derimot bra med den målte impulsresponsen. Amplituden av pulsene til den simulerte impulsresponsen ser ut til å ligge noe høyere enn pulsene fra den målte impulsresponsen. Dette kan skyldes at platene brukt i forsøket trolig ikke er fullstendig reflekterende, slik at noe absorpsjon vil forekomme. Pulsene fra simulert impulsrespons ligger noe høyere antagelig fordi simuleringen er implementert med fullstendig reflekterende flater.

## 6.4 Målt og simulert frekvensrespons av flutter

Figur 5.22 viser frekvensresponsen av 12 spekulære refleksjoner inklusiv direktelyd og frekvensresponsen av den målte impulsresponsen med et punktutsnitt som omfatter  $0,25[s]$ . Av figuren ser man at det oppstår frekvenstopper for både de spekulære refleksjonene og det målte signalet med et frekvensavvik på  $1,36\%$  for første frekvenstopp. For tilhørende måling er kilde plassert  $0,75[m]$  fra den ene reflekterende flaten, og mottaker plassert  $0,375[m]$  fra den andre flaten. Det vil si at pulser ankommer kontinuerlig med en periode på  $T = 2,18[ms]$ . Frekvenstoppene er avhengig pulstoget og kan derfor simuleres med spekulære refleksjoner. Pulsene kan beskrives som en uendelig sum av pulser med et lineært avtagende nivå. Dette kan løses ut som et kvadrert absoluttspektrum med periode lik ankommende pulsperiode [5, s. 214- 221]. Løsningen av spekteret for denne linjen har et oscillerende ledd i nevneren, som forklarer de skarpe toppene i spekteret. Første frekvenstopp oppstår for  $f_1 = 457.33[Hz]$ . Tilhørende overharmoniske er gitt av  $nf_1$ , som stemmer bra med tabell 5.5. [5, s. 214- 221]

1.ordens kantdiffraksjon ser av figur 5.23 ut til å ha en enda bedre tilnærming til det målte signalet. Frekvenstoppen av for  $f_1$  har et avvik fra det målte signalet på  $1,27\%$  og en nivåforskjell på  $1,37[dB]$ , se tabell 5.5 og 5.6. Frekvensresponsen av målt impulsrespons er målt innenfor et tidsintervall på  $0,25[s]$ . Dette viser at det er de første refleksjonene som former frekvensresponsen av flutter. Figuren viser at frekvensresponsen kan tilnærmes bra med 1.ordens kantdiffraksjon og 12 spekulære refleksjoner. Ettersom pulsene ankommer med en annen fase enn de spekulære pulsene, vil det heller oppstå negative og positive interferenseffekter som synes som oscillasjoner for den simulerte frekvensresponsen. Diffraksjonen ser altså heller ut til å forsterke peakfrekvensene for den geometriske impulsresponsen. For det første frekvenstoppen oppstår det en forsterkning opp mot  $\approx 6[dB]$ . Differansen fra geometrisk akustikk ser ut til å minke for økende frekvens. Dette skyldes at platen kan ansees som "uendeligfor høye frekvenser, og kan simuleres med spekulære refleksjoner.

1.ordens generelle løsninger av for kantdiffraksjon gitt av Kirchoff-fresnel approksimasjoner (3.9) og Fresnelsoner (5.1) viser derimot lite sammenheng med figur 5.23. For refleksjoner fra en plate, illustrert i figur 5.1, er dette gode tilnærminger. Det er vist i figur 5.5 at disse er også er gode tilnærminger for andre kilde og mottakerposisjoner. For økende antall refleksjoner er disse formelene derimot for generelle til å løse for frekvensresponsen av flere refleksjoner.

## 6.5 Schroederkurver av første ordens kantdiffraksjonssimulering

Den frekvensavhengige etterklangen presentert gitt av (3.23) er presentert som et resultat av diffraksjon. Første ordens kantdiffraksjonssimuleringen ble vist i figur 5.23 viser gode samsvar med

frekvensresponsen av flutter, men gir ingen informasjon om dempingen per tid. For de ulike tredels oktavbåndene er det synlig at det oppstår eksponentielt dempingsforløp fra og med  $400[Hz]$  som øker opp til  $2000[Hz]$ . Det er derfor forsøkt å plote Schroederkurvene av det målte signalet for oktavbånd  $[250, ..6000][Hz]$  i figur 5.24. Ettersom *EDB1Toolbox*, kun tillater opptil 12 spekulære refleksjoner er kurvene er plottet for  $t \in [0, 60][ms]$ . Figuren viser en tydelig avkutting ved  $\approx 51[ms]$ , som kalles trunkeringspunktet. Dette oppstår fordi det ikke er mer tilgjengelig signalenergi går mot null fra dette punktet. Forsøk ved å bruke lineærregresjon for å løse dette gav negative resultater, ettersom signalutsnittet var alt for kort, samt at dempingen ikke viser en eksponensial form. Dette er nødvendig for å løse undersøke dempingen med linjetilpasning.

Til tross for det korte signalutsnitt viser figuren forskjeller mellom de ulike oktavbåndene. Diskanten har en tydeligere demping ved de første refleksjonene. Dette skyldes at dempingen for høyere frekvenser nesten kan ansees som som spekulære grunnet bølgelengden og flatearealet. Schroederkurven for de spekulære refleksjonene for 1.ordens kantdiffraksjonssimuleringer for oktavbånd  $f_c = 4000$  og  $f_c = 8000[Hz]$  er plottet i figur 5.25 for å illustrere dette. Av alle kurvene i figur 5.24 ser man at det er disse oktavbåndene som viser ligger nærmest schroederkurven av spekulær refleksjon.

Schroeder kurven av målt impulsrespons og *EDB1* simulering er plottet i figur 5.26 for oktavbånd  $1000$  og  $2000[Hz]$ . Både det simulerte og målte signalet ser ut til å flate ut ved  $\approx 2[ms]$ , men signalutsnittet er for kort til å bestemme om simuleringen følger denne fullstendig. Det målte impulsresponsen går fra dette tidspunktet over til en eksponentiell dempingskarakteristikk, som er nødvendig for å bestemme etterklangen. Det korte tidsutsnittet var mulig å oppnå med *EDB1\_toolbox* kan verken avkrefte eller bekrefte om dempingen av den simulerte impulsresponsen går over til en eksponentiell dempingskarakteristikk fra dette tidspunktet. For å bestemme dette er det nødvendig med høyere ordens refleksjoner.

Schroeder-kurven for det målt impulsrespons og simulert impulsrespons for oktavbånd  $250[Hz]$  og  $500[Hz]$  er plottet i figur 5.27. Til tross for det korte tidsutsnittet for det simulerte signalet viser figuren at målt impulsrespons dempes raskere enn den simulerte impulsresponsen for begge oktavbånd. For  $t = 0.51[ms]$  er schroederkurvene av målt impulsrespons  $11,57[dB]$  lavere en schroederkurven til den simulerte impulsresponsen ved  $250[Hz]$ . Ved  $500[Hz]$  oktavbåndet ligger målt schroederkurve  $3dB$  under simulert schroederkurve. Dette avviket kan indikere at 1.ordens kantdiffraksjon ikke er tilstrekkelig for å kunne beskrive dempingen for lavere frekvenser. Ettersom avviket øker for lavere frekvenser, kan dette antyde at høyere orden av kantdiffraksjon er nødvendig for å beskrive etterklangen.

## 6.6 Feilkilder

Kurvaturberegningen av bøyning av flaten ble beregnet til en radius på  $104,57[m]$ . Refleksjon for konkave og konvekse geometrier kan beregnes som et intensitetsavvik fra spekulære refleksjoner gitt av kildeavstand, fokuspunkt og speilradius [5, s.116- 121]. Dette er derimot kun gyldig hvis krumningsradien er lik eller mindre enn bølgelengden. Frekvenser med bølgelengde på  $104,57[m]$  er derimot langt utenfor aktuelt frekvensområde. For senere refleksjoner der dempingen følger en eksponentiell dempingskarakteristikk, kan dette mulig spille en større rolle. Som vist i figur 3.22 reduseres etterklangen med 57% for en vinkeøkning på  $2^\circ$ . Ettersom små vinkelutslag har en sterk påvirkning på etterklangen, vil trolig også den lille avbøyningen også påvirke etterklangen.

Forsøkene for måling av parallelle og vinklede plater ble foretatt på to forskjellige dager . Schroederkurvene av etterklangen for de målingene som diskutert i foregående kapitler er plottet i figur 5.28. Plottet viser at Schroederkurver for målingen utført samme dag som vinklede plater ligger noe under Schroederkurvene for parallelle plater. Dette kan også observeres ved å undersøke  $0^\circ$  etterklangskurven i figur 5.18, med målte kurver i figur 5.16. Ved å sammenlikne målingene vises det at peakfrekvensen har gått ned fra tersbånd  $2500[Hz]$  til  $2000[Hz]$  med en reduksjon i etterklang på 11%. Til tross for et nøyaktig måleoppsett, der vinkler og avstander ble målt for hver måleserie, har det trolig oppstått en statisk vertikalforskyvning mellom platene. Reduksjonene som er illustrert i figur 5.28 viser at forsøkene på å unngå dette trolig ikke har vært tilstrekkelige. Dette har vist seg i ettertid, da måleresultatene ble undersøkt. Figur 5.18 viser hvilken påvirkning små vinkelutslag påvirker etterklangen. Diskusjonene av måleresultater er kun diskutert relativt til tilhørende måleserie.

Den normaliserte impulsresponsen av høyttaleren brukt i forsøket er plottet i figur A.1 og A.2 for henholdsvis horisontalhøyttaler og vertikalhøyttaler. For begge impulsresponsene har denne ikke er en ideal pulsform, men har en hale etter første puls. Dette er en effekt som oppstår igjen for alle etterfølgende impulsresponsplot. Figurene er merket med diffraksjon for  $t = 5,3[ms]$  som ligger  $2,4[ms]$  etter direktepuls. Dette tilsvarer en avstand på  $\approx 0.8[m]$ . Dette kommer trolig av diffraksjon fra andre enden av rørhøyttaleren. Ettersom rørhøyttaleren er  $40[cm]$  høy vil denne effekten ankomme  $0.8[m]$  etter direktesignalet for den horisontale høyttalerresponsen. Dette er derimot også en effekt som oppstår for den vertikale høyttalermålingen. Frekvensresponsen av begge høyttalerposisjonene er plottet i figur A.3. Den vertikale kilden har en demping på  $3[dB]$  for  $f_{-3dB} = 164,5000[Hz]$ . Dette skyldes lite kildeeffekt i bassområdet og økt direktivitet for diskantområdet. Den vertikale kildeposisjonen som er brukt for måling av flutter. Den horisontale kildeposisjonen er brukt for måling av platerespons. Nivåforskjellene i figur A.3 er et resultat av normalisering. Den horisontale kilden vil naturlig ligge høyere enn den vertikale responsen.

## 6.7 Videre arbeid

I dette forsøket har flutterfenomenet for en flate vært undersøkt. Denne flaten ble valgt for å undersøke bassresponsen av flutter. Andre forsøk som kunne vært utført er å undersøke påvirkningen av ulike flatestørrelser for etterklangen. Dette er tidligere undersøkt i [3] for å bestemme bassreponsasymptoten for etterklang, men mer systematiske undersøkelser av Schroederkurver kunne vært undersøkt. I denne oppgaven har det primært vært fokus på selve flutterfenomenet med hensyn på geometrisk akustikk. Det har derimot ikke vært fokusert på tiltak mot flutter. Systematiserte forsøk av ulike typer absorbenter og diffusorer for å se hvilke tiltak som er mest hensiktsmessig kunne vært undersøkt. Forsøket som ble utført viste også noe bøyning i platene. Metoder for å stive av platene, kunne vært testet for å undersøke om dette kunne økt etterklangen. Det kunne også vært interessant å undersøke fysiske rom der flutter oppstår, og rommet i forhold til skalamodel i ekoofritt, for å undersøke om etterklangen i rommet, som også avhenger av diffusfelt vil ha en tilsvarende etterklang som i ideelle måleforhold.

Metodene for å estimere kantdiffraksjonen med *EDB1toolbox* viste seg å stemme bra med tidlige kantdiffraksjonsberegninger. Studier av impulsrespons og frekvensrespons stemmer bra med de målte resultater. Simuleringen utført har derimot ikke muligheter til å beregne med enn 12 spekulære refleksjoner. Dempingskurvene antyder at det ikke oppstår nok demping i simuleringen til at dette kan estimeres med *EDBtoolbox*. Likevell ser man tydelig forskjell mellom de ulike oktavbåndene. Ettersom flutter er har en enkel geometri, kan det undersøkes om kantdiffraksjonsmetoden med sekundære kantkilder kan spesialtilpasses til den parallelle geometrien. Med en økt kantdiffraksjonsorden kan det undersøkes om Schroederkurvene for oktavbånd  $250[Hz]$  og  $500[Hz]$  kan tilnærmes bedre med høyere orden kantdiffraksjon. Med økt orden av refleksjoner kan det undersøkes om første ordens kantdiffraksjon er tilstrekkelig for å simulere oktavbånd  $1000[Hz]$  og  $2000[Hz]$ .

Som det ble nevnt innledningsvis, finnes det flere numeriske modeller som kan brukes til å beregne kantdiffraksjon. Disse er for eksempel Endelig elementmetoden (*FEM*) og Grenseelementmetoden (*BEM*). Endelig elementmetoden er implementert i programvaren *COMSOL* som kunne vært brukt til å beregne impulsresponsen.

Schroederkurvene for ulike tredels oktavbåndene viser at linjetilpasning fra  $-5$  til  $-35$  ikke omfatter eksponentiell dempingskarakteristikk innenfor dette dempingsområdet. Dette gir feil linjetilpasning i *WinMLS*. Nye studier der Schroederkurvene undersøkes mer systematisk kan være interessante for videre arbeid.

## Konklusjon

Flere konklusjoner kan trekkes ut fra diskusjonen i foregående kapittel:

- Løsninger av kantdiffraksjon av første orden har vist seg svært effektive for beregninger av frekvensresponsen fra en flate.
- De matematiske modellene kirchoff-fresnel approksimasjon og fresneloneberegning viser godt samsvar med den kantdiffraksjonssimuleringene. Første ordens kantdiffraksjonssimuleringen ser ut til å følge det asymptotiske forløpet beregnet med Kirchoff-fresnel approksimasjon i det akutte frekvensområdet. Forenklete beregninger, basert på Fresneloner, av frekvenser hvor det oppstår positive og negative interferenseffekter samsvarer godt med nøyaktige beregninger, for ulike avstander.
- Den målte impulsresponsen av flutterekko viser henholdsvis både et sfærisk og eksponentielt dempingsforløp.
- Dempingsforløpet av flutter har vist seg mulig å simulere med spekulære refleksjoner, både for det sfæriske og eksponentielle dempingsforløpet.
- Schroederkurvene av de tredels oktavbåndsfiltrede målingene av flutter viser både et sfærisk og eksponentielt dempingsforløp. Kurvene viser at vanlig  $T_{30}$  vurdering av etterklang (*ISO3382*) ikke er det beste alternativet for beregning av etterklangsforløpet. Dette er fordi nivået ikke nødvendigvis følger et eksponentielt dempingsforløp for innenfor disse nivåene. I mellomfrekvensområdet ser også Schroederkurvene ut til å flate ut før eksponentiell demping oppstår, noe som bidrar til feil ved linjetilpasning fra nivå  $-5$  til  $-35[dB]$ .
- Etterklangstiden  $T_{30}$  beregnet for de ulike oktavbåndene stemmer bra med den empiriske tilnæringsformelen [3] for lavere frekvenser til oktavbånd  $2[kHz]$ , selv om det tas høyde for at et etterklangsberegning basert på et annet dynamisk område enn det standardiserte  $-5$  til  $-35[dB]$  kan gi ganske annerledes verdier.
- Simulering av impulsrespons med 1.ordens kantdiffraksjon med *EDBtoolbox* stemmer svært bra med målt impulsrespons for det tidlige tidsutsnittet.
- Den simulerte frekvensresponsen av flutter med *EDBtoolbox* viser frekvenstopper for de samme frekvensene som den målte frekvensresponsen. Frekvensresponsen av 1.ordens kantdiffraksjonssimuleringene ser ut til å oppnå  $\approx 6[dB]$  økning for de første frekvenstopperne, grunnet positive interferenseffekter fra kantdiffraksjonssimuleringer.

- De forenklete matematiske metodene Kirchoff-fresnel approksimasjon og fresneloneberregning, viser seg å være for primitive til å kunne brukes for økende antall refleksjoner.
- Det er vanskelig å fullstendig bekrefte om første ordens kantdiffraksjon er utilstrekkelig til å beregne flutterekko, men tendensene viser at høyere ordens kantdiffraksjon er nødvendig. Schroederkurvene for de ulike oktavbåndene viser avvik fra de målte schroederkurvene, og viser lite tegn til et eksponentialt dempingsforløp.

# Bibliografi

- [1] A. Asheim and U. P. Svensson, “An integral equation formulation for the diffraction from convex plates and polyhedra,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 133, no. 6, pp. 3681–3691, 2013.
- [2] D.-Y. Maa, “The flutter echoes,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 13, no. 2, pp. 170–178, 1941.
- [3] E. Krauth and R. Bücklein, “Modelluntersuchungen an flatterechos,” *Frequenz*, vol. 18, no. 8, pp. 247–252, 1964.
- [4] W. Kuhl, “Nachhallzeiten schwach gedämpfter geschlossener wellenzüge,” *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 55, no. 3, pp. 187–192, 1984.
- [5] H. Kuttruff, *Room acoustics*. CRC Press, 2009.
- [6] M. Long, *Architectural acoustics*. Elsevier, 2005.
- [7] L. E. Kinsler, A. R. Frey, A. B. Coppens, and J. V. Sanders, “Fundamentals of acoustics,” *Fundamentals of Acoustics, 4th Edition, by Lawrence E. Kinsler, Austin R. Frey, Alan B. Coppens, James V. Sanders, pp. 560. ISBN 0-471-84789-5. Wiley-VCH, December 1999.*, vol. 1, 1999.
- [8] A. Krokstad, “Akustikk for ingeniører,” *Institutt for teleteknikk, NTNU*, 1999.
- [9] R. Peters, *Acoustics and Noise Control*. Routledge, 2013.
- [10] U. P. Svensson, R. I. Fred, and J. Vanderkooy, “An analytic secondary source model of edge diffraction impulse responses,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 106, no. 5, pp. 2331–2344, 1999.
- [11] J. Rindel, “Attenuation of sound reflections due to diffraction,” in *Nordic Acoustical Meeting, Proceedings*, 1986.
- [12] M. Kleiner, *Audio technology & acoustics*. Chalmers University of Technology, 2005.
- [13] M. R. Schroeder, “New method of measuring reverberation time,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 37, no. 3, pp. 409–412, 1965.
- [14] A. Lundeby, T. E. Vigran, H. Bietz, and M. Vorländer, “Uncertainties of measurements in room acoustics,” *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 81, no. 4, pp. 344–355, 1995.
- [15] S. Ortiz. S, Gonzales, “Acoustic resonances in a 3d open cavity with inclined walls.” UNPUBLISHED.

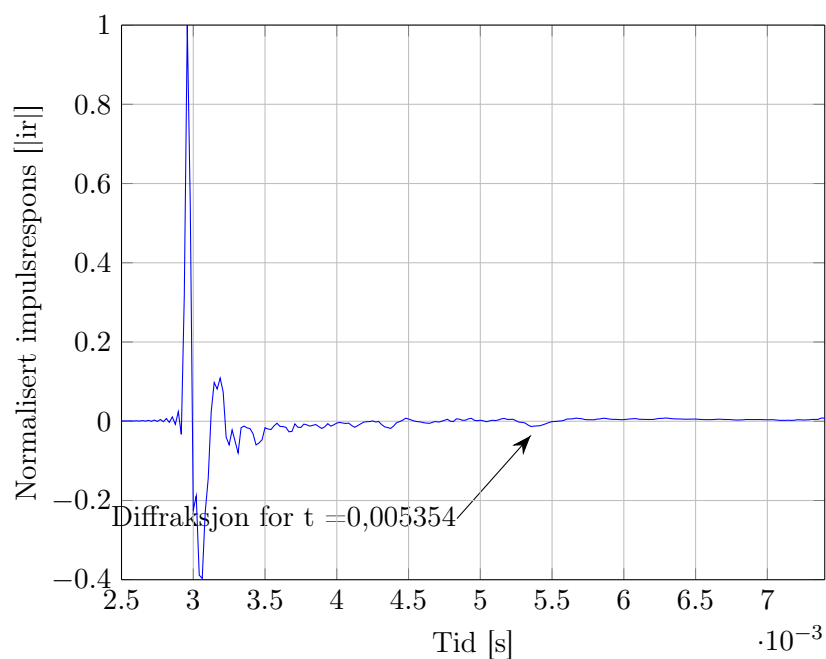
- [16] U. P. Svensson, P. T. Calamia, and S. Nakanishi, “Frequency-domain edge diffraction for finite and infinite edges,” *Acta acustica united with acustica*, vol. 95, no. 3, pp. 568–572, 2009.
- [17] P. Svensson, “ Edge diffraction Matlab toolbox .” <http://www.iet.ntnu.no/~svensson/software/>, 2013. [Sist oppdatert: 5 December, 2013].



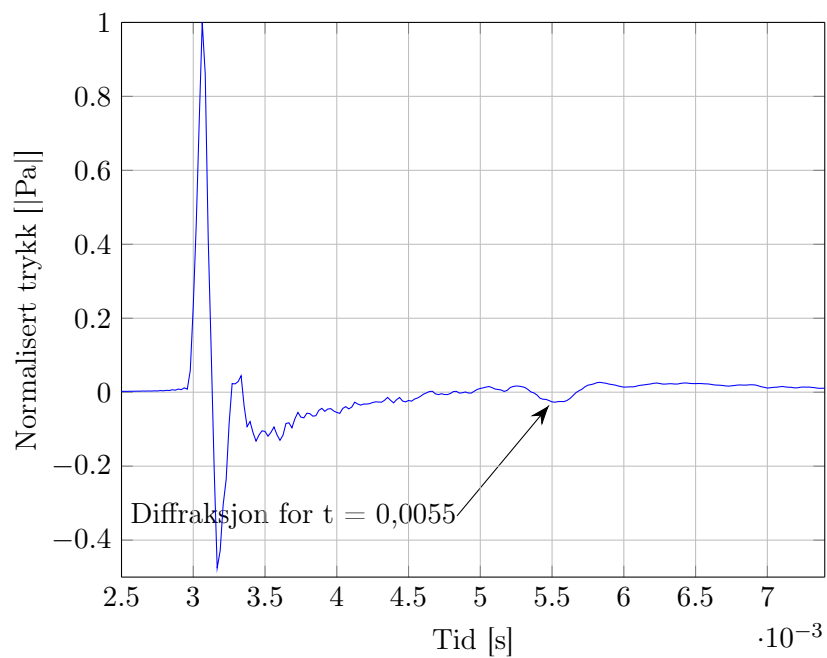
## APPENDIX

### A.1 Høytalerrespons

Normalisert impulsrespons av høytaleren rettet mot mikrofonen, som vist i 4.7a er plottet i figur A.1. Dette refereres til som horisontal høytalerposisjon. Med målemikrofon plassert  $90^\circ$  til siden fra rørhøytaleren, som vist i 4.7b, er plottet i figur A.1. Figurene er også merket for diffraksjonseffekter fra baksiden av høytaleren.

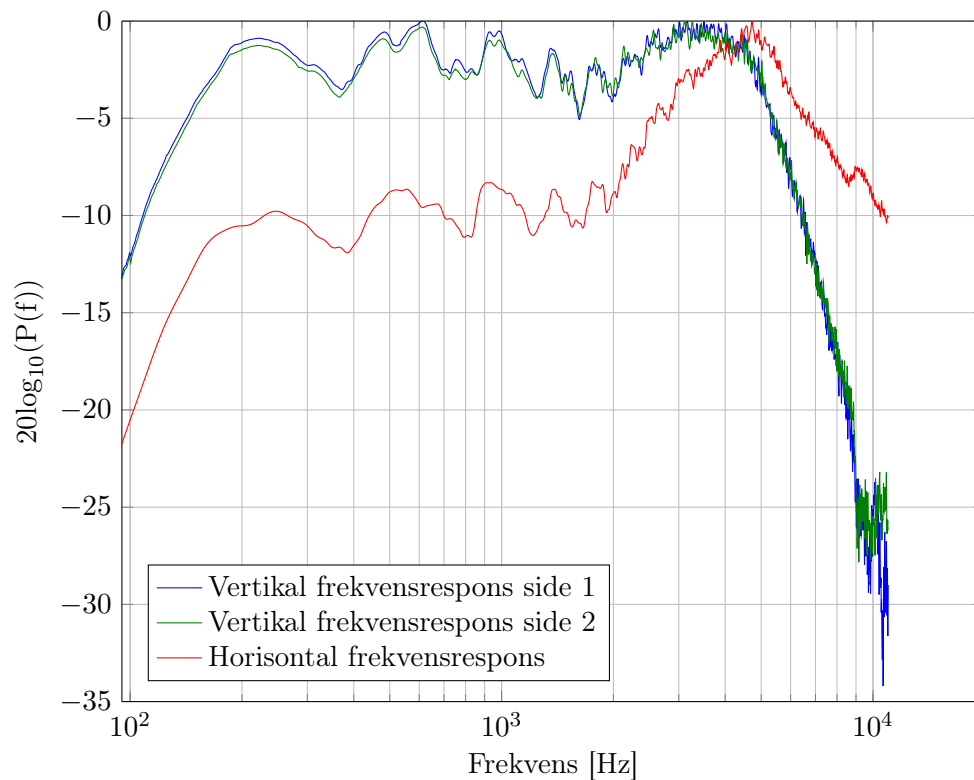


**Figur A.1:** Normalisert horisontal høytalerrespons som funksjon av avstand, merket med kantdiffraksjon fra baksiden av høytaler, se figur 4.7a



**Figur A.2:** Normalisert vertikal høyttalerrespons som funksjon av avstand, merket med kantdiffraksjon fra baksiden av høyttaler, se figur 4.7b

Frekvensresponsen av høyttaleren rettet mot mikrofonene, og for to sider av rørhøyttaleren er plottet i figur A.3.



**Figur A.3:** Normalisert frekvensrespons høyttalerposisjoner

## A.2 Generell løsning for diffraksjon

Utleddet av kirchoff-fresnel approksimasjon for kvadratisk flate med refleksjon i senter av platen, formel (3.9), [11]

```
function [k] = Rindel(S_plate, a_s , a_r, fvec)
% Rindel(Areal av plate, kildeposisjon, Mottakerposisjon, Frekvens),
% Returnerer k = 2x^2
%
c = 343;
b = sqrt(S_plate)/2;
a= 2*a_s*a_r./(a_s + a_r)
x = 2.*b./sqrt(c./fvec.*a);
k = 2.*x.^2;

% Definerer k = 1 oppstaar det ikke lenger avvik fra spekulær refleksjon
% grunnet diffraksjon
for i = 1:length(k)
    if k(i) > 1
        k(i) = 1;
    end
end
end
```

### A.3 Modell brukt til simulering av en plate

CAD - Modell brukt til beregning av kantdiffraksjon fra en plate.

```
% PLATE_Harald1.cad

%CORNERS

 1  -0.7500000  -0.7500000  0
 2   0.7500000  -0.7500000  0
 3   0.7500000   0.7500000  0
 4  -0.7500000   0.7500000  0

%PLANES

1 / /RIGID
1 4 3 2

2 / /RIGID
1 2 3 4
```

### A.4 Modell brukt til simulering av to plater

CAD - Modell brukt til beregning av kantdiffraksjon av flutter for to parallelle plater.

```
% PLATE_Harald1.cad

%CORNERS

 1  -0.7500000  -0.7500000  0
 2   0.7500000  -0.7500000  0
 3   0.7500000   0.7500000  0
 4  -0.7500000   0.7500000  0
 5  -0.7500000  -0.7500000  1.5
 6   0.7500000  -0.7500000  1.5
 7   0.7500000   0.7500000  1.5
 8  -0.7500000   0.7500000  1.5

%PLANES

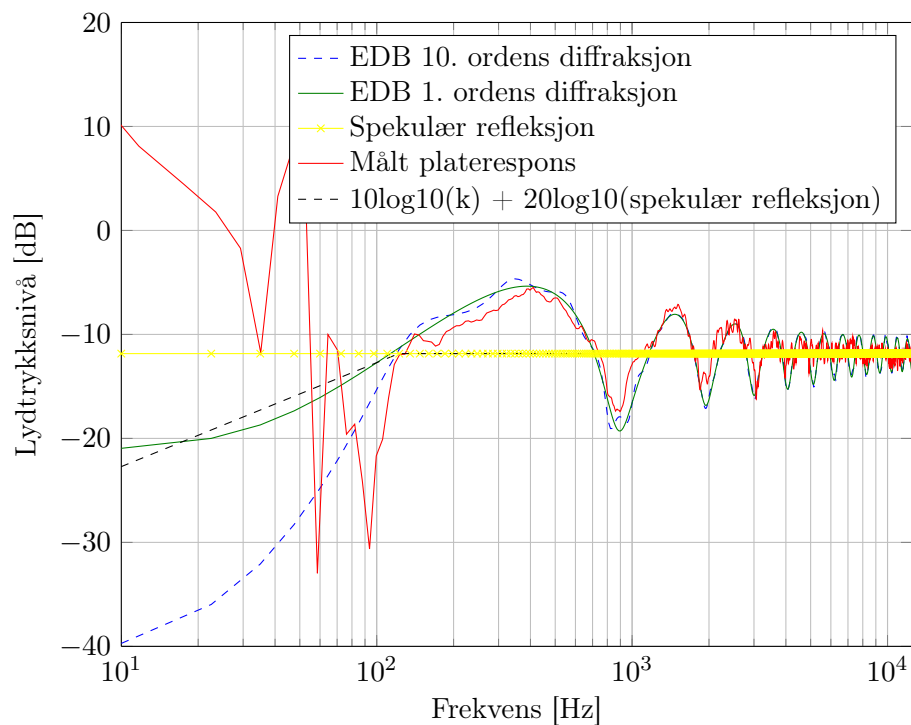
1 / /RIGID
1 4 3 2

2 / /RIGID
1 2 3 4

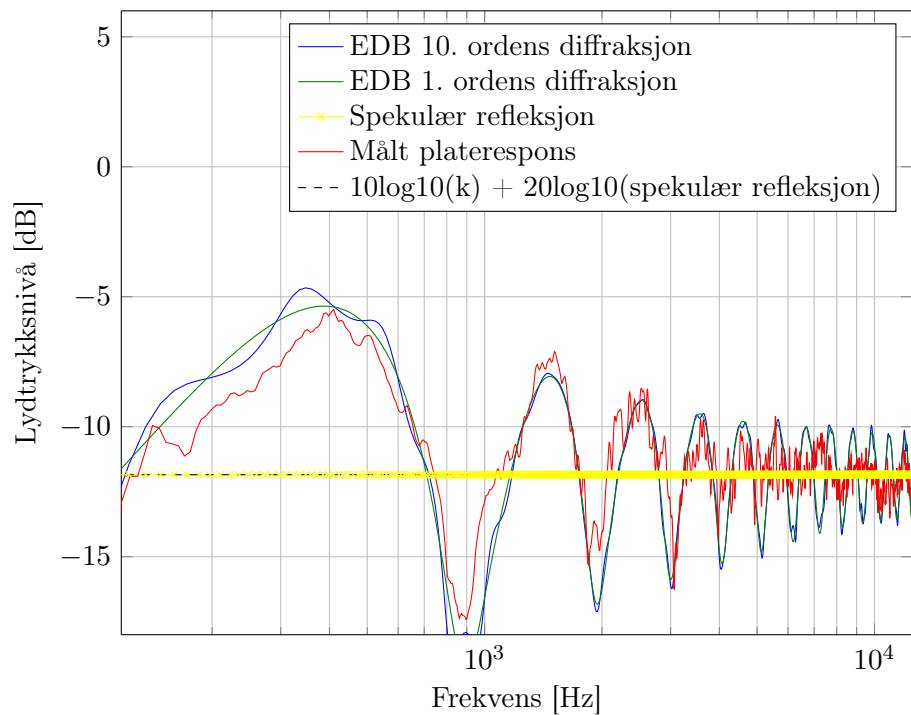
3 / /RIGID
8 7 6 5

4 / /RIGID
5 6 7 8
```

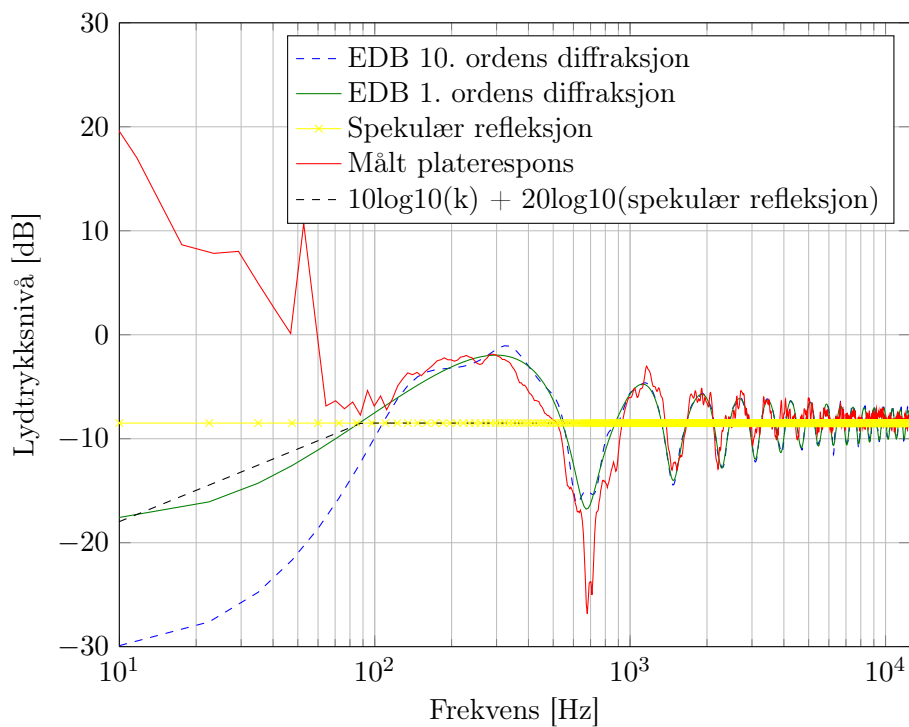
## A.5 Utvalg plateresponsmålinger



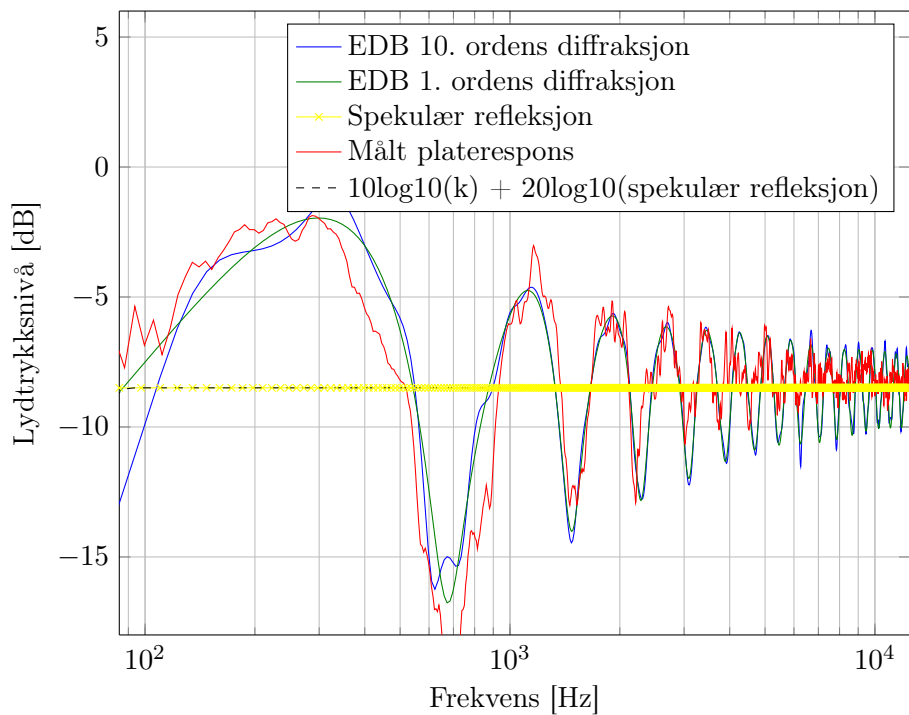
**Figur A.4:** Platerespons for en plate med areal  $1,5 \times 1,5 [m^2]$  med kilde plassert  $2,787 [m]$  ut fra senter av platen og mikrofon  $1,124 [m]$  ut fra senter av platen



**Figur A.5:** Et utsnitt av figur A.4 for  $f \in [117, 12500] [Hz]$



**Figur A.6:** Platerespons for en plate med areal  $1,5 \times 1,5 [m^2]$  med kilde plassert  $1,799 [m]$  ut fra senter av platen og mikrofon  $0,86 [m]$  ut fra senter av platen



**Figur A.7:** Utsnitt av figur A.6 for  $f \in [85, 12500] [Hz]$

## A.6 Skript for kompilering av EDB toolbox

Et utsnitt av koden for å simulere *EDB\_qgauss* i etterfølgende kode:

```
close all
global FSAMP CAIR RHOAIR SHOWTEXT
FSAMP = 48000; CAIR = 343; RHOAIR = 1.21;
SHOWTEXT = 1;
Filepath = '/directory/EDBtoolbox_qgauss/resultsfile/';
Filestem = mfilename;

% Input file
CADfile = '/directory/EDBtoolbox_qgauss/PLATE_Harald_tykk.cad';

% Calculation parameters
EDcalcmethod = 'n';
directsound = 0;
specorder = 2; % irrelevant
difforder = 2; % irrelevant
elemsize = [1 0.71 0.71 0.35]; % irrelevant
nedgesubs = 2; % irrelevant
calcpaths = 1;
calcirs = 0;
calctfs = 1;
calcinteq = 1;
calcinteq_souterms = 1;
calcinteq_edgeterms = 1;
calcinteq_propagate = 1;
inteq_solmethod = 5;

% inteq_niter = 10;
inteq_niter = 20;
% inteq_elmaxsize = 0.050;
% inteq_ngauss = 12; % hvilken rolle spiller denne faktoren

inteq_ngauss = 20;
inteq_discretizationtype = 2;
frequencies = linspace(10,12500,1000);

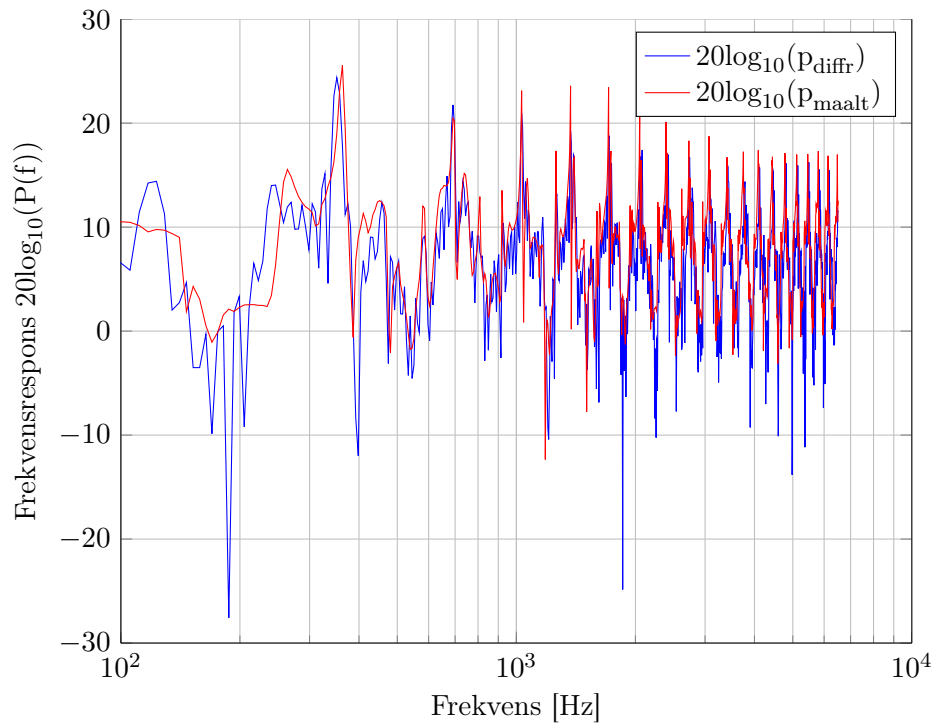
open_or_closed_model = 'closed';
int_or_ext_model = 'ext';

% Sources and receivers
sources = [0 0 2.787];
nsources = size(sources,1);

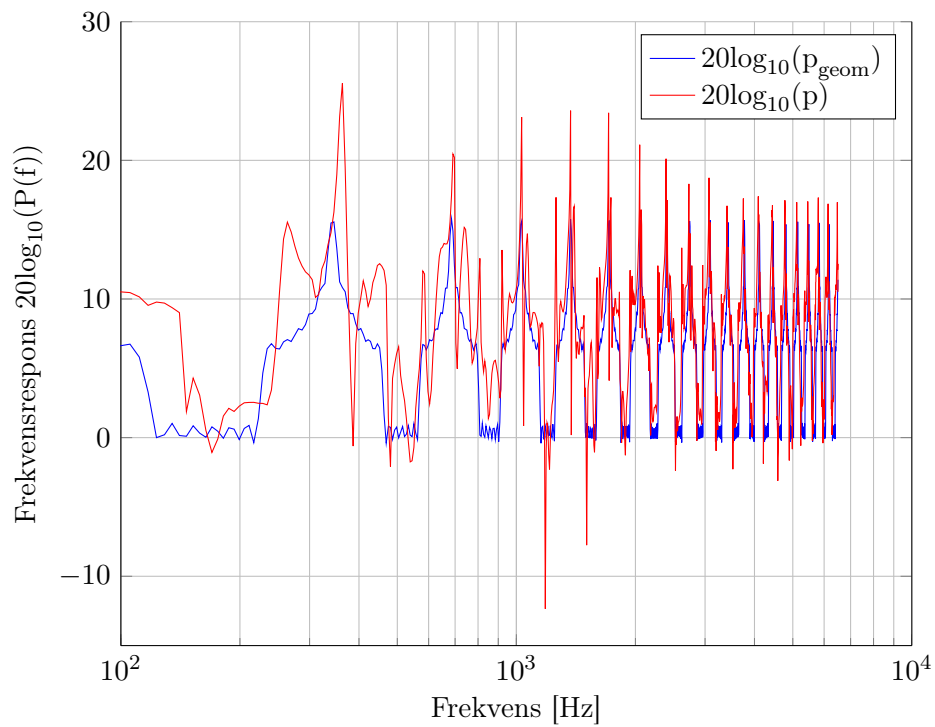
receivers = [0 0 2.176];

% Extra parameters
skipcorners = 1000000; Rstart = 0; saveindividualdiffirs = [1 0];
```

## A.7 Frekvensrespons flutter



**Figur A.8:** Frekvensrespons av flutter med 1. ordens kantdiffraksjon



**Figur A.9:** Frekvensrespons av flutter med geometrisk akustikk



Frekvens $f_i$ [Hz]	$f_1$	$f_2$	$f_3$	$f_4$
Målt	362,5	695,1	1032	1371
Spekulære (Avvik %)	342,8 (5,75)	686,3 (1,28)	1029 (0.3)	1372 (0.07)
1.diffraksjon (Avvik %)	351,6 (3,1)	691,4 (0,54)	1032 (0)	1373 (0,15)

**Tabell A.1:** Frekvenstopper flutter

Frekvens $f_i$ [Hz]	$f_1$	$f_2$	$f_3$	$f_4$
Spekulære avvik [dB]	9,5	6,5	7,96	7,96
1.diffraksjon avvik [dB]	1,34	0,46	2,62	3,89

**Tabell A.2:** Avvik nivåer for frekvenstopper

## A.8 Simulering med speilkilder

### A.8.1 Horisontale speilkilder

Beregning av horisontale speilkilder

```
function [t_speil p2_plane p2_s p2_tot] = speilkilderhorisontalestimering(1...
    , antall, Lmic, Lhoyt, alpha)
% [t_speil p2_plane p2_s p2_tot]
%     = speilkilderhorisontalestimering(1, antall, Lmic, Lhoyt, alpha)

c = 340;

%% Definerer speilkilder
flate_h = [-1/2 1/2];           % Definerer flatearealene
x_flate = -antall*1:1:antall*1; % Definerer antall speilflater
x_kilde = zeros(1, length(x_flate)); % Speilkildeposisjon
y_kilde = zeros(1, length(x_flate)); % Trykk speilkilde

for i = 1:2:length(x_flate)
    x_kilde(i) = x_flate(i) - Lhoyt; % Definerer speilkilde i paa venstre
                                     % side av speilflate
    x_kilde(i+1) = x_flate(i) + Lhoyt; % Definerer speilkilde i paa
                                     % hoyre side av speilflate
end

y_kilde = (1-alpha).^(abs(floor(x_kilde./1)));
x_mottaker = 1-Lmic;

avstand = zeros(1, length(x_kilde));
vegger = zeros(2, length(x_kilde));
for i = 1:length(x_kilde)
%     plot([x_kilde(i) x_mottaker], [0 0], ':')
    avstand(1,i) = abs(x_kilde(i)-x_mottaker);
end
[avstand I]= sort(avstand);

y_kilde = y_kilde(I);
vegger = vegger(I);

p2_plane = y_kilde;
p2_s = 1./(avstand.^2);
p2_tot = p2_plane.*p2_s;
t_speil = avstand./c;

end
```

## A.8.2 Vinkel speilkilder

Beregning av speilkilder for vinklede plater

```
% Speilkilder Sirkulaer geometri

vinkelsum =6          % Vinkelsummen mellom platene, Kuhl, velg [2 7 10 20 30]
vinkeldifferanse = 90-vinkelsum;
vinkel_hoyt = 90-vinkelsum/2;

x = 0;
y = 0;
r0 = 0.75/sind(vinkelsum/2);

figure()
th = linspace(0,2*pi,1000);
xunit = r0 * cos(th) + x;
yunit = r0 * sin(th) + y;
h = plot(xunit, yunit, '--');
title(['Vinkelsum = ' num2str(vinkelsum) char(176)])
hold on
axis equal

theta_1 = 90;
theta_2 = vinkeldifferanse;

r = linspace(r0-0.75, r0+0.75, 200);
p1_x = r.*cosd(theta_1);
p1_y = r.*sind(theta_1);

p2_x = r.*cosd(theta_2);
p2_y = r.*sind(theta_2);
plot(p1_x, p1_y, 'r')
plot(p2_x,p2_y, 'r')

plot([r0.*cosd(theta_1) r0.*cosd(theta_2)], [r0.*sind(theta_1)...
    r0.*sind(theta_2) ], 'k') % plot av avstand mellom platene

% Setter inn initialkilde
r_hoyt = 0.75/tand(vinkelsum/2);
phoyt_x = r_hoyt * cosd(vinkel_hoyt);
phoyt_y = r_hoyt * sind(vinkel_hoyt)
plot(phoyt_x,phoyt_y, '*k')

% Setter inn mottaker
r_mottaker = sqrt(r_hoyt^2+0.375^2);
theta_mic = vinkel_hoyt - atand(0.75/2/r_hoyt);
pmic_x = r_mottaker * cosd(theta_mic);
pmic_y = r_mottaker * sind(theta_mic);
plot(pmic_x,pmic_y, '+k')

% Setter inn flere vegger
theta_vegger_1 = theta_1:2*vinkelsum:theta_1+360-2*vinkelsum;
theta_vegger_2 = vinkeldifferanse:2*vinkelsum:vinkeldifferanse +360 - 2*vinkelsum;
for vinkel_index = 1:length(theta_vegger_1)
p1_x = r.*cosd(theta_vegger_1(vinkel_index));
p1_y = r.*sind(theta_vegger_1(vinkel_index));
```

```

p2_x = r.*cosd(theta_vegger_2(vinkel_index));
p2_y = r.*sind(theta_vegger_2(vinkel_index));
plot(p1_x, p1_y, 'r')
plot(p2_x,p2_y, 'k')
end

% setter inn speilkilder
theta_speilkilder = vinkel_hoyt:vinkelsum:vinkel_hoyt+360-vinkelsum;
avstand = zeros(1, length(theta_speilkilder));
for vinkel_index = 1:length(theta_speilkilder)
    r_hoyt = 0.75/tand(vinkelsum/2);
    phoyt_x = r_hoyt * cosd(theta_speilkilder(vinkel_index));
    phoyt_y = r_hoyt * sind(theta_speilkilder(vinkel_index));
    plot(phoyt_x,phoyt_y, '*k')

    plot([phoyt_x pmic_x],[phoyt_y pmic_y], '--g');
    avstand(vinkel_index) = sqrt((phoyt_x-pmic_x)^2+(phoyt_y - pmic_y)^2);
end

print('-dpdf', ['SpeilkilderVinkel' num2str(vinkelsum) 'Visualisert']);

```

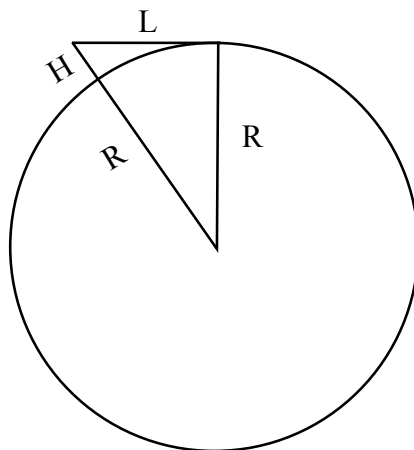
## A.9 Radius av bøyning i måleplate

Avbøyning av platen kan grovt skisseres som i figur A.10. Bøyningsradien kan da beregnes med pythagoras, ved

$$\sqrt{(R + H)^2} = \sqrt{R^2 + L^2} \quad (\text{A.1})$$

kvadrerer og løser for R, blir dette

$$R = \frac{L^2 - H^2}{2H} \quad (\text{A.2})$$



Figur A.10: Avbøyning sirkeltegning

