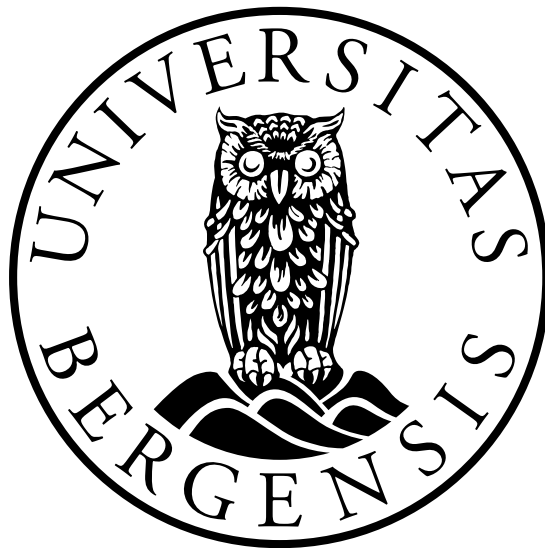

Identifikasjon av undervannsobjekter ved bruk av ultralyd



Cato Spjeld

Masteroppgave i målevitenskap og instrumentering

August 2018

Institutt for fysikk og teknologi
Det matematisk-naturvitenskapelige fakultet

Sammendrag

Hensikten med dette prosjektet er å undersøke om ultralyd kan benyttes som et detekteringssystem under vann. Det er blitt designet tre ulike reflektorer for å se på refleksjonsegenskapene til disse.

Fjernstyrte undervannsfarkoster (ROV) benytter ofte optisk kamera til lokalisering av objekter. Problemstillinger som kan oppstå er dårlig sikt på grunn av dårlig optisk sikt og dybde oppfatningen kan være ukjent.

Denne oppgaven har funnet metoder for å generere et unikt reflektert signal som kan brukes til å gjenkjenne reflektorene. To eksperimenter er blitt utført, der det ene tar utgangspunkt i å se hvordan signalet blir påvirket av en endring i innfallsvinkel mellom transduser mot reflektor. Det andre tar utgangspunkt i endringen av lydshastigheten når temperaturen i vannet endres. Testing ved ultralyd av reflektorene er blitt gjennomført innendørs med springvann i et kar.

Forord

Denne oppgaven er skrevet i samarbeid med Høgskolen på Vestlandet (HVL) og Universitetet i Bergen (UiB), og markerer avslutningen av mine studier ved UiB.

Jeg vil rette en stor takk til mine veiledere, professor Kjell-Eivind Frøysa ved HVL og professor Bjørn Tore Hjertaker ved UiB. Til Bjørn Tore for nøye gjennomlesninger, gode råd og konstruktive tilbakemeldinger underveis, og til Kjell-Eivind som alltid hadde tid da jeg søkte faglige råd om akustikk og for tålmodig veiledning gjennom prosjektet.

En stor takk rettes til de ansatte på verkstedet ved Institutt for fysikk og teknologi hvor reflektorene ble maskinert.

Videre vil jeg takke min familie som har støttet meg da jeg har vært sliten og trøtt etter lange dager med skriving og testing, og forstått utfallet av dette.

Til slutt vil jeg gi en stor takk til min kjære Katrine for tålmodighet og støtte gjennom denne perioden.

Innhold

Sammendrag	i
Forord	ii
1 Introduksjon	1
1.1 Motivasjon	1
1.2 Bakgrunn	1
1.3 Formål	2
1.4 Disposisjon	3
2 Teori	4
2.1 Definisjon av ultralyd	4
2.2 Refleksjon og transmisjon av akustiske bølger	5
2.3 Diffraksjon forårsaket av en endelig lydkilde	8
2.3.1 Stråling fra et plant sirkulært stempel	8
2.3.2 Strålemønster for transduseren brukt i prosjektet	14
3 Design av reflektorene	16
3.1 Designkriterier og utforming	16
3.2 Nivåforskjell	20
3.2.1 Høyden fra det nedsenkede området til det gjenværende området	20
3.2.2 Ytre mål og fordeling av overflatearealet	22
3.3 Reflektor 1	25
3.3.1 Utregninger	25
3.4 Reflektor 2	28
3.4.1 Utregninger	28
3.5 Reflektor 3	30
3.5.1 Utregninger	30
4 Datainnsamling og signalbehandling	32
4.1 Datainnsamling	32
4.1.1 LabVIEW programmering	32

4.2	Signalbehandling	35
4.2.1	Krysskorrelasjon	35
4.2.2	Hilbert-transformasjon	36
4.2.3	Behandling av signalene i MATLAB	39
5	Eksperimenter	42
5.1	Eksperimentelt oppsett	43
5.2	Eksperiment 1	45
5.2.1	Måleusikkerheten relatert til innfallsvinkelen θ	46
5.2.2	Reflektor 1	47
5.2.3	Reflektor 2	52
5.2.4	Reflektor 3	57
5.3	Eksperiment 2	62
5.3.1	Måleusikkerhet relatert til lyd hastigheten c	63
5.3.2	Reflektor 1	64
5.3.3	Reflektor 2	65
5.3.4	Reflektor 3	66
5.3.5	Konklusjon for eksperiment 2	66
6	Resultat og diskusjon	71
6.1	Eksperiment 1	71
6.1.1	Felles resultater for reflektorene	71
6.1.2	Diskusjon	73
6.2	Eksperiment 2	74
6.2.1	Resultat fra eksperiment 2	74
6.2.2	Diskusjon rundt eksperiment 2	75
6.3	Design av reflektor	76
6.4	Feilkilder for eksperimentene	76
7	Oppsummering og konklusjon	77
7.1	Oppsummering	77
7.2	Konklusjon	78
7.3	Videre arbeid	78
7.3.1	Trykk, salinitet og temperatur	78
7.3.2	Justerbar innfallsvinkel	78
7.4	Praktisk implementering	79
7.4.1	Simuleringsmodell	79
	Referanser	80

Vedlegg A: MATLAB kode benyttet i eksperimentene

Figurer

1.1	Illustrasjon av et passivt undervanns-reflektorsystem som benyttes av en ROV.	2
2.1	Grunnleggende ultralyd transmisjonslink	5
2.2	Det utsendte og reflekterte signalet av en planbølge med normalt innfall på den plane grensen mellom to medier med forskjellig karakteristisk impedanser [12, s. 150-152].	6
2.3	Geometrien brukt [12, s. 179-184].	9
2.4	Skisse av det aksielle amplitudetrykket for et plan sirkulært stempel med radius a radierende lydbølgenummer k der $ka = 8\pi$. Den faste linjen er utregnet fra nøyaktig teori, mens den stiplede linjen er en approksimasjon for fjernfeltet ekstrapolert inn i nærfeltet [12, s. 179-184].	11
2.5	Geometrien brukt i å utlede fjernfeltet ved (r, θ) av et plan sirkulært stempel med radius a [12, s. 179-184].	12
2.6	Oppførselen av funksjonen $2J_1(v)/v$ [12, s. 179-184].	13
2.7	Strålemønsteret $b(\theta)$ for et plan sirkulært stempel med radius a som utstråler lyd med $ka = 10$ [12, s. 179-184].	14
2.8	Diffraksjonsmønsteret av transduseren brukt i oppgaven ved betingelsene hvor $f = 500 \text{ kHz}$, kilderadius $a = 1.25 \text{ cm}$ og med en lydhastighet $c = 1500 \text{ m/s}$ [15].	15
3.1	Reflektor 1 sett ovenfra og fra siden.	17
3.2	Sluttproduktet av reflektoren med fem rette spor.	17
3.3	Reflektor 2 sett ovenfra og fra siden.	18
3.4	Sluttprodukt av reflektoren med to sirkulære spor.	19
3.5	Reflektor 3 sett ovenfra og fra siden.	19
3.6	Sluttproduktet av reflektoren med nitten sirkulære nedsenkninger.	20
3.7	Refleksjon fra toppen av reflektoren og det nedsenkede området. 1 viser refleksjonen fra det gjenværende området på reflektoren mens 2 viser refleksjonen fra det nedsenkede området.	21
3.8	Refleksjon og transmisjon mellom to forskjellige medium.	24

3.9	Den maskinerte utgaven av reflektor 1 med fem rette spor.	25
3.10	Reflektoren med fem rette spor. Lengdene L_1 , L_2 og L_3 er vist med distansene fra sentrum av reflektoren til sentrum av sporene. Bredden d er påført på L_1 og er lik for breddene på både L_2 og L_3 . . .	27
3.11	Den maskinerte utgaven av reflektor 2 med to sirkulære spor.	28
3.12	Reflektor 2 med to sirkulære spor.	29
3.13	Den maskinerte utgaven av reflektor 3 med nitten sirkulære nedsenkninger.	30
3.14	Reflektor med nitten sirkulære nedsenkninger. Vinkelen er påført og vist symmetri ved fast 0° , $\pm 30^\circ$, $\pm 60^\circ$, $\pm 90^\circ$, $\pm 120^\circ$, $\pm 150^\circ$ og $\pm 180^\circ$ mønster. Videre er lengden påført for noen av de sirkulære nedsenkningene, men lengden er like lang fra senteret av nedsenkningen i midten til de 6 nærmeste hullene på $29/30$ cm og ut til ytterkant nedsenkningene er lengden $29/15$ cm.	31
4.1	Frontpanelet for LabVIEW-programmet.	33
4.2	Blokkdiagrammet for LabVIEW-programmet med forklarende kommentarer for de ulike delene av programmet.	34
4.3	Krysskorrelasjonsfunksjonen representert ved et flytdiagram [8]. . .	35
4.4	Teoretisk krysskorrelasjonsfunksjon [8].	36
4.5	Eksempel på en Hilbert-transformasjon.	37
4.6	En interpolasjon av en Hilbert-topp, der det er illustrert y_{-1} , y_0 og y_1 og topp-punktet blir funnet.	39
4.7	Eksempel på plot fra referansesignalet.	40
4.8	Eksempel på plot fra det sekundære signalet.	40
4.9	Eksempel på plott etter krysskorrelasjon er utført i MATLAB mellom referansesignalet og det sekundære signalet.	41
5.1	Forenklet illustrasjon av oppsettet mellom transduser, reflektor og det reflekterte signalet.	42
5.2	USB-UT350.	43
5.3	Transduser.	44
5.4	Stativet med holder.	44
5.5	Krysskorrelasjonssignalene fra referansesignalet og det sekundære reflekterte signalet fra reflektor 1 ved innfallsvinkel fra transduser påført de forskjellige delfigurene.	49
5.6	Hilbert-transformasjonen fra reflektor 1 ved innfallsvinkel fra transduser påført de forskjellige delfigurene.	51

5.7	Krysskorrelasjonssignalene fra referansesignalet og det sekundære reflekterte signalet fra reflektor 2 ved innfallsvinkel fra transduser påført de forskjellige delfigurene.	54
5.8	Hilbert-transformasjonen fra reflektoren 2 ved innfallsvinkel fra transduser påført de forskjellige delfigurene	56
5.9	Krysskorrelasjonssignalene fra referansesignalet og det sekundære reflekterte signalet fra reflektor 3 ved innfallsvinkel fra transduser påført de forskjellige delfigurene.	59
5.10	Hilbert-transformasjonen fra reflektor 3 ved innfallsvinkel fra transduser påført de forskjellige delfigurene.	61
5.11	Plott av lyd hastigheten målt ved stigende temperatur.	67
5.12	Sammenligning av Hilbert-transformasjonen fra reflektorene.	68
5.13	Sammenligning av krysskorrelasjonen fra reflektorene.	69
6.1	Sammenligningen for Hilbert signalene ved 0° i eksperiment 1.	71
6.2	Sammenligningen for Hilbert signalene ved 20° i eksperiment 1.	72
6.3	Sammenligningen for Hilbert signalene ved 45° i eksperiment 1.	72
6.4	Sammenligning av Hilbert-transformasjonen ved $10,2^\circ C$	74
6.5	Sammenligning av Hilbert-transformasjonen ved $20,8^\circ C$	74
6.6	Sammenligning av Hilbert-transformasjonen ved $30,1^\circ$	75

Tabeller

5.1	Utstyrliste	43
5.2	Resultatene for målingene som er utført på reflektor 1.	47
5.3	Resultatene for målingene som er utført på reflektor 2.	52
5.4	Resultatene for målingene som er utført på reflektor 3.	57
5.5	Resultatet fra målingene med en økende temperatur i vannet for reflektor 1.	64
5.6	Resultatet fra målingene med en økende temperatur i vannet for reflektor 2.	65
5.7	Resultatet fra målingene med en økende temperatur i vannet for reflektor 3.	66

Forkortelser

DLL	D ynamic L ink L ibrary
HVL	H øgskulen på V est L andet
LabVIEW	L aboratory V irtual I nstrument E ngineering W orkbench
MATLAB	M ATrix L ABoratory
ROV	R emotely O perated V ehicle
UiB	U niversitetet i B ergen
USB	U niversal S erial B us

Kapittel 1

Introduksjon

1.1 Motivasjon

Fjernstyrte undervannsfarkoster (ROV) brukes ofte i forbindelse med arbeidsoperasjoner under vann, som inkluderer å lokalisere og flytte på ulike objekter. De fleste ubemannede ROVer benytter et optisk kamera for å identifisere spesifikke objekter under vann [1] [2]. utfordringen med bruk av et optisk kamera under vann er dårlig sensitivitet ved dårlig optisk sikt, samt uklar gjengivelse av romlig dybde [3]. Ved å kombinere bruken av optisk kamera med et deteksjonssystem bestående av ultralyd og passive reflektorer, vil det være mulig å få informasjon om både dybden og avstanden til objektet uavhengig av sikten i vannkolonnen. Dette vil så kunne øke ROVens operasjonsmuligheter, og derved føre til mer stabil drift uavhengig av forholdene i vannkolonnen.

1.2 Bakgrunn

Ultralyd benyttes for mange ulike formål innen for eksempel medisin, industri og oseanografi [4, s. 145] [5] [6, s. 157-160]. Dette er basert på at ultralyd som trenger gjennom et objekt dempes ulikt av objektets ulike bestanddeler. Det har blitt gjort store fremskritt innen forskning, utvikling og distribusjon av akustiske digitale kommunikasjonssystemer under vann de siste tiårene [7].

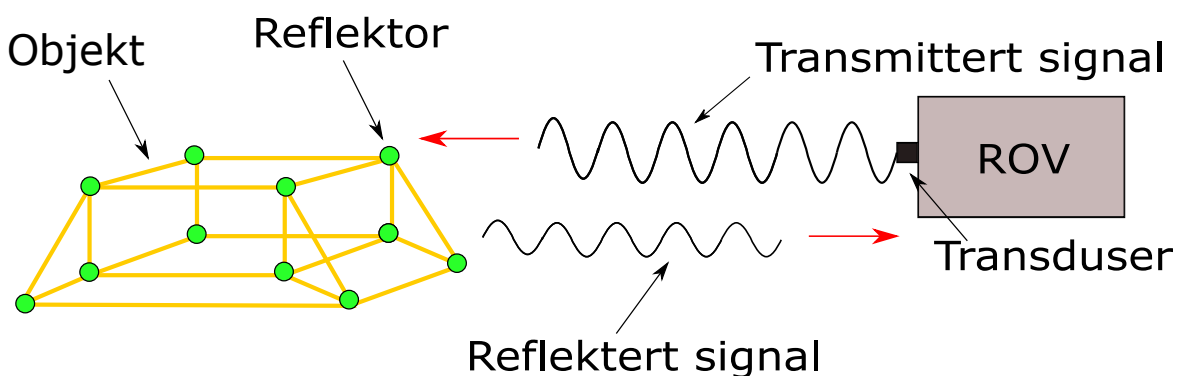
Det er flere fordeler med bruk av ultralyd i forhold til andre akustiske målesystemer. En fordel er at den relativt høye bølgefrequensen medfører en kort bølgelengde, som betyr at diffraksjonen eller avbøyningen rundt en hindring reduseres. Påfølgende er det enklere å fokusere en ultralydstråle. En annen fordel er at et målesystem basert på ultralyd kan være ikke-invasivt, som betyr at det er

montert utenpå objektet det skal måle på uten å ha direkte fysisk interaksjon med mediet som skal monitoreres. Dette er en viktig egenskap ved monitorering av farlige stoffer som har radioaktive, eksplosive eller brannfarlige egenskaper [8, s. 427].

Undervannsakustikk benyttes i mange ulike applikasjoner, som for eksempel å detektere objekter i vannkolonnen, ved miljøovervåkning, i forbindelse med undervannskommunikasjon, samt ved posisjonering av ROVer og strukturer. En stor fordel ved bruk av akustikk i vann er muligheten for kommunikasjon over korte og lange avstander.

1.3 Formål

Formålet med dette prosjektet er å undersøke bruken av et passivt deteksjonssystem for fremtidig bruk av ROV-operasjoner. For å undersøke anvendelsen av deteksjonssystemet er tre reflektorer med ulike unike egenskaper designet og fremstilt. Hensikten med deteksjonssystemet er å kunne differensiere mellom de ulike reflekterte akustiske signalene fra reflektorene. Slik kan man oppnå nøyaktig informasjon om avstanden mellom ROVen og objektet den skal operere på. Virkemåten til det passive systemet er som vist i figur 1.1.



FIGUR 1.1: Illustrasjon av et passivt undervanns-reflektorsystem som benyttes av en ROV.

Ulike fysiske parametere bestemmer hvordan akustiske signal forplanter seg i vann, og reflektorene må utformes slik at de tar hensyn til dette. I tillegg er form, tykkelse og geometri til reflektoren avgjørende for å oppnå et ensartet reflektert akustisk signal. I anvendelser der informasjon om ulike undervannsobjekt skal analyseres, er det avgjørende at det eksisterer en ensartet og kjent akustisk signatur fra objektet. I masterprosjektet er det utført eksperimenter på de tre

reflektorene ved å analysere det reflekterte signalet fra reflektorene, samt studere hvordan det reflekterte signalet endret seg med temperaturen i vannkolonnen og endret innfallsvinkel mellom ultralydtransduser og reflektor.

1.4 Disposisjon

Kapittel 2 inneholder grunnleggende ultralydteori, som er grunnlaget for design og fremstilling av de tre reflektorene presentert i masterprosjektet. Kapittel 3 presenterer designet til hver reflektor, med fokus på geometri og utformingen til hver enkelt reflektor. I kapittel 4 presenteres så teorien bak krysskorrelasjon og Hilbert-transformasjon, som er benyttet i masterprosjektet for å kunne prosessere det reflekterte akustiske signalet, slik at analyse av måledataene muliggjøres. Kapittel 5 inneholder så resultatene fra to eksperimentelle oppsett for å studere responsen til de respektive reflektorene. Det første oppsettet tar utgangspunkt i justering av innfallsvinkelen mellom transduseren og reflektorene, mens det andre oppsettet har fokus på om det er mulig å benytte reflektorene til å måle lydshastighet. I kapittel 6 analyseres og diskuteres måledataene fra eksperimentene presentert i kapittel 5. I kapittel 7 konkluderes masterprosjektet med forslag til videre arbeid.

Kapittel 2

Teori

Dette kapitlet inneholder teori som er grunnleggende for masterprosjektet. Teorien som blir presentert omhandler ultralyd, refleksjon og transmisjon av akustiske bølger, samt diffraksjon forårsaket av endelig lydkilde.

2.1 Definisjon av ultralyd

Ultralyd er definert som lydbølger med frekvenser over 20 kHz . Dette er frekvenser som ligger over hva det menneskelige øret kan høre [9]. Lydbølger er mekanisk vibrasjon som korresponderer til forskyvningen av partiklene i et materiale [10]. Lydbølgene må ha et medium å forplante seg i, som for eksempel fast materiale, væske eller gass. Akustisk kommunikasjon er viktig både for sivil- og militær kommunikasjon, som for eksempel ved mineleting gjennomført av militære fartøy og ved sivil kartlegging av havbunn [11].

Det mest brukte sensorelementet for ultrasoniske sendere og mottakere er det piezoelektriske elementet. Det piezoelektriske elementet har den spesielle egenskapen at det er reversibelt. Dette innebærer at mekanisk energi kan konverteres til elektrisk energi og omvendt i ett og samme piezoelektriske sensorelementet. Dette er også kjent som henholdsvis den direkte og den inverse piezoelektriske effekten og er beskrevet ved [8, s. 427-428]:

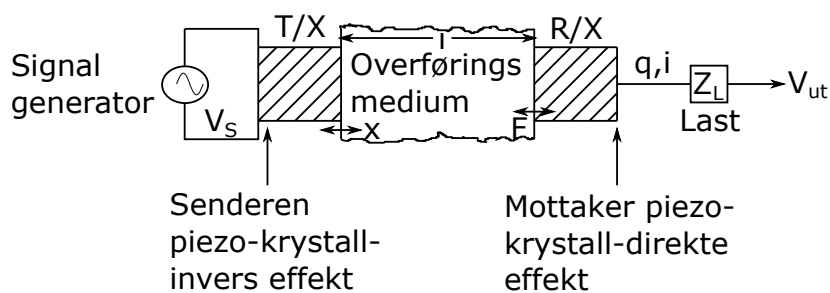
$$q = dF \quad , \quad (2.1)$$

og

$$x = dV \quad , \quad (2.2)$$

hvor q er ladningen, d er ladningssensitiviteten til kraften, F er kraften, x er forskyvningen til atomene i krystallet og V er spenningen.

Et ultralydsignal kan genereres når et piezoelektrisk materiale påtrykkes en elektrisk spenning. En transduser som blir brukt til å sende ut signalet mot reflektorene er en enhet som konverterer en form for energi til en annen. Deretter undersøkes den overførte bølgen ved å se på overføring av energi forårsaket av vibrerende materiale, som observerer hvor signalet komprimeres og utvides. En ultralyd transduser bruker den inverse piezoelektriske effekten til å generere lydølger. Ved å betrakte en spenning $\hat{V}_S \sin \omega t$ som er tilført til det transmitterende krystallet, vil krystallet oppleve en korresponderende sinusformet deformasjon x , som vist i formel (2.2). Denne vibrasjonen av krystallet er transmittert til partiklene ved begynnelsen av mediet. Partiklene blir så satt i en sinusformet bevegelse som fører til at andre partikler vibrerer, helt til forstyrrelsen er overført til andre enden av mediet. Disse sinusformede partikkelforskyvningene oppretter et medfølgende sinusformet trykk eller spenning i mediet. Dette oppdages av ultralydmottakeren, som bare er en kraftsensor ved hjelp av den direkte piezoelektriske effekten. Det fluktuerende trykket forårsaker en sinusformet kraft F over krystallområdet, som derved produserer en tilsvarende tidsvarierende ladning q og strøm i . Denne strømmen produserer en tilsvarende utgangsspenning V_{ut} over en belastning Z_L , som vist i figur 2.1.



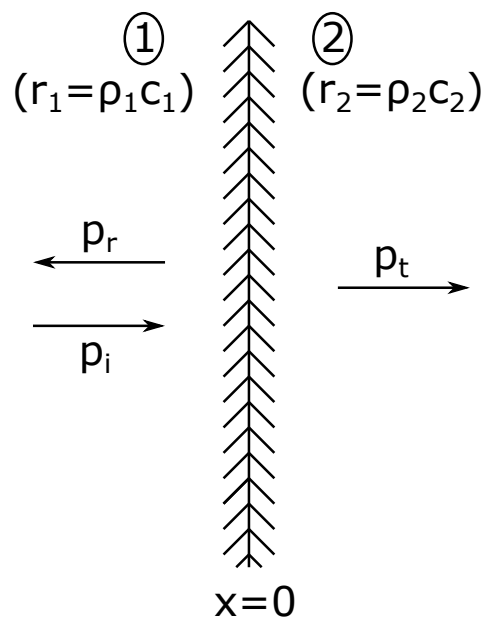
FIGUR 2.1: Grunnleggende ultralyd transmisjonslink [8, s. 427-428].

2.2 Refleksjon og transmisjon av akustiske bølger

Den akustiske bølgen utbreder seg i tre dimensjoner og avhenger i tillegg av tiden. Dette betyr at den akustiske bølgen avhenger av tre romlige variabler; x , y , z og tiden t . Partikkelforskyvningen $u(x, y, z, t)$ assosieres med kompresjonen og

ekspansjonen av den akustiske bølgen. Det akustiske trykket $\mathbf{p}(x, y, z, t)$ er null dersom det ikke eksisterer noen propagerende bølge.

Fysikken bak refleksjons- og transmisjonskoeffisientene for akustiske bølger er vist nedenfor. Bølgene som oppstår er planbølger, der to betingelser gjelder; det akustiske trykket er lik på begge sider som gjenkjennes som *kontinuitet av trykk*, og partikkelhastighetenes normalkomponent er lik på begge sider av grensen, kjent som *kontinuitet av normalkomponent av hastighet*. Dette krever at væskene forblir i kontakt [12, s. 150-152]. Ved disse antagelsene blir de resulterende utregningene for refleksjonskoeffisienten som vist i formel (2.8). Planet $x = 0$ er vist i figur 2.2.



FIGUR 2.2: Det utsendte og reflekterte signalet av en planbølge med normalt innfall på den plane grensen mellom to medier med forskjellig karakteristisk impedanser [12, s. 150-152].

Figur 2.2 viser en innkommende bølge som beveger seg gjennom et medium og kolliderer med grensen til et annet medium, og det oppstår en reflektert og transmittert bølge. Den karakteristiske impedansen i første medium defineres r_1 , og den karakteristiske impedansen i andre medium defineres r_2 . Den innkommende bølgen blir skrevet som:

$$\mathbf{p}_i = \mathbf{P}_i e^{j(\omega t - k_1 x)} \quad , \quad (2.3)$$

og når den innkommende bølgen treffer grenseflaten oppstår den reflekterte bølgen,

$$\mathbf{p}_r = \mathbf{P}_r e^{j(\omega t + k_1 x)} \quad , \quad (2.4)$$

og den transmitterte bølgen:

$$\mathbf{p}_t = \mathbf{P}_t e^{j(\omega t - k_2 x)} \quad (2.5)$$

De tre overnevnte bølgene må ha samme frekvens, men farten c_1 og c_2 i mediene er forskjellige. Bølgetallet i det første mediet er gitt ved $k_1 = \frac{\omega}{c_1}$ og bølgetallet for det andre mediet er $k_2 = \frac{\omega}{c_2}$.

For å regne ut den reflekterte og transmitterte bølgen må faktor r regnes ut for begge medier. I medium 1 er utregningen vist i formel (2.6) og i medium 2 er utregningen vist i formel (2.7).

$$r_1 = \rho_1 \cdot c_1 \quad (2.6)$$

Hvor r_1 er den karakteristiske akustiske impedansen til medium 1, ρ_1 er tettheten til medium 1 og c_1 er lydshastigheten i medium 1.

$$r_2 = \rho_2 \cdot c_2 \quad (2.7)$$

Hvor r_2 er den karakteristiske akustiske impedansen til medium 2, ρ_2 er tettheten til medium 2 og c_2 er lydshastigheten i medium 2.

Når faktorene r_1 og r_2 er utregnet, kan refleksjonskoeffisienten regnes ut som:

$$\mathbf{R} = \frac{r_2 - r_1}{r_2 + r_1} \quad (2.8)$$

hvor \mathbf{R} er refleksjonskoeffisienten.

Når refleksjonskoeffisienten er kjent er transmissionskoeffisienten utregnet ved uniform kalkulasjon $1 + \mathbf{R} = \mathbf{T}$. Dette fører til:

$$\mathbf{T} = \frac{2 \cdot r_2}{r_2 + r_1} \quad (2.9)$$

hvor \mathbf{T} er transmissionskoeffisienten.

Med andre ord vil dette si at hvis den innkommende bølgen har en amplitude C , så vil den reflekterte bølgen ha en amplitude $C \cdot R$ og den transmitterte bølgen vil ha en amplitude $C \cdot T$.

2.3 Diffraksjon forårsaket av en endelig lydkilde

Lydbølgen sin forplantning i et medium avhenger av frekvensen, transduserens radius, samt mediets lydshastighet. Dette delkapittelet tar for seg teori relatert til transduserens akustiske nær- og fjernfelt, og forplantningen for transduseren brukt i oppgaven.

2.3.1 Stråling fra et plant sirkulært stempel

Dette delkapittelet er hovedsakelig hentet fra referanse: [12, s. 179-184].

For å studere hvordan en transduser radierer kan vi betrakte et plant sirkulært stempel, som anses som en god modell for ulike lydkilder som f. eks høyttalere, pipeorgel og ventilasjonskanaler.

Vi tar utgangspunkt i et sirkulært stempel med radius a montert på en flat og stiv plate med uendelig utstrekning. Den radierende overflaten av stempelet beveger seg uniformt med farten U_0 og med vinkelfrekvensen ω vinkelrett til platen. Hastigheten uttrykkes som $U = U_0 \exp(j\omega t)$, der U_0 er den uniforme hastigheten. Geometrien og koordinatene er illustrert i figur 2.3. Trykket i et vilkårlig feltpunkt finnes ved å dele overflaten av stempelet inn i et uendelig antall små elementer, som hver virker som en enkel punktkilde med styrken $dQ = U_0 dS$ [13]. Trykket som er generert av en enkelt punktkilde er:

$$P = \rho_0 c Q / \lambda r \cdot e^{j(\omega t - kr)} \quad , \quad (2.10)$$

hvor realdelen til P er det akustiske trykket, Q definerer kildens styrke og r er distansen fra fjernfeltet til kilden, slik at det akustiske trykket er gitt ved:

$$\mathbf{p}(r, \theta, t) = j\rho_0 c \frac{U_0}{\lambda} \int_S \frac{1}{r'} e^{j(\omega t - kr')} dS \quad , \quad (2.11)$$

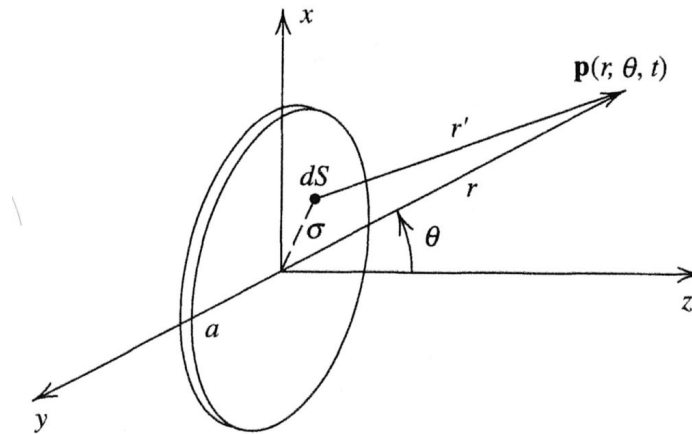
hvor U_0 er initialhastigheten, r' er avstanden fra nærfelt-kildestykken og k er bølgetallet. Dette integralet kalles for Rayleigh-integralet for et uniformt stempel.

Her er overflateintegralet tatt over regionen $\sigma \leq a$, hvor σ er avstanden fra sentrum av stempelet. Formel (2.11) er vanskelig å løse analytisk for et generelt feltpunkt. Det er lettere å dele det inn i to lukkede løsninger, som er mulig for to regioner; 1) langs en linje vinkelrett til fremsideoverflaten av stempelet passerende

gjennom stempelets senter, og 2) ved en tilstrekkelig stor avstand fra kilden i fjernfeltet.

Feltet langs den akustiske akse beskrevet som situasjon 1 er illustrert i figur 2.3, gitt ved formel (2.12).

$$\mathbf{p}(r, 0, t) = j\rho_0 c \frac{U_0}{\lambda} e^{j\omega t} \int_0^a \frac{\exp(-jk\sqrt{r^2 + \sigma^2})}{\sqrt{r^2 + \sigma^2}} 2\pi\sigma d\sigma \quad (2.12)$$



FIGUR 2.3: Geometrien brukt [12, s. 179-184].

Integranden er et perfekt differensial, som vist i formel (2.13).

$$\frac{\sigma \exp(-jk\sqrt{r^2 + \sigma^2})}{\sqrt{r^2 + \sigma^2}} = -\frac{d}{d\sigma} \left(\frac{\exp(-jk\sqrt{r^2 + \sigma^2})}{jk} \right) \quad (2.13)$$

Dette fører til at det komplekse trykket blir som vist i formel (2.14).

$$\mathbf{p}(r, 0, t) = \rho_0 c U_0 \{1 - \exp[-jk(\sqrt{r^2 + a^2} - r)]\} e^{j(\omega t - kr)} \quad (2.14)$$

Amplituden til trykket på stempelaksen er magnituden av formel (2.14), som kan skrives som:

$$\mathbf{p}(r, 0) = 2\rho_0 c U_0 \left| \sin \left\{ \frac{1}{2} kr \left[\sqrt{1 + (a/r)^2} - 1 \right] \right\} \right| \quad (2.15)$$

Ved å anta at $r/a \gg 1$ kan uttrykket i formel (2.15), ved hjelp av rekkeutvikling forenkles til $\sqrt{1 + (a/r)^2} \approx 1 + \frac{1}{2}(a/r)^2$. Hvis $r/a > ka/2$ vil amplituden til trykket fra aksene ha følgende form:

$$P_{aksial}(r) = \frac{1}{2}\rho_0 c U_0 (a/r) k a = \frac{\rho_0 c U_0 k a^2}{2r} \quad (2.16)$$

Formel (2.16) viser at det vil oppstå en sfærisk spredning ved tilstrekkelig avstand fra stempelet. Her påpekes det at ulikheten $r/a > ka/2$ kan omskrives til $r > \pi a^2/\lambda$. Mengden S/λ , hvor S er kildens bevegende området, også kalt *Rayleigh-lengden*. Fra formel (2.15) fremkommer det at det aksiale trykket medfører sterke interferenseffekter, som fluktuerer mellom 0 og $2\rho_0 c U_0$, mens r er mellom 0 og ∞ . Disse ekstremalpunktene av trykket forekommer for verdier av r som tilfredsstiller formel (2.17).

$$\frac{1}{2}kr \left[\sqrt{1 + (a/r)^2} - 1 \right] = m\pi/2, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.17)$$

Ved å se på løsninger av formel (2.17) for verdier av r ved ekstremalpunktene, får vi:

$$r_m/a = a/m\lambda - m\lambda/4a \quad (2.18)$$

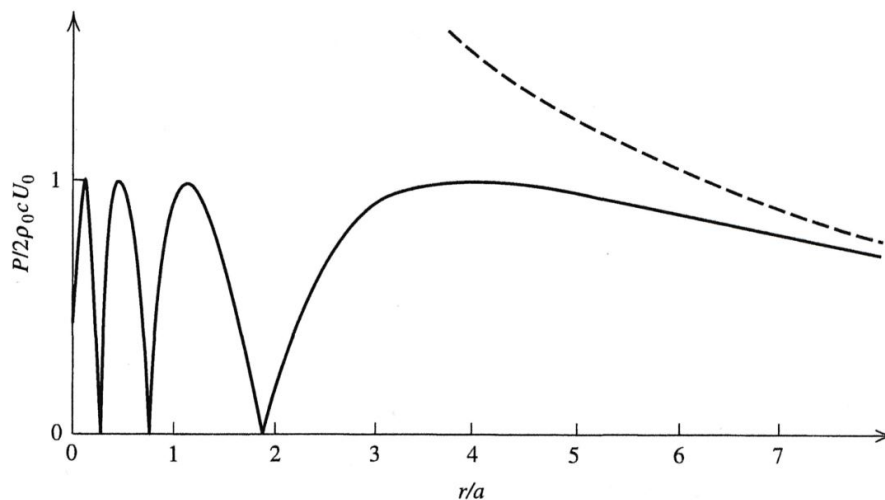
Bevegende inn mot kilden fra en stor r , møtes det første lokale maksimum i aksialt trykk ved en distanse r_1 gitt ved:

$$r_1/a = a/\lambda - \lambda/4a \quad (2.19)$$

For en mindre r vil amplitudetrykket falle til et lokalt minimum ved r_2 , gitt ved:

$$r_2/a = a/2\lambda - \lambda/2a \quad (2.20)$$

Videre vil amplitudetrykket fortsette å fluktuere frem til det når overflaten av stempelet. En skisse av dette er vist i figur 2.4.



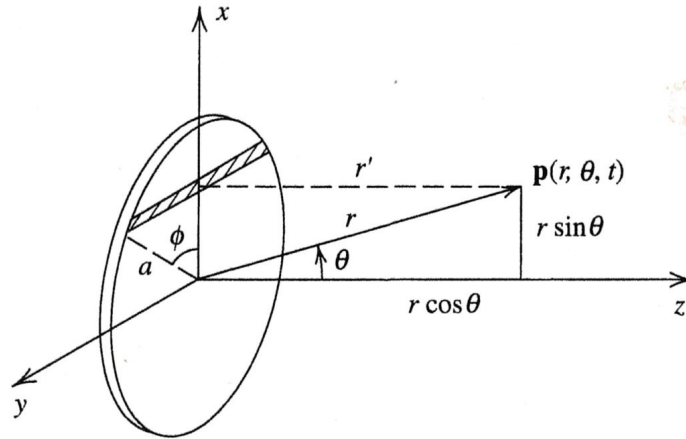
FIGUR 2.4: Skisse av det aksielle amplitudetrykket for et plan sirkulært stempel med radius a radierende lydbølgenummer k der $ka = 8\pi$. Den faste linjen er utregnet fra nøyaktig teori, mens den stiplede linjen er en approksimasjon for fjernfeltet ekstrapolert inn i nærfeltet [12, s. 179-184].

For $r > r_1$ minsker det aksielle trykket monotont mens det nærmer seg et asymptotisk $1/r$ avhengighet. For $r < r_1$ vil det aksielle trykket vise en sterk interferenseffekt, som tilkjennegir at det akustiske feltet nært stempelet er kompleks. Distansen r_1 oppfører seg som en praktisk avgrensning mellom det komplekse nærfeltet som finnes nærme kilden og det enklere fjernfeltet funnet ved større distanser vekke fra kilden. Videre har distansen r_1 en fysisk mening som bare er hvis raten a/λ er stor nok slik at $r_1 > 0$. Hvis $a = \lambda/2$, blir $r_1 = 0$ og det er ikke noe nærfelt. Ved lavere frekvenser vil strålingen fra stempelet nærme seg en punktkilde. Når avstanden fra stempelet er betydelig større enn radiusen vil vi befinne oss i fjernfeltet hvor det aksiale trykket er enklere å bestemme.

For å evaluere situasjon 2 hvor vi befinner oss i fjernfeltet, introduserer vi flere koordinater som vist i figur 2.5. La x og y aksene være orientert slik at feltpunktet (r, θ) ligger i x - z planet. Dette tillater overflaten av stempelet til å bli delt inn i en matrise av kontinuerlige linjekilder av ulik lengde, som hver er parallell med y -aksen slik at feltpunktet er på den akustiske aksene for hver linjekilde. Fjernfeltet sitt radieringsmønster kan bli funnet ved å introdusere restriksjonen $r \gg a$, slik at bidraget til hvert feltpunktet fra hver linjekilde enkelt er fjernfeltet sitt aksiale trykk. Siden hver linje er av lengden $2a \sin \phi$ med bredden dx , er kildestyrken fra en kilde $dQ = 2U_0 a \sin \phi dx$ og det økende trykket $d\mathbf{p}$ for denne kilden er på

formen som vist i formel (2.21).

$$d\mathbf{p} = jp_0c \frac{U_0}{\pi r'} ka \sin\phi e^{j(\omega t - kr')} dx \quad (2.21)$$



FIGUR 2.5: Geometrien brukt i å utlede fjernfeltet ved (r, θ) av et plan sirkulært stempel med radius a [12, s. 179-184].

For $r \gg a$ blir verdien av r' approksimert ved $r' \approx r + \Delta r = r - a \sin\theta \cos\phi$. Det akustiske trykket blir som vist i formel (2.22), hvor $r' \rightarrow r$ i nevneren, men $r' = r + \Delta r$ i samsvar med fasen i approksimasjonen til fjernfeltet. Ved å bruke $x = a \cos\phi$ kan integrasjonen fra dx til $d\phi$ konverteres som vist i formel (2.23).

$$\mathbf{p}(r, \theta, t) = jp_0c \frac{U_0}{\pi r'} ka e^{j(\omega t - kr')} \int_{-a}^a e^{jka \sin\theta \cos\phi} \sin\phi d\phi \quad (2.22)$$

$$\mathbf{p}(r, \theta, t) = jp_0c \frac{U_0 \cdot a}{\pi r} ka e^{j(\omega t - kr')} \int_0^\pi e^{jka \sin\theta \cos\phi} \sin^2\phi d\phi \quad (2.23)$$

På grunn av symmetri kan den imaginære delen av integralet strykes. Den reelle delen er tabulert i form av en Bessel-funksjon gitt ved $\int_0^\pi \cos(z \cos\phi) \sin^2\phi d\phi = \pi \frac{J_1(z)}{z}$, slik at man ender opp med formel (2.24).

$$\mathbf{p}(r, \theta, t) = \frac{j}{2} \rho_0 c U_0 \frac{a}{r} ka \left[\frac{2J_1(ka \sin\theta)}{ka \sin\theta} \right] e^{j(\omega t - kr)} \quad (2.24)$$

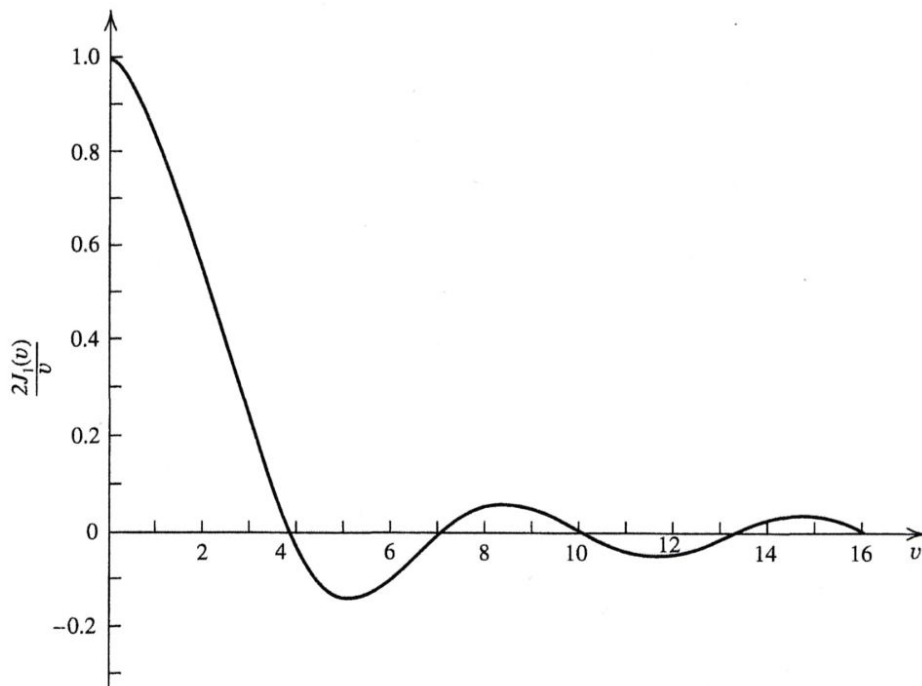
Alle vinkelavhengighetene er i parentesene. Siden dette uttrykket går mot 1 etterhvert som θ går mot 0, kan uttrykket skrives som vist i formel (2.25), der $v = ka \sin \theta$.

$$\begin{aligned} |\mathbf{p}(r, \theta)| &= P_{ax}(r)H(\theta) \\ H(\theta) &= \left| \frac{2J_1(v)}{v} \right| \end{aligned} \quad (2.25)$$

Det aksiale amplitudetrykket er identisk med det asymptotiske uttrykket vist i formel (2.16). Et plott av $2J_1(v)/v$ er vist i figur 2.6. Vinkelavhengigheten av $H(\theta)$ avslører at det er trykknoder ved vinkler θ_m gitt ved formel (2.26).

$$ka \sin \theta_m = j_{1m} \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.26)$$

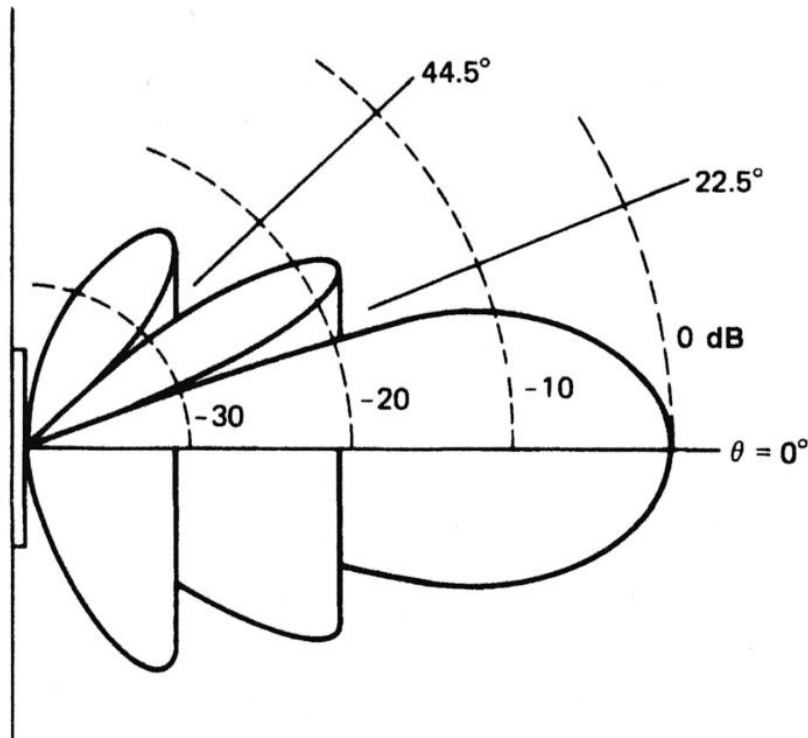
Hvor j_{1m} betegner verdiene av argumentet J_1 som reduserer denne Bessel-funksjonen til null: $J_1(j_{1m}) = 0$.



FIGUR 2.6: Oppførselen av funksjonen $2J_1(v)/v$ [12, s. 179-184].

$H(\theta)$ gir et maksimum langs $\theta = 0$. Vinklene θ_m definerer koniske nodeflater med ytterpunkt på $r = 0$. Mellom disse flatene ligger det trykklober, som illustrert i figur 2.7. Den relative styrken og vinkellokasjonen av maksimalpunktet til det akustiske trykket i lobene, er gitt av et relativt maksimum av $H(\theta)$. Ved en

konstant r gitt at intensitetsnivået på akse er satt til 0 dB, vil således amplituden av maksimum i den første sideloben være omtrent -17.5 dB. For bølglengder som er vesentlig mindre enn radiusen til stempelet ($ka \gg 1$) vil strålebanen ha mange sidelober, og vinkelbredden til den store hovedloben vil være liten. Hvis bølglengden er tilstrekkelig stor ($ka < 3.83$), vil den store hovedloben dominere. For ($ka \ll 1$) vil retningsfaktoren være nærmest enhetlig for alle vinkler, slik at stempelet blir en punktkilde med kildestyrke på $Q = \pi a^2 U_0$.



FIGUR 2.7: Strålemønsteret $b(\theta)$ for et plan sirkulært stempel med radius a som utstråler lyd med $ka = 10$ [12, s. 179-184].

2.3.2 Strålemønster for transduseren brukt i prosjektet

Diffraksjon av den innkommende bølgen vil oppstå siden en endelig lydkilde benyttes. Dette tar utgangspunkt i teorien presentert tidligere ved å betrakte et Rayleigh-integral som beskriver den akustiske strålingen, og er brukt til å modellere kilden som et uniformt vibrerende stempel. For å modellere den akustiske kilden som er brukt i prosjektet ser vi på en kilde med en gitt frekvens, satt til 500 kHz , med en kilderadius på 1.25 cm . Det akustiske signalet propagerer i springvann i dette prosjektet, hvor lyd hastigheten er ca. 1500 m/s [14]. Siden lyd hastigheten i vann er avhengig av temperatur, salinitet og trykk, vil dette påvirke de eksperimentelle resultatene. Figur 2.8 illustrerer diffraksjonsmønsteret

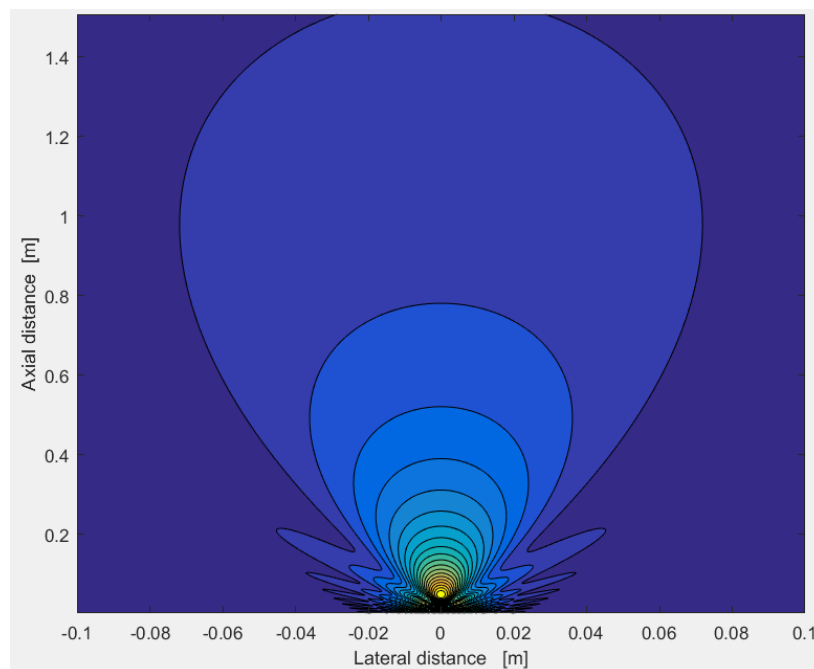
til transduseren [15]. Analyse av figur 2.8 gir informasjon om distansen mellom transduseren og reflektoren for å maksimere signalet, samt hvor stor radiusen til reflektoren bør være for å reflektere det meste av det utsendte signalet. Skal man oppnå et tilfredsstillende reflektert signal, må det være et tilstrekkelig akustisk signal for den valgte distansen d , og er gitt ved:

$$d = \frac{ka^2}{2} = \frac{\pi fa^2}{c} = 16.3 \text{ cm} \quad (2.27)$$

For å regne ut produktet ka for transduseren benyttet i dette prosjektet, kan man benytte formel (2.28) for å finne en verdi for k , ettersom $a = 0.0125 \text{ m}$, som tidligere nevnt.

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c} \quad (2.28)$$

Dette gir en $k = 2094.40$ og da blir $ka = 26.18$. Fra tidligere teori er det gjenkjennelig fra figur 2.8 med små lobes som sprer seg ut med en stor hovedlobe i midten som skyldes $ka \gg 1$.



FIGUR 2.8: Diffraksjonsmønsteret av transduseren brukt i oppgaven ved betingelsene hvor $f = 500 \text{ kHz}$, kilderadius $a = 1.25 \text{ cm}$ og med en lydhastighet $c = 1500 \text{ m/s}$ [15].

Kapittel 3

Design av reflektorene

Dette kapitlet forklarer prinsippet bak designet av reflektorene og de ulike nivåforskjellene, samt beregninger relatert til reflektorenes utforming.

3.1 Designkriterier og utforming

Formålet med designet til de tre reflektorene er å oppnå et spesifikt reflektert akustisk signal for hver enkelt reflektor. Dette betyr at det skal være mulig å gjenkjenne den bestemte reflektoren basert på analyse av det reflekterte signalet. For å oppnå dette er utformingen av reflektorene basert på følgende kriterier:

1. Reflektorene er utformet slik at det fremskaffer et reflektert signal med to ekko. For å oppnå dette må hver enkelt reflektor ha to separate fysiske nivå. Ett nivå er plant med høyden til reflektoren, mens ett nivå er nedsenket. Høydeforskjellen mellom de to nivåene fører til en kort puls som gir to ekko i det reflekterte signalet.
2. Bredden av det nedsenkede nivået er utformet slik at bredden er større enn bølgelengden, gitt ved:

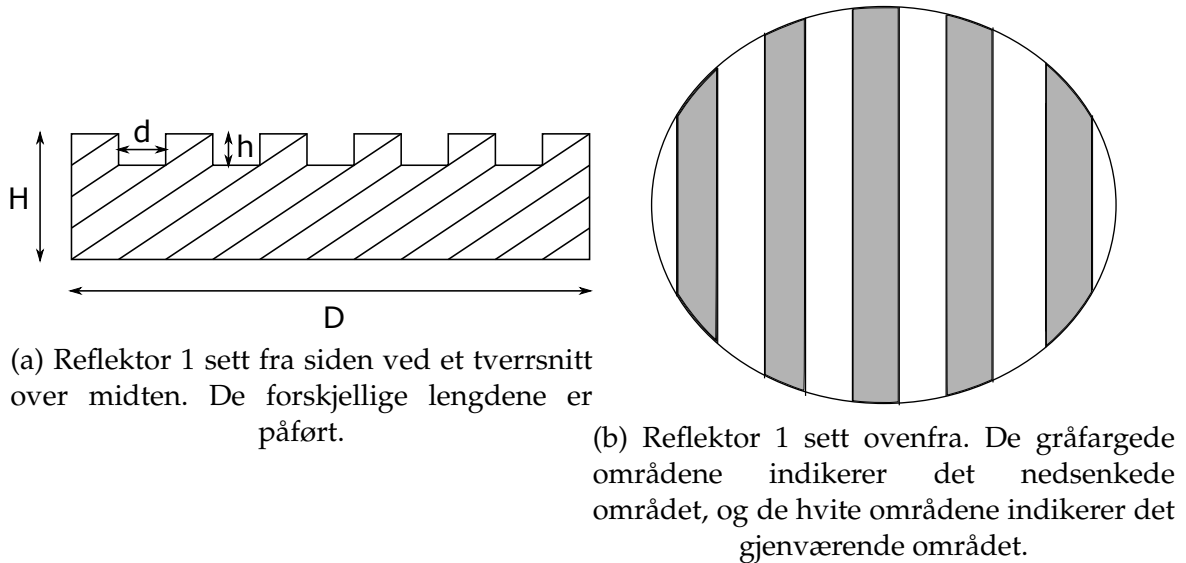
$$d > \lambda \quad , \quad (3.1)$$

hvor d er bredden av det nedsenkede nivået og λ er bølgelengden. Formel (3.1) kan også skrives som en funksjon av lydhastighet c og frekvens f :

$$d > \frac{c}{f} \quad (3.2)$$

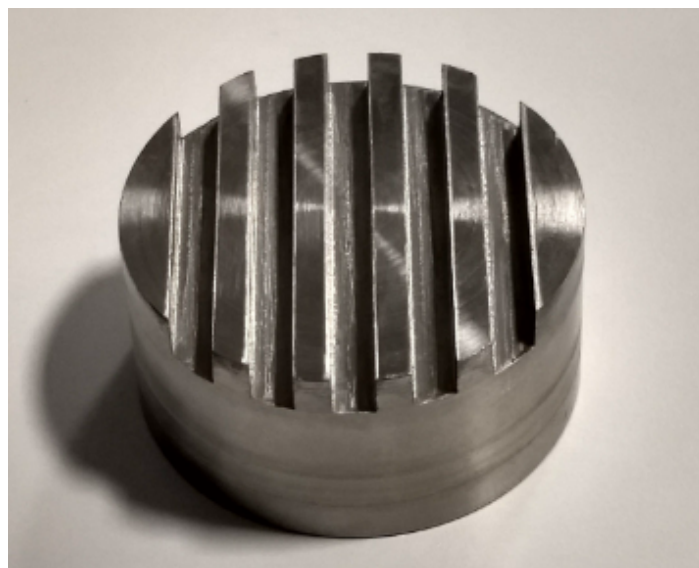
Designet og utformingen av reflektorene er gjennomført på følgende måte:

- Reflektor 1 er designet med fem rette spor. Reflektoren har symmetrisk utforming med lik distanse mellom sporene. Utformingen til reflektor 1 er gjort slik at man får et tydelig reflektert signal med to ekko, bestemt av innfallsvinkelen. På grunn av den symmetriske utformingen vil mye eller alt av signalet bli reflektert fra detektoren dersom reflektoren er plassert slik at det propagerende lydsignalet treffer langs sporene til reflektoren. Reflektor 1 med påførte lengder er illustrert i figur 3.1. Sluttproduktet er vist i figur 3.2.



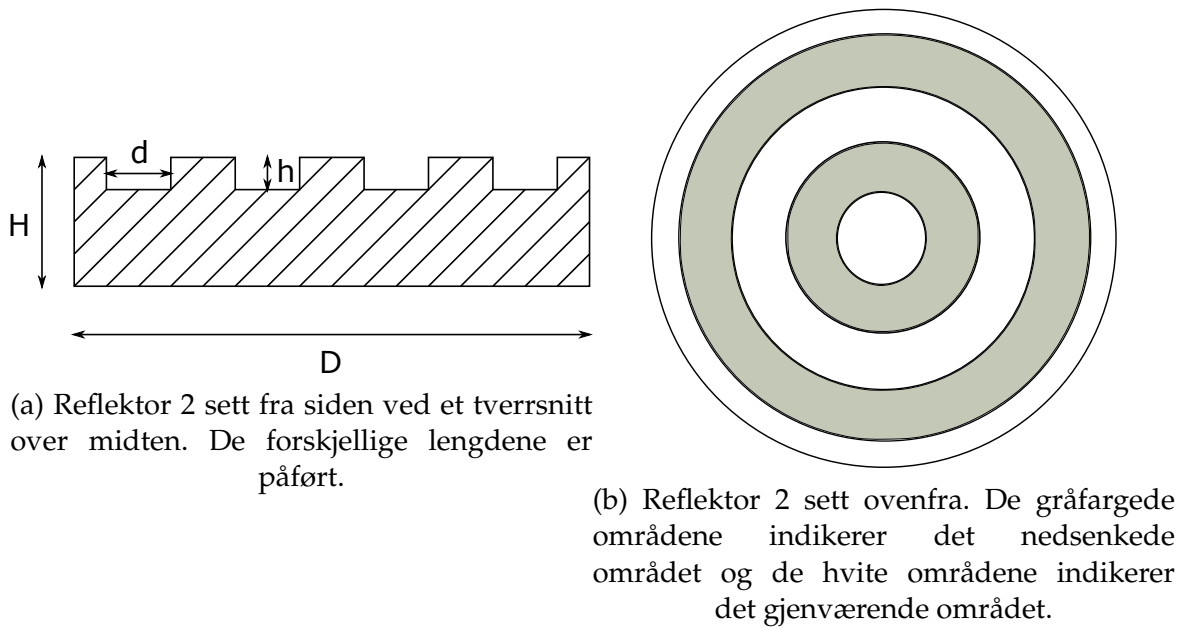
FIGUR 3.1: Reflektor 1 sett ovenfra og fra siden.

Hvor D er diameteren, H er tykkelsen, h er høyden på de nedsenkede sporene og d er bredden til reflektor 1.

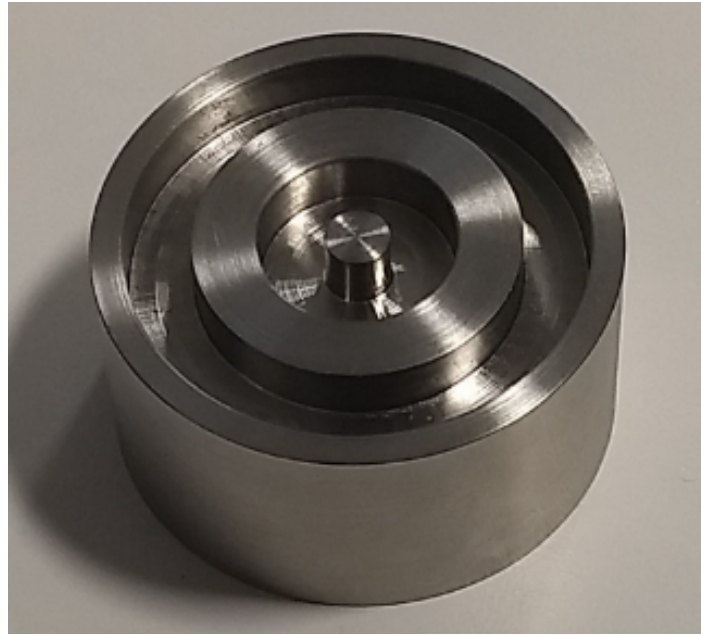


FIGUR 3.2: Sluttproduktet av reflektoren med fem rette spor.

- Reflektor 2 er designet med to nedsenkede nivå som har sirkulære spor med symmetrisk distanse mellom sporene. En illustrasjon av utformingen er vist i figur 3.3. Her har fokuset vært å forsterke svakheten til den første reflektoren med signal på avveie, der reflektoren vil få et reflektert signal uavhengig av orienteringen til reflektoren. Noe av signalet vil gå tapt på grunn av innfallsvinkelen mellom transduseren og reflektoren. Dette skyldes utformingen til de sirkulære sporene til reflektoren. Sluttproduktet er vist i figur 3.4.

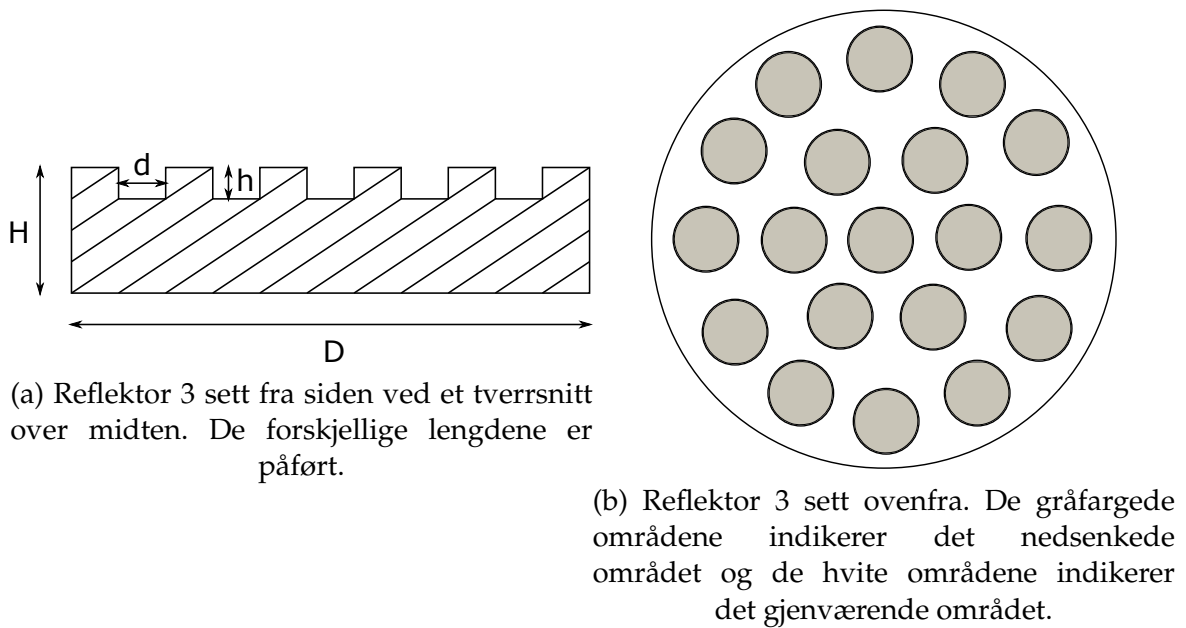


FIGUR 3.3: Reflektor 2 sett ovenfra og fra siden.



FIGUR 3.4: Sluttprodukt av reflektoren med to sirkulære spor.

- Reflektor 3 er designet med nitten sirkulære nedsenkninger med lik diameter. Nedsenkningene er plassert symmetrisk utover reflektoren som vist i figur 3.5. Reflektor 3 ivaretar signalet uavhengig av orienteringen til reflektoren ettersom det er sirkulære nedsenkninger. Sluttproduktet er vist i figur 3.6.



FIGUR 3.5: Reflektor 3 sett ovenfra og fra siden.



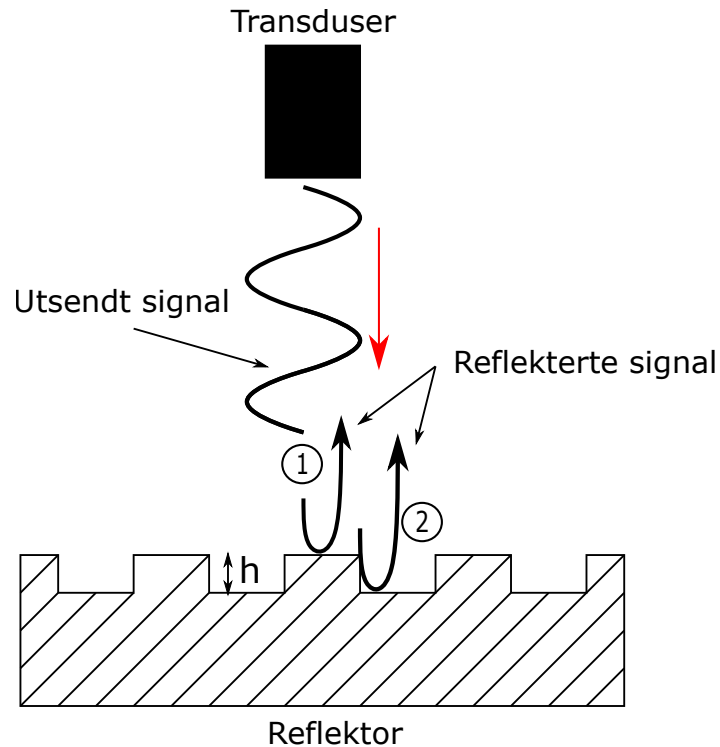
FIGUR 3.6: Sluttproduktet av reflektoren med nitten sirkulære nedsenkninger.

3.2 Nivåforskjell

3.2.1 Høyden fra det nedsenkede området til det gjenværende området

Som nevnt tidligere består reflektorene av to fysiske nivå med en høydeforskjell for å generere to ekko i det reflekterte signalet. I det eksperimentelle oppsettet benyttet i dette prosjektet er frekvensen til transduseren satt til 500 kHz . Lydhastigheten er omtrent 1500 m/s , på grunn av at springvann er benyttet som propagasjonsmedium [14]. Til slutt er radiusen til transduseret elementet 0.0125 m .

Transittidsforskjellen er tidsforskjellen fra det utsendte signalet treffer det gjenværende området på reflektoren til signalet treffer det nedsenkede området på reflektoren, som vist i figur 3.7.



FIGUR 3.7: Refleksjon fra toppen av reflektoren og det nedsenkede området. 1 viser refleksjonen fra det gjenværende området på reflektoren mens 2 viser refleksjonen fra det nedsenkede området.

Transittidsforskjellen mellom det gjenværende området på reflektoren og det nedsenkede området er gitt ved formel (3.3). Grunnen til at høyden multipliseres med 2 i formelen er på grunn av tiden det tar for lydbølgen å propagere tilbake til mottaker.

$$\Delta t = \frac{2 \cdot h}{c} \quad (3.3)$$

Hvor Δt er transittidsforskjellen, h er høyden på det nedsenkede området til det gjenværende området på reflektoren og c er lydhastigheten. Det er ønskelig med en transittidsforskjell spesifisert i antall perioder av det akustiske signalet. Derfor kan formel (3.3) omskrives til formel (3.4):

$$n \cdot T = \frac{2 \cdot h}{c} \quad , \quad (3.4)$$

hvor n er antall perioder det sekundære signalet er forskjøvet og $T = \frac{1}{f}$ er perioden til bølgen. Deretter utregnes formel (3.4) med hensyn på høyden h , som vist i formel

(3.5).

$$h = \frac{c \cdot n}{2 \cdot f} \quad (3.5)$$

Formel (3.5) viser at lyd hastigheten c , periodeforskyvningen n og frekvensen f er avgjørende for høyden på det nedsenkede området. Siden lyd hastigheten i vann er konstant ved en gitt temperatur og frekvensen fra transduseren er konstant, er den eneste justerbare variabelen forskyvningsperioden n .

3.2.2 Ytre mål og fordeling av overflatearealet

Figur 2.8 viser forplantningen til det innfallende akustiske signalet mot reflektoren. Diameteren til reflektorene er utformet slik at det meste av signalet blir reflektert. Samtidig er diameteren så liten som mulig for å gjøre det enklere i forhold til plass og flytting av reflektorene. Lobene i diffraksjonsmønsteret vist i figur 2.8 viser at inntil 30 cm i aksial retning ligger innenfor en bredde på 2 cm i begge retninger fra sentrum av det propagerende signalet. For å dekke lobene helt ut til 50 cm i aksial retning er det tilstrekkelig med en diameter for reflektorene på 5 cm. Det totale tverrsnittsarealet for reflektorene blir da $A = \pi R^2 = \pi \cdot 2.5 \text{ cm}^2 \approx 19.63 \text{ cm}^2$. Som nevnt må reflektorene ha to nivå som medfører to ekko, hvor to korte refleksjonspulser genereres. Ekko nummer to (fra det nedsenkede området på reflektoren) må være slik at det forekommer på den angitte tidsforsinkelsen, relatert til perioden. Bredden på nedsenkningen må være større enn bølgelengden. Hvis de to signalene skal være omtrent like sterke må tverrsnittsarealet på det nedsenkede området være like stort som det gjenværende området, der $A_1 \approx A_2$. Videre må høyden på det nedsenkede området beregnes. Dersom høyden på det nedsenkede området er for liten, kan hele eller deler av det reflekterte signalet gå tapt. Dette kan forklares ved at refleksjonen fra det nedsenkede området på reflektoren vil kunne interferere med det reflekterte signalet fra fronten av reflektoren.

Siden reflektorene vil ligge i vann over lengre tid er rustfritt stål (316) benyttet som konstruksjonsmateriale for reflektorene. For å bestemme tykkelsen til reflektorene tar vi utgangspunkt i at lyd hastigheten i rustfritt stål (316) er ca. 5740 m/s og med en tetthet på ca. 8000 kg/m³ [16] [17]. Lyd hastigheten i vann er ca. 1500 m/s og med en tetthet på ca. 1000 kg/m³ [18]. Formel (2.6) og (2.7) brukes for å finne refleksjonskoeffisienten og transmissionskoeffisienten som vist respektivt i formel

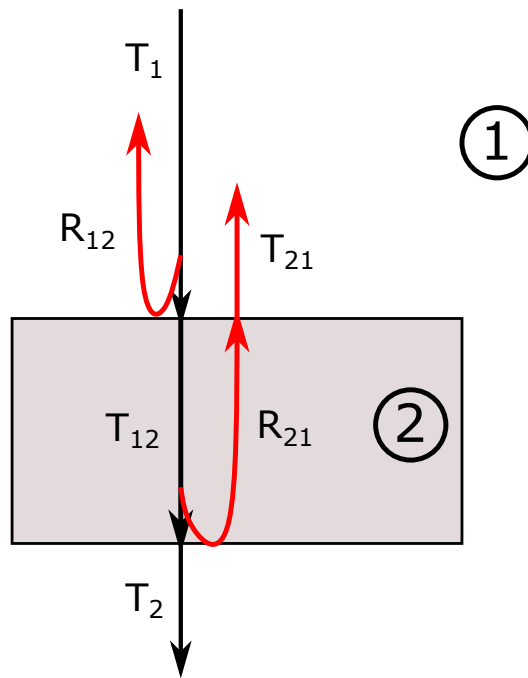
(2.8) og (2.9). Med bakgrunn i figur 3.8 kan man sette opp uttrykket for å bestemme den nødvendige tykkelsen på reflektoren. Dette gir formel (3.6) som beregner amplitudeforholdet mellom følgende; (1) signalet som er reflektert fra baksiden av reflektoren, med andre ord signalet som har gått inn i reflektoren på fremsiden og forplantet seg gjennom reflektoren. Signalet blir deretter reflektert fra baksiden av reflektoren og forplanter seg gjennom reflektoren igjen til fremsiden av reflektoren. Deretter er signalet blitt transmittert til vannet. (2) Signalet som har reflektert fra forsiden av reflektoren, med hensyn til en reflektor uten nedsenkede spor. Hvis dette amplitudeforholdet er nærme 1, vil disse to signalene være like store. Dette vil føre til problemer med å skille signalene, altså signalet fra forsiden av reflektoren, som er signalet som formes ved hjelp av sporene i reflektoren. Med andre ord ønsker man at ekko fra baksiden er lite siden dette ikke brukes, og vil kunne gi forstyrrende interferens.

$$\alpha = \frac{C \cdot T_{12} R_{21} T_{21}}{C R_{12}} \quad (3.6)$$

Hvor α er amplitudeforholdet. Siden $R_{12} = -R_{21}$ løses formel (3.6) til:

$$|\alpha| = T_{12} \cdot T_{21} \quad , \quad (3.7)$$

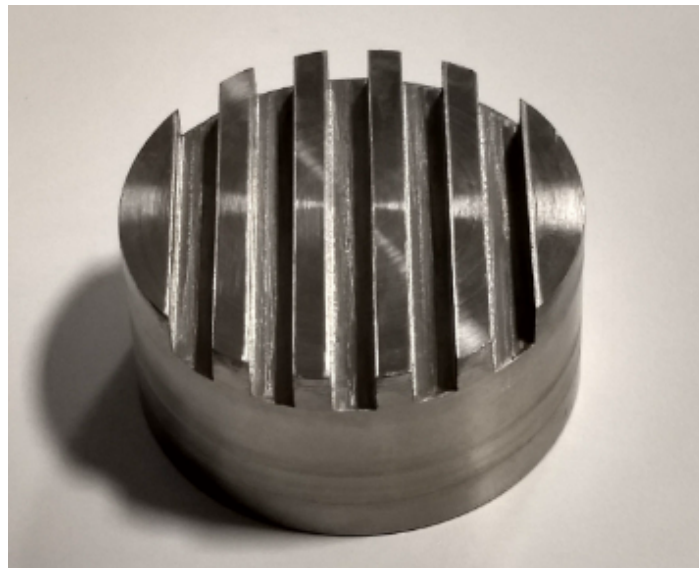
og ved å sette inn verdier for amplitudeforholdet får vi $|\alpha| = 0.13$. Videre finner vi den inverse av amplituden, og får løsningen $1/|\alpha| = 8.16$. Dette tilkjennevir at et ekko fra baksiden av detektoren forventes å ha en amplitude som er ca 1/8 av det ønskelige signalet. Det vurderes derfor slik at det sannsynligvis ikke vil føre til spesielle problemer å analysere de målte signalene. Med dette er det bestemt en tykkelse på 2.5 cm for reflektorene, som angir en praktisk størrelse. Det kan bemerkes at hvis absoluttverdien av amplitudeforholdet $|\alpha|$ hadde vært betydelig større ville dette medført problemer. Det hadde da vært nødvendig med en tykkere reflektor slik at ekkoet fra baksiden av reflektoren hadde vært tydelig.



FIGUR 3.8: Refleksjon og transmisjon mellom to forskjellige medium.

3.3 Reflektor 1

Reflektor 1 er designet med fem rette nedsenkede spor. Sporene gjør at retningen til det reflekterte signalet vil være avhengig av reflektorens orientering. En innfallsvinkel mellom transduser og reflektor, som peker mot sporene, vil reflektere en større andel av signalet. Hvis det utsendte signalet derimot treffer langs sporene, vil mye av det reflekterte signalet forsvinne. Reflektor 1 er vist i figur 3.9.



FIGUR 3.9: Den maskinerte utgaven av reflektor 1 med fem rette spor.

3.3.1 Utregninger

Som beskrevet i starten av kapittelet er diameteren, tykkelsen og det totale tverrsnittsarealet utregnet. Neste steg er å utregne bredden på det nedsenkede området. Figur 3.10 viser konseptet med de forskjellige lengdene og hvordan det nedsenkede området vil være sammenlignet med det gjenværende området. Lengden L_1 tilsvarer diameteren på reflektoren som tilsvarer $L_1 = D = 5 \text{ cm}$. Lengden L_2 er den samme for de to neste sporene, som ligger en tredjedel av radiusen fra senter av reflektoren. Sporene L_3 er de ytterste nedsenkede områdene og ligger to tredjedeler av radiusen fra senter av reflektoren. Dette gir symmetri for begge halvdelene av reflektoren. Dette gjør at lengdene L_2 og L_3 kan utregnes ved hjelp av Pytagoras. Her vet vi om en kjent avstand fra senter til radiusen av reflektoren, en kjent avstand fra senter til senteret av sporet L_2 eller L_3 og til slutt en ukjent avstand fra toppen av sporet til senteret av sporet. På denne måten kan

man regne ut bredden for det nedsenkede området vist som d . Ettersom denne bredden må samsvare med å oppfylle det nedsenkede området sitt tverrsnittsareal må det være lik det gjenværende området sitt tverrsnittsareal $A_1 = A_2$, der A_1 er det nedsenkede området sitt tverrsnittsareal og A_2 er det gjenværende området sitt tverrsnittsareal. Derav må $A_1 + A_2 = \pi R^2$. Da kan dette vises som:

$$A_1 \approx (L_1 + 2L_2 + 2L_3)d = \frac{\pi R^2}{2} \quad , \quad (3.8)$$

hvor A_1 er det nedsenkede området, L_1 er lengden av det nedsenkede området på senter av reflektoren, L_2 er lengden av det nedsenkede området en tredjedel av radiusen fra senter, L_3 er lengden av det nedsenkede området to tredjedeler av radiusen fra senter, d er bredden av de nedsenkede områdene og R er radiusen til reflektoren. Videre er lengden L_2 og L_3 utregnet:

$$\left(\frac{L_2}{2}\right)^2 = R^2 - \frac{R^2}{9} \Rightarrow L_2 = \frac{\sqrt{32}R}{3} = \frac{\sqrt{8} \cdot 2R}{3} = \frac{\sqrt{8}D}{3} \quad (3.9)$$

$$\left(\frac{L_3}{2}\right)^2 = R^2 - \left(\frac{2R}{3}\right)^2 \Rightarrow L_3 = \frac{2 \cdot \sqrt{5}}{3} \cdot R = \frac{\sqrt{5}}{3} \cdot D \quad , \quad (3.10)$$

hvor D er diameteren til reflektoren. Fra formel (3.8) og (3.10) blir lengdene $L_1 = D$, $L_2 = \frac{\sqrt{8}}{3} \cdot D$ og $L_3 = \frac{\sqrt{5}}{3} \cdot D$. Ved å sette inn disse verdiene i formel (3.8), kan bredden d til de nedsenkede områdene bli utregnet ved:

$$d(L_1 + 2L_2 + 2L_3) = D \left(1 + \frac{2 \cdot \sqrt{8}}{3} + \frac{2 \cdot \sqrt{5}}{3}\right) d = \frac{\pi \cdot D^2}{8} \quad (3.11)$$

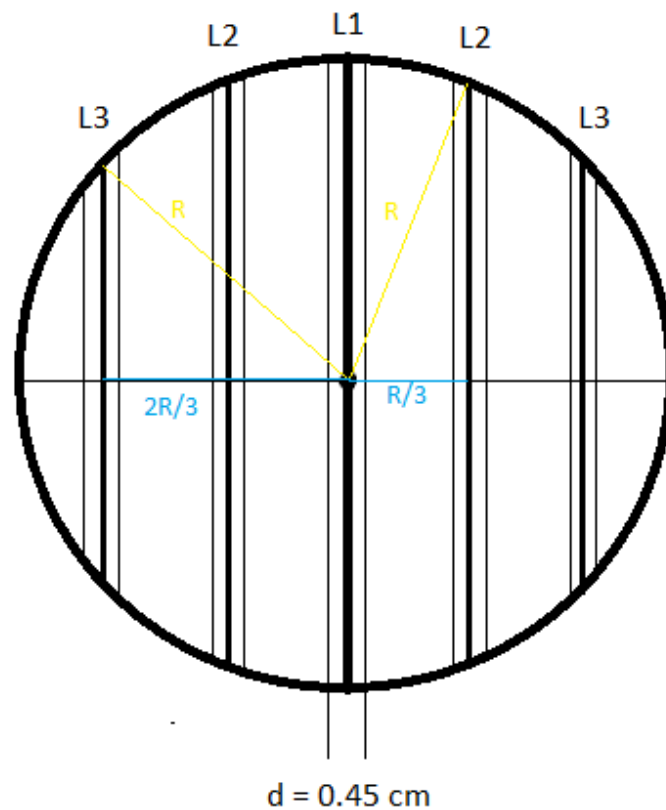
$$d \left(1 + \frac{2 \cdot \sqrt{8}}{3} + \frac{2 \cdot \sqrt{5}}{3}\right) = \frac{\pi \cdot D}{8} \quad (3.12)$$

$$d = \frac{\pi \cdot D}{8 \left(1 + \frac{2 \cdot \sqrt{8}}{3} + \frac{2 \cdot \sqrt{5}}{3}\right)} \quad (3.13)$$

$$d = \frac{\pi \cdot 5cm}{8 \left(1 + \frac{2 \cdot \sqrt{8}}{3} + \frac{2 \cdot \sqrt{5}}{3}\right)} = 4.5 \text{ mm} \quad (3.14)$$

Dette er akseptabelt siden bredden d er større enn bølgelengden til det utsendte signalet. Til slutt må dybden på de nedsenkende områdene bestemmes. Som nevnt tidligere er det antall perioder forskyvet mellom de to pulsene, n , som må settes for å bestemme dybden til det nedsenkede området. Dette er utregnet ved formel (3.5). Denne dybden må ikke være for liten slik at det blir for liten tidsoppløsning mellom

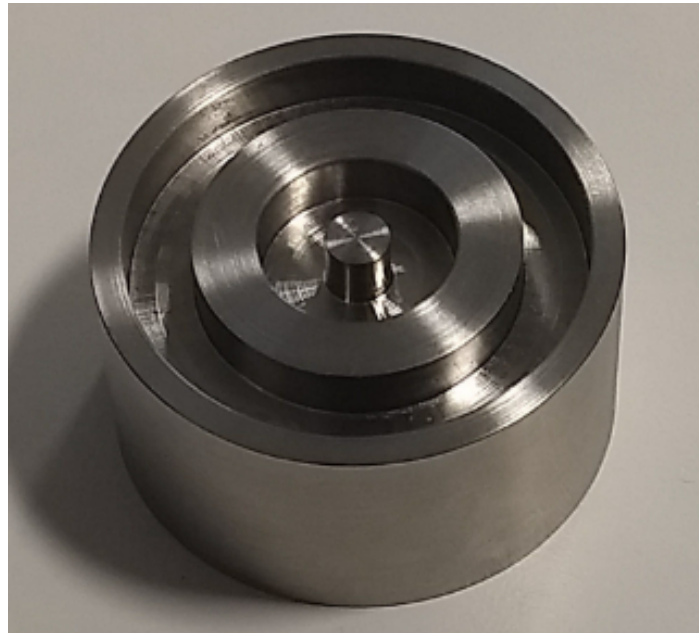
områdene. Dette er for å se de to forskjellige pulsene i det reflekterte signalet, som korresponderer til tidsforsinkelsen når det utsendte signalet treffer det gjenværende området på reflektoren og bunnen av det nedsenkede området. Samtidig må ikke høyden på det nedsenkede området være for stor, ettersom det reflekterte signalet kan gå tapt grunnet intern refleksjon og demping.



FIGUR 3.10: Reflektoren med fem rette spor. Lengdene L_1 , L_2 og L_3 er vist med distansene fra sentrum av reflektoren til sentrum av sporene. Bredden d er påført på L_1 og er lik for breddene på både L_2 og L_3 .

3.4 Reflektor 2

Reflektor 2 tar utgangspunkt i sirkulære spor på reflektoren, i motsetning til de rette sporene som beskrevet for reflektor 1. Dette er for å få det utsendte signalet til å være uavhengig av orienteringen til reflektoren. Reflektor 2 er vist i figur 3.11.



FIGUR 3.11: Den maskinerte utgaven av reflektor 2 med to sirkulære spor.

3.4.1 Utregninger

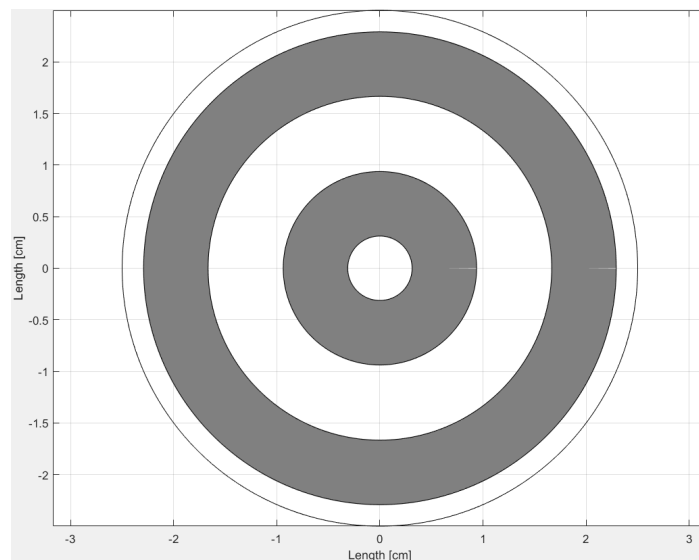
For å beregne lengdene fra senter av reflektoren til senter av de sirkulære sporene, blir omkretsene kalkulert for hver av sporene. Ved å multiplisere omkretsen med en bredde d får man arealet. På denne måten kan man beregne at halvparten av det nedsenkede området tilsvarer arealet til det gjenværende området. Senteret til de nedsenkede områdene blir plassert slik at det blir jevn symmetri. Dette gjøres ved at lengdene på det gjenværende området og det nedsenkede området har en lik bredde, utenom det ytterste gjenværende området som vil ha halvparten av denne bredden. Utregningene for bredden d av de nedsenkede områdene er vist i formel

(3.15).

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \left(2\pi \cdot \frac{R}{3} + 2\pi \cdot \frac{2R}{3} \right) d = \frac{\pi R^2}{2} \\
 d &= \frac{\pi R^2}{2} \cdot \left(\frac{1}{\frac{2\pi \cdot R}{3} + \frac{4\pi \cdot R}{3}} \right) \\
 d &= \frac{\pi (2,5 \text{ cm})^2}{2} \cdot \left(\frac{1}{2\pi \cdot \frac{2 \cdot 2,5 \text{ cm}}{3} + \frac{4 \cdot 2,5 \text{ cm} \cdot \pi}{3}} \right) \\
 d &= 6,25 \text{ mm}
 \end{aligned}
 \tag{3.15}$$

Fra formel (3.4) er antall perioder forskjøvet, n , bestemt til å være $n = 4$. Da blir høyden på de nedsenkede områdene lik 6 mm . n er også satt til 4 for å få ulik respons mellom reflektor 1 og 2. Dette er for å eksperimentere med forskjellig n fra reflektor 1.

Fra formel (3.15) er avstanden fra senter av reflektor til senter av det innerste nedsenkede området $\frac{R}{3}$, og avstanden fra senter av reflektoren til senter av det ytterste nedsenkede området $\frac{2 \cdot R}{3}$. Dette gir en distanse fra senter av reflektor til senter av det innerste nedsenkede området på $3,125 \text{ mm}$, og lengden fra den ytre nedsenkede området til enden av reflektoren blir $6,25 \text{ mm}$. Dette fører til at det ytre gjenværende området vil ha en bredde på $3,125 \text{ mm}$. Da er det symmetri som nevnt over, der alle de gjenværende områdene og nedsenkede områdene har en bredde på $6,25 \text{ mm}$ utenom det ytterste gjenværende laget som har en bredde på $3,125 \text{ mm}$. En illustrasjon av reflektoren med de sirkulære sporene er vist i figur 3.12.



FIGUR 3.12: Reflektor 2 med to sirkulære spor.

3.5 Reflektor 3

Reflektor 3 er designet slik at nitten sirkulære nedsenkninger er plassert på reflektoren. De sirkulære nedsenkningene har en symmetrisk plassering der alle nedsenkningene har samme diameter. Figur 3.13 viser sluttproduktet av reflektoren med nitten sirkulære nedsenkninger.



FIGUR 3.13: Den maskinerte utgaven av reflektor 3 med nitten sirkulære nedsenkninger.

3.5.1 Utregninger

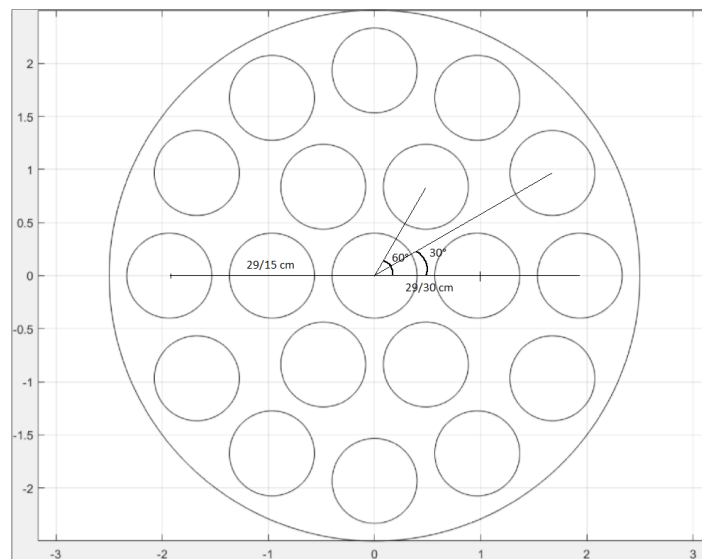
For å få halvparten av det totale tverrsnittsarealet til et nedsenket nivå er formel (3.16) benyttet, der R_L er radiusen til de nedsenkede områdene. For å oppnå symmetri med plasseringene til de sirkulære nedsenkningene, er vinkelen og lengden til en spesifikk nedsenkningen likt med en annen nedsenkning, der vinkelen fra senter til nedsenkningen er $0^\circ, \pm 30^\circ, \pm 60^\circ, \pm 90^\circ, \pm 120^\circ, \pm 150^\circ$ og $\pm 180^\circ$ som vist i figur (3.14). Avstandene fra senteret av nedsenkningen i midten ut til senteret av de 6 nærmeste nedsenkningene er $\frac{29}{30} \text{ cm}$, og avstanden fra senteret av nedsenkningen i midten ut til senteret av de 12 nedsenkningene som ligger

lengst langs kanten er $\frac{29}{15}$ cm.

$$\begin{aligned}
 A_1 &= 19 \cdot \pi \cdot R_L^2 = \frac{\pi \cdot R^2}{2} \\
 R_L &= \sqrt{\frac{\pi \cdot R^2}{2 \cdot 19 \cdot \pi}} \\
 R_L &= \sqrt{\frac{\pi \cdot (25\text{mm})^2}{38 \cdot \pi}} \\
 R_L &= 4.056 \text{ mm}
 \end{aligned}
 \tag{3.16}$$

Radiusen av de nedsenkede områdene er avrundet til $R_L = 4 \text{ mm}$.

Forskyvningen mellom amplitudene n er bestemt til å være 4. Dette gir en dybde på 6 mm og er utregnet fra formel (3.4).



FIGUR 3.14: Reflektor med nitten sirkulære nedsenkninger. Vinkelen er påført og vist symmetri ved fast 0° , $\pm 30^\circ$, $\pm 60^\circ$, $\pm 90^\circ$, $\pm 120^\circ$, $\pm 150^\circ$ og $\pm 180^\circ$ mønster. Videre er lengden påført for noen av de sirkulære nedsenkningene, men lengden er like lang fra senteret av nedsenkningen i midten til de 6 nærmeste hullene på $29/30 \text{ cm}$ og ut til ytterkant nedsenkningene er lengden $29/15 \text{ cm}$.

Kapittel 4

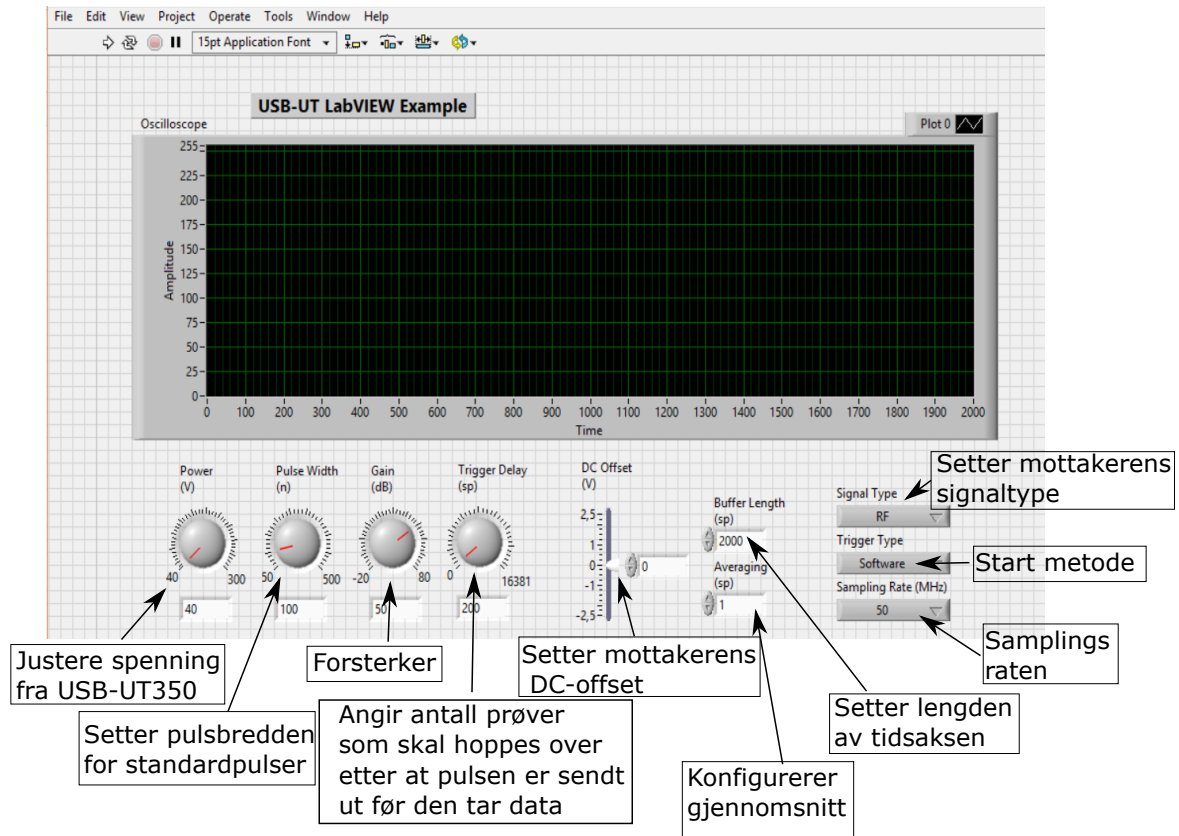
Datainnsamling og signalbehandling

Dette kapitlet beskriver krysskorrelasjon og Hilbert-transformasjonen som har blitt brukt på signalene, samt programmeringen i LabVIEW og MATLAB.

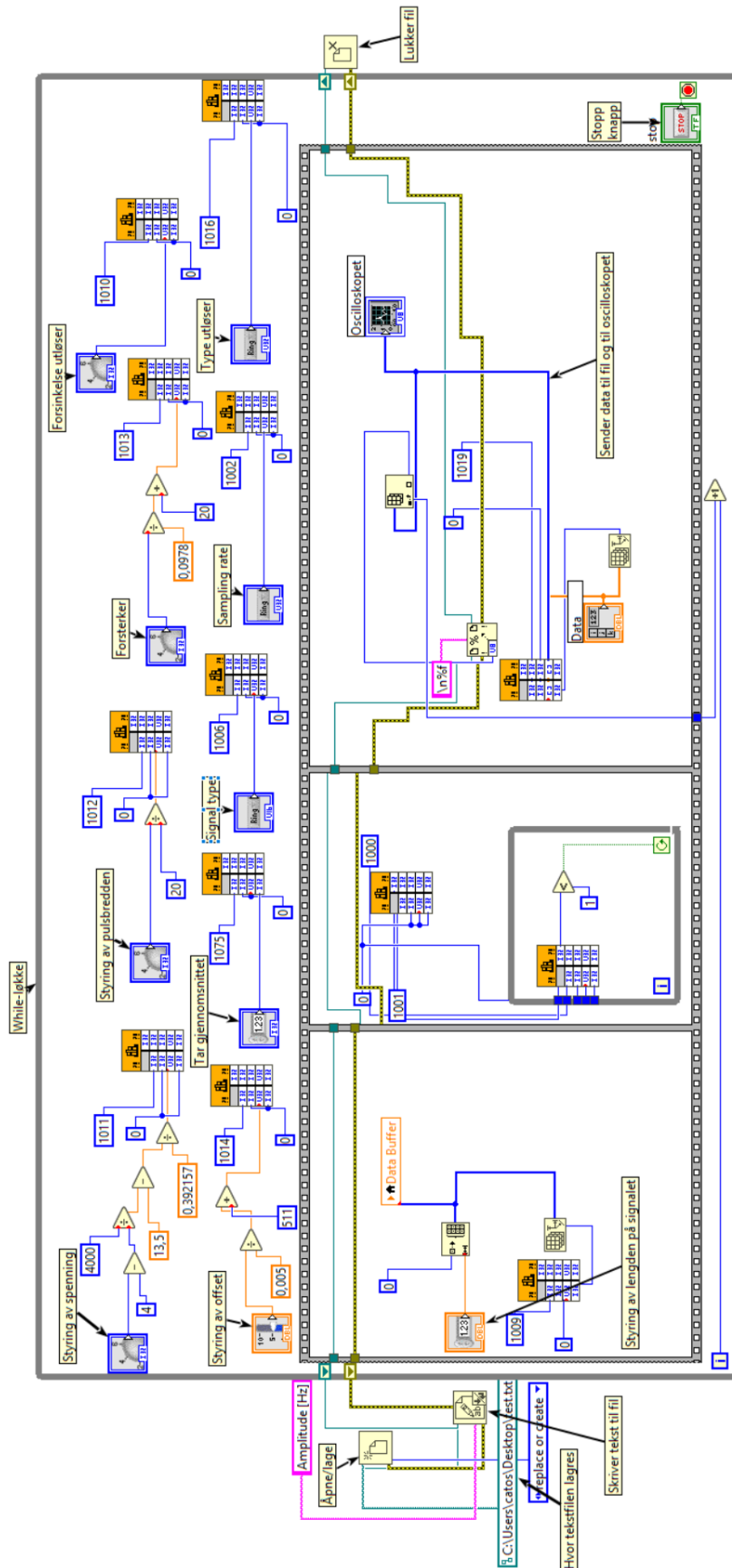
4.1 Datainnsamling

4.1.1 LabVIEW programmering

LabVIEW er en designplattform og et grafisk programmeringsverktøy for et visuelt programmeringsspråk, utarbeidet av National Instruments [19]. Programmet fungerer ved å sette inn funksjonsblokker som inneholder en spesifikk kode. LabVIEW består av et frontpanel og et blokkdiagram. LabVIEW er brukt til å kommunisere med USB-UT350 ved DLL-kommunikasjon for å hente data fra en transduser. DLL er et bibliotek som inneholder kode og data som kan brukes av mer enn ett program samtidig [20]. USB-UT350 sender data via en USB-serieport til USB-inngangen på datamaskinen. Distansen fra transduseren til reflektoren avgjør hvor mange dataverdier det er nødvendig å samle inn for å kunne representere hele det reflekterte signalet. Når det reflekterte signalet er vist i LabVIEW, eksporteres alle dataverdiene til en Excel-fil. Frontpanelet i LabVIEW gjør det mulig å justere flere parametre relatert til datainnsamlingen fra USB-UT350, som for eksempel spenning, pulsbredde, forsterkning og tidsforsinkelse. I figur 4.1 vises frontpanelet, og i figur 4.2 vises blokkdiagrammet for LabVIEW-programmet som er benyttet i masterprosjektet.



FIGUR 4.1: Frontpanelet for LabVIEW-programmet.



FIGUR 4.2: Blokkdiagrammet for LabVIEW-programmet med forklarende kommentarer for de ulike delene av programmet.

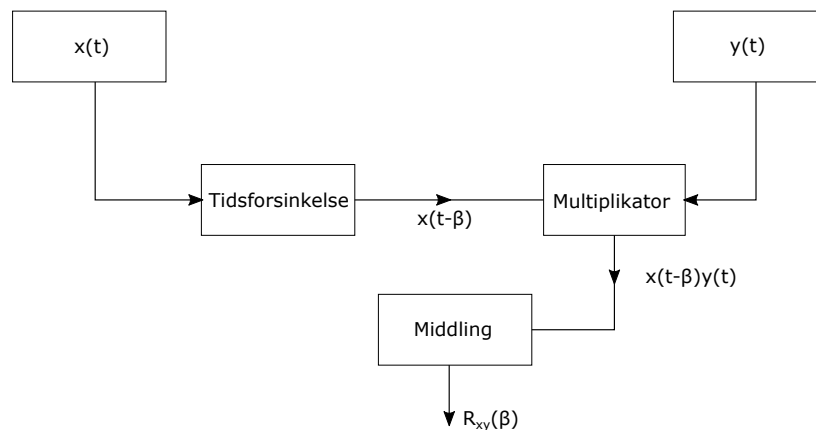
4.2 Signalbehandling

4.2.1 Krysskorrelasjon

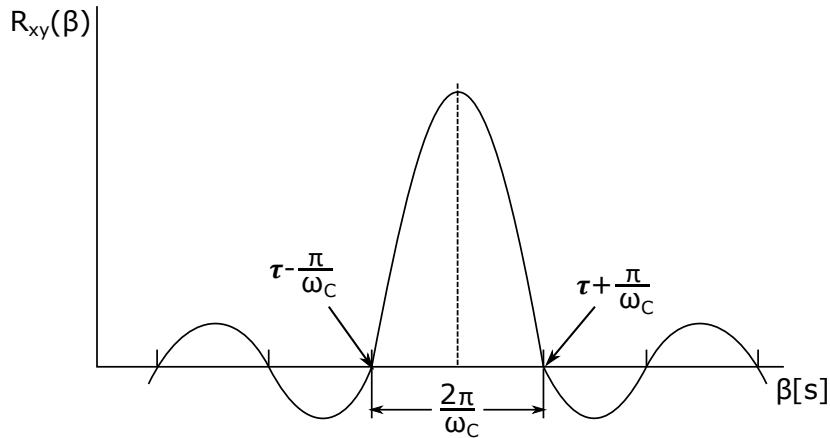
Krysskorrelasjon benyttes i signalbehandling og er et mål på samsvar mellom to tidsserier, som en funksjon av forflytning av den første serien i forhold til den andre serien. Når referansesignalet og det sekundære reflekterte signalet er lagret, vil krysskorrelasjonen være et mål for samsvaret og tidsforskyvningen mellom signalene. Videre er krysskorrelasjonen en funksjon av forflytningen for disse to vektorene. Krysskorrelasjon funksjonen $R_{xy}(\beta)$ mellom to signal $x(t)$, $y(t)$, er definert i forhold til middelverdien av produktet $x(t - \beta) \cdot y(t)$ av et tidsforsinket versjon $x(t - \beta)$ av det første signalet med det sekundære ikke-tidsforsinkede signalet $y(t)$ [8, s. 344-347]. Matematisk blir dette:

$$R_{xy}(\beta) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t - \beta) \cdot y(t) dt \quad , \quad (4.1)$$

hvor β er den variable tidsforsinkelsen og T er observasjonstiden. Hvis $R_{xy}(\beta) = 0$ er $x(t)$ og $y(t)$ statistisk uavhengige signaler og middelverdiene \bar{x} og/eller \bar{y} er lik null. Figur 4.3 viser et flytdiagram av krysskorrelasjonen. $x(t - \beta)$ er mest lik $y(t)$ når $\beta = \tau$, som er transittiden mellom de to inngående signalene. Det vil si at krysskorrelasjon funksjonen $R_{xy}(\beta)$ har et maksimum når $\beta = \tau$, som vist i figur 4.4.



FIGUR 4.3: Krysskorrelasjonsfunksjonen representert ved et flytdiagram [8].



FIGUR 4.4: Teoretisk krysskorrelasjonsfunksjon [8].

4.2.2 Hilbert-transformasjon

Hilbert-transformasjon er en viktig operator innenfor signalbehandling. Hilbert-transformasjon er en spesifikk lineær operator som tar en funksjon $u(t)$ av en reell variabel og gir en annen funksjon av en reell variabel $H(u(t))$. Denne lineære operatoren er gitt ved konvolusjon med funksjonen $\frac{1}{\pi t}$, og er regnet ut ved integralet:

$$H(u(t)) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\pi} \int_{|s-t| > \epsilon} \frac{u(s)}{t-s} ds. \quad (4.2)$$

Hilbert-transformasjon for en reell linje (\mathbb{R}) finnes ved å la $x(t) \in L^p(\mathbb{R})$ være en funksjon for $1 \leq p < \infty$. Da er $H(x(t))$ Hilbert-transformen av $x(t)$ gitt ved:

$$H(x(t)) = \frac{1}{\pi} \mathbf{PV} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x(s)}{t-s} ds, \quad (4.3)$$

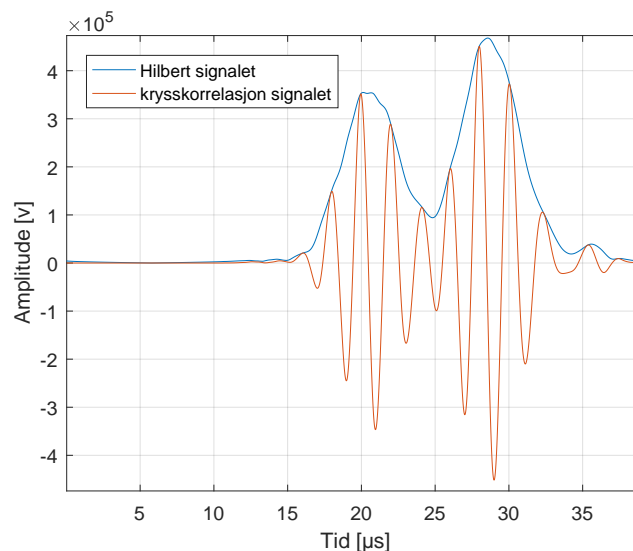
hvor \mathbf{PV} er Cauchy prinspalverdien av integralet. For Hilbert-transformen er Cauchy prinspalverdien nødvendig for å behandle singulariteten ved $s = t$. For denne konteksten er Cauchy prinspalverdien benyttet som vist under [21]:

$$\frac{1}{\pi} \mathbf{PV} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x(s)}{t-s} ds = \lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} \frac{1}{\pi} \int_{|t-s| \geq \epsilon} \frac{x(s)}{t-s} ds. \quad (4.4)$$

La $y(t) = H(x(t))$, $y_1(t) = H(x_1(t))$, $y_2(t) = H(x_2(t))$ og la a , a_1 , a_2 være vilkårlige konstanter. Da vil Hilbert-transformen tilfredstille følgende grunnleggende egenskaper:

- *Linearitet:* $H(a_1x_1(t) + a_2x_2(t)) = a_1H(x_1(t)) + a_2H(x_2(t))$
- *Tidsforskyvning:* $H(x(t - a)) = y(t - a)$
- *Skalering:* $H(x(at)) = y(at), a > 0$
- *Tidsreversering:* $H(x(-at)) = -y(-at), a > 0$
- *Deriverte:* $H(x'(t)) = y'(t)$

Figur 4.5 viser hvordan Hilbert-transformasjonen omhyller signalet til krysskorrelasjonen. Hver amplitudetopp fra krysskorrelasjonen blir analysert, som resulterer i to topper. Dette utgjør maksutslaget og omhyllingskurven av krysskorrelasjonen. Ved å beregne tidsforskjellen mellom de to maksimumsverdiene i Hilbert-transformasjonen, kan gangstidsdifferansen bestemmes.



FIGUR 4.5: Eksempel på en Hilbert-transformasjon.

For å gjøre toppene i Hilbert-transformasjonen mer nøyaktige utføres en interpolasjon, som illustrert i figur 4.6. Hvis punktet langs x-aksen er i og punktet langs y-aksen er $y(i)$, så er y_{-1} ett punkt mindre og y_1 ett punkt større. Det samme gjelder for x-aksen med i_{-1} og i_1 . For å forenkle utregningene er punktene langs x-aksen satt til $i = 0$, $i_{-1} = -1$ og $i_1 = 1$. Ved å sette opp en andregradslikning til de tre punktene får man formel (4.5).

$$y = ax^2 + bx + c \quad (4.5)$$

Derivasjonen av formel (4.5) utføres for å finne topp-punktene: (4.6).

$$\begin{aligned}\frac{dx}{dy} &= 2ax + b \\ 2ax_p + b &= 0 \\ x_p &= -\frac{b}{2a}\end{aligned}\tag{4.6}$$

Videre settes i verdiene inn som vist i formel (4.7).

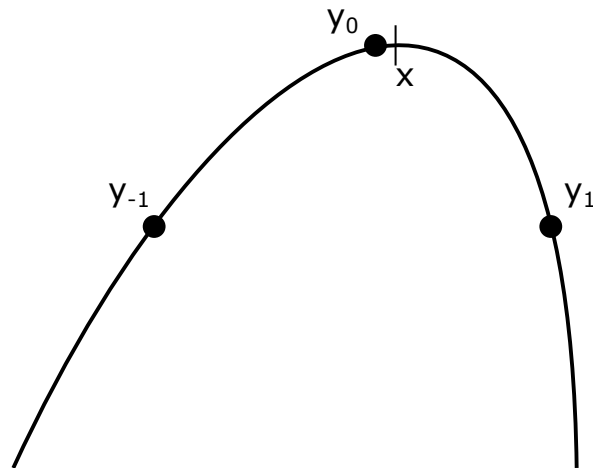
$$\begin{aligned}y_{-1} &= a - b + c \\ y_0 &= c \\ y_1 &= a + b + c\end{aligned}\tag{4.7}$$

Formel (4.7) fører til formel (4.8).

$$\begin{aligned}a - b &= y_{-1} - y_0 \\ a + b &= y_1 - y_0 \\ 2a &= \frac{y_1 + y_{-1}}{2y_0} \\ a &= \frac{y_1 - 2y_0 + y_{-1}}{2} \\ b &= \frac{y_1 - y_{-1}}{2}\end{aligned}\tag{4.8}$$

Til slutt ved å kombinere formel (4.5), (4.7) og (4.8) er topppunktet x_p som vist i formel (4.9).

$$x_p = -\frac{b}{2a} = -\frac{y_1 - y_{-1}}{2(y_1 - 2y_0 + y_{-1})}\tag{4.9}$$

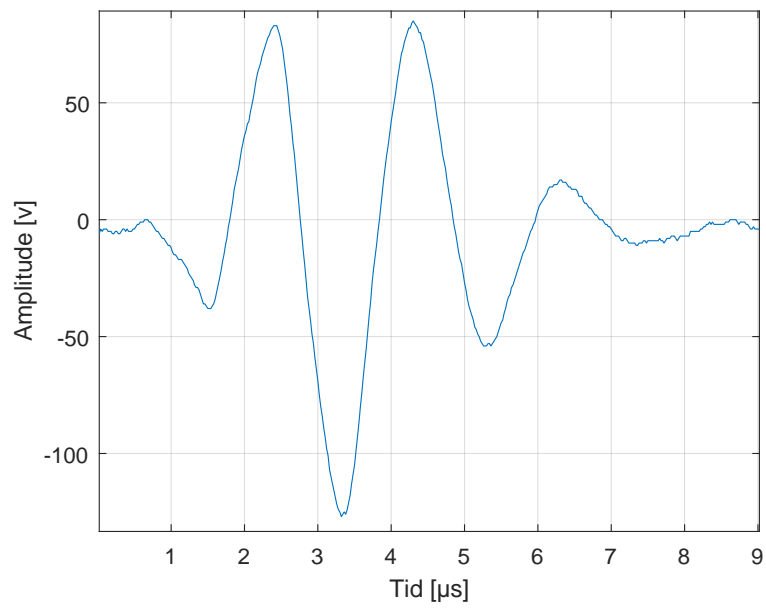


FIGUR 4.6: En interpolasjon av en Hilbert-topp, der det er illustrert y_{-1} , y_0 og y_1 og topp-punktet blir funnet.

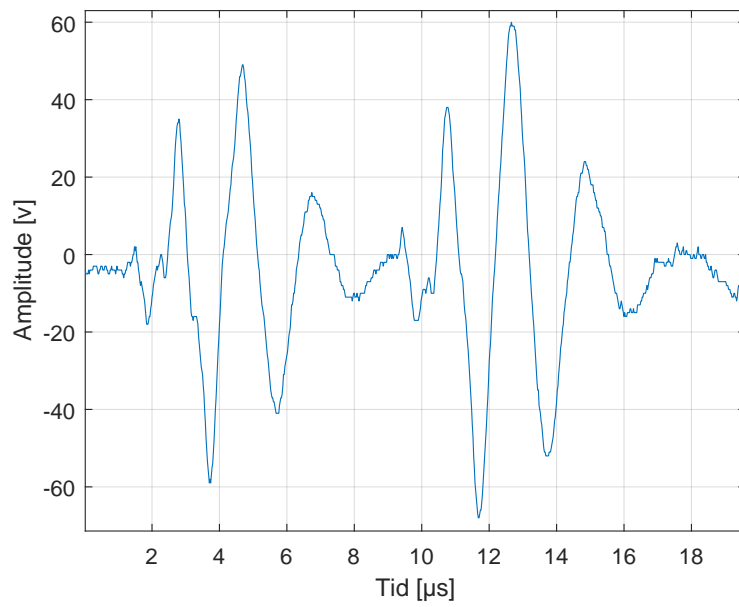
MATLAB-koden benyttet i signalbehandlingen er vedlagt i appendiks 7.4.1.

4.2.3 Behandling av signalene i MATLAB

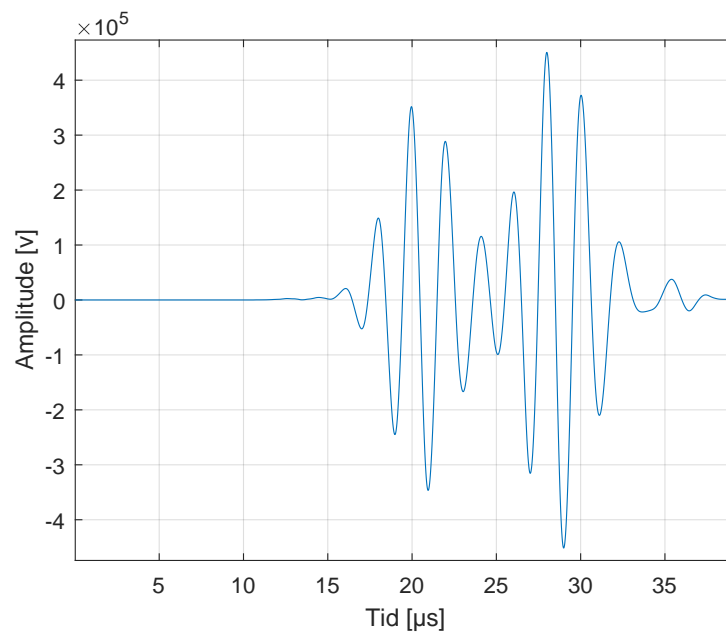
MATLAB er et avansert matematikkprogram som tillater utregninger og analyser av matriser [22]. Måledata som er lagret i Excel-filen fra LabVIEW-programmet, prosesseres videre i MATLAB. Det sekundære signalet er lagret som x -vektor og referansesignalet er lagret som y -vektor. Et eksempel på et referansesignal er vist i figur 4.7 og et eksempel på det sekundære signalet, er vist i figur 4.8. Ved hjelp av disse to signalene kan det utføres en krysskorrelasjon og en Hilbert-transformasjon. Dette er vist i figur 4.9.



FIGUR 4.7: Eksempel på plot fra referansesignalet.



FIGUR 4.8: Eksempel på plot fra det sekundære signalet.



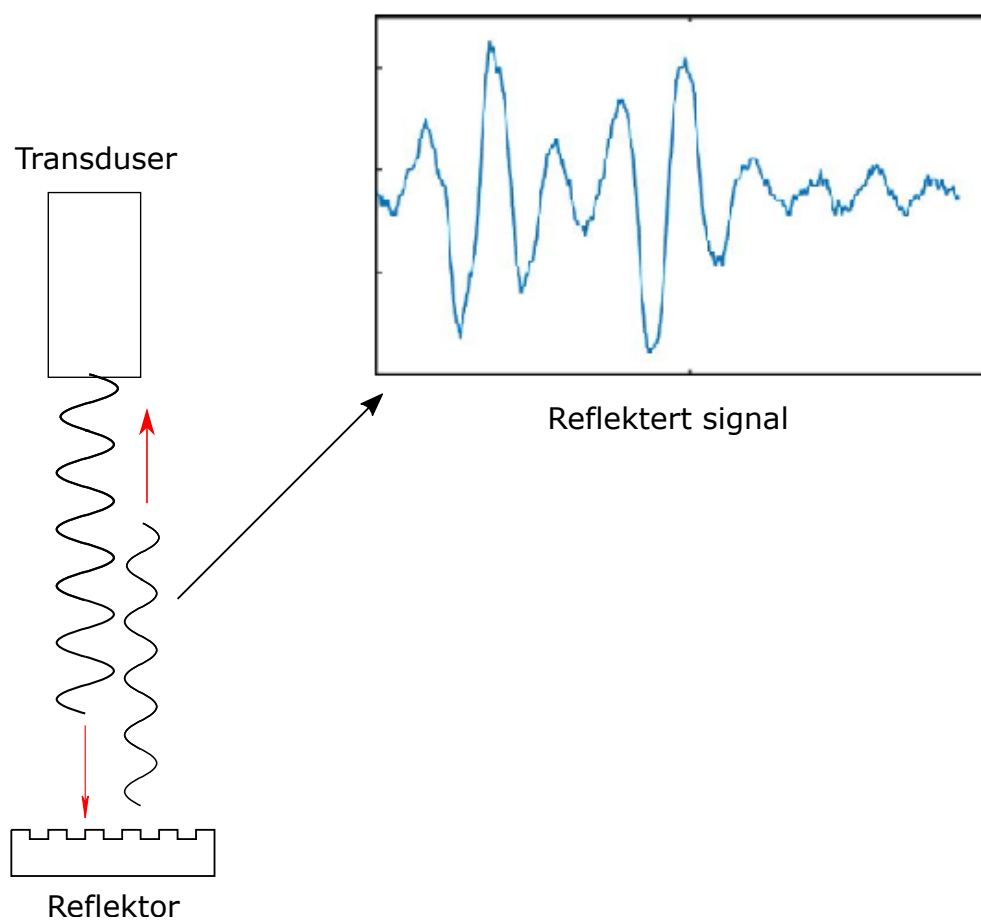
FIGUR 4.9: Eksempel på plott etter krysskorrelasjon er utført i MATLAB mellom referansesignalet og det sekundære signalet.

Ved å utføre en Hilbert-transformasjon av krysskorrelasjonen er det enklere å finne mer presist hvor signalet treffer de to nivåene på reflektoren. Ved å undersøke distansen mellom de to toppene fra Hilbert-transformasjonen kan lydshastigheten utregnes (formel (3.5)). MATLAB-koden er skrevet slik at de to toppene blir funnet automatisk. Deretter beregnes lydshastigheten og påfølgende vises verdien av denne i MATLAB-programmet.

Kapittel 5

Eksperimenter

I dette kapitlet presenteres to eksperimenter. Eksperiment 1 studerer hvordan signalet kan påvirkes ved å justere innfallsvinkelen mellom transduser og reflektor. Videre undersøker eksperiment 2 om reflektorene kan benyttes til måling av lydshastighet. En illustrasjon av oppsettet er vist i figur 5.1.



FIGUR 5.1: Forenklet illustrasjon av oppsettet mellom transduser, reflektor og det reflekterte signalet.

5.1 Eksperimentelt oppsett

TABELL 5.1: Utstysliste

Utstyr	Beskrivelse	Figur #
Bærbar ultralydsender/-mottaker (40 V)	USB-UT350 ULTRATEK	5.2
Transduser	OLYMPUS V301 500 kHz/1"1007087	5.3
Reflektor 1	Rustfritt stål (316)	3.9
Reflektor 2	Rustfritt stål (316)	3.11
Reflektor 3	Rustfritt stål (316)	3.13
Stativ og holder for transduser	Verkstedet ved Institutt for fysikk og teknologi	5.4
Plastkar	-	-
Isbiter	-	-
Termistor	CoTech modell E0127T2-V2 termistorelement med måleusikkerhet $\pm 0.5^{\circ}C$	-

Utstyret og instrumentene som er blitt brukt til å gjennomføre eksperimentene er vist i tabell 5.1. Transduseren ble tilkoblet USB-UT350, som videre ble tilkoblet en datamaskin. Deretter ble transduseren plassert i plastkaret med vann. Et stativ med en holder ble tilpasset for transduseren. Stativet var designet for å holde transduseren fast i en bestemt innfallsvinkel og lengde til reflektoren. USB-UT350 sender et spenningssignal til transduseren som deretter sender ut en puls på noen få perioder med en bærefrekvens på 500 kHz.



FIGUR 5.2: USB-UT350.



FIGUR 5.3: Transduser.



FIGUR 5.4: Stativet med holder.

5.2 Eksperiment 1

I dette eksperimentet ble innfallsvinkelen mellom transduseren og reflektoren endret fra 0° til 45° . Målet med eksperimentet var å analysere hvordan endringen i innfallsvinkel påvirker det reflekterte signalet, og avklare om de tre reflektorene var gjenkjennelige basert på å studere det reflekterte signalet. Temperaturen ble kontrollert ved hjelp av en termistor. Referansesignalet er tatt ved at bunnsiden av reflektoren peker opp, der det er ett flatt plan. Etterpå ble reflektoren snudd tilbake med de to nivåene opp og målingene startet fra 0° . Det mottatte signalet har to pulser, der puls én er fra overflaten av reflektoren, mens puls to er fra det nedsenkede området på reflektoren. Referansesignalet ble sammenlignet med det reflekterte signalet fra de ulike innfallsvinklene. Deretter ble det utført en krysskorrelasjon på signalene med påfølgende Hilbert-transformasjon. Videre ble tidsforskjellen fra topp-punkt til topp-punkt beregnet i MATLAB.

For å utregne innfallsvinkelen mellom transduser og reflektor ble Pytagoras benyttet. Her er x -aksen retningen for forflytningen av reflektoren, mens y -aksen er retningen fra reflektor til transduser. Avstanden reflektoren forskyves i x retning ble beregnet ved formel (5.1). Dette ble gjort ved å sette inn ønsket vinkel og høyde fra reflektor til transduser. For å måle lengden av forflytningen til reflektoren ble det benyttet en linjal med en lengde på 30 cm.

$$x = y \cdot \tan(\theta) \tag{5.1}$$

5.2.1 Måleusikkerheten relatert til innfallsvinkelen θ

Det vil selvsagt være måleusikkerhet i innfallsvinkelen θ mellom transduser og reflektor som er relatert til måleusikkerheten i avlesningen av lengdene x og y . For å beregne måleusikkerheten til innfallsvinkelen må derfor måleusikkerheten til x og y bestemmes. Måleusikkerheten til θ kan deretter bestemmes ved implisitt derivasjon:

$$\begin{aligned}\sigma_{\theta}^2 &= \left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2 \cdot \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial\theta}{\partial y}\right)^2 \cdot \sigma_y^2 \\ \sigma_{\theta}^2 &= \left(\frac{1}{y}\right)^2 \cdot \sigma_x^2 + \left(-\frac{x}{y^2}\right)^2 \cdot \sigma_y^2 \quad ,\end{aligned}\tag{5.2}$$

som ville gitt en usikkerhet oppgitt i radianer. Siden eksperimentene ble utført med en innfallsvinkel fra 0° til 45° medførte dette økt måleusikkerhet for innfallsvinkelen σ_{θ} med økende innfallsvinkel θ . Stativet med holderen for transduseren var ikke utstyrt med vinkelmåler. I tillegg stilles holderen inn manuelt til ønsket vinkel. Videre ble det benyttet en linjal for lengdene x og y . For lengden x var det vanskelig å lese av lengden nøyaktig siden linjalen delvis var plassert i vann. Samtidig var det vanskelig å være helt nøyaktig i forhold til senterpunktene for reflektorene. Med bakgrunn i det ovenfor nevnte er det således vanskelig å bestemme måleusikkerheten for innfallsvinkelen nøyaktig, men basert erfaringene ved gjennomføringen av eksperimentene anslås det en måleusikkerhet på $\sigma_{\theta} = \pm 4^\circ$.

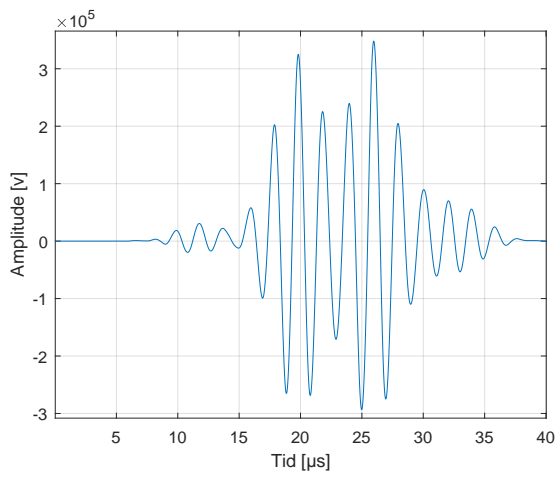
5.2.2 Reflektor 1

Resultatet for målingene er vist i tabell 5.2.

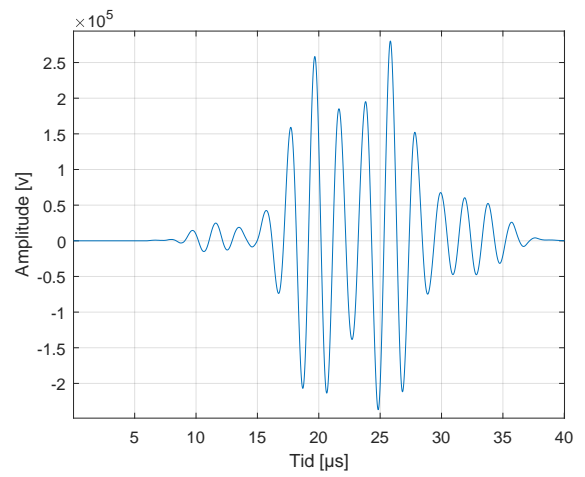
TABELL 5.2: Resultatene for målingene som er utført på reflektor 1.

Temperatur [$^{\circ}C$]	Innfallsvinkel [$^{\circ}$]	Tidsforskjell topp til topp [ns]
20.2	0	304.59
20.3	5	307.03
20.3	10	294.19
20.4	15	354.41
20.4	20	351.08
20.5	25	281.44
20.5	30	288.95
20.6	45	205.22

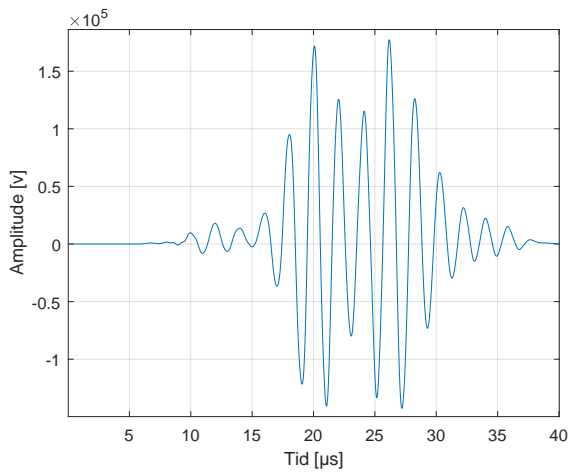
Ved å analysere måledata fra tabell 5.2 er det tydelig at det reflekterte signalet er sterkere ved lave innfallsvinkler. Måledataene ble mer tilfeldige ved en større innfallsvinkel. Krysskorrelasjonen av referansesignalet og det reflekterte signalet fra reflektoren, er vist i figur 5.5. Hilbert-transformasjonen av krysskorrelasjonen fra hver innfallsvinkel er vist i figur 5.6. Orienteringen av reflektor 1 ble stilt inn slik at det utsendte signalet fra transduser traff mot sporene til reflektoren. Med andre ord var orienteringen 90 grader snudd av figur 3.2.



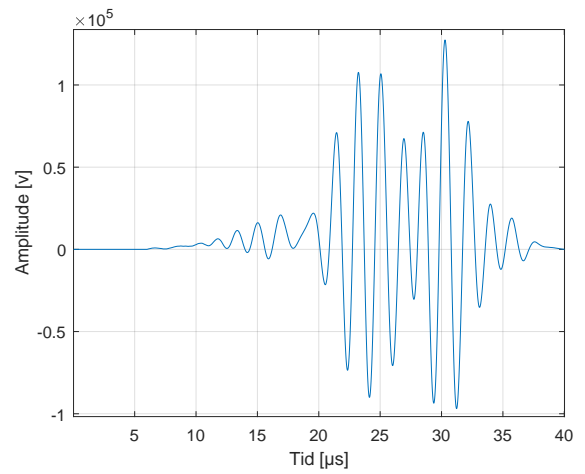
(a) 0°



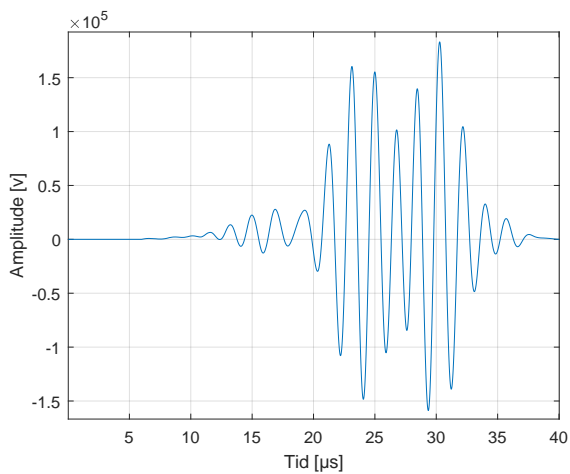
(b) 5°



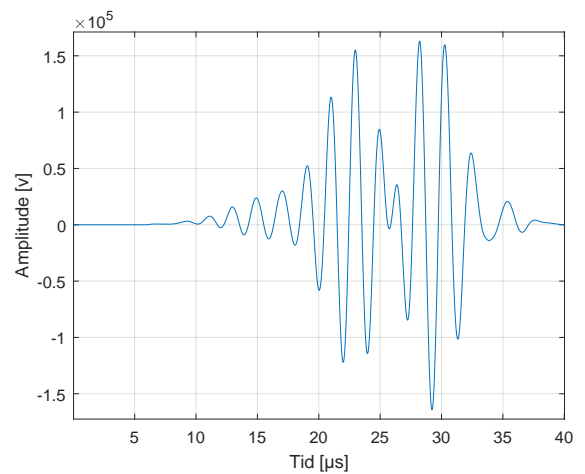
(c) 10°



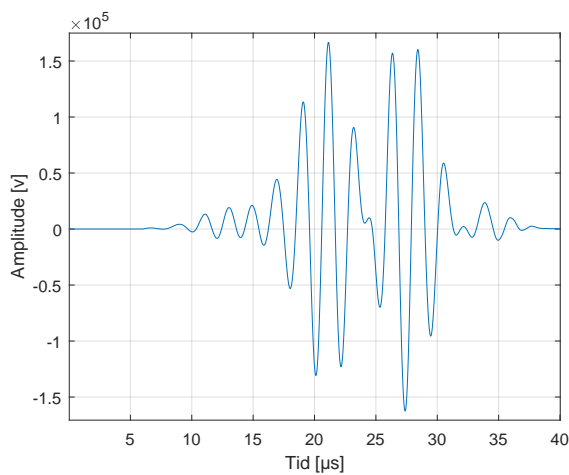
(d) 15°



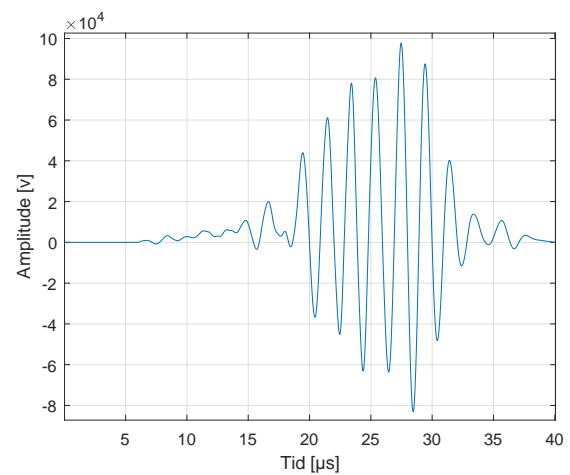
(e) 20°



(f) 25°



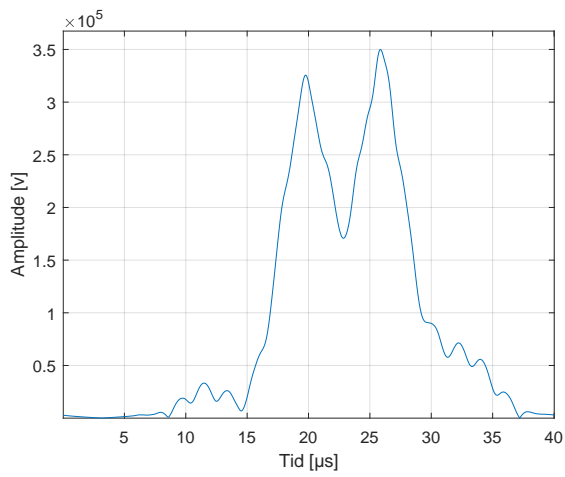
(g) 30°



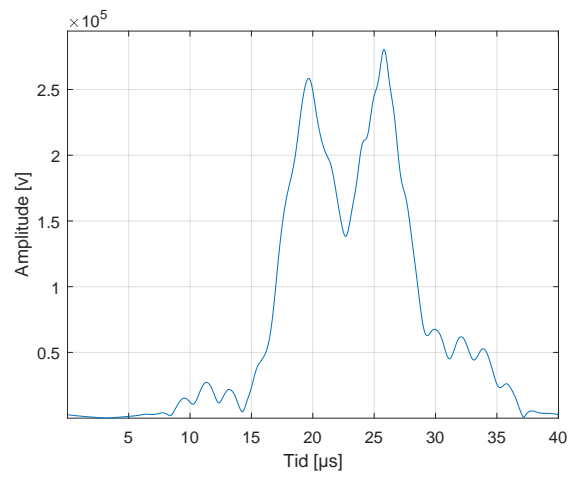
(h) 45°

FIGUR 5.5: Krysskorrelasjonssignalene fra referansesignalet og det sekundære reflekterte signalet fra reflektor 1 ved innfallsvinkel fra transduser påført de forskjellige delfigurene.

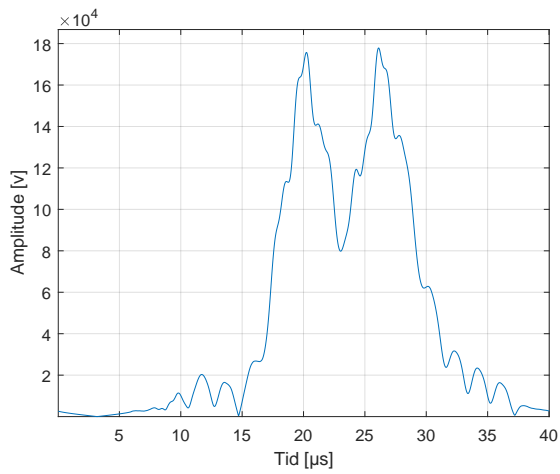
Amplituden på signalet fra krysskorrelasjonen over har en større amplitude dersom innfallsvinkelen er lav. Samtidig som amplituden på de to pulsene er veldig like. Når vinkelen er 30° og 45° blir amplituden vesentlig mindre. Signalene er mer symmetriske for de to pulsene ved lavere innfallsvinkler. Ved større innfallsvinkel, blir de to pulsene gradvis mer ulike. Når innfallsvinkelen er 45° er det vanskelig å skille de to ulike pulsene, og signalet ser ut som én enkelt puls. Dette gjør at det er vanskelig å analysere signalet for videre bruk.



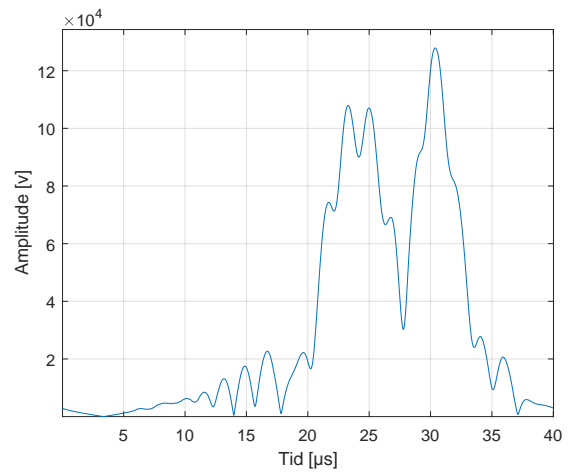
(a) 0°



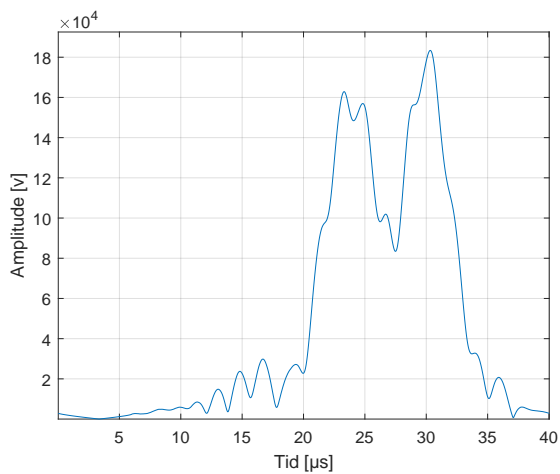
(b) 5°



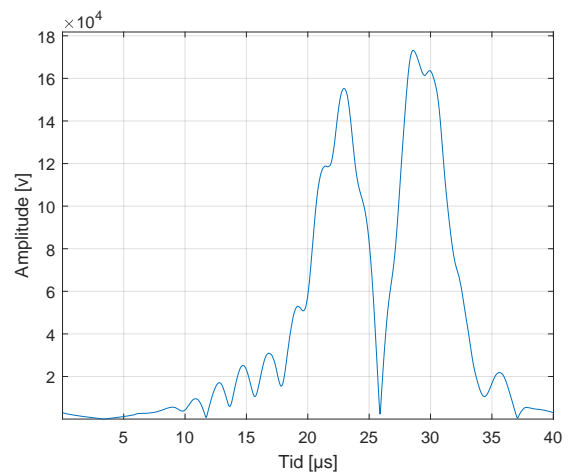
(c) 10°



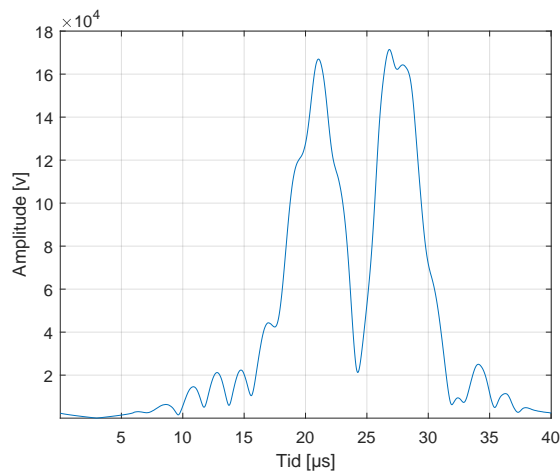
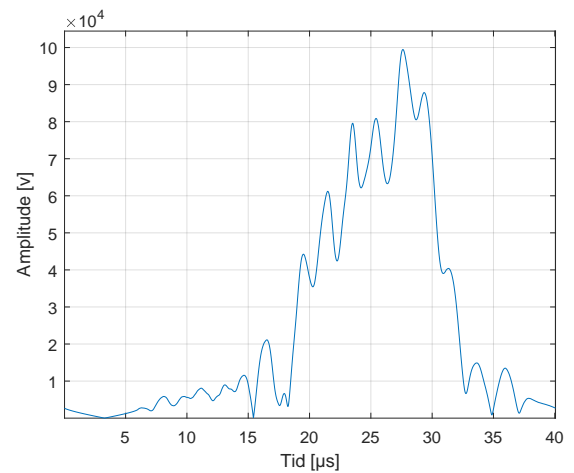
(d) 15°



(e) 20°



(f) 25°

(g) 30° (h) 45°

FIGUR 5.6: Hilbert-transformasjonen fra reflektor 1 ved innfallsvinkel fra transduser påført de forskjellige delfigurene.

Hilbert-transformasjonen over viser at det er to klare topper for amplitudene ved 0° , 5° og 10° . Maksimalamplituden er relativt lik for de to pulsene. Dette betyr at lydbølgen har fordelt seg jevnt utover reflektoren. Fra 15° og oppover blir Hilbert-transformasjonen gradvis mer ustabil, der det vises 3 topp-punkt eller mer. Ved 45° er det vanskelig å konkludere hvor lydbølgen treffer de to nivåene på reflektoren.

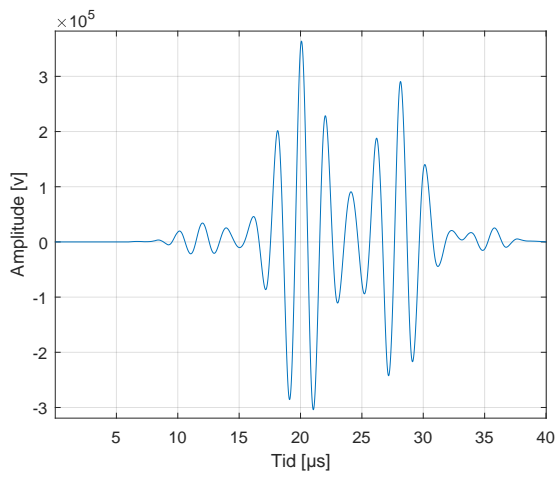
5.2.3 Reflektor 2

Resultat fra innfallsvinklene er vist i tabell 5.3.

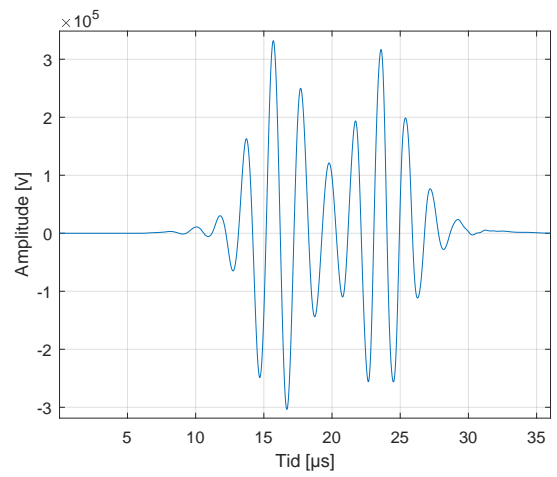
TABELL 5.3: Resultatene for målingene som er utført på reflektor 2.

Temperatur [$^{\circ}C$]	Innfallsvinkel [$^{\circ}$]	Tidsforskjell topp til topp [ns]
20.2	0	399.60
20.7	5	401.03
20.6	10	422.12
20.7	15	449.76
20.7	20	527.96
20.7	25	369.59
20.7	30	467.26
20.8	45	539.74

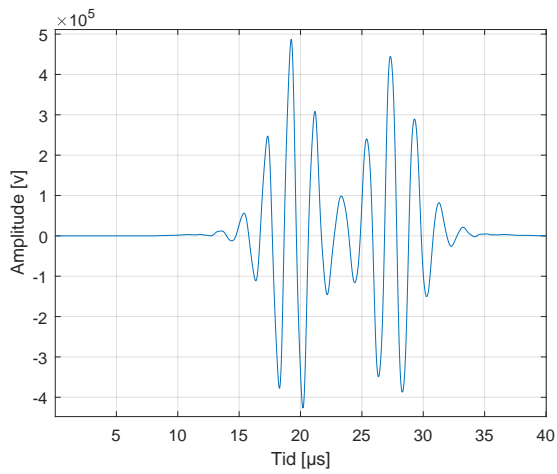
Ved å analysere datamålingene fra tabell 5.3 er det større amplitude på signalene ved lave innfallsvinkler. Det er to klare amplitudetopper frem til 20° , samtidig som tidsforskjellen har en gradvis stigning frem til denne innfallsvinkelen. Krysskorrelasjonen av referansesignalet og det sekundære signalet fra reflektoren er vist i figur 5.7. Hilbert-transformasjonen fra hver innfallsvinkel er vist i figur 5.8



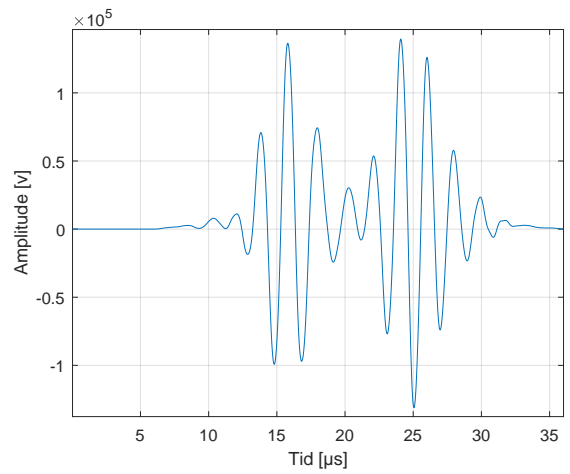
(a) 0°



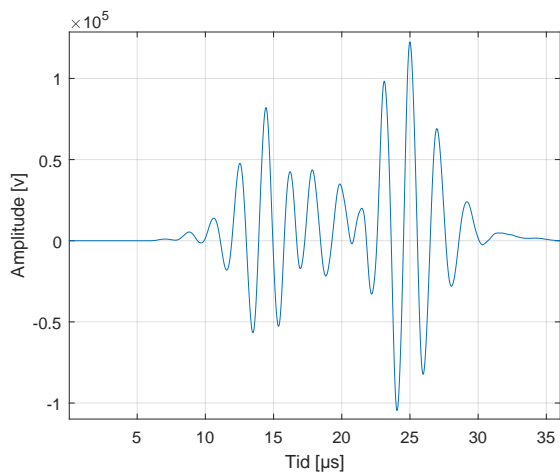
(b) 5°



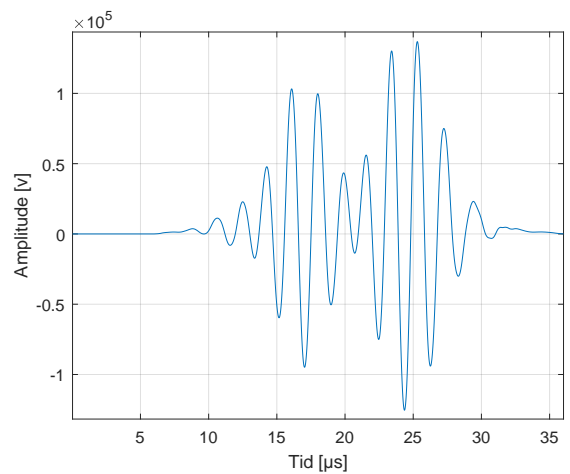
(c) 10°



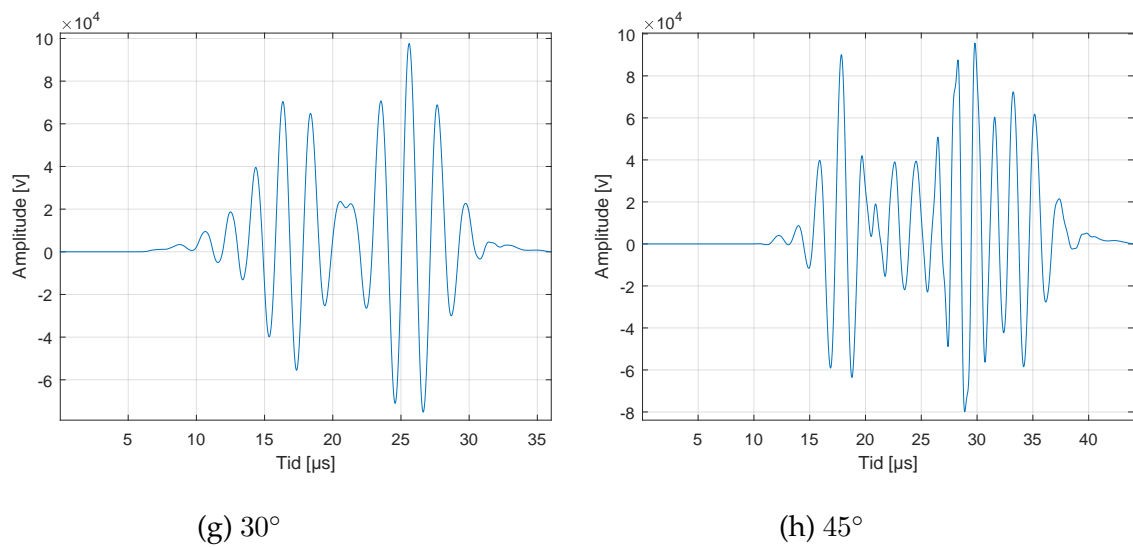
(d) 15°



(e) 20°

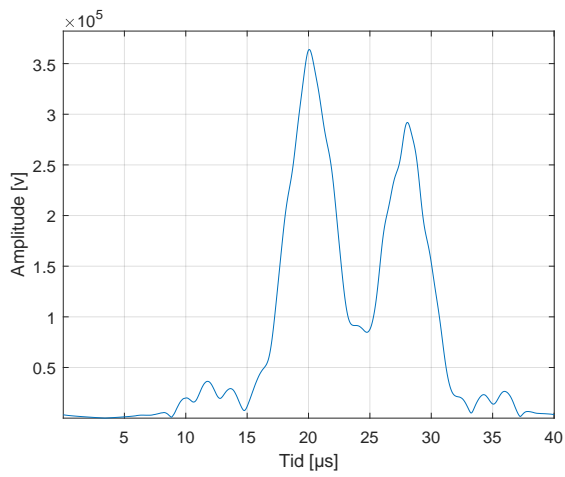


(f) 25°

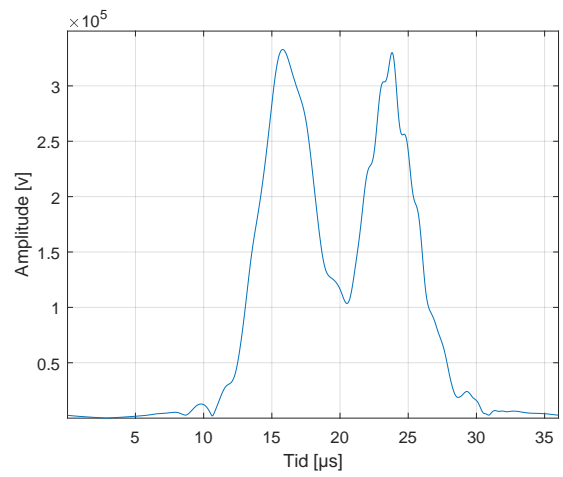


FIGUR 5.7: Krysskorrelasjonssignalene fra referansesignalet og det sekundære reflekterte signalet fra reflektor 2 ved innfallsvinkel fra transduser påført de forskjellige delfigurene.

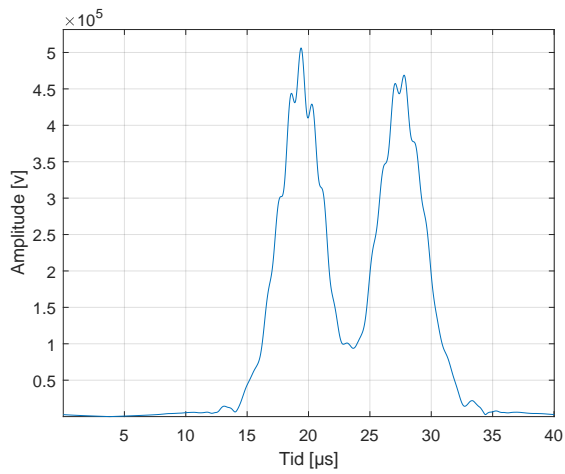
Det observeres at amplituden på signalet for krysskorrelasjonen over har en større amplitude dersom innfallsvinkelen er lav. Med unntak av innfallsvinkelen ved 0° er størrelsen på de to amplitudene relativt like. Ved reflektor 1 var amplituden størst for begge pulsene ved 10° , som den også er for reflektor 2. Når vinkelen er 30° og 45° blir amplituden vesentlig mindre, og det blir mer usymmetriske pulser.



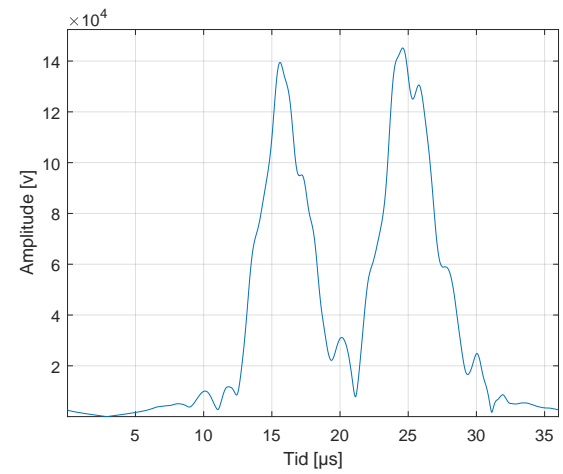
(a) 0°



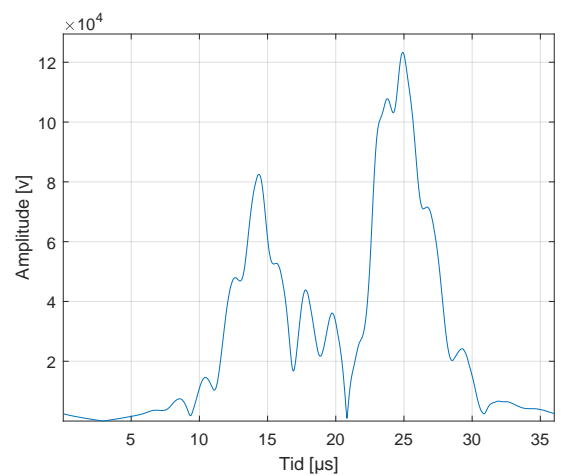
(b) 5°



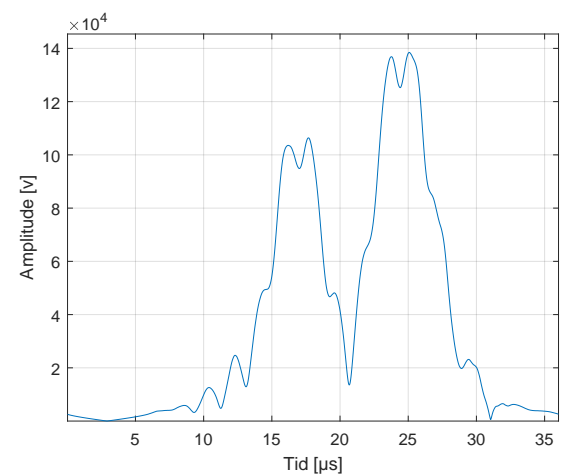
(c) 10°



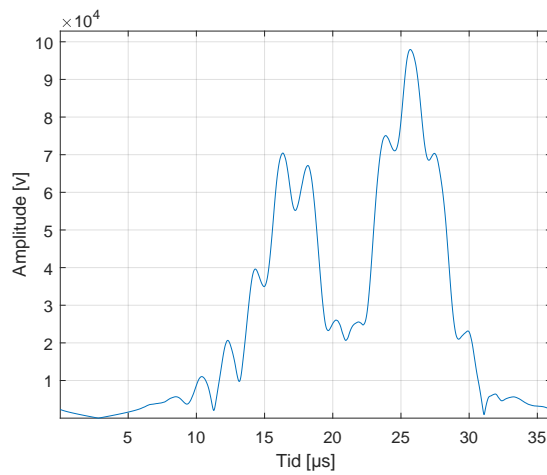
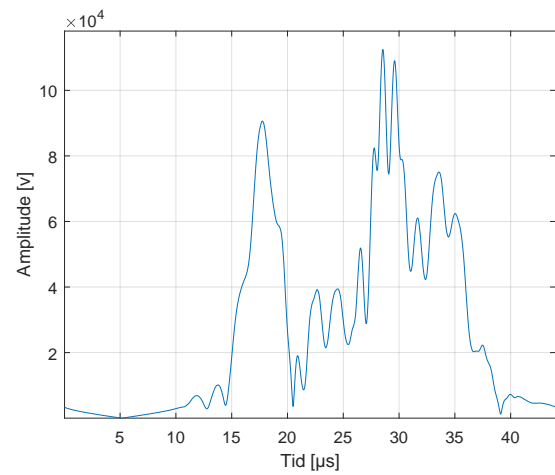
(d) 15°



(e) 20°



(f) 25°

(g) 30° (h) 45°

FIGUR 5.8: Hilbert-transformasjonen fra reflektoren 2 ved innfallsvinkel fra transduser påført de forskjellige delfigurene

Hilbert-transformasjonen over viser at det er to klare amplitudetopper ved 0° og 5° . Frem til 20° er det mulig å se topp-punktene til Hilbert-transformasjonen. Når vinkelen er 25° og større blir det vanskeligere å se de to topp-punktene fra pulsene. Innfallsvinkelen ved 45° er utydelig for mottaket av den andre pulsen.

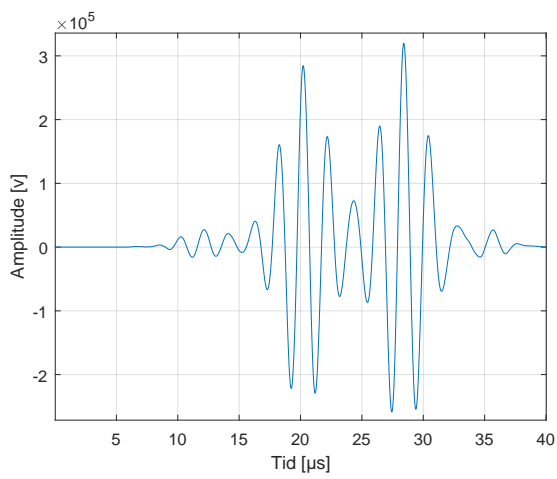
5.2.4 Reflektor 3

Resultat for målingene er vist i tabell 5.4.

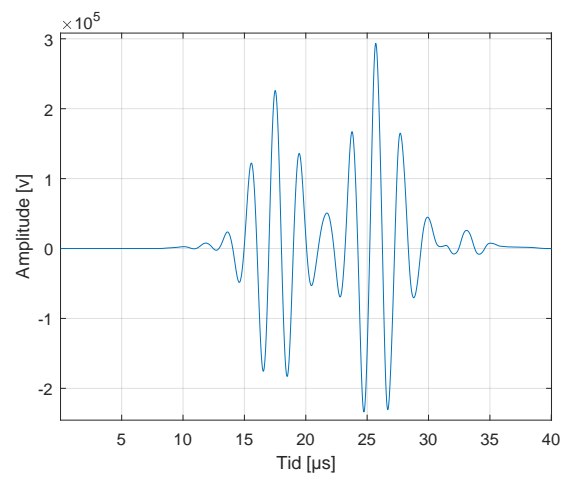
TABELL 5.4: Resultatene for målingene som er utført på reflektor 3.

Temperatur [$^{\circ}C$]	Innfallsvinkel [$^{\circ}$]	Tidsforskjell topp til topp [ns]
20.2	0	416.2644
21.3	5	408.44
21.4	10	412.03
21.4	15	390.82
21.5	20	476.74
21.5	25	380.31
21.6	30	462.04
21.6	45	455.02

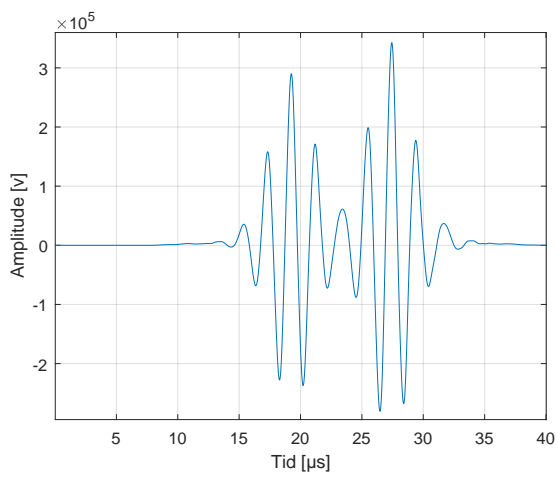
Ved å analysere måledataene fra tabell 5.4 er det sterkere amplitude på signalet ved lavere innfallsvinkler. Ved større innfallsvinkel blir tidsforskjellen fra topp til topp mer tilfeldig. Krysskorrelasjonen av referansesignalet og det sekundære signalet fra reflektoren er vist i figur 5.9. Hilbert-transformasjonen fra hver innfallsvinkel er vist i figur 5.10.



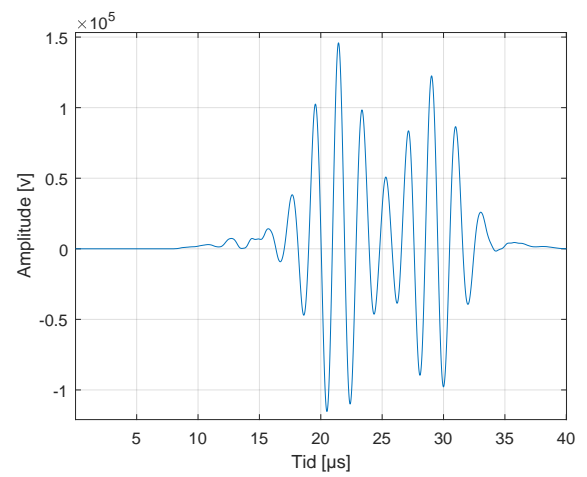
(a) 0°



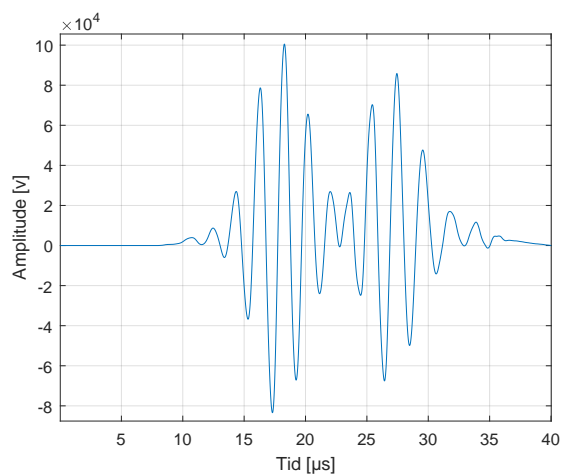
(b) 5°



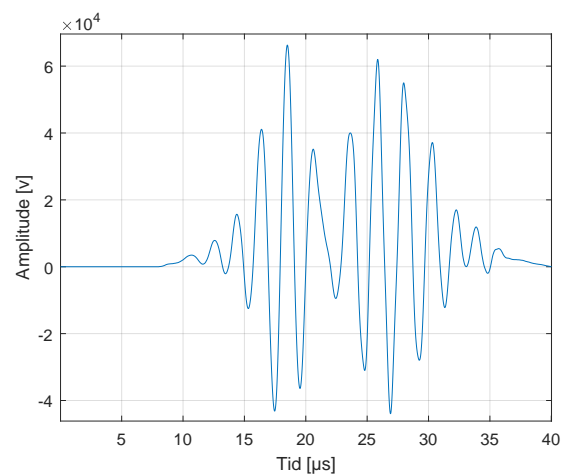
(c) 10°



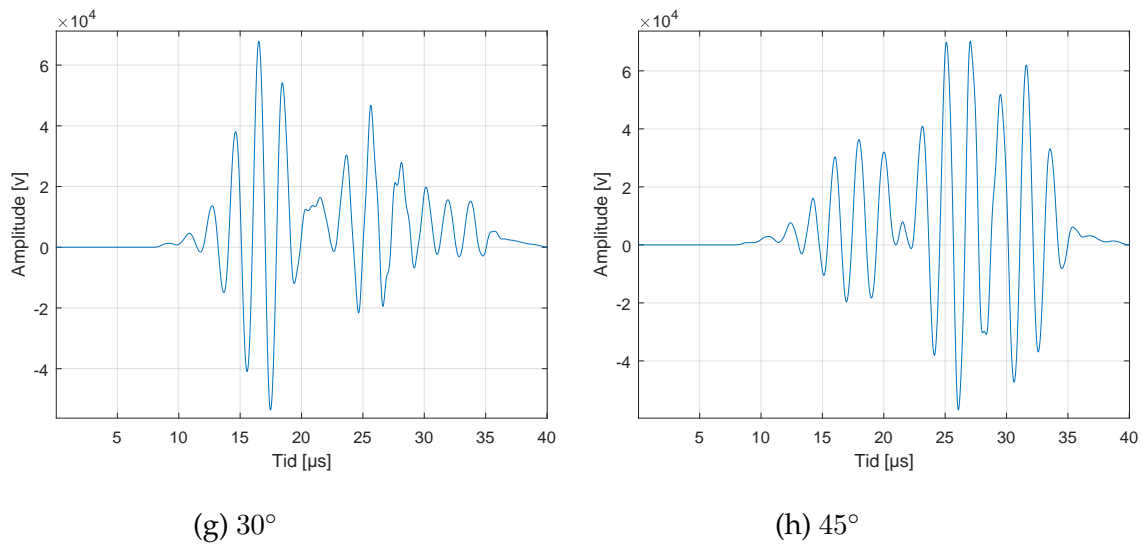
(d) 15°



(e) 20°

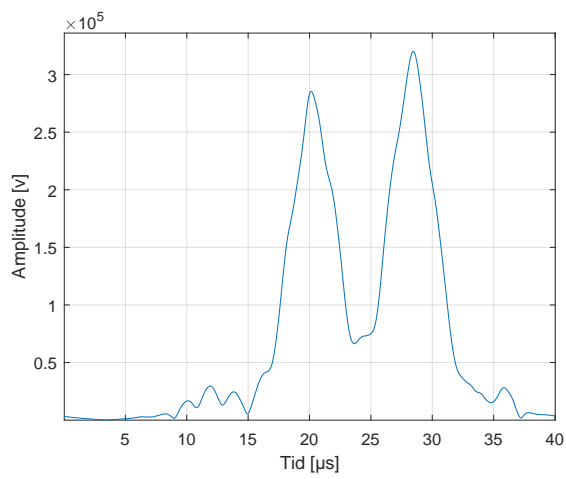


(f) 25°

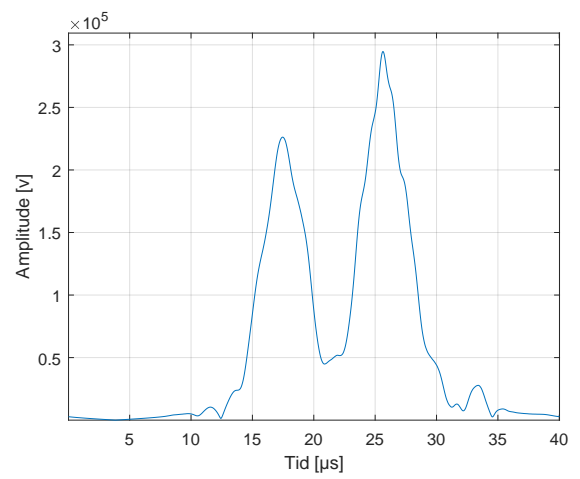


FIGUR 5.9: Krysskorrelasjonssignalene fra referansesignalet og det sekundære reflekterte signalet fra reflektor 3 ved innfallsvinkel fra transduser påført de forskjellige delfigurene.

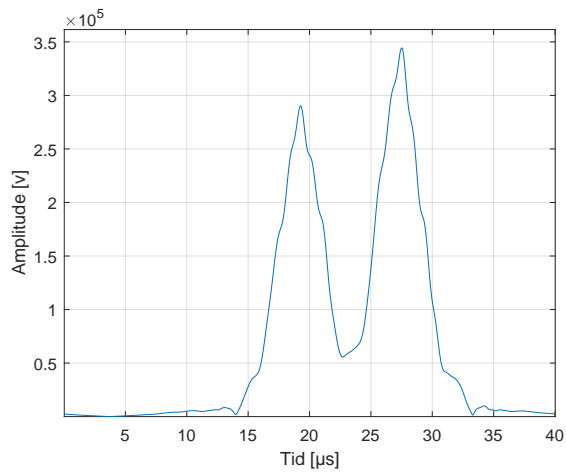
For reflektor 3 har signalene for innfallsvinklene to tydelige pulser fra de to nivåene på reflektoren frem til 20° . Tidsforskjellen mellom topp-punktet fra de to pulsene har minst tidsforskjell fra største til minste, sammenlignet med reflektor 1 og 2. Innfallsvinkelen ved 45° er mer ujevn enn ved lavere innfallsvinkler. Fra de to tidligere reflektorene har det vært en vesentlig større amplitude ved en innfallsvinkel på 10° . Dette kommer ikke frem på reflektor 3, der den andre pulsen på innfallsvinkel ved 5° er større enn ved 10° .



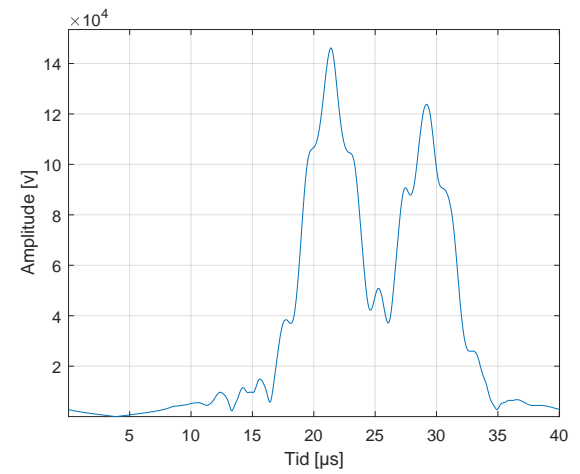
(a) 0°



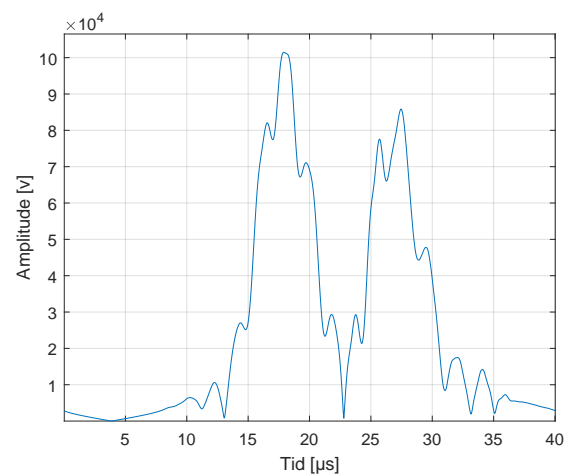
(b) 5°



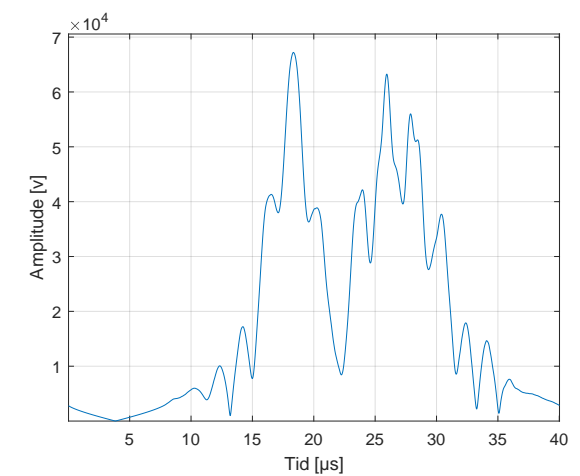
(c) 10°



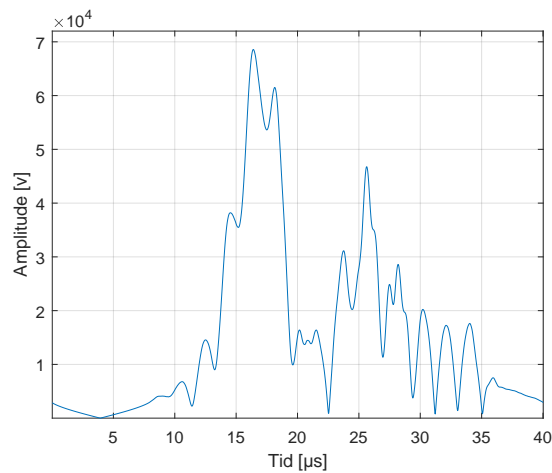
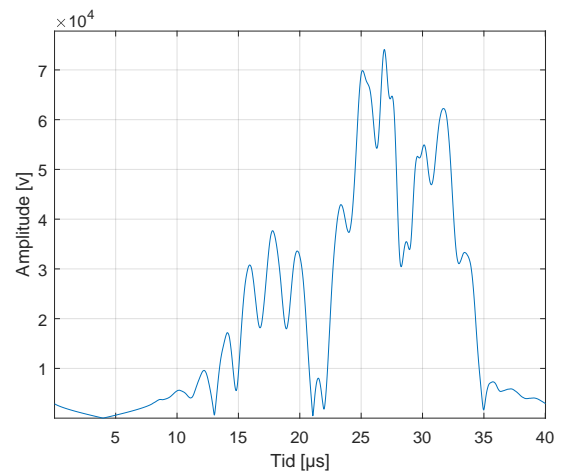
(d) 15°



(e) 20°



(f) 25°

(g) 30° (h) 45°

FIGUR 5.10: Hilbert-transformasjonen fra reflektor 3 ved innfallsvinkel fra transduser påført de forskjellige delfigurene.

Toppunktet for amplitudene av Hilbert-transformasjonen over er relativt klare frem til en innfallsvinkel på 25° . Amplituden er størst ved innfallsvinkler under 30° . Med en vinkel på 30° og 45° er Hilbert-transformasjonen mer ujevn. Innfallsvinkelen ved 30° skiller seg ut ved at den ikke har vært like ujevn ved reflektor 1 og 2.

5.3 Eksperiment 2

I dette eksperimentet ble temperaturen på vannet i et plastkar endret for hver måling. Lydhastigheten er utregnet ved:

$$c = \frac{2h}{\Delta t} , \quad (5.3)$$

hvor Δt er tidsforskjellen mellom de to topp-punktene i en Hilbert-transformasjon.

Transduseren sender et signal mot reflektor, og et reflektert signal returnerer til transduser. Dette gjelder både for referansesignal og sekundært reflektert signal. Temperaturen i vannet ble kontrollert ved hjelp av en termistor. For å få temperaturen så lav som mulig var det lite vann i et plastkar. På grunn av lite vann i plastkaret ble distansen fra reflektor til transduser 5 cm. Før eksperimentet startet ble isbitene plassert i plastkaret og temperaturen i vannet nådde 0.1°C på det laveste. Deretter ble reflektorene plassert i vannet. Først ble reflektor 1 plassert slik at den ble stående rett under transduseren. Når reflektoren var plassert i riktig posisjon ble måledata innsamlet i LabVIEW og lagret i Excel. Etter at måledataene var lagret for reflektor 1, ble eksperimentet utført på samme måte for reflektor 2 og 3. For hver gang temperaturen hadde økt med ca 1°C ble det utført én måling. Et tilgjengelig Excel-program som regner ut lydhastigheten basert på den målte temperaturen i vannet ble brukt til å sammenligne hver enkelt måling ved en gitt temperatur [23]. Dette Excel programmet tar bakgrunn i Bilanuk og Wong sine tre punkt likninger, som ble den internasjonale temperaturskala fra 1990-tallet [24]. Dette er arbeid med bakgrunn fra Del Grosso og Mader sin temperaturskala fra 1972 [25]. Før målingen ble utført var det en ventetid for å forsikre seg om at temperaturen hadde stabilisert seg. Temperaturen økte raskt når isen startet å smelte. Dette førte til at ventetiden ble ca. 1 minutt. Etter at temperaturen var passert 10°C , steg temperaturen saktere og ventetiden økte til ca. 5 minutter. Etter hver måling ble lydhastigheten og tidsforskjellen fra topp til topp i Hilbert-transformasjonen beregnet i MATLAB. Krysskorrelasjon, med påfølgende Hilbert-transformasjon ble utført i MATLAB for å beregne dette. Resultatene er presentert i tabell 5.5, 5.6 og 5.7 og et felles plott for alle reflektorene med påførte lydhastigheter ved de ulike temperaturene er generert.

5.3.1 Måleusikkerhet relatert til lydhastigheten c

En måleusikkerhet vil selvsagt også være assosiert med den målte lydhastigheten i eksperiment 2. Måleusikkerheten virker relativ enkel å beregne ved å utføre implisitt derivasjon ved å bruke formel 5.3, der måleusikkerhetene er gitt ved σ_h og $\sigma_{\Delta t}$. Utfordringen ligger i å bestemme måleusikkerheten $\sigma_{\Delta t}$ siden denne inneholder flere faktorer for måleusikkerhet, som distansen mellom transduser og reflektor som skal være 5 cm. Videre kan stabiliseringstiden ha vært for kort, og transduseren kan ha vært feilinnstilt i forhold til senterpunktet på reflektoren. Lydhastigheten er hentet fra ferdig utviklet kode i et Excel-regneark. Dersom en formel hadde vært tilgjengelig for temperaturen som funksjon av lydhastigheten hadde det vært mulig å benytte implisitt derivasjon som inkluderte en måleusikkerhet σ_T for temperaturen med en nøyaktighet på $\pm 0.5^\circ C$. På grunn av de overfor nevnte problemstillingene er det vurdert slik at en eksakt beregning av måleusikkerheten for lydhastigheten σ_c ikke er praktisk mulig.

5.3.2 Reflektor 1

Første resultat er fra reflektor 1. Tabell 5.5 viser hvordan lyd hastigheten ble påvirket av temperaturen. Helt til høyre i tabellen er den teoretiske temperaturen fra Excel.

TABELL 5.5: Resultatet fra målingene med en økende temperatur i vannet for reflektor 1.

Temperatur [$^{\circ}C$]	Målt lyd hastighet [m/s]	Tidsforskjell topp til topp [ns]	Teoretisk lyd hastighet [m/s]
0.1	1385.3	324.84	1402.8
1.1	1368.1	328.93	1407.9
2.0	1393.3	322.97	1412.2
3.8	1409.5	319.25	1420.7
4.2	1407.4	319.73	1422.5
5.0	1410.1	319.11	1426.1
6.0	1404.6	320.37	1430.5
7.0	1439.8	312.53	1434.9
8.1	1456.3	309.00	1439.5
9.3	1424.3	315.95	1444.4
10.2	1404.3	320.44	1448.1
11.7	1418.7	317.19	1453.8
12.0	1446.9	311.01	1455.0
13.0	1434.8	313.63	1458.7
14.1	1436.4	313.27	1462.7
15.1	1430.7	314.53	1466.2
16.6	1450.4	310.26	1471.4
17.1	1482.5	303.54	1473.1
18.2	1376.7	326.87	1476.6
19.2	1438.4	312.85	1479.8
20.8	1499.9	300.01	1484.8
25.7	1478.9	304.27	1498.6
30.1	1480.9	303.86	1509.3
35.0	1504.1	299.17	1519.8
40.0	1518.7	296.30	1528.9

5.3.3 Reflektor 2

Andre resultat er fra reflektor 2. Tabell 5.6 viser hvordan lyd hastigheten ble påvirket av temperaturen. Helt til høyre i tabellen er den teoretiske temperaturen fra Excel.

TABELL 5.6: Resultatet fra målingene med en økende temperatur i vannet for reflektor 2.

Temperatur [$^{\circ}C$]	MåltLydhastighet [m/s]	Tidsforskjell topp til topp [ns]	Teoretisk lyd hastighet [m/s]
0.1	1450.6	413.62	1402.8
1.1	1405.1	427.01	1407.9
2.0	1393.3	421.87	1412.2
3.8	1409.5	319.25	1420.7
4.2	1435.9	417.86	1422.5
5.0	1446.8	414.71	1426.1
6.0	1433.6	418.52	1430.5
7.0	1444.4	415.39	1434.9
8.1	1423.2	421.57	1439.5
9.3	1435.1	418.09	1444.4
10.2	1434.7	418.20	1448.1
11.7	1447.4	414.52	1453.8
12.0	1481.7	404.93	1455.0
13.0	1449.2	414.01	1458.7
14.1	1422.2	421.86	1462.7
15.1	1467.7	408.79	1466.2
16.6	1436.0	417.83	1471.4
17.1	1446.7	414.72	1473.1
18.2	1441.6	416.21	1476.6
19.2	1471.7	407.70	1479.8
20.8	1499.7	400.07	1484.8
25.7	1488.8	403.48	1498.6
30.1	1524.5	393.58	1509.3
35.0	1529.1	392.38	1519.8
40.0	1525.7	393.25	1528.9

5.3.4 Reflektor 3

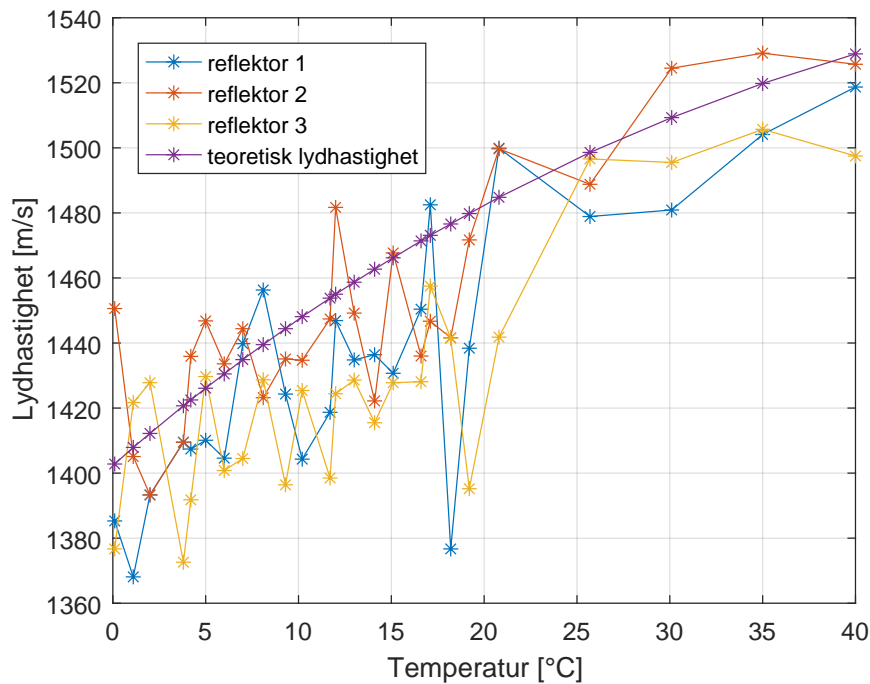
Tredje resultat er for reflektor 3. Tabell 5.7 viser hvordan lyd hastigheten ble påvirket av temperaturen. Helt til høyre i tabellen er den teoretiske temperaturen fra Excel.

TABELL 5.7: Resultatet fra målingene med en økende temperatur i vannet for reflektor 3.

Temperatur [$^{\circ}C$]	Målt Lydhastighet [m/s]	Tidsforskjell topp til topp [ns]	Teoretisk lydhastighet [m/s]
0,1	1376.7	432.82	1402.8
1.1	1421.7	422.01	1407.9
2.0	1427.8	420.22	1412.2
3.8	1372.6	437.13	1420.7
4.2	1391.8	431.10	1422.5
5.0	1429.7	419.66	1426.1
6.0	1400.8	428.34	1430.5
7.0	1404.5	427.20	1434.9
8.1	1428.7	419.96	1439.5
9.3	1396.4	429.66	1444.4
10.2	1425.4	420.92	1448.1
11.7	1398.5	429.02	1453.8
12.0	1424.4	421.23	1455.0
13.0	1428.6	419.98	1458.7
14.1	1415.5	423.86	1462.7
15.1	1427.8	420.23	1466.2
16.6	1428.1	420.14	1471.4
17.1	1457.5	411.65	1473.1
18.2	1441.5	416.22	1476.6
19.2	1395.2	430.05	1479.8
20.8	1441.8	416.13	1484.8
25.7	1496.6	400.91	1498.6
30.1	1495.5	401.20	1509.3
35.0	1505.7	398.48	1519.8
40.0	1497.5	400.66	1528.9

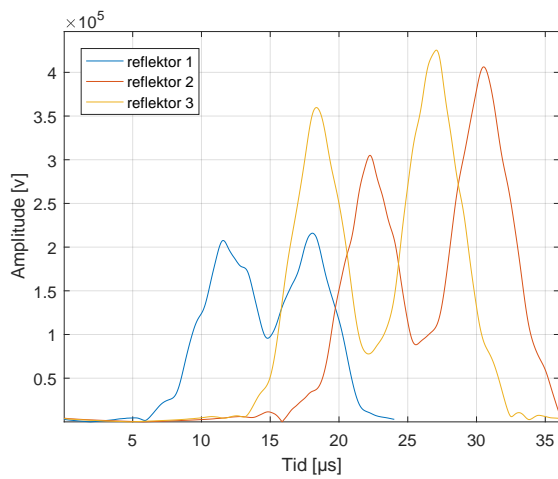
5.3.5 Konklusjon for eksperiment 2

Den målte lyd hastigheten for de tre reflektorene hadde en stigende kurve med flere hopp og fall i den målte temperaturen. Reflektor 1 hadde et stort fall ved $18.2^{\circ}C$. Reflektor 2 hadde ingen store avvik, der middelverdien av de målte lyd hastighetene var nærmest den teoretiske lyd hastigheten av de tre reflektorene. Reflektor 3 hadde et stort fall ved $19.2^{\circ}C$ Figur 5.11 viser plott av målt lyd hastighet ved de ulike reflektorene og den teoretiske lyd hastigheten langs y -aksen, og temperaturen langs x -aksen.

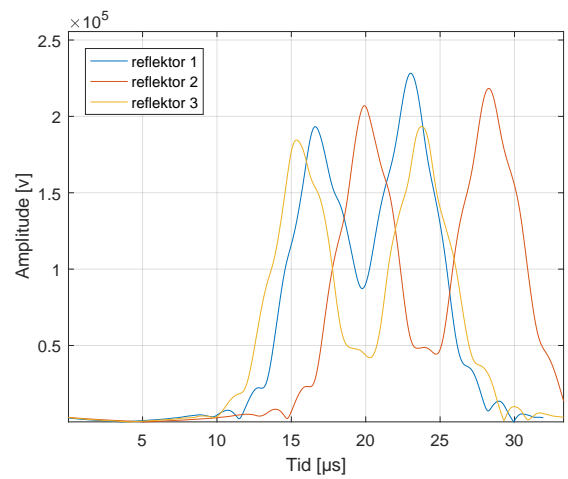


FIGUR 5.11: Plott av lydhastigheten målt ved stigende temperatur.

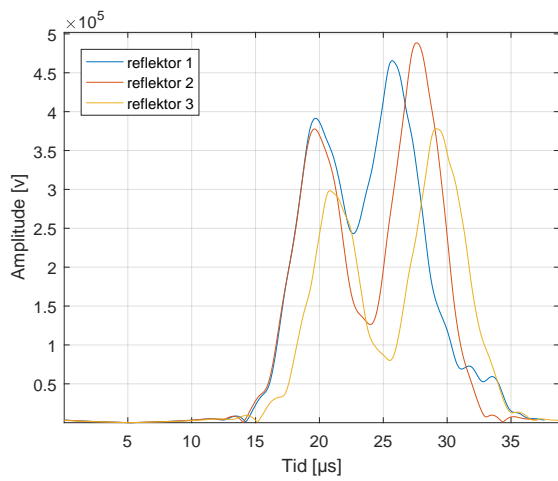
Den målte lydhastigheten har en gradvis økning etterhvert som temperaturen stiger for alle reflektorene, samtidig som det er mye hopp og fall i den målte lydhastigheten. Reflektor 1 og 3 har to punkt som skiller seg ut. For reflektor 1 er dette ved 18.2°C , der den målte lydhastigheten er 99.9 m/s fra den teoretiske lydhastigheten. For reflektor 3 er dette ved 19.2°C , der den målte lydhastigheten er 84.6 m/s fra den teoretiske lydhastigheten. Videre er det sammenligning av krysskorrelasjon i figur 5.13 og sammenligning av Hilbert-transformasjon i figur 5.12 av reflektorene ved 0.1°C , 10.2°C , 20.8°C og 40°C .



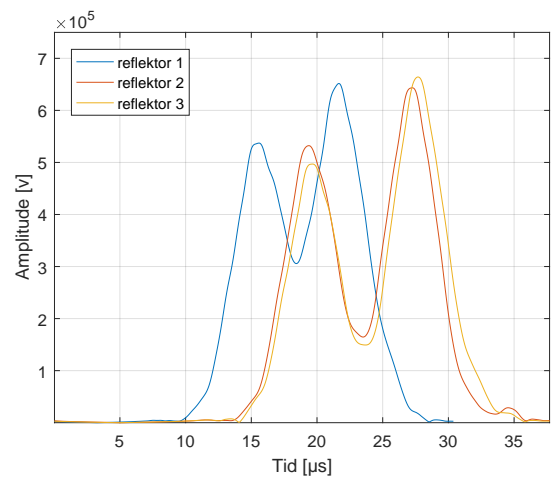
(a) $0.1^{\circ}C$



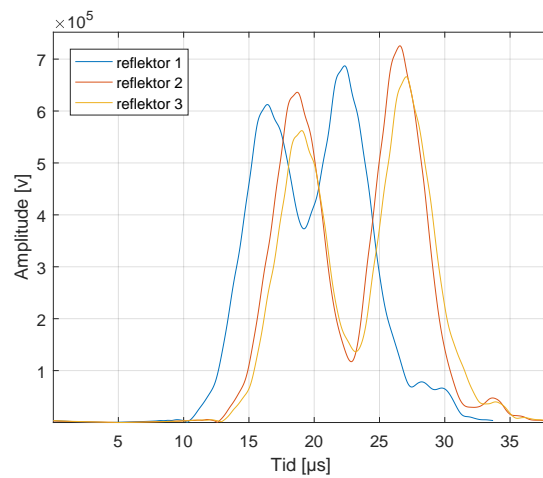
(b) $10.2^{\circ}C$



(c) $20.8^{\circ}C$

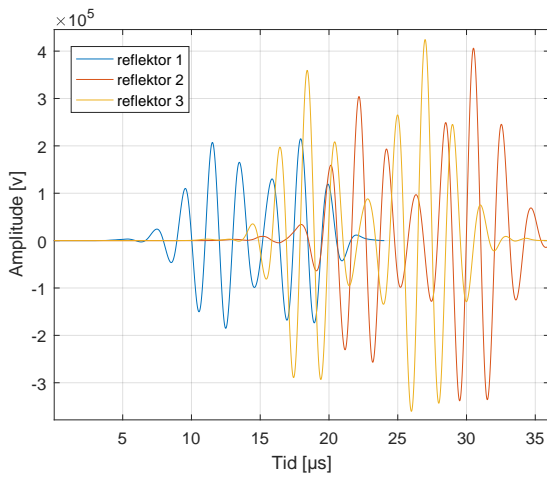


(d) $30.1^{\circ}C$

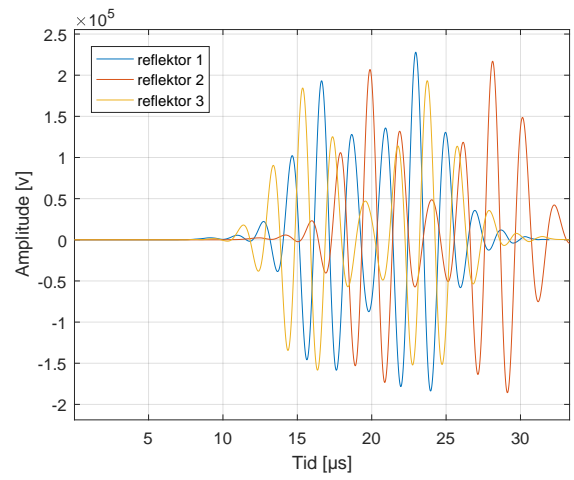


(e) $40.0^{\circ}C$

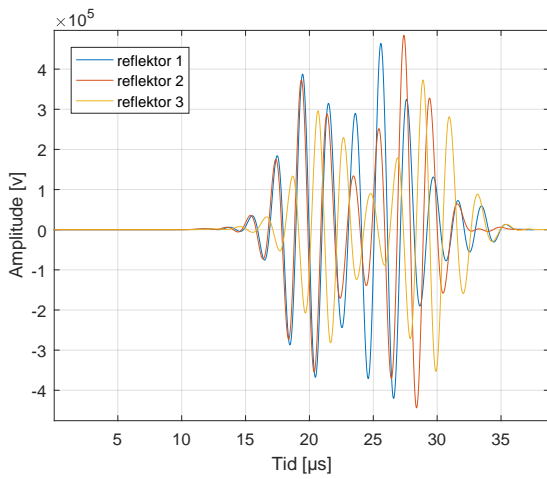
FIGUR 5.12: Sammenligning av Hilbert-transformasjonen fra reflektorene.



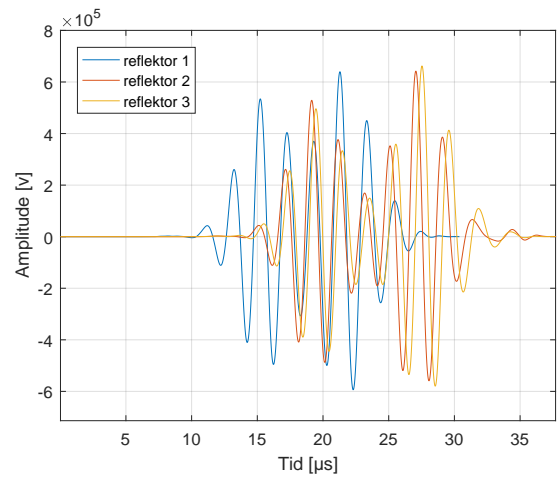
(a) $0.1^{\circ}C$



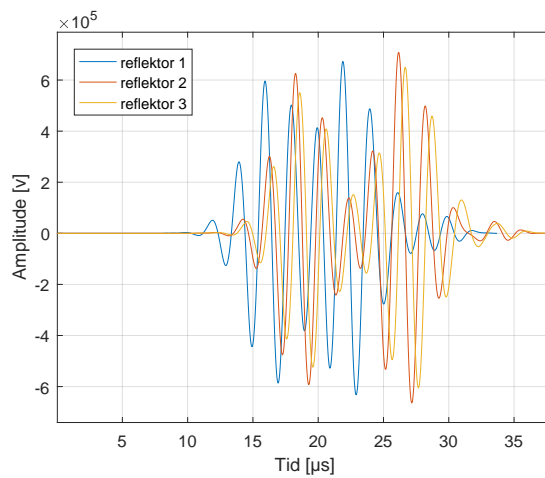
(b) $10.2^{\circ}C$



(c) $20.8^{\circ}C$



(d) $30.1^{\circ}C$



(e) $40.0^{\circ}C$

FIGUR 5.13: Sammenligning av krysskorrelasjonen fra reflektorene.

Hilbert-transformasjonen har to klare utslag i signalet slik at tidsforskjellen vises tydelig. Reflektor 1 har et klart skille fra reflektor 2 og 3 ettersom den har en kortere bølgeforskyvning. Dette kan forklares ved at høyden på det nedsenkede området er på 4.5 mm , mens reflektor 2 og 3 har en høyde på det nedsenkede området på 6 mm . Amplituden har en gradvis økning for alle reflektorene, med unntak av reflektor 2 og 3 ved 0.1°C . Krysskorrelasjonen for signalene gjenspeiler de to pulsene i signalet som gir to klare topper i Hilbert-transformasjonen med samme forhold i økning av amplituden.

Kapittel 6

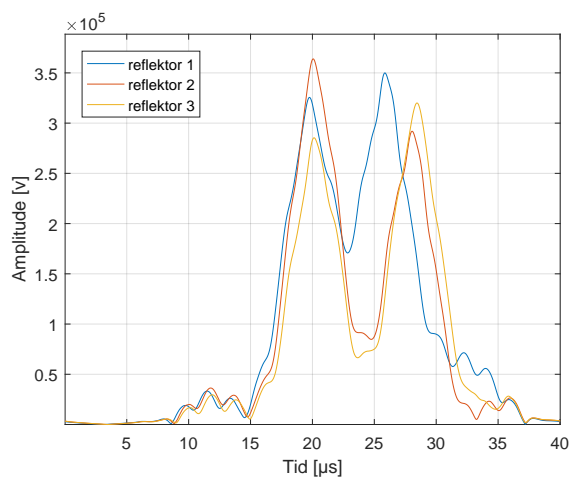
Resultat og diskusjon

I dette kapitlet presenteres resultatene fra eksperimentene, samt en diskusjon rundt valg av design til reflektorene.

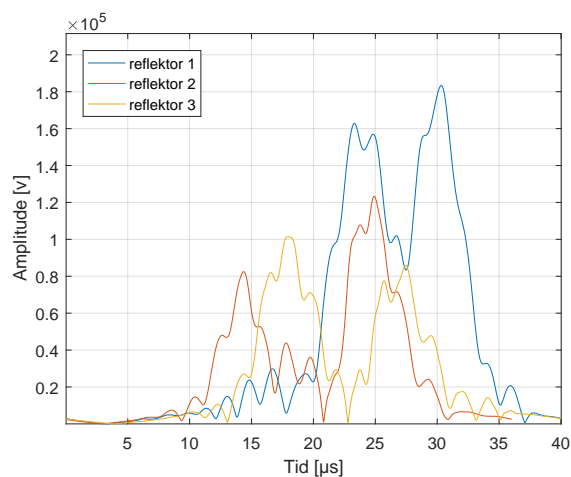
6.1 Eksperiment 1

6.1.1 Felles resultater for reflektorene

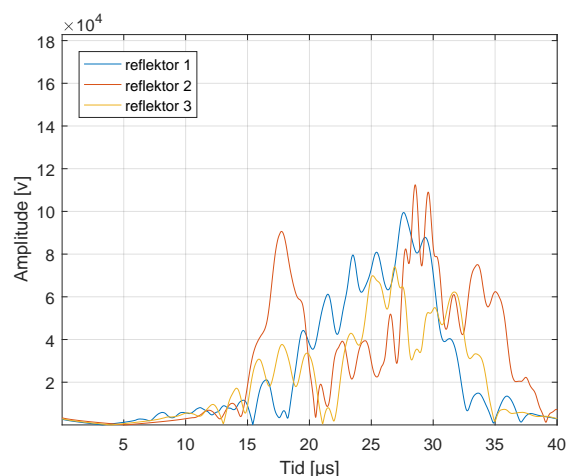
Figur 6.1, 6.2 og 6.3 viser sammenlikningen av Hilbert-transformasjonen fra 0° , 20° og 45° .



FIGUR 6.1: Sammenlikningen for Hilbert signalene ved 0° i eksperiment 1.



FIGUR 6.2: Sammenligningen for Hilbert signalene ved 20° i eksperiment 1.



FIGUR 6.3: Sammenligningen for Hilbert signalene ved 45° i eksperiment 1.

Ved å se på figurene over er det tydelig at vinkelen har stor påvirkning på det reflekterte signalet. Dersom innfallsvinkelen øker, vil også signalet bli mindre tydelig. En årsak til dette er at mye av det reflekterte signalet går tapt når innfallsvinkelen øker. I figur 6.1 ser man tydelig nivåforskjellen på reflektor sammenlignet med reflektor 2 og 3. Dette skyldes at reflektor 2 og 3 har en større nedsenkning enn reflektor 1. Dette er en fordel for å kunne gjenkjenne reflektorene ved analyse av måledata. I figur 6.2 blir toppene fra Hilbert-transformasjonen mer utydelige sammenlignet med 0° siden det forekommer flere topper for pulsene. I figur 6.3 forsvinner forskjellen mellom toppene fra Hilbert-transformasjonen

vesentlig, der signalet fra reflektor 1 er nærmest ugjenkjennelig. Resultatene fra en økende vinkel mellom transduser og reflektor viser at det kan bli problematisk å gjenkjenne de ulike signalene ettersom det er vanskelig skille mellom de to pulsene. Fra tabell 5.2, 5.3 og 5.4 legges det merke til endringen av tidsforskjellen. Ved Reflektor 1 synker tidsforskjellen fluktuerende fra 0° til 45° . For reflektor 2 og 3 øker tidsforskjellen fra 0° til 45° , der reflektor 2 har en større stigning enn reflektor 3. Årsaken til dette er ukjent i prosjektet.

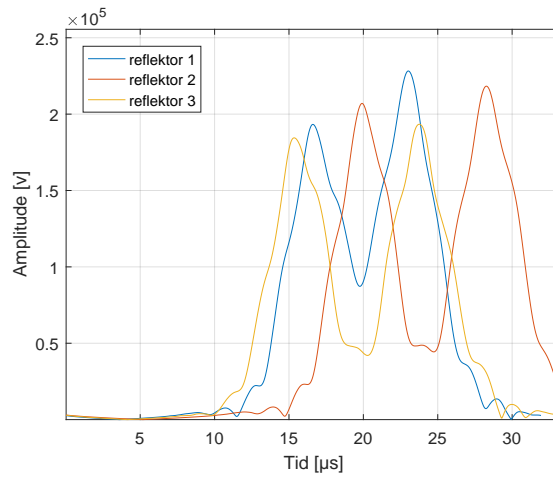
6.1.2 Diskusjon

Resultatene av eksperiment 1 viser at innfallsvinkelen har stor påvirkning på kvaliteten til signalene. For å få et klart gjenkjennelig signal fra reflektoren, bør transduseren ha en innfallsvinkel på 0° . Figur 6.1 viser at høyden på nedsenkningen av nivåforskjellene er det mest markante som skiller reflektorene fra hverandre. I retrospekt kan det stilles spørsmål ved om reflektor 2 og 3 burde hatt ulik høyde på nedsenkningen. Videre viser resultatene at det kan være vanskelig å gjenkjenne en reflektor dersom det er store innfallsvinkler. En løsning for å unngå dette i en arbeidssituasjon under vann, kan være å la en ROV selv justere innfallsvinkelen dersom den mottar to pulser med flere utydelige topper. Med andre ord kan en ROV programmeres til å forstå to uklare pulser som kan være relatert til innfallsvinkelen. Ved å flytte på en ROV slik at transduseren treffer vinkelrett på reflektoren, kan et gjenkjennelig og brukbart reflektert signal fremskaffes.

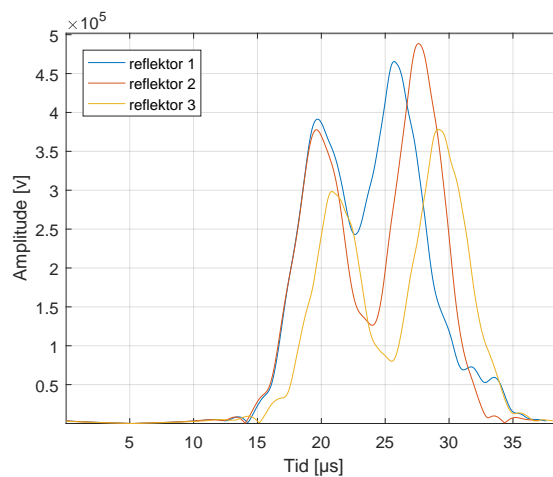
6.2 Eksperiment 2

6.2.1 Resultat fra eksperiment 2

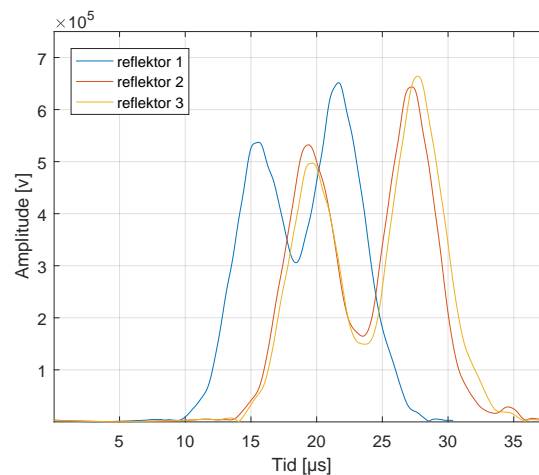
Figur 6.4, 6.5, 6.6 viser sammenligning for Hilbert-transformasjonene ved $10, 2^\circ$, $20, 8^\circ$ og $30, 1^\circ C$.



FIGUR 6.4: Sammenligning av Hilbert-transformasjonen ved $10, 2^\circ C$.



FIGUR 6.5: Sammenligning av Hilbert-transformasjonen ved $20, 8^\circ C$.

FIGUR 6.6: Sammenligning av Hilbert-transformasjonen ved $30,1^\circ$.

Den kalkulererte lydshastigheten fra reflektorene hadde tydelige avvik fra den teoretiske verdien. Alle reflektorene hadde en gradvis økning i lydshastighet etter hvert som temperaturen steg. Med andre ord minket distansen fra topp til topp i Hilbert-transformen. Reflektor 1 og 3 hadde noe større avvik totalt sett enn reflektor 2. Om reflektorene skal måle lydshastigheten ved bruk av ultralyd kan dette være en usikkerhet som er for stor for et nødvendig krav i en arbeidssituasjon. Det er selvsagt ønskelig at måleusikkerheten for den målte lydshastigheten er så lav som mulig for alle reflektorene, der det ville blitt utført 10 målinger for hver temperatur. Dette lot seg ikke gjennomføre siden temperaturen steg raskt under 10°C . Det var ikke tid til å utføre 10 målinger for hver reflektor som ville resultert i 30 målinger for hver temperatur. Dette betyr at det kan stilles spørsmål om eksperiment 2 har for stor måleusikkerhet ved at det kun er tatt én måling for hver temperatur av reflektorene.

6.2.2 Diskusjon rundt eksperiment 2

Det var større avvik i målt lydshastighet fra teoretisk lydshastighet enn ønsket for alle reflektorene i eksperiment 2. Det reflekterte signalet vil avgjøre distansen mellom reflektor og transduser. Det er viktig at det er samsvar mellom teoretisk lydshastighet og målt lydshastighet for gitt temperatur. Hvis den målte lydshastigheten har et stort avvik fra den teoretiske lydshastigheten kan det bli feil tolkning av den reelle distansen til objektet.

6.3 Design av reflektor

For å oppnå to like store signalamplituder er jevn fordeling av tverrsnittsarealet for det nedsenkede nivået og det gjenværende nivået vektlagt. Disse toppene kan observeres tydeligere fra Hilbert-transformasjonen, der de to toppunktene oppstår når signalet treffer nivåene. Det var imidlertid ikke alltid to ekvivalent store amplituder, selv om transduseren var fokusert på midten av reflektoren ved måling. Som nevnt tidligere er det mest tydelige skillet som reflektor 1 har i forhold til reflektor 2 og 3, tidsforskyvningen mellom pulsene. Dette skyldes at reflektor 1 hadde et nedsenket nivå på 4.5 mm , mens reflektor 2 og 3 hadde et nedsenket nivå på 6 mm . Dette stiller spørsmål ved om det burde vært forskjell på det nedsenkede nivået for reflektor 2 og 3.

6.4 Feilkilder for eksperimentene

For eksperiment 1 ble det benyttet en linjal for å måle opp distansene som reflektoren skulle flyttes, og distansen mellom reflektor og transduser. Dette gir en usikkerhet i både x -, y - og $\tan \theta$ -verdiene som har blitt utregnet. Det var problem med luftbobler som oppstod inne i det nedsenkede nivået av reflektor 3. Luftboblene førte til at det reflekterte signalet forsvant med refleksjonen fra disse. Det ble brukt en tannkost for å få luftboblene fjernet. Likevel er det mulig at små luftbobler var gjenværende og forårsaket forstyrrelser i målingene. Distansen mellom transduser og reflektor var 5 cm i eksperiment 2. Dette var for å få temperaturen så lav som mulig ved å ha minst mulig vann i plastkaret. Ved å se på figur 2.8 fremkommer det tydelig at lydbølgen ikke fyller hele tverrsnittsarealet til reflektorene siden diameteren er på 5 cm .

Kapittel 7

Oppsummering og konklusjon

7.1 Oppsummering

Formålet med dette prosjektet var å undersøke bruken av et passivt deteksjonssystem for fremtidig bruk av ROV-operasjoner. For å undersøke anvendelsen av deteksjonssystemet ble tre reflektorer med ulike unike egenskaper designet og fremstilt. Hensikten var å kunne differensiere mellom de tre ulike reflektorene. Formen, tykkelsen og geometrien til reflektorene ble bestemt ved analytiske metoder, for å få et optimalt reflektert signal. For å oppnå et distinkt akustisk signal fra de tre reflektorene ble det satt to designkriterier som var felles for de tre reflektorene; reflektorene skulle ha to ekko i det reflekterte signalet og dette ble løst ved å ha to separate fysiske nivå. I tillegg måtte bredden til det nedsenkede nivået være større enn bølgelengden på den gitte frekvensen. Videre fikk reflektorene spesifikke design som tok hensyn til designkriteriene, basert på ulike formål. Reflektor 1 vil ha et varierende reflektert signal basert på orienteringen av reflektoren. Reflektor 2 og 3 løste problemet fra reflektor 1 ved å være uavhengig av orienteringen. Responsen til de tre reflektorene ble testet i to eksperimentelle oppsett. Det første eksperimentet gikk ut på endring av innfallsvinkel mellom transduser og reflektor, og det andre eksperimentet studerte endringen i lydshastigheten som funksjon av temperatur. Resultatene fra eksperimentene viste at det var mulig å differensiere mellom de tre ulike reflektorene. Differansen i det reflekterte signalet var tydelig for reflektor 1, sammenlignet med reflektor 2 og 3. Derimot var differansen mellom reflektor 2 og 3 mindre distinkt med varierende resultat. Forslag for å korrigere var å endre høyden på det nedsenkede området til reflektor 2 eller 3. Resultatene fra eksperiment 2 viste store avvik mellom den målte lydshastigheten og den teoretiske lydshastigheten for reflektorene. Trenden til den målte lydshastigheten hadde en

fluktuerende stigning for alle reflektorene. Årsaken til denne fluktuerende trenden ble ikke lokalisert.

7.2 Konklusjon

Konklusjonen for denne masteroppgaven er at det kan være mulig å implementere unike reflektorer som bruk for et deteksjonssystem av objekter. Reflektorene kan gi et unikt signal ved en spesifikk tidsforskjell av et signal med to pulser. Målinger for ideelle forhold viser at ved å justere innfallsvinkel mellom transduser og reflektor, samt kontrollere temperatur i vann, avgjør den spesifikke reflektoren. Dette finnes ved analyser av Hilbert-transformasjonen til signalet.

7.3 Videre arbeid

7.3.1 Trykk, salinitet og temperatur

I dette prosjektet er det tatt for seg målinger med springvann under ideelle forhold, hvor temperaturen ble variert. På denne måten neglisjeres både trykk og salinitet. Videre undersøkelser med varierende trykk og salinitet er nødvendig for å se hvordan reflektorene blir påvirket av disse forholdene. Dette vil gi resultater som er mer likt en reell arbeidssituasjon. Samtidig var måling av lydshastighet krevende. Det vil være nødvendig med mer arbeid for å få målinger som er konsistente med den teoretiske lydshastigheten i vann.

7.3.2 Justerbar innfallsvinkel

Det være nyttig å konstruere en holder med mulighet til å justere innfallsvinkelen, der holderen må kunne påmonteres en ROV. Tanken bak denne holderen er å unngå at det oppstår problemstillinger med vinkelen fra transduser til reflektor. Vinkelen kan forårsake utydelige reflekterte signal. Ved utydelige signal kan det gjøres justeringer i vinkelen på holderen. Justeringen utføres til det reflekterte signalet viser et klart gjenkjennelig signal.

7.4 Praktisk implementering

Når en ROV skal identifisere et undervannsobjekt vil transduseren være plassert i en holder som ROVen styrer. Holderen vil ha mulighet for å justere vinkelen mellom transduseren og undervannsobjektet, slik at ROVen kan justere signalets propageringsretning. Muligheten for å kunne justere vinkelen mellom transduseren og undervannsobjektet er ønskelig det kan være tilfeller hvor det praktisk er vanskelig å finne et tilstrekkelig godt reflektert signal fra undervannsobjektet for å bli signalbehandlet av Hilbert-transformen. Eksempler på signal som er uklare med bakgrunn i en for stor vinkel mellom transduser og objekt, er vist i eksperiment 1. Videre vil en ROV ha påmontert sensorer for temperatur, salinitet og trykk. Disse vil indikere lydshastigheten som lydbølgen propagerer med, og som må tas i betraktning for hvordan signalet vil treffe nivåforskjellene på reflektoren. Ved å ta hensyn til ovenfor nevnte faktorer vil det nå være mulig å identifisere den spesifikke reflektoren ved ultralyd og vite eksakt distansen til objektet.

7.4.1 Simuleringsmodell

Til slutt kan det designes en simuleringsmodell av måleoppsettet brukt i denne oppgaven, og verifisere den ved å måle på kjente væsker og lengder. Dette gjør det mulig å designe ulike reflektorer og teste responsen, slik at man kan variere ulike design før man bestemmer seg for en endelig mekanisk modell. Dette vil være tidsbesparende og man får testet ut en større andel reflektorer enn hva som har blitt presentert i oppgaven.

Referanser

- [1] Remotely Operated Vehicles Committee of the Marine Technology Society. «WHAT IS AN ROV?» I: (2018). URL: http://www.rov.org/rov_overview.cfm.
- [2] Hinton, OR Sharif, BS Howe, GS Tarbit, PSD og Adams, AE. «Sub-sea acoustic remote communications utilising an adaptive receiving beamformer for multipath suppression». I: *OCEANS'94. Oceans Engineering for Today's Technology and Tomorrow's Preservation. Proceedings*. Bd. 1. IEEE. 1994.
- [3] Remotely Operated Vehicles Committee of the Marine Technology Society. «ROV APPLICATIONS - DESIGN - CAMERAS». I: (2018). URL: http://www.rov.org/rov_design_cameras.cfm.
- [4] Smith Nadine Barrie, og Webb Andrew, *Introduction to medical imaging: physics, engineering and clinical applications*. Cambridge university press, 2010.
- [5] Lechner, og Hubert. «Ultrasonic flow metering based on transit time differentials which are insensitive to flow profile». I: *The Journal of the Acoustical Society of America* 74.3 (1983).
- [6] Rossing Thomas D. *Introduction to acoustics*. Springer, 2014.
- [7] Singer, Andrew C, Nelson, Jill K og Kozat, Suleyman S. «Signal processing for underwater acoustic communications». I: *IEEE Communications Magazine* 47.1 (2009).
- [8] John P Bentley. *Principles of measurement systems*. 4. utg. Pearson, 2005.
- [9] Postema, Michiel og Gilja, Odd Helge. «Contrast-enhanced and targeted ultrasound». I: *World journal of gastroenterology: WJG* 17.1 (2011).
- [10] Fagan Michael J., Gilja Odd Helge, Hurrell Andrew, Kotopoulis Spiros, Matre Knut, Postema Michiel, Attenborough, Keith, og Wamel Annemieke van, «Definition of sound.» I: *Fundamentals of Medical Ultrasonics* (2011).
- [11] FFI-FOKUS. «Kommunikasjon og nettverk under vann». I: (2012). URL: https://www.ffi.no/no/Publikasjoner/Documents/FFI-Fokus_nr3_2012_Udervann_web.pdf.

- [12] Alan B Sanders, Kinsler Lawrence E Frey, Austin R Coppens, og James V, «Radiation from a plane circular piston». I: *Fundamentals of Acoustics, 4th Edition*, ISBN 0-471-84789-5. Wiley-VCH, December 1999. (1999).
- [13] Jagadeesh K, og Vijaya M. S., «Theory of vibrating circular piston». I: *FE analysis of a Vibrating Rigid Circular Piston in Water* (2007).
- [14] Asbjorn Støylen. «Basic ultrasound for clinicians». I: (2016). URL: http://folk.ntnu.no/stoylen/strainrate/Basic_ultrasound#What_are_ultrasound_data.
- [15] Kjell Eivind Frøysa. *Personal MATLAB code showing the diffraction of the wave used by the theory of Rayleigh-integral*. Kjell Eivind Frøysa, 2017.
- [16] Pan American Industries Inc. «Ultrasonic Velocity of Materials». I: (2017). URL: <https://www.panamiris.com/downloads/UltrasonicVelocity.pdf>.
- [17] AZoM. «Stainless Steel - Grade 316 (UNS S31600)». I: (2001). URL: <https://www.azom.com/article.aspx?ArticleID=863>.
- [18] The Engineering Toolbox. «Water - Density, Specific Weight and Thermal Expantion Coefficient». I: (2016). URL: https://www.engineeringtoolbox.com/water-density-specific-weight-d_595.html.
- [19] National Instruments. «What is LabVIEW?» I: (2017). URL: <http://www.ni.com/en-no/shop/labview.html>.
- [20] Microsoft. «What is a DLL?» I: (2018). URL: <https://support.microsoft.com/en-us/help/815065/what-is-a-dll>.
- [21] Frederick W King. «Hilbert transforms. Vol. I». I: *Encyclopedia Math. Appl* 124 (2009).
- [22] MathWorks. «What is MATLAB?» I: (2017). URL: <https://se.mathworks.com/products/matlab.html>.
- [23] Kjell Eivind Frøysa. *Personal Excel sheet calculating the theoretical value for the speed of sound in water*. Kjell Eivind Frøysa, 2017.
- [24] Bilaniuk Nykolai, og Wong George SK, «Speed of sound in pure water as a function of temperature». I: *The Journal of the Acoustical Society of America* 93.3 (1993), s. 1609–1612.
- [25] Del Grosso VA, og Mader CW, «Speed of sound in pure water». I: *The Journal of the Acoustical Society of America* 52.5B (1972), s. 1442–1446.

Vedlegg A: MATLAB kode benyttet i eksperimentene

```
1
2 x = xlsread( '5graderlinjer.xlsx' ); % nsket signal
3 y = xlsread( 'Ref0grader.xlsx' ); % Referansesignal
4 x = (x-128); % For    f    aksen rundt 0
5 y = (y-128);
6 z = xcorr(x,y); % Korrelasjon av x og y signalet
7 t = abs(hilbert(z)); % Hilbert-transformasjon av krysskorrelasjonen
8 xx1 = (1:(length(t))).; % Setter aksen s    lang som det mottas signal
9 xx = xx1.*20e-3; % Omgj    ring fra 20 nanosekund til    1 mikrosekund
10 plot(xx,t); % Plotter figur
11
12 grid on;
13 hold on;
14
15
16 xlabel( 'Tid [ $\mu$ s]' );
17 ylabel( 'Amplitude [v]' );
18 axis([min(xx) max(xx) 1.05*min(t) 1.05*max(t)]);
19 % Finner de relevante toppunktene i figuren
20 [~,Peaks] = findpeaks(t, 'MinPeakHeight',3e+04,...
21                       'MinPeakDistance',200);
22
23 %Toppunkt verdier (se kapittel 4)
24 Peak_1 = Peaks(1,1);
25 Peak_2 = Peaks(2,1);
26
27
28 Verdi_1 = t(Peak_1,1);
29 Verdi_2 = t(Peak_2,1);
30
31 y_0 = t(Peak_1-1,1);
32 y_1 = Verdi_1;
33 y_2 = t(Peak_1+1,1);
34
```

```
35 y2_0=t(Peak_2-1,1);
36 y2_1=Verdi_2;
37 y2_2=t(Peak_2+1,1);
38 % Beregner verdiene for toppunktene
39
40 % For det f rste toppunktet:
41
42
43 a1 = (y_2 - 2*y_1 + y_0)/2
44 b1 = (y_2 - y_0)/2
45 c1 = y_1
46
47 s1 = -b1/(2*a1)
48
49
50 Peak_1 = Peak_1 + s1
51
52 % For det andre toppunktet:
53
54 a2 = (y2_2 - 2*y2_1 + y2_0)/2
55 b2 = (y2_2 - y2_0)/2
56 c2 = y2_1
57
58 s2 = -b2/(2*a2)
59
60
61 Peak_1 = Peak_1 + s1
62
63 Peak_2 = Peak_2 + s2
64 %Utregner lyd hastigheten:
65 lambda = 20e-9
66 P = Peak_2 - Peak_1 % Tiden mellom toppunktene
67 D = 4.50e-3 % H yden p nedsenkningen
68 speed = (2*D)/(P*lambda)
69
70 % Lagrer figuren som genereres
71 fig = gcf;
72 fig.PaperPositionMode = auto
73 fig_pos = fig.PaperPosition;
74 fig.PaperSize = [fig_pos(3) fig_pos(4)];
75 print(fig, 45gradsammen , -bestfit , -dpdf )
```