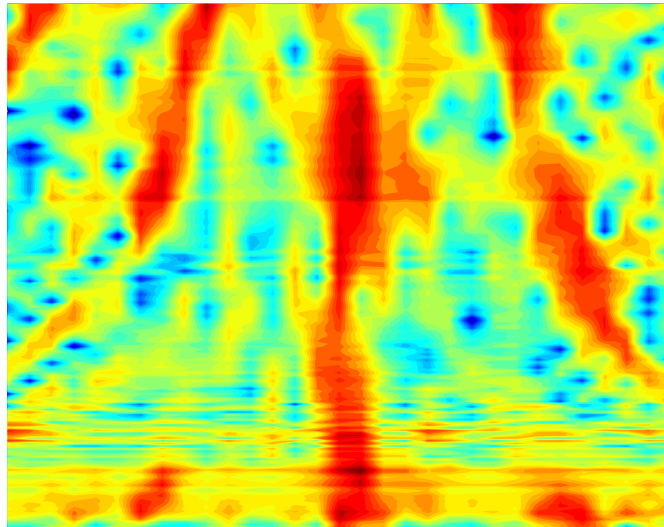


Masteroppgåve i hydroakustikk

Måling av akustisk spreining frå makrellbein



Tonje Lexau Nesse



Institutt for fysikk og teknologi
Juni 2006

Forord

Eg vil rette ein stor takk til alle som har bidrege til denne oppgåva og som har støtta meg undervegs.

Eg vil takke Rolf Korneliussen ved Havforskningsinstituttet som har skaffa kalibreringskuler, svingarar, og makrellar. Han har bidrege med mange tips undervegs i arbeidet. Eg vil og takke Egil Ona ved Havforskningsinstituttet for råd og tips. Takker og Simrad for lånet av lyd kjeldar.

Bestefar og bestemor fortjener og ein takk. Bestefar har fiska makrellar til meg, og bestemor har sørga for at dei ikkje har blitt bøynd i frysaren. Takk til mamma som har brukt seine kveldar på å rydde opp i grammatikk og kommafeil.

Eg vil takke sambuaren min, Rolf, som har heldt ut med meg sjølv når makrellukta var som verst.

Den største takken går til veiledaren min Halvor Hobæk for fantastisk god veiledning gjennom heile arbeidet. Han har teke meg med på møter og konferansar i akustikkmiljøet. Han har og overtalt meg til ting eg aldri hadde forestilt meg at eg skulle få til, for eksempel å halde ein presentasjon på engelsk på ein akustikkonferanse på Ustaøset. Det gjekk bra! No skal vi til Portugal saman for at eg skal ha ein presentasjon der og. Så tusen takk Halvor for to interessante år der eg har lært svært mykje!

Innhold

1	Introduksjon	6
1.1	Bakgrunn	6
1.2	Forskning på makrell ved Havforskningsinstituttet	6
1.3	Forskning på makrell i dette prosjektet	7
2	Måleoppsett og metode	9
2.1	Utstyr og apparat	9
2.2	200 kHz komposittsvingar	11
2.2.1	Frekvensrespons	13
2.2.2	Direktivitet	14
2.2.3	Radius	15
2.2.4	Admittans	17
2.2.5	Tilført effekt til svingaren.	19
2.3	120 kHz splitbeamsvingar	20
2.3.1	Frekvensrespons	20
2.3.2	Direktivitet	21
2.3.3	Radius	21
2.3.4	Admittans	22
2.3.5	Tilført effekt til svingaren	25
2.4	Posisjoneringssystemet	25
2.5	Innsamling av måledata.	27
2.5.1	Støy	28
2.6	Kalibrering	29
2.6.1	Spreiingstverrsnitt	29
2.6.2	Formfaktor	31
2.6.3	Omrekning til målstyrke, TS	32
2.6.4	Manuell justering	34
2.6.5	Test for tre svingarar	35
2.7	Metode for å plukke ut bein frå makrell	37
2.8	Skiftande forhold i måletanken	37
2.9	Uvisse	38
2.9.1	Uvisse i posisjonering	38
2.9.2	Endringar i sjølve makrellen	42
2.9.3	Uvisse i kalibreringsprosedyren	44
2.9.4	Total uvisse	45
3	Målingar på standardobjekt	48
3.1	Kuler	48
3.1.1	Tidlege målingar på kule	48

3.1.2	Målingar på kule gjort seint i prosjektet	50
3.2	Metode for å finne materialparametre	53
3.2.1	Målte kurver	53
3.2.2	Teoretisk modell	53
3.3	Metode brukt på kuler	56
3.4	Rotasjon av sylindrar	58
4	Målingar på makrellbein med 200 kHz kompositt-svingar.	61
4.1	Forfall	61
4.1.1	Mystiske sprang i signalet.	61
4.1.2	Jakta på kjelda til variasjonane i signalet.	61
4.1.3	Konklusjon på signalfluktuasjonar.	64
4.2	Vertikal rotasjon med heimelaga svinger	64
4.3	Horisontal rotasjon med 200 kHz komposittsvingar	65
4.3.1	Måleoppsett	66
4.3.2	Resultat	67
4.3.3	Sidelobar	70
4.3.4	Gitterlobar	71
4.4	Array-teori	71
4.5	Målingar på makrell med kjøtt	73
4.5.1	Spor	73
4.5.2	Heil makrell	74
4.6	Midla over fleire målingar og fleire vinklar	76
4.6.1	Midling over fleire vinklar, lik vekting	76
4.6.2	Midling over fleire vinklar, Gaussisk vekting	79
5	Målingar på makrellbein med 120 kHz svingar.	81
5.1	Rotasjonsmålingar med 120 kHz svingar	81
5.2	Array-teori	82
5.3	Midling over vinklar og målingar.	83
5.3.1	Midling over fleire vinklar, lik vekting	83
5.3.2	Midling over fleire vinklar, Gaussisk vekting	84
6	Makrellmodellar	86
6.1	Kvifor måle på modellar	86
6.2	Bly	87
6.3	Plast	88
6.4	Aluminium	90
6.5	POM	90
6.5.1	Målingar med 200 kHz svingar	90
6.5.2	Måling med 120 kHz svingar	91

6.5.3	Arrayteori på POM modell.	92
6.5.4	Målinger ved 0 gradar for POM sylindar og modell.	93
6.6	Konklusjon på modellmålingar	94
7	Praktisk anvending	95
7.1	Verkeleg lengde på ledd.	95
7.2	Bruk av array-teori for å finne lengde på ledd	96
7.2.1	Målingar med 200 kHz svingar	97
7.2.2	Målingar med 120 kHz svingar	99
7.3	Eit par spesialtilfelle	99
7.3.1	Måling på heil makrell	100
7.3.2	Måling på POM sylindar	100
7.4	Nøyaktigheit	101
7.4.1	Konklusjon på nøyaktigheit	101
7.5	Metode anvendt i praksis	102
8	Parametre i makrellbein	104
8.1	Radius i makrellbein	104
8.2	Metode for å finne tettleiken til makrellbein	105
8.3	Lydhastigheit i vatn	106
8.4	Målt formfaktor	106
8.4.1	Kulemetode med ekvivalent kuleradius	106
8.4.2	Sylindar metode	107
8.5	Fysiske relasjonar som må vere oppfylt	108
8.6	Interferens mellom ledd	109
8.7	Lydhastigheit i makrellbein	111
8.7.1	Kulemetode	112
8.7.2	Sylindar metode a=3,4 mm	112
8.7.3	Sylindar metode a=2,66 mm	113
8.7.4	Sylindar metode a=2,98 mm	113
8.8	Sylindar metode 700 kHz svinger	115
8.9	Skjærbølgjehastigheiten	117
8.10	Oppsummering	117
8.11	Kommentarar til lydhastighetsparametre	118
9	Oppsummering og konklusjonar	119
9.1	Standardobjekt	119
9.2	Rotasjon av makrell	119
9.3	Frekvensrespons frå makrell	119
9.4	Forslag til vidare arbeid	120
9.4.1	Sjekke modellen frå Havforskningsinstituttet.	120

9.4.2	Bestemme lengde på makrell frå gitterlobar	120
9.4.3	Finne materialparametre i bein	120
A	Svinger informasjon	123
A.1	B&K 8103 hydrofon	123
A.2	200 kHz svinger	124
A.3	120 kHz svinger	129
A.4	700 og 312 kHz svinger	134
B	Program	137
B.1	Kuleprogram (matlab)	137
B.1.1	Kulefrekvens.m	137
B.1.2	kuleber.m	138
B.1.3	auxbes.m	139
B.1.4	legendreber.m	139
B.2	Sylinderprogram (octave)	140
B.2.1	run.m	140
B.2.2	sylber.m	140
B.2.3	sylfrekvens.m	141
B.3	Måleprogram (octave)	143
B.3.1	forfallTest.m	143
B.3.2	FrekStep.m	143
B.3.3	lestdsatab.m	144
B.3.4	lestdsatabskt.m	144
B.3.5	makrellRoteringSerieSkala.m	146
B.3.6	FrekresponsSerieSkala.m	146
B.3.7	skalering.m	147
B.3.8	skaleringh.m	147
B.3.9	setting.m	148
B.3.10	motor0.m	148
B.4	Data bearbeiding (matlab)	149
B.4.1	TSprog.m	149
B.4.2	finnmin.m	149
B.4.3	sw_svel.m	150
B.4.4	uvisseHT.m	154
B.4.5	parabel.m	155
C	Presentasjonar	157
C.1	157
C.2	182
C.3	199

1 Introduksjon

Denne oppgåva handlar om akustisk spreining, ekko, frå makrellskjelett. I dette kapitlet blir det forklart kvifor dette treng å forskast på. Kapitlet tek for seg litt om bakgrunnen og tidlegare arbeid som er gjort når det gjeld spreining frå makrell. Deretter kjem ei kort forklaring på kva som blir gjort i dette prosjektet.

1.1 Bakgrunn

Den nest største næringa i Noreg, etter olje, men før gass, er fiskeri. Makrell er ein økonomisk viktig fisk for Noreg. Å kunne identifisere makrell ved hjelp av ekkolodd er derfor ein nyttig ting, men dette har lenge vore eit problem sidan makrell er ein fisk utan symjeblære. For fisk flest er det symjeblæra som er den dominerande referande delen. Symjeblæra er ansvarleg for ca 95 % av det reflekterte signalet ved 38 kHz som er den vanlegaste frekvensen brukt i fiskerisamanheng. For makrell blir lyden reflektert frå kjøttet og beina. Dette gjev veldig svakt reflektert signal for lave frekvensar. Makrellbestanden blir bestemt ut frå egg-undersøkingar [1] kvart 3. år fordi dei akustiske eigenskapane til makrellen ikkje er godt nok kjend. Det er eit ønske om å bestemme makrellbestanden kvart år og i tillegg om å undersøkje utbreiingsområdet til makrellen i løpet av året.

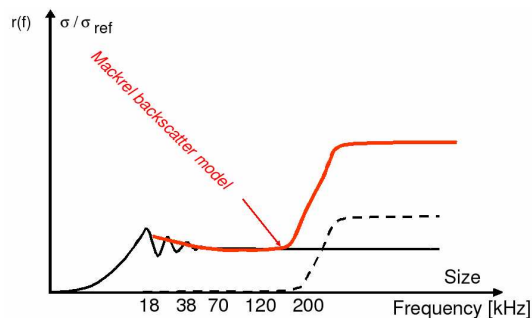
1.2 Forsking på makrell ved Havforskningsinstituttet

Målingar Havforskningsinstituttet har gjort under tokt og i merd viser at ekko frå makrell gjev eit frekvensavhengig mønster. Det er målt på makrell med ekkolodd med frekvensar på 18, 38, 70, 120, 200 og 364 kHz. Det viser seg at makrell har eit frekvensuavhengig spekter for lave frekvensar (18-80 kHz), og at ein får eit step der signalet blir ca 4 gongar så høgt ved frekvensar frå 200 kHz og oppover, [2]. Ved 120 kHz kan signalet variere noko, frå å vere på same nivå som ved 38 kHz til å bli dobbelt så høgt, [3]. Ved Havforskningsinstituttet har det blitt utvikla ein metode der ein identifiserer makrell ut frå frekvensresponsen. Denne metoden har så vidt begynt å kome i bruk [5].

Mesteparten av tidlegare arbeid på modellering av spreining frå fisk er gjort på fisk med symjeblære. Tilbakespreining frå andre delar av fisken er ikkje godt kjend.

Forskarar ved Havforskningsinstituttet har i samarbeid med Oceanography Institute i Polen komne fram til ein modell for refleksjon frå makrell som skal forklare kvifor frekvensresponsen frå makrellstimar ser ut slik som han gjer [3]. Denne modellen bereknar ekko frå ryggbein og fiskekjøtt. Hovudskallen er ikkje teke med. Modellen viser at refleksjonar frå kjøttet dominerer for lave frekvensar og er frekvensuavhengig, og at ekko frå ryggbein dominerer ved høge frekvensar. Overgangen mellom “lave” og “høge” frekvensar er avhengig av parametrane som blir brukt i modellen, men ein får eit step i amplituden mellom ca 70 -150 kHz.

Figur 1 er lånt frå Rolf Korneliussen ved Havforskningsinstituttet og illustrerer denne modellen. Kurvene i denne figuren er ikkje modellert, men basert på antakelsar. X-aksen viser frekvensen, og y-aksen viser relativ frekvensrespons. Den svarte heiltrukne linja viser frekvensresponsen frå kjøttet, den svarte stipla linja viser frekvensresponsen frå ryggraden, og den raude linja viser summen av dei to svarte linjene som gjev den totale frekvensresponsen for makrell



Figur 1: Figur frå havforskningsinstituttet som illustrerer tankegangen bak makrellmodellen. Svart heiltrukne linje viser antekte signal frå kjøtt, og svart stipla linje viser antekte signal frå bein. Den raude linja viser summen av signala frå kjøttet og beina.

Det har blitt rekna på tilbakespreiing frå bein og kjøtt i [3] og [4]. For 18, 38, 120, og 200 kHz blir eit midla tilbakespreiingstverrsnitt for makrell med ulike parametre berekna for både kjøtt og ryggrad. Det blir bekrefta at kjøttet i seg sjølve ikkje kan forklare auken i signalet ved 200 kHz. Reflektert lyd frå ryggrada er modellert ved å anta at ho har form som ein rett eller krumma sylinder. Når ryggrada blir teke med i berekninga, kjem ein nærmare løysinga, men det observerte mønsteret er ikkje fullstendig forklart. Grunnar til at det ikkje alltid er like godt samsvar mellom teori og målingar, kan i følgje [3] vere at berre ryggrad og kjøtt er teke med, medan hovud og ribbebein og den indre strukturen i fisken er ikkje teke i betraktning. Tilbakespreiing er avhengig av fasong og denne er forenkla i modellen. Mange av parametrane i modellen er basert på antakelsar, til dømes lydshastigheiten i makrellbein.

1.3 Forsking på makrell i dette prosjektet

Sidan refleksjonane frå kjøttet ser ut til å vere frekvensuavhengig, er det beinet som er interessant å studere nærmare. Det har aldri tidlegare blitt gjort målingar på makrellbein. I prosjektet som blir beskrive i denne oppgåva blir målingar på makrellskjelett presentert. Målet med desse målingane er å kome eit steg vidare i arbeidet med å forklare den observerte frekvensresponsen til makrellstimar. Det blir gjort målingar rundt 200 kHz og rundt 120 kHz og i tillegg nokre målingar rundt 700 kHz. Det ideelle hadde vore å gjere

målingar ved alle frekvensane som Havforskningsinstituttet har brukt, men dette har ikkje latt seg gjere på grunn av begrensa tid, begrensa volum i måletanken og begrensa tilgang på ekkolodd. Det er vanskeleg å gå lavare i frekvens enn 120 kHz fordi tanken målingane blir gjort i er så liten at ein antakeleg vil få problem med ekko frå veggane i tanken, og i tillegg vil truleg signalet frå beinet bli veldig svakt. Ein 70 kHz svingar var mogleg å få tak i, og det hadde vore verdt eit forsøk å gjere målingar med denne viss det hadde vore meir tid.

Som ved eksperimentelle prosjekt flest har det i løpet av denne oppgåva blitt gjort mange små oppdagingar undervegs som ikkje har noko med utgangspunktet for arbeidet å gjere. Til dømes gav testmålingane på standardobjekt, som vart gjort for å sjekke måleoppsettet, nokre interessante resultat. Målingar der makrellbeinet vart rotert gav og nokre resultat som ein ikkje hadde forventa.

Strukturen i denne oppgåva er som følgjer: I kapittel 2 går ein gjennom måleoppsettet og utstyr som er brukt. Dette blir fulgt av eit kapittel om målingar på standardobjekt der det blir sett på målingar på kuler og sylindrar. Det blir sett spørsmålsteikn ved nøyaktigheiten i kalibreringsmålingar ved bruk av standardkuler etter at nokre målingar viser at festemåten til kula kan påverke signalet. Ein metode for å finne parametre for lydastigheit i kuler og sylindrar blir og presentert. Denne blir seinare brukt i kalibrering av ekkoet frå makrellskjelettet. I kapittel 4 og 5 blir måleresultata på makrellbein med 200 kHz og 120 kHz svingaren presentert. Det viser seg at ein får eit spesielt mønster med gitterlobar i frekvensresponsen når makrellbein blir rotert. Dette mønsteret lar seg beskrive ved enkel arrayteori. I kapittel 6 blir målingar på avstøypningar og ein modell av makrellbein presentert. Desse målingane viser at gitterlobane kjem frå fasongen på beinet uavhengig av materiale og indre struktur. I kapittel 7 blir det sett nærmare på gitterlobane. Ein metode for å bestemme lengde på makrell ut frå posisjonane til gitterlobane i frekvensresponsen blir testa ut. I kapittel 8 blir det sett på hastigheitsparametre i makrellbein på same måte som vart gjort for kuler og sylindrar i kapittel 3. I siste kapittel kjem konklusjonar og diskusjonar.

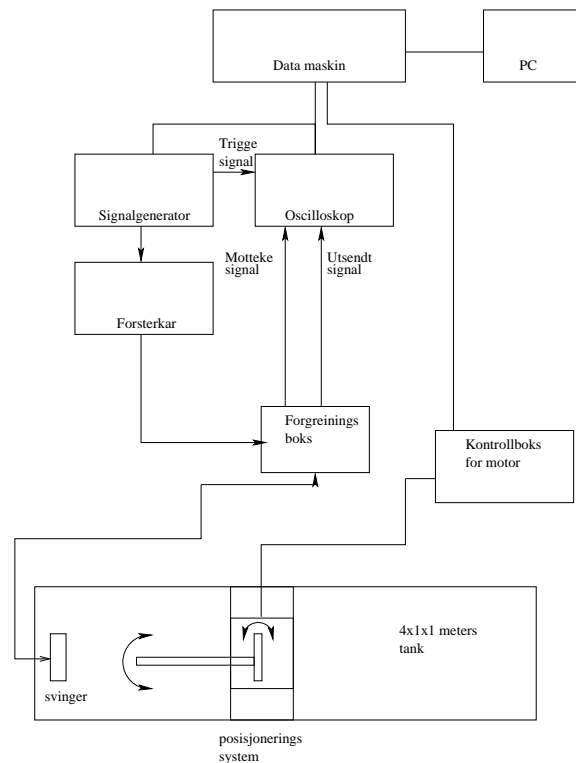
I Appendix C.1 er det lagt ved eit samandrag av ein presentasjon om makrellmålingar som vart heldt på “29th Scandinavian Symposium on Physical Acoustics”, Ustaoset 29. januar - 1. februar 2006. Dette vil bli utgitt på CD-rom med proceedings frå symposiet. I Appendix C.2 er det eit samandrag av ein presentasjon av målingar på kuler og sylindrar som vart halde same stad. I Appendix C.3 er det eit samandrag av ein presentasjon som skal heldast i Portugal på 8th European Conference on Underwater Acoustics 12.-15. juni 2006.

2 Måleoppsett og metode

Dette kapitlet inneheld ei skildring av det eksperimentelle måleoppsettet. Innsamling og bearbeiding av måledata blir diskutert. Ein metode for å få bein ut av makrell blir beskrive. Kjeldar til uvisse i måleresultata blir diskutert.

2.1 Utstyr og apparat

Målingane blir utført på hydroakustikk-laboratoriet på Institutt for Fysikk og Teknologi i Bergen. Ei skisse av det mest brukte måleoppsettet er vist i figur 2.



Figur 2: Skjema over måleoppsett.

Som regel blir det brukt eit monostatisk oppsett. Det vil seie at ein bruker same svingar som sendar og mottakar. For nokre målingar har det blitt brukt eit bistatisk oppsett der sendar og mottakar har ulik posisjon. Dette vil bli kommentert der det er tilfelle.

Tabell 1 viser ei liste over utstyr og måleapparat som er brukt. Svingarane kjem i ein eigen tabell etterpå.

Bærbar PC	Compaq med linux versjon Fedora Core 2
Stasjonær PC	Fujitsu Siemens med linux frå 98
Posisjoneringsbord	heimelaga
Forsterkar	ENI Model 310 L RF Power Amplifier
Oscilloskop	Tektronix TDS 220
Signalgenerator	hp 33120A
Tank	4x1x1 m ³ fylt med vatn
Impedansanalysator	hp 4192A LF IMPEDANCE ANALYZER

Tabell 1: Utstyr og måleapparat

Tabell 2 gjev ei oversikt over svingarane som er brukt og nokre av eigenskapane deira.

<i>Svingar</i>	<i>Radius a</i>	<i>Nærfelt $\frac{a^2}{\lambda}$</i>	<i>-3dB strålebreidde</i>
Heimelaga 1MHz sender	1,51 cm	15,3 cm ved 1 MHz	ikkje målt
Heimelaga 1 MHz mottakar	1,28 cm	11 cm ved 1 MHz	
Heimelaga 200 kHz sendar	1,49 cm	4,1 cm ved 275 kHz	13,6° målt med 275 kHz
200 kHz kompositt svingar	3,02 cm	12,2 cm ved 200 kHz	7,25° målt med 200 kHz
120 kHz splitbeam svingar	5,02 cm	20,3 cm ved 120 kHz	7,32° målt med 120 kHz
700 kHz svingar	2,2 cm	23 cm ved 720 kHz	2,8° målt med 720 kHz

Tabell 2: Eigenskapar til svingarane som er brukt. -3 dB strålebreidda berekna i forhold til maksimalverdien til stråla. Vinkelen ut frå aksen er gonga med to for å gi heile strålebreidda.

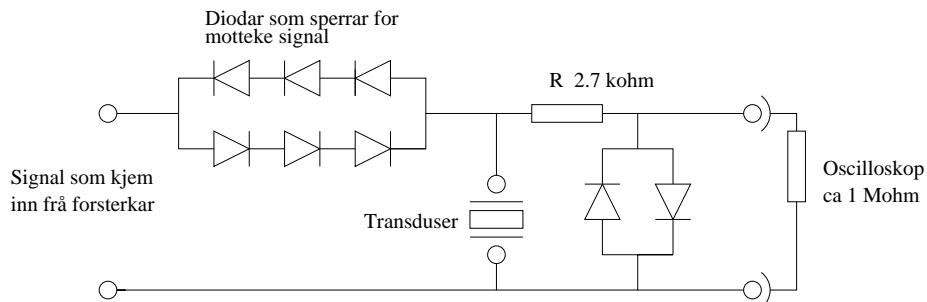
Tabell 3 viser ei liste over ulike måleoppsett som har blitt brukt. Denne lista kjem det til å bli referert til seinare i oppgåva.

Oscilloskopet og signalgeneratoren kan styrast både manuelt og frå ei datamaskin ved kommunikasjon gjennom eit GPIB-kort. Signal frå oscilloskopet blir lese inn av datamaskina og kan deretter behandlast i octave eller matlab. Forsterkaren blir brukt i området frå 80 kHz til 1 MHz. Han gjev nominelt inntil 10 W i frekvensområdet 80 kHz - 110 MHz. Det blir brukt fleire ulike svingarar med resonansar i frekvensområdet frå 120 kHz til 860 kHz.

Forgreiningsboksen i figur 2 er laga av Halvor Hobæk, den gjer at ein kan bruke same svingar som sendar og mottakar. Han hindrar sendesignalet i å gå rett til mottakaren, og han hindrar signalet frå transdusaren i å bli kortslutta i sendeforsterkaren. Figur 3 viser korleis forgreiningsboksen fungerer. Dei to diodane framfor oscilloskopet set ei øvre grense for amplituden til det mottekne signalet. Desse byrjar å leie straum når amplituden blir for stor. Dette beskytter oscilloskopet mot for kraftige signal.

	<i>oppsett type</i>	<i>modell</i>
nr. 1	bistatisk	Heimelaga sendar og skive-mottakar, resonans rundt 1 MHz
nr. 2	bistatisk	Same sendar som nr. 1. Nål-hydrofon, resonans rundt 1 MHz
nr. 4	monostatisk	Simradsvingar 200 kHz kompositt. ES120_7G
nr. 5	monostatisk	Simradsvingar 120 kHz splitbeam. ES200_7C 312-200841
nr. 6	monostatisk	Simradsvingar med innebygd 312 kHz og 700 kHz svingar

Tabell 3: Oversikt over ulike måleoppsett



Figur 3: Forgreiningsboks: Signalet frå forsterkaren, det utsendte signalert, går rett til transdusaren fordi motstanden R er stor i forhold til motstanden i transdusaren. Det mottekne signalet, ekkoet frå objektet, blir sendt til oscilloskopet fordi diodane sperrar for det mottekne signalet. Det er to BAT85 diodar og seks 1N4148 diodar.

Det er to svingarar som står for hovuddelen av målingane i dette prosjektet. Det blir derfor teke med litt ekstra detaljar for desse svingarane.

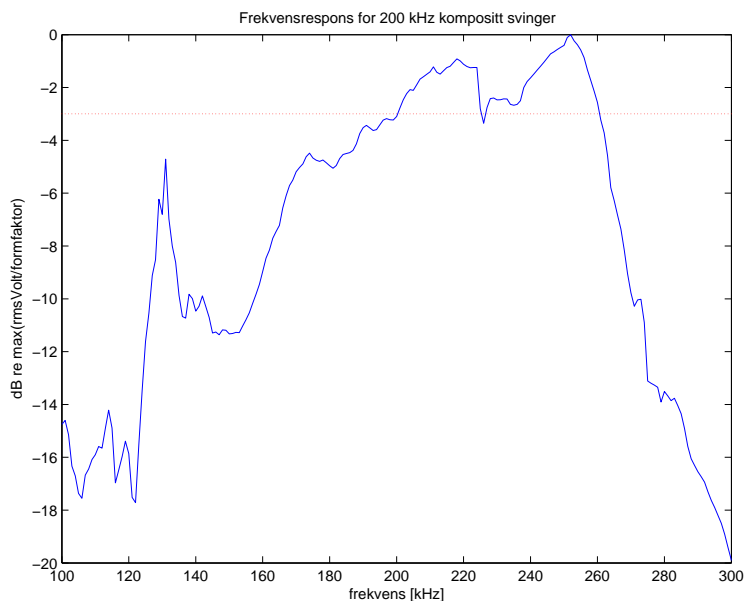
2.2 200 kHz komposittsvingar

200 kHz komposittsvingaren, ES200-7C, er den mest brukte av svingarane. Den er vist i figur 4. Databladet til svingaren og informasjon som fulgte med svingaren ligg i appendix A.2. Svingaren er lånt av Havforskningsinstituttet som igjen har lånt han av Simrad. Ein komposittsvingar har ikkje eit samanhengjande element som vibrerar, men elementet er delt opp i mange små delar, ofte parallelle stavar med plast i mellom. Denne svingaren består i tillegg av fire delar, det betyr at han er ein splitbeamsvingar. Svingaren sitt aktive element er sirkulært.



Figur 4: Venstre:200 kHz komposittsvingaren montert i tanken. Då dette bilete vart teke, var tanken tømt for vatn. Høgre: Nærbilete som illustrerer storleik.

2.2.1 Frekvensrespons



Figur 5: Frekvensrespons frå 200 kHz svingaren.

Frekvensresponsen til svingaren blir funne ved hjelp av ei kalibreringskule. Likning 1 viser korleis frekvensresponsen har blitt berekna.

$$\text{Frekvensrespons} = 20 \log_{10} \frac{V^{kule}/f}{\max(V^{kule}/f)} \quad (1)$$

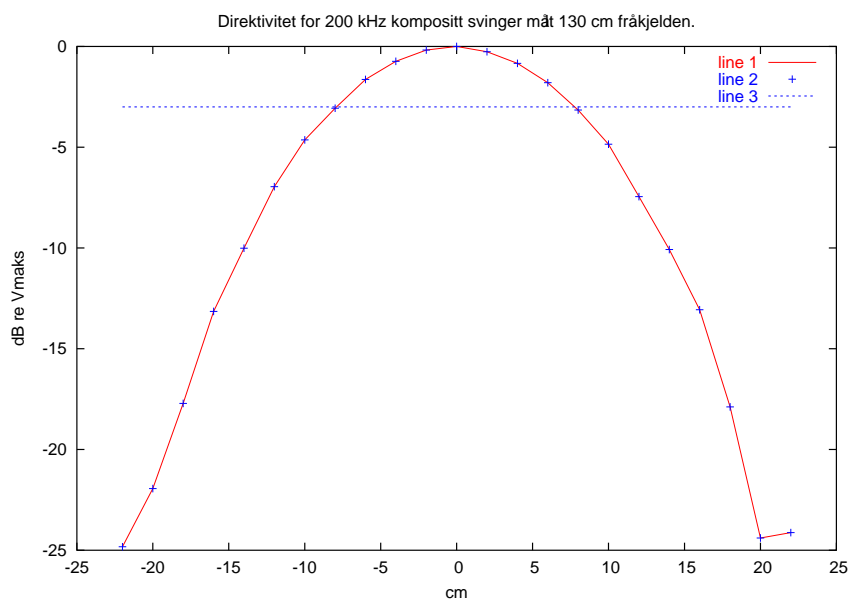
Her er V^{kule} den målte frekvensresponsen til ei WC38,1 kule i volt målt med svingaren som sender og mottakar. V^{kule} inneheld signal frå kula og er i tillegg avhengig av eigenskapane til svingaren. f er den teoretiske formfaktoren til kula for det same frekvens-området. Formfaktoren gjev frekvensresponsen som stammar frå kula. Ved å dele desse frekvensresponskurvene på kvarandre blir bidraget frå kula kanselert og ein sitt igjen med responsen som stammar frå svingaren. Frekvensresponsen er plotta i figur 5 og er gitt i dB relativ til maksimalverdien til V^{kule}/f . Det blir gitt meir informasjon om formfaktoren og kalibreringskula i avsnitt 2.6.

-3dB nivået er vist som ei stipla linje i figur 5. -3 dB frekvensbandbreidda er på 60,3 kHz mellom 200 - 260,3 kHz. Svingaren er brukt i heile frekvensområdet som blir vist i figur 5. Dette er fordi ein tydeleg kunne sjå signalet frå måleobjektet på oscilloskopet for heile dette området.

2.2.2 Direktivitet

Direktiviteten for svingaren ved 200 kHz vart målt med ein 8103 B&K hydrofon. Data-bladet til hydrofona ligg i appendix A.1. Hydrofona var plassert på ei vogn med eit stativ som kunne gli fram og tilbake på tvers i tanken. Hydrofona blei stilt inn slik at han hadde same høgde som sendaren i ein avstand på 130 cm frå sendaren. Dette er same avstand som blei brukt i makrellmålingane. Signalet, V [volt], blei lese inn for annakvar cm på tvers i tanken.

$20 \log_{10} V/V_{max}$ er plotta i figur 6. V_{max} er maksimalverdien til den innlese spenninga. Dette gjev dB langs y-aksen, og x-aksen viser antall cm i frå punktet der måleobjektet skal plasserast. Det er og plotta ei linje som viser kor -3 dB re V_{max} nivået går.



Figur 6: Direktiviteten til 200 kHz svingaren omrekna til dB. Dei blå stjernene viser målepunkta, den blå linja viser -3 dB nivået.

-3dB strålebreidde kan ein berekne ved å finne avstanden mellom punkta der -3dB linja krysser direktivitetskurva i figur 6. Denne avstanden er $16,4 \pm 0,7$ cm. Når ein veit at avstanden mellom sendaren og den rette linja mottakaren bevegar seg langs er $129,6 \pm 0,5$ cm, kan ein finne -3dB opningsvinkelen:

$$\theta_{-3dB} = \arcsin \frac{16,4}{129,6} = 7,3^\circ \pm 0,3^\circ \quad (2)$$

Den oppgitte opningsvinkelen (beamwidth) er på 8,1 gradar i både transversal og longitudinal retning ved 200 kHz, sjå appendix A.2. Denne er litt større enn den målte.

På svingaren er det ein liten tapp som stikk ut, denne markerer longitudinal retning. Dette blei opplyst etter at målingane var ferdig. Slik svingaren var hengt opp i tanken peika tappen nesten rett ut til sida. Det var derfor noko i nærleiken av longitudinal opningsvinkel som vart målt her.

2.2.3 Radius

Sidan denne svingaren er innkapsla i plast, er det ikkje godt å vite diameteren på sjølve elementet. Viss heile svingaren svingar i fase og med same amplitude, er det mogleg å rekne seg fram til radius i svingaren ut frå direktiviteitsfunksjonen. Direktiviteten kan uttrykkjast ved ein besselfunksjon som [7]:

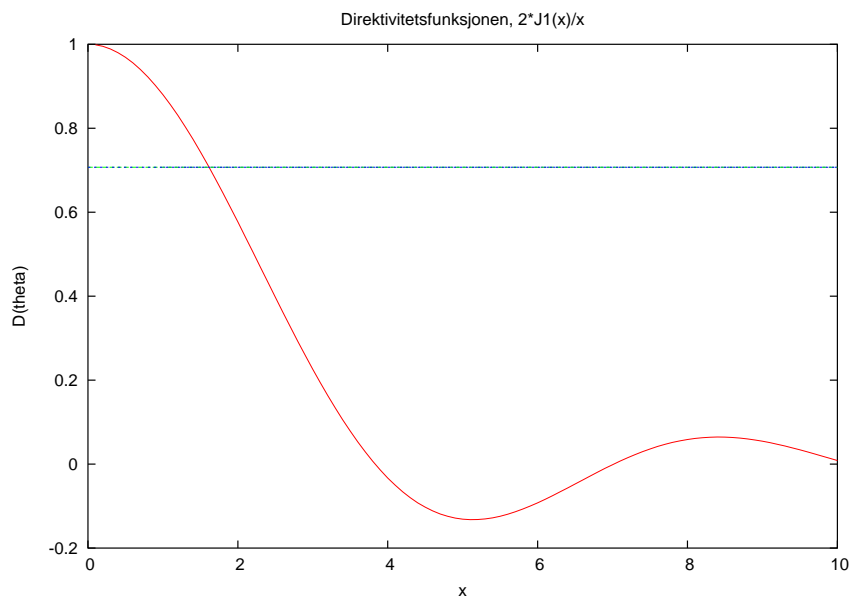
$$D(\theta) = \frac{2J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} = \frac{2J_1(x)}{x} \quad (3)$$

Direktiviteitsfunksjonen i likning 3 er plotta i figur 7. Når direktiviteitsfunksjonen er lik $\sqrt{2}/2$, svarar det til -3 dB ($10^{-\frac{3}{20}} \approx \frac{\sqrt{2}}{2}$). Verdien for x som svarar til $D(\theta) = \sqrt{2}/2$ kan finnast i tabellar eller ved eit rekneprogram. Denne verdien vart funne ved hjelp av octave til å vere 1,6137. Sidan $x = ka \sin \theta$, der vinkelen θ er lik halve -3dB opningsvinkelen som vart funne frå den målte direktiviteten, har ein det som trengs for å finne radiusen til svingaren, a . Ein finn at radiusen til svingaren er lik:

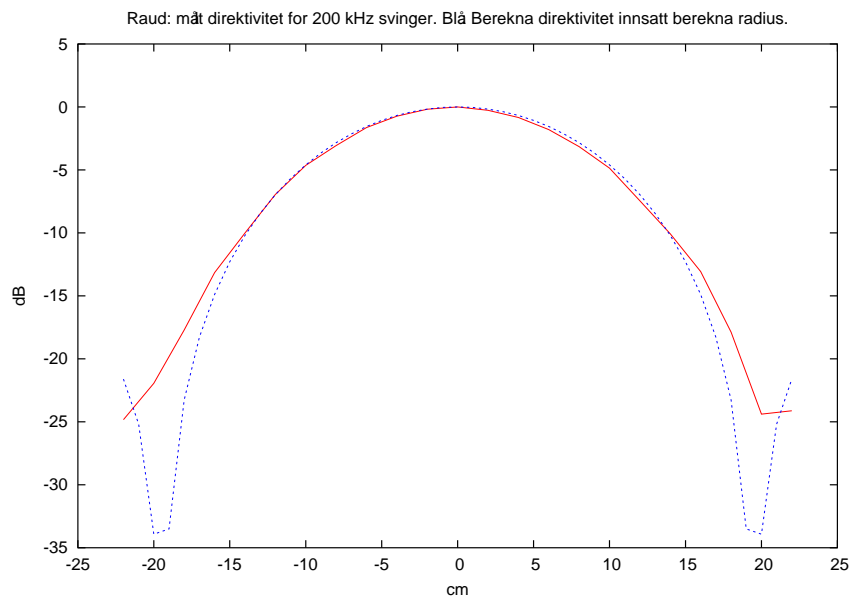
$$x = ka \sin \theta \Rightarrow a = \frac{x}{k \sin \theta} = \frac{x}{\frac{2\pi f}{c} \sin \theta} = \frac{1.6137}{\frac{2\pi \cdot 200000}{1485} \sin 3.62} = 30 \pm 1 \text{ mm} \quad (4)$$

Ut frå desse berekningane er diameteren til svingaren 6 cm. Det høres veldig lite ut i høve til storleiken på innkapslinga. Denne har ein utstikkande del med ein diameter på 10,0 cm, resten har ein diameter på 11,6 cm, sjå figur 4 til høgre. For denne typen svingarar blir ofte elementa ute ved kantane av svingaren justert slik at dei har ei lavare amplitude enn elementa i midten, dette får det til å sjå ut som svingaren har mindre diameter enn han eigentleg har.

For å sjekke om den berekna radiusen ser ut til å stemme, blir likning 3 plotta for $a=0.0302$ m. Det blir brukt same vinkelområde som for den målte direktiviteten. I figur 8 er den berekna direktiviteten samanlikna med den målte kurva. Det er godt samsvar, det tyder på at radiusen som er kome fram til her stemmer. For store vinklar er det dårlegare samsvar, det tyder på at det ikkje er same amplitude over heile svingaren. Svingaren er truleg litt større enn den radiusen som er funne her, og amplituden er nok litt lavare ut mot kantane. Dette er for å undertrykkje sideloben ein ser i den berekna kurva. Men for området av svingaren som er brukt i dette prosjektet, ser det ut til at den berekna radiusen stemmer bra.



Figur 7: Direktivitetsfunksjonen og linje som viser -3 dB.



Figur 8: Målt og beregna direktivitetsskurve for 200 kHz svinger.

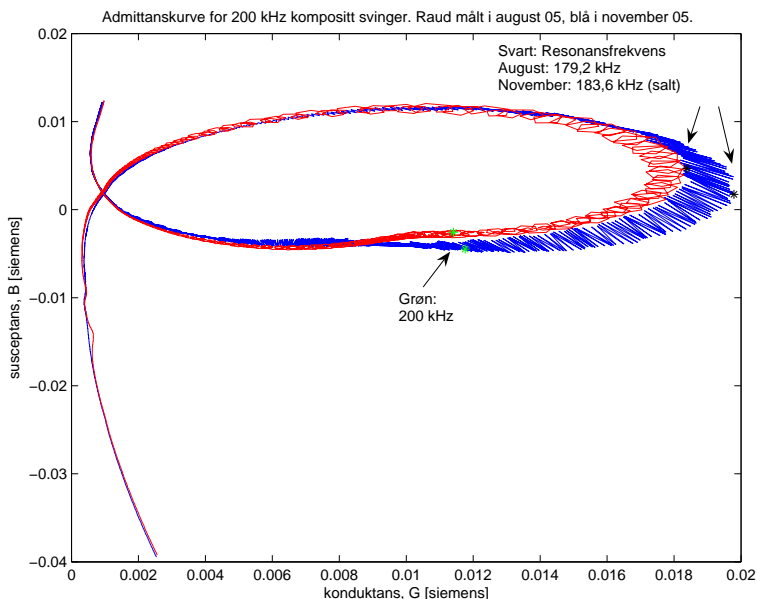
Etter at denne berekninga vart gjort, fekk ein tak i opplysningar om radiusen til ein nesten lik 200 kHz svingar som den som vart brukt i dette eksperimentet. Opplysningane gjeld ein 200_28 svingar. Den har ein radius på 37,5 mm, og amplituden er ikkje vekta. Desse opplysningane stammar frå Simrad og er skaffa av Havforskningsinstituttet.

2.2.4 Admittans

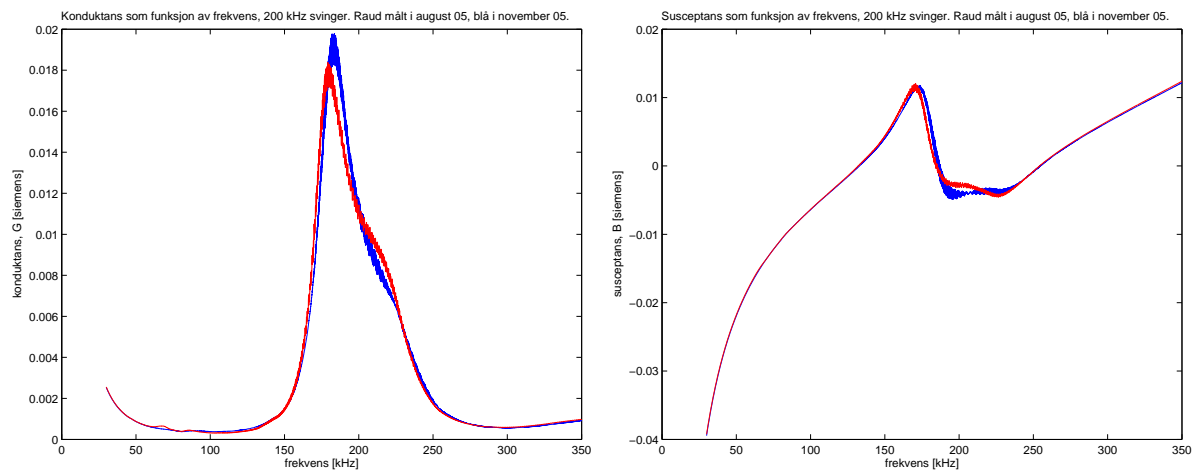
Admittanskurva til svingaren var det første som vart målt etter han vart hengt opp. I tillegg blei admittansen og målt i slutten av måleperioden. Figur 9 viser to admittanskurver for 200 kHz svingaren. Den raude er målt i august-05, og den blå er målt i november-05. I august vart resonansfrekvensen målt til 179,2 kHz, og i november vart han målt til 183,6 kHz. Her er det ein viktig forskjell mellom målingane. I august var det ferskvatn i tanken, men i november var det saltvatn med eit saltinnhald på ca 10,7 promille. Dette kan forklare avviket mellom kurvene. Posisjonen for 200 kHz er merka av i figuren.

I figur 10 er konduktansen og susceptansen for 200 kHz svingaren plotta som funksjon av frekvens. Det er litt avvik frå 200 kHz som skulle ha vore resonansfrekvensen.

Når ein brukar impedansanalysatoren til å måle på svingaren er ikkje den påtrykte spenninga den same som når ein brukar svingaren til å gjere målingar. Impedansen er ikkje nødvendigvis lik i desse tilfella. Halvor Hobæk meiner denne forskjellen er ubetydeleg.



Figur 9: Admittanskurve for 200 kHz svingar. Raud kurve er målt i august-05 (ferskvatn). Blå kurve er målt i november-05.(saltvatn)



Figur 10: Venstre: Konduktans som funksjon av frekvens. Høgre: Susceptans som funksjon av frekvens.

2.2.5 Tilført effekt til svingaren.

Ved høge elektriske effekter inn på svingaren kan det oppstå ikkjelineære effekter. For å undersøkje om det er fare for det, blir effekta inn på svingarane berekna ut frå spenningsignalet inn på svingaren og impedansen til svingaren. Amplituden til spenningsignalet inn på svingaren kan målast med oscilloskopet. Signalgeneratoren gjev eit singal på 404 mV pk-pk. Etter at dette signalet har gått gjennom effektforsterkaren og forgreiningssboksen, sjå figur 2, blir amplituden målt. Signalet er så kraftig at det kjem utanfor måleområdet til oscilloskopet. For å få med heile signalet på oscilloskopet, blir signalet dempa med ein oscilloskopprobe med ti gongar dempning. Pk-pk amplituden blir målt for 100, 200 og 300 kHz. Tilført effekt til svingaren kan bereknast slik:

$$W = \frac{V_{RMS}^2}{R} \quad (5)$$

Her er V_{RMS} RMS amplituden til spenninga inn på svingaren og R er resistansen til svingaren. Spenningsignalet inn på svingaren blir lese av på oscilloskopet som pk-pk amplitude. Signalet må derfor delast på to for å få pk-amplituden. Sidan det er RMS-verdien som inngår i formelen må signalet, som er ei sinuskurve, i tillegg delast på kvadratrotta av to.

$$V_{RMS} = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{2}} V_{pk-pk} \quad (6)$$

R kan finnast frå målinga som vart gjort med impedansanalysatoren. Her vart admittansen målt, $Y = G + iB$, der G er konduktansen og B er susceptansen. Impedansen, Z , til svingaren kan representerast som ei parallellkopling av ein resistans, R , og ein reaktans, X . Relasjonen mellom impedans og admittans er gitt som:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R} + \frac{1}{iX} = Y = G + iB \quad (7)$$

Ut frå likning 7 får ein eit uttrykk for R uttrykt ved G .

$$R = \frac{1}{G} \quad (8)$$

G finn ein for dei aktuelle frekvensane i måledata frå admittansanalysatoren som er plotta i figur 9. Tabell 4 viser berekna tilført effekt inn på svingaren for 3 ulike frekvensar.

PhD-kandidat Audun Pedersen ved CMR har gjort målingar på ikkjelineære effekter med ES200-7C svingaren og ES120-7G svingaren. I følgje han er det ikkje fare for ikkjelineære effekter med dei tilførte elektriske effektane og avstanden som er brukt her.

Ein får maksimal effekt ut av forsterkaren når forsterkaren har same indre impedans som svingaren. Impedansen til forsterkaren er på 50 Ω . Ved den målte resonansfrekvensen

Frekvens	Spenning inn på kjelde V_{pk-pk}	Reaktans $1/G$	Tilført effekt W
100 kHz	98 V	2611,0 Ω	0,46 W
200 kHz	158 V	85,0 Ω	36,70 W
300 kHz	276 V	1739,1 Ω	5,47 W

Tabell 4: Effekt inn på svingar ved ulike frekvensar

for 200 kHz svingaren på 183,6 kHz, er reaktansen lik 50,53 Ω . Det er merkeleg at frekvensresponskurva viser at resonansfrekvensen ligg under -3dB når impedansen til svingaren og forsterkaren er nesten lik for denne frekvensen. Dette har vi ikkje funne noko forklaring på.

2.3 120 kHz splitbeamsvingar

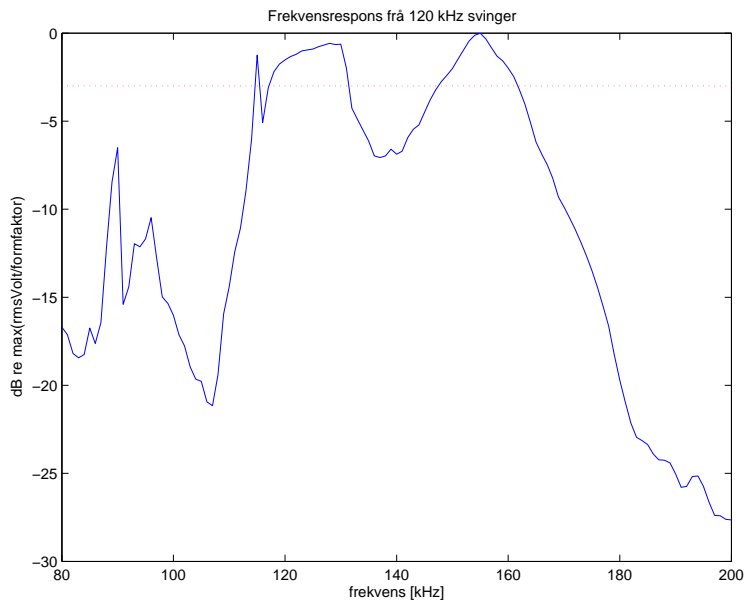
120 kHz svingaren er og lånt frå Simrad gjennom Havforskningsinstituttet. Dette er ikkje ein komposittsvingar, men ein splitbeam svingar med fire delar.



Figur 11: 120 kHz svingar på plass i tanken.

2.3.1 Frekvensrespons

Frekvensresponsen frå 120 kHz svingaren er målt og berekna på same måte som for 200 kHz svingaren. Figur 12 viser resultatet.



Figur 12: Frekvensrespons frå 120 kHz svingaren.

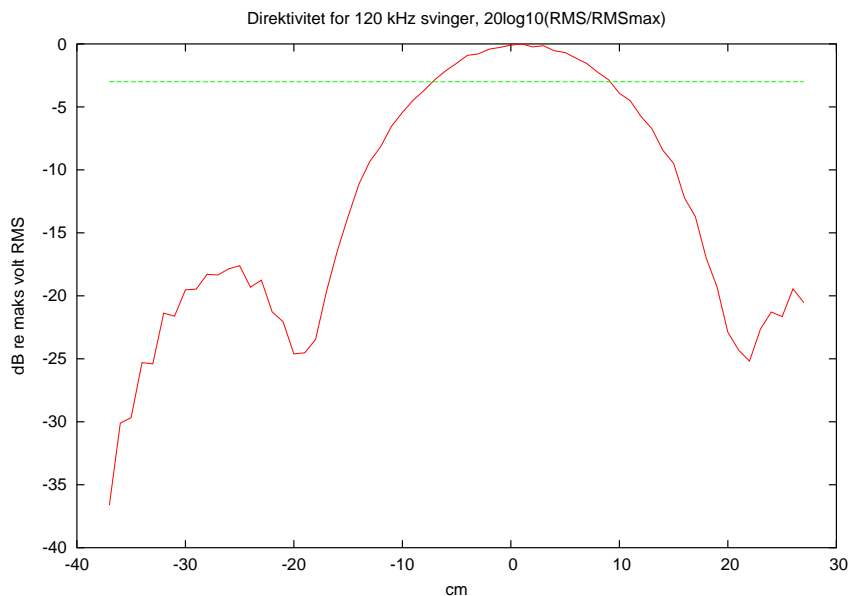
Den stipla linja viser -3dB nivået. Dette er delt opp i to område i frekvensresponsen til 120 kHz svingaren. Dersom ein ser vekk i frå minimumet ved 140 kHz, er bandbreidda 45 kHz i mellom 117,1 kHz og 162,1 kHz. Dei to områda som er over -3dB nivået har bandbreidde på 14,1 kHz mellom 117,1-131,2 kHz og bandbreidde på 14,5 kHz mellom 147,6-162,1 kHz. Svingaren er brukt i heile frekvensområdet frå 80-200 kHz som vist i figur 12.

2.3.2 Direktivitet

På same måte som for 200 kHz svingaren, blir direktiviteten til denne svingaren målt med ein 8103 B&K hydrofon. Resultatet er vist i figur 13. -3dB strålebreidde er målt til $7,3 \pm 0,4$ gradar. I databladet til svingaren i appendiks A.3 er det oppgitt at longitudinal strålebreidde er 7,0 gradar, og transversal strålebreidde er 6.9 gradar. Slik svingaren er hengt opp i tanken, har han to piler som peikar oppover. Desse pilene peikar i longitudinal retning, og den målte direktiviteten er derfor målt i transversal retning.

2.3.3 Radius

Dette er og ein innkapsla svingar som det er vanskeleg å bedømme diameteren til. Den blir berekna på same måte som for 200 kHz svingaren.



Figur 13: Målt direktivitetsskurve for 120 kHz svingar. Grøn linje viser -3 dB nivået.

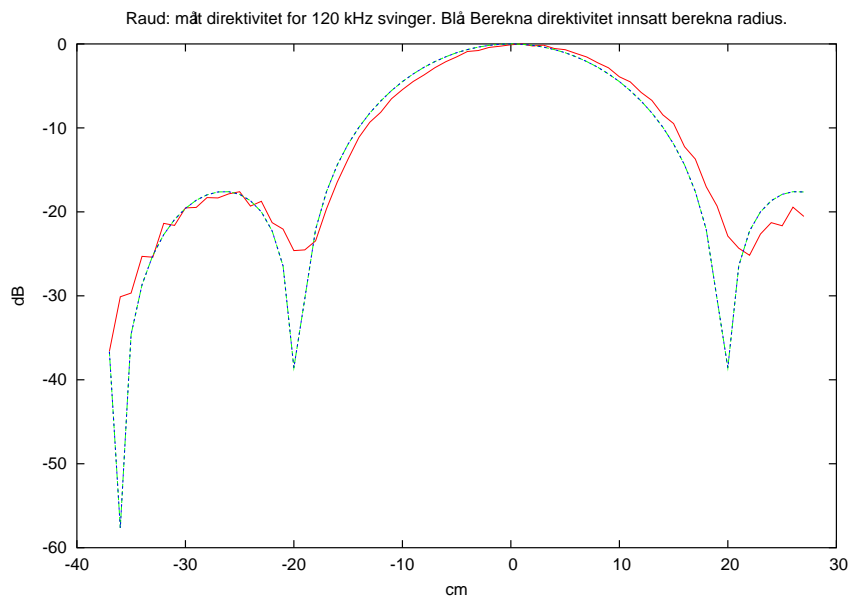
$$x = ka \sin \theta \Rightarrow a = \frac{x}{k \sin \theta} = \frac{x}{\frac{2\pi f}{c} \sin \theta} = \frac{1,6137}{\frac{2\pi \cdot 120000}{1496} \sin 3,66} = 50\text{mm} \pm 3\text{mm} \quad (9)$$

Diameteren til denne svingaren er berekna til 10,0 cm. Dette kan høyrast fornuftig ut sidan den ytre diameteren er 13,6 cm. Igjen blir dette sjekka ved å plote direktiviteetsfunksjonen med innsette verdiar for den berekna radiusen, lydhastigheit, vinkelområde og frekvens som gjeld for direktiviteetsmålinga på 120 kHz svingaren. Resultatet er vist i figur 14. Her er kurvene litt forskjøvne i forhold til kvarandre, det har med posisjoneringa til svingaren i forhold til posisjonen til hydrofona å gjere. Ved punktet 0 cm står hydrofona i same posisjon som objekta som blir målt på. Svingaren står ørlite skeivt. Ellers er det bra samsvar mellom kurvene. Den berekna radiusen ser ut til å stemme.

For denne svingaren fekk ein og fleire opplysningar etter at denne berekninga var gjort. Radiusen til denne 120 kHz svingaren er på 5,7 mm og amplituden er vekta. Dette er opplysningar som stammar frå Simrad og som vart skaffa av Havforskningsinstituttet.

2.3.4 Admittans

Det blir og målt admittanskurver for 120 kHz svingaren. Figur 15 viser admittanskurver målt den 19. januar 06 og den 6. februar 06. Grunnen til at desse vart målt så snart etter kvarandre var at Helge Balk ved UiO nevnte at han hadde dårlege erfaringar frå Simradkjelder som hadde stått lenge i vatn. Kabelen ser dessutan ut som han har vore

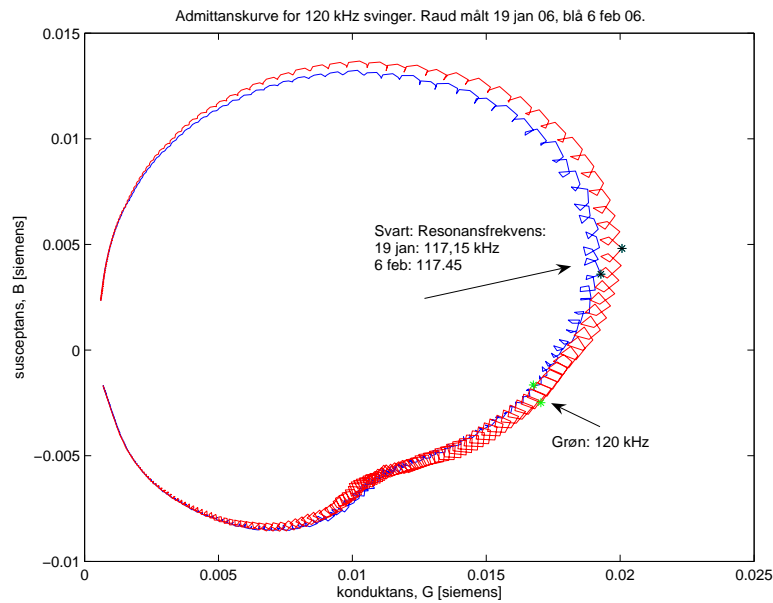


Figur 14: Målt (raud) og beregna (blå) direktivitetskurve for 120 kHz svingar.

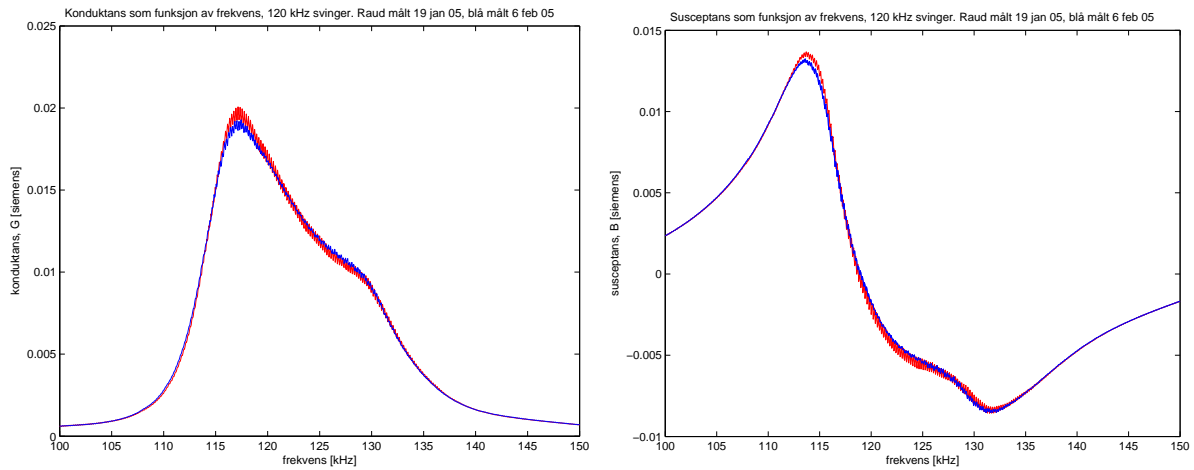
reparert i området rett før han går inn i svingaren. Målingane vart gjort for å sjekke at det ikkje var nokon lekkasje. Det er litt forskjell mellom dei to kurvene, men ingenting som tyder på at det er nokon lekkasje.

Heller ikkje denne svingaren har resonansfrekvensen der han skal, men ikkje så langt i frå. Målinga i januar gjev resonans-frekvens lik 117,45 kHz, målinga i februar gjev resonansfrekvens lik 117,15 kHz. 120 kHz er markert med grøne prikkar i figur 15.

Figur 16 viser konduktans og susceptans som funksjon av frekvens.



Figur 15: Admittanskurve for 120 kHz svingar. Raud kurve målt 19. januar -06. Blå kurve målt 06. februar -06.



Figur 16: 120 kHz svingar. Venstre: Konduktans som funksjon av frekvens. Høgre: Susceptans som funksjon av frekvens.

2.3.5 Tilført effekt til svingaren

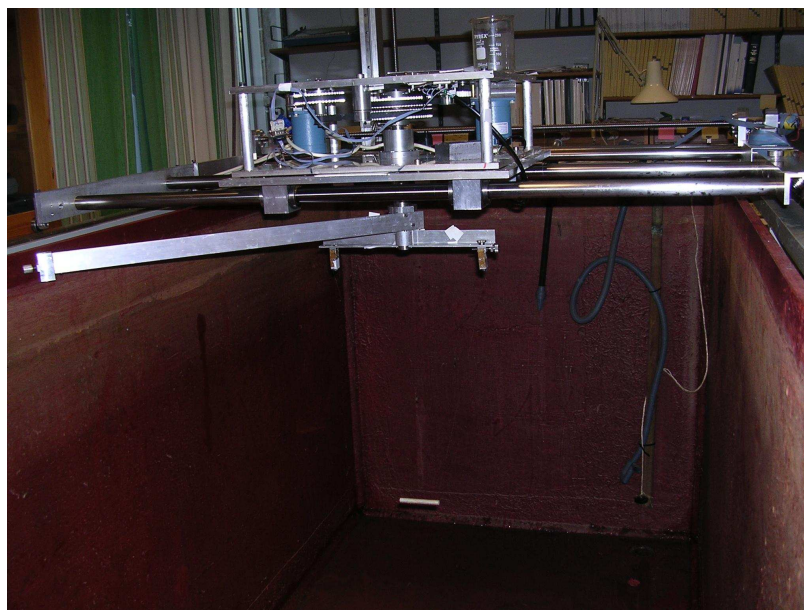
Tilført effekt til 120-kHz svingaren blir målt og berekna på same måte som for 200 kHz svingaren. Resultata er gitt i Tabell 5.

Frekvens	Spenning inn på kjelde V_{pk-pk}	Reaktans $1/G$	Tilført effekt W
80 kHz	50 V	2531,6 Ω	0,1 W
120 kHz	116 V	59,1 Ω	28,4 W
200 kHz	246 V	3389,8 Ω	5,47 W

Tabell 5: Effekt inn på svingar ved ulike frekvensar

Som for 200 kHz svingaren er det her og snakk om lave effekter og derfor ikkje fare for ikkjelineære effekter i avstanden målingane blir gjort i , 130 cm.

2.4 Posisjoneringsystemet



Figur 17: Posisjoneringsystem. Her er tanken tømt for vatn. Det heng ein aluminiumsylinder (måleobjekt) i den korte armen.

Posisjoneringsystemet er vist i figur 17. Det har to armar med ulik lengde som kan roterast 360 gradar om den same aksen. Armane blir styrt frå parallellporten. Arm nr. 1 er symmetrisk om aksen. Han er 27,4 cm lang og blir brukt til å halde objektet det

skal målast på. Objektet blir hengt opp i tråd eller monofilament gut med diameter på 0,15 mm, og blir festa med tape til ei avtagbar klype i kvar ende av armen. Objektet blir då hengjande rett under aksen til armane dersom lengda på trådane er riktig. Arm nr. 2 er 58 cm lang og har berre utstrekning i ein retning ut frå aksen. Han kan brukast til å halde ein hydrofon og rotere denne rundt objektet. Tanken er ikkje brei nok til at arm nr. 2 kan rotere heilt rundt. Maksimal vinkel frå den eine veggen til den andre blir ca 110 gradar. Denne armen er veldig lite brukt. Armane har kvar sin motor. Kvar av motorane har ein endestopp som referanse. Motorane blir styrt frå datamaskina, der kan ein velje hastigheit og antall gradar eller steg ein vil rotere. På 360 gradar går motoren 10473 steg. Dette gjev ein oppløysning på 0,034 gradar. Endestoppen har ein utstrekning, og dette gjer at armen stoppar i ulike posisjonar avhengig av kva retning han nærmar seg endestoppen frå. Det er derfor viktig å merke seg denne retninga.

Når det gjeld uvissa i nøyaktigheten til posisjoneringssystemet, vart denne studert nøye før vogna vart plassert over tanken. I starten var reimane som driv akslingane rundt ganske slakke, desse vart stramma inn fleire gongar. I tillegg var den eine akslingen laus og skeiv og vart fiksa på verkstaden.

Etter desse justeringane blei uvissa i roteringa av den lange armen målt ved å starte med armen i endestoppen og så rotere han 250 steg. Armen blei så sendt tilbake 350 steg og endte dermed i endestoppen att. Ein linjal var plassert tett oppunder armen slik at endringar i posisjonen kunne lesast av mellom kvar gong armen vart sendt fram og tilbake. Dette blei gjenteke 30 gongar over 5 seriar for hastigheiten som blir brukt i målingane. Det største avviket i posisjonen er 0,03 cm, det vil seie ca 0,03 gradar. Det er omlag 7% sjanse for at ein slik forskyvning skal skje. Sjansen for å få avvik frå 0,01 gradar og opp til 0,03 gradar er 15%. For den korte armen var det veldig vanskeleg å måle noko uvisse. Det såg ut som armen kom tilbake dit han skulle då han blei sendt mot endestoppen og tilbake, men her var det vanskelegare å sjå små variasjonar med vinkelen sidan armen er så kort. Det blir antatt at den korte armen har omtrent same uvisse som den lange. Etter at desse målingane vart gjort, slutta motorane å virke og verkstaden skifta ut kulelageret og justerte heile vogna slik at den skulle bli i vater. Etter dette er det ikkje blitt gjort nye målingar på uvisse.

Det som bidrar mest til uvissa i posisjoneringa av objektet er guten objektet er festa i. Dette er litt elastisk, og det blir lett krøller og ujamnheiter i guten. Det er derfor vanskelig å få guten i kvar ende av objektet til å bli nøyaktig like lang. Makrellbeinet er så lett at viss det blir ein bøy på guten, så rettar ikkje denne seg ut på ei stund. I tillegg blir alt forskjøve viss objektet har ujamn massefordeling. Det er lett for at objektet ikkje får nøyaktig den vinkelen det skal i alle retningar.

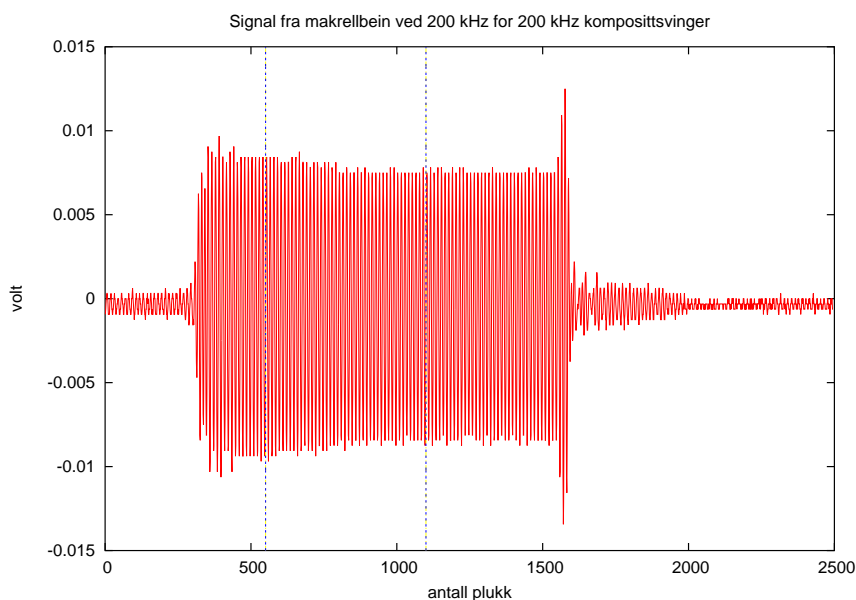
Det vart teke bilete av objekta før eller etter målingane for å stadfeste posisjonen. For dei aller siste målingane blei objekta teke bilete av i lag med eit referansestativ. For mange av målingane har vatnet vore så skittent at det ikkje har vore mogleg å få noko brukbart bilete. Mesteparten av målingane vart gjort før referansestativet vart laga.

Kjeldetransdusaren er plassert i enden av tanken. Det har blitt brukt ulike oppheng for

ulike kjelder. Dei første kjeldene som vart brukt var små skivetransdusarar. Desse fantes det eit bra oppheng til. Posisjonen var lett å justere og haldaran var stabil. Seinare blei det brukt større sendarar som ikkje var berekna på å hengje horisontalt. Desse passa ikkje i den flotte opphengsmekanismen. Her blei det eksperimentert med klyper og strips for å feste sendaren. Verkstaden på IFT har hjulpet oss med metodar for å hengje opp desse, men opphenga har ikkje blitt særleg bra. Det har vore vanskeleg å stille inn senderen i riktig posisjon, og opphenget er vaklevorent. Så lengje opphenget ikkje blir rørt etter det er kome på plass, går det bra.

2.5 Innsamling av måledata.

Det er det reflekterte signalet frå måleobjektet som er av interesse. Dette signalet blir lese inn på oscilloskopet frå transdusaren gjennom forgreiningsboksen. Frå oscilloskopet blir signalet lese inn på ein pc gjennom ein GPIB-buss. Heile trasen på oscilloskopet, 2500 plukk, blir lese inn på pc-en. Dei fem første plukka ser ut til å vere feil, desse blir ikkje lagra.



Figur 18: Typisk innlese signal frå makrellbein med 200 kHz komposittsvingar ved 200 kHz. Blå linjer viser området der RMS-verdien blir bestemt.

Figur 18 viser signalet frå 10 cm av eit makrellbein målt med 200 kHz komposittsvingaren ved 200 kHz. Det er her brukt ei pingrate på 21 bursts pr. sekund. Kvar burst består av 100 svingningar. Signalet består av den frekvensen som blir bestemt i signalgeneratoren. I tillegg er det transiente signal i begge endar av dette signalet som inneheld

andre frekvensar. For å unngå desse transiente signala blir det valgt ut eit område midt i signalet som ser stabilt ut. Denne delen av signalet tek ein RMS verdien av.

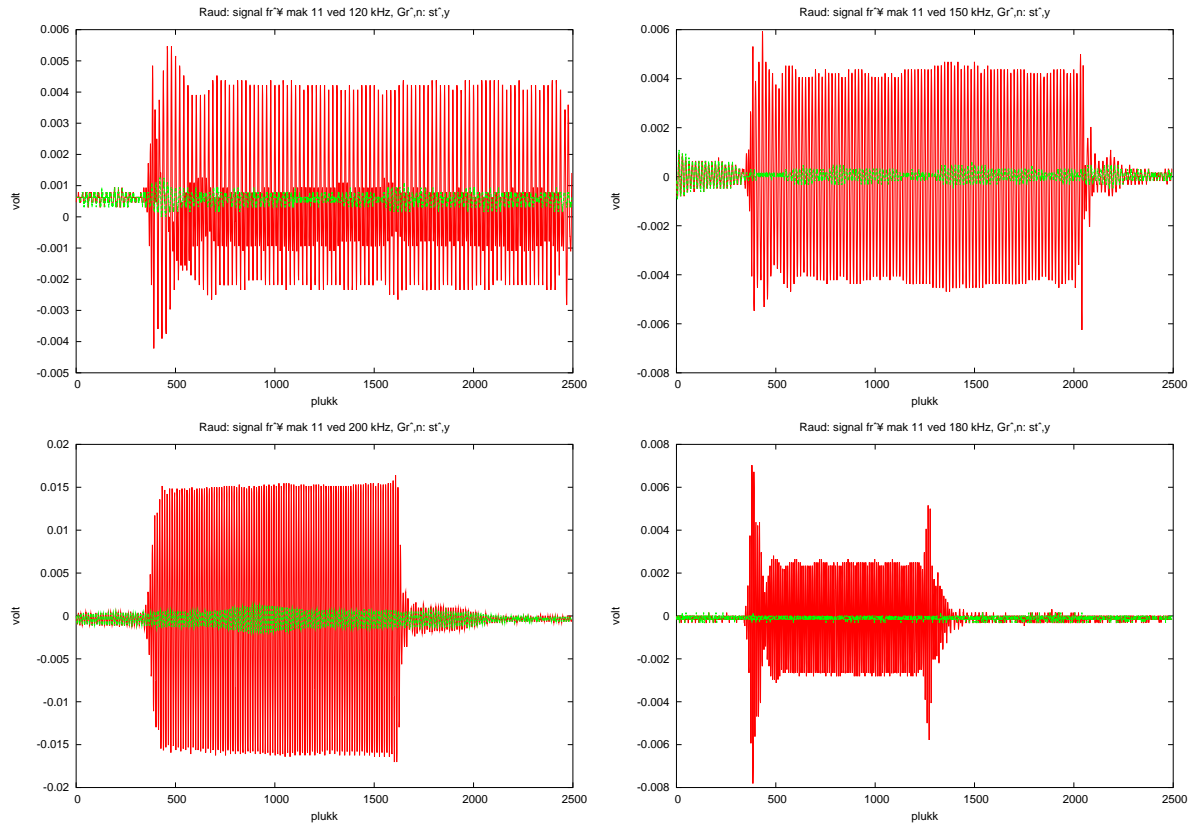
I figuren er det teikna inn to blå linjer som viser det stabile området som RMS verdien blir teken frå. Dette området inneheld 44 svingningar for 200 kHz. Sidan området er valgt ut frå eit bestemt intervall med plukk, varierer antall svingningar i dette området med frekvensen. Ein kan lure på kvifor akkurat dette området er valt når signalet ser ut til å vere enda meir stabilt lenger bak. Grunnen til det er at det som regel er frekvensresponsen som blir målt. Dette gjev ulik lengde på signalet for ulike frekvensar. For at ein skal kunne bruke det same stabile området for alle frekvensar, er det plassert som det er. For kvar frekvens får ein dermed ein verdi som er eit mål på RMS-amplituden til den stabile delen av signalet.

For 120 kHz svingaren måtte ein bruke ei burstlengde på 50 svingningar fordi det var stor etterklang i det utsendte signalet, og dette overlappa det mottekne signalet ved ei burstlengde på 100 svingningar.

Denne metoden gjev tilnærma ei måling ved nøyaktig ein frekvens, i motsetning til det som blir gjort med eit ekkolodd. Der blir heile den korte pulsen brukt. Den inneheld frekvensar i eit band rundt hovudfrekvesen, avhengig av pulslengde og form.

2.5.1 Støy

Det er to typar støy. Den eine typen er vilkårlig støy som ikkje har noko fast mønster. For å korrigere for denne typen støy blir signalet midla over 16 sweep. Den andre typen støy er deterministisk støy, denne har eit fast mønster og kan til dømes skuldast ekko frå veggane eller vassoverflata i tanken. Denne kan korrigerast for ved å måle den og trekkje den i frå objektsignalet. Før eller etter alle målingane har det blitt gjort målingar på støy. Støyen blir målt ved å gjere ei tilsvarande måling som når ein måler på eit objekt, men utan objektet tilstades. For nokre målingar har støyen blitt trekt frå målinga på objektet. Dette vart gjort ved å trekkje støysignalet i frå det målte signalet før RMS-verdien vart berekna. Denne metoden fungerte bra når støymålinga vart gjort kort tid etter målinga på objektet. Men for lange måleseriar på mellom 15-100 timar fungerte ikkje metoden lenger fordi det vart for lang tid mellom støymålinga og målinga på objektet. Variasjonar i temperaturen gjev variasjonar i lydshastigheiten, og dette gjev ein faseforskyvning av signalet. Når støysignal og objektsignal er faseforskyve i forhold til kvarandre, fungerer det ikkje å trekkje dei frå kvarandre. Det var som regel veldig liten forskjell på signalet før og etter fråtrekt støy. Figur 19 viser innlese signal frå makrell nr. 11 i lag med ei støymåling som er gjort nokre timar før. Dette er vist for ulike frekvensar og er målt med 200 kHz svingaren.



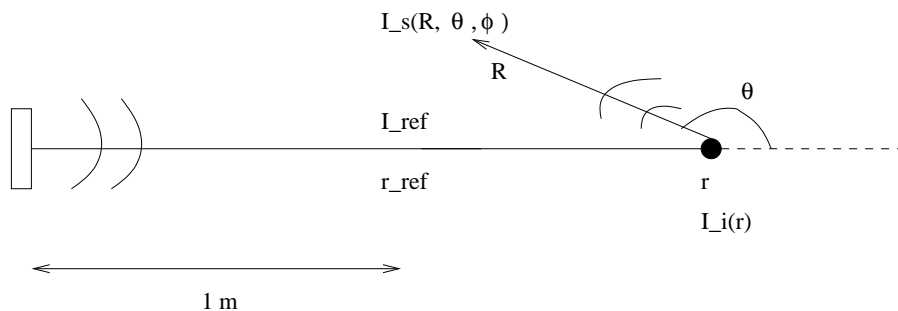
Figur 19: Innlese signal frå makrell nr. 11 ved 0 gradar og støy. Oppe til venstre: 120 kHz, oppe til høgre: 150 kHz, nede til venstre: 200 kHz og nede til høgre 280 kHz.

2.6 Kalibrering

Det innlese signalet frå makrellbeina blir avhengig av eigenskapane til sendaren og mot-takaren. For å fjerne denne avhengigheiten, kan ein bruke målingar på eit standardobjekt og rekne seg fram til det verkelege nivået på tilbakespreiinga. Tilbakespreiing blir ofte uttrykt i form av målstyrke, TS (Target Strength). Dette avsnittet startar med nokre definisjonar. Desse blir brukt i utleiinga for å rekne det målte signalet frå makrell om til TS ved hjelp av ei kalibreringskule. Det blir brukt ei WC38,1 kule til å kalibrere målingane, det er ei kule av wolframkarbid med 6% kobolt med diameter på 38,1 mm. I tillegg blir det brukt ei WC kule med diameter på 20 mm til å sjekke at kalibreringa fungerer.

2.6.1 Spreiingstverrsnitt

Dette avsnittet gjev ei oversikt over ulike versjonar av spreingstverrsnittet. Dette er teke med for å skape klarleik i utleiinga. Det viser seg at det er litt rot i litteraturen som



Figur 20: Ein lydskjelde stråler mot eit reflekterande objekt, sett ovanfrå.

beskriv teorien ein treng for å rekne dei målte signala om til TS. Det gjeld å halde tunga rett i munnen for å ikkje blande saman dei ulike definisjonane av spreingstverrsnitt og TS. I tillegg til at det fins ulike spreingstverrsnitt blir desse definert på ulike måter fleire stadar i litteraturen. Dersom ein greier å halde seg konsekvent til ein variant av desse definisjonane om gongen, får ein til slutt det same endelege resultatet for TS.

Tre ulike spreingstverrsnitt blir beskrive her og nokre kommentarar om ulike definisjonsmåtar er teke med.

- σ_s er det totale spreingstverrsnittet. Dette er definert slik [6]:

$$\sigma_s = \frac{\pi_s}{I_i} \quad (10)$$

Her er $I_i(r)$ innkomande intensitet ved spreiarer og π_s er total spreidd effekt frå objektet. Denne definisjonen er ekvivalent med den som blir brukt for elektromagnetiske bølger og i kjernefysikk. Det totale spreingstverrsnittet er uavhengig av retning fordi spreidd effekt integrert over alle retningar er inkludert. Dette er vist i likninga under der S' er ei overflate som omgjev spreiarer. θ er vinkelen som vist i figur 20 og ϕ er azimutvinkelen.

$$\pi_s = \oint_{S'} I_s(r, \theta, \phi) dS \quad (11)$$

- $\sigma(\theta, \phi)$ er det akustiske tverrsnittet i ein gitt retning (θ, ϕ) i rommet. Dette gjeld for ein vilkårleg avstand og retning frå spreiarer i forhold til den innfallande lydbølga, sjå figur 20. Akustisk tverrsnitt kan uttrykkjast som [7]:

$$\sigma(\theta, \phi) = 4\pi r^2 \frac{I_s(r, \theta, \phi)}{I_i} \quad (12)$$

I [9] blir ein variant av det akustiske tverrsnittet brukt. Her blir det kalt differensielt spreingstverrsnitt, og det manglar faktoren 4π .

- σ_{bs} er tilbakespreiingstverrsnittet. Dette er definert som det akustiske tverrsnittet for 180 gradars tilbakespreiing. Det vil seie det same som det akustiske tverrsnittet sett frå same posisjon som sendaren.

$$\sigma_{bs} = \sigma(\pi, \phi) \quad (13)$$

2.6.2 Formfaktor

Formfaktor er og ein storleik som treng å definerast. Denne beskriv absoluttverdien av amplituden til eit signal. Formfaktoren blir mykje brukt i denne oppgåva til å beskrive teoretiske resultat for tilbakespreiing frå ulike objekt. Han blir brukt i prosedyren for å rekne det målte signalet om til TS. I [13] er formfaktoren for ei kule definert som:

$$f(ka, \theta, \phi) = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{2r}{a} \cdot \left| \frac{P_s(ka, \theta, \phi)}{P_i} \right| \quad (14)$$

Her er $f(ka, \theta, \phi)$ formfaktoren, r er avstanden mellom kjelda og kula, a er radiusen til kula, P_i er trykket av innkomande lyd frå ei plan bølge ved kula og $P_s(\theta, \phi)$ er det spreidde trykket frå kula. Det vil her bli utleia ein forbindelse mellom formfaktoren og totalt spreingstverrsnitt. Figur 20 viser utgangspunktet for utleiinga. Lydbølgjer blir sendt mot eit objekt, som her er ei kule, og objektet reflekterer tilbake. Ein tek utgangspunkt i tilbakespreiingstverrsnittet i likning 13. Dette er definert som likning 12 ved $\theta = 180$ gradar.

$$\sigma_{bs} = 4\pi r^2 \frac{I_s(r, \pi, \phi)}{I_i} \quad (15)$$

For å få eit uttrykk for lydtrykk i staden for intensitet i likning 15, blir følgjande relasjonar brukt: Spreidd intensitet kan skrivast som:

$$I_s = \frac{P_s^2}{\rho c} \quad (16)$$

Her er ρ tettleiken i mediet og c er lydfarten i mediet. Den innkomande intensiteten kan skrivast på same måten:

$$I_i = \frac{P_i^2}{\rho c} \quad (17)$$

Snur ein om på uttrykket i likning 14 får ein:

$$P_s = \frac{a}{2r} \cdot P_i \cdot f \quad (18)$$

Ved å sette likning 18 inn i likning 16 får ein:

$$I_s = \frac{a^2}{2^2 r^2 \rho c} P_i^2 f^2 \quad (19)$$

Set ein no uttrykka for I_s og I_i frå likning 19 og 17 inn i likning 15 får ein samanhengen ein er ute etter.

$$\sigma_{bs} = 4\pi \frac{a^2 P_i^2 f^2 r^2 \rho c}{P_i^2 2^2 r^2 \rho c} = \pi a^2 f^2 \quad (20)$$

2.6.3 Omrekning til målstyrke, TS

Det er vanleg bruke TS som eining for reflektert signal. TS er definert slik i [7]: ¹

$$TS = 10 \log \left[\frac{\sigma(\theta, \phi)}{4\pi(1m^2)} \right] \quad (21)$$

For tilbakespreiing får ein dermed denne definisjonen av TS:

$$TS_{bs} = 10 \log \left[\frac{\sigma_{bs}}{4\pi(1m^2)} \right] \quad (22)$$

For å rekne dei målte signala om til TS, treng ein altså tilbakespreiingstverrsnittet. Det blir igjen teke utgangspunkt i tilbakespreiingstverrsnittet i likning 15. Dette blir no anvendt på signal frå fisk og frå kule i likning 23 og 24. Signal frå fisk er det ein er ute etter, og det skal ein få uttrykt på riktig form ved hjelp av signalet frå kula.

$$\sigma_{bs}^{fisk} = 4\pi r^2 \frac{I_s^{fisk}(r)}{I_i(r)} \quad (23)$$

$$\sigma_{bs}^{kule} = 4\pi r^2 \frac{I_s^{kule}(r)}{I_i(r)} \quad (24)$$

Når kula og fisken har same avstand frå sendaren, og dei blir målt på med det same oppsettet, blir r og I_i dei same i likning 23 og 24. Ved å dele desse likningane på kvarandre og stryke det som er felles, får ein:

$$\frac{I_s^{fisk}(r)}{I_s^{kule}(r)} = \frac{\sigma_{bs}^{fisk}}{\sigma_{bs}^{kule}} \quad (25)$$

Ein kan omforme likning 25 slik:

$$\sigma_{bs}^{fisk} = \sigma_{bs}^{kule} \left(\frac{I_s^{fisk}(r)}{I_s^{kule}(r)} \right) \quad (26)$$

¹Merk at enkelte lærebøker bruker andre definisjoner. Til dømes i [9] er TS definert utan faktoren 4π og det er definisjonen av det akustiske tverrsnittet og, dette blir ekvivalent med definisjonen i likning 21 når dei riktige definisjonane av TS og σ blir sett saman.

Her har ein eit uttrykk for tilbakespreiing frå fisk uttrykt ved signal frå kula. Sidan det ikkje er I_s som blir målt direkte, men spenninga V_s , må uttrykket for σ_{bs}^{fisk} utarbeidast litt meir.

Spenninga, V_s , er proporsjonal med det spreidde lydtrykket. Den spreidde intensiteten er proporsjonal med kvadratet av det spreidde lydtrykket. Dette gjev at $I_s = konstant \cdot V_s^2$. Konstanten er avhengig av utstyret i form av elektronisk og akustisk impedans, og i tillegg av frekvensen. Denne er felles for både kule- og fiskemålingane. Ut frå dette kan likning 26 omformast til:

$$\sigma_{bs}^{fisk} = \sigma_{bs}^{kule} \left(\frac{V_s^{fisk}}{V_s^{kule}} \right)^2 \quad (27)$$

Signalet frå kula er kjend i form av ein formfaktor, f . Formfaktoren er definert i likning 20 som $\sigma_{bs} = \pi a^2 f^2$, der a er radiusen i kula. Formfaktoren blir innført i likninga for σ_{bs}^{fisk} :

$$\sigma_{bs}^{fisk} = \pi a^2 f^2 \left(\frac{V_s^{fisk}}{V_s^{kule}} \right)^2 \quad (28)$$

No har ein eit uttrykk for tilbakespreiingstverrsnittet til fisk, eller eit kva som helst måleobjekt, uttrykt ved storleikar som ein har tilgang til. Ved å sette inn uttrykket for σ_{bs}^{fisk} i likning 22, får ein eit uttrykk for TS for måleobjektet som er uavhengig av eigenskapane til målesystemet. Dette uttrykket gjeld for tilbakespreidt signal.

$$TS_{bs} = 20 \log \left[\frac{a}{2} f \frac{V_s^{fisk}}{V_s^{kule}} \right] \quad (29)$$

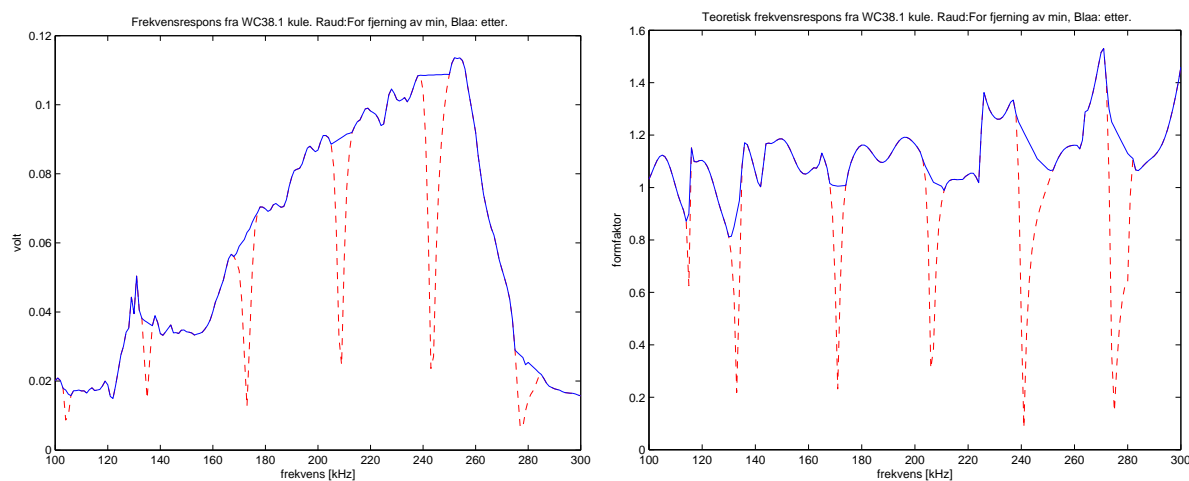
Dette er likninga som blir brukt for å rekne innlese signal frå eit objekt om til TS. Signala V_s^{fisk} og V_s^{kule} er RMS-verdiane av målte signal for h.h.v. måleobjektet og WC38,1 kalibreringskula. Når det gjeld formfaktoren, f , skal denne svare til ei måling som er uavhengig av måleoppsettet. Ei slik måling kunne blitt gjort ved å plassere ein ideell reflektor i posisjonen til kula og gjere ei måling. Målinga på kula skal så dividerast med reflektormålinga. Vi har ikkje ein slik reflektor. Ein annan måte å gjere dette på er ved å bruke ein hydrofon og ein sender. På denne måten får ein ikkje målt 180 gradars tilbakespreiing fordi då må hydrofonen plasserast framfor sendaren. Men 170 gradars tilbakespreiing kan målast. Ein gjer først ei måling på kula med hydrofonen plassert 10 gradar til sides for sendaren. Deretter blir hydrofonen plassert i posisjonen til kula og målinga blir gjenteke. Kulemålinga blir dividert på målinga med hydrofonen i sentrum. Slike målingar har blitt gjort. Dei blir meir omtalt seinare.

Sidan formfaktoren ved 180 gradar ikkje lar seg måle med utstyret vårt, har han blitt berekna teoretisk. Faran har beskrive spreieing frå kuler teoretisk [10]. Professor og veileder Halvor Hobæk har på grunnlag av denne teorien laga eit matlab-program som bereknar frekvensresponsen for kuler numerisk. Her får ein bruk for målingane på 170 gradars tilbakespreiing til å samanlikne med. I kapittel 3 blir det vist at formfaktoren frå dette

programmet stemmer godt overens med målinger viss ein set inn dei riktige parametrane for måleobjektet og mediet. Programmet blir derfor brukt til å berekne formfaktoren ved 180 gradars tilbakespreiing frå WC38,1 kula.

2.6.4 Manuell justering

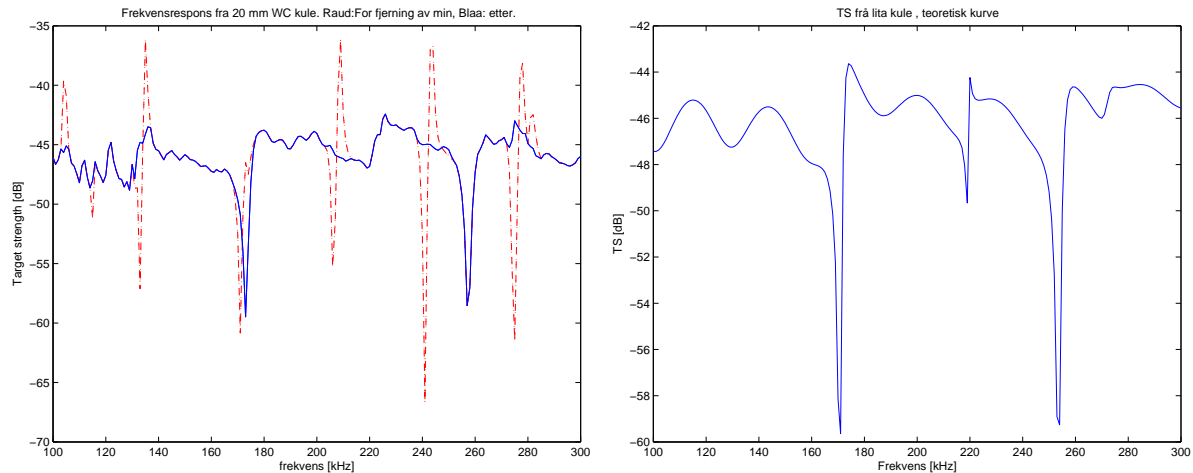
Det er enda litt “juks” som må til for å få kalibreringsprosedyren til å fungere ordentleg. Frekvensresponsen frå kalibreringskula har mange djupe minima som er karakteristisk for kula. Dette ser ein både i den berekna kurva for f og i den målte kurva for V_{bs}^{kule} i figur 21. I likning 29 blir desse kurvene delt på kvarandre. I teorien skulle minima i kurvene kanselere kvarandre, men fordi det er umuleg å oppnå fullt samsvar mellom den målte og den berekna formfaktoren rundt desse minima, gjer dei ikkje det. Dette fører til at det blir kraftige maksima og minima i desse punkta i TS kurva. For å unngå dette har minima i både f og V_s^{kule} blitt fjerna manuelt. Dette er demonstrert i figur 21. Til venstre ser ein det målte signalet med og utan minima, og til høgre ser ein den teoretiske kurva med og utan minima.



Figur 21: Venstre: V_s^{kule} , målt signal frå WC38.1 kule med same sender som mottakar. Høgre: Formfaktoren, f , teoretisk frekvensrespons frå WC38.1 kule. Raud kurve før fjerning av minima. Blå kurve etter fjerning av minima

For å teste om denne omrekningsmåten fungerer, blir det målt på ei standardkule, ei WC kule med diameter på 20 mm. Frekvensresponsen til kula blir målt frå 100 til 300 kHz med 200 kHz komposittsvingaren. Denne målinga blir behandla på same måte som makrellmålingane. RMS-verdiane frå frekvensresponsen til 20 mm WC kula blir sett inn for V_s^{fisk} i formel 29. Kurva ein då får blir samanlikna med den teoretiske kurva for kula.

Den målte kurva før og etter fjerning av minima i kalibreringskurvene er vist til venstre i Figur 22, og den berekna kurva er vist i same figur til høgre. Figur 22 viser tydeleg at



Figur 22: Venstre: Beregna TS frå måling på 20mm WC kule. Raud: før fjerning av minima. Blå: etter. Høgre: Teoretisk TS for 20 mm WC kule. Merk at vertikal skala er ulik i dei to plotta.

det er nødvendig å fjerne minima i kalibreringskurvene. Figuren viser og at resultatet blir ganske bra. Den beregna kurva er rekna om frå formfaktor til TS. Den beregna og den målte kurva ligg på omlag same nivå og minima er på same plass. Det er litt ujamnheiter her og der for den målte kurva, men alt tyder på at kalibreringsprosedyren og måleoppsettet fungerer som det skal.

2.6.5 Test for tre svingarar

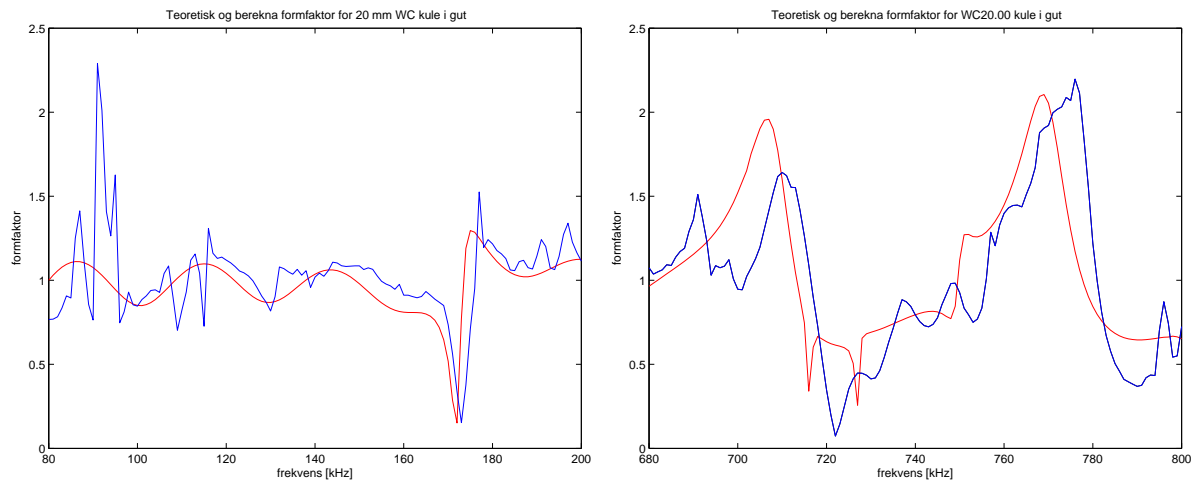
For alle svingarane der målingane blir kalibrert, blir resultatet av kalibreringa testa ved hjelp av 20 mm WC kula. Det vil seie 200 kHz, 120 kHz og 700 kHz svingaren. Minima i kurvene for 38,1 WC kula blir fjerna, og signalet frå 20 mm WC kula blir sett inn for V_{bs}^{fisk} i likning 29.

For å kunne samanlikne resultatata med teoretiske kurver for 20 mm WC kula, blir dei målte kurvene rekna om til formfaktor etter at dei har blitt omgjort til TS. Dette blir gjort ved likning 65 i kapittel 8. Figur 23 viser resultatet for 200 kHz svingaren, og figur 24 viser resultatet for 120 og 700 kHz svingaren.

Ein ser frå figur 23 og 24 at både fasong og amplitude på dei målte, kalibrerte kurvene stemmer bra overens med dei teoretiske. Dette viser at måleoppsettet fungerer som det skal. Det gjev samtidig ein peikepinn på uvissa i målingane.



Figur 23: Teoretisk (raud) og målt (blå) formfaktor for 200 kHz svinger.



Figur 24: Venstre: 120 kHz svingar, høgre 700 khz svingar. Teoretisk (raud) og målt (blå) formfaktor for 20 mm WC kule.

2.7 Metode for å plukke ut bein frå makrell

Når ein skal måle på makrellskjelett, er første skritt å få skjelettet ut av makrellen. Skjelettet må ikkje kome i kontakt med luft, så det må plukkast ut under vatn. Professor Harald Kryvi ved Institutt for biologi ved UiB gjev oss råd om å varme opp makrellen til 60 gradar og vente ti til tjue minutt før ein plukker laus skjelettet. Dette rådet blei fulgt då skjelettet blei plukka ut av makrell nr. 1. Makrellen var frosen. Den vart lagt i eit stort kar med vatn på 52 gradar. Vatnet blei varma opp stegvis ved å tilsetje kokande vatn frå ein vatnkokar. Etter 10 minutt låg temperaturen mellom 57 og 61 gradar. Varmt vatn blei sakte etterfylt etterkvart som temperaturen sokk. Etter 16 minutt tok ein opp makrellen, skifta til kaldare vatn og la makrellen i vatnet att. Etter råd frå Kryvi starta ein med å fjerne kjøttet frå oversida av makrellen først, kjøttet løsna lett. Etterpå fjerna ein kjøtt og mage på undersida. Etter kvart blei vatnet så grumsete at det var berre å føle seg fram og plukke laus det som var mjukt. Hovudet hadde mange lause bein og bruskbitar. Desse datt av når kjøtt og senar blei fjerna. For å gjere finpussen når det meste av kjøtt og blod var vekke, måtte vatnet skiftast så det gjekk an å sjå noko. Utskifting av vatn medfører ekstra luftbobler. Det ferdigreinsa skjelettet bestod av ryggrad med småbein som hang fast og delar av hovudet. Småbeina i mageområdet er lange og mjuke. Desse heng og sleng. Småbeina som går opp mot ryggen er stivare og står som dei skal. Denne metoden blir brukt når det er heile skjelettet som skal ut av makrellen.

Seinare blir det for det meste gjort målinger på 10 cm av beinet. Her er framgangsmåten litt lettare. Makrellen blir lagt i vatn ved ca 20°C. Han blir kutta i to ved gatopninga. Ei metallsag fungerer fint på frosne makrellar. Deretter ligg makrellen i vatnet ei stund og tiner viss han er frosen. 10 cm av beinet frå gatopninga og framover mot hovudet går greit å plukke ut utan at makrellen er oppvarma på førehand. For å få ut ryggmargen er det lurt å la beinet vere litt lenger enn 10 cm og spreitte opp “kanalen” ryggmargen ligg i slik at ein får tak i margen med fingrane. Den kan så dragast forsiktig ut. Etterpå kuttar ein av den oppsplitta biten.

Grunnar til at det blir valgt å bruke 10 cm av beinet i staden for heile ryggraden er at heile beinet har lett for å krumme seg, i tillegg blir det langt i forhold til strålebreidda.

2.8 Skiftande forhold i måletanken

Målingar på makrell har pågått frå juni -05 til april -06. I løpet av denne tida har det skjedd både ufrivillige og planlagte endringar av tilhøva i måletanken. Temperaturen skiftar stadig, denne blir målt kvar dag det blir gjort målinger. Høgda på vatnet i tanken endrar seg fordi vatn fordampar. Dette kan påverke støyen i form av refleksjonar frå overflata, men støyen blir målt før eller etter kvar måling. Vatn blir etterfylt ein gong iblandt når ein ser at det trengs. Skit, alger og andre vekster eller organismar forureinar vatnet. På det verste var vatnet så skittent at ein ikkje kunne sjå måleobjektet, då vart vatnet skifta. 7. oktober -05 vart det helt salt i vatnet. Det vart berekna ei saltmengde som

skulle gi eit saltinnhald på 10,7 promille. Dette er det same som fysiologiske saltinnhald. Det vil seie same saltinnhald som i fiskekjøtt som er den vanlege omgjevningen til skjelettet. Målingar på makrell frå og med makrell nr. 14 er gjort i saltvatn. 15. november blei vatnet skifta, det blei på nytt helt salt i vatnet. Samtidig gjekk ein over frå 200 kHz svingaren til 120 kHz svingaren. Det kan derfor vere litt ulikt saltinnhald mellom desse. 17. januar-06 blei saltinnhaldet målt, det var $10,122 \pm 0,003$ promille. Målinga vart gjort på geofysisk institutt av Fredrik Chr. Svendsen. Saltinnhaldet før vatnet vart skifta blei ikkje målt. Etter at vatnet vart skifta i november -05 har ei rensespumpe stått på heile tida bortsett frå når målingar blir gjort. Dette ser ut til å ha hjulpet, vatnet er ikkje særlig skittent no, 6 månader seinare.

2.9 Uvisse

Det er fleire faktorar som påverkar uvisse i målingane. Hovudkjeldane er truleg posisjoneringa av objektet, naturlege endringar i makrellbeinet og kalibreringsprosedyren.

2.9.1 Uvisse i posisjonering

Kor stort utslag det gjev i signalverdien viss objektet er forskyve nokre cm frå sentrum kan ein finne frå direktivitetskurva til kjelden. Dette blir undersøkt for 200 kHz komposittsvingaren og for 120 kHz svingaren. Det blir sett på eit objekt med ein utstrekning på 10 cm.

Det blir her gjort eit forsøk på å rekne seg fram til forskjellen i signalet når objektet er plassert midt på aksa til direktivitetskurva og når objektet er forskyve nokre cm. Direktivitetskurvene til 200 kHz og 120 kHz svingarane er målt, og i figur 8 og 14 blir det vist at direktivitetsfunksjonen i likning 3 beskriv desse kurvene veldig godt.

Framgangsmåten er å finne eit uttrykk for direktiviteten i form av lydtrykk. Deretter blir uttrykket for direktiviteten integrert over eit 10 cm langt objekt, både som ligg i sentrum på lydaksen og som er forskyve i forhold til sentrum.

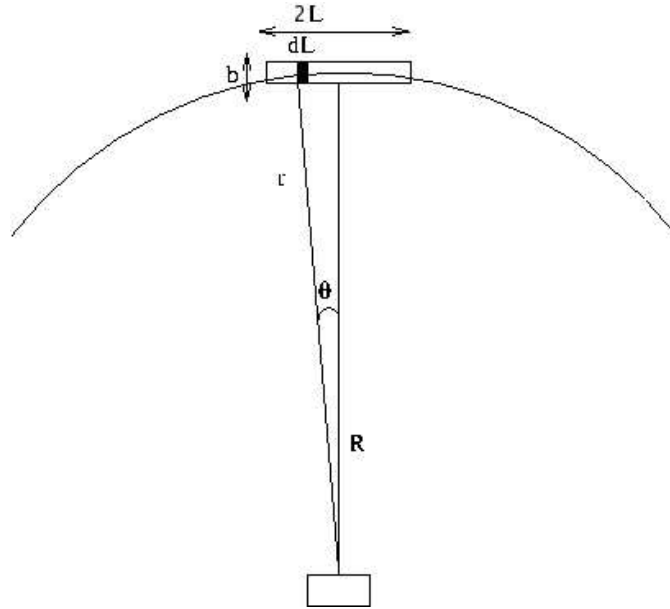
Figur 25 illustrerer utgangspunktet for utrekninga. Her ligg eit måleobjekt med lengde $2L$ i sentrum av direktivitetsstråla. Avstanden frå kjelden til eit punkt på objektet er r . Vinkelen frå lydaksen til dette punktet på objektet er θ . Lydtrykket som treff beinet er gitt som:

$$P(r, \theta) = P_0 e^{i(kr - \omega t)} \cdot \frac{1}{r} \cdot D(\theta) \quad (30)$$

Her er $P(r, \theta)$ lydtrykket som treff beinet. P_0 er trykket ved ein referanseavstand på 1 m. r er avstanden frå kjelden. $D(\theta)$ er direktivitetsfunksjonen.

Refleksjons-kjeldestyrken for ein lengdeenhet, dL , av beinet er gitt som:

$$dq = P \frac{dS}{\rho_0 c} = \frac{b}{\rho_0 c} \cdot PdL \quad (31)$$



Figur 25: Integrering over direktivetskurva

Her er dS overflata til ein bit av objektet med høgde b og lengde dL . ρ_0 er tettleiken, og c er lydshastigheiten i vatn. P er lydtrykket som treff beinet, gitt ved likning 30.

Lydtrykket av det reflekterte signalet ved transduseren er gitt som:

$$dP_s = -i\omega \frac{dq}{4\pi r} \rho_0 e^{i(kr - \omega t)} \quad (32)$$

Kjeldestyrken frå likning 31 blir sett inn i likning 32, dette gjev:

$$dP_s = -i\omega \frac{b}{c} P \frac{1}{r} e^{i(kr - \omega t)} dL \quad (33)$$

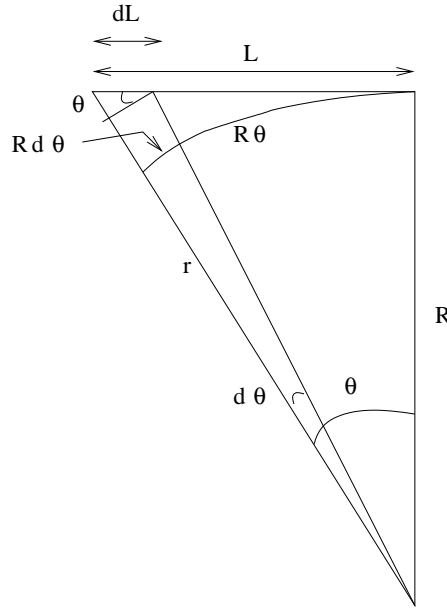
Set inn uttrykket for P frå likning 30:

$$dP_s = -iP_0 k \frac{b}{r^2} e^{2i(kr - \omega t)} D(\theta) dL \quad (34)$$

No har ein eit uttrykk for lydtrykket som er gitt ved direktivetsfunksjonen. Det er dette uttrykket som skal integrerast over, men først blir det gjort eit par forenklingar. r^2 i nevnen kan ein anta er konstant. Ein kan derfor sette $r = R$ i nevnen.

Lengda L kan skrivast slik når det blir anteke små vinklar:

$$L = R \cdot \tan \theta \approx R \cdot \sin \theta \approx R\theta \quad (35)$$



Figur 26: Nærbilete av halve objektet og direktivitetskurva.

Lengdeenheten dL kan for små vinklar skrivast slik:

$$dL = R \tan \theta d\theta = \frac{R}{\cos^2 \theta} d\theta \approx R d\theta \quad (36)$$

Eit uttrykk for r i eksponentialfunksjonen kan finnast ved rekkjeutvikling. Først finn eit uttrykk for r ut frå figur 26

$$r^2 = R^2 + L^2 = R^2 \left(1 + \left(\frac{L}{R}\right)^2\right) \quad (37)$$

Dette kan ein og uttrykkje ved rekkjeutvikling.

$$r = R \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{L}{R}\right)^2 + \dots\right) \approx R + \frac{1}{2} \frac{L^2}{R} \quad (38)$$

L blir erstatta av likning 35, dette gjev:

$$r \approx R + \frac{1}{2} R \theta^2 \quad (39)$$

Det reflekterte lydtrykket ved transduseren kan dermed skrivast slik når objektet dekkar vinkelområdet mellom θ_A og θ_B :

$$P_s = -i P_0 k \frac{b}{R^2} e^{2i(kR - \omega t)} \int_{\theta_A}^{\theta_B} D(\theta) e^{2ik \frac{1}{2} R \theta^2} R d\theta \quad (40)$$

Faktoren framfor integralet er liten og uavhengig av vinkelen, denne er derfor ikkje av interesse. Utrykket for lydtrykket når objektet ligg i sentrum er derfor gitt som:

$$P_{riktig} = \int_{-\theta_A}^{\theta_A} D(\theta) e^{ikR\theta^2} d\theta \quad (41)$$

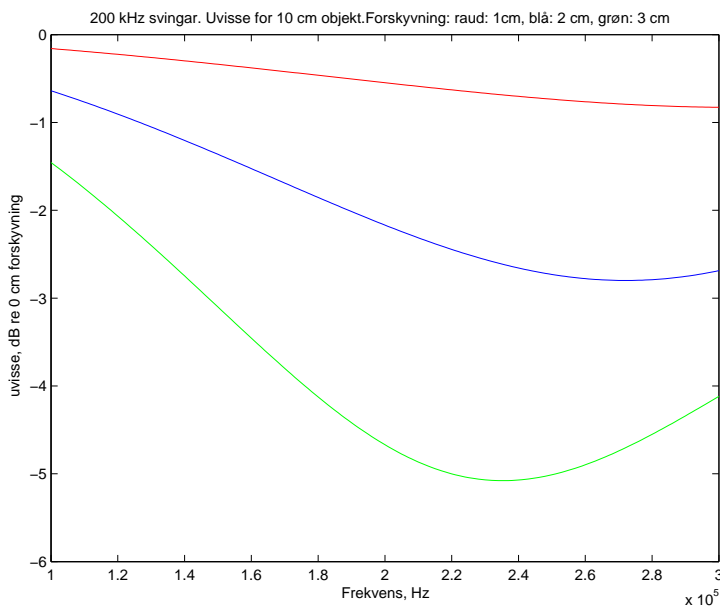
Viss objektet blir forskyve eit par cm til sides kan dette uttrykkjast ved ein vinkel $\Delta\theta$. Lydtrykket når objektet er forskyve kan dermed skrivast slik:

$$P_{forskyve} = \int_{-\theta_A+\Delta\theta}^{\theta_A+\Delta\theta} D(\theta) e^{ikR\theta^2} d\theta \quad (42)$$

Uvissa som kjem av forskyvning av objektet er gitt i form av dB på denne måten:

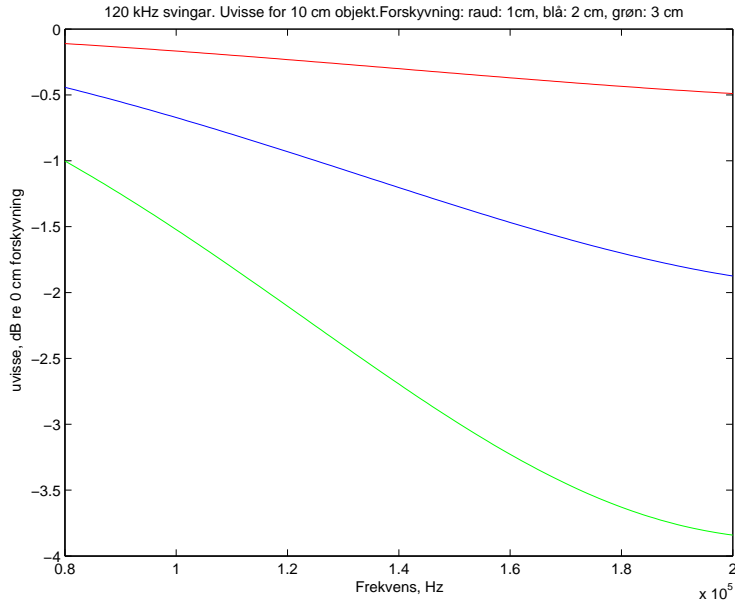
$$\Delta P_s = 20 \log_{10} \left(\frac{P_{forskyve}}{P_{riktig}} \right) \quad (43)$$

Programmet `uvisseHT.m` i vedlegg B bereknar uvissa for ein forskyvning på 1, 2 og 3 cm for frekvensområdet 100-300 kHz for 200 kHz svingaren, og for frekvensområdet 80-200 kHz for 120 kHz svingaren. Resultata er vist i figur 27 og 28.



Figur 27: Uvisse i posisjonering for forskyvning på 1, 2 og 3 cm for 200 kHz svingaren

Makrellbeina er truleg plassert innanfor ± 2 cm av sentrum. Dette svarer til at signalet kan vere opp til ca 2,8 dB for lavt for dei høgaste frekvensane. Uvissa blir mindre for lavare frekvensar. Ved 200 kHz for 200 kHz svingaren er uvissa på 2,2 dB for 2 cm forskyvning. For 120 kHz svingaren er uvissa på 0,9 dB for 120 kHz ved 2 cm forskyvning.



Figur 28: Uvisse i posisjonering for forskyvning på 1, 2 og 3 cm for 120 kHz svingaren

Det var overraskande at denne effekten var så stor. Faseleddet bidreg kraftig til uvisse. Så lenge objektet er innanfor første Fresnel sone skal ikkje fasebidraget $e^{ikR\theta^2}$ ha nokon særleg betydning. Første Fresnel sone er i [11] gitt som $2L \ll 2\sqrt{R\lambda}$. Der $2L$ er lengda på heile objektet, R er avstanden til kjelden og λ er bølgjelengda til signalet. For 300 kHz er $2\sqrt{R\lambda} = 16,1$ cm dette skulle vere tilstrekkeleg når skjelettet er 10 cm langt. Men i denne formelen er ikkje det teke omsyn til at signalet går både fram og tilbake frå svingaren. Tek ein omsyn til at signalet går begge vegar blir kravet til første Fresnel sone $2L \ll \sqrt{R\lambda}$. Dette gir 8 cm som blir mindre enn lengda på skjelettet.

2.9.2 Endringar i sjølve makrellen

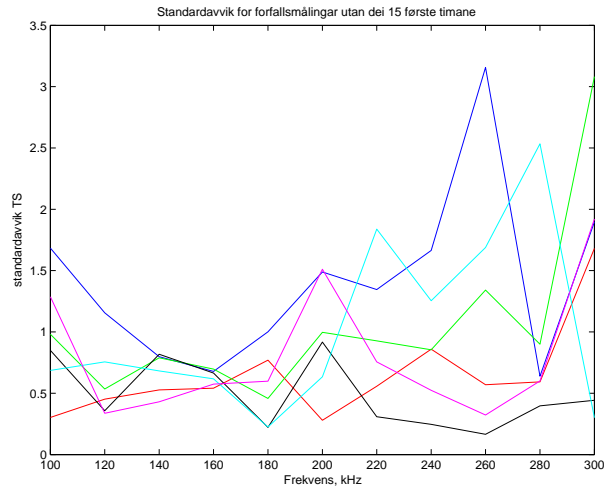
I kapittel 4 i figur 52 blir det presentert nokre målingar på makrell som viser korleis signalet endrar seg over tid. For 11 frekvensar mellom 100 og 300 kHz har signalet blitt innlese kvar halvtime i 70 til 100 timar. Dette har blitt målt for 6 makrellar.

For kvar frekvens har ein mange like målingar, ei for kvar halvtime. Standardavviket i desse målingane blir berekna ved likning 44. Her er x_i verdien til måling nr. i . \bar{x} er gjennomsnittet av målingane for denne frekvensen. N er antall målingar.

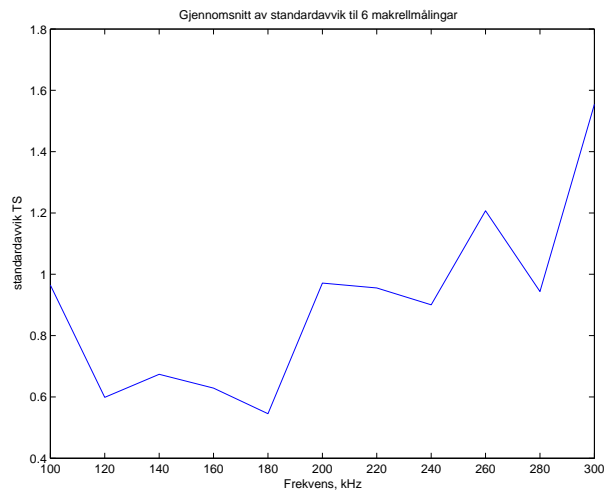
$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (44)$$

Standardavviket for kvar frekvens blir plotta i ei kurve, dette er vist i figur 29. Dei

ulike kurvene i figur 29 er for ulike makrellar. Dei første 15 timane har ikkje blitt teke med i standardavviket sidan dei fleste målingane har blitt gjort etter dette tidsintervallet. Variasjonar som skuldast endringar i makrellen varierar frå 0,2 dB til 3 dB. I figur 30 har gjennomsnittet av dei seks kurvene i figur 29 blitt berekna. Tek ein gjennomsnittsverdien av denne kurva får ein 0,9 dB. Dette er eit mål på uvissa ein må rekne med fordi makrellen blir bederva.



Figur 29: Standardavvik i forfallsmålingar på makrell.



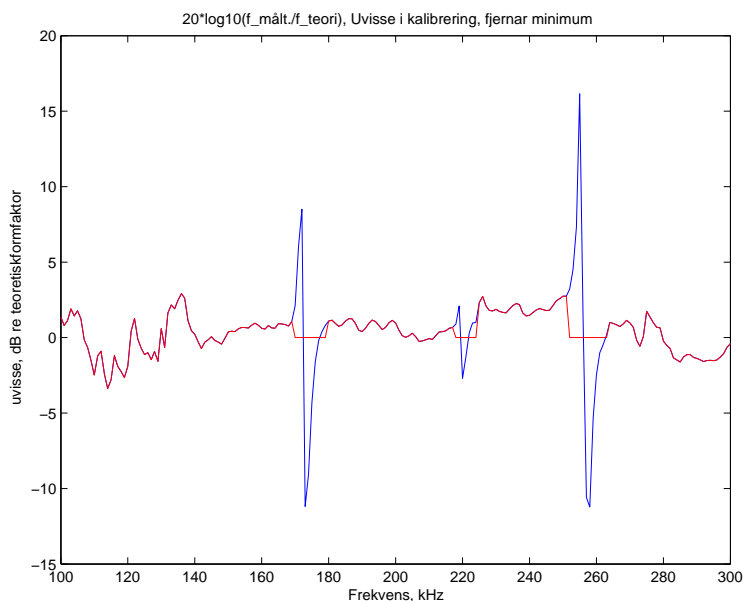
Figur 30: Gjennomsnittleg standardavvik som skuldast endring i makrellen.

2.9.3 Uvisse i kalibreringsprosedyren

For ei kule får fasebidraget i likning 41 og 42 liten betydning i høve til eit langstrakt objekt. Uvissa i sideveis posisjonering for ei kule får derfor veldig liten betydning for det reflekterte signalet. Kula rotnar heller ikkje, så det blir ikkje noko endring som skjer av seg sjølv. Uvissa i kalibreingsprosedyren blir derfor undersøkt for målinga på ei kule for å unngå innverknad frå dei to andre uvissemomenta. Her blir det sett på forskjellen mellom det målte signalet som er kalibrert med likning 29, og formfaktoren som blir berekna frå kuleprogrammet kulefrekvens.m i vedlegg B.1. Desse kurvene er plotta i figur 23 og 24. For å finne uvissa ser ein på forholdet mellom desse kurvene. Dei målte kurvene er først rekna om til TS, deretter er dei rekna om til formfaktor ved likning 65 i kapittel 8. Forholdet mellom den målte og den berekna formfaktoren er gitt i likning 45. Dette forholdet er plotta for målinga med 200 kHz svingaren i figur 31.

$$\Delta f = 20 \log_{10} \frac{f_{m\ddot{a}lt}}{f_{teori}} \quad (45)$$

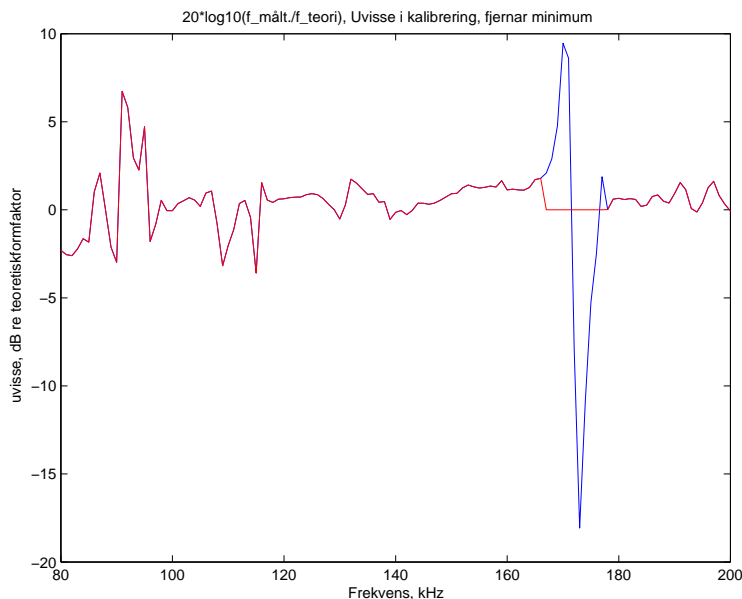
Som tidlegare nevnt er det ikkje perfekt samsvar mellom dei kraftige minima i frekvensresponsen til kula i måling og teori. Desse blir det sett vekk i frå. Uvissa kjem opp i 3 dB. Gjennomsnittleg uvissa er på rundt 1 dB.



Figur 31: 200 kHz svinger. Avvik mellom kalibrert, målt og teoretisk kurve for WC kule med diameter på 20 mm. I raud kurve er minima fjerna.

I figur 32 er forholdet mellom målt og teoretisk kurve plotta for måling med 120 kHz

svingaren. Her blir og eit kraftig minima sett vekk frå. Her er det uvisse på over 6 dB, men det er for eit lite, ekstremt område ved lave frekvensar, ellers ligg uvissa på rundt 1 dB i gjennomsnitt.



Figur 32: 120 kHz svinger. Avvik mellom kalibrert, målt og teoretisk kurve for WC kule med diameter på 20 mm. I raud kurve er minima fjerna.

2.9.4 Total uvisse

Ein treng eit mål på kva dei tre uvissesmomenta som har blitt funne over ugjer tilsaman. Dei tre kan betraktast som uavhengige av kvarandre, difor blir denne formelen brukt:

$$\Delta T = \sqrt{(\Delta P)^2 + (\Delta f)^2 + (\Delta e)^2} \quad (46)$$

Her ΔP uvissa i posisjonen og er gitt ved likning 43. Δf er uvissa i kalibreringa og er gitt ved likning 45. Δe er uvissa som kjem av at makrellen endrar seg over tid. Denne er gitt i form av TS og er plotta i figur 30. Den totale uvissa blir berekna for to variantar av uvissa i posisjonering. Det blir sett på både 1 og 2 cm forskyvning. Total uvisse for målingane med 200 kHz svingaren er vist i figur 33. Her er det teke med 11 frekvensar sidan kurva for Δe inneheld 11 frekvensar. Total uvisse kjem opp i over 3 dB for høge frekvensar når ein har 2 cm forskyvning. For 1 cm forskyvning ligg uvissa på rundt 1,5 dB.

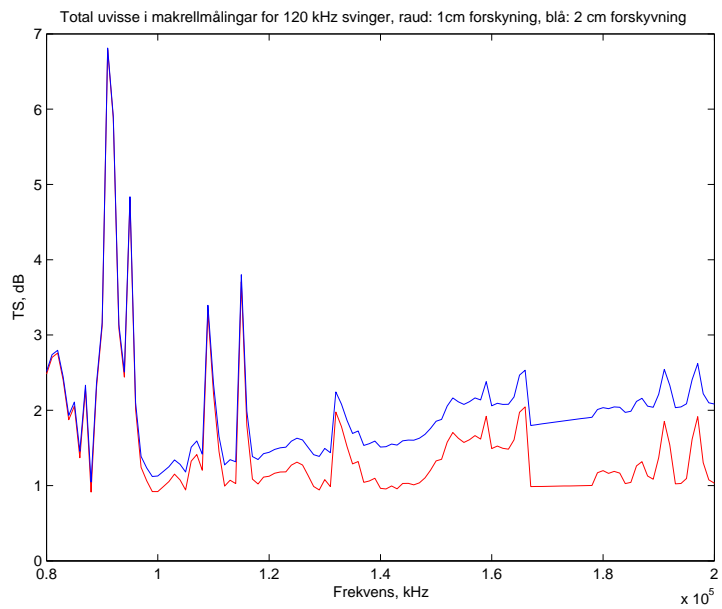
For 120 kHz svingaren er det ikkje gjort nokon måling på forfallet av makrellen. For å berekne total uvisse for denne blir gjennomsnittsverdien av Δe frå målinga med 200



Figur 33: Total uvisse for 200 kHz svingar. Raud kurve: 1 cm forskyvning, Blå: 2 cm forskyvning

kHz svingaren brukt for alle frekvensar. Bortsett frå det, blir total uvisse for 120 kHz svingaren berekna på same måte som over. Her blir alle frekvensar for kvar kHz frå 80 kHz til 200 kHz teke med. Det blir sett på tilfellet med 1 og 2 cm forskyvning. For 1 cm forskyvning ligg uvisse på rundt 1,2 dB. For 2 cm forskyvning er uvisse ca 2 dB. Her ser ein nokre kraftige toppar som kjem frå kalibreringa.

Det kan diskuteras om denne metoden for å berekne den totale uvisse er riktig. Det har blitt valgt ein enkel metode og forhåpentlegvis gjev den ein god peikepinn på nivået på uvisse. Vi kjenner ikkje funksjonssamanhengen mellom desse uvissemomenta godt nok til å gjere ei grundig analyse av problemet.



Figur 34: Total uvisse for 120 kHz svingar. Raud kurve: 1 cm forskyvning, Blå: 2 cm forskyvning

3 Målingar på standardobjekt

I forrige kapittel blei måleoppsettet beskrive og ein metode for å rekne innlese signal om til målstyrke, TS, blei utleia. For å teste at denne metoden fungerte blei han anvendt på ei kule med kjent strålemønster. Det var godt samsvar mellom det målte, omrekna resultatet og det teoretiske.

I dette kapitlet blir det sett nærare på målingar på standardobjekt. For å teste målesystemet og for å gjere seg kjent med oppsettet, vart det i starten av prosjektet gjort ein del målingar på standardobjekt. Grunnen til at det blir teke med eit kapittel om desse testmålingane, er at det vart funne nokre interessante resultat undervegs. Men på grunn av at dette var heilt i startfasen, blei ikkje alt gjort like systematisk.

3.1 Kuler

Her blir det presentert nokre målingar gjort på wolframkarbid-kuler (WC) med 6 % kobolt. Slike kuler blir brukt ved kalibrering av ekkolodd. Her blir det vist nokre måleresultat som kan vere uheldig for denne kalibreringsmåten. Først blir nokre av dei første målingane som vart gjort i dette prosjektet presentert. Deretter blir det presentert nokre målingar som er gjort seinare etter at gode rutiner for bearbeiding av data var innarbeida.

3.1.1 Tidlege målingar på kule

Dei første brukbare målingane vart gjort på ei WC-kule med diameter på 19,5 mm.

Dei første målingane vart gjort med eit bistatisk oppsett, oppsett nr. 1 i tabell 3. Både kjeldetransdusaren og mottakaren var skiveforma, piezoelektriske element med resonansfrekvens rundt 1 MHz. Kula hadde ein avstand på 70 cm frå kjelda, og det vart målt 170 gradars tilbakespreiing. Kula blei rotert 190 gradar, og for kvar tredje grad vart det gjort ei måling med konstant frekvens, 860 kHz.

Det viser seg at det reflekterte signalet frå kula varierer veldig med vinkelen. Dette kan anten kome av at kula har ujamne materialeegenskapar, at ho ikkje er plassert i sentrum, eller at monofilament guten som kula er festa i verkar inn på signalet. Det er lite sannsynleg at det er luftbobler i knutane sidan kula hadde hengt i vatn i ei veke. For å teste eit av desse alternativa blei guten kutta av kula, og ho vart limt fast til ein wolframfiber med diameter på 50 mikrometer. Det vart gjort ei rotasjonsmåling etter at kula hadde hengt i vatn i tre døgn. Det viser seg at variasjonane i amplituden er betydeleg mindre når kula blir rotert medan ho heng i fiberen enn i gut-nettet. Dette antyder at guten har ein innverknad på det reflekterte signalet frå kula ved 860 kHz.

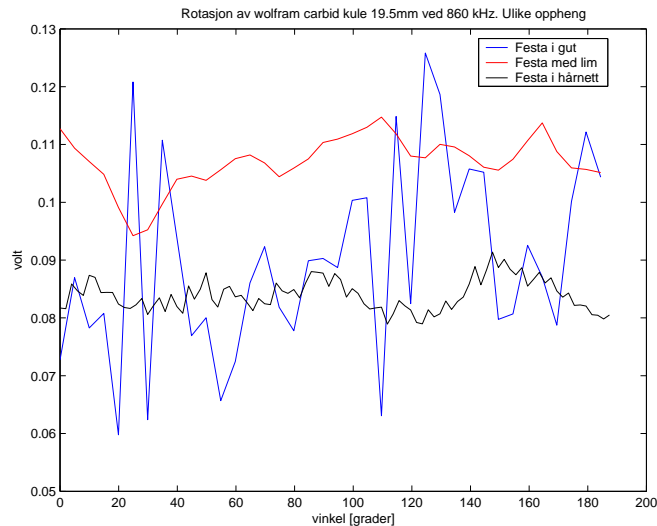
Men det er ingen god løysning å lime kula til ein fiber. Fiberen har ein tendens til å knekke og limen løsnar lett. Alternative festemåtar vart testa. Eit finmaska hårnett berekna på knutar i nakken blei stramma rundt kula og snurpa saman på toppen. Det

blei knytt rundt med sytråd og ein liten dråpe lim forsterka knuten. Dette gav eit ujamnt mønster av tynne trådar på kula. Trådane har ein diameter på ca 0,055 mm. Knutane i hårnettet har dimensjon 0,08 mm. Dette er mykje mindre enn gutet som har ein diameter på 0,3 mm og knuter på ca 1 mm. Figur 35 viser kula i gut og i hårnett.



Figur 35: Oppheng av kule. Venstre: Med gut. Høgre: Med hårnett.

Figur 36 viser rotasjonsmålingar på kula opphengt med gut, lim og hårnett. Desse målingane er gjort med dei same innstillingane på måleapparata. Kula har kanskje ikkje nøyaktig same posisjon i dei tre målingane. Mottakaren har heller ikkje nøyaktig den same posisjonen. Kva forskjellen i amplituden mellom limt kule og kule i hårnett skuldast er usikkert. Men figuren illustrerer at det er ein stor forskjell mellom målingane med og utan gut. Dette kan ha betydning for kalibreringsmålingar. Men som regel blir slike kalibreringsmålingar gjort for lavare frekvensar enn 860 kHz som er brukt her. Då er systemet mindre følsomt for detaljar. I tillegg blir kulene sett ovanfrå. Då er trådane symmetrisk fordelt og kula ser lik ut uansett om ho blir rotert, men allikevel kan ein ikkje sjå vekk frå at den målte frekvensresponsen blir påverka av refleksar frå guten.



Figur 36: RMS av stabil del av innlest signal. 170 gradars tilbakespreiing frå roterande kule ved 860 kHz. Blå: Med gut. Raud: Limt til fiber. Svart: Festa i hårnnett

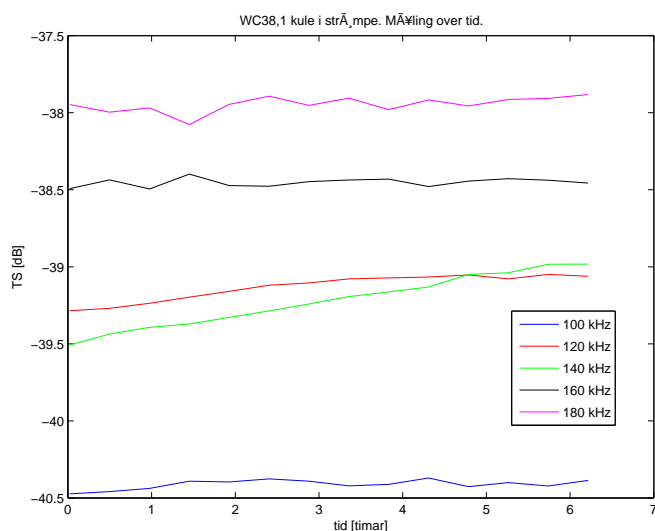
3.1.2 Målingar på kule gjort seint i prosjektet

Det bistatistiske måleoppsettet med 860 kHz vart tidleg forkasta fordi det var for høg frekvens i høve til kva som blir brukt av ekkolodd i fiskerisamanheng. Då prosjektet nærma seg slutten, vart det av nysgjerrighet gjort ei måling på ei WC kule med diameter på 38,1 mm. Kula vart rotert 350 gradar, og for annakvar grad vart frekvensresponsen for kvar frekvens mellom 80 og 200 kHz lest inn. Denne målinga vart gjort med 120 kHz svingaren i eit monostatisk oppsett. Kula hang i monofilament gut med diameter på 0,45 mm. Denne målinga vart gjort for å sjå kor store variasjonane i signalet var. Det var ikkje planlagt å gjere nokon måling utan gut sidan det ikkje var gitt tillatelse frå Havforskningsinstituttet om å fjerne guten.

Seinare, i forbindelse med kalibrering av 700 kHz svingaren, ramla kula ned i tanken ved eit uhell då ho skulle takast ned frå haldarane i posisjoneringssystemet. Då kula vart teken opp at var guten vekke, den har truleg ramla av då kula landa på den. Dette gav oss sjansen til å fullføre dette eksperimentet. 120 kHz svingaren vart satt på plass i tanken på nytt. Kula vart hengt opp i ei tynn strømpebukse som vist i figur 37. Strømpebuksa har ein tjukkelse på 15 den, eller 0,06 mm. Kula med strømpebuksa vart dyppa i Zalovatn og hengt opp i tanken. Etter eit døger vart det gjort ei måling for å sjekke at signalet var stabilt ved å gjenta same måling ved nokre få frekvensar ein gong i halvtimen over ca 6 timar. Resultatet av stabilitetsmålinga er vist i figur 38. Her ser ein at det er små variasjonar for dei fleste frekvensane, i størrelsesorden 0,1 dB. Men 140 kHz skil seg ut med ein auke på 0,5 dB i løpet av målinga.



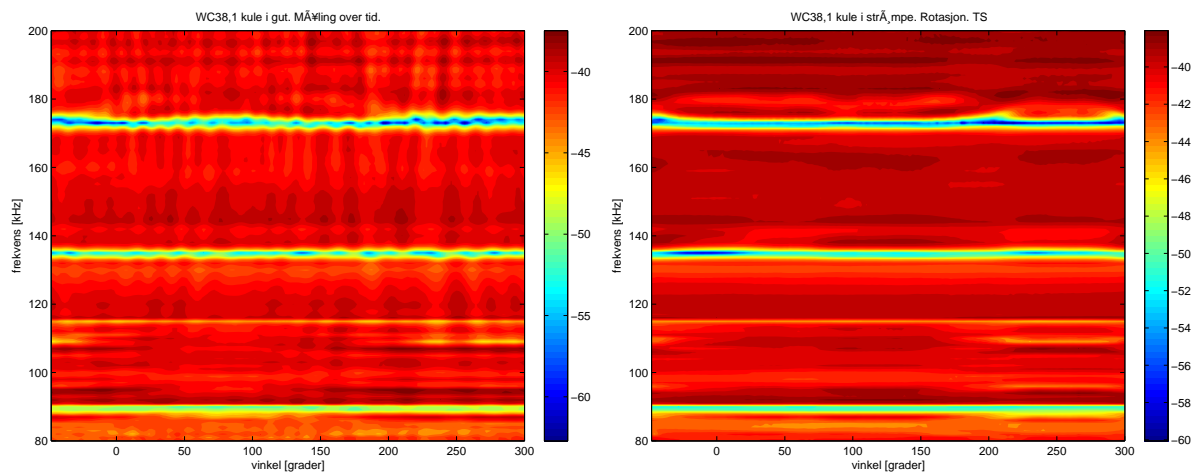
Figur 37: Kule i strømpebukse. Bilete er teke rett etter at kula vart teken opp frå tanken, dagen etter rotasjonsmålinga var ferdig.



Figur 38: Stabilitetssjekk av kule i strømpe, måling over tid ved same signal.

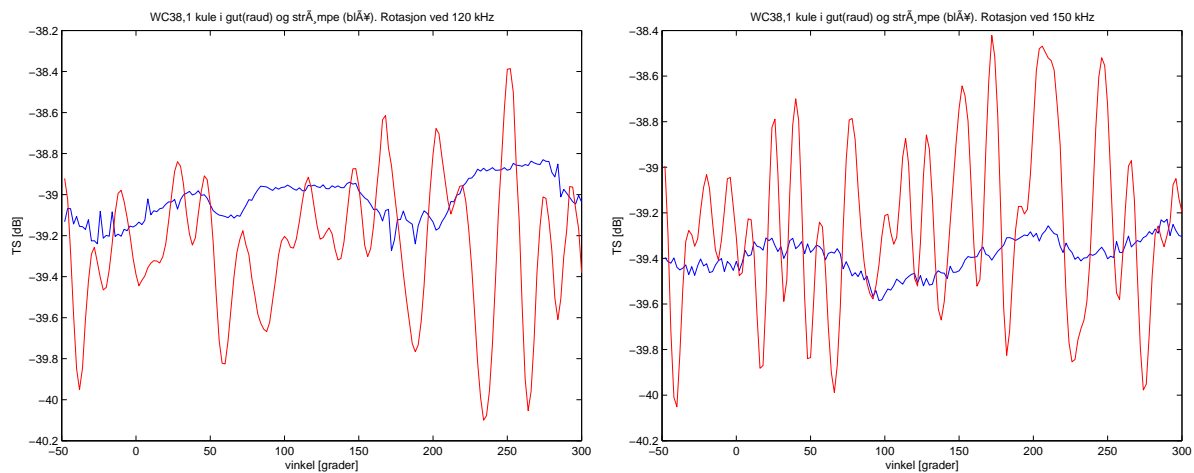
Rett etter stabilitetsmålinga vart det gjort same rotasjonsmåling på kula som då ho hang i guten. Konturplotta av desse målingane er vist i figur 39. Til venstre ser ein målinga på kula i gut, her er det eit litt ruglete mønster langs vinkelaksen. Til høgre er målinga utan gut, her er ruglemønsteret vekke.

Tek ein for seg målinga frekvens for frekvens og ser på variasjonen med vinkelen, blir forskjellen mellom dei to målingane enda tydelegare. I figur 40 er variasjonen med vinkelen plukka ut for 120 kHz til venstre og for 150 kHz til høgre. Raude kurver viser måling på kula i gut, blå kurver viser kula i strømpebukse. For begge desse målingane er det



Figur 39: Konturplott av rotasjonsmåling på WC38,1 kule. Venstre: Med gut. Høgre: Med strømpebukse.

variasjonar med vinkelen på opptil 1,6-1,7 dB for kula i gut. Dette er ein ganske stor variasjon. For kula i strømpebukse er variasjonen med vinkelen betydeleg mindre, her er det snakk om variasjonar på maksimalt mellom 0,4-0,5 dB. Reflektert signal frå kalibreringskuler skal i følgje Kenneth G. Foote ved Woods Hole Oceanographic Institution, USA, ha ein nøyaktigheit på 0,1 dB.



Figur 40: Variasjon med vinkel for gitt frekvens for kule med gut (raud) og strømpe (blå). Venstre: 120 kHz, høgre: 150 kHz.

For å undersøkje om kula hang heilt i sentrum under målinga med strømpebukse, vart innstillingen på oscilloskopet stilt inn med veldig stor oppløysning i horisontal retning slik at ein berre fekk med nokre få bøljelengder av signalet. Kula vart så rotert

medan mønsteret på oscilloskopet vart observert visuelt. Kor mange bølgjelengder signalet forskyv seg fram og tilbake medan kula blir rotert 360 gradar blir notert. Dette vart gjort for 200 kHz og for 120 kHz. For 200 kHz forskauv signalet seg 1,5 bølgjelengder. Dette tilsvarar 1,1 cm. For 120 kHz forskauv signalet seg $3/4$ bølgjelengde, dette tilsvarer 1,2 cm. Kula flytta seg altså fram og tilbake ca 1,2 cm under målinga. Ut frå direktivitetsskurva til 120 kHz svingaren i figur 13, svarar ein forskyvning på 0,6 mm til kvar side til ein variasjon på ca 0,2 dB for 120 kHz.

3.2 Metode for å finne materialparametre

Her kjem eit heilt anna tema: Materialparametre i måleobjektet.

I våre dager tenkjer ein gjerne at lydshastigheiten for dei fleste materiale er bestemt frå før og kan slåast opp i tabellar. Det stemmer. Grunnen til at ein metode for å finne materialparametre blir presentert her, er at det viser seg i fleire tilfeller at oppgitte hastigheitsparametre i litteraturen samsvarer dårleg med målingar som er gjort i dette prosjektet. For oss er det parametrane for kalibreringskula som er mest interessante. Å finne materialparametre for denne har Halvor Hobæk teke seg av. Metoden han brukte har eg prøvd å utføre på ein kobbersylinder, men det er ikkje like grundig gjennomført.

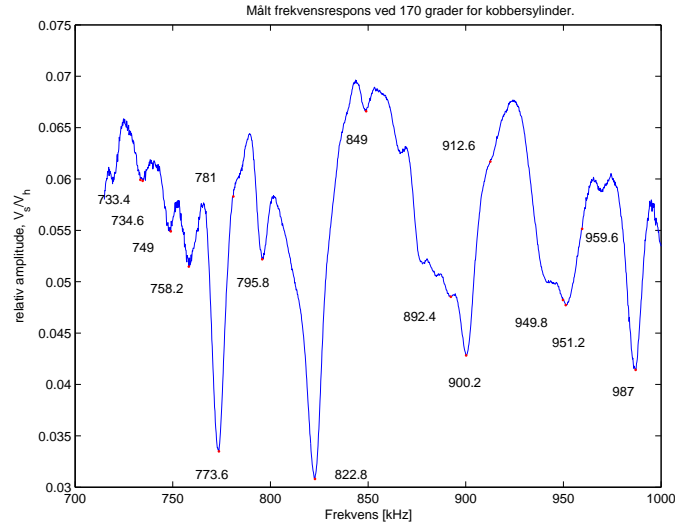
3.2.1 Målte kurver

For å finne parametrane i ein sylinder treng ein først å vite korleis frekvensresponsen frå sylinderen verkeleg ser ut. Dette kan målast.

Dei første målingane på kuler og sylindrar blei ikkje kalibrert. Dei vart målt med oppsett nr. 2 i Tabell 3. For å få fram den karakteristiske fasongen på frekvensresponsen blei det først målt 170 gradars tilbakespreiing med sylinderen hengjande vertikalt 70 cm frå sendaren i same høgde som sendaren. Etterpå blei hydrofonen plassert i posisjonen til sylinderen, og det vart gjort ei tilsvarande måling. Ved å dividere desse målingane på kvarandre får ein ein fasong på kurvene som er uavhengig av måleoppsettet, og som derfor stammer direkte frå sylinderen, men amplituden er ikkje kalibrert. Figur 41 viser ei målt kurve for ein kobbersylinder. Sylinderen har ein radius på 6.375 mm og ein tettheit på 8930 kg/m^3 .

3.2.2 Teoretisk modell

Halvor Hobæk har utvikla to matlab-program som bereknar frekvensresponsen for sylindrar og for kuler numerisk, basert på modale løysningar. Eg har og laga eit slik program i C++ i samband med eit kurs, "PHYS291 Databehandling i fysikk". Programma byggjer på teorien til Faran [10]. Frekvensresponsen til kuler og sylindrar har kraftige karakteristiske minima. Det viser seg at posisjonane til minima er veldig avhengige av hastigheitsparametrane i sylinder materialet. Posisjonane til minima i teoretisk og målt



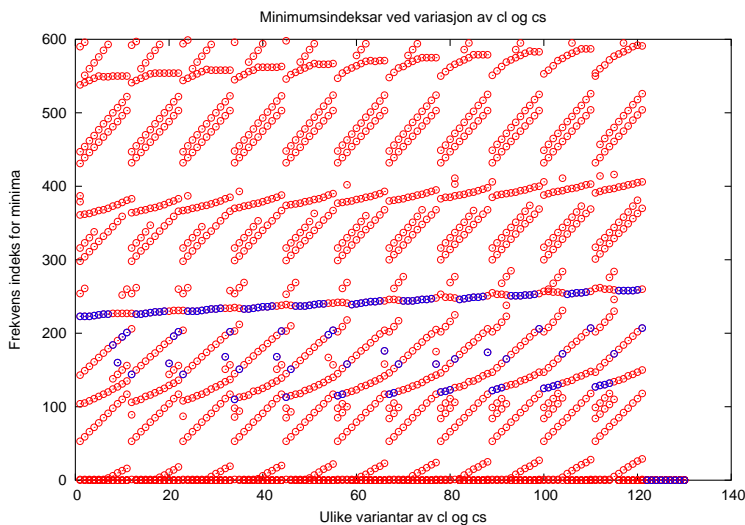
Figur 41: målt 170 gradars tilbakespreiing frå kobbersylinder.

kurve blir samanlikna. Kurvene i det teoretiske programmet endrar seg med val av parametre, som for eksempel tettleik, radius, og lydastigheitar i sylinderen og i mediet rundt sylinderen. For ein sylinder med kjend tettleik og radius, kan ein justere posisjonen til minima ved å variere lydastigheitsparametrane. Ved å justere lydastigheitsparametrane slik at den teoretiske kurva får minima for same frekvensar som den målte kurva kan ein kome fram til riktige verdiar for lydastigheiten i materialet. Parametrane som blir justert er skjærbølgjehastigheiten, c_s , og den longitudinale bølgjehastigheiten, c_l , i sylindermaterialet. Det er ikkje lett å finne den riktige kombinasjonen av c_s og c_l . Ein variant av programmet til Hobæk bidrar til ein systematisk måte å finne parametrane på. Men ein er nødd til å gjere delar av prosessen manuelt.

Dette programmet finn minima i frekvensresponsen for ulike verdiar av c_l og c_s . Det gjeld å starte med nokre verdiar som er i nærheten av dei verkelege verdiane. Programmet tek for seg frekvensresponsen for 11 verdiar kvar av c_l og c_s rundt startverdiane med bestemte intervall Δc_l og Δc_s mellom seg. For kvar verdi av c_l køyrer programmet med 11 verdiar av c_s . Indeksane til minima i kvar versjon av frekvensresponsen blir lagra i ei matrise. Det er ei kolonne for kvart minimum. Eit plott av ei slik matrise er vist i figur 42. Her er det verdiar av c_s mellom 2210-2320 m/s og av c_l mellom 4692-4802m/s. Kolonne nr. 5 i minimums matrisa er merka med blått. Det er ikkje alltid like mange minima for alle versjonar av hastigheitsparametrane. Dette er grunnen til at det blå området blir litt spreidd. Dette lager litt krøll i systemet og fører til at matrisa må undersøkjast manuelt for å finne dei riktige indeksane.

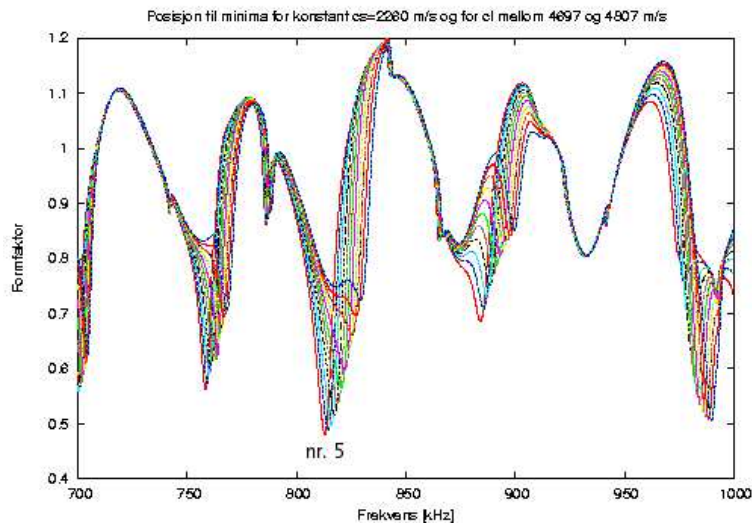
Framgongsmåten blir å først velje seg ut eit minimum som er ganske uavhengig av c_s og bruke dette til å bestemme c_l . Til dømes minimum nr. 5, området med punkt som ligg

på tilnærma ei rett linje og som delvis er merka med blått i figur 42. Dette minimumet ligg på omtrent same plass for alle verdiar av c_s . Første og siste indeks i denne rekkja med prikkar svarar til 811 kHz og 829,5 kHz. Dette er altså intervallet ein kan finne dette minimumet innanfor for dei hastighetane som er brukt her.



Figur 42: Minima for ulike verdiar av c_l og c_s . Område merka med blått viser kolonna med verdiar for minimumet som blir teke utgangspunkt i, minimum nr 5. Fordi nokre minima kjem og går, høyrer ikkje alle dei blå punkta til same minimum.

Ein må finne ut om dette minimumet svarar til eit minimum i den målte kurva. Det kan vere vanskeleg å kjenne igjen mønsteret viss ein har feil parametre. Men viss ein tek utgangspunkt i parametre som er oppgitt i litteraturen, er ein som regel i riktig område. Dersom ein plottar ei kurve for frekvensresponsen med gjennomsnittsparemetrane for lydshastighetane brukt i matrisa, ser ein sånn nokonlunde kva minimum som er tilstades og kva frekvens dei ligg ved i forhold til den målte kurva. I figur 43 er frekvensresponsen plotta med konstant verdi av c_s for 11 verdiar av c_l . Minimumet merka “nr. 5” svarer til den blå linja i figur 42. Dette minimumet svarar igjen til minimumet som ligg ved 822,8 kHz i den målte kurva i figur 41. I dette tilfellet ligg det målte minimumet innanfor intervallet til dei berekna minima i matrisa. Viss frekvensområdet i matrisa hadde vore utanfor måtte c_l blitt endra, eller Δc_l blitt gjort større. Den ønska verdien av c_l kan finnast ved å gå inn i matrisa og finne den frekvensen som ligg nærast 822,8 kHz. Med utgangspunkt i denne verdien kan ein snevre inn Δc_l for å finne ein meir nøyaktig verdi. Deretter kan ein rekne seg tilbake til kva verdi av c_l dette svarar til. Her finn ein og ein verdi for c_s . Denne passar til nøyaktig dette minimumet, men det er svært usikkert om den passar til alle dei andre. For å finne ein meir sikker verdi av c_s , tek ein utgangspunkt i eit minimum som varierar med c_s , ei bratt rekkje med punkt. Prosedyren blir gjenteke



Figur 43: Minima for c_s konstant lik 2260 m/s medan c_l varierar mellom 4697-4807 m/s.

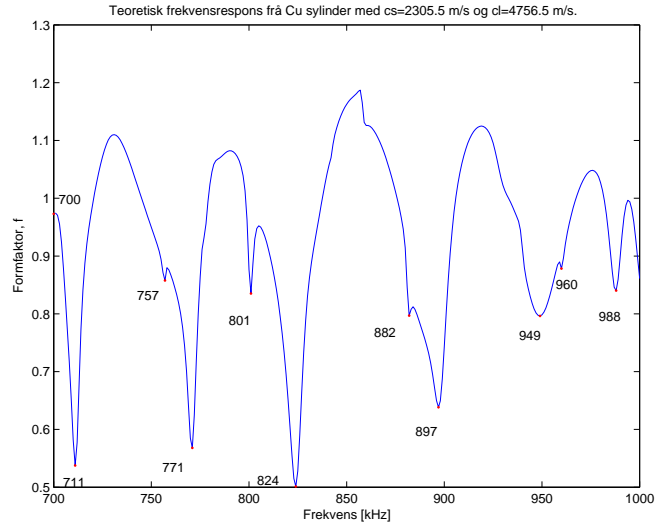
for dette minimumet. Når ein har funne ein verdi for c_s er det ikkje sikkert denne gjev like bra samsvar for det første minimumet som vart sett på. Ein kan då prøve å gjenta prosedyren for fleire minimum og sjå kva verdier som passar best i høve til den målte kurva. Halvor Hobæk har finrekna på dette for kuler. Eg har berre grovrekna litt for kobbersylindren. Resultata eg kjem fram til for kobbersylindren er at $c_l=4756.5$ m/s. For c_s såg eg på to minima og fann to ulike verdier $c_s = 2323$ m/s og $c_s=2288$ m/s. Figur 44 viser den teoretiske kurva for $c_l=4756.5$ m/s og c_s er lik gjennomsnittet av dei to verdiane eg har funne $c_s=2305.5$ m/s.

Viss ein samanliknar posisjonane til minima i den målte figuren, figur 42, med posisjonane til minima i den teoretiske, figur 44, så er det ikkje perfekt samsvar. Men den teoretiske figuren har begynt å likne på den målte, og ein kan kjenne igjen hovudtrekka. Ved å finpusse meir på valg av hastighetsparametre kan ein truleg få betre samsvar.

3.3 Metode brukt på kuler

For WC38.1 kula som blir brukt i kalibreringsmetoden har Halvor Hobæk brukt minste kvadraters metode for å finne minste forskjell mellom målte og berekna minima for verdier av c_s og c_l som blir variert med små steg rundt verdiane som vart funne med metoden beskrive over. Verdiane han kjem fram til gjev veldig godt samsvar mellom den målte kurva og den teoretiske.

Det er blitt målt 170 gradars tilbakespreiing for WC38.1 kula med ein 200 kHz kompositt svingar og ein B&K 8103 hydrofon, og resultatet blir her samanlikna med teoretiske kurver. Formfaktoren, f , er berekna for den målte kurva for å kunne samanlikne både



Figur 44: Teoretisk frekvensrespons fra kobbarsylinder med $c_s=2305.5$ m/s og $c_t=4756.5$ m/s .

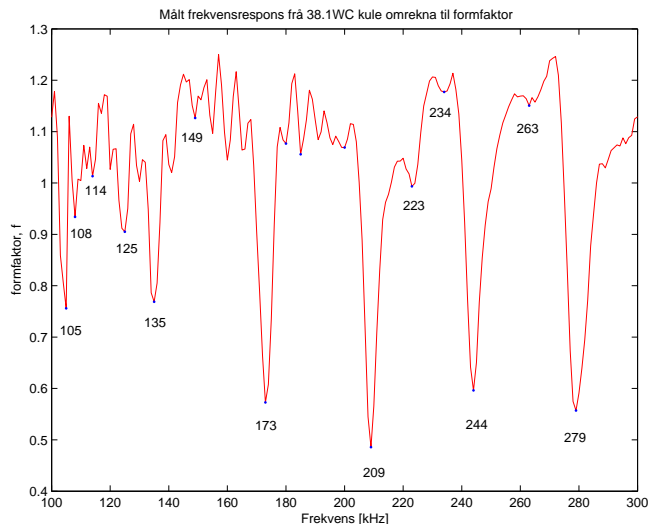
amplituden og posisjonane til minima. Formfaktoren er gitt ved:

$$f(170) = \frac{2R}{a} \left| \frac{V_{kule}(170)}{V_{hydrofon}} \right| \quad (47)$$

Her er R avstanden fra kula til hydrofonen, $V_{kule}(170)$ er 170 gradars tilbakespreiing fra kula. $V_{hydrofon}$ er innkomande signal i posisjonen til kula malt ved a plassere hydrofonen pa kula sin plass.

Figur 45 viser den malte formfaktoren for 170 gradars tilbakespreiing fra 100 kHz til 300 kHz. Og figur 46 viser teoretiske kurver for 170 gradars tilbakespreiing for to sett med litt ulike parametre. Dei to teoretiske kurvene ser heilt like ut, men viss ein studerer posisjonane til minima, ser ein at det er litt forskjell.

Samsvaret mellom malte og teoretiske kurver er blitt sett pa som bra nok til at ei teoretisk kurve kan blitt brukt i kalibreringsmetoden der innlese signal blir rekna om til TS. Som nevnt i kapittel 2 er det umogleg a male 180 gradars tilbakespreiing fra ei kule utan a ha ein reflektor eller to identiske transdusere som kan gje oss eit mal pa det innkomande signalet i posisjonen til kula. Ei slik maling trengs i kalibreringsprosedyren, men utstyret for a gjennomfore malinga manglar. Sidan samsvaret er OK for 170 gradars tilbakespreiing, blir det anteke at det same gjeld for 180 gradars tilbakespreiing. Ei teoretisk kurve for 180 gradars tilbakespreiing fra WC38,1 kula blir derfor brukt i kalibreringsprosessen som er beskrive i kapittel 2. I figur 46 er det figuren til venstre som har dei beste parametrene Hobæk har kome fram til. Desse er ikkje brukt i kalibreringsmetoden pa grunn av ei misforståing. Figuren til høgre viser ei kurve med parametrene som er brukt i



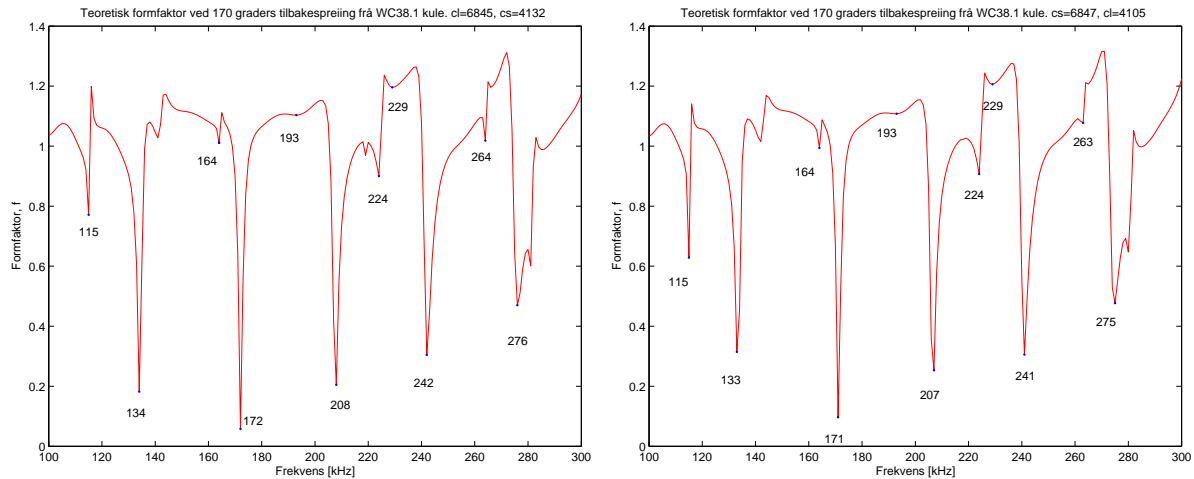
Figur 45: Målt frekvensrespons frå WC38.1 kule omrekna til formfaktor.

kalibreringsmetoden. Forskjellen er i praksis ubetydeleg.

3.4 Rotasjon av sylindrar

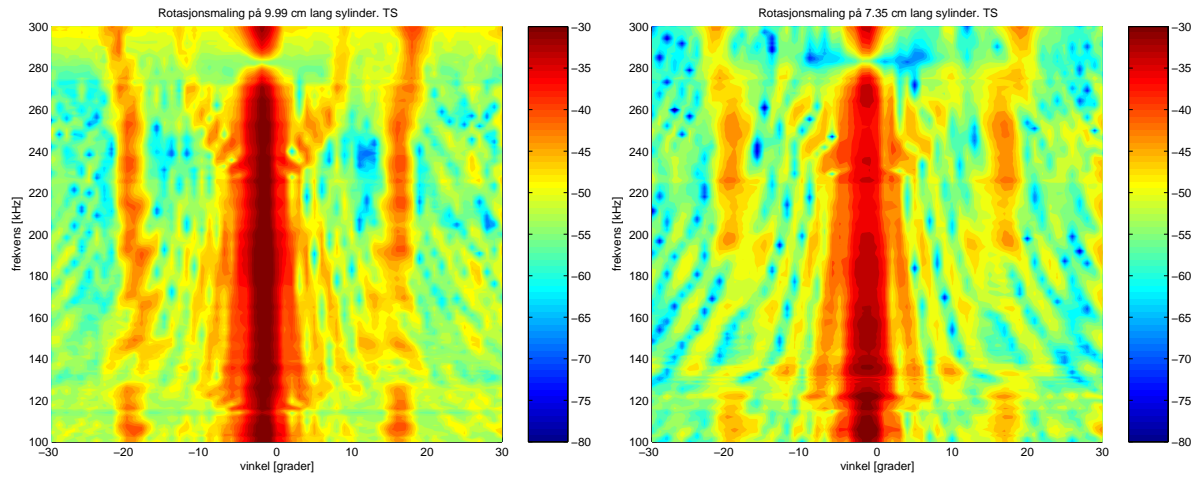
Dette er målingar som vart gjort etter at prosjektet var kome godt i gang. 200 kHz kompositt svingaren blei brukt som sendar og mottakar. Ein aluminium sylinder med diameter på 8,2 mm vart hengt opp horisontalt i tanken og etter å ha vore i vatn i 14 timar blei han rotert frå -30 gradar til +30 gradar. Frekvensresponsen frå 100 kHz til 300 kHz blei lese inn for kvar grad. For den første målinga var sylindere 9,99 cm lang. Det vart kutta ein bit av sylindere og gjort ei måling til. Då var sylindere 7.35 cm lang. Formålet med desse målingane var å samanlikne dei med målingar på makrell. Det desse målingane har felles med makrellmålingane er eit maksimum ved 20 gradar for lave frekvensar. Bortsett frå det ser det ut til at sylindermålingane har sitt eige mønster som er eit prosjekt i seg sjølv å forklare. Det er omtrent frekvensuavhengige sidelobar ved ca 20 gradar som ligg på same plass for begge sylindermålingane. I tillegg er det eit sidelobemønster som starter ved ca 230 kHz som peikar ut frå maksimumspunktet ved 0 gradar. Det er og mange små sidelobar som truleg kan beskrivast med ein sinc funksjon og som stammar frå bølger reflektert frå ein sylinder som står på skrå, sjå kap. 4.3.3.

Det vart og gjort eit par målingar på ein kobbersylinder for å sjekke om denne hadde eit liknande mønster. For det vanlege vinkelområdet var det ingen frekvensuavhengige sidelobar, men det var eit mønster med diverse andre sidelobar. Det vart og gjort ei måling på eit større vinkelområde, frå -48 gradar til 0 gradar. Her får ein akkurat med den frekvensuavhengige sideloben. Dette er vist i figur 48.

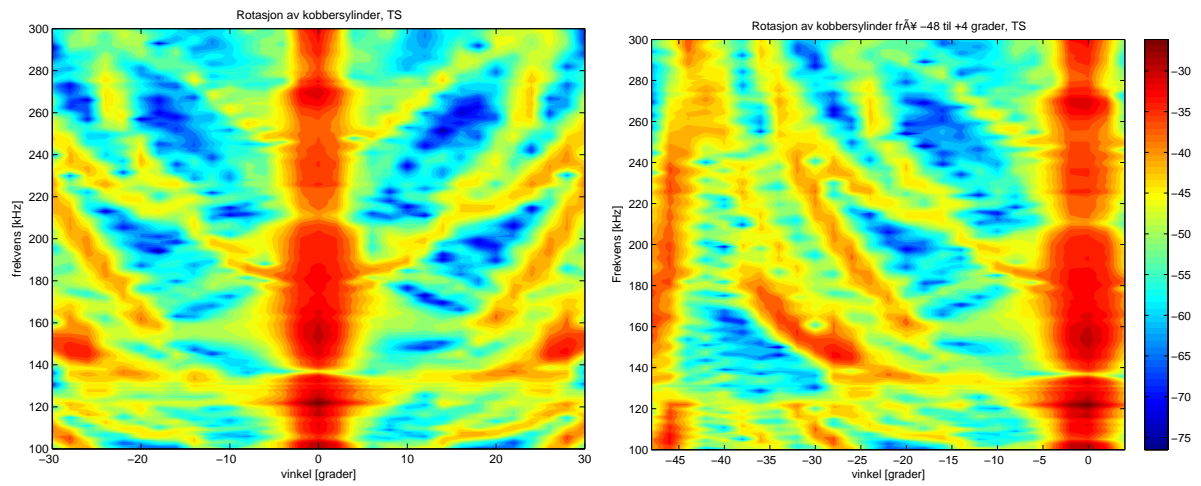


Figur 46: Teoretiske kurver for formfaktoren til WC38.1 kula. Venstre: Halvor sine beste parametre: $c_l=6845$ m/s og $c_s=4132$ m/s. Høgre: Parametrane som har blitt brukt: $c_l=6847$ m/s og $c_s=4105$ m/s.

Halvor Hobæk har jobba meir med det som er blitt presentert i dette kapittelet. Han presenterte noko av det på 29th Scandinavian Symposium on Physical Acoustics på Ustaoset i januar -06. Eit samandrag av presentasjonen vår ligg i appendix C.2.



Figur 47: Rotasjon av aluminiumsylder. Venstre: sylinderlengde: 9,99 cm. Høgre: lengde:7,35 cm.



Figur 48: Rotasjon av kobbersylinder. Venstre: Vanleg vinkelområde, ± 30 grader. Høgre: Utvida vinkelområde, -48 til 0 grader. lengde:7,35 cm.

4 Målingar på makrellbein med 200 kHz kompositt-svingar.

I førre kapittel vart målingar på standard objekt beskrive. I dette kapitlet blir målingar på makrellbein presentert. Kapitlet startar med eit avsnitt om forfallsprosessen til makrellbein. Deretter blir målingar med vertikal og horisontal rotering av beinet beskrive. Dei vertikale målingane er målt med eit oppsett som skil seg ut frå dei andre. Det blir funne nokre spanande resultat under dei horisontale rotasjonsmålingane.

4.1 Forfall

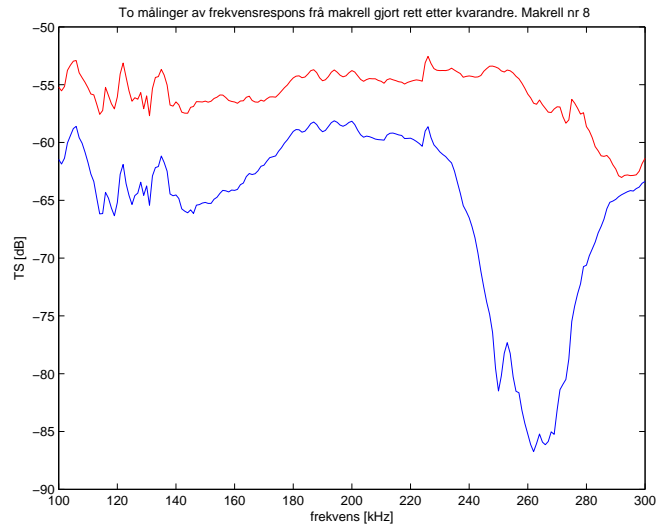
Etterkvart som makrellmålingane kjem i gong, blir det meir og meir tydeleg at signalet frå makrellen kan vere ganske ustabil. Ved fleire anledningar blir det observert at signalet endrar seg mellom målingar der ingen ting i oppsettet er forandra.

4.1.1 Mystiske sprang i signalet.

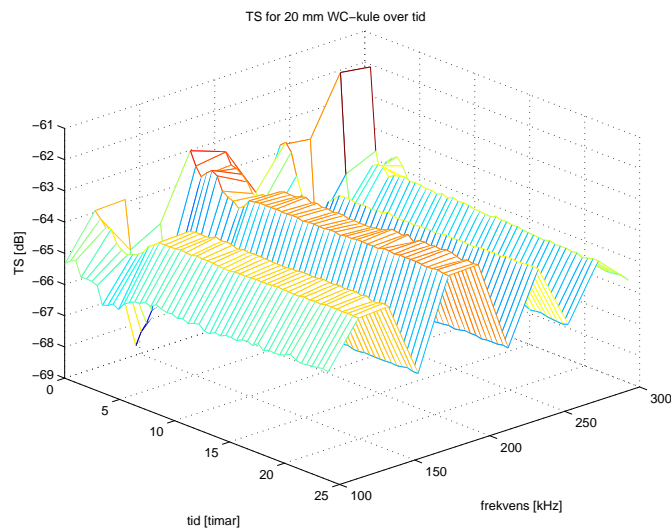
Det mest ekstreme tilfellet der signalet endrar seg vart oppdaga for makrell nr. 8 etter at han hadde hengt i vatn i to døger. Skjelettet hang horisontalt med ryggsida mot sendaren, og 200 kHz kompositt svingaren vart brukt som sendar og mottakar. Om morgonen var signalet mykje svakare enn det hadde vore ettermiddagen dagen før. Det vart gjort ei måling av frekvensresponsen. Etter å ha vore borti guten makrellen hang i, kunne ein sjå at signalet vart mykje kraftigare. Det vart gjort ny måling av frekvensresponsen. Figur 49 viser dei to målingane av frekvensresponsen. Det er ein forskjell mellom kurvene på opptil ca 30 dB. Spørsmålet er kva forklaringa på denne forskjellen er. Ein skulle ikkje tru at det å ta på guten skulle ha så stor betydning.

4.1.2 Jakta på kjelda til variasjonane i signalet.

Auken i signalet kan ikkje kome av temperaturforskjell sidan begge målingane var gjort innanfor ein time. Det kan heller ikkje kome av luft. Hadde signalet blitt svakare, kunne det ha vore ei luftboble som slapp taket, men i dette tilfellet vart signalet sterkare. Det er vanskeleg å sjå for seg at luft kan ha blitt tilført. Ein ting det kan skuldast, er ei auke i støyen. For å sjekke om støyen er ustabil, blir støy målt kvar halvtime over 14 timar. Denne målinga oppklarar ikkje saken. Støyen er ganske stabil. Ei liknande måling blir gjort for å sjekke om måleutstyret er stabilt. Frekvensresponsen til ei WC kule med 20 mm i diameter som heng i gut blir målt kvar halvtime over 25 timar. Resultatet er vist i figur 50. Signalet er veldig ustabil dei første 5-7 timane på grunn av luftbobler, men etterpå er det stabilt. Dette tyder på at måleapparata fungerer som dei skal. Dette viser og kor lenge kalibreringskulene må liggje i vatn før ein kan få pålitelege målingar frå dei.



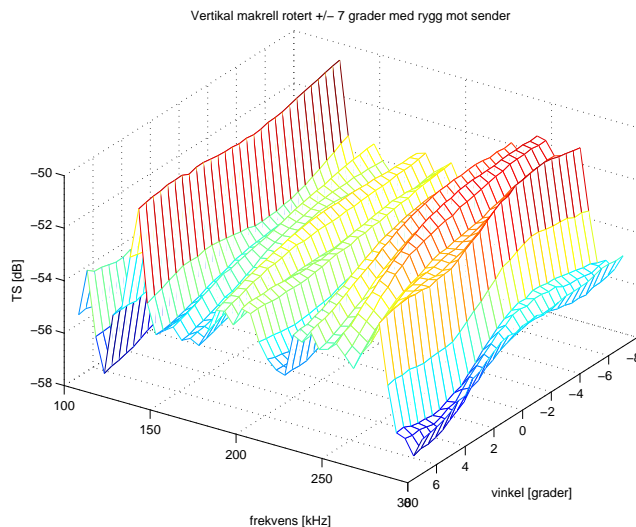
Figur 49: To målingar av frekvensrespons frå 10 cm bein frå makrell nr. 8 etter å ha hengt i vatn i to døger. Blå: lagra 7/9 kl. 10:36 Raud: lagra 7/9 kl. 11:10. Er så vidt borti gutet som held makrellen mellom målingane.



Figur 50: Måling på 20 mm WC kule over tid.

Det er mogleg at posisjonen til beinet kan ha endra seg bittelitt. For å sjekke kor følsomt signalet er for endringar i vinkelen til makrellen om ein akse på langs gjennom beinet, blir beinet hengt vertikalt og rotert med steg på 0.5 gradar frå minus sju til sju

gradar for kvar femte frekvens mellom 100 kHz og 300 kHz. Resultatet er vist i figur 51.



Figur 51: Vertikal makrell.

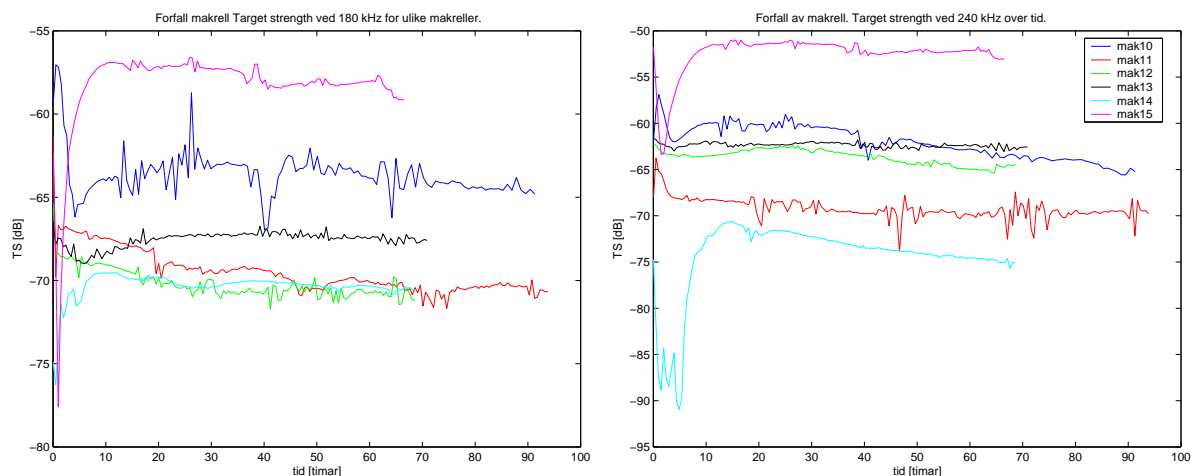
Dei eineste kraftige spranga i rotasjonsmålinga er i frekvensresponsen, det er ingen kraftig variasjon med vinkelen så dette forklarar heller ikkje problemet.

Det døde makrellbeinet har ikkje nødvendigvis dei same eigenskapane som beinet til ein levande makrell. Eigenskapane kan og endre seg etterkvart som beinet rotnar. For å undersøkje om signalet frå makrellen endrar seg over tid, vart frekvensresponsen for 11 frekvensar mellom 100 og 300 kHz lese inn ein gong kvar 30. minutt over fleire dagar. Dette vart gjort for 6 ulike makrellar. Nokre av resultatata frå desse målingane er vist i figur 52.

Signalet er veldig ustabil dei første 10-15 timane. Dette er truleg på grunn av små luftbobler på skjelettet. Sjølv om skjelettet blir plukka ut av makrellen under vatn og ikkje blir teke opp frå vatnet nokon gong, er det vanskeleg å unngå luftbobler. Vatnet som skjelettet blir plukka ut i er tappa frå springen og eventuelt tilsett salt. Dette vatnet inneheld nok litt luftbobler. Det viser seg at signalet frå beinet ikkje stabiliserar seg heilt. Det er fluktuasjonar gjennom heile tidsintervallet som er på mellom 70 og 100 timar. For nokre av målingane kan det sjå ut som det er periodiske fluktuasjonar i signalet. Dette har blitt undersøkt ved fourieranalyse. Konklusjonen blei at fluktuasjonane ikkje er periodiske.

Elektrisk støy i rommet vart målt, og nettspenninga blei undersøkt, her var det heller ikkje noko som bidrog til variasjonane i makrellsignalet. Variasjonane ser altså ut til å kome frå sjølve makrellbeinet. Desse målingane gjev ein peikepinn på kor mykje signalet frå makrellen kan endre seg.

Det er veldig stor forskjell i amplituden frå makrell til makrell. Dette kjem mest sannsynleg av at dei ulike makrellane ikkje har nøyaktig same vinkel om ein vertikal



Figur 52: Måling på 6 ulike makrell over tid med konstant frekvens. Venstre: 180 kHz. Høgre: 240 kHz.

akse. Ut frå rotasjonsmålingar som blir presentert seinare, ser ein at signalet er veldig avhengig av denne vinkelen. Det er vanskeleg å få makrellen til å hengje nøyaktig slik ein vil. Ut frå rotasjonsmålingane ser ein at det er veldig kraftig ekko når signalet kjem rett inn på makrellen, men når makrellen står litt på skrå, blir signalet mykje svakare. Det er ofte dette maksimumet er forskyve ein grad eller to i rotasjonsmålingane når makrellen heng slik at det er meininga maksimum skal liggje ved null gradar.

4.1.3 Konklusjon på signalfluktusjonar.

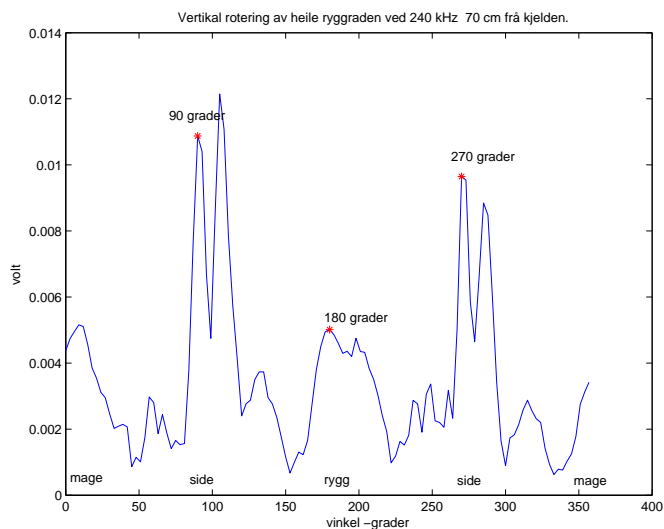
Konklusjonen når det gjeld den store variasjonen i signalet i figur 49, er at forskjellen mellom kurvene må skuldast at makrellen har vridd seg litt om ein vertikal akse mellom dei to målingane. I tillegg er det blitt vist at det er mindre variasjonar i signalet som kjem frå sjølve makrellen. Dette er eit biologisk materiale, og kan ikkje forventast å vere stabilt over tid. I dette avsnittet har ein fått ein indikasjon på kor store slike variasjonar kan vere. For å unngå dei største fluktusjonane heng makrellane under vatn i minst 15 timar før dei blir målt på. Dette blir gjort frå og med makrell nr. 10.

4.2 Vertikal rotasjon med heimelaga svinger

Dette er nokre av dei første målingane som vart gjort på makrellbein. Måleoppsettet var eit bistatisk oppsett med ein heimelaga 200 kHz svinger og ein 8103 B&K hydrofon, oppsett 3 i tabell 3. 170 gradars tilbakespreiing vart målt. Beinet hang vertikalt. For dei første målingane på makrell vart det brukt sytråd for å hengje opp beinet, og heile ryggraden var med. Tråden vart tredd gjennom beinet i nakken og festa i kvar ende i

klypene på den korte armen. Å sy tråden gjennom beinet gjorde beinet meir stabilt enn ved å knyte tråden rundt. Den bakerste delen av beinet, halen, vart knytt fast til eit lodd som hang ca 20 cm under beinet for å halde beinet på plass i den vertikale posisjonen.

“Magen” peika mot sendaren ved null gradar, og beinet vart rotert 360 gradar. Signal ved 240 kHz vart lese inn for kvar tredje grad. Desse tidlege målingane er ukalibrerte, men sidan det er signal ved berre ein frekvens som blir sett på, er kalibrering unødvendig for å sjå variasjonar med vinkelen. Figur 53 viser resultatet av ei slik måling. Same type måling vart gjort med 280 kHz. Resultatet av det er vist i figur 54.



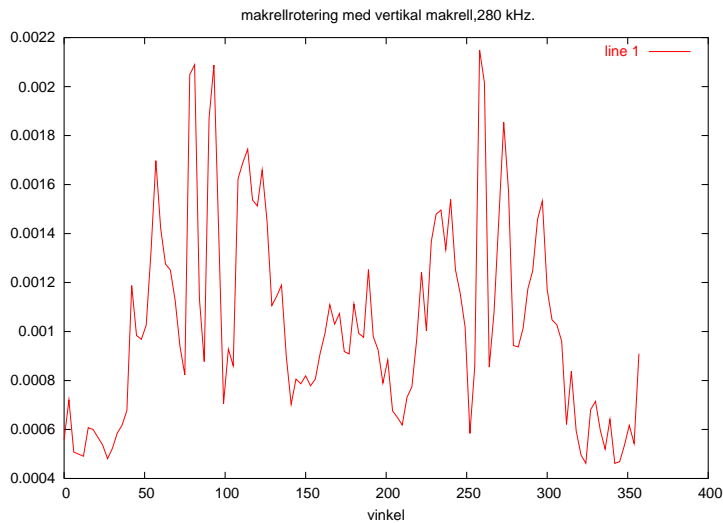
Figur 53: 170 gradars tilbakespreiing frå vertikalt makrellbein som blir rotert. Innlesning av signal ved 240 kHz kvar tredje grad.

Det er tydeleg at det er mykje kraftigare signal når makrellen blir sett frå sida enn når han blir sett frå over- eller undersida. Dette er veldig markert for 240 kHz, men tendensen er litt svakare for 280 kHz. Dette betyr at makrell vil gje eit kraftigare signal når han blir observert med sonar enn med eit ekkolodd, i alle fall for nokre frekvensar.

Dette oppsettet fungerte dårleg då makrellen hang horisontalt. Signalet vart begravd i støy for nesten alle tilt-vinklar, bortsett frå då beinet stod parallelt med overflata til svingaren.

4.3 Horisontal rotasjon med 200 kHz komposittsvingar

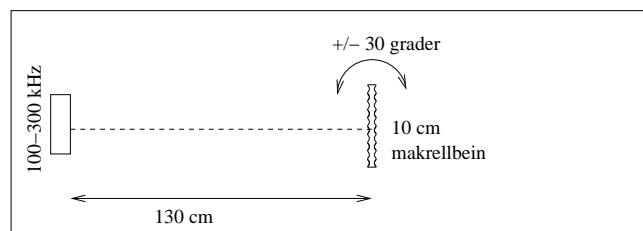
Hovuddelen av målingane i dette prosjektet blir presentert her. Det mest brukte måleoppsettet er 200 kHz kompositt svingaren som sendar og mottakar. Resten av målingane i dette kapitlet er gjort med dette oppsettet. 10 cm av makrellbeinet blir rotert og frekvensresponsen blir lese inn for ulike vinklar.



Figur 54: 170 gradars tilbakespreiing frå vertikalt makrellbein som blir rotert. Innlesning av signal ved 280 kHz kvar tredje grad.

4.3.1 Måleoppsett

Sidan makrellen sym med ulike tiltvinklar når han lever og er i sitt naturlege miljø, blir det og gjort målingar med ulike tiltvinklar. Eit ekkolodd peikar ned på makrell som sym i havet. I prosjektet vårt er dette snudd sidelengs slik at ekkoloddet peikar horisontalt, og fisken ligg sidelengs med ryggsida mot ekkoloddet. Det blir brukt 10 cm av makrellbeinet i desse målingane. Beinet blir rotert frå -30 gradar til + 30 gradar med steg på ein eller to gradar. Ved null gradar står beinet parallelt med transduseroverflata som vist i figur 55. Det er gjort slike målingar med oppsett nr. 4 og nr. 5 i tabell nr. 3.

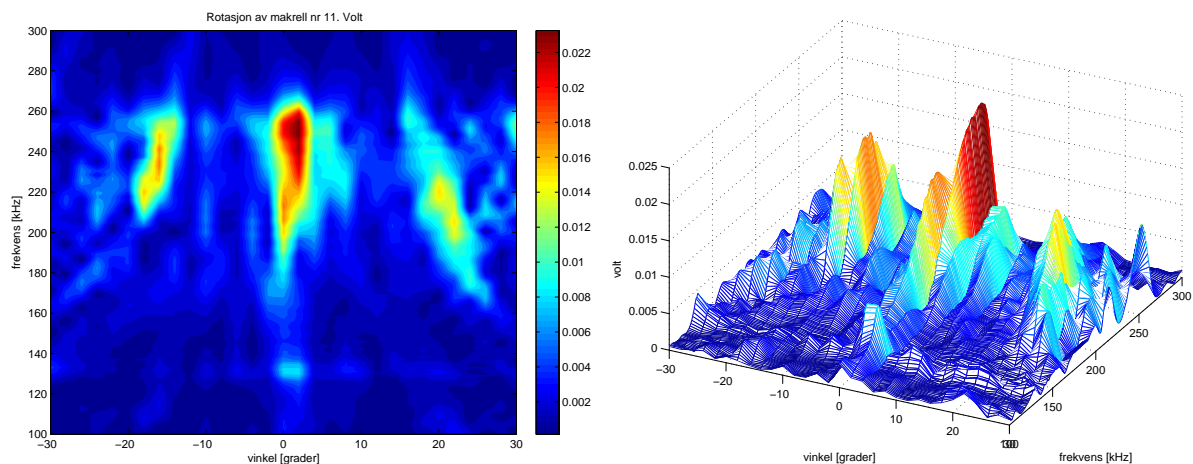


Figur 55: Oppsett for rotasjonsmålingar.

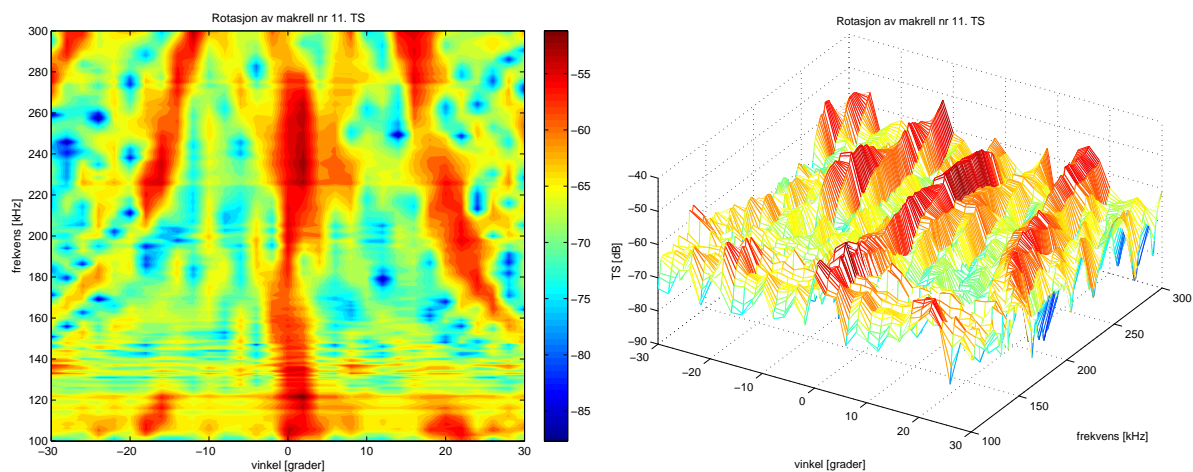
Det blir først sett på målingar med 200 kHz komposittsvingaren. Frekvensresponsen mellom 100 og 300 kHz blir lese inn for kvart steg av rottering. Resultata blir lagra i ei matrise som då består av $vinkel \times frekvensrespons$.

4.3.2 Resultat

Figur 56 viser resultatet av ei rotasjonsmåling før ho er kalibrert. Det vil seie innlese signal minus støy. Figur 57 viser det kalibrerte resultatet av rotasjonsmålinga. Begge desse figurane viser matrisa plotta både som konturplot og som “mesh” -plot. Konturplottet får fram mønsteret i figuren på ein oversiktleg måte, og gjer det lett å samanlikne ulike målingar. Det er derfor konturplottet som blir brukt vidare for å illustrere resultatata.



Figur 56: Rotasjon av makrell nr. 11. Ukalibrert, innlese signal minus støy.



Figur 57: Rotasjon av makrell nr. 11. Kalibrert og omrekna til target strength

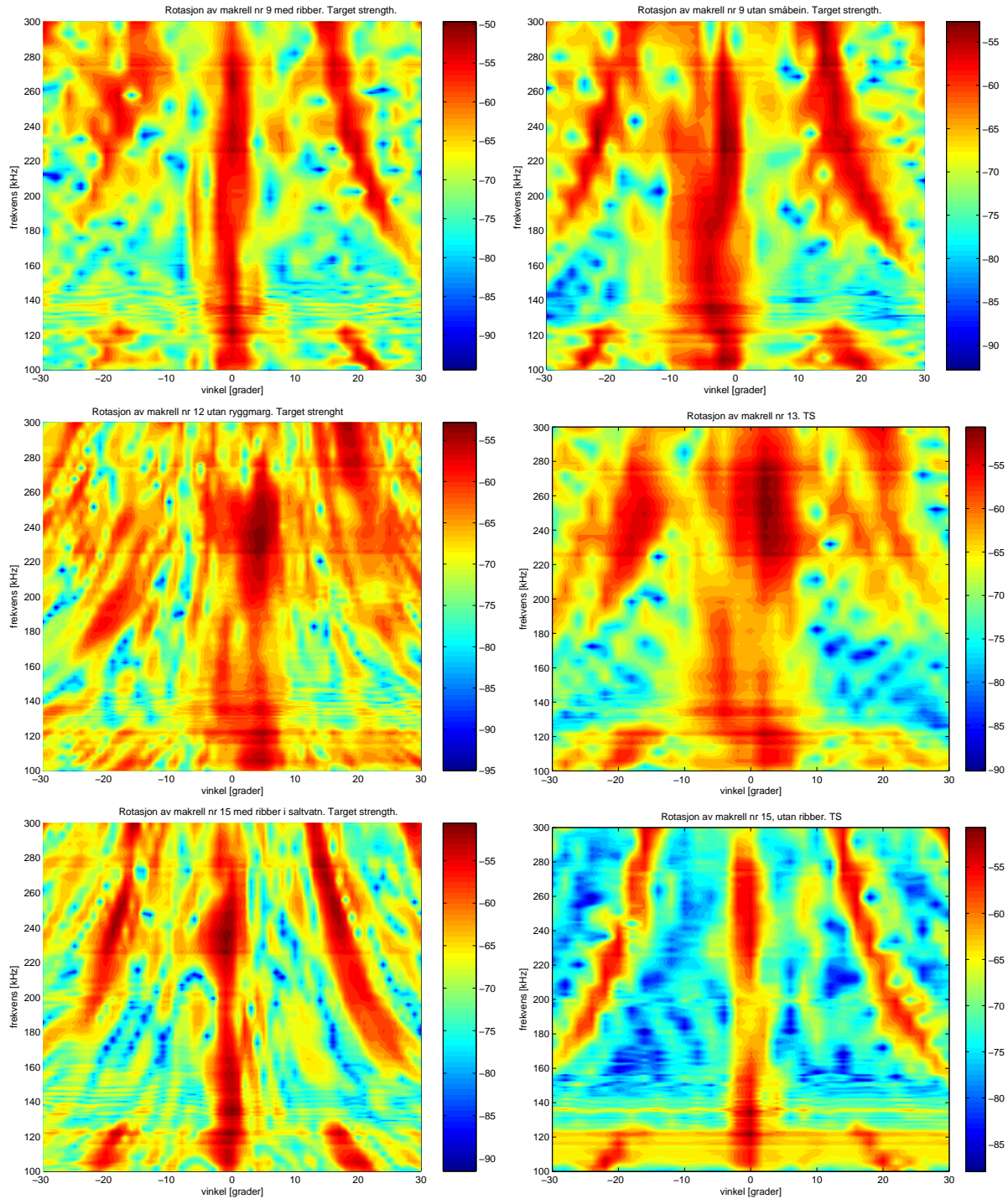
Det viser seg at det er eit fast mønster som går igjen i denne typen målingar. Det er eit kraftig maksimum ved null gradar. I tillegg er det eit litt frekvensavhengig maksimum

rundt 20 gradar. Det er og eit maksimum ved ca 30 gradar i dei øvste hjørna. For lave frekvensar er det eit lite maksimum som ligg som ein flekk ved 20 gradar. Figur 58 viser konturplottet av 6 slike målingar til for makrell nr. 9, 12, 13 og 15. nr. 9 og 15 er vist med og utan småbein. Småbein vil seie ribbebein og andre små bein som stikk ut frå ryggraden.

Makrell nr. 9 er målt på i ferskvatn. Ryggmargen er ikkje plukka ut. Målinga på makrell nr. 9 med ribbebein er starta eit par timar etter at makrellen var hengt opp, signalet kan derfor vere ganske ustabil. I konturplottet for denne målinga ser ein at mønsteret er mindre markert frå -30 til 0 gradar enn for den andre halvdel. Dette kjem nok av at målingane startar ved -30 gradar, og at signalet stabiliserar seg etterkvart som tida går. Ein måleserie med innlesning annankvar grad tar ca 15 timar. Målinga på den same makrellen utan ribbebein har eit litt svakare, men breidare maksimum ved 0 gradar. Grunnen til at maksimumet er breidare kan kome av at makrellen har lettare for å bøye seg når småbeina blir fjerna. Når beinet er bøydd, vil det vere ein del av beinet som peikar rett mot svingaren for fleire vinklar.

Makrell nr. 12 og 13 har eit mindre markert mønster enn resten av målingane. For begge desse makrellbeina har ryggmargen blitt plukka ut på ein litt dum måte. I staden for å trekkje den forsiktig ut, vart den skubba ut med ein streng og ei tynn kobberstang. Ryggmargen fliste seg opp og kom ut som ei smørje. Denne framgongsmåten kan ha ført til små luftbobler inni ryggmargskanalen, og stanga kan ha skada strukturen på beinet. Det var nødvendig å ta ganske hardt i for å få stanga gjennom kanalen. Det er ikkje blitt observert nokon systematisk forskjell i målingane på om ryggmargen er med eller ikkje. Hovudgrunnen til at denne blir fjerna, er at den utvida seg og byrja å tyte ut av beinet når det hadde hengt ei stund i vatnet, og den gav frå seg små oljedråpar som griste til vatnet.

Makrell nr. 15 har eit veldig tydeleg og reint mønster, denne vart målt på i fysiologisk saltvatn. Ryggmargen vart dregen forsiktig ut i ein bit. Det er gjort måling med og utan ribbebein. Det er litt usikkert om det er saltvatnet eller ryggmargen eller noko anna som gjer at mønsteret her kjem tydelegare fram fordi det ikkje er gjort fleire tilsvarande målingar med dette oppsettet i saltvatn.



Figur 58: Rotasjonsmåling av 4 makrellar. Makrell nr. 9 med og utan ribber i ferskvatn. Makrell nr. 12 utan marg med ribber. Makrell nr. 13 utan marg og ribbebein. Makrell nr. 15 i saltvatn, utan marg, med og utan småbein.

4.3.3 Sidelobar

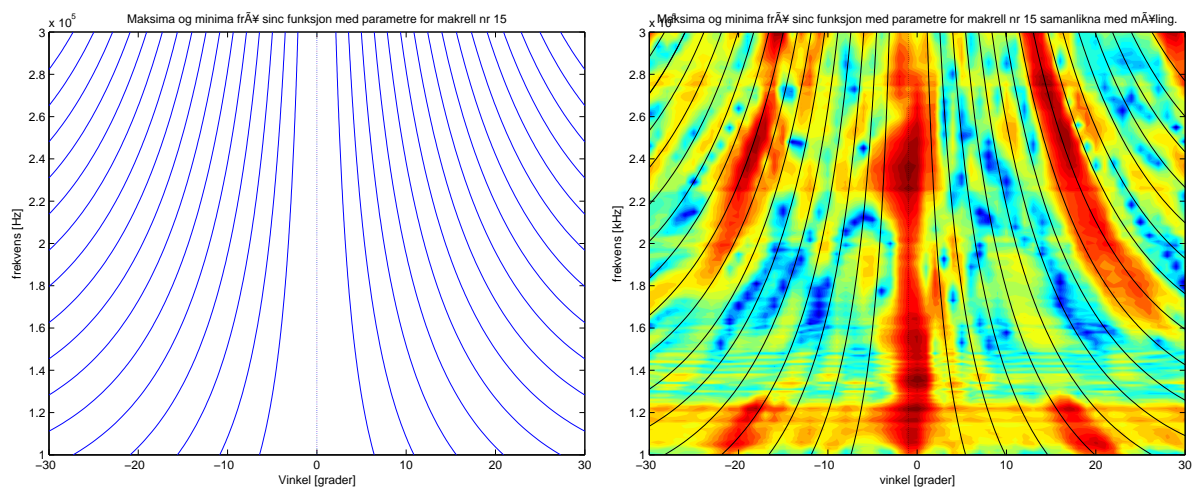
Viss ein tek utgangspunkt i at makrellbeinet er sylinderforma med lengde L , skulle ein forvente å få sidelobar som er beskrevet med sincfunksjonen i likning 48 når beinet blir rotert.

$$\text{sinc}\left(\frac{1}{2}kL \sin(2\theta)\right) = \frac{\sin\left(\frac{1}{2}kL \sin(2\theta)\right)}{\frac{1}{2}kL \sin(2\theta)} \quad (48)$$

Her er bølglengda, $k = \frac{2\pi f}{c}$, f er frekvens og c er lydshastighet. L er lengda på sylindren. θ er tiltvinkelen.

I nokre av rotasjonsmålingane på makrell kan ein skimte ein del slike sidelobar. For å undersøkje om desse passar med likning 48, blir vinklane som gjev maksima og minima i sincfunksjonen plotta. Desse vinklane tilsvarar maksimumsområda i konturplotta. Det blir sett inn verdiar for lydshastighet og lengde i likning 48 som passar med målinga som er gjort på makrell nr. 15. Lydshastigheiten er berekna ut frå temperatur og saltinnhald i vatnet som gjaldt når målinga på makrell nr. 15 vart gjort. I figur 59 blir maksima og minima til sinc-funksjonen plotta og samanlikna med målinga på makrell nr. 15 med småbein. Dei to første maksima for positive vinklar passar veldig bra overeins med teorien. For resten av kurvene er det dårlegare samsvar. Maksima og minima i sinc-funksjonen blir svakare dess høgare orden dei har, dette kan vere ein grunn til at det ikkje er så bra samsvar overalt.

For målinga på makrell nr. 15 utan småbein skulle dei same parametrane for lydshastighet og lengde gjelde. Rotasjons målinga av denne nede til høgre i figur 58 viser ikkje antydning sidelobar. Grunnen til dette er ukjend.



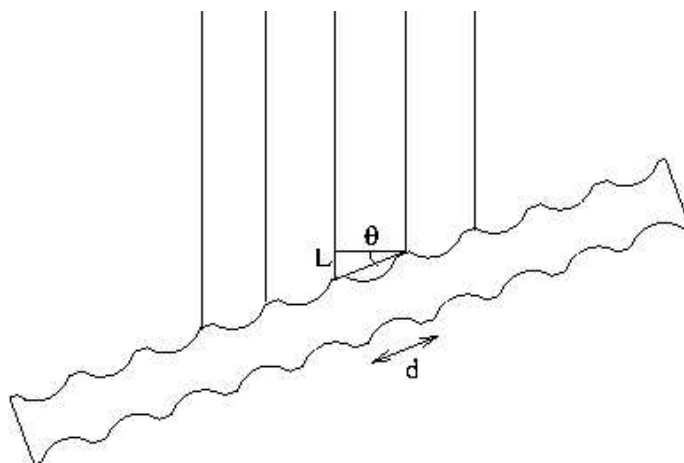
Figur 59: Venstre: Maksima og minima i sincfunksjonen. Høgre: Samanlikna med måling på makrell nr. 15, forskove ein grad.

4.3.4 Gitterlobar

Maksima i konturplotta rundt 20 gradar er kraftige og breide og skil seg ut frå variasjonane med sinc-funksjonen. Desse maksima har om lag same amplitude som maksimumet ved null gradar. Dette tyder på at dei kan vere gitterlobar. Dette blir undersøkt ved hjelp av litt enkel array-teori.

4.4 Array-teori

Det blir gjort eit forsøk på å tilpasse litt enkel array-teori til makrellbeinet. Ein går ut frå at kvart ledd i makrellbeinet kan beskrivast som eit element i ein array. Dette er illustrert i figur 60. Kvart ledd blir sett på som ei punktkjelde.



Figur 60: Array-teori anvendt på makrellbein

Vinklane som gjev konstruktiv interferens i den reflekterte stråla blir berekna. Når makrellen er vridd ein vinkel, θ , gjev det konstruktiv interferens når to gongar veglengdeforskjellen, L , mellom to ledd er lik eit heilt antall bølglengder.

$$2L = n\lambda \quad (49)$$

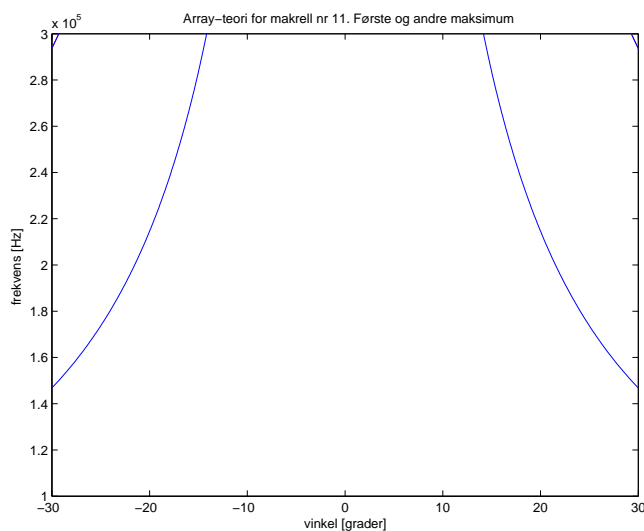
Veglengdeforskjellen kan uttrykkjast ved avstanden mellom ledda i makrellen, d :

$$L = d \sin \theta \quad (50)$$

Frekvensane som gjev konstruktive maksima er gitt ved bølglengda. $\lambda = c/f$. Ut frå dette kan ein finne eit uttrykk for vinklane som gjev konstruktiv interferens som funksjon av frekvensen. Denne typen spreining blir og kalla bragg-spreining, [12].

$$\theta = \arcsin \frac{n\lambda}{2d} = \arcsin \frac{nc}{2df} \quad (51)$$

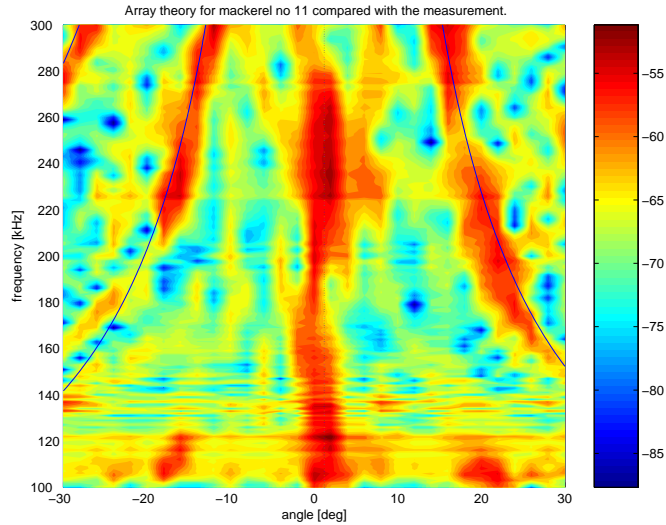
Avstanden mellom kvart ledd i makrell nr. 11 er målt, og gjennomsnittet av disse målingane er sett inn for d i likning 51. Resultatet når ein plottar vinklane som gjev konstruktiv interferens for same frekvensområde som makrellmålingane er vist i figur 61. Første maksima ligg rundt 20 gradar og ser ut som dei passer bra med maksima i makrellmålingane. Andre maksima kan ein sjå ein liten bit av i dei øvste hjørna, desse ser og ut til å samsvare med makrellmålingane.



Figur 61: Array-teori anvendt på makrellbein

Figur 62 viser dei teoretiske kurvene for makrell nr. 11 i lag med dei målte. Her er dei teoretiske kurvene litt forskyvne for å passe med dei målte. Ei svak linje ved ca 1 grad i figuren antyder forskyvingen. Samsvaret mellom berekna og målte kurver er veldig bra. Til og med andre maksima som berre kan skimtast i dei øvste hjørna, passar bra med teorien. Dette tyder på at dei kraftige maksima i makrellmålingane er gitterlobar.

Dette kunne kanskje blitt brukt til å bestemme storleiken på fisk. Det blir det sett nærare på i kapittel 6. Ein forutsetning for at dette skal kunne brukast til å bestemme storleik på fisk er at mønsteret viser gjennom fiskekjøtt. For å undersøkje dette, vart det gjort nokre målingar med fiskekjøtt.



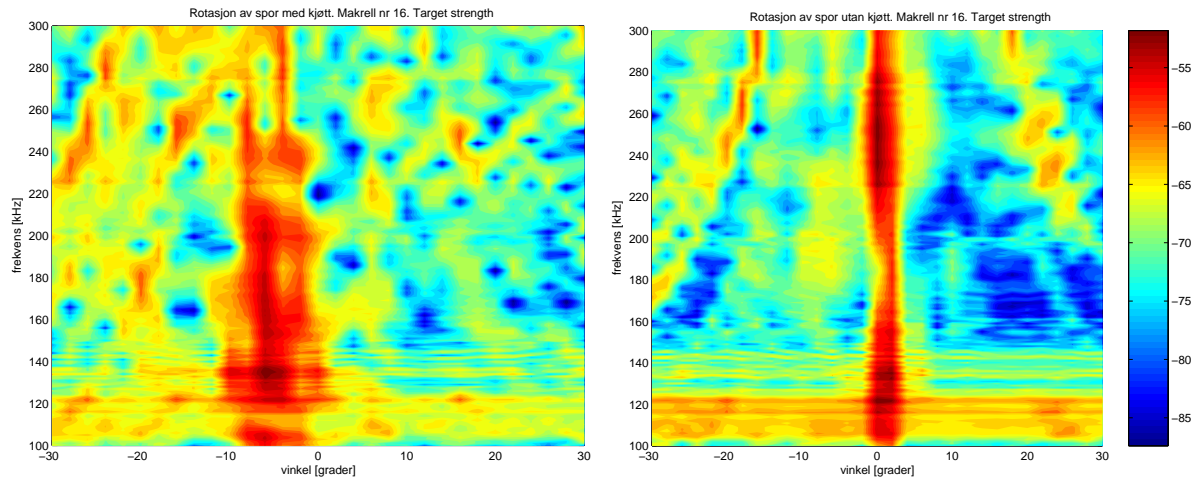
Figur 62: Array-teori anvendt på makrellbein

4.5 Målinger på makrell med kjøtt

4.5.1 Spor

Her var det ønskeleg å bruke det same området av ti centimeter som i dei andre målingane, men dette området inneheld alle innvollane. For å unngå å grise til heile tanken blei 10 cm av sporen brukt. Makrellen blei kutta i to ved gatopninga som vanleg, men her valde ein ut 10 cm bakover mot halen i stadenfor framover. Dette vart ein veldig usymmetrisk fiskebit. Den tjukkaste delen ved gatopninga var 4,4 cm i diameter medan den tynne delen ute ved sporen var 1 cm i diameter. Det at tyngdepunktet var veldig forskove, gjorde det vanskeleg å få makrellen til å hengje slik han skulle. Han tippa nedover med den tunge delen og forflytta seg vekk frå sentrum. For å rette opp dette blei det festa ei snor i midten som drog makrellen i riktig posisjon. Dette blei gjort på augemål. Etter at sporen var målt på, blei kjøttet plukka vekk, og det vart gjort ei tilsvarende måling på beinet. Figur 63 viser resultatata frå rotasjonsmålingane på sporen med og utan kjøtt.

Ein ser ikkje noko tydeleg mønster frå gitterlobane i målinga med kjøtt. Dette ser ikkje lovande ut. Men kjøttet på sporen var veldig usymmetrisk fordelt, dette kan vere grunnen til at det ikkje blir noko fornuftig mønster. Mønsteret frå beinet i sporen har sidelobar som er svakare enn hovudloben. Det som skil dette beinet frå dei andre beina det er målt på er at avstanden mellom ledda i sporen blir kortare og kortare etterkvart som ein nærmar seg halespissen, medan beinet henta midt i makrellen har ganske jamn avstand mellom ledda.



Figur 63: Rotasjon av spor. Venstre: Med kjøtt. Høgre: Utan kjøtt.

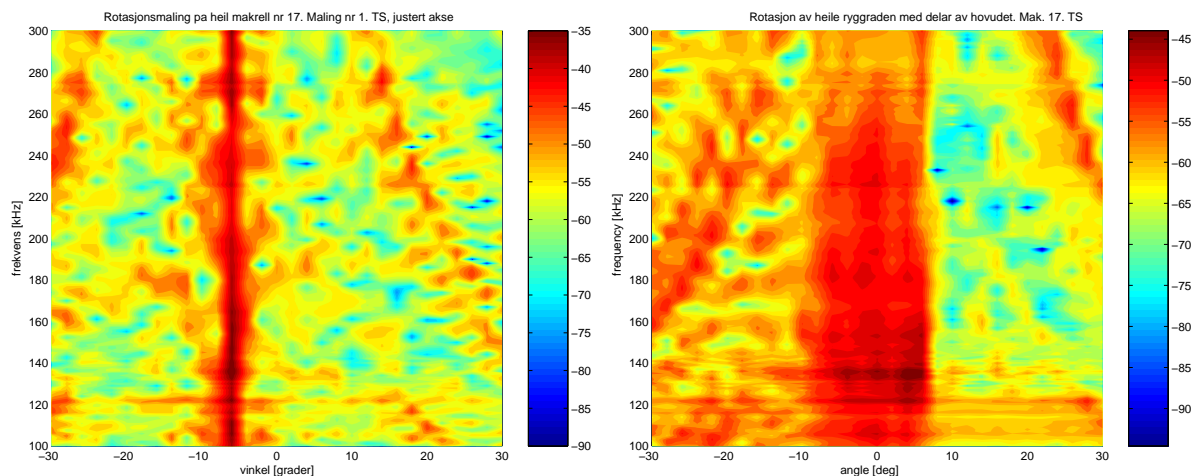
4.5.2 Heil makrell

For å få litt meir symmetri utan å sleppe ut involver i tanken, blei det gjort eit par målingar på ein heil makrell. Det vart gjort to målingar på den same makrellen. I begge desse kunne ein sjå gitterlobar. Det blei og gjort ei måling på heile skjelettet.

Resultata frå målingane på heil makrell med og utan kjøtt er vist i figur 64. I målinga med kjøtt til venstre er mønsteret forskove ca 6 gradar. Dette kjem nok av at makrellen ikkje stod i nøyaktig riktig posisjon. I tillegg har ryggraden ein vinkel i forhold til fisken. Gitterlobane er svakare enn for målingar på 10 cm bein utan kjøtt. Dette er truleg på grunn av dempinga i kjøttet. Gitterlobane blir meir dempa enn maksimum ved null gradar fordi signalet må gå gjennom meir kjøtt når makrellen står på skrå.

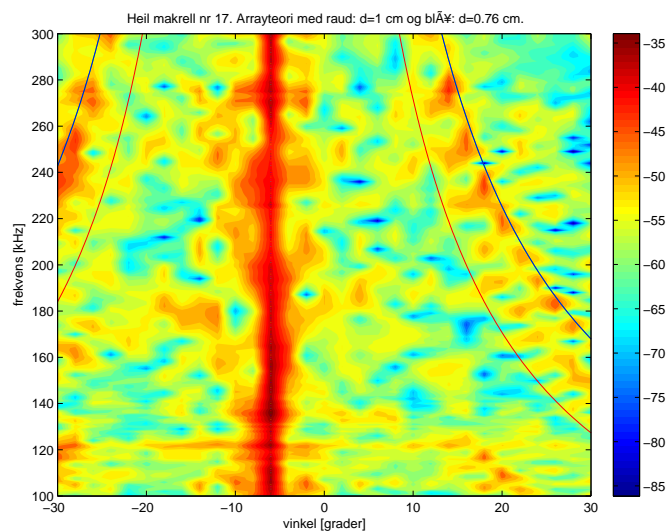
I målinga utan kjøtt til høgre i figur 64 er heile ryggraden og delar av hovudet teke med. Beinnet er ganske krumbøyd. Dette fører til at det blir eit veldig breidt maksimum ved null gradar. Her ser det ut til at gitterlobane har same amplitude som maksimumet ved null gradar.

Gitterlobane ligg ved litt større vinklar enn for målingane på 10 cm av beinet. Dette kjem truleg av at gjennomsnittsavstanden mellom ledda er kortare for heile makrellen enn for den vanlege 10 cm biten. I målingane med 10 cm av ryggrada frå gatopninga og framover er typisk avstand mellom ledda ca 1 cm. For makrell nr. 17, som vart brukt her, er gjennomsnittsavstanden mellom beina 0.76 cm. I figur 65 er kurvene som gjev første maksimum, i følgje arrayteorien beskrive i forrige avsnitt, berekna for to variantar av avstanden mellom ledda i beinet, d . Den første avstanden er $d = 1$ cm, denne kurva er raud og gjev dårleg samsvar med målinga. $d = 0.76$ cm er brukt i den blå kurva, her er det ganske bra samsvar med målinga. Dette illustrerer i tillegg kor avhengig desse maksima er for variasjonar i avstanden mellom ledda. Det at ein forskjell på 2 mm kjem



Figur 64: Rotasjon av heil makrell. Venstre: Med kjøtt. Høgre: Utan kjøtt.

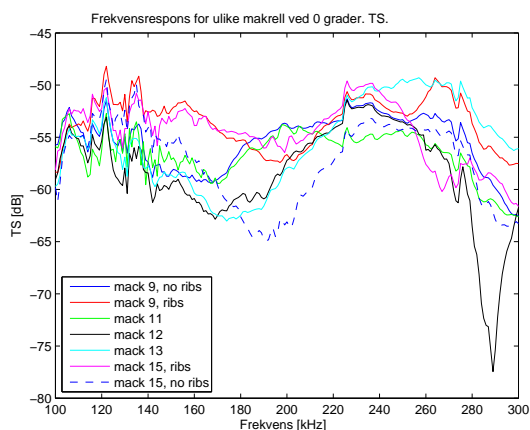
tydeleg fram, støttar opp om at dette kan brukast til å bestemme storleiken på makrell.



Figur 65: Array-teori anvendt på makrellbein, samanlikna med måling på heil makrell nr. 17. Raud kurve $d=1$ cm (typisk gjennomsnitt for 10 cm av makrellbein henta ut midt i makrellen). Blå kurve: $d=0.76$ cm (gjennomsnitt for ledd i makrell nr. 17)

4.6 Midla over fleire målingar og fleire vinklar

For å kunne samanlikne målingane som er gjort med modellen frå Havforskningsinstituttet, blir målingar ved null gradar plukka ut frå rotasjonsmålingane. I figur 66 er frekvensresponsen ved null gradar frå makrell nr. 9, 11, 12, 13 og 15 plotta. Makrell nr. 9 og 15 er teke med to gongar med og utan småbein. Den same tendensen går igjen i alle målingane. Det er eit maksimum ved ca 130 kHz, eit minimum rundt 190 kHz og eit maksimum igjen ved 250 kHz. Makrell nr. 12 skil seg litt ut ved eit kraftig minimum ved 290 kHz. Det er ikkje den store likheiten med modellen frå havforskningsinstituttet.



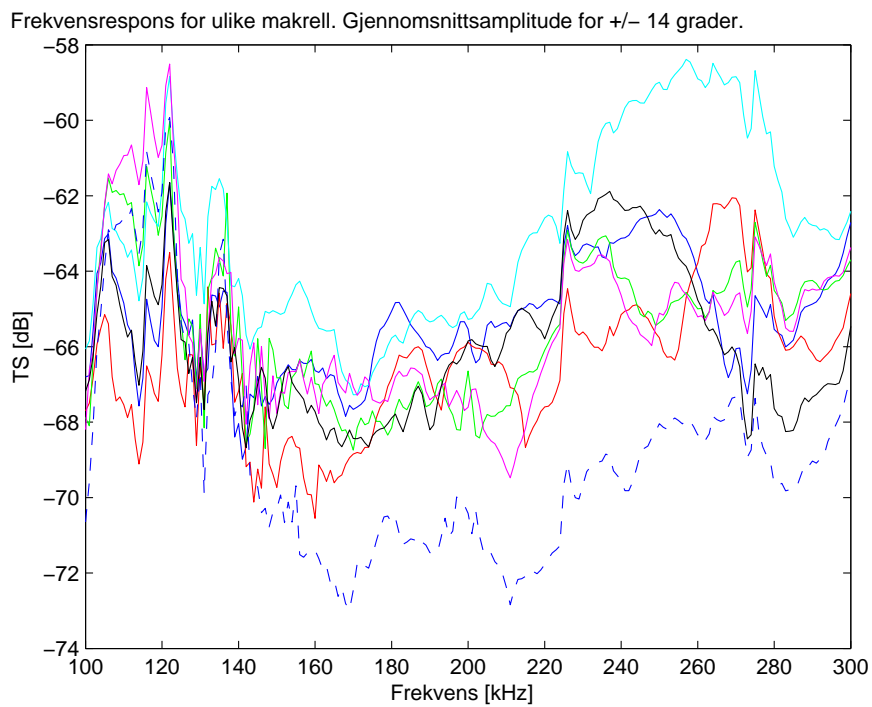
Figur 66: Frekvensrespons ved null gradar for 5 ulike makrell. Makrell nr. 9 og 15 med og utan ribber.

4.6.1 Midling over fleire vinklar, lik vekting

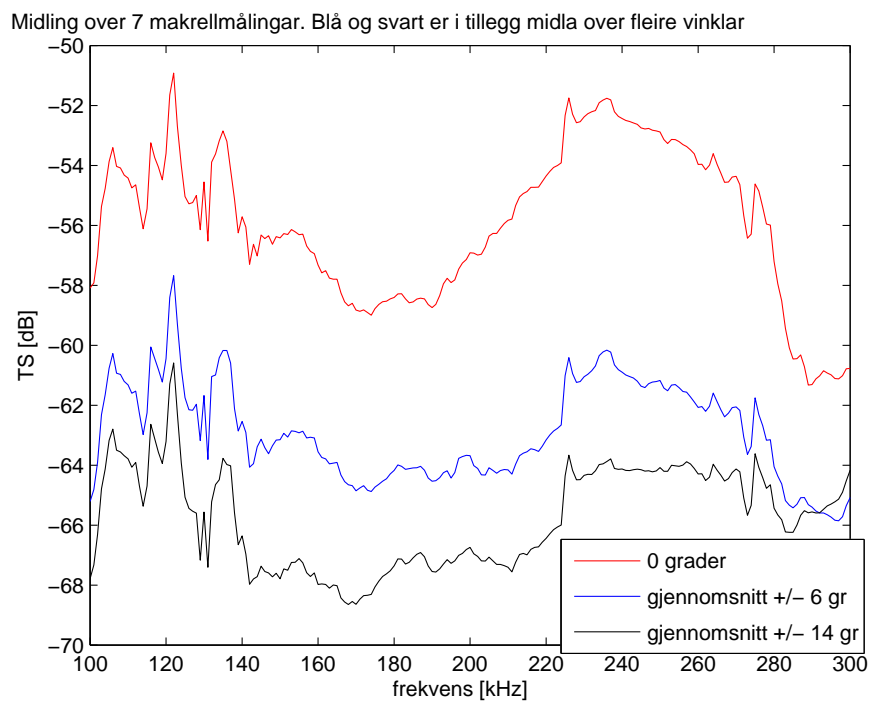
For å tilpasse målingane betre til modellen frå Havforskningsinstituttet blir målingane midla over fleire vinklar. I figur 67 er frekvensresponsen for kvar makrell midla over målingar frå ± 14 gradar. Alle vinklane er vekta likt. Her blir minimumet og maksima meir markert for nokre av makrellane, men det liknar framleis ikkje på modellen.

Målingane for kvar makrell som er midla over ± 14 gradar i figur 67 blir i tillegg midla over dei 7 makrellmålingane. Dette blir og gjort for dei 7 makrellmålingane for 0 gradar og for ± 6 gradar. Figur 68 viser resultatet. Her er alle vinklane og alle makrellmålingane vekta likt.

Mønsteret i desse kurvene med maksima og minima blir det sett nærare på i kapittel 8. Der blir det gjort eit forsøk på å kome fram til lydastigheitsparametrane i makrellbeinet på grunnlag av desse kurvene.



Figur 67: Frekvensresponsen for same makrellar som i figur 66 midla over ± 14 gradar. Alle vinklar er vekta likt.



Figur 68: Frekvensrespons midla over dei sju makrellmålingane. Raud for 0 gradar, blå for ± 6 gradar, svart for ± 14 gradar. Alle vinklar er vekta likt.

4.6.2 Midling over fleire vinklar, Gaussisk vekting

Då kurvene med lik vekting vart presentert for Rolf Korneliussen ved Havforskningsinstituttet kom det fram at midlinga helst skulle vore gjort med vinklane vekta etter ei Gaussisk kurve. Dette er fordi modellen er basert på observerte signal frå makrell. Makrell sym med ulike tiltvinklar, men det er større sannsyn for at ein fisk har ein tiltvinkel på 0 grader enn på 14 grader. Vektinga skulle gjerast slik at frekvensresponsen ved 0 gradar skulle vektast dobbelt så sterkt som ved θ' gradar. Og dette skulle helst gjerast for fleire variantar av θ' .

Vektetfunksjonen som blir brukt er gitt som:

$$W(\theta) = e^{-\left(\frac{\theta}{\theta_0}\right)^2} \quad (52)$$

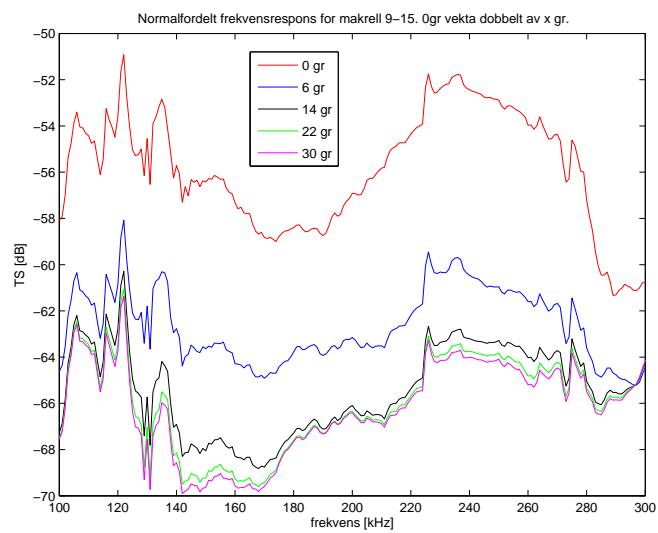
Her er θ_0 ein normaliseringsfaktor. θ_0 som gjev at 0 gradar blir vekta dobbelt så sterkt som θ' gradar blir funne slik:

$$e^{-\left(\frac{\theta'}{\theta_0}\right)^2} = \frac{1}{2} \Rightarrow \theta_0 = \frac{\theta'}{\sqrt{\ln 2}} \quad (53)$$

Når ein har bestemt seg for vinkelen θ' der vektinga skal vere halvparten av vektinga ved 0 gradar og har berekna normaliseringsfaktoren, θ_0 , då kan den Gaussiskvekta kurva bli berekna slik:

$$G = \frac{\sum_{i=n}^N W(\theta_i) TS(\theta_i)}{\sum_{i=n}^N W(\theta_i)} \quad (54)$$

Her er $TS(\theta_i)$ frekvensresponsen til makrellen ved vinkelen θ_i . Etter at den Gaussisk vekta frekvensresponsen, G , er berekna for kvar makrell, bereknar ein gjennomsnittet, G_{sum} , for alle makrellmålingane, $G_{sum} = (G_1 + G_2 + \dots + G_7)/7$. Figur 69 viser resultatet der midlinga har blitt vekta Gaussisk med vinkelen θ' lik 0, 6, 14, 22, og 30 gradar. Det er i tillegg midla over dei 7 makrellmålingane. Det er ingen stor forskjell i forhold til figur 68 der alle vinklane var vekta likt.



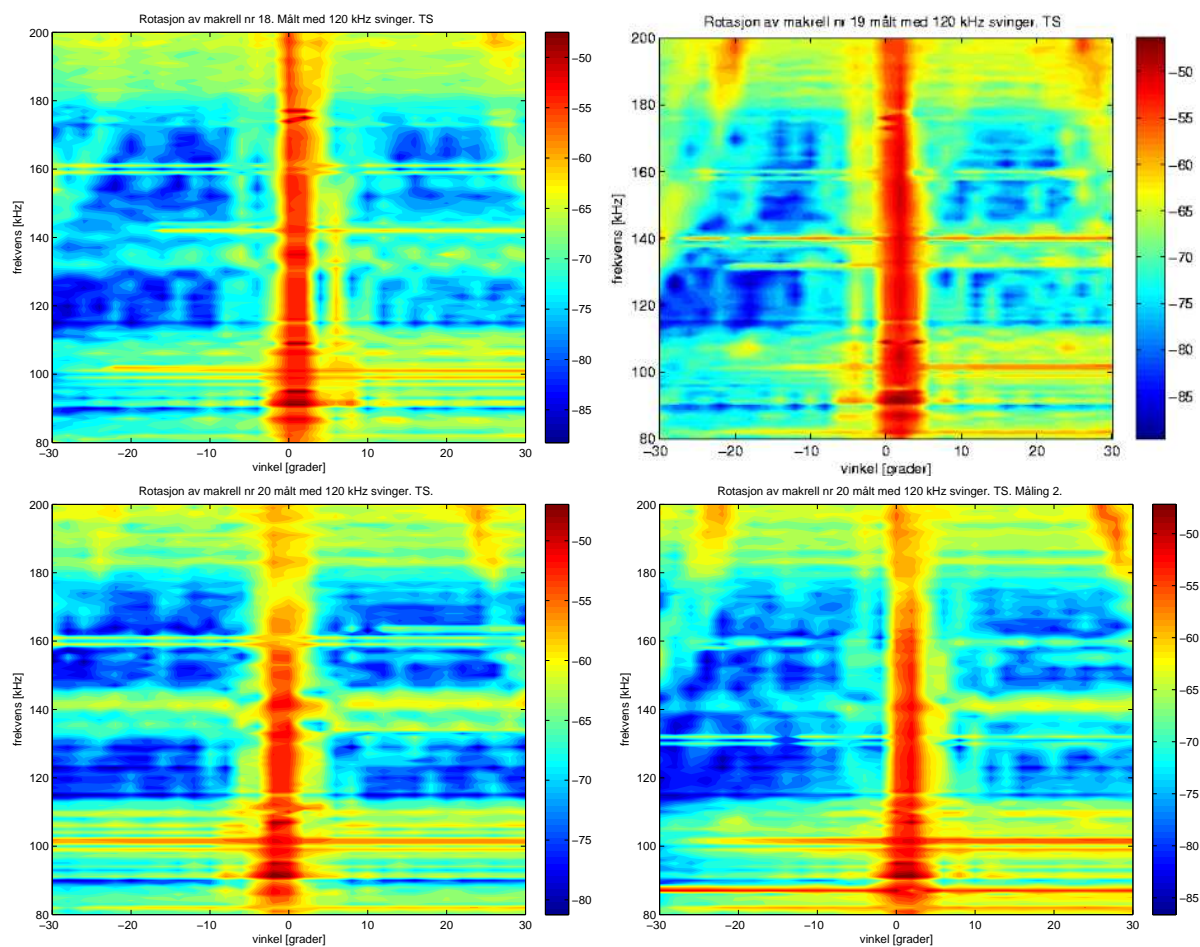
Figur 69: Frekvensrespons midla over 7 makrell. Midla over +/- 30 grader med ulike Gaussiske fordelinger.

5 Målinger på makrellbein med 120 kHz svingar.

I forrige kapittel vart det mellom anna sett på rotasjonsmålingar der frekvensresponsen mellom 100 og 300 kHz vart målt for fleire vinklar. Dette vart målt med ein 200 kHz komposittsvingar. I dette kapittelet blir det sett på tilsvarande målingar målt med ein 120 kHz splitbeam svingar.

5.1 Rotasjonsmålingar med 120 kHz svingar

Det blir brukt same oppsett som vist i figur 55 i kapittel 4. Ti centimeter av eit makrellbein blir rotert frå -30 til + 30 gradar, og frekvensresponsen mellom 80 og 200 kHz blir lese inn annankvar grad. Figur 70 viser resultatet for 4 målingar på makrellbein, to av desse målingane er gjort på det same beinet.



Figur 70: Rotasjonsmålingar på makrell nr. 18, 19 og 20. Målt med 120 kHz svingaren.

Her er ikkje det karakteristiske mønsteret like tydeleg som for 200 kHz svingaren, men ein kan sjå antydning til gitterlobar mellom 20 og 30 gradar for dei høgaste frekvensane.

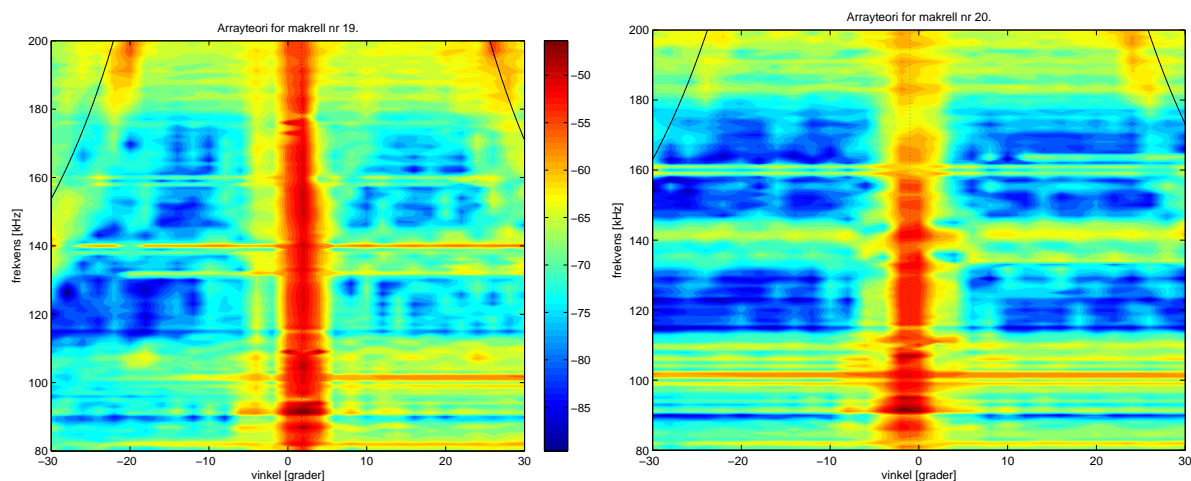
Flekkane som låg ved -20 og +20 gradar mellom 100 og 120 kHz i rotasjonsmålingane målt med 200 kHz svingaren er ikkje tilstades i målingane gjort med 120 kHz svingaren. Dette kan kome av at dei er så svake at ein ikkje ser dei, eller at det var 200 kHz svingaren som var skuld i dei.

Sidelobar som kjem frå sinc-funksjonen er heller ikkje til stades i målingane med 120 kHz svingaren. Dette er truleg fordi dei blir så svake at dei forsvinn ned i støynivået.

5.2 Array-teori

For makrell nr. 19 og 20 blir gjennomsnittsavstanden mellom ledda og lyd hastigheiten i vatnet sett inn i likninga som gjev vinklane for konstruktiv interferens, likning 51 i kapittel 4. Første maksimum blir plotta i lag med makrellmålingane. Her er det ikkje like godt samsvar som for målingane med 200 kHz svingaren.

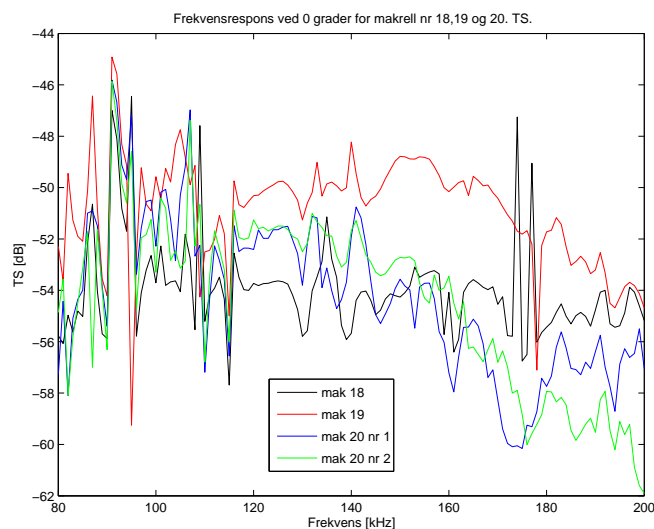
For makrell nr. 19 er det dårleg samsvar for negative vinklar, men for positive vinklar passar den målte gitterloben ganske bra med den berekna. Grunnen til at den eine loben passar, men ikkje den andre kan kome av at makrellen kan ha vridd seg i løpet av målinga. Det er ca 10 timar mellom målinga ved -30 gradar og målinga ved +30 gradar. For makrell nr. 20 er det ikkje særleg bra samsvar for nokre av lobane.



Figur 71: Rotasjonsmålingar på makrell nr. 19 og 20 saman med berekna posisjon for gitterlobar.

5.3 Midling over vinklar og målingar.

Det blir og sett på frekvensresponsen ved null gradar for dei fire målingane. Dette er vist i figur 72. Her er det frekvensområdet mellom 117 og 162 kHz som er mest påliteleg. Ein får ikkje mykje ny informasjon frå desse målingane i forhold til målingane med 200 kHz svingaren. For målingane med 200 kHz svingaren ved 0 gradar var det maksimum rundt 130 kHz og minimum rundt 190 kHz. Dette ser ut til å vere i samsvar med figur 72.

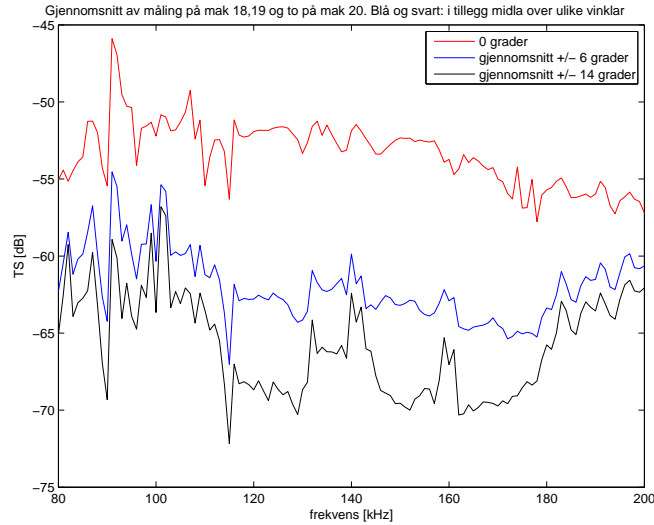


Figur 72: Frekvensrespons ved 0 gradar for makrell nr. 18 ,19 og to målinger på makrell 20 målt med 120 kHz svingar.

5.3.1 Midling over fleire vinklar, lik vekting

Middelverdien for frekvensresponsen til dei fire makrellmålingane ved 0 gradar og for nokre vinklar rundt 0 gradar blir og plotta. Frekvensresponsen blir midla over vinklar mellom ± 6 gradar og i tillegg over ± 14 gradar. Her er alle vinklane vekta likt. Målingane for 0 gradar, gjennomsnittet for ± 6 og ± 14 gradar blir igjen midla over dei fire makrellmålingane, mak 18, mak 19 og to mak 20. Plottet av dette er vist i figur 73.

Det er kurva midla over dei fire makrellmålingane ved 0 gradar som er mest reell. Dei to andre kurvene er midla over vinklar der signalet er så svakt for enkelte frekvensar at det forsvinn i støyen. Dette ser ut til å skje for frekvensar under 120 kHz og over 180 kHz. I tillegg er det nokre minima for frekvensar under 120 kHz som kjem frå kalibreringsprosessen. Desse kunne det ha vore korrigert for, men signalet er så svakt i dette området at det er av liten betydning.



Figur 73: Frekvensrespons midla over 4 makrellmålingar, svart og blå kurve er i tillegg midla over ulike vinklar.

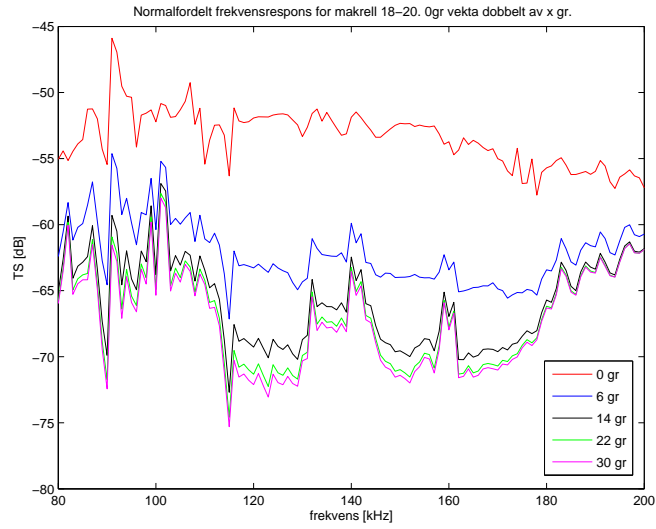
5.3.2 Midling over fleire vinklar, Gaussisk vekting

Det blir og prøvd å midle over ulike vinklar der vinklane blir vekta etter den Gaussiske fordelinga i likning 52. Dette blir gjort på same måte som i kapittel 4.6. Resultatet er vist i figur 74. Her er det heller ingen stor forskjell frå kurvene som er likt vekta med vinklane.

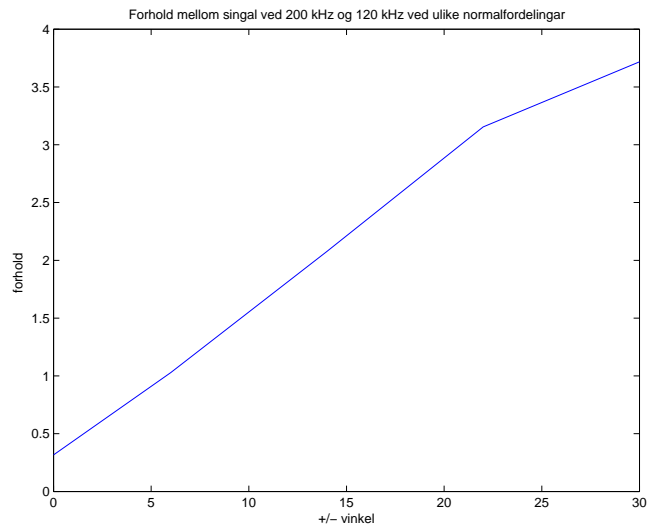
I makrellmodellen frå havforskningsinstituttet som vart kort beskrive i kapittel 1, og illustrert i figur 1, skal det vere eit forhold på mellom 2 og 4 mellom akustisk tverrsnitt for målinga ved 200 kHz og målinga ved 120 kHz. Dette blir undersøkt ved å samanlikne dei Gaussisk midla kurvene i figur 74 og 69.

Forholdet mellom akustisk tverrsnitt for 200 kHz, σ_{200} , og 120 kHz, σ_{120} i figur 74 og 69 blir berekna. Dette blir gjort for kvar av dei ulikt vekta kurvene, der 0 grader er vekta dobbelt så sterkt som θ' , og θ' er lik 0, 6, 14, 22 og 30 grader. Forholdet mellom σ_{200} og σ_{120} er plotta i figur 75 der y-aksen viser forholdet, og x-aksen viser verdien av θ' . Dette forholdet varierar frå 0,3 ved $\theta'=0$ gradar til 3,7 ved $\theta'=30$ gradar.

$$\Delta TS = 10 \log \frac{\sigma_{200}}{\sigma_{120}} \quad (55)$$



Figur 74: Frekvensrespons midla over 4 makrell. Midla over ± 30 grader med ulike 5 Gaussiske fordelinger.



Figur 75: Forholdet mellom signal frå makrell ved 200 kHz målt med 200 kHz svingaren, og signal ved 120 kHz målt med 120 kHz svingaren.

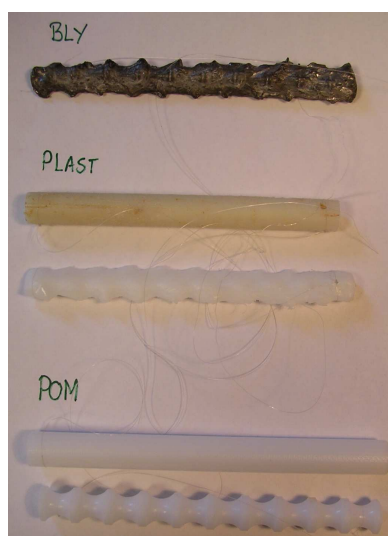
6 Makrellmodellar

I dei to forrige kapitla vart målingar på makrellbein presentert. Det viste seg at makrellmålingane har eit karakteristisk mønster med gitterlobar.

I dette kapittelet blir målingar på ulike modellar av makrellbein presentert for å prøve å kome fram til kva som skaper dette mønsteret. Det blei prøvd ulike materialer og fasongar før ein kom fram til noko fornuftig. I dette kapittelet er det teke med nokre mislukka forsøk i tillegg til ein modell som gav gode resultat.

6.1 Kvifor måle på modellar

For å undersøkje kva som er årsak til mønsteret ein ser i rotasjonsmålingane på 10 cm av makrellbein, blir det gjort nokre målingar på modellar av slike bein. Spørsmålet er om det er den ytre fasongen på beinet som lagar mønsteret, eller om det er den indre strukturen i ryggrada. Kwart ledd er skilt frå kvarandre med ei bruskskive og kan kanskje betraktast som at dei vibrerer uavhengig av kvarandre. I tillegg går det kanalar for ryggmarg og nyrer på over og undersida av beinet.

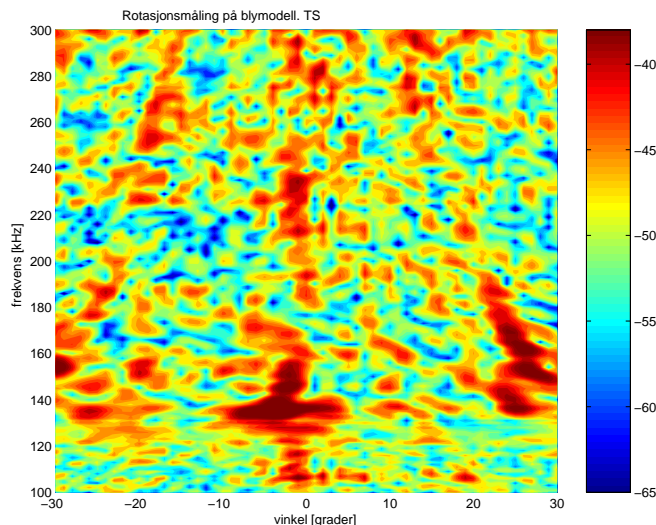


Figur 76: Modellar av makrellbeinet.

Figur 76 viser ulike modellar det har blitt målt på. Øvst ein blyavstøypning av eit makrellbein, så ein plastsylinder og ein plastavstøypning av eit makrellbein. Til slutt ein sylinder og ein designa ideal-makrellmodell i eit materiale som heiter POM. Sidan modellen frå Havforskningsinstituttet er basert på at makrellbeinet er sylinderforma, vart det gjort nokre målingar på sylindrar. Dette var for sjå om det var stor forskjell på signalet frå ein sylinderforma modell og ein makrellforma modell i det same materialet.

6.2 Bly

Det blei laga ei gipsavstøyping av makrell nr. 15. Denne blei brukt til å støype ein blymodell av makrellen. Blymodellen fekk om lag same ytre struktur som makrellen, men jamm indre struktur. Det vart gjort ei rotasjonsmåling på modellen målt med 200 kHz kompositt svingaren. Resultatet er vist i figur 77. Her kan ein sjå antydning til eit maksimum ved null gradar og gitterlobar rundt 20 gradar, men mønsteret er veldig uklart. Grunnen til at mønseteret er så utydeleg, kan kome av at den spesifikke akustiske



Figur 77: Rotasjonsmåling på blymakrell målt med 200 kHz kompositt svingaren.

impedansen til bly er høgare enn impedansen i makrellbein. Den spesifikke impedansen er gitt ved $Z_0 = \rho c$, der ρ er tettheit, og c er lydhastighet.

For bly er det oppgitt i [7] at stavhastigheiten (bar), som er ein kombinasjon av longitudinal og skjærbølgjehastigheit, er 1200 m/s. Longitudinalhastigheit (bulk) er oppgitt til 2050 m/s. På grunn av den høge tettheiten til bly, i [7] oppgitt til 11300 kg/m^3 , blir impedansen til bly nesten ein faktor ti større enn i vatn. Dette fører til ganske ulik refleksjonsfaktor for bly og bein. Høgare kontrast gjer at detaljar i blymakrellen kjem tydelegare fram i signalet enn det gjer for den ekte makrellen. Dette kan vere årsaka til at det er så mange kraftige signal i tillegg til gitterlobane.

I tillegg er det tynne hinner på utsida av beinet, dette er illustrert i figur 78. Her er det teke bilete av eit tørka makrellskelett opp mot lyset. Ein ser at den øvste delen av beinet er ganske gjennomsiktig, dette er kanalen for ryggmargen. Ein kan sjå konturane av sjølve ryggvirvlane, dette er demonstrert ved å markere ein av desse med svarte linjer. Det er ryggvirvlane som står for mesteparten av refleksjonen. Dei gjennomsiktige hinnene i figuren er ganske mjuke når makrellen er fersk, og dei er truleg ganske gjennomsiktige

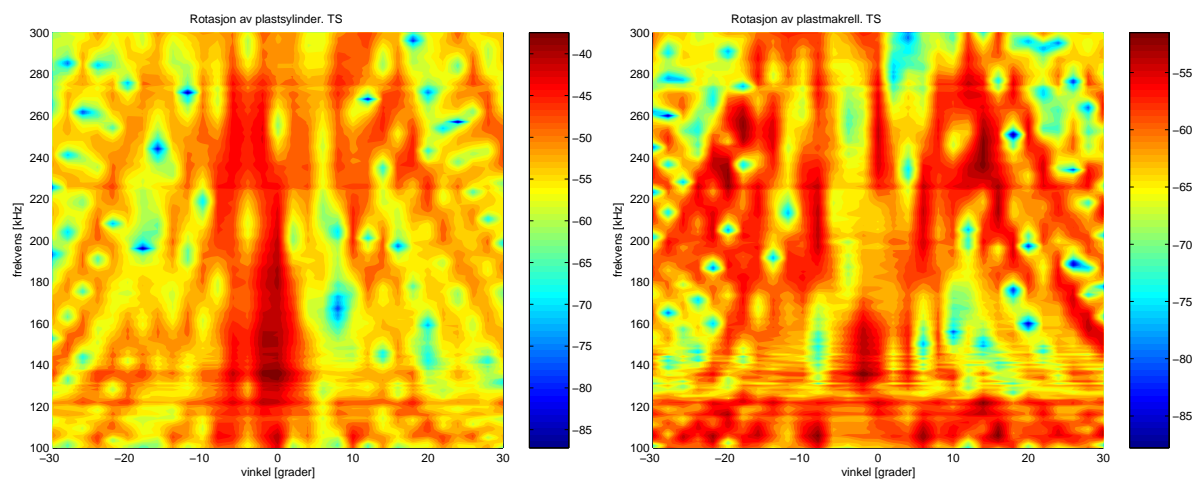
for det akustiske signalet og. I blymodellen blir desse hinnene av like stor betydning som resten av beinet. Dette gjer at blymodellen får litt feil fasong. Desse hinnene kunne for eksempel ha blitt etsa vekk før avstøypinga vart gjort.



Figur 78: Bilde av makrellskelett der den harde delen av beinstrukturen er antyda med svarte linjer.

6.3 Plast

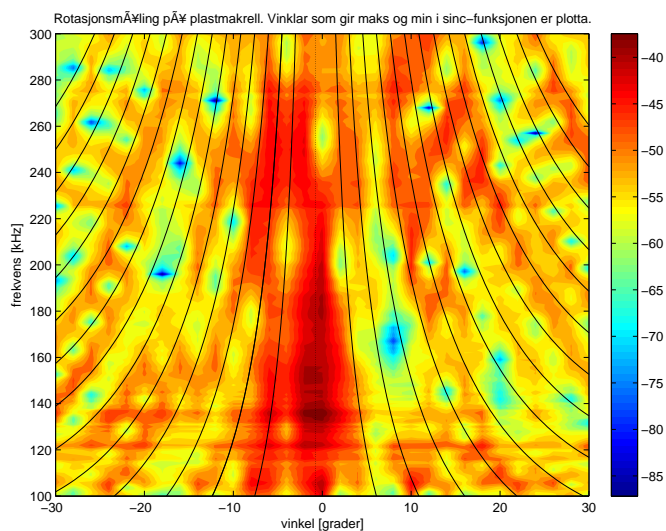
Det var ønskeleg å lage ein modell av eit materiale med eigenskapar som var meir i nærleiken av det ekte beinet. Plast var det neste materialet som blei testa.



Figur 79: Rotasjonsmåling på plastmodellar målt med 200 kHz kompositt svingaren. Venstre: Sylinder. Høgre: Makrellavstøyping

Det vart målt på ein plast sylinder og ein plast makrell. Det blei brukt ein type plast som bestod av små, kvite plastkuler som smelta og blei til eit blankt modellkitt-liknande stoff når dei vart lagt i varmt vatn. Ein sylinder vart støypt ved å presse plastmaterialet inn i eit kobberør. Gipsforma som vart brukt til å støype blymakrellar blei og brukt til å støype plastmakrellar. Den mjuke plasten blei forma til ei pølse og trykt inn i gipsforma. Det såg ikkje ut som det var luft i plasten, men det er ikkje godt å vite. Plastmodellen fekk mindre detaljar enn blymodellen.

Figur 79 viser resultatet av rotasjonsmålingar på plastsylindren og makrellmodellen. Dette er målt med 200 kHz kompositt svingaren. Til høgre er målinga på sylindren. Her er det eit maksimum ved null gradar, og ein kan sjå fleire sidelobar, men mønsteret liknar ikkje på makrellmålingane. Til venstre er målinga på plastmakrellen, her er det ikkje noko tydeleg maksimum ved null gradar. Det er eit mønster som liknar på sidelobar, men det liknar heller ikkje på mønsteret frå makrellmålingane.



Figur 80: Måling på plastsylinder plotta i lag med vinklane som gjev maksima og minima i sincfunksjonen.

For plastsylindren skulle ein tru sidelobane ein ser kan beskrivast ved sinc-funksjonen. På same måte som i kapittel 4. Ein sylinder med lengde L skal i teorien gi sidelobar som kan beskrivast ved

$$\text{sinc}\left(\frac{1}{2}kL \sin(2\theta)\right) = \frac{\sin\left(\frac{1}{2}kL \sin(2\theta)\right)}{\frac{1}{2}kL \sin(2\theta)} \quad (56)$$

Det blir sett inn verdiar for lengda på sylindren, L , og $k = \frac{2\pi f}{c}$ der c er lydhastigheten i vatn som blir berekna på grunnlag av temperatur og saltinnhald i vatnet. Vinklane som

gjev maksimum og minimum i sincfunksjonen skal gje maksimum i konturplottet, desse vinklane blir plotta i lag med målinga på sylindren i figur 80.

Det er ikkje spesielt godt samsvar mellom måling og teori. For det første er det mykje fleire maksima i sinc-funksjonen enn det er i sylindermålinga, for det andre passar ikkje fasongen på dei maksima som er i sylindermålinga heilt med fasongen på sinc-kurvane. Det er ikkje blitt undersøkt nærmare om det er andre ting som er årsak til maksima i sylindermålinga.

6.4 Aluminium

Rotasjonsmålingar på to aluminiumssylindrar er presentert i kapittel 3. Her vart det ikkje funne noko som likna på makrellmålingane, men det vart funne andre fenomen som er diskutert i kapittel 3.

6.5 POM

Det blir og gjort målingar på ein sylinder og ein designa makrellmodell av eit materiale som heiter polyoxymethylene, POM. Dette er eit nylonliknande materiale.

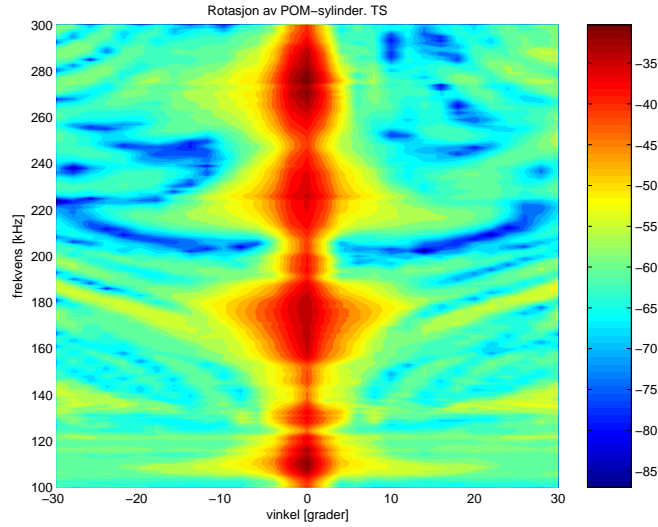
6.5.1 Målingar med 200 kHz svingar

POM-sylindren er 10,6 cm lang med diameter på 10,37 mm. Rotasjonsmålinga på POM-sylindren er vist i figur 81. Denne har ingen sidelobar innanfor det akutte vinkelområdet.

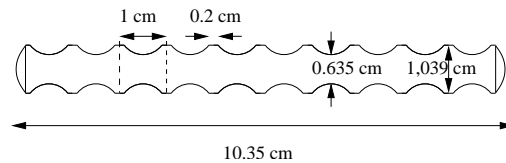
Dette tyder på at dei uforklarlege maksima ved ± 20 gradar mellom 100 og 120 kHz, som ein ser i makrellmålingane, ikkje kjem frå måleutstyret. Men det seier lite om makrellmålingane.

Det blei laga ein idealisert modell av makrellbein av POM materialet. Denne modellen var basert på ein POM sylinder, men eit jamnt mønster som skal etterlikne ledda i makrellen blei dreia ut. Figur 82 viser designen av denne modellen. Modellen er veldig symmetrisk og periodisk. Han har ein diameter på 10,39 mm oppå “ledda” og på 6.35 mm mellom “ledda”. Kvart “ledd” er 1 cm langt. Lengda på den designa modellen er 10 cm, men verkstaden blei bedt om å runde av kantane litt for å minske sjansen for ståande bølger. Lengda på modellen blir derfor 10,35 cm.

Resultatet av rotasjonsmålinga på den ideelle modellen er vist i figur 83. I denne figuren ser ein at det er maksimum ved 0 gradar, like store maksimum rundt ± 20 gradar, og i tillegg maksimum ved 30 gradar i dei øvste hjørna. Det er til og med to flekkar ved ± 20 gradar mellom 100 og 120 kHz. Dette gjev ekstremt godt samsvar med målingane på makrellbein med 200 kHz kompositt svingaren. Dette tyder på at mønsteret i makrellmålingane er eit resultat som kjem av forma på makrellbeinet, heller enn den indre strukturen eller materialet.



Figur 81: Rotasjonsmåling på POM sylinder målt med 200 kHz kompositt svingar.



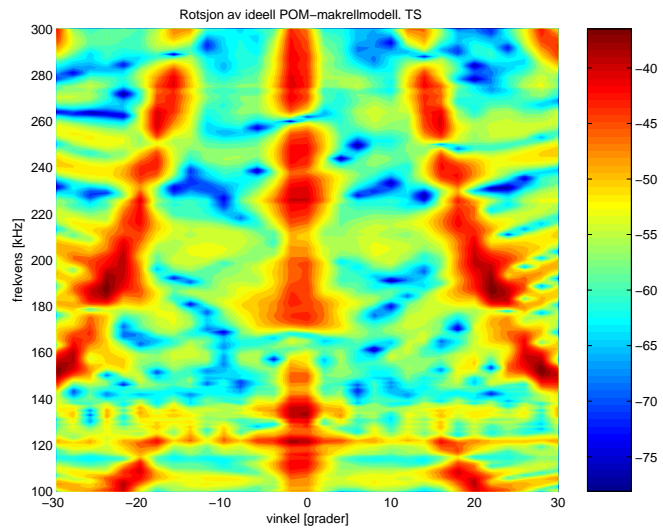
Figur 82: Ideell makrellmodell i POM.

Det er ikkje blitt eksperimentert noko meir med fasongen på POM-modellen, formen på denne var ganske tilfeldig valgt. Ein vil truleg oppnå det same resultatet ved å måle på ei rekkje med kuler med ca 1 cm i diameter.

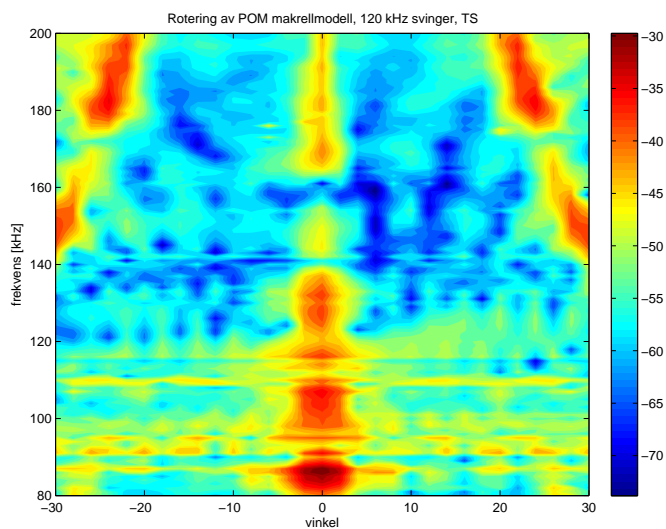
6.5.2 Måling med 120 kHz svingar

Det blir gjort ei måling på POM modellen med 120 kHz svingaren og. Resultatet av målinga er vist i figur 84. Her er det og veldig godt samsvar med makrellmålingane.

Maksima ved 20 gradar mellom 100 og 120 kHz manglar, det gjer dei i målingane på makrell med 120 kHz svingaren og. POM modellen gjev kraftigare signal enn makrell, det skulle derfor vere større sannsyn for å sjå desse maksima i denne målinga. Det er rart at dei manglar.



Figur 83: Rotasjonsmåling på POM-makrellmodell med 200 kHz kompositt svingar

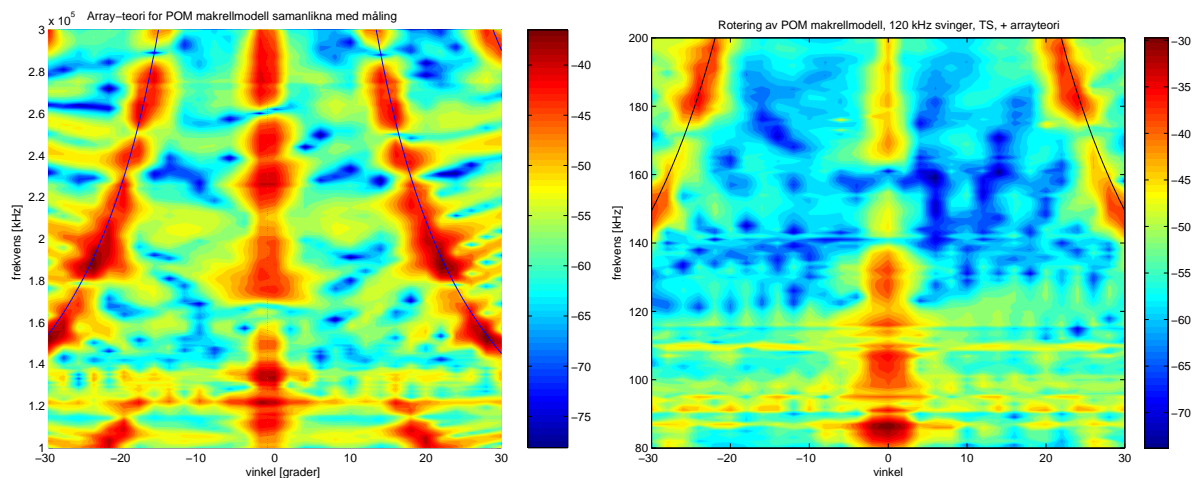


Figur 84: POM-makrellmodell målt på med 120 kHz svingar.

6.5.3 Arrayteori på POM modell.

Arrayteorien som vart beskrive ved likning 51 i kapittel 4 blir anvendt på målingane på POM modellen. Dei teoretiske kurvene som gjev maksimum i signalet er plotta i lag med målingane på modellen målt med 200 kHz kompositt svingaren og 120 kHz svingaren. Resultata er vist i figur 85.

Det er veldig godt samsvar mellom dei teoretiske og dei målte maksima for begge målingane. For 120 kHz svingaren har det ikkje vore så godt samsvar mellom arrayteori og makrellmålingar. Sidan det er bra samsvar for modellen, burde det vere mogleg å få samsvar for makrellmålingane og.



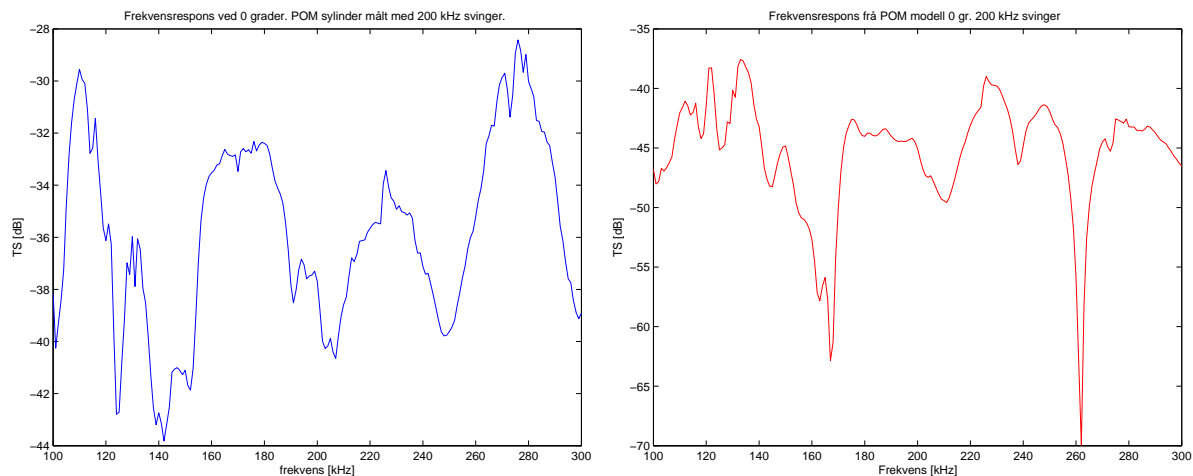
Figur 85: Målingar på POM modell samanlikna med array-teori. Venstre: Målt med 200 kHz kompositt svingar. Høgre: Målt med 120 kHz svingar.

6.5.4 Målingar ved 0 gradar for POM sylinder og modell.

Sjølv om POM modellen gjev godt samsvar med makrell for rotasjonsmålinga, er det ikkje bra samsvar for frekvensresponsen ved 0 gradar. Men skulle ein eigentleg forvente det? Ved 0 gradar er det “formfunksjonen” ein ser. Denne er avhengig av materialparametrane i objektet som blir målt på. Lydhastigheiten i POM er høgst sannsynleg ulik lydhastigheiten i makrellbein. Det er dermed ingen grunn til å tru at “formfunksjonen” for POM modellane og makrell skal likne på kvarandre ved null gradar.

POM makrellmodellen og sylindern har dei same materialparametrane, her liknar heller ikkje formfunksjonane på kvarandre. Dette kjem av at det er litt ulik storleik på sylinderane. Det at makrellmodellen har ein diameter som veksler mellom 10,39 mm og 6,35 mm gjev den ein mykje lavare gjennomsnittsdiameter enn sylindern. I tillegg har dei litt ulik lengde.

Halvor Hobæk har gjort forsøk på å bestemme skjær- og kompressjonsbølgjehastigheitane i POM materialet ut frå målingane ved 0 gradar på sylinderen, men han har så langt ikkje kome fram til nokre pålitelege resultat.



Figur 86: Frekvensrespons ved 0 grader. Venstre: POM-sylinder. Høgre: POM-makrellmodell.

6.6 Konklusjon på modellmålingar

Det ser ut til at det er forma på makrellbeinet som er årsaka til mønsteret ein ser i rotasjonsmålingane på makrell.

Den ideelle POM-makrellmodellen gjev eit veldig tydeleg mønster som inneheld alle dei typiske trekka ein ser i makrellmålingane. POM-modellen har jamn avstand mellom alle ledda, det har ikkje ein makrell. Men for 10 cm av beinet som er henta ut midt i makrellen er det ikkje stor forskjell på leddstorleiken. For heile makrellskjelettet derimot blir det større forskjell mellom alle ledda.

Det er merkeleg at maksima ved ± 20 gradar mellom 100 og 120 kHz er tilstades i målingar med 200 kHz svingaren, men ikkje for 120 kHz svingaren. Målinga på POM sylindren i figur 81 er målt med 200 kHz svingaren og har ikkje desse maksima, det viser at det ikkje er 200 kHz svingaren som er årsaka til dei.

7 Praktisk anvending

I dei tre forrige kapitla vart målingar på makrellbein og makrellmodellar presentert. Målingane vart samanlikna med arrayteori, og det vart funne ganske godt samsvar. Det vart antyda at dette kunne brukast til å bestemme storleiken på fisk.

I dette kapitlet blir det sett nærmare på korleis samanlikning av målingar og arrayteori kan brukast til å bestemme fiskestorleik. Nøyaktigheiten i denne metoden blir og vurdert.

7.1 Verkeleg lengde på ledd.

Poenget i dette kapitlet er å sjå om ein greier å rekne seg tilbake til lengda av ledda ut frå gitterlobane i konturplotta. Her er det ein forutsetning at ein veit lengda på ledda til makrellane. Då målingane på makrellbein vart gjort var ein ikkje klar over at lengda på ledda kom til å bli noko poeng i denne oppgåva. Lengda på ledda vart derfor ikkje målt for dei fleste makrellane. Høgde og breidde av kvar virvel, derimot, vart nøye notert. Nøyaktig lengde av dei “10 cm” lange beinbitane vart som regel målt, og det vart teke bilete av skjeletta i lag med ein linjal. Skjeletta vart tørka, merka og teke vare på.

For å finne gjennomsnittslengda til ledda, måler ein lengda mellom eit heilt antall ledd og deler på dette antallet. Dei 10 cm lange makrellbeina som er målt på har ikkje eit heilt antall ledd. Gjennomsnittslengda på ledda, der dette ikkje vart målt då beina var ferske, kan ein finne frå dei tørka skjeletta. Men desse har krympa i tørkeprosessen. For å finne den opprinnelege lengda må ein berekne ein inntørkingsfaktor, t , for kvart bein. Denne faktoren er definert som lengda av ferskt makrellskjelett delt på lengda av det same skjelettet etter at det er tørka.

$$t = \frac{L_{\text{fersk}}}{L_{\text{tørr}}} \quad (57)$$

Framgongsmåten for å finne den gjennomsnittlege ferske lengda på ledda ut frå dei inntørka skjeletta blir som følgjer: Heile lengda på dei tørre skjeletta blir målt. Inntørkingsfaktoren blir berekna for kvart bein. Deretter blir gjennomsnittslengda for ledda til dei tørre beina målt. Gjennomsnittslengda for dei tørre ledda blir så ganga med den aktuelle inntørkingsfaktoren.

Til dømes for makrell nr. 9 er lengda på det tørre beinet 9,45 cm. Då beinet vart teke opp frå tanken ca ein måned etter at det vart plukka ut av makrellen, var det 10,40 cm langt. Lengda på beinet kan ha endra seg litt medan det hang så lenge i tanken, men dette er truleg veldig lite. Inntørkingsfaktoren for makrell nr. 9 blir $t = \frac{10,40}{9,45} = 1,10$. Gjennomsnittslengda på ledda til den tørre makrellen blir målt til 0,85 cm. Gjennomsnittslengda for ledda då dei var fersk blir berekna til å vere $0,85\text{cm} \cdot 1,10 = 0,94\text{cm} \pm 0,01\text{cm}$.

Tabell 6 viser ei oversikt over berekna lengder for alle makrellane der rotasjonsmålingar har blitt utført. For alle makrellane, bortsett frå makrell nr. 15, er gjennomsnittslengda blitt berekna ut frå inntørkingsfaktoren. For nokre av beina vart gjennomsnittslengda i tillegg målt då makrellane var ferske. Den siste kolonna i tabell 6 viser målt gjennomsnittslengde for fersk makrell. For makrell nr. 19 og 20 er verdiane som er berekna ut frå inntørkingsfaktoren identisk med den målte gjennomsnittslengda på ledda. For makrell nr. 18 er det litt avvik. Den inntørka makrell nr. 15 er forsvunne, men her vart ledda målt då han var fersk. Det er ikkje mange målingar å samanlikne med, men det ser ut til at lengda som er berekna ut frå inntørkingsfaktoren stemmer bra med den opprinnelege lengda. Ut frå dei få målingane som ein har å samanlikne med, er det ei uvisse på maksimalt 0,02 cm. Den berekna uvisse for lengda på ledda er på 0,01 cm.

Makrell nr	Fersk lengde F, [cm]	ΔF [cm]	Tørr lengde T, [cm]	ΔT [cm]	Faktor $\frac{T}{F}$	Δt	Tørre ledd, l, [cm]	Δl [cm]	Berekna ledd $d=l \cdot t$ Ferske	Δd [cm]	Målt ferske ledd
5	10.400	0.050	9.770	0.050	1.064	0.007	0.874	0.010	0.930	0.012	
6	10.650	0.050	9.810	0.050	1.086	0.008	0.911	0.010	0.989	0.013	
7	10.300	0.050	9.850	0.050	1.046	0.007	0.858	0.010	0.897	0.012	
8	10.270	0.050	10.260	0.050	1.001	0.007	0.874	0.010	0.874	0.012	
9	10.395	0.050	9.445	0.050	1.101	0.008	0.850	0.010	0.935	0.013	
11	10.190	0.050	9.635	0.050	1.058	0.008	0.993	0.010	1.050	0.013	
12	10.250	0.050	9.455	0.050	1.084	0.008	0.894	0.010	0.969	0.013	
13	10.220	0.050	9.550	0.050	1.070	0.008	0.866	0.010	0.926	0.013	
15	10.500	0.050		0.050				0.010			1.02
18	10.005	0.050	9.340	0.050	1.071	0.008	0.820	0.010	0.878	0.012	0.86
19	9.970	0.050	9.290	0.050	1.073	0.008	0.860	0.010	0.922	0.013	0.92
20	10.150	0.050	9.380	0.050	1.082	0.008	0.823	0.010	0.890	0.013	0.89

Tabell 6: Oversikt over “ekte” lengder for makrellar. Gule kolonner viser gjennomsnittslengda på ledda med uvisse.

7.2 Bruk av array-teori for å finne lengde på ledd

I kapittel 4 og 5 vart det vist at rotasjonsmålingar på makrellbein gjev eit karakteristisk mønster. Maksima i dette mønsteret samsvarar bra med dei berekna maksima for ein array med punktkjeldar i same avstand som ledda i makrellen. I kapittel 4 vart det vist at vinklane til desse maksima er gitt ved formelen:

$$\theta = \arcsin \frac{n\lambda}{2d} = \arcsin \frac{nc}{2df} \quad (58)$$

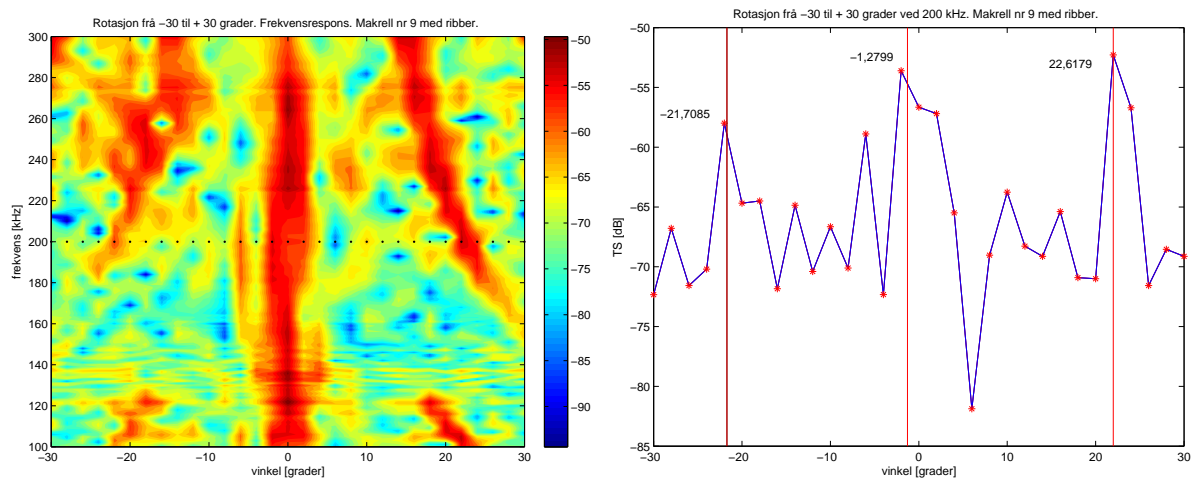
Tek ein utgangspunkt i dei målte kurvene, kan ein ved hjelp av array-teorien rekne seg tilbake til lengda på ledda til makrellen viss ein snur om på likning 58.

$$d = \frac{c}{2f \sin \theta} \quad (59)$$

c er lydshastigheiten som blir berekna frå programmet `sw_swel.m` i vedlegg B.4 der det er sett inn temperatur og saltinnhald som gjeld for den aktuelle målinga. Lydshastigheiten blir berekna for kvar måling. f er frekvens. θ er vinkelen mellom sentrum og gitterloben ved frekvensen f .

7.2.1 Målingar med 200 kHz svingar

Det blir teke utgangspunkt i ein frekvens. For denne frekvensen ser ein på signalet ved vinklar, θ , mellom ± 30 grader.



Figur 87: Venstre: Konturplott av rotasjonsmåling på makrell nr. 9. Frekvensen 200 kHz er merka ved målepunkta. Høgre: Plott av punkta som er merka av i figuren til venstre.

Figur 87 viser resultat frå rotasjonsmålinga på makrell nr. 9 med ribber. Til venstre er heile matrisa frå rotasjonsmålinga plotta. Målepunkta for 200 kHz er merka med svarte prikkar. Til høgre er berre desse målepunkta plotta. Ved å samanlikne dei to figurane kan ein kome fram til kva for maksima i figuren til høgre som svarar til gitterlobane i konturplottet. Når ein har funne desse maksima, blir vinklane berekna ved å tilpasse ein parabel til tre av punkta som utgjør toppen sidan det ikkje er så god oppløysning i figuren. Dette blir gjort i matlab med programmet `parabel.m` i vedlegg B.4. Maksimumsverdiane ein har kome fram til for makrell nr. 9 er demonstrert med raude strekar i figuren til høgre. For å finne vinklane må ein ta omsyn til om sentrum er forskyve frå null grader. I dette tilfellet er maksimum ved sentrum forskyve -1.3 grader. Ein bereknar vinklane mellom maksimum ved sentrum og gitterlobane. Desse vinklane blir sett inn i likning 59 i lag med frekvens og lydshastigheit. For kvar frekvens finn ein som regel to ulike verdiane av d når

ein set inn for vinkelen til høgre og venste gitterlobe. For makrell nr. 9 er vinkelen mellom maksimum i sentrum og gitterloben til venstre 20,4386 grader, vinkelen mellom sentrum og gitterloben til høgre er 21,3380 grader. Antall desimalar kjem frå parabelmetoden i matlab, nøyaktigheten er ikkje i nærheten av dette. Meir om nøyaktigheiten blir teke opp att litt seinare. Lydhastigheiten i vatn for målinga på makrell nr. 9 er berekna til 1483,0 m/s. Frekvensen ein ser på her er 200 kHz. Dette gjev, ved innsetting i likning 59, at ledda til makrell nr. 9 er $d=1,0622$ cm for den venstre gitterloben og $d=0,9152$ cm for den høgre. Snittet av dei to lengdene er 0,99 cm. I følgje “fasiten” i tabell 6 er den verkelege lengda på ledda $0,94 \text{ cm} \pm 0,01 \text{ cm}$. Det er noko avvik mellom dei berekna lengdene og den verkelege lengda.

Makrell nr	"ekte" lengde d	Δd	Berekna ledd med matlab				Statistikk		
			200 kHz V	200 kHz H	260 kHz V	260 kHz H	Gj.snitt	st.avvik	diff. frå d
5	0.930	0.1	utydeleg	0.856	0.77	0.9	0.84	0.07	-0.09
6	0.989	0.1	1.160	0.941	0.89	0.95	0.98	0.12	-0.01
7	0.897	0.1	utydeleg	0.877	0.92	0.89	0.89	0.02	0
8	0.874	0.1	0.911	0.900	0.9	0.96	0.92	0.03	0.04
med ribber 9	0.935	0.1	1.062	0.915	0.87	0.99	0.96	0.07	0.03
utan ribber 9	0.935	0.1	0.939	0.971	0.92	0.95	0.95	0.02	0.01
11	1.050	0.1	1.083	1.010	1.02	1.1	1.05	0.04	0
12	0.969	0.1	1.083	1.010	1.02	1.1	1.05	0.04	0.08
13	0.926	0.1	1.007	0.990	1.04	1.07	1.03	0.03	0.1
med ribber 15	1.020	0.1	1.066	0.991	0.98	1.07	1.03	0.04	0.01
utan ribber 15	1.020	0.1	1.002	0.975	1.01	1.03	1.01	0.02	-0.01

Tabell 7: Målingar med 200 kHz svingar. Oversikt over berekna lengder på gjennomsnittsledd ut frå vinklar som er funne med parabeltilpassing i matlab. H og V står for høgre og venstre gitterlobe. Verkeleg lengde er teke med til samanlikning. Verkelege lengder og gjennomsnittet av berekna lengder er merka med gult.

Ein ser og på frekvensen 260 kHz. For makrell nr. 9 finn ein her at den venstre gitterloben gjev $d=0,8720$ cm, og den høgre gitterloben gjev $d=0,9911$ cm. Dette gjev eit snitt på 0.93 cm, det ligg veldig nær den verkelege lengda.

Gjennomsnittet av dei fire verdiane som er funne ut frå rotasjonsmålinga på makrell nr. 9 gjev $d=0.96$ cm. Denne verdien samsvarar bra med den verkelege lengda.

Ein kunne sjølvsagt ha droppa å ta omsyn til plasseringa av sentrum og gått ut frå at 2θ utgjer avstanden mellom gitterlobane. Dette skulle gje gjennomsnittsvinkelen av dei to vinklane som er funne på kvar side av gitterlobane med metoden som er brukt over. Dette hadde forenkla prosedyren litt, men ein får ein betre kontroll over målingane ved å måle ein vinkel for seg ut frå det same sentrum. Maksimum i sentrum er som

regel tydeleg og lett å plukke ut. Gitterlobane kan ofte vere litt meir diffuse. Viss denne prosedyren skal automatiserast, vil det vere ei enkel sak å kontrollere at vinkelen på kvar side av sentrum ikkje avviker stort frå kvarandre, dette gjer det lettare å oppdage og sile ut feilmålingar.

For alle makrellane det er blitt gjort rotasjonasmåling på, bereknar ein avstanden mellom gitterlobane og sentrum ved 200 kHz og 260 kHz. Resultatet av dette er oppsummert i tabell 7. Dei gule kolonnene gjev verkeleg lengde, fasiten, og gjennomsnittsverdien av lengda som er funne ut frå gitterlobane ved 200 kHz og 260 kHz for ulike makrellar.

7.2.2 Målingar med 120 kHz svingar

I målingane med 120 kHz svingaren dekkar gitterlobane ein mindre del av frekvensområdet sidan dei kjem utanfor det målte vinkelområdet for frekvensar under ca 150 kHz. For målingar med denne svingaren blir vinkelmålingar ved 180 kHz plukka ut og brukt til å bestemme lengda på ledda. Dette blir gjort på same måte som for målingane med 200 kHz svingaren. Tabell 8 viser resultatata. Merk at den verkelege lengda på ledda i tabell 8 vart målt då beinet var ferskt og er ikkje berekna ut frå inntørkingsfaktoren. Det viser seg at målingane med 120 kHz svingaren generelt har høgare standardavvik og større differanse frå den verkelege lengda enn målingane med 200 kHz svingaren.

Makrell nr	"ekte" lengde d	Δd	Berekna ledd matlab		Statistikk		
			180 kHz V	180 kHz H	Gj.snitt	st.avvik	diff. frå d
18	0.86	0.05	1.037	0.959	1	0.06	0.13
19	0.92	0.02	1.050	0.958	1	0.07	0.08
20 nr 1	0.89	0.02	1.070	0.910	0.99	0.11	0.1
20 nr 2	0.890	0.02	0.982	0.833	0.91	0.11	0.02

Tabell 8: Målingar med 120 kHz svingar. Oversikt over berekna lengder på gjennomsnittsledd ut frå vinklar som er funne med parabeltilpassing i matlab. H og V står for høgre og venstre gitterlobe. Verkelege lengder og gjennomsnittet av berekna lengder er merka med gult.

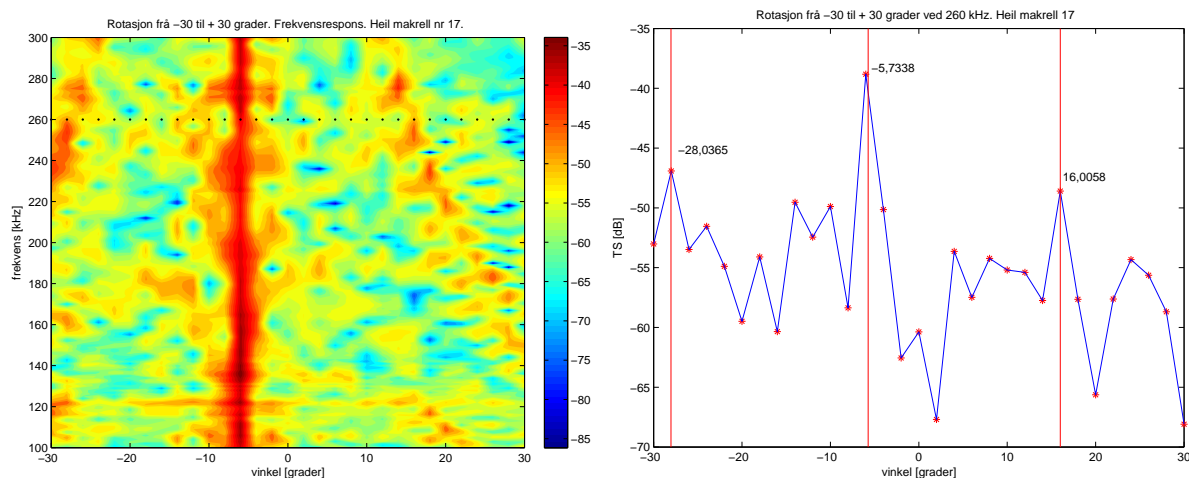
7.3 Eit par spesialtilfelle

Målingane på dei 10 cm lange makrellbeina er alle ganske like og fungerte bra for å demonstrere statistikken i resultatata. Det er og gjort nokre rotasjonasmålingar som er i ein

sjanger litt for seg sjølv. Det blir sett på om arrayteorien fungerer for å bestemme lengda på ledda i desse tilfella.

7.3.1 Måling på heil makrell

For målinga på heile makrell nr. 17 med kjøtt blir metoden testa. Konturplottet og plottet av målepunkta for 260 kHz er vist i figur 88. Lengda på ledda til makrell nr. 17 blir funne ut frå eit bilete av heile skjelettet som ligg på rutepapir i lag med ein linjal. Gjennomsnittslengda på ledda er målt til $0,77 \text{ cm} \pm 0,01 \text{ cm}$. Ut frå gitterlobane og parabeltilpassing i matlab blir det berekna at gjennomsnittslengda er $0,7586 \text{ cm}$ for den venstre gitterloben og $0,7773 \text{ cm}$ for den høgre. Altså eit snitt på $0,77 \text{ cm}$. Dette samsvarar veldig bra med den verkelege lengda.



Figur 88: Venstre: Konturplott av rotasjonsmåling på heile makrell nr. 17 med kjøtt. Frekvensen 260 kHz er merka ved målepunkta. Høgre: Plott av signal ved 260 kHz frå -30 til +30 grader.

7.3.2 Måling på POM sylinder

Ledda på POM sylindern er $1,00 \text{ cm}$ lange. Ut frå rotasjonsmålinga for denne blir det funne at lengda er $1,0162 \text{ cm}$ og $1,0240 \text{ cm}$ for h.h.v. venstre og høgre gitterlobe ved 200 kHz . Det blir og funne at lengda er $1,0745 \text{ cm}$ og $0,9496 \text{ cm}$ ved h.h.v. venstre og høgre gitterlobe ved 260 kHz . Gjennomsnittslengda blir $1,016 \text{ cm}$. Her er det og veldig godt samsvar.

7.4 Nøyaktigheit

For å få ei oversikt over nøyaktigheiten i denne metoden blir det gjort ei manuell avlesning av gitterlobane og maksimum i sentrum. Det blir trekt linjer for hand som passer med sentrum i gitterlobane. I tillegg blir dei mest ekstreme linjene som kan passe med gitterlobane teikna opp, desse gjev eit mål på uvissa. Det blir og trekt ei linje som passar med maksimum i sentrum. Vinklane mellom linja i sentrum og linja for gitterlobane blir lese av ved 200 kHz og ved 260 kHz. Vinkelen mellom dei ekstreme linjene blir og lese av. Vinklane blir sett inn i likning 59 i lag med tilhøyrande verdiar av lydshastigheit og frekvens. I tillegg blir uvissa berekna for kvar vinkel. Tabell 9 viser dei berekna lengdene på ledda med uvisse for makrell nr. 5 til 11. Gjennomsnittslengda med uvisse er berekna for kvar makrell. Uvissa for gjennomsnittsledda berekna frå manuelt avlese vinklar ligg på rundt 0,1 cm. Denne uvissa er høgare enn standardavviket mellom målingane for kvar makrell og større enn avviket frå den ekte lengda på ledda.

Makrell nr	Manuell avlesning i konturplott								Statistikk			
	200 kHz V	ΔV_{200}	200 kHz H	ΔH_{200}	260 kHz V	ΔV_{260}	260 kHz H	ΔH_{260}	gj.snitt	Δ gj.snitt	st.avvik	avvik frå «ekte»
5	0.92	0.06	0.87	0.06	0.89	0.08	0.89	0.08	0.89	0.07	0.02	-0.04
6	0.98	0.05	0.93	0.06	0.96	0.08	0.93	0.07	0.95	0.07	0.02	-0.04
7	0.95	0.08	0.87	0.07	1	0.1	0.88	0.1	0.92	0.09	0.06	0.03
8	0.92	0.1	0.89	0.06	0.98	0.1	1.01	0.1	0.95	0.09	0.05	0.08
m ribb 9	0.99	0.09	0.95	0.06	1.05	0.16	0.97	0.1	0.99	0.1	0.04	0.06
11	1	0.07	1.08	0.1	1.05	0.1	1.07	0.1	1.05	0.09	0.04	0

Tabell 9: Målingar med 200 kHz svingar. Oversikt over berekna lengder der vinklane og uvissa er blitt lese manuelt ut frå konturplotta.

For målingane med 120 kHz svingaren blir nøyaktigheiten berekna på same måten. Resultata er vist i figur 10. Her ligg uvissa i gjennomsnittsleddet på maks 0,08 cm.

7.4.1 Konklusjon på nøyaktigheit

For dei manuelt avlese gitterlobane ligg nøyaktigheiten i bestemmelsen av lengda på ledda på rundt 1 mm. Viss denne metoden skal brukast i praksis, vil avlesinga av maksimum sannsynlegvis bli gjort av ei datamaskin. Nøyaktigheiten i lengda på ledda der matlab har blitt brukt til å bestemme vinklane til maksimum blir antyda av standardavvika i tabell nr. 7 og 8. Dei største standardavvika her er oppe i 1 mm, sjølv om dei ofte er lavare. I denne metoden har toppen som svarar til maksimum blitt plukka ut manuelt, og matlab har blitt brukt til å bestemme maksimumsverdien til denne toppen. Viss toppen skulle blitt plukka ut automatisk, kan ein risikere større uvissa.

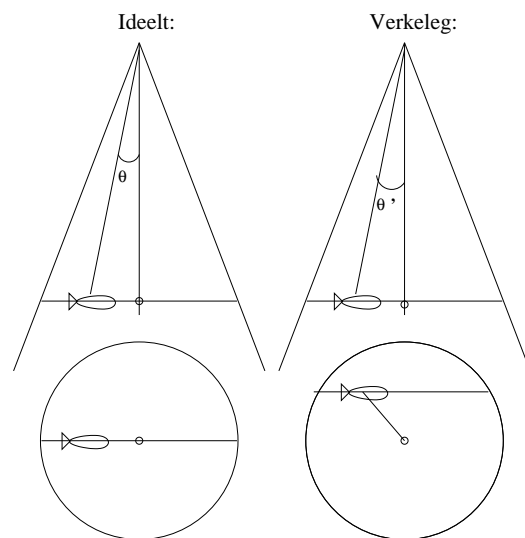
Makrell nr	Manuell avlesning i konturplott				Statistikk			
	180 kHz V	$\Delta V180$	180 kHz H	$\Delta H180$	gj.snitt	D gj	st.avvik	avvik frå "ekte"
18	1.03	0.06	0.93	0.04	0.98	0.05	0.07	0.12
19	1.02	0.08	0.95	0.08	0.98	0.08	0.05	0.06
20 nr 1	1.05	0.06	0.92	0.05	0.99	0.06	0.09	0.1
20 nr 2	0.96	0.08	0.88	0.03	0.92	0.05	0.06	0.03

Tabell 10: Målingar med 120 kHz svingar. Oversikt over berekna lengder der vinklane og uvisse er blitt lese manuelt ut frå konturplotta.

Ei uvisse på ± 1 mm pr. ledd gjev ei uvisse på ± 3 cm for ein heil makrell med 30 ledd. Dette er ei ganske stor uvisse.

7.5 Metode anvendt i praksis

Det er ikkje mogleg å få levande makrell som sym i havet til å rotere frå -30 til +30 grader. For å få til denne typen målingar kan ein bruke ein svingar med brei strålebreidde. Greier ein å registrere signal frå ulike delar av stråla, kan ein få ei vinkelmåling av makrellen når han sym gjennom stråla. Figur 89 demonstrerar dette. Her kjem det eit ekstra uvissemoment inn i bilete, men dette kan kompenseras for. Dersom fisken ikkje sym gjennom sentrum av stråla, men til side for lydaksen, får ein endå ein vinkel å ta omsyn til.



Figur 89: Ideelt tilfelle der måling av vinkelresponsen kan gjerast samanlikna med det som ofte vert tilfelle i praksis.

8 Parametre i makrellbein

I kapittel 3 vart det sett på ein metode for å finne hastigheitsparametrane til ein kobbersylinder. I dette kapitlet blir same prinsipp anvendt for å prøve å finne hastigheitsparametrane i makrellbein.

Eit program bereknar formfaktoren til ein sylinder med gitte parametre. Kobbersylinderen har ein enkel fasong, det gjer det lett å bestemme tettleik og radius som er viktige parametre i formfaktoren. Hastigheitsparametrane kan ein finne ved å variere desse og samanlikne dei teoretiske kurvene med målte kurver. Formfaktoren til kobbersylinderen har mange karakteristiske minima som gjev eit godt utgangspunkt når ein skal samanlikne kurvene.

For makrellbein blir det same sylinderprogrammet brukt. Her er det ikkje like rett fram å definere radius og tettleik. Den målte formfaktoren har heller ikkje nokon særeigen fasong som er lett å samanlikne med teoretiske kurver. Dette gjer det vanskeleg å finne nøyaktige parametre for makrellbein.

For å kunne bruke denne metoden treng ein først radiusen i beinet, tettleiken i beinet og temperaturen i vatnet. Før ein kan byrje å leite etter riktige lyd hastigheit, treng ein og ei målt kurve til å samanlikne dei teoretiske kurvene med.

8.1 Radius i makrellbein

Målingane skjer i eit område der $ka < 3$. Der k er bølgetalet og a er radiusen til beinet. Her er formfaktoren hovudsakleg bestemt av interferens mellom direkte reflekterte bølger frå framsida av sylinderen og frå “Franz” bølger som går rundt sylinderen. For dei siste er det omkretsen av sylinderen som har betydning. På grunn av dette er radiusen ein viktig parameter. Ein liten variasjon i radiusen gir stor variasjon i dei teoretiske kurvene.

Den målte kurva som ein skal samanlikne dei teoretiske kurvene med består av gjennomsnittet av 7 makrellmålingar på fem makrell. Det er radiusen til desse 5 makrellane som må brukast som parameter i sylinderprogrammet. Ryggraden består av knoklar, og omkretsen til beinet varierar oppå knoklane og mellom knoklane. I tillegg er beinet ganske ellipseforma. Det er breidt når ein ser det frå sida og smalt når ein ser det ovan- eller underfrå. Høgde og breidde på beina har blitt målt oppå og mellom knoklane for alle makrellbeina. Det blir her brukt ulike metodar for å finne denne radiusen:

- Først blir det gjort eit grovt anslag: Gjennomsnittsdiameteren for høgde og breidde oppå og mellom knoklane blir berekna for dei fem skjeletta som inngår i den målte formfaktor-kurva for makrellbein. Gjennomsnittet av breidda og høgda blir brukt til å berekne omkretsen av eit rektangel med desse dimensjonane. Omkretsen blir så tenkt å vere omkretsen til ein sirkel, og ut frå dette finn ein radiusen til denne sirkelen. Radiusen ein kjem fram til på denne måten er $a=3,4$ mm. Denne radiusen blir litt for stor på grunn av hjørna i rektangelet.

- Neste metode er meir nøyaktig. Metoden er den same som over, men i staden for eit rektangel blir det her brukt ei ellipse. Omkretsen av ei ellipse blir funne ved å integrere over formelen for ei ellipse, dette gjev eit standard integral som ein kan finne løysinga på i tabellar. Denne metoden gjev ein radius på 2,67 mm.
- Gjennomsnittet av høgda og breidda oppå og mellom ledda for alle makrellane blir berekna. På denne måten finn ein at radiusen er $a=2,66$ mm. Denne radiusen er omtrent lik radiusen frå ellipsemetoden.
- I tilfelle det er det breiaste området av makrellbeinet som dominerar for lydrefleksjonar, blir gjennomsnittsradiusen av høgde og breidde målt på det breidaste området til alle ledda berekna. Dette gjev ein radius på 2,98 mm.

Kurvane frå sylinderprogrammet er veldig avhengig av radiusen til beinet. Sidan det her vart funne tre ganske ulike radiusar, og ein ikkje veit kva for ein som gjev den mest presentable verdien, blir alle desse tekne i betraktning seinare i dette kapitlet. Av same grunn er ikkje uvissa i dei enkelte radiane teke med.

8.2 Metode for å finne tettleiken til makrellbein

Tettleiken blir funne ut frå Arkimedes lov: Oppdrift er lik tyngda av den fortrenkte væskemengda.

Tyngda av den fortrenkte væskemengda, $M_{\text{fortrenkt væske}}$, blir differansen i vekta av tørt skjelett, $M_{\text{tørr}}$, og skjelett nedsøkk i vatn, $M_{\text{våt}}$.

$$M_{\text{fortrenkt væske}} = M_{\text{tørr}} - M_{\text{våt}} \quad (60)$$

Tettleiken til beinet er definert som $\rho_{\text{bein}} = \frac{M_{\text{tørr}}}{V_{\text{bein}}}$. Massen til beinet er lik massen målt i luft. Volumet til beinet er det same som volumet til den fortrenkte væskemengda. Volumet til beinet blir dermed:

$$V_{\text{bein}} = \frac{M_{\text{fortrenkt væske}}}{\rho_{\text{vatn}}} = \frac{M_{\text{tørr}} - M_{\text{våt}}}{\rho_{\text{vatn}}} \quad (61)$$

No har ein det ein treng for å finne tettleiken til beinet.

$$\rho_{\text{bein}} = \frac{M_{\text{tørr}}}{V_{\text{bein}}} = \frac{M_{\text{tørr}}}{M_{\text{tørr}} - M_{\text{våt}}} \cdot \rho_{\text{vatn}} \quad (62)$$

For å finne tettleiken til makrellbein blir det brukt ei skålvakt for å vege beinet først i luft og deretter når det er nedsøkk i vatn. Rygggraden blir plukka ut av ein makrell, ribbebeina blir klipt av, men ryggmargen blir ikkje fjerna. Beinet blir hengt under vekta og målt til $3,44 \text{ g} \pm 0,02 \text{ g}$. Ein behaldar med vatn blir så plassert under skålvakta slik at

beinet heng ned i vatnet. Vekta av beinet blir no $0,25 \text{ g} \pm 0,02 \text{ g}$. Vatnet makrellen blir søkkt ned i er destilert vatn med ein temperatur på $22,2^\circ\text{C}$. I følgje tabellar har dette vatnet ein tettheit på $0,997770 \text{ kg/m}^3$. Set ein desse storleikane inn i likning 62, får ein at $\rho_{\text{bein}} = 1,076 \text{ kg/m}^3 \pm 0,007 \text{ kg/m}^3$. Berre ein makrell vart nytta til denne målinga. Beinet har altså ein tettheit som er litt høgare enn for vatn.

8.3 Lydhastigheit i vatn

Lydhastigheiten i vatnet er ein parameter som inngår i sylindrogrammet. Lydhastigheiten i vatn blir berekna med programmet `sw_svel.m` i appendix B. Her blir det sett inn verdiar for temperaturen i vatnet og saltinnhaldet. Lydhastigheiten blir berekna for dei sju makrellmålingane som blir brukt for å bestemme formfaktoren. Gjennomsnittshastigheiten er $1487,4 \text{ m/s}$. For makrell nr. 15 vart det gjort to målingar i saltvatn, medan alle dei andre målingane er teke i ferskvatn.

8.4 Målt formfaktor

I kapittel 4 vart frekvensresponsen til makrellskjelett presentert. Figur 68 viser frekvensresponsen midla over sju målingar på fem ulike makrellar ved 0 gradar, og i tillegg midla over ± 6 gradar og ± 14 gradar. Kurva for 0 gradar skal samanliknast med teoretiske kurver for å kome fram til lydhastigheiten i beinet. Sidan dei teoretiske kurvene viser formfaktoren, og dei målte viser TS, blir den målte gjennomsnittskurva ved 0 gradar rekna om til formfaktor. Det er to metodar som blir prøvd for å omforme kurvene frå TS til formfaktor.

8.4.1 Kulemetode med ekvivalent kuleradius

I den første metoden blir signalet frå ei kule rekna om til formfaktor. Det blir funne ein kule-ekvivalent radius for makrellskjelettet som blir sett inn i kuleformelen.

I kapittel 2 vart det vist at for ei kule er tilbakespreiingstverrsnittet, σ_{bs} gitt som:

$$\sigma_{bs} = \pi a^2 f^2 \quad (63)$$

Her er a radius, og f er formfaktoren. For 180 gradars tilbakespreiing er TS definert som:

$$TS_{bs} = 10 \log \left[\frac{\sigma_{bs}}{4\pi(1\text{m}^2)} \right] \quad (64)$$

Ut frå likning nr. 63 og 64 finn ein eit uttrykk for formfaktoren.

$$f = \frac{2 \cdot 10^{TS/20}}{a} \quad (65)$$

Sidan det her er snakk om eit makrellbein og ikkje ei kule må ein gjere nokre tilpassingar for å kunne bruke likning 65. I følgje [9] er den ekvivalente kuleradiusen, a_{es} for ein kort sylinder gitt som:

$$a_{es} = (0,75a^2L)^{1/3} \quad (66)$$

Her er a radiusen til makrellen og L er lengda på makrellen. Når ein har eit 10 cm langt bein med ein radius på 2,66 mm blir den ekvivalente kuleradiusen 8,1 mm. Den svarte kurva i figur 90 viser formfaktor-kurva for makrellmålinga berekna med denne metoden for ein makrellradius på 2,66 mm.

8.4.2 Sylinder metode

Formfaktoren til ein uendeleg sylinder er, i følgje [9], definert som:

$$f^\infty \equiv \frac{2e^{-i\pi/4}}{\sqrt{\pi ka}} \sum_{m=0}^{\infty} b_m \cos m\phi \quad (67)$$

Tilbakespreiingslengda for ein endeleg sylinder er i [9] gitt som:

$$\mathcal{L}_{bs} \approx -i \frac{L \sin \Delta}{\pi \Delta} \sum_{m=0}^{\infty} b_m \cos m\phi \quad (68)$$

Her er $\mathcal{L}_{bs}^2 = \sigma_{bs}$. Ved å sette saman likning 67 og likning 68 kan ein finne ein relasjon mellom \mathcal{L}_{bs} og f . Når ein har 180 gradars tilbakespreiing blir leddet $\frac{\sin \Delta}{\Delta} = 1$, og sidan det er absoluttverdien som blir sett på for formfaktoren blir leddet $e^{-i\pi/4} = 1$. Absoluttverdien av formfaktoren ser dermed slik ut:

$$f = \frac{\mathcal{L}_{bs} 2\pi}{L\sqrt{\pi ka}} \quad (69)$$

Her er det brukt definisjonane til Medwin sidan relasjonen mellom formfaktor og tilbakespreiingslengda ikkje har blitt funne andre stadar. Ein må dermed bruke Medwin sin definisjon av TS og. Denne er definert utan faktoren 4π .

$$TS_{bs} = 10 \log \left[\frac{\sigma_{bs}}{(1m^2)} \right] \quad (70)$$

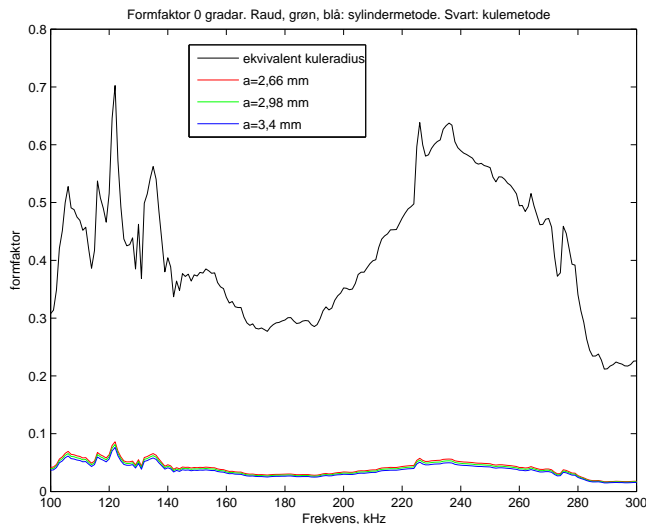
Tilbakespreiingslengda kan uttrykkjast ved TS slik:

$$\mathcal{L}_{bs} = 10^{TS/20} \quad (71)$$

Set ein dette inn i likning 69 får ein eit uttrykk som kan brukast til å omforme TS til formfaktor.

$$f = \frac{2\sqrt{\pi}}{L\sqrt{ka}} 10^{TS/20} \quad (72)$$

Det blir antekke at denne metoden er meir riktig enn kulemetoden. Samtidig er det usikkert kor riktig denne metoden er sidan den er basert på at ein har ein uendeleg lang sylinder. Kurver for formfaktoren med ulike verdiar av radiusen, $a=3,4$ mm, $a=2,66$ mm og $a=2,98$ mm, blir plotta. Desse kurvene er og vist i figur 90. Den målte formfaktoren er tydelegvis ikkje så avhengig av kva radius som blir brukt i omrekningsformelen. Forskyvningen langs frekvensaksen er så liten at den nesten ikkje syns, men det er ein liten forskjell mellom kurvene i amplitude.



Figur 90: Midla målingar på makrell ved 0 gradar rekna om til formfaktor.

Kurva frå kulemetoden har mykje høgare amplitude enn kurvene frå sylinder-metoden, men dei har same fasong. Det er ikkje nokre veldefinerte minima eller maksima i desse kurvene som kan gje nokon nøyaktig bestemmelse av lydastigheitane. Det er eit maksimum mellom 100 og 140 kHz, eit minimum mellom 160 og 200 kHz og eit maksimum mellom 220 og 260 kHz. Det gjeld å finna riktig kombinasjon av den longitudinale hastigheiten, c_l , og skjærbølgjehastigheiten, c_s , som gjev ei kurve som liknar mest mogleg på dette. Ein antek at skjærbølgjehastigheiten er lav, kanskje neglisjerbar. Den longitudinale hastigheiten er truleg høgare enn i vatn, men ikkje så veldig mykje høgare.

8.5 Fysiske relasjonar som må vere oppfylt

I tillegg til formfaktoren har ein nokre relasjonar mellom den longitudinale hastigheiten, skjærbølgjehastigheiten og Poissons forhold, σ , som må vere oppfylte [8].

Den longitudinale hastigheiten kan skrivast ved hjelp av Youngs modul, E , tettleiken

i materialet, ρ , og Poissons forhold, σ :

$$c_l = \sqrt{\frac{E(1-\sigma)}{\rho(1+\sigma)(1-2\sigma)}} \quad (73)$$

Og skjærbølgjehastigheiten er gitt som:

$$c_s = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\sigma)}} \quad (74)$$

Dette gjev:

$$\frac{c_s}{c_l} = \sqrt{\frac{(1-2\sigma)}{2(1-\sigma)}} \quad (75)$$

I praksis er σ begrensa innanfor intervallet $0 < \sigma < 0,5$. For dei fleste materiale gjeld $0,2 < \sigma < 0,4$. Dette kan ein sjå frå tabellar som til dømes i [7]. Dette betyr at den maksimale skjærbølgjehastigheiten er gitt når $\sigma = 0$, då er $c_s = c_l\sqrt{\frac{1}{2}}$. Den minste skjærbølgjehastigheiten ein kan ha får ein når $\sigma = 0,5$, då er $c_s = 0$.

8.6 Interferens mellom ledd

Gjeld sylindermodellen for eit makrellbein? Det er ein viktig forskjell mellom eit makrellbein og ein sylinder. Det er den ujamne forma på beinet på grunn av ledda. Den ujamne forma gjer at det blir ein differanse i veglengda som bølgjene går før dei treff beinet og blir reflektert tilbake. Denne differansen kan skape ein faseforskjell mellom stråler som treff makrellbeinet på den breidaste og den smalaste delen av ledda. Ein overdriven og forenkla modell av eit bein, etter ide frå veileder Hobæk, er vist i figur 91. Det er ein avstand mellom den breide og smale delen av beinet på ΔL . Merk at her blir det berre sett på lyd ved normalt innfall. Konstruktiv interferens er gitt ved:

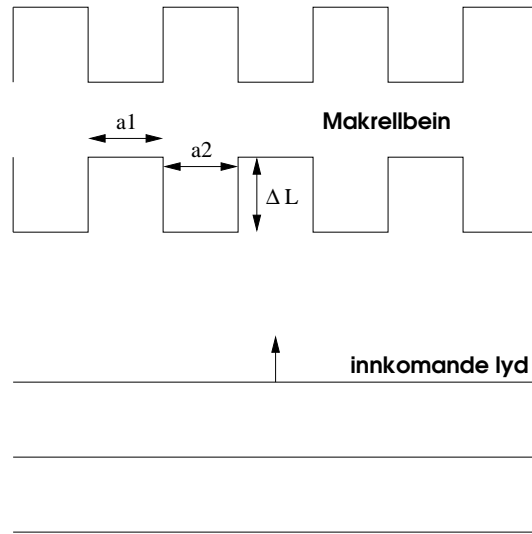
$$\Delta L = \pm m\lambda, \quad (m = 0, 1, 2\dots) \quad (76)$$

Her ser ein at ein får konstruktiv interferens ved $\Delta L = 0$, altså for ein jamn sylinder. Dette betyr at for ein ujamn sylinder som skaper faseforskjellar i reflektert signal kan amplituden på signalet berre bli svakare enn for ein jamn sylinder.

Destruktiv interferens er gitt ved:

$$\Delta L = \pm(m + \frac{1}{2})\lambda, \quad (m = 0, 1, 2\dots) \quad (77)$$

Interferens mellom stråler som treff den breide og den smale delen av beinet vil påverke amplituden på signalet. Dette vil påverke frekvensresponsen fordi ein får ulik



Figur 91: Forenkla modell av makrellbein som blir brukt til å studere interferens.

faseforskyvning for ulike frekvensar. Bølgjelengda, λ , til lyd i vatn ved 100 kHz er ca 15 mm. Ved 200 kHz er den 7,5 mm, og ved 300 kHz er den ca 5 mm.

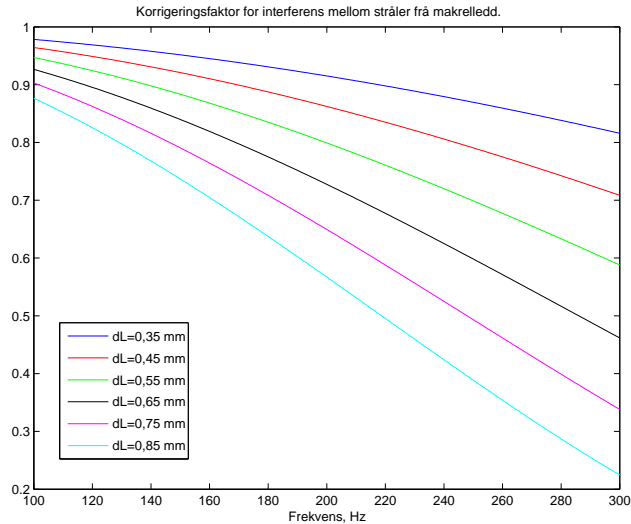
For å få eit bilete på kor stor inflytelse slik interferens vil ha på amplituden i vårt tilfelle blir det rekna litt på dette. Ei reflektert bølge frå beinet i figur 91 kan uttrykkest slik:

$$a_2 e^{-2ikx} + a_1 e^{-2ik(x+\Delta L)} = a_2 e^{-2ikx} \left(1 + \frac{a_1}{a_2} e^{-2ik\Delta L} \right) \quad (78)$$

Her er a_2 lengda på den breide delen av beinet, medan a_1 er lengda på den smale delen. ΔL er forskjellen i breidde mellom den tjukke og den smale delen. Dette er illustrert i figur 91. Dette er ei kraftig forenkling. Her blir det sett på tilfellet der lengdene a_1 og a_2 er like lange. Her er ein berre ute etter variasjonen i signalet på grunn av interferens, ikkje i den konkrete verdien. Derfor ser ein vekk frå faktoren framfor parantesen i likning 78. Ein sitt då igjen med uttrykket:

$$1 + e^{-2ik\Delta L} \quad (79)$$

ΔL blir målt for makrell nr. 9, 11, 12, 13, og 15 og blir funne til å variere mellom 0,35 mm til 0,8 mm. Gjennomsnittet er 0,63 mm. I figur 92 er likning 79 plotta for verdiar av ΔL frå 0,35 mm til 0,85 mm for frekvensar frå 100 kHz til 300 kHz. I denne figuren er verdiane frå likning 79 delt på 2. Dette er fordi maksimalverdien til likninga er lik 2, og ved å dele på to gjev det ein normaliseringsfaktor som kunne vore multiplisert med dei teoretiske kurvene frå sylinderprogrammet.



Figur 92: Normaliseringsfaktor som tek omsyn til interferens mellom ledda.

Dersom kurvene frå sylindrogrammet hadde blitt multiplisert med normaliseringskurvene i figur 92 ville ein fått ei lavare amplitude. Dess høgare frekvens dess lavare amplitude. Men ein ville ikkje fått med nokre ekstra minima eller maksima. Dette har blitt berekna på grunnlag av ein veldig forenkla modell. Valg av lengde på a_1 og a_2 vil endre kurvene. Dette har det ikkje blitt sett nærmare på. Det har blitt vist her at interferens mellom ledd truleg vil påvirke amplituden og kanskje og forma på signalet. Amplituden på det målte signalet er truleg lavare enn amplituden modellen gir.

8.7 Lydhastighet i makrellbein

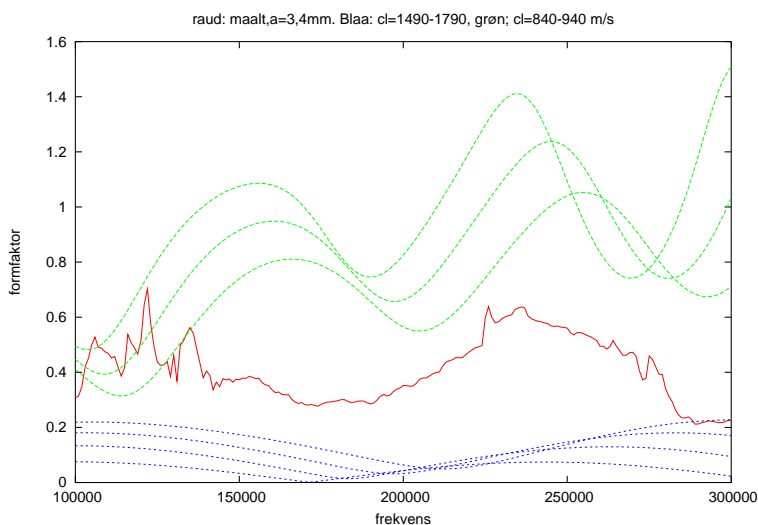
Sylinderprogrammet gir kurver som gjeld for ein jamn sylindar og det er usikkert om det er samanliknbart med makrellbein, Likevel blir det gjort eit forsøk på å tilpasse teoretiske kurver til dei målte makrellkurvene. Når ein har tettleiken til beinet og den gjennom-snittlege radiusen og lydhastigheiten i vatnet, då manglar ein berre dei riktige lydhastigheitane for å få fram formfaktoren.

For å finne ut kva for lydhastigheitar som passar blir sylinderprogrammet først køyrt med ein neglisjerbar verdi av skjærbølgjehastigheiten, $c_s=10$, medan c_l blir variert mellom 200 - 4000 m/s. Metoden for å plukke ut minima som vart brukt i kapittel 3 fungerer ikkje her fordi det ikkje lenger er eit omtrentleg bestemt antall kraftige minima. No er det ein langstrakt bølgjedal det er snakk om. Metoden for å finne ei kurve som liknar blir å plote kurva og sjå om ho liknar. Når ein ser på kurvene for c_l mellom 200 og 4000 m/s med intervall på 20 m/s varierar mønsteret systematisk slik at det er fort gjort å plukke ut dei aktuelle områda og å utelukke resten.

Det blir sett på teoretiske kurver for dei ulike radiusane som er beskriver over samanlikna med målte kurver som er rekna om til formfaktor ved bruk av tilsvarande radius.

8.7.1 Kulemetode

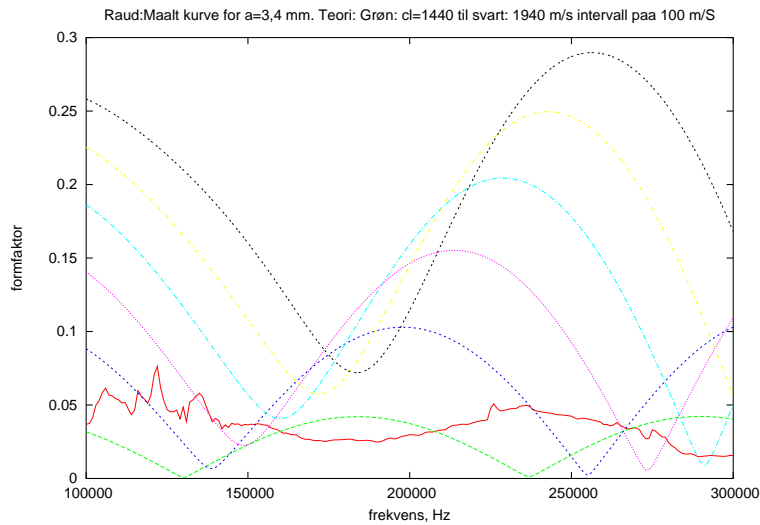
For metoden der den målte kurva blir rekna om til formfaktor ut frå kuleteori og ein ekvivalent kuleradius frå likning 65 og 66, blir det ganske dårleg samsvar med teoretiske kurver. Gjennomsnittsradiusen for beina $a=2,66$ mm blir brukt i sylinderprogrammet. Figur 93 viser den målte kurva i lag med dei teoretiske kurvene som passar best i forhold til fasong og amplitude. Grøne kurver viser $c_l=840-940$ m/s med steg på 50 m/s, og blå kurver viser $c_l=1490-1790$ med steg på 100 m/s.



Figur 93: Kulemetode. Grøne kurver: $c_l=840-940$ m/s. Blå Kurver: $c_l=1490-1790$.

8.7.2 Sylindermetode $a=3,4$ mm

For sylindermetoden blir det sett på tre variantar av radiusen. Formfaktoren blir berekna frå likning 69 der radiusen $a=3,4$ mm og lengda $L=10$ cm blir sett inn. Den same radiusen blir brukt i sylinderprogrammet. Her var det ingen teoretiske kurver som passa til den målte. Viss amplituden stemmer, blir fasongen feil og omvendt. Teoretisk kurve som passer best i forhold til minimumet i den målte kurva har c_l lik 1940 m/s. Kurver som passer i amplitude, passer så dårleg i fasong at dei ikkje er verdt å nevne.



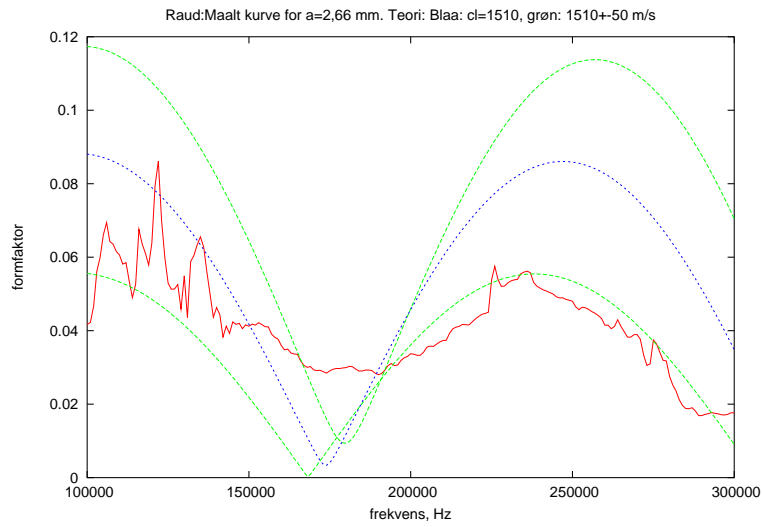
Figur 94: Sylindermetode $a=3,4$ mm. $c_l=1440-1940$ m/s

8.7.3 Sylindermetode $a=2,66$ mm

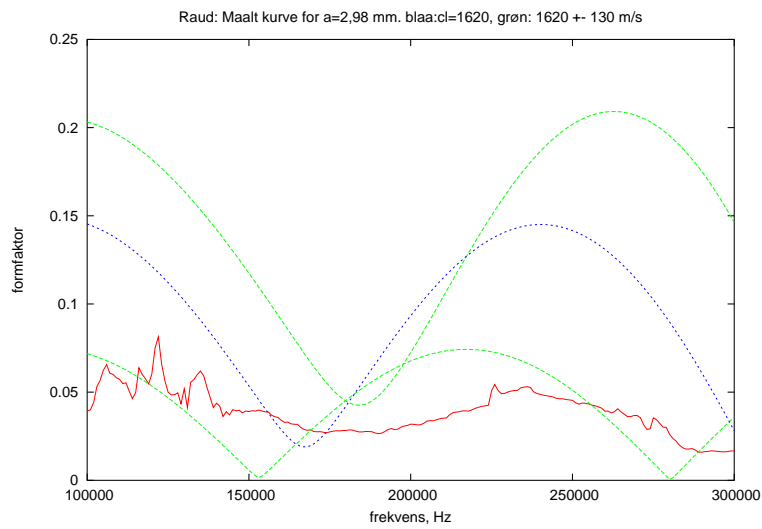
Når ein ser på formfaktor og teori med radius $a=2,66$ mm blir det noko betre samsvar. Figur 95 viser målt kurve i lag med dei teoretiske som passa best. Området $c_l = 1510$ m/s ± 50 m/s passer best i forhold til både fasong og amplitude. Det lavaste hastigheitsområdet passer best i forhold til amplitude, og det høgaste hastigheitsområdet samasvarar best med plasseringa av minimumet.

8.7.4 Sylindermetode $a=2,98$ mm

Den siste versjonen av radiusen der berre dei breidaste delane av ledda er med, $a=2,98$, gjev resultata som er vist i figur 96. Området som passar best ligg mellom $c_l=1490-1750$ m/s. Amplituden passer best for det lave området, medan forma passer best for det høge.



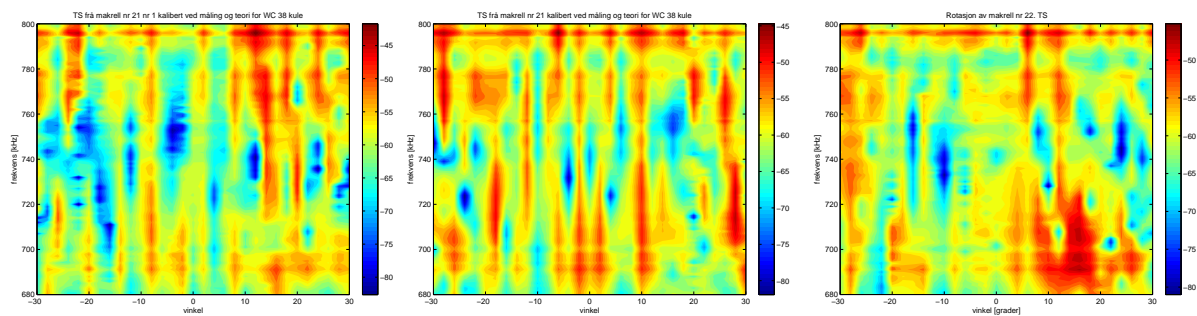
Figur 95: Sylindermetode $a=2,66$ mm. $c_l = 1510$ m/s ± 50 m/s



Figur 96: Sylindermetode. $a=2,98$ mm. $c_l=1490-1750$ m/s

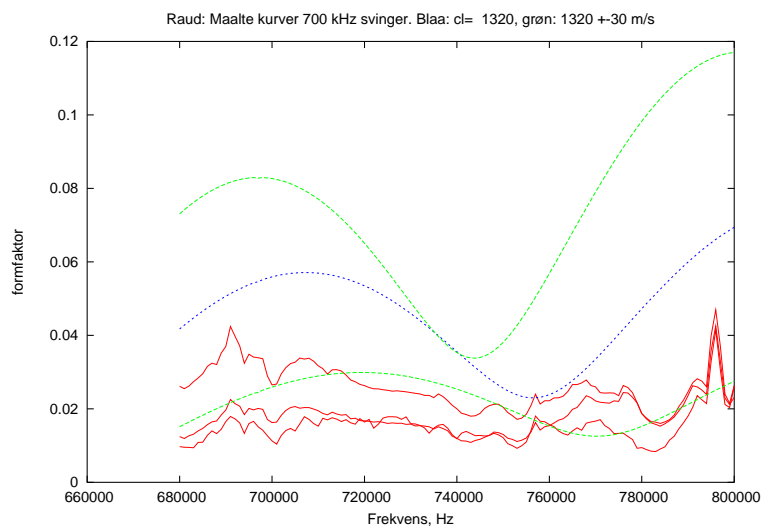
8.8 Sylindermetode 700 kHz svinger

For å få eit betre grunnlag for å bestemme lydastigheitane i makrellbein vart det og gjort nokre målingar på makrell med ein 700 kHz svinger. Her vart signal frå 690 til 800 kHz brukt. Makrellbeinet vart rotert frå -30 til $+30$ gradar og frekvensresponsen vart lest inn annakvar grad. Det vart målt på to makrellar. For den første makrellen vart det gjort to målingar. Den andre makrellen krumma seg veldig, her vart det berre gjort ei måling og den er ikkje heilt presentabel på grunn av det krumma beinet. Dei tre målingane er vist i figur 97. Samanliknar ein mønsteret i desse figurane med mønsteret ein fekk i målingane med 200 kHz og 120 kHz svingaren ser ein at det er ein vesentleg forskjjel. I målingane med 700 kHz svingaren har ein ikkje sterkast signal ved 0 gradar. Det er i tillegg eit meir eller mindre usymmetrisk mønster i dei tre figurane. Dette gjer det veldig vanskeleg å bestemme kva som er frekvensresponsen ved 0 gradar. Denne pleier, som tidlegare nevnt, å forskyve seg litt.



Figur 97: Rotasjonsmålingar på makrell målt med 700 kHz svinger. Venstre: Måling nr. 1 på makrell nr. 21. Midten: Måling nr. 2 på makrell nr. 21. Høgre: Måling på makrell nr. 22.

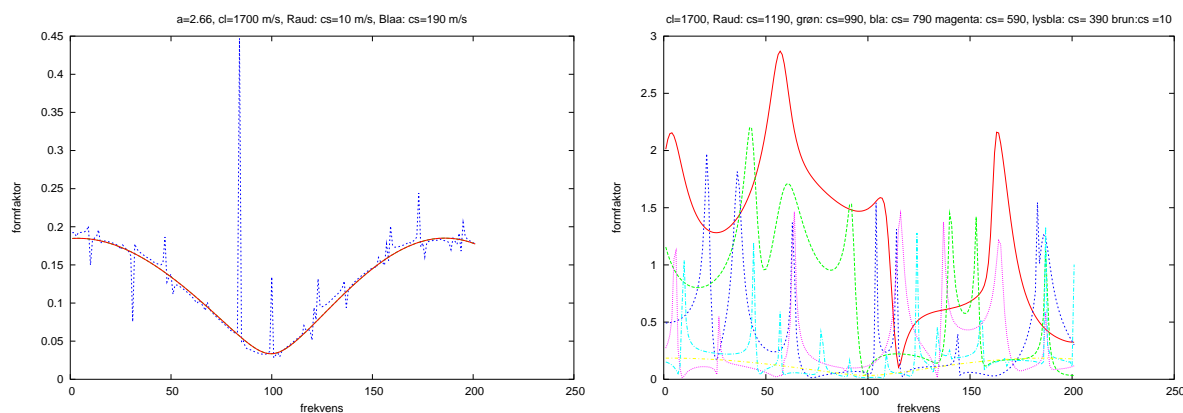
Kurvane som er antekne å vere 0 gradars tilbakespreiing for dei tre målingane blir plukka ut. For måling nr. 1 på makrell nr. 21 vart frekvensresponsen plukka ut ved $+1^\circ$, for måling nr. 2 på makrell nr. 21 ved -1° og for måling på makrell nr. 22 ved -2° . Desse er vist med raudt i figur 98. Hastigheitsområdet som passar best her er $c_l=1320\pm 30$ m/s. Dette er veldig lavt. Fasongen på dei målte kurvane er så uklare at resultatet blir heller upåliteleg. Ein får ikkje noko meir ut av desse målingane enn frå målingane med 200 kHz svingaren.



Figur 98: Sylindermetode 700 kHz svinger. $cl=1320$ m/s \pm 30 m/s.

8.9 Skjærbølgjehastigheiten

Når det gjeld skjærbølgjehastigheiten har det så langt berre blitt sett på kurver der denne er konstant lik 10 m/s. Når skjærbølgjehastigheiten blir auka får kurva først konstant amplitude og fasong med eit aukande antall kraftige smale maksima. Dette skjer mellom $c_s=10$ -300 m/s. Når c_s blir auka ytterlegare blir fasongen på kurva ganske forvrent og amplituden aukar. Til venstre i figur 99 er teoretiske kurver for $c_l=1700$ m/s, $c_s=10$ (raud) og $c_s=190$ m/s (blå) plotta. For kurva med $c_s=190$ m/s er det begynt å kome veldig mange høge maksima. For høgare c_s blir kurva meir forvrent. Til høgre i figuren er kurva for $c_s=10$ m/s plotta i lag med kurver for $c_s=390$ m/s, $c_s=590$ m/s, $c_s=790$ m/s, $c_s=990$ m/s og $c_s=1190$ m/s. Den høgaste verdien ein kan ha for c_s når $c_l=1700$ er i følgje likning 75, 1202 m/s. Alt tyder på at skjærbølgjehastigheiten er lav. Truleg lavare enn 200 m/s.



Figur 99: Ulike verdier av c_s når $a=2,66$ mm og $c_l=1700$ m/s.

8.10 Oppsummering

Ut frå dei målte og teoretiske kurvene som det er sett på i dette avsittet kjem ein ikkje fram til nokon eintydig og nøyaktig verdi for den longitudinale lydastigheiten. Det beste ein kan slutte ut av målingane er at c_l truleg ligg i eit område mellom 1290 til 1940 m/s, og at c_s er lavare enn 200 m/s. Sylindermodellen som er brukt er basert på at ein har ein massiv, jamn, rett sylinder laga av eit jamnt fordelt materiale. Makrellbeinet er ingen av delane. Det har ujamn tjukkelse, det har ein indre struktur av bein, hulrom og hinner og i tillegg blir det lett litt krumbøyd. Dette kan medføre dårleg samsvar med modellen. Det har blitt vist at det målte signalet frå makrellbeinet truleg har lavare amplitude enn det teoretiske signalet frå sylindermodellen.

8.11 Kommenterar til lydastighetsparametre

Lydastighetskontrast er eit begrep som er vanleg å bruke når ein skal beskrive hastighetsparametre. Lydastighetskontrasten for skjærbølgje er gitt som:

$$h_{sh} = \frac{c_{sh}}{c_{vatn}} \quad (80)$$

Lydastighetskontrasten for longitudinale bølgjer er gitt slik:

$$h_{com} = \frac{c_{com}}{c_{vatn}} \quad (81)$$

Lydastighetskontrast for skjær og longitudinal bølgje er i [3] og [4] antatt å vere $h_{com}=1.3-2.0$ og $h_{sh}=0.1- 1.0$. Dette er ikkje målte, men antekne verdiar.

Eg har kome fram til at $h_{com}=0,8-1,3$ og $h_{sh}=0-0,13$.

9 Oppsummering og konklusjonar

Det som var meininga med dette prosjektet var å forklare kvifor den observerte frekvensresponsen frå makrellbein ser ut som han gjer. Kvifor får ein dette spranget ved 200 kHz? Er det på grunn av beinet i makrellen? For å prøve å finne ei forklaring på dette har ei rekkje målingar blitt gjort. Mange interessante resultat har dukka opp undervegs. Her blir det gjort ei oppsummering av målingar og resultat. Det er tre hovudtema: Målingar på standardobjekt, rotasjonsmålingar på makrell og frekvensrespons frå makrell. Det er det siste temaet som har med det opprinnelege tema å gjere. Dei to andre har utspring i det opprinnelege problemet, men har utvikla seg i andre retningar.

9.1 Standardobjekt

Dette er målingar som i utgangspunktet vart gjort for å teste måleoppsettet. Det har blitt vist at guten som kalibreringskuler blir hengt opp i påverkar amplituden på det reflekterte signalet. Reflektert signal frå kalibreringskuler skal i følgje Kenneth G. Foote ha ein nøyaktigheit på 0,1 dB. Ut frå målingane i figur 39 er det variasjonar i signalet på opp til 1,7 dB ved 150 og 120 kHz når kula blir rotert. Dette tyder på at nøyaktigheiten kanskje ikkje er så god likevel. Nøyaktigheiten til kalibreringskuler bør undersøkjast nærare.

Det har blitt gjort rotasjonsmålingar på sylindrar av aluminium og kobber, her vart det observert nokre frekvensuavhengige sidelobar som ikkje ser ut til å vere beskrive i litteraturen. Eg har ikkje jobba noko meir med dette. Veileder Hobæk, derimot, har brukt litt tid på dette. Han er i ferd med å skriva ein artikkel som forklarar mønsteret i sylindermålingane.

9.2 Rotasjon av makrell

Dette er målingar som i utgangspunktet vart gjort for å sjå på frekvensresponsen ved fleire vinklar. Men det viste seg at “vinkelresponsen” var vel så interessant. 10 cm av eit makrellbein vart rotert frå -30 til +30 gradar og frekvensresponsen vart lese inn for annan-kvar grad. Her fekk ein eit spesielt mønster med gitterlobar. Ved å gjere tilsvarende målingar på nokre modellar av makrellbein blei det bekrefta at dette mønsteret skuldast fasongen på beinet. Posisjonen til gitterlobane er avhengig av lengda på ledda til makrellen. Gitterlobane kan beskrivast ved heilt enkel arrayteori. Denne teorien gjev samanhengen mellom avstanden mellom ledda og posisjonen til gitterloben. Det har blitt diskutert om dette kan brukast til å bestemme lengda på makrell.

9.3 Frekvensrespons frå makrell

Dette handlar om same målingar som i forrige avsnitt, målingar på frekvensresponsen ved ulike vinklar. Her held ein seg til saken og studerer frekvensresponsen.

Frekvensresponsen ved 0 gradar har blitt plotta på ulike måtar. i) Ved å plukke ut frekvensresponsen frå rotasjonsmålingane ved vinkelen der signalet er kraftigast. ii) Ved å midle over fleire vinklar med alle vinklane vekta likt. iii) Ved midling over fleire vinklar med gaussisk vekting. Det har i tillegg blitt midla over målingar på fleire ulike makrell ved bruk av dei tre nevnte metodane. For alle desse variantane får ein omtrent same fasong på kurvene og denne fasongen liknar ikkje særleg på modellen frå Havforskningsinstituttet i figur 1. Denne modellen er basert på observert signal ved enkelte frekvensar som for eksempel 120 kHz og 200 kHz. Ved å plukke ut signalet ved desse frekvensane og sjå på forholdet mellom desse er det faktisk likhetstrekk med modellen. Forholdet mellom signala ved 200 og 120 kHz varierar mellom 0,3 til 3,7 avhengig av korleis ulike tiltvinklar for beinet har blitt vekta. Men eg vil ikkje ut frå dette konkludere med at eg har bekrefta modellen til Havforskningsinstituttet.

Ut frå forma på frekvensresponsen ved 0 gradar har det og blitt gjort eit forsøk på å bestemme lydastigheitsparametre i skjelettet. Dette vart gjort ved å samanlikne den målte frekvensresponsen med den teoretiske frekvensresponsen til ein sylinder med same radius som skjelettet. Ved å endre lydastigheitsparametrane skulle ein få desse kurvene til å likne på kvarandre. Dette var ikkje så lett. Resultata her vart unøyaktige, men dei gjev ein peikepinn på omtrentleg storleik på lydastigheitane i beinet.

9.4 Forslag til vidare arbeid

9.4.1 Sjekke modellen frå Havforskningsinstituttet.

For å kunne sei noko meir om kor godt målingar stemmer med modellen frå Havforskningsinstituttet i figur 1, bør det gjerast målingar ved 70 kHz og gjerne ved 364 kHz. I tillegg hadde det vore interessant å sjå kva bidrag ein får frå hovudet. Det hadde og vore interessant å gjere fleire målingar på avstøypningar og modellar av makrellbein i ulike materiale og med forskjellige fasongar.

9.4.2 Bestemme lengde på makrell frå gitterlobar

Bruk av posisjonen til gitterlobane til å bestemme lengde på makrell har blitt diskutert i kapittel 7. I teorien skulle det gå an, men ein treng egna utstyr. Denne metoden kunne kanskje vore verdt å sjå nærmare på.

9.4.3 Finne materialparametre i bein

Sylinderprogrammet som lager dei teoretiske kurvene som blir brukt til å bestemme lydastigheitsparametre gjeld berre ved normalt innfall. Her vil neste steg vere å tilføre ein tiltvinkel i sylinderprogrammet slik at ein kan midle den teoretiske frekvensresponsen over fleire vinklar. Ein kunne i tillegg ha modellerert hovudet, til å begynne med som ei kule, og lagt dette saman med sylinderkurvene.

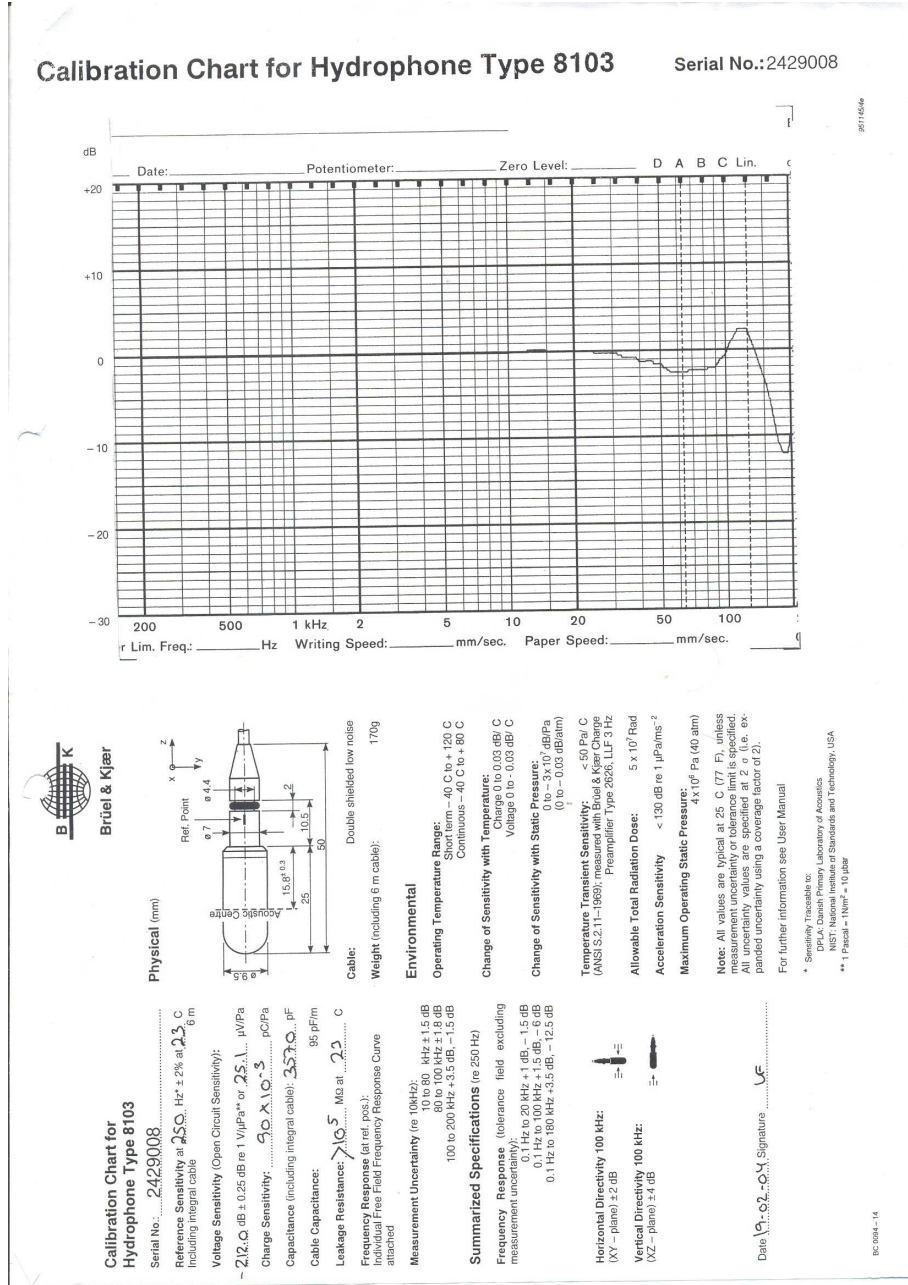
Det har blitt vist at ledda i makrellbeinet kan ha stor innverknad på den målte kurva. For å få med forma på ledda i sylinderprogrammet, kunne ein ha modellert ved endeleg element-metoden. Her har ein moglegheit til å modellere nesten så nøyaktig ein vil med lag med ulike tettleikar og lydastigheitar.

Referanser

- [1] ICES. 2003. "Report of the Working Group on mackerel and horse mackerel egg surveys", *ICES C.M. 2003/G:07*.
- [2] R.J. Korneliussen og E. Ona, "Verified acoustic identification of Atlantic mackerel", *ICES CM2004/R:20*, 14pp.
- [3] N. Gorska, E. Ona og R.J. Korneliussen, "Acoustic backscattering by Atlantic mackerel as being representative of fish that lack a swimbladder. Backscattering by individual fish", *ICES Journal of Marine Science*, **62**, Issue 5, 984-995 (2005).
- [4] N. Gorska, R. Korneliussen og E. Ona, "Acoustic backscattering by Atlantic mackerel as being representative of fish that lack a swimbladder. Backscattering by school of fish." Innsendt til *ICES Journal of Marine Science*, men ikkje publisert enda, (2005).
- [5] R.J. Korneliussen og E. Ona, "Combined algorithms for detection of acoustic categories", *ICES CM2004/R:38*, 7pp.
- [6] H. Medwin, "Scattering from the Sea Surface", in *Underwater Acoustics*, ed. R.W.B. Stephens, Wiley -Interscience, (1970)
- [7] L.E. Kinsler, A.R. Frey, A.B. Coppens, J.V. Sanders, *Fundamentals of Acoustics*, John Wiley & Sons, Inc., 4. utgåve, (1982)
- [8] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *Theory of Elasticity, Course of Theoretical Physics*, vol 7, Pergamon Press, (1959).
- [9] H. Medwin, C.S. Clay, *Fundamentals of acoustical oceanography*, Academic Press (1998).
- [10] J.J. Faran Jr. "Sound scattering by solid cylinders and spheres", *J. Acoust. Soc. Am.*, **23**, 45-418, (1951).
- [11] T.K. Stanton, "Sound scattering by cylinders of finite length. I. Fluid cylinders", *J. Acoust. Soc. Am.*, **83**, 55-63, (1988)
- [12] K. Iizuka, *Engineering Optics*, second ed. Springer-Verlag, (1986).
- [13] R.H. Hackman, "Acoustic Scattering from Elastic Solids", *Physical Acoustics*, **22**, in *Underwater scattering and radiation*, ed. A.D. Pierce and R.N. Thurston, Academic Press, (1993).

A Svinger informasjon

A.1 B&K 8103 hydrofon



Figur 100: Data for B&K 8103 hydrofon

A.2 200 kHz svinger

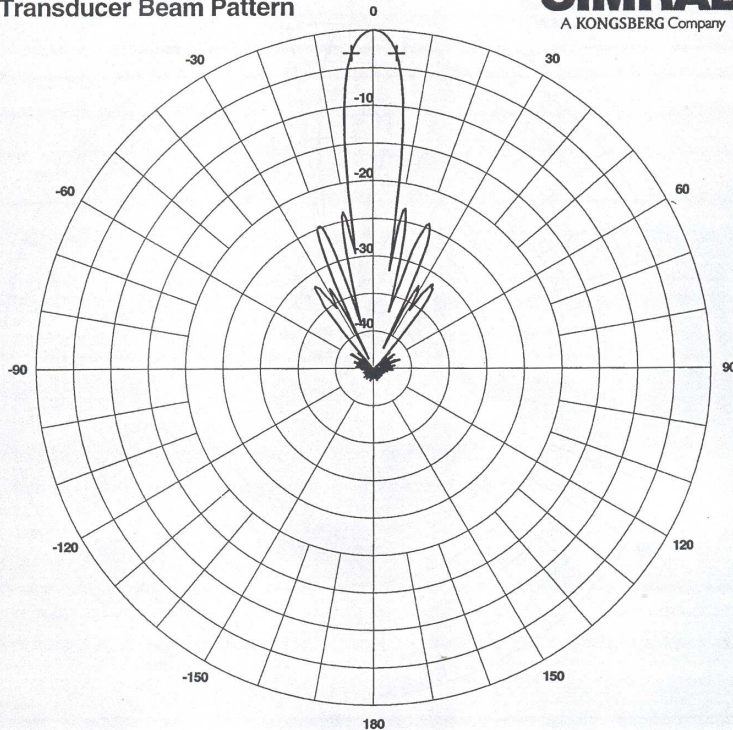
SIMRAD
A KONGSBERG Company

TRANSDUCER MEASUREMENTS					
	Part 1	Part 2	Part 3	Part 4	All Parts
Measured at: f (kHz)	200,0	200,0	200,0	200,0	200,0
Beamwidth					
Longitudinal: β1 (deg)					8,1
Transversal: β2 (deg)					8,1
Directivity index (dB): $10 \log(2.5/(\sin(\beta1/2) \cdot \sin(\beta2/2)))$					27,0
Equivalent two way beam angle (dB): $10 \log(\beta1 \cdot \beta2/5800)$					-19,5
Impedance					
Z (ohm) :	84,7	83,5	85,0	84,8	21,9
Phase (deg) :	12,1	11,7	12,6	13,0	21,9
Transmitting response (at 1 metre)					
Si (dB re 1 μPa/A):	214,4	214,5	214,6	214,5	213,2
Su (dB re 1 μPa/V):	175,9	176,0	176,0	176,0	186,4
Receiving sensitivity					
Theoretical open circuit (Si-354.1-20 log f): (dB re 1 V/μPa)	-185,7	-185,6	-185,5	-185,6	-186,9
Electro acoustic efficiency (%): ($10 \log \eta = S_w - 170,8 - DI$)					
					172,4
Leaking resistance (Mohm) :	OK	OK	OK	OK	OK
Type:	ES200-7C				
Serial no:	222				
Watertemp:	20,0 °C				
Tested by:	bk Date: 16. okt. 2002				

Figur 101: Papir som fulgte med 200 kHz svingar

Transducer Beam Pattern

SIMRAD
A KONGSBERG Company

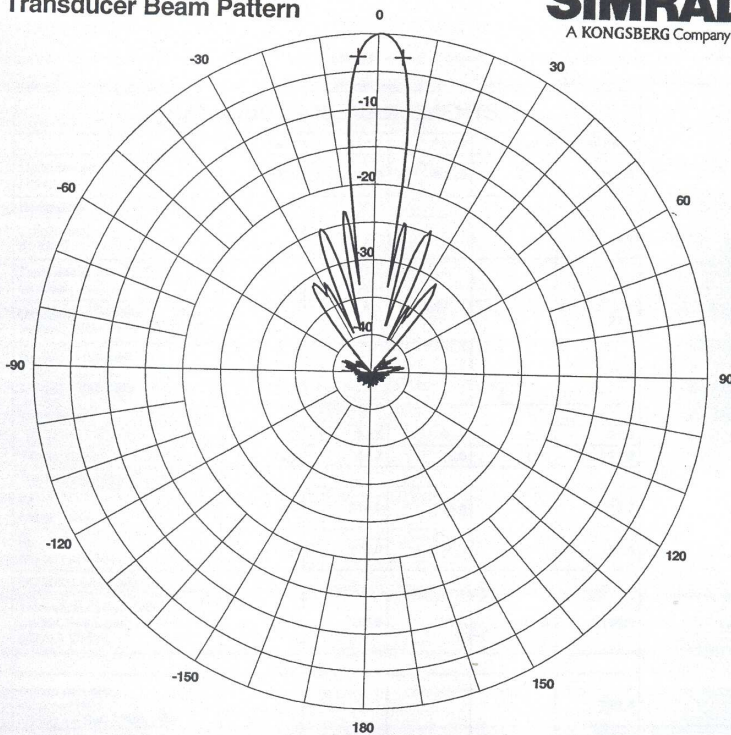


Transducer Type:	ES200-7C 312-200841	Plane:	Transversal
Serial no.:	222	Hydrophone Type:	B&K 8103
Frequency:	200,0 kHz	Hydrophone Serno.:	1619773
Tested by:	bko	Hydrophone Cal.Date:	17.09.02
Date/time:	16.10.2002 10:00:48	Distance to Hydrophone:	5,00 m
Voltage Generator:	2200 mV	Water Temperature:	20 °C
Amplifier Gain:	20 dB	Module:	1
Beam Width:	8,10°	Element:	5
Source Level:	227,53 dB		
DI:	27,87 dB		

Figur 102: Papir som fulgte med 200 kHz svingar

Transducer Beam Pattern

SIMRAD
A KONGSBERG Company



Transducer Type:	ES200-7C 312-200841	Plane:	Longitudinal
Serial no.:	222	Hydrophone Type:	B&K 8103
Frequency:	200,0 kHz	Hydrophone Serno.:	1619773
Tested by:	bko	Hydrophone Cal.Date:	17.09.02
Date/time:	16.10.2002 09:52:17	Distance to Hydrophone:	5,00 m
Voltage Generator:	2200 mV	Water Temperature:	20 °C
Amplifier Gain:	20 dB	Module:	1
Beam Width:	8,12°	Element:	5
Source Level:	227,45 dB		
DI:	27,87 dB		

Figur 103: Papir som fulgte med 200 kHz svingar

200 kHz split-beam composite transducer

Introduction

The ES 200-7C is a split-beam composite transducer with a large bandwidth. This provides a fine range resolution, which is important for single fish detection, and target strength measurement. The transducer has four quadrants. The specifications below are valid when all four quadrants are connected in parallel.

Order number

KSV-203003

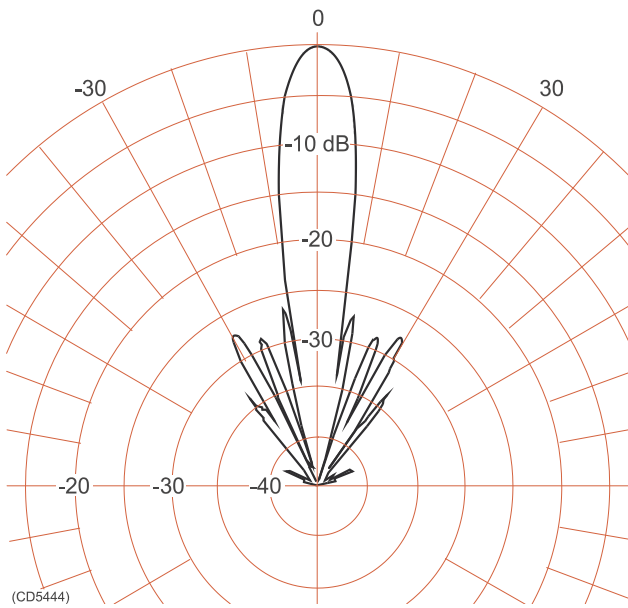
Technical specifications

Resonant frequency 200 kHz
Circular beamwidth 7 deg
Directivity:
D 650
DI=10 log D 28 dB
Equivalent two-way beam angle:
 Ψ 0.009
10 log Ψ -21 dB
Angle sensitivity 23
Side lobes less than -23 dB
Back radiation less than -40 dB
Impedance 19 ohm

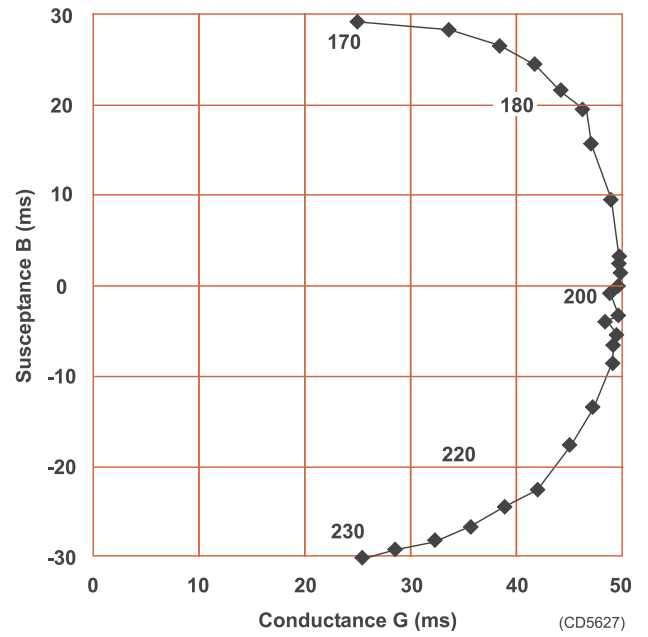
Transmitting response 185 dB re 1 μ Pa per V
Receiving sensitivity, open circuit -190 dB
re 1 V per μ Pa
Electroacoustic efficiency 0.75
Maximum pulse power input 1000 W
Maximum continuous power input 10 W
Maximum transducer depth 100 m
Cable length 20 m
Cable diameter 10.6 mm
Weight without cable 1.1 kg
Storage temperature -20 to 70 °C



Data

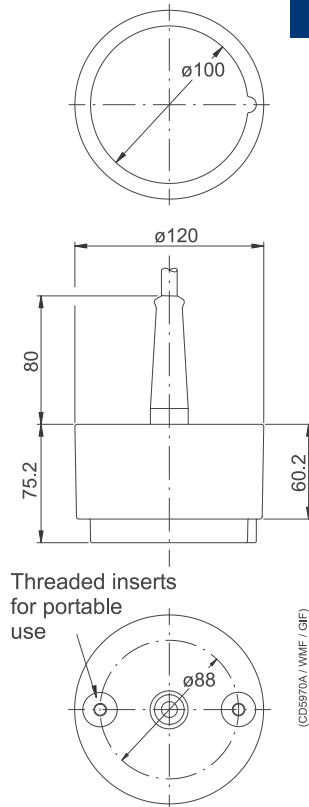


Beam pattern

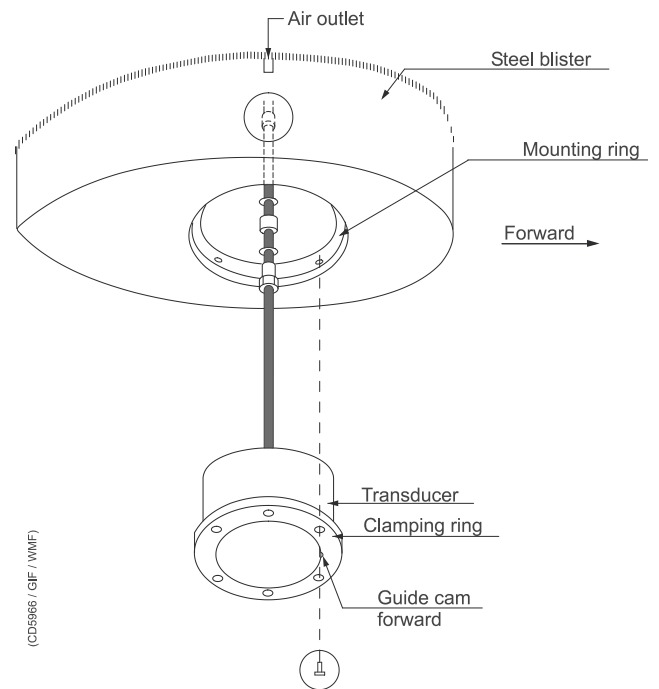


Admittance

Installation information



Outline dimensions



Installation example

Manufacturer:

Simrad AS
 Strandpromenaden 50
 P.O.Box 111
 N-3191 Horten
 Telephone: +47 33 03 40 00
 Telefax: +47 33 04 29 87
 Internet: www.simrad.com

A.3 120 kHz svinger

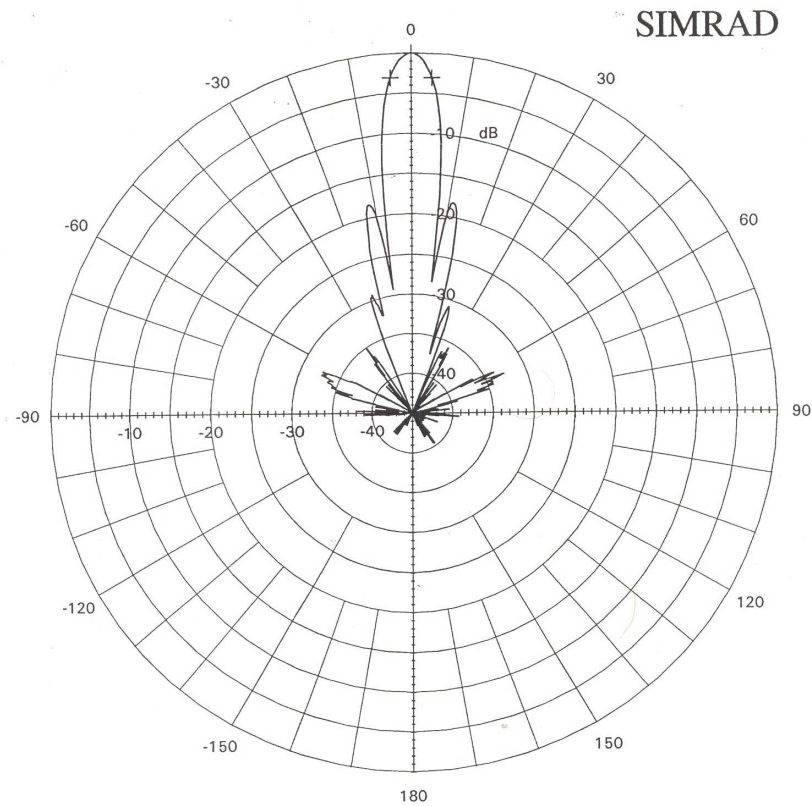
KONTROLLERT
GODKJENT

```

TRANSDUCER MEASUREMENTS
*****
Part: 1 Part: 2 Part: 3 Part: 4 All par
*****
Measured at :      120.0   120.0   120.0   120.0   120.0
f (kHz)
-----
Beamwidth
Longitudinal:                      7.0
  E1 (deg)
Transversal:                       6.9
  E2 (deg)
-----
Directivity index (dB):                      28.3
10 log(2.5/(sin(E1/2)*sin(E2/2)))
Equivalent two way
beam angle (dB):                          -20.8
10 log((E1*E2)/5800)
-----
Impedance
  |Z| (ohm) :           61      60      60      60      17
  Phase (deg) :         10      10      8      12      16
-----
Transmitting response
Si
(dB re 1 uPa/A ) :           209.9   210.2   210.0   209.5   209.7
Su
(dB re 1 uPa/V ) :           174.1   174.6   174.5   173.9   185.1
(at 1 metre )
-----
Receiving sensitivity
Theoretical open circuit
(Si-354.1-20 log f) :          -185.8  -185.5  -185.7  -186.2  -186.0
(dB re V/uPA)
-----
Electro acoustic
efficiency (%):                      70
(10 log n= Sw-170.8- DI)
Leakage resistance :           OK      OK      OK      OK      OK
(Mohm)
*****
* Page*   Type:      ES120_7G          *
* 1 *     Serial no: 26889          *
* of *     Watertemp.: 17 deg. C      * SIMRAD *
* 1 *     Tested by : AB      Date: 11 May1995 *
*****
(slutt1.0h4 95.05.09mw)

```

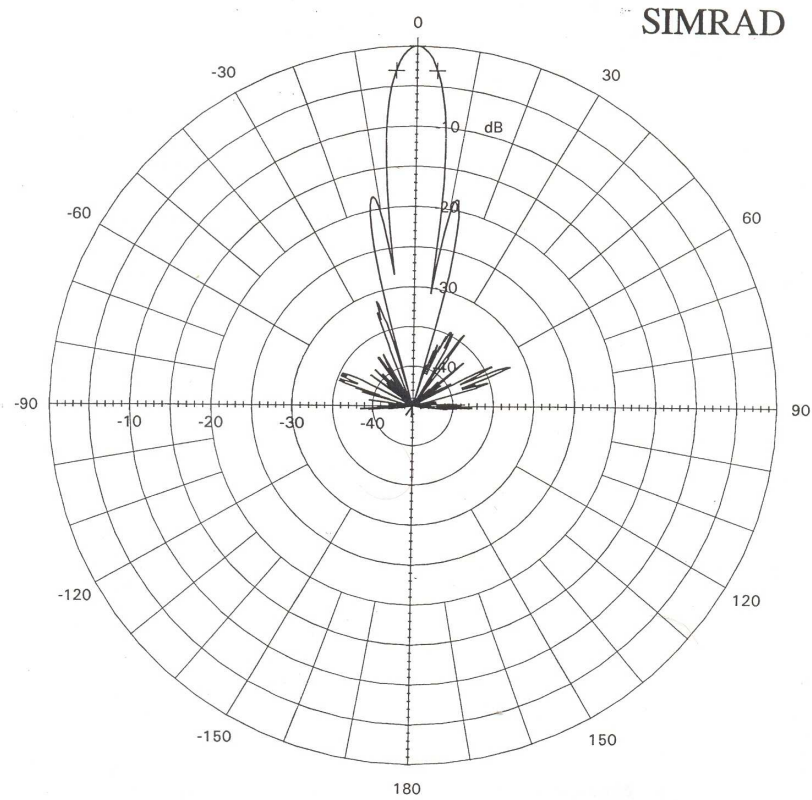
Figur 104: Papir som fulgte med 120 kHz svinger



Beam Pattern

Transducer type:	ES120_7G	Beam	: All parts
Serial no.	: 26889	Center	: -.6 deg.
Measured at	: 120 kHz	Distance to	
Plane	: Longitudinal	hydrophone	: 3 m
Tested by	: AB	Water temp.	: 17 °C
Date	: 11 May1995		
Beamwidth	: 7.1 deg.	zetn1.0h4 95.05.09mw	

Figur 105: Papir som fulgte med 120 kHz svingar



Beam Pattern

Transducer type:	ES120_7G	Beam	: All parts
Serial no.	: 26889	Center	: 1.4 deg.
Measured at	: 120 kHz	Distance to	hydrophone : 3 m
Plane	: Transversal	Water temp.	: 17 °C
Tested by	: AB		
Date	: 11 May1995		
Beamwidth	: 7 deg.		

retn1.0h4 95.05.09mw

Figur 106: Papir som fulgte med 120 kHz svingar

120 kHz Split-beam transducer



Introduction

The ES 120-7G is a split-beam transducer incorporating 76 piezo-ceramic elements arranged in four quadrants. Its compact housing is convenient for use with portable echo sounders. The specifications below are valid when all four quadrants are connected in parallel.

Order number

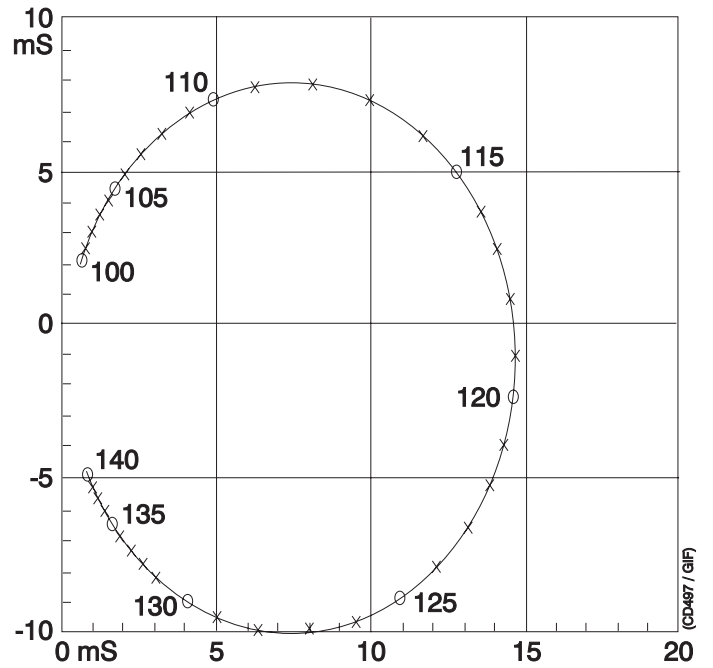
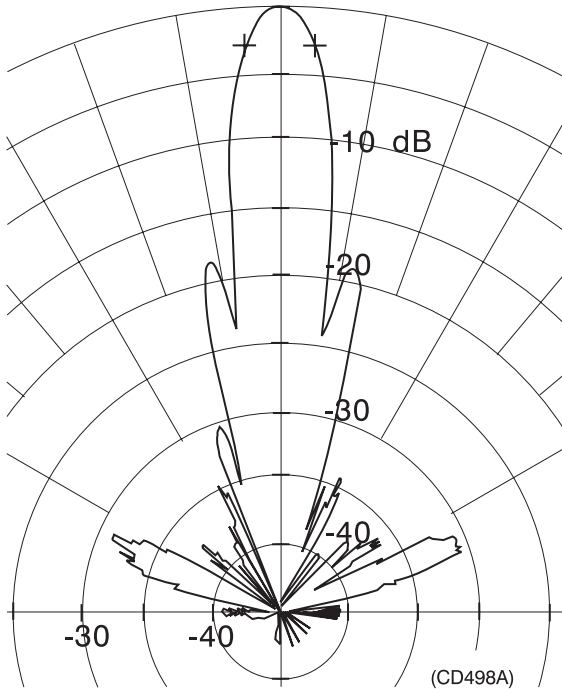
KSV-112101

Technical specifications

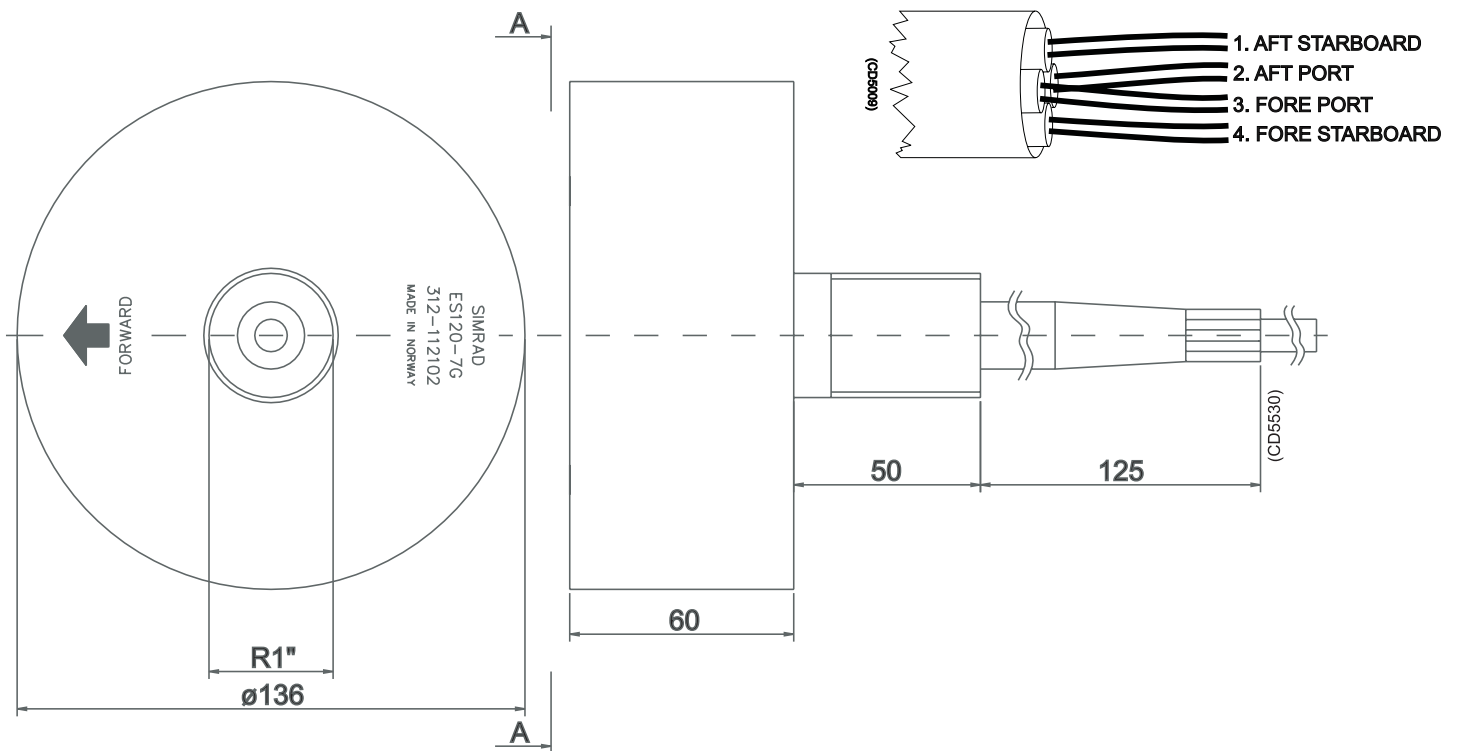
Resonant frequency	120 kHz
Beamwidth, circular	7 deg ±1
Directivity:	
D	650 ±20%
DI=10logD	28 ±1 dB
Equivalent two-way beam angle:	
Ψ	0.009 ± 20% steradain
10 logΨ	-20.5 ±1 dB
Side lobes	less than -15 dB
Back radiation	less than -30 dB
Angle sensitivity:	
Phase angle/angle to target	±21
Impedance:	
Nominal	5 ohms
Max. variation in Z 	11 - 20 ohms
Max variation in phase angle	±30 deg
Transmitting response	185.0 dB ±2
	re 1μPa per V

Receiving sensitivity, open circuit	-186.5 dB ±2
	re 1V per μPa
Electroacoustic efficiency	0.70 ±0.20
Maximum pulse power input	1000 W
Maximum continuous power input	10 W
Maximum transducer depth	150 m
Cable length	20 m
Cable diameter	10.6 ±0.50 mm
Weight without cable	2 kg
Storage temperature	-20 to 70 °C

Data



Installation



Manufacturer:

Simrad AS

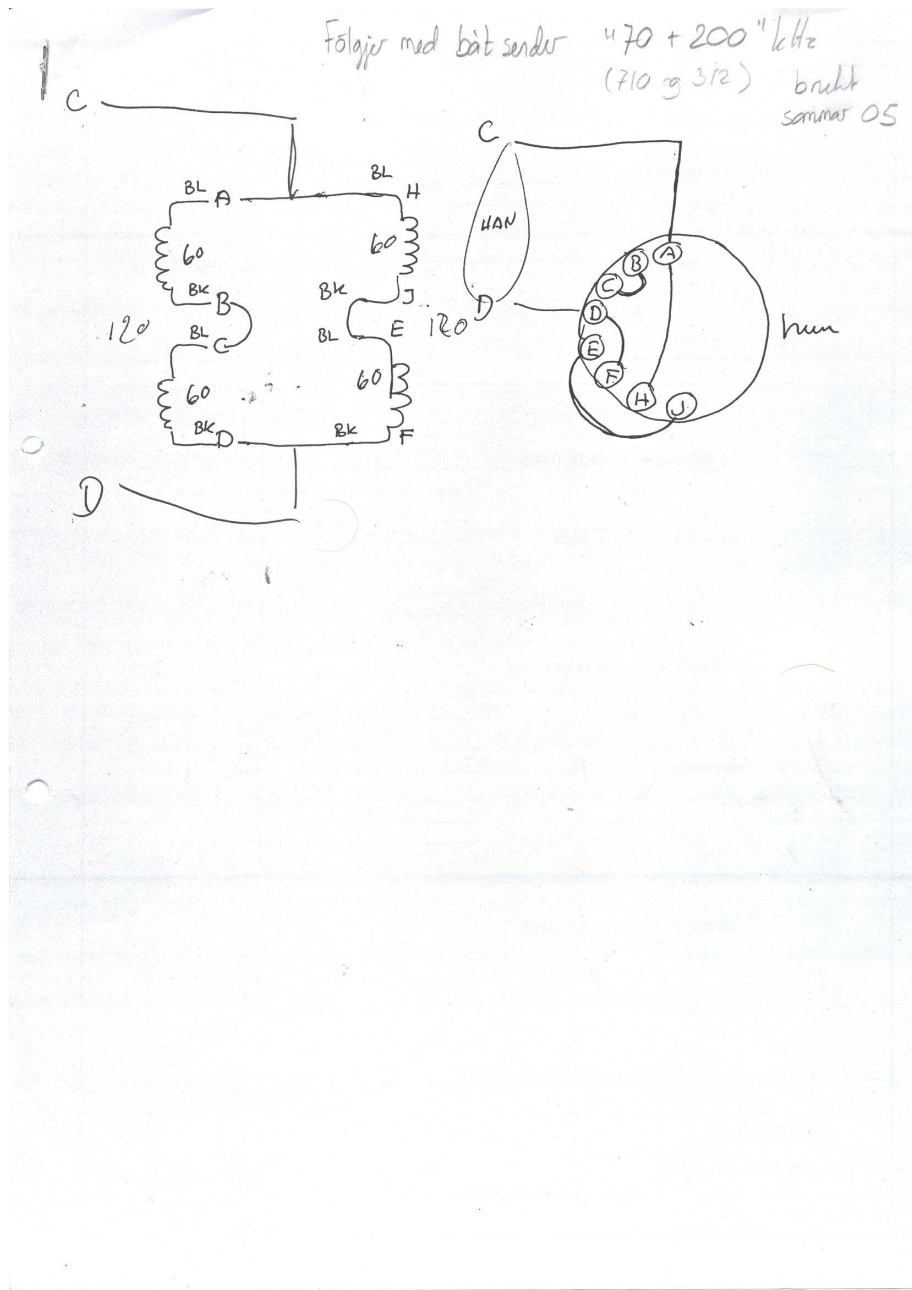
Strandpromenaden 50

P.O.Box 111

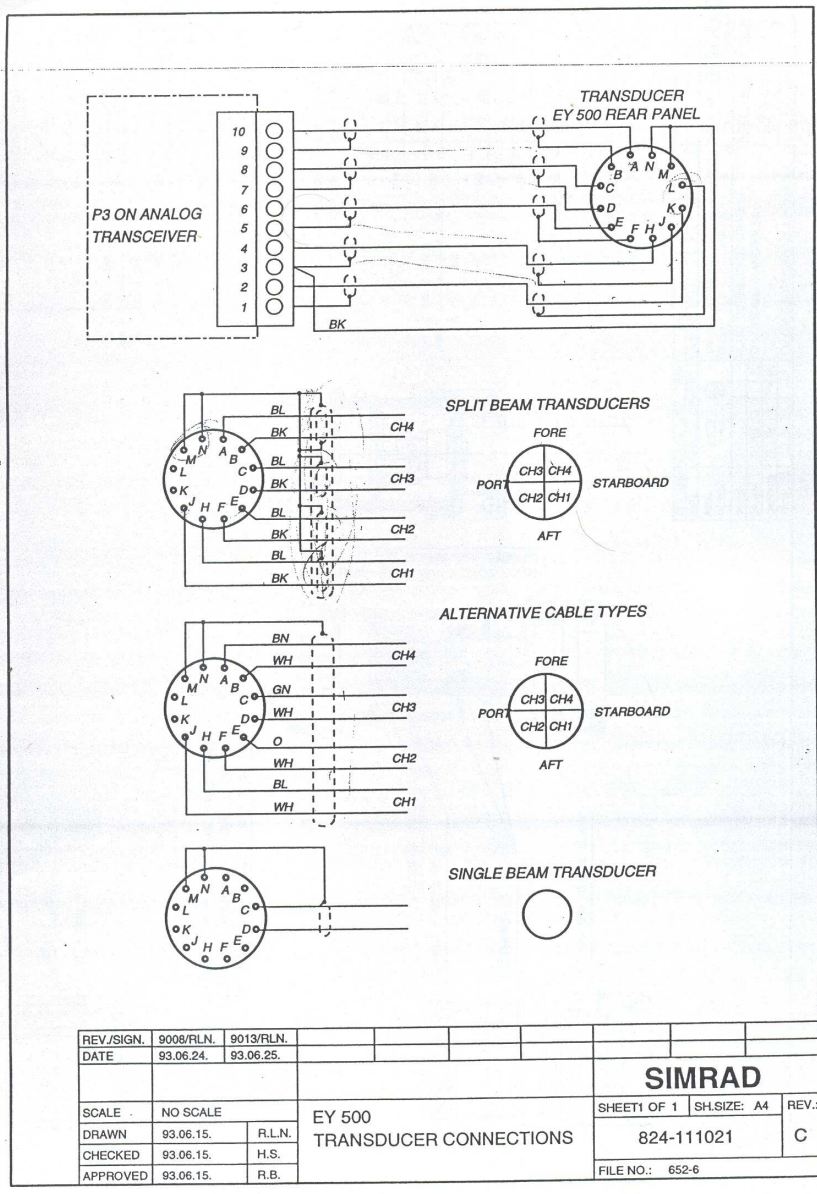
N-3191 Horten

Telephone: +47 33 03 40 00

A.4 700 og 312 kHz svinger

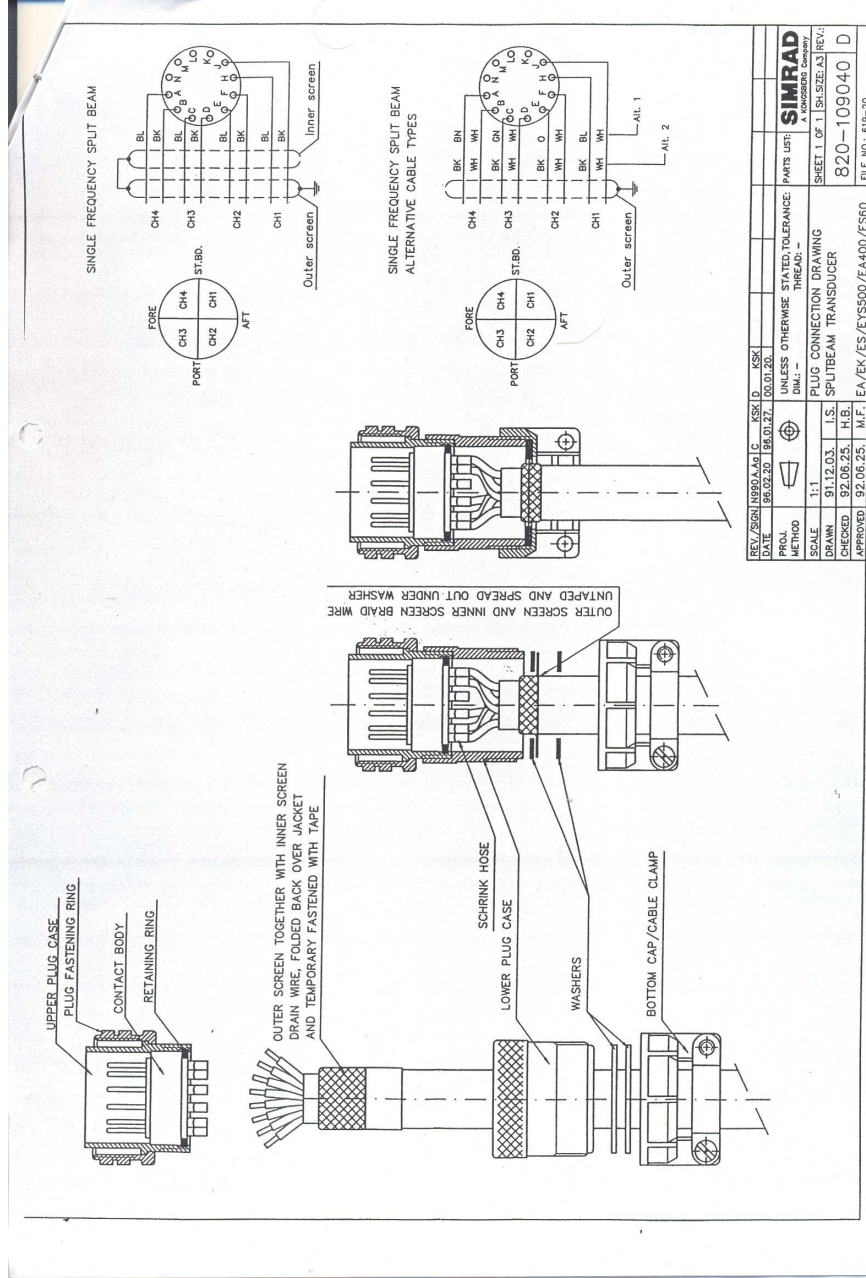


Figur 107: Papir som fulgte med 700 kHz svingar



REV./SIGN.	9008/RLN.	9013/RLN.							
DATE	93.06.24.	93.06.25.							
							SIMRAD		
SCALE	NO SCALE		EY 500 TRANSDUCER CONNECTIONS				SHEET1 OF 1	SH.SIZE: A4	REV.:
DRAWN	93.06.15.	R.L.N.					824-111021		C
CHECKED	93.06.15.	H.S.							
APPROVED	93.06.15.	R.B.					FILE NO.: 652-6		

Figur 108: Papir som fulgte med 700 kHz svingar



Figur 109: Papir som fulgte med 700 kHz svingar

B Program

B.1 Kuleprogram (matlab)

B.1.1 Kulefrekvens.m

```
%Kulefrekvens.m
% Program for beregning av frekvensrespons fra kule. c1=lydhast.,
% c2=skjøblge hastighet
%fr er respons, fk er frekvens
%kulefrekvens
%skript for beregne frekvensrespons fra tilbakespredning fra kule
%Data er for kule, wolframkarbid
%modifisert fra skript 10/2-05 HH
a=(20.00e-3)/2; %kuleradius
%a=10e-3;
c=1490;%1481; %lydhastighet i vann
rhov=1000; %tetthet
%c1=(6858+167-530); %lydblge hastighet i kula
%c2=(4180+63+298);% skjøblge hastighet i kula
%c1=7022.2;%Tonje
%c2=4269.2+C;%Tonje
c2=4132; %Halvor %endrer frå 4105 til 4132 12/4-06
c1=6845;%Halvor %endrer frå 6847

%rhok=12801;
%rhok=14700;
rhok=14888;
%rhok=14860;

k=1;
fk=100:1:300;
fi=180;% tilbakespredningsvinkel i grader
legendreber
for frekvens=fk*1e3
nnn=floor(2*pi*frekvens/c*a)+15;
M=1:nnn;
    kuleber
    ff=-(2*M-1).*sin(eta(M)).*exp(j*eta(M)).*pn(M);
% ff2=(2*M-1).*sin(eta(M)).*exp(j*eta(M)).*(-1).^(M-1);
```

```

% tilbakespredning
    fr(k)=-2/x*sum(ff);
    kaa(k)=x;
    k=k+1;
end
plot(fk,abs(fr),'r')

```

B.1.2 kuleber.m

%skript for å utføre kuleberegninger, modifisert 4/1-05

```

nn=nnn;% maks orden i rekkene
%frekvens må komme utenfra
ka1=2*pi*frekvens/c1*a;
ka2=2*pi*frekvens/c2*a;
ka=2*pi*frekvens/c*a;
bb=1-0.5*(c1/c2)^2;
B=0;
x=ka1;
[tana,tanb,tand,m]=auxbes(x,nn,B);
tana1=tana;
a1=1+tana;
x=ka2;
[tana,tanb,tand,m]=auxbes(x,nn,B);
tana2=tana;
a2=1+tana;
x2=ka2^2/2;
n2=m.*(m-1);
aa1=n2-1-x2+tana2;
%tanF=x2*rhov/rhok*(tana1 ./a1-n2 ./aa1)./(bb*(2*ka1^2-2*tana1-n2)./a1-n2.*a2 ./aa1);
tanF=x2*rhov/rhok*(tana1 ./a1-n2 ./aa1)./((n2-x2+2*tana1)./a1-n2.*a2 ./aa1);
B=1;
x=ka;
[tana,tanb,tand,m]=auxbes(x,nn,B);
taneta=tand.*(tanF+tana)./(tanF+tanb);
eta=atan(taneta);

```

B.1.3 auxbes.m

```
function[tana,tanb,tand,m]=auxbes(x,nn,B)
%funksjon for å beregne sfæriske besselfunksjoner for kulespredingsberregninger
%Trenger input x og nn (maks orden), B =1 passer for vann, ellers 0
tanb=0;tand=0;
K=sqrt(pi/2/x);m=1:nn+1;
sj=K*besselj(m-0.5,x);
sy=K*bessely(m-0.5,x);
mm=2:nn+1;
bnz=sj(1:nn);
%dj(1)=-sj(2);
%dj(mm)=bnz-m(mm).*sj(mm)/x;
%ddj(m)=-2*dj(m)/x -(1-m.*(m-1)/x^2).*sj(m);
m2=1:nn;
m=m2;
%tana2=-x*dj./sj;
tana(m2)=x*sj(mm)./sj(m2)-m2+1;
if B==1
m=1:nn+1;
byz=sy(1:nn);
dy(1)=-sy(2);
dy(mm)=byz-m(mm).*sy(mm)/x;

tanb(m2)=-x*dy(m2)./sy(m2);
tand(m2)=-sj(m2)./sy(m2);
m=m2;
end
```

B.1.4 legendreber.m

```
% Antar at frekvensdelen av formfaktoren er beregnet,
% slik at eta eksisterer, dvs kjr kuleber.m
% BEREGNER FRST LEGENDREPOLYNOMENE
for i=1:100 %60
P=legendre(i-1,cos(fi/180*pi));
pn(:,i)=P(1,:)';
end
```

B.2 Sylinderprogram (octave)

B.2.1 run.m

```
% run.m
%skript for mapping av et område - kulefrekvens
%Bruker dette skriptet til å endre c1 medan cs er konstant.

c10=4757;
%cs0=2270;
cs=2210;
dcl=10;
%dcs=10;
cl=c10-6*dcl;

%lagar tom matrise
ty=zeros(12,12);
fa=zeros(3001,130);
%for i=1:11
%cs=cs0-6*dcs;
for j=1:11
%c(i,:)= [c1 cs];
[fra,fk]=sylfrekvens2(c1,cs);
fa(j,1:length(fra))=abs(fra');
%fyller i matrise
aa=finnmin2(abs(fra));
ty(j,1:length(aa))=aa;
%cs=cs+dcs;
%end
plot(fk,fa(j,1:3001))
hold on
cl=cl+dcl;
end
```

B.2.2 sylber.m

```
%skript for å utføre sylinderberegninger, modifisert 11/3-05
```

```
nn=nnn;% maks orden i rekkene
%frekvens må komme utenfra
ka1=2*pi*frekvens/c1*a*(1-i*0.001);
ka2=2*pi*frekvens/c2*a*(1-i*0.001);
```

```

ka=2*pi*frekvens/c*a;
%bb=(c1/c2)^2-1;
B=0;
x=ka1;
auxbessyl
A1=x*DJ;
AA1=A1-J(mm);
An=A1 ./AA1;
%An=A1 ./AA1;
C1=J(mm);%midlertidig
x=ka2;
auxbessyl
A2=x*DJ;
AA2=A2-J(mm);
x2=ka2^2/2;
n2=m.^2;
nn2=n2-x2;
C1=C1 .*nn2;
C2=J(mm).*nn2;
Bn=n2.*J(mm)./(C2-A2);
Cn=(A1-C1)./AA1;
Dn=n2.*AA2 ./ (A2-C2);
F=rhov/rhok*x2*(An-Bn)./(Cn-Dn);
%NN=find(isnan(F));
%F(NN)=zeros(size(NN));
B=1;
x=ka;
auxbessyl
tana=x*J(m2)./J(mm)-m3;
%NN=find(isnan(tana));
%tana(NN)=zeros(size(NN));

taneta=tand.*(F+tana)./(F+tanb);
eta=atan(taneta);
NN=find(isnan(eta));
eta(NN)=zeros(size(NN));

```

B.2.3 sylfrekvens.m

%skript for beregne frekvensrespons fra tilbakespredning fra cylinder - octave

```

function [fr,fk]=sylfrekvens2(c1,c2);
a=6.375e-3; %synderradius
c=1500; %lydhastighet i vann
rhov=1000; %tettheter
%c1=6655; %+167-2.8; %lydblge hastighet i kula
%c2=3984; %+63+26.1; % skjæblge hastighet i kula
rhok=8930; %Cu
%c1=5010; %Cu
%c2=2270; %cu
%rhok=957; %polyethylene
%c1=2430; %polyet
%c2=950; %polyeth
%rhok= 2700; %al 1191; %lucite
%c1=6420; %al 2690; %lucite
%c2=3000; %al 1340; %lucite
%rhok=14860;
%nnn=30;
theta=170; %spredningsvinkel
th=theta*pi/180;
k=1;
fk=700:0.1:1000;
for frekvens=fk*1e3
nnn=floor(2*pi*frekvens/c*a)+15;
%nnn=40;
M=1:nnn-1;
sylber
    ff=sin(eta(M)).*exp(j*eta(M)).*cos((M-1)*th);

    fr(k)=2*(ff(1)+2*sum(ff(2:nnn-1)))./sqrt(pi*ka);
    kaa(k)=x;
    k=k+1;
end
plot(fk,abs(fr))
%plot(kaa,abs(fr))

```

B.3 Måleprogram (octave)

B.3.1 forfallTest.m

```
%Program som måler endring i signal over tid.
ch=1;
sk=skalering(ch);
tic;
m=500:1100;
load -force /home/data/composit200/031005mappe/stoyForfallMak13Nr2.mat
dds=dd;
setting; %Program som les inn instillinger på signalgen. og oscilloskop
for i=1:174;
pause(1);

FrekStep

navn0=['ddm_' int2str(i) ''];
eval([' navn0 '=dd;']);

for j=1:11;diff(j,:)=dd(j,:)-dds(j,:);end

navn1=['rms_' int2str(i) ''];
eval(['for j=1:11;' navn1 '(j)=sqrt(2*mean(diff(j,m).*diff(j,m)));end']);
RmsF(i,:)=eval(['navn1 '\';']);

navn2=['toc_' int2str(i) ''];
TidF(i,:)=eval(['navn2 '=toc;']);

save /home/data/composit200/031005mappe/Makrellnr13Forfall.mat
pause(1640);

end;
```

B.3.2 FrekStep.m

```
%%skript for måing av frekvensrespons

ii=1;
```

```

for frekvens=80:20:200
frekset(frekvens);
pause(8);

lestdsdatabskt; %les inn data frå oscilloskop
%[d,t]=lestdsdatatab(1,sk);%endra 6/4-06
dd(ii,:)=d(1:2495)';
fr(ii)=frekvens;
ii++;

end

```

B.3.3 lestdsdatatab.m

```

%Program som les inn signal frå oscilloskop
function [d,t]=lestdsdatatab(ch,sk)
%data=lestdsdata(ch,start,stop)
% funksjon for å lese data fra tds220
% HH 29/11-2004, mod. 17/1-05
str=["dat:sou ch' num2str(ch) ' ;enc rib;wid 1;star 1;stop 2500''"];
system(['./gpibout-t ' 'TDS220 ' str]);
system(['./gpibenterb TDS220 CURV?']);
f=fopen('./data-lest','rb');
data=fread(f,2500,'char');
fclose(f);
d=data(6:2500)*sk(1);
t=(1:length(d))*sk(2)/250+sk(3);

```

B.3.4 lestdsdatabskt.m

```

%Program som les inn signal frå oscilloskop
%og som i tillegg justerer følsomheten på oscilloskopet etterkvart

%function [d,t,si]=lestdsdatabskt(ch,sk,si,test)
% [d,t,si]=lestdsdatabsk(ch,sk,si,test)
% funksjon for å lese data fra tds220
% HH 29/11-2004, mod. 17/1-05, 13/12-05
% ch=kanal på skop, sk=skaleringvektor, si=skaleringindeks,test=1 gir autoskalering
% Kjør sk=skaleringh(ch) før denne rutinen kalles

```



```

str=['"dat:sou ch' num2str(ch) ' ;enc rib;wid 1;star 1;stop 2500"'];% fortell skop hva so
system(['./gpibout-t ' 'TDS220 ' str ]);
system(['./gpibenterb TDS220 CURV?']);% get data from scope
f=fopen('./data-lest','rb');
data=fread(f,2500,'char');
fclose(f);
data=data(6:2500);
if (test==1)
    skal=['2.0E-3';'5.0E-3';'1.0E-2';'2.0E-2';'5.0E-2';'1.0E-1';'2.0E-1';'5.0E-1';'1.0E-0';
    nskal=[2.0E-3;5.0E-3;1.0E-2;2.0E-2;5.0E-2;1.0E-1;2.0E-1;5.0E-1;1.0E-0;1.0E-0;2.0E-0;5.0
    if (si==0) %first entrance - find correct value
        si=find(nskal==sk(4)); % current index
    end % from now assume si is known!
    d1=max(abs(data))>120; % if true: increase si
    d2=max(abs(data))< 45; % if true: decrease si
    if (d1 | d2)
        siold=si; %save current index
        if d1
            si++;
            if si>11; si=11; end % not above limit
        end
        if d2
            si--;
            if si<1; si=1; end % not below limit
        end
        if (si != siold)
            ska=['ch1:sca ' skal(si,:)];
            tdscmd(ska); % transmit new scale to TDS220
            sk(1)=nskal(si)*4/128/sk(5); % set new scale fsactor in sk
            system(['./gpibout-t ' 'TDS220 ' str ]);% read data with new scale
            system(['./gpibenterb TDS220 CURV?']);
            f=fopen('./data-lest','rb');
            data=fread(f,2500,'char');
            fclose(f);
        end
    end
end
d=data*sk(1);
t=(1:length(d))*sk(2)/250+sk(3);

```

B.3.5 makrellRoteringSerieSkala.m

```
tic;
for i=1:26;
pause(1800); %Ventar mens makrell stabiliserar seg
end;

s(1)=0;
ch=1;
si=0
test=1
sk=skaleringh(ch);
for i=1:31
pause(1);
FrekresponsSerieSkala

file=['/home/data/baat700/260406mappe/RotMakrellNr22Vinkelnr_' int2str(i) '.mat'];
eval([ ' save ' file ]);

%stoppar ikkje i endestopp
s(i+1)=motor0(-2); %måle på makrell
%pause(5);          %måle støy
pause(35);          %måle på makrell
end
```

B.3.6 FrekresponsSerieSkala.m

%skript for måling av frekvensrespons

```
ii=1;
for frekvens=80:1:200
frekset(frekvens);
pause(8);
%[d,t]=lestsdatab(1,sk);
```

```

lestdsdatabskt;
dd(ii,:)=d(1:2495)';
fr(ii)=frekvens;
ii++;

end

```

B.3.7 skalering.m

```

function sk=skalering(ch)
%sk=skalering(ch) , funksjon for henting av skalaverdier for TDS220
% sk(1)=skalering for spenning, sk(2:3 ) for tidsaksen
skal=['2.0E-3 5.0E-3 1.0E-2 2.0E-2 5.0E-2 1.0E-1 2.0E-1 5.0E-1 1.0E0 2.0E0 5.0E0 '];
system(['./gpibenter ' 'TDS220 ' '"CH' num2str(ch) ':VOL?'']);
f=fopen('data-lest','r');
s=fgets(f);
fclose(f);
system(['./gpibenter ' 'TDS220 ' '"CH' num2str(ch) ':PRO?'']);
f=fopen('data-lest','r');
pr=fgets(f);
p=str2num(pr);
fclose(f);
sk(1)=str2num(s)*4/128/p;% skaleringsfaktor
sk1=tdsles('HOR:MAI:SCA?'); sk(2)=str2num(sk1);
pos=tdsles('HOR:MAI:POS?'); sk(3)=str2num(pos);
%t=(1:length(d))*sk(2)/250+sk(3);%tidsvektor

```

B.3.8 skaleringh.m

```

function sk=skaleringh(ch)
%sk=skalering(ch) , funksjon for henting av skalaverdier for TDS220
% sk(1)=skalering for spenning, sk(2:3 ) for tidsaksen
% modifisert fra skalering 13/12-05 for å oppnå automatisk skalering
% ved å utvide antall elementer i sk
% HH
system(['./gpibenter ' 'TDS220 ' '"CH' num2str(ch) ':VOL?'']);
f=fopen('data-lest','r');
s=fgets(f);
fclose(f);
system(['./gpibenter ' 'TDS220 ' '"CH' num2str(ch) ':PRO?'']);
f=fopen('data-lest','r');

```

```

pr=fgets(f);
p=str2num(pr);
fclose(f);
skk=str2num(s);
sk(1)=skk*4/128/p;% skaleringsfaktor
sk1=tdsles('HOR:MAI:SCA?'); sk(2)=str2num(sk1);
pos=tdsles('HOR:MAI:POS?'); sk(3)=str2num(pos);
%t=(1:length(d))*sk(2)/250+sk(3);%tidsvektor
sk(4)=skk; % skopskala
sk(5)=p; % eventuell probe-setting

```

B.3.9 setting.m

```

%Program som les inn innstillingar frå måleapparata
ch1=tdsles("ch1?");
hor=tdsles("hor:main?");
trig=tdsles("trig:main?");
frq=fgenles("freq?");
amp=fgenles("volt?");
ncyc=fgenles("bm:ncyc?");
rate=fgenles("bm:int:rate?");

```

B.3.10 motor0.m

```

%Program som køyrer den korte armen
function a=motor0(vinkel,hastighet)
%skript for kjring av motor1 i rotasjonsbord
% function a=motor1(vinkel,hastighet)
% a= antall steg sendt til motoren. Positiv vinkel er mot klokken
% HH 2/12-2004
steg=floor(vinkel*10473/360);
if nargin<3
hastighet=20; % default verdi
endif
str=['./spinnswap 1 ' num2str(steg) ' ' num2str(hastighet)];
eval(system(str));
a=steg;
%spinnswap er eit compilert program for motorstyring over paralellporten

```

B.4 Data bearbeiding (matlab)

B.4.1 TSprog.m

```
%Program som reknar RMS-verdi av innlest signal om til TS.  
%Neste linje må kyrast fr dette programmet for å få med dei storleikar vi treng  
  
%load Malinger/TSdata/TSdata.mat  
  
for i=1:31  
  
a=(38.05e-3)/2; %deler på to 29/9-05, har gjort feil tidligare.  
  
for j=1:201  
ts_us(i,j)=20*log10((a/2)*abs(frU(j)).*(M_us(i,j)./rmskU2(j)));  
end;  
  
end;
```

B.4.2 finnmin.m

```
function [yy,nn]=finnmin(y)  
% function [yy,nn]=finnmin(y)  
% funksjon for å finne minima i en funksjon  
% funksjonsdata i y  
%HH 8/2-2005  
N=length(y);  
M=30;% antall intervaller  
DN=floor(N/M);  
int=1:DN:N;  
    if (length(int)==M)  
        int(M+1)=N;  
    end  
jj=1;  
for j=1:M  
[a,na]=min(y(int(j):int(j+1)));  
    b=((na==1) | (na ==DN+1));  
    if ~b  
        nn(jj)=na+int(j)-1;  
        yy(jj)=a;  
        jj=jj+1;  
    end  
end
```

```
end
end
```

B.4.3 sw_svel.m

```
%Program som bereknar lyd hastighet i vatn.
function svel = sw_svel(S,T,P)
```

```
% SW_SVEL      Sound velocity of sea water
%=====
% SW_SVEL  $Revision: 1.3 $  $Date: 1994/10/10 05:53:00 $
%          Copyright (C) CSIRO, Phil Morgan 1993.
%
% USAGE:   svel = sw_svel(S,T,P)
%
% DESCRIPTION:
%   Sound Velocity in sea water using UNESCO 1983 polynomial.
%
% INPUT:   (all must have same dimensions)
%   S = salinity      [psu      (PSS-78)]
%   T = temperature  [degree C (IPTS-68)]
%   P = pressure     [db]
%          (P may have dims 1x1, mx1, 1xn or mxn for S(mxn) )
%
% OUTPUT:
%   svel = sound velocity [m/s]
%
% AUTHOR:   Phil Morgan 93-04-20 (morgan@ml.csiro.au)
%
% DISCLAIMER:
%   This software is provided "as is" without warranty of any kind.
%   See the file sw_copy.m for conditions of use and licence.
%
% REFERENCES:
%   Fofonoff, P. and Millard, R.C. Jr
%   Unesco 1983. Algorithms for computation of fundamental properties of
%   seawater, 1983. _Unesco Tech. Pap. in Mar. Sci._, No. 44, 53 pp.
%=====

% CALLER: general purpose
% CALLEE: none
```

```

% UNESCO 1983. eqn.33 p.46

%-----
% CHECK INPUT ARGUMENTS
%-----
if nargin ~=3
    error('sw_svel.m: Must pass 3 parameters')
end %if

% CHECK S,T,P dimensions and verify consistent
[ms,ns] = size(S);
[mt,nt] = size(T);
[mp,np] = size(P);

% CHECK THAT S & T HAVE SAME SHAPE
if (ms~=mt) | (ns~=nt)
    error('check_stp: S & T must have same dimensions')
end %if

% CHECK OPTIONAL SHAPES FOR P
if mp==1 & np==1 % P is a scalar. Fill to size of S
    P = P(1)*ones(ms,ns);
elseif np==ns & mp==1 % P is row vector with same cols as S
    P = P( ones(1,ms), : ); % Copy down each column.
elseif mp==ms & np==1 % P is column vector
    P = P( :, ones(1,ns) ); % Copy across each row
elseif mp==ms & np==ns % PR is a matrix size(S)
    % shape ok
else
    error('check_stp: P has wrong dimensions')
end %if
[mp,np] = size(P);

% IF ALL ROW VECTORS ARE PASSED THEN LET US PRESERVE SHAPE ON RETURN.
Transpose = 0;
if mp == 1 % row vector
    P = P(:);

```

```

T      = T(:);
S      = S(:);

Transpose = 1;
end %if
%***check_stp

%-----
% BEGIN
%-----

P = P/10; % convert db to bars as used in UNESCO routines

%-----
% eqn 34 p.46
%-----
c00 = 1402.388;
c01 = 5.03711;
c02 = -5.80852e-2;
c03 = 3.3420e-4;
c04 = -1.47800e-6;
c05 = 3.1464e-9;

c10 = 0.153563;
c11 = 6.8982e-4;
c12 = -8.1788e-6;
c13 = 1.3621e-7;
c14 = -6.1185e-10;

c20 = 3.1260e-5;
c21 = -1.7107e-6;
c22 = 2.5974e-8;
c23 = -2.5335e-10;
c24 = 1.0405e-12;

c30 = -9.7729e-9;
c31 = 3.8504e-10;
c32 = -2.3643e-12;

Cw = c00 + c01.*T + c02.*T.^2 + c03.*T.^3 + c04.*T.^4 + c05.*T.^5 ...
      + (c10 + c11.*T + c12.*T.^2 + c13.*T.^3 + c14.*T.^4).*P ...

```



```

+ (c20 + c21.*T + c22.*T.^2 + c23.*T.^3 + c24.*T.^4).*P.^2      ...
+ (c30 + c31.*T + c32.*T.^2).*P.^3;

%-----
% eqn 35. p.47
%-----
a00 = 1.389;
a01 = -1.262e-2;
a02 = 7.164e-5;
a03 = 2.006e-6;
a04 = -3.21e-8;

a10 = 9.4742e-5;
a11 = -1.2580e-5;
a12 = -6.4885e-8;
a13 = 1.0507e-8;
a14 = -2.0122e-10;

a20 = -3.9064e-7;
a21 = 9.1041e-9;
a22 = -1.6002e-10;
a23 = 7.988e-12;

a30 = 1.100e-10;
a31 = 6.649e-12;
a32 = -3.389e-13;

A =      a00 + a01.*T + a02.*T.^2 + a03.*T.^3 + a04.*T.^4      ...
+ (a10 + a11.*T + a12.*T.^2 + a13.*T.^3 + a14.*T.^4).*P      ...
+ (a20 + a21.*T + a22.*T.^2 + a23.*T.^3).*P.^2              ...
+ (a30 + a31.*T + a32.*T.^2).*P.^3;

%-----
% eqn 36 p.47
%-----
b00 = -1.922e-2;
b01 = -4.42e-5;
b10 = 7.3637e-5;
b11 = 1.7945e-7;

```

```

B = b00 + b01.*T + (b10 + b11.*T).*P;

%-----
% eqn 37 p.47
%-----
d00 = 1.727e-3;
d10 = -7.9836e-6;

D = d00 + d10.*P;

%-----
% eqn 33 p.46
%-----
svel = Cw + A.*S + B.*S.*sqrt(S) + D.*S.^2;

if Transpose
    svel = svel';
end %if

return
%-----

```

B.4.4 uvisseHT.m

%Program som berekner uvisse i målinger basert på direktivitetsmønsteret.

```

f=100000:1000:300000; %frekvensen

l=5; %halve lengda på objektet
R=129.6; %avstand mellom svinger og objekt
c=1487.4; %lydhast. i vatn
a=3e-2; %radius til svinger
k=(2.*pi.*f)./c;
dl=3; %forskyvning

%vinkler for objekt på aksene:
t1ax=-atan((l)/R);
t2ax=atan((l)/R);

```

```

%vinkler for objekt med forskyvning:
t1=-atan((1-dl)/R);
t2=atan((1+dl)/R);

dt=(t2-t1)/1000;
t=t1:dt:t2;
tax=t1ax:dt:t2ax;
for j=1:201
yax(j,:)=k(j).*a.*sin((tax));
y(j,:)=k(j).*a.*sin((t));
D(j,:)=2.*besselj(1,abs(y(j,:)))/(abs(y(j,:))+eps);
Dax(j,:)=2.*besselj(1,abs(yax(j,:)))/(abs(yax(j,:))+eps);
h3(j)=sum(D(j,:).*exp(i*k(j)*1.3*t.^2))*dt;
h3ax(j)=sum(Dax(j,:).*exp(i*k(j)*1.3*tax.^2))*dt;
H3(j)=sum(D(j,:))*dt;
H3ax(j)=sum(Dax(j,:))*dt;
%dl=dl+1;
end
%end
%Med fasekorreksjon:
%abs(h)./abs(hax))
%plot(f,20*log10(abs(h)./abs(hax)))
hold
%Uten fasekorreksjon
%abs(H)./abs(Hax)
%plot(f,20*log10(abs(H)./abs(Hax)),'r')
hold off

```

B.4.5 parabel.m

```

%Program som finn maksimumsverdien når ein har tre punkt.
% Brukt på rotasjonsmålinger som består av ei
%matrise som funksjon av vinkel og frekvens. ts er matrisa,
% i1-i3 er indeks til dei tre punkta ein vil finne maksimum
%ut i frå. iF er indeksen til frekvensen for måleserien.
%Basert på Hobæk sine notater frå 31/10 1973.

```

```

function maks=parabel(ts,i1,i2,i3,iF)
vinkel=(-30:2:30);

```

```
delta=vinkel(i3)-vinkel(i2);  
V0=vinkel(i2)-(delta/2)*(ts(i1,iF)-ts(i3,iF))/(2*ts(i2,iF)-ts(i1,iF)-ts(i3,iF))  
return
```

C Presentasjonar

C.1

“29th Scandinavian Symposium on Physical Acoustics”, Ustaoset
29. januar - 1. februar 2006

Scattering from mackerel bones

Tonje Lexau Nesse, Rolf Korneliussen, Halvor Hobæk.

Scattering from mackerel bones



Tonje Lexau Nesse, Rolf Korneliussen, Halvor Hobæk

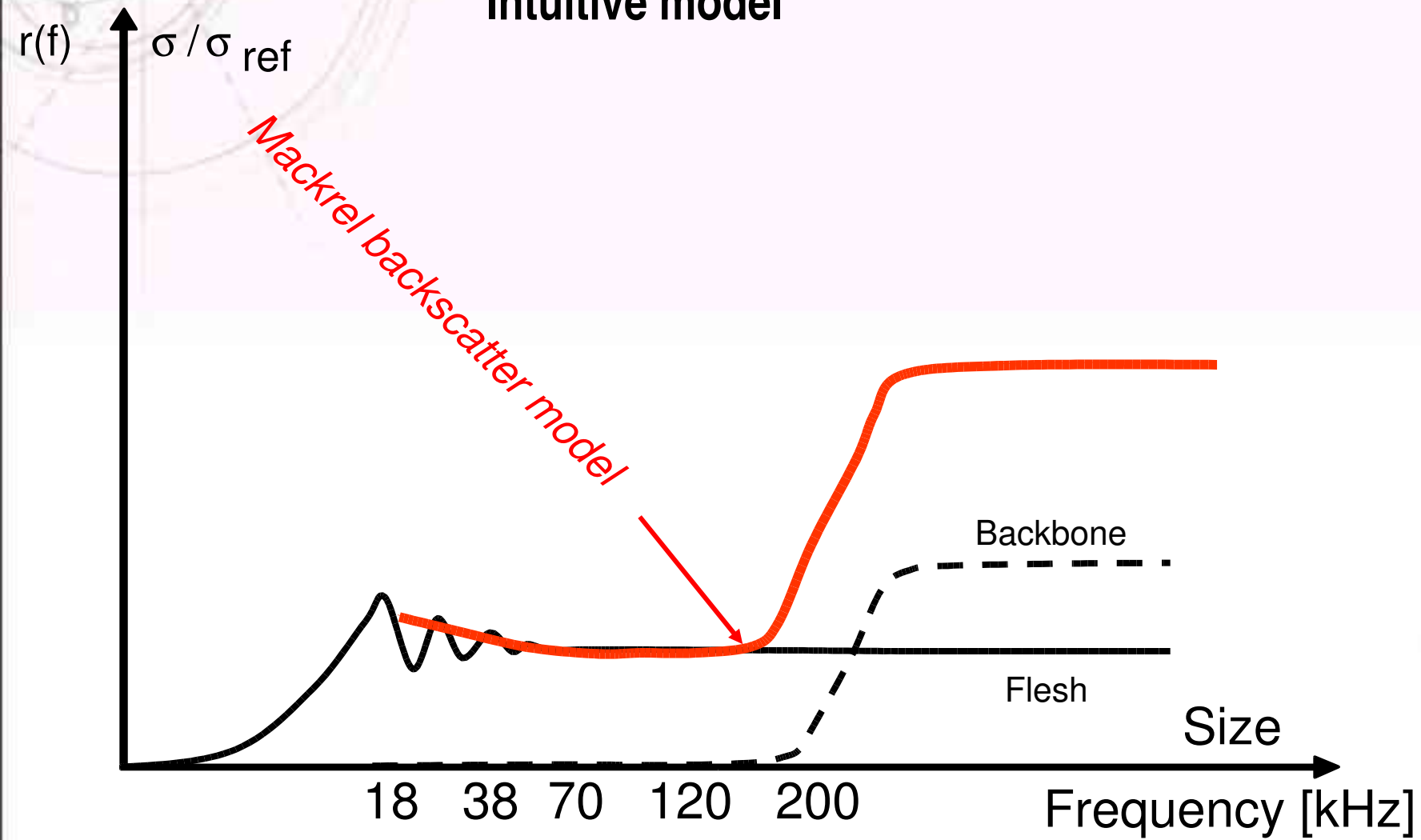


Background

- Problems in measuring backscatter from mackerel, since it does not possess a swim bladder.
- Scientists at IMR, Norway, and Oceanography Institute, Poland, have modelled the scattering from mackerel.
- Hypothesis: Flesh is dominating for low frequencies and is independent of frequency.
- Scattering from bone is calculated.



Intuitive model



Plan of presentation

- Experimental setup
- Vertical rotation at 240 kHz.
- Rotation measurements with 200 kHz composite transducer
- Comparison with bone models
- 120 kHz measurement
- Conclusions

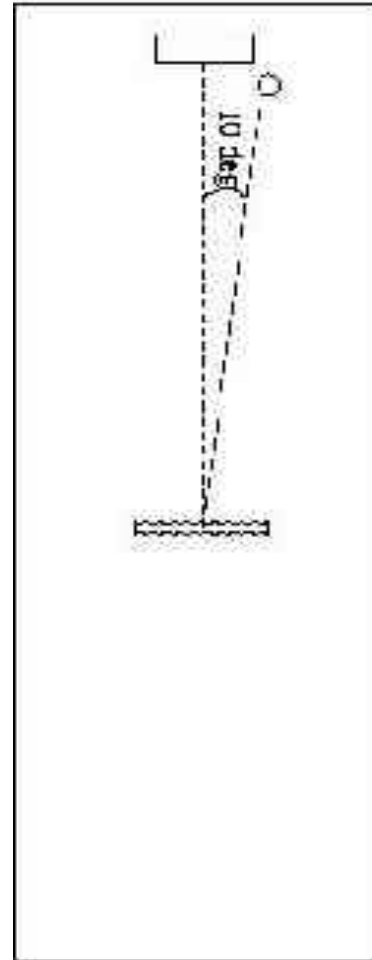
Experimental setup

Two types of setups:

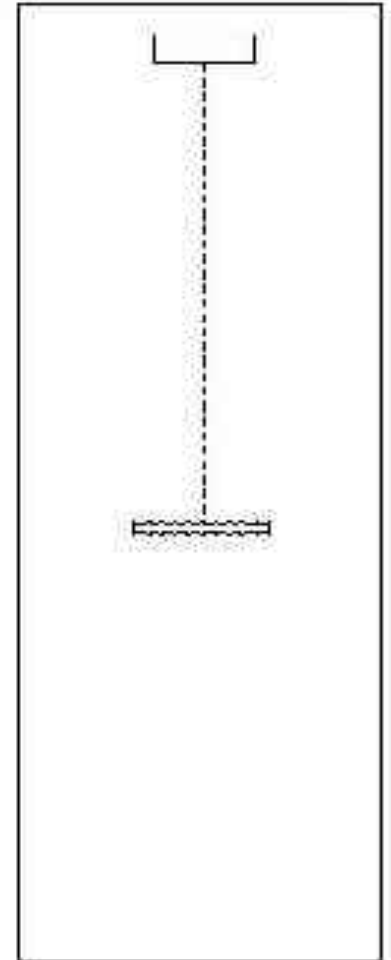
1) Bi-static: Source and receiver at different positions. Measure 170° backscatter.

2) Mono-static: Use the same transducer as source and receiver.

1)



2)



The positioning system

- Two arms, a long and a short
- Both arms can be rotated.
- The target is hanging under the short arm.



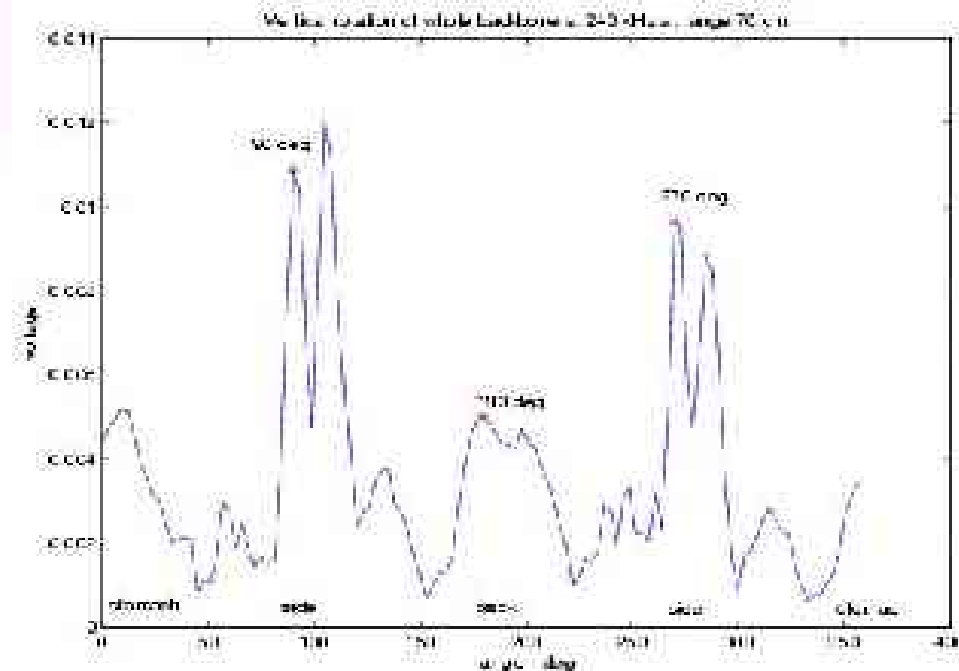
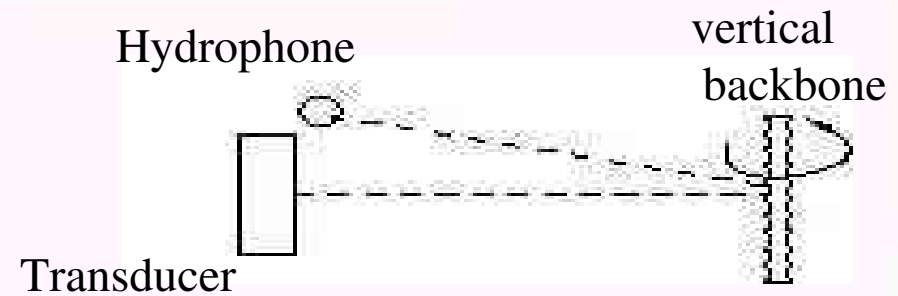
Skeleton

- 10 cm of the backbone.
- The bone is removed from the mackerel under water.
- My last measurements are taken in physiological salt water to make the bone feel at home. This has about the same salinity as fish flesh



Vertical rotation

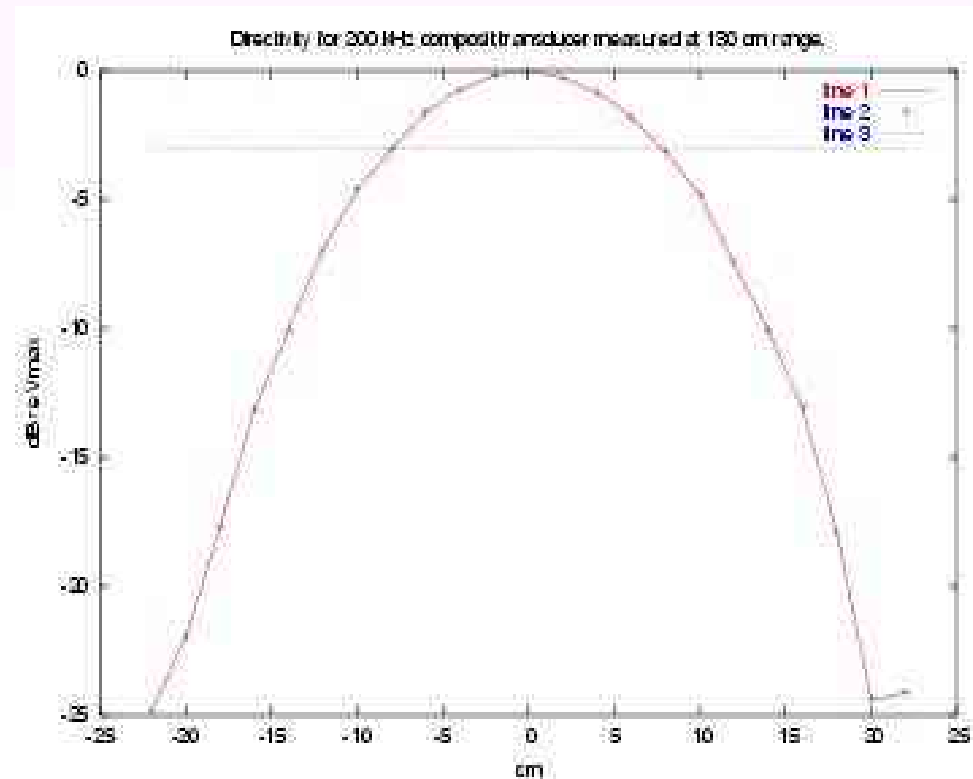
- Home made source and 8103 B&K hydrophone as receiver.
- The whole backbone without head is hanging vertically and is rotated 360° .
- 170° backscatter is measured at 240 kHz.



Different signals for echo sounder and sonar

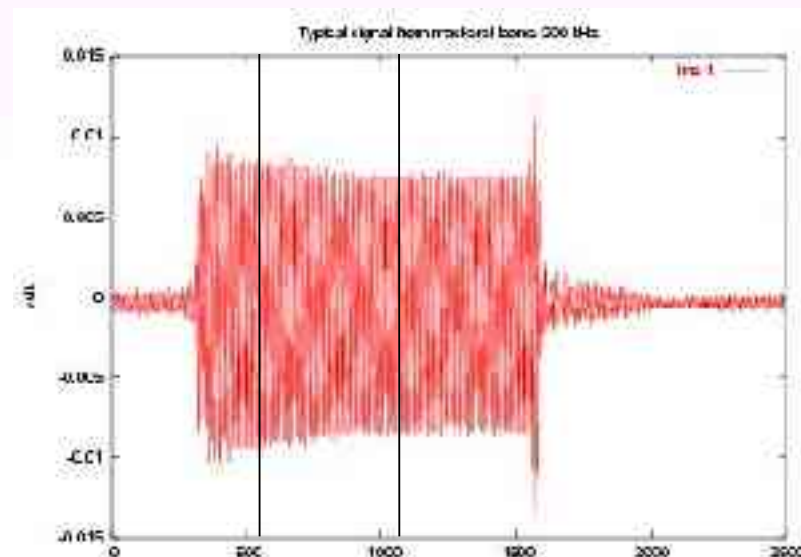
200 kHz composite transducer

- Most of my measurements is done with this transducer
- The directivity is measured at range 130 cm and at frequency 200 kHz.
- The horizontal line is at -3dB.



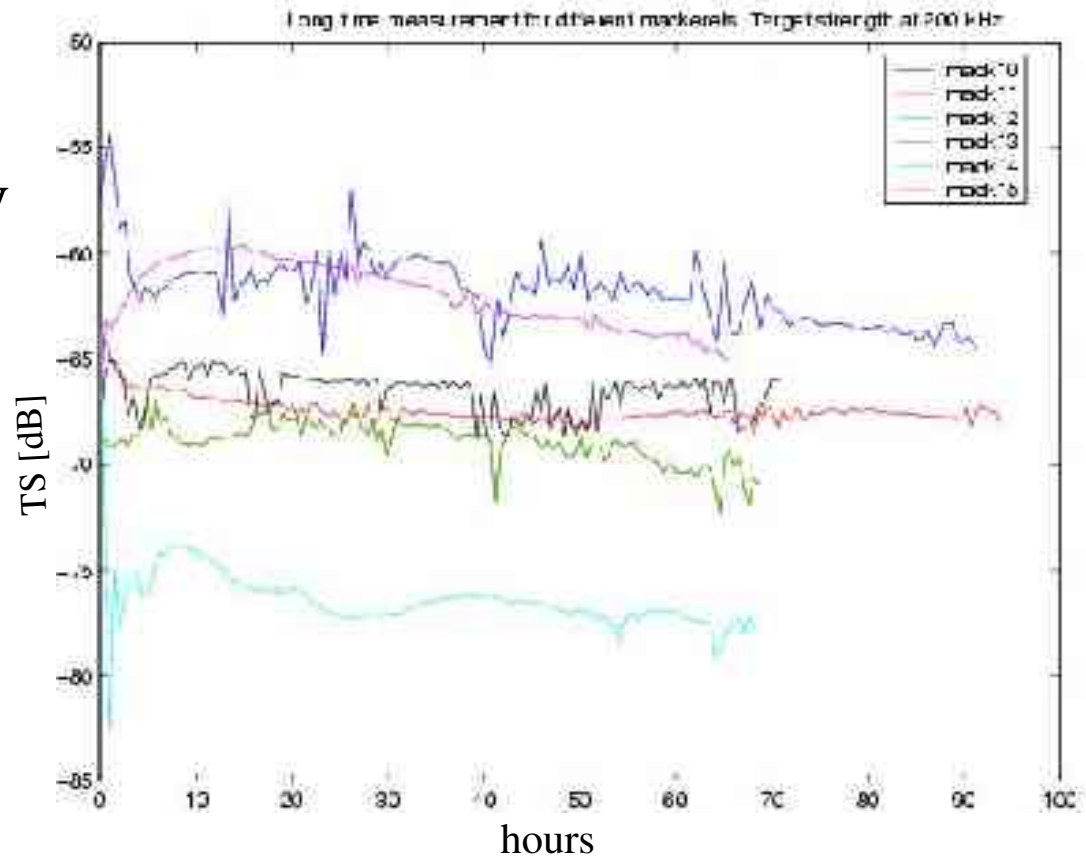
Typical signal

- The received backscattered signal from the mackerel looks typically like this for the 200 kHz composite transducer at 200 kHz.
- 100 periods per burst
- Burst rate of 21 bursts per second
- RMS of stable part.



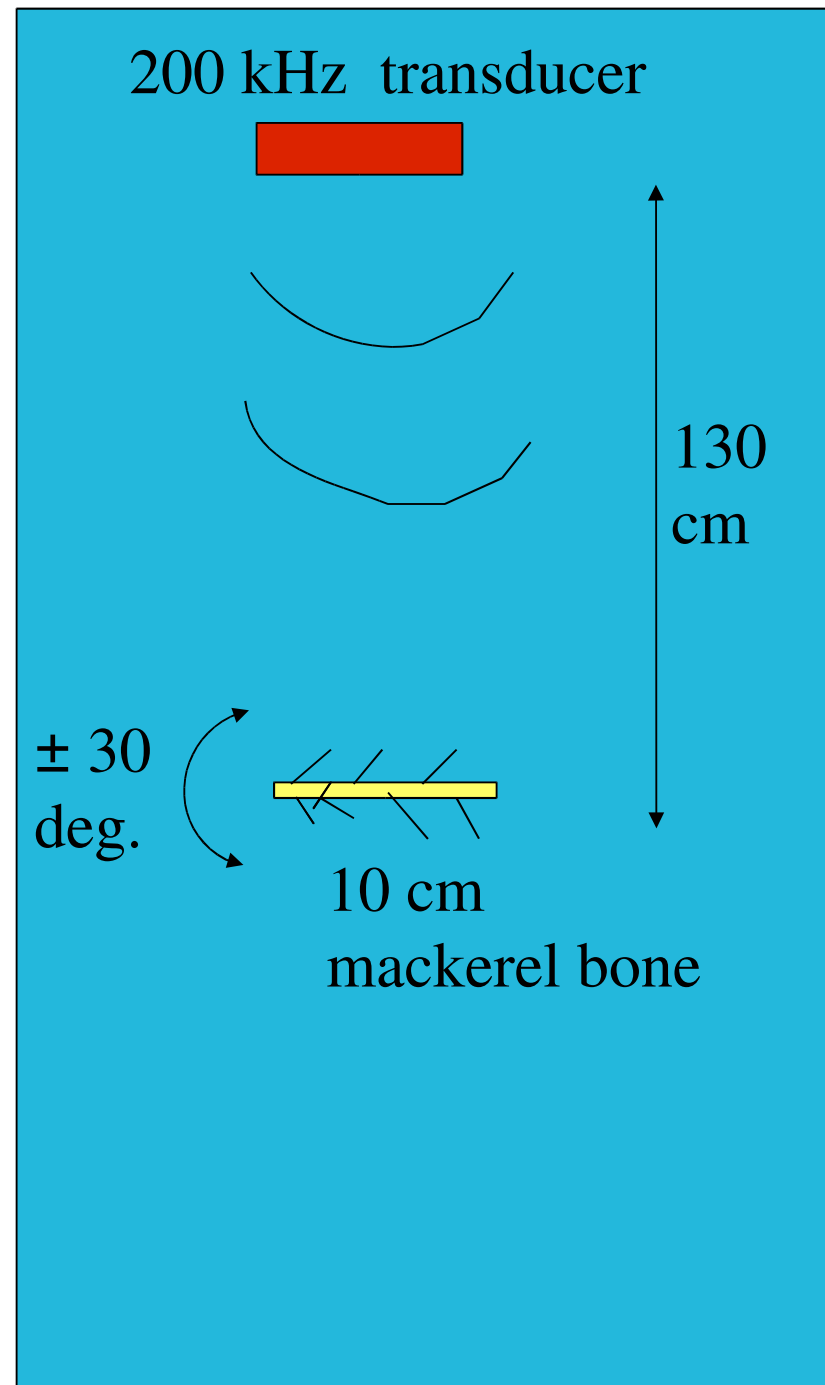
Back bone decay

- Backscatter at 200 kHz is measured every 30 minutes for several days to see how it is changing with time.
- This is done for 5 mackerels.



Rotation and frequency response

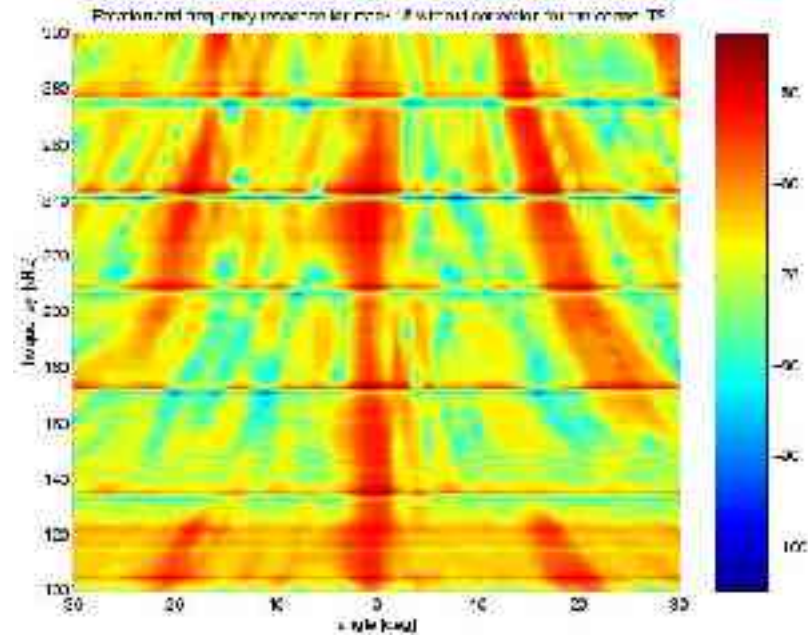
- At 0 degrees the “back” is pointing toward the transducer.
- Backbone is rotated from -30 degrees to 30 degrees. Step of 1 or 2 degrees. Mono-static.
- Frequency response from 100 kHz to 300 kHz is measured at every step of rotation.



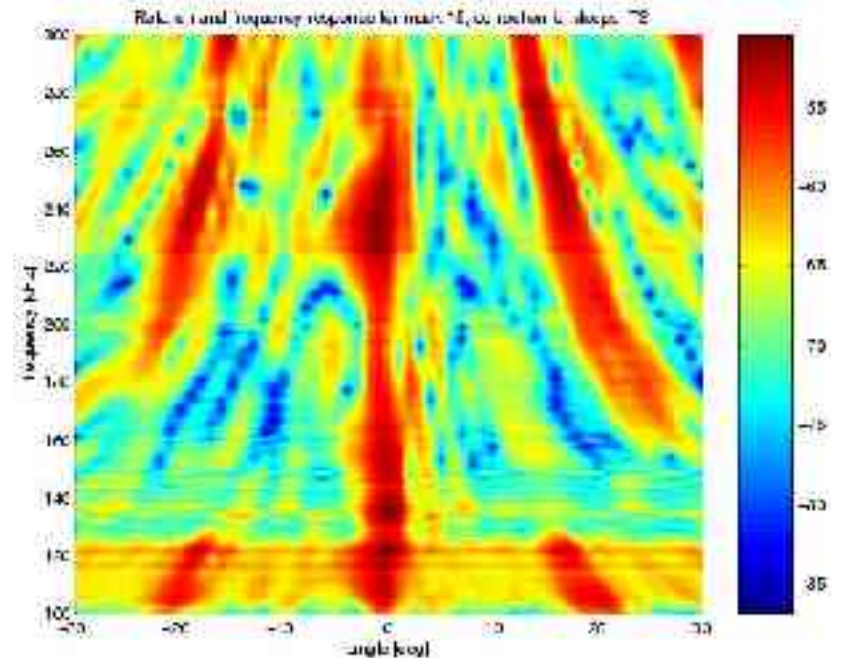
Calibration

- To calibrate our system we use a WC38.1 sphere.
- The frequency response from the sphere has some deep minima that are supposed to cancel out in the calibration process. But they do not because of some uncertainties.
- I remove the minima.

Before removing deeps:

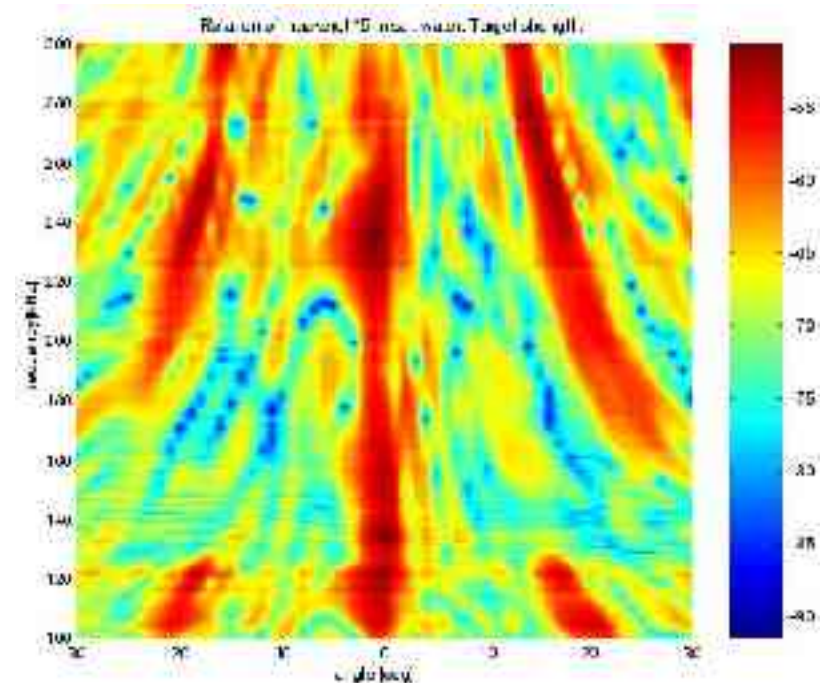
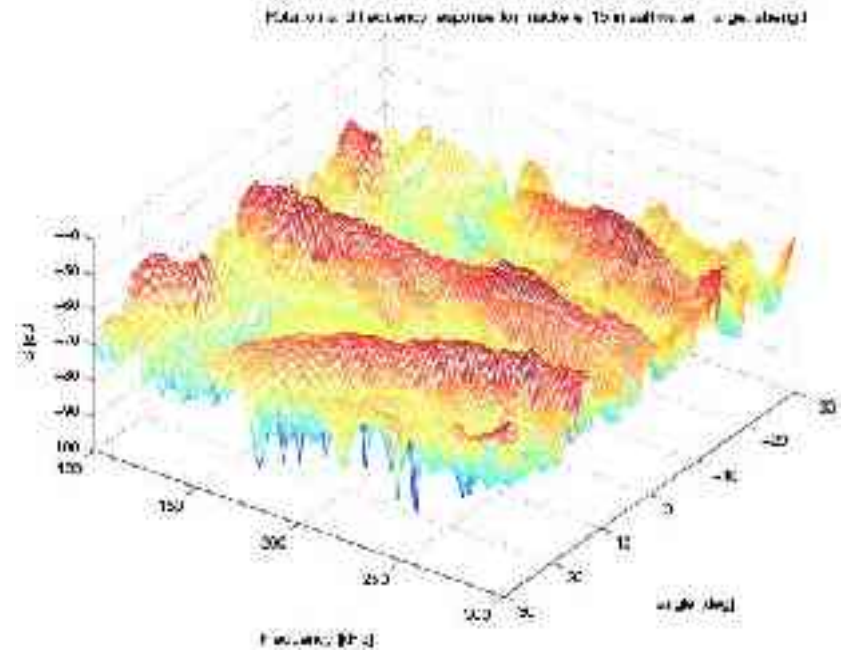


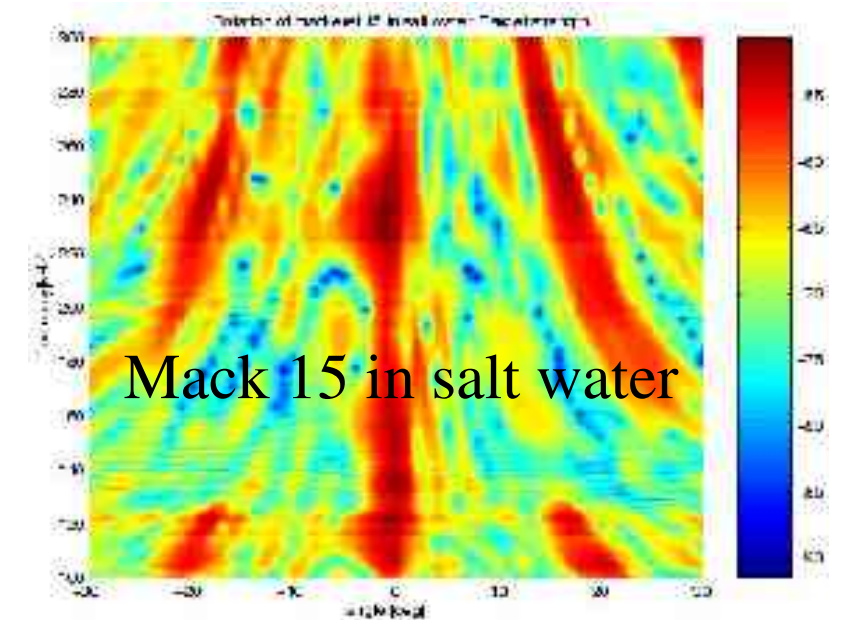
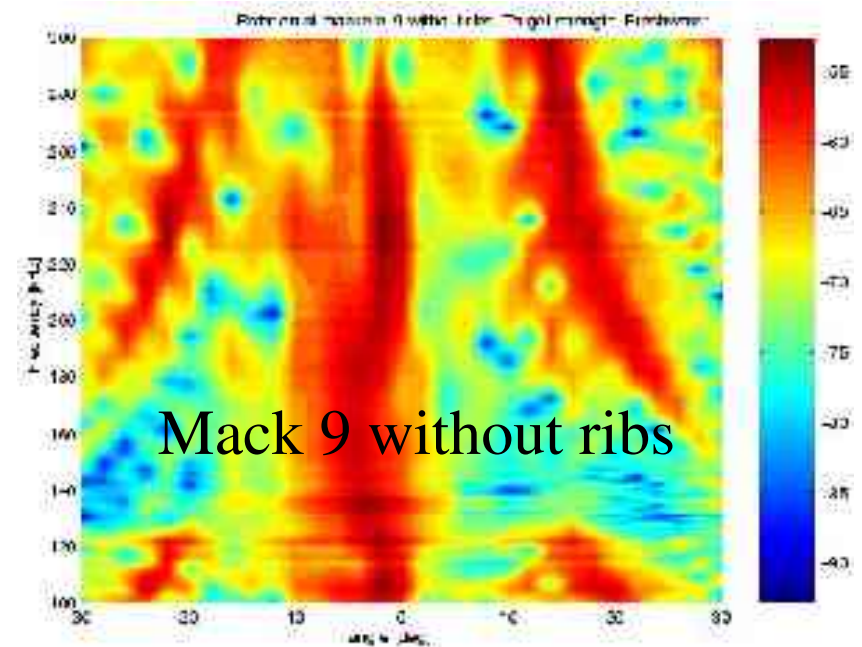
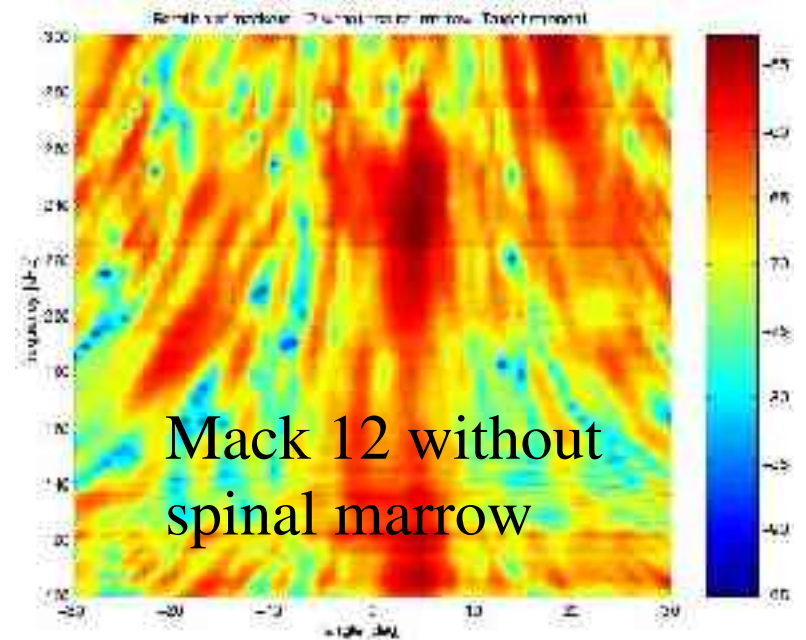
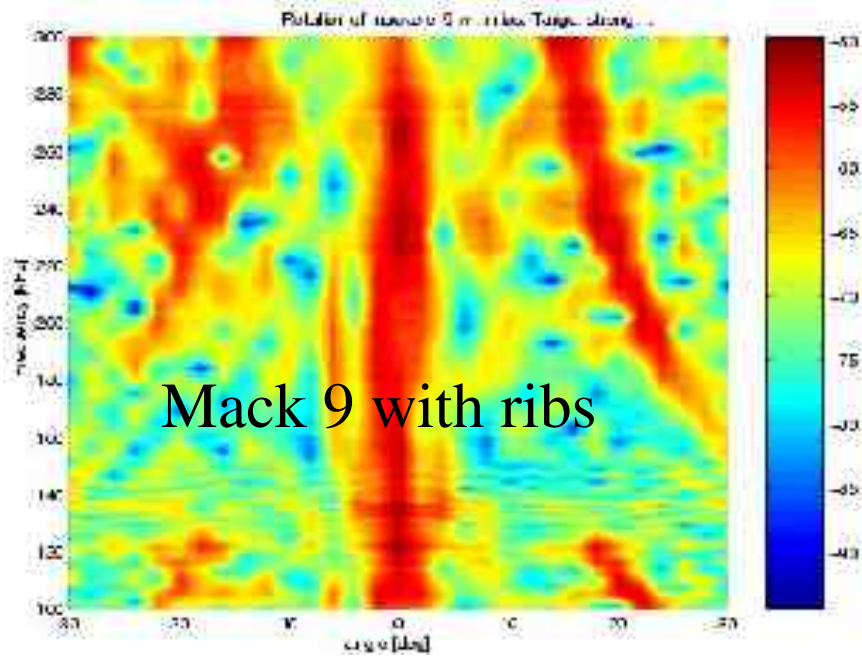
After:



Rotation measurements

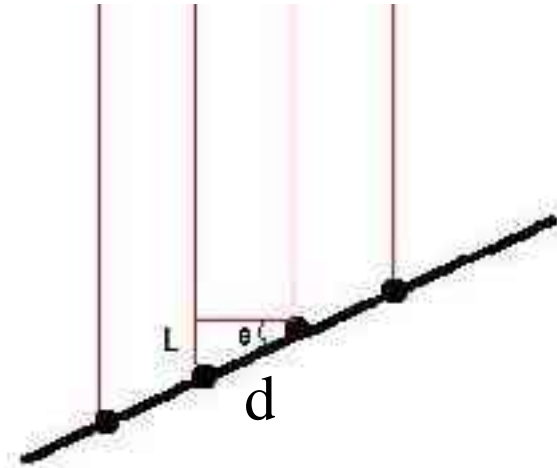
- The curves have some characteristic maxima around 20 degrees.
- There are also maxima at 30 degrees in the upper corners.
- And two spots at 20 degrees for low frequencies.





Array theory

- Assume every vertebra of the backbone to be an element of an array
- Calculate the angles which give constructive interference in the reflected signal.



max when $2L=n\lambda$

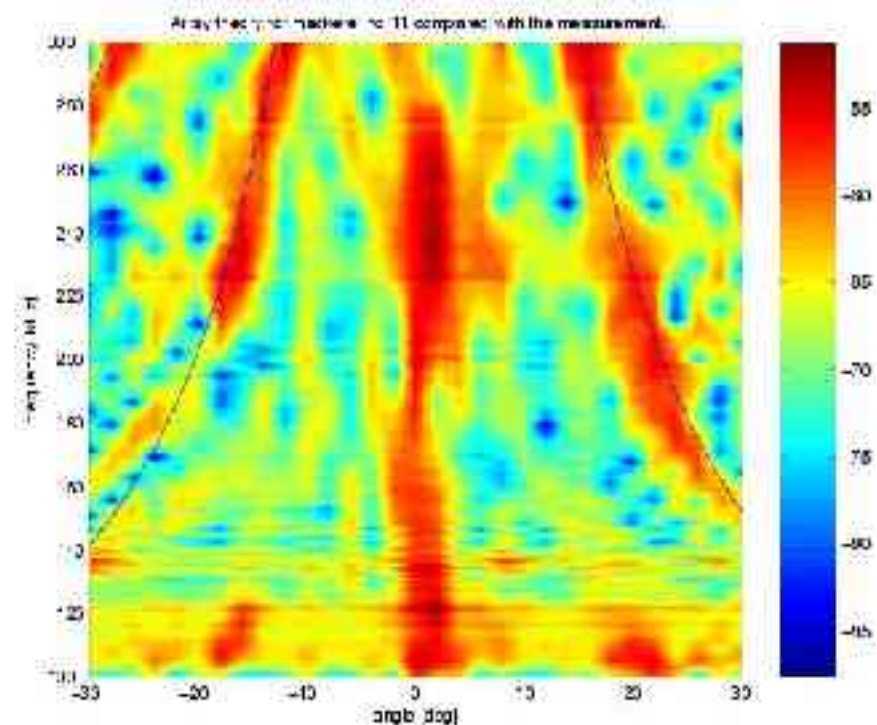
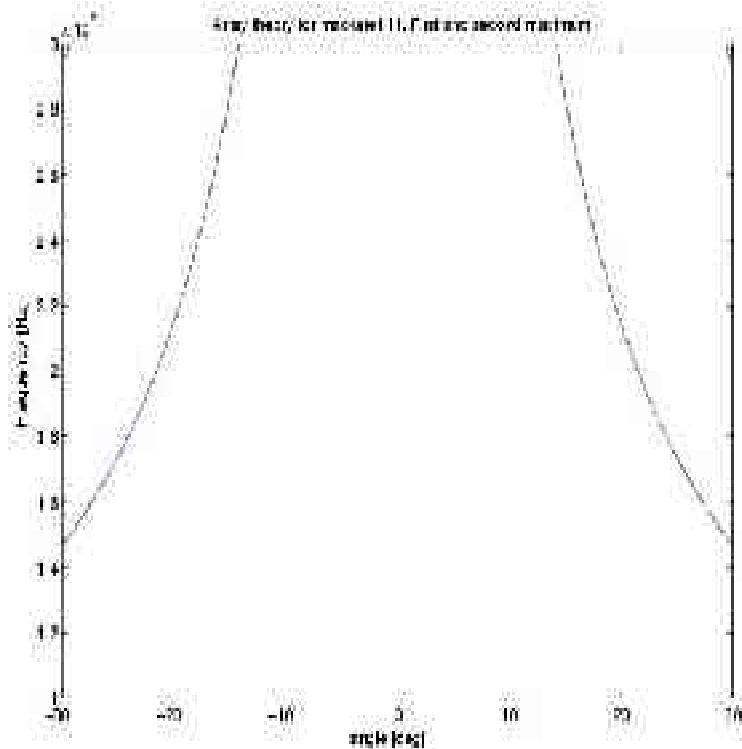
$$L=d\sin\theta$$

$$\lambda=c/f$$

$$\sin\theta = n\lambda/2d = nc/(2df)$$

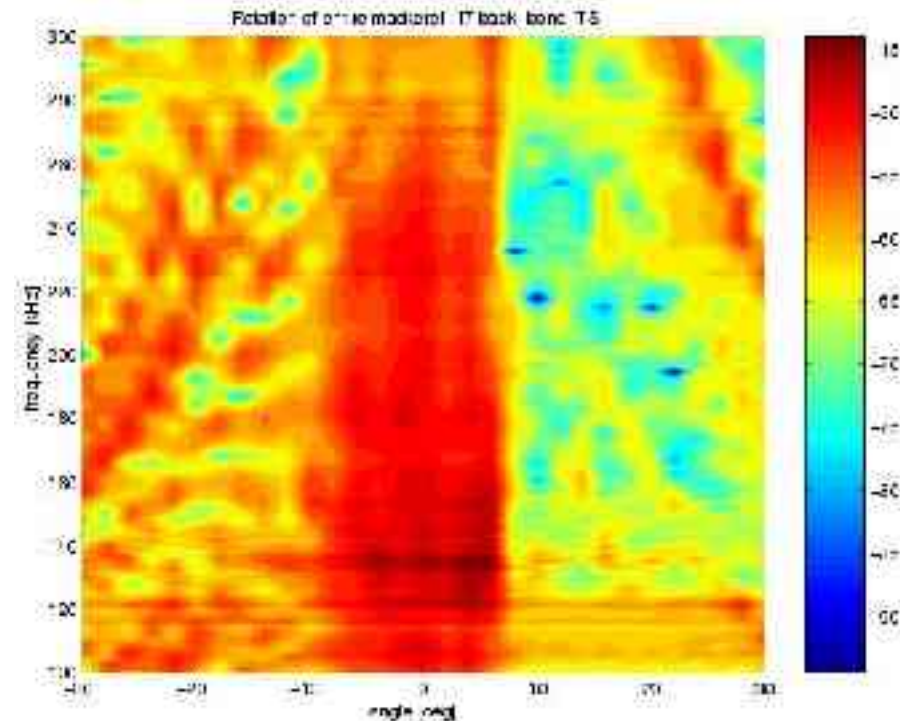
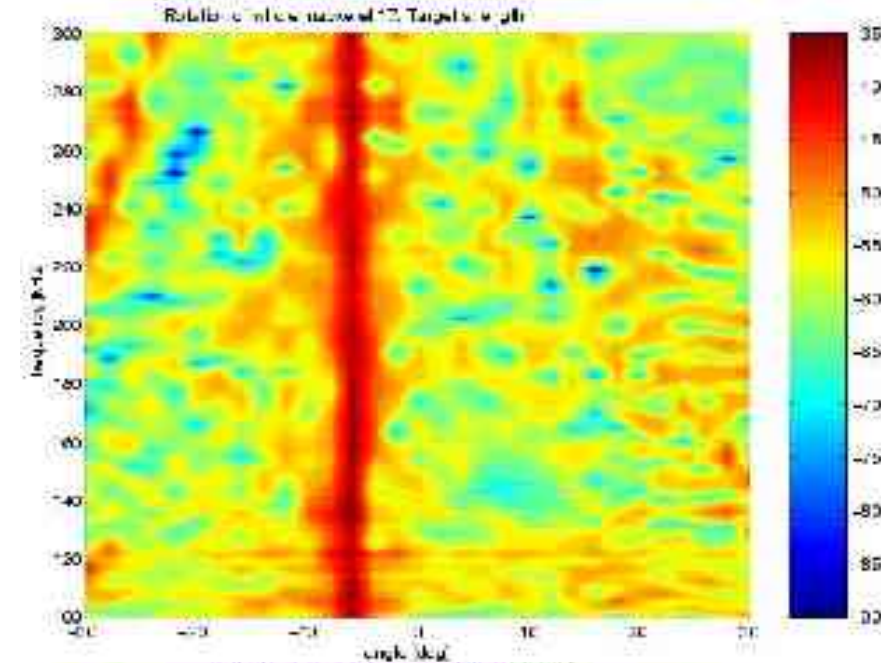
Result

- I measure the distance between the vertebrae for mackerel no 11.
- The average distance is used in the calculation: 1.01 cm



Entire mackerel

- Rotation measurements of the entire mackerel.
- And measurements of the backbone with parts of the head.
- Sidelobes can be seen through the flesh



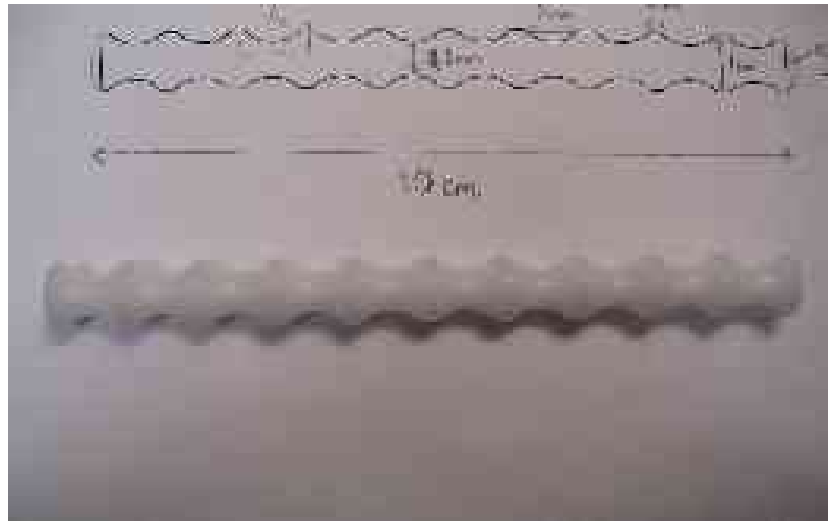
Comparison with different models

- We have made different models of the 10 cm back bone.
- Lead cast
- Designed model in nylon-like material, POM.

lead

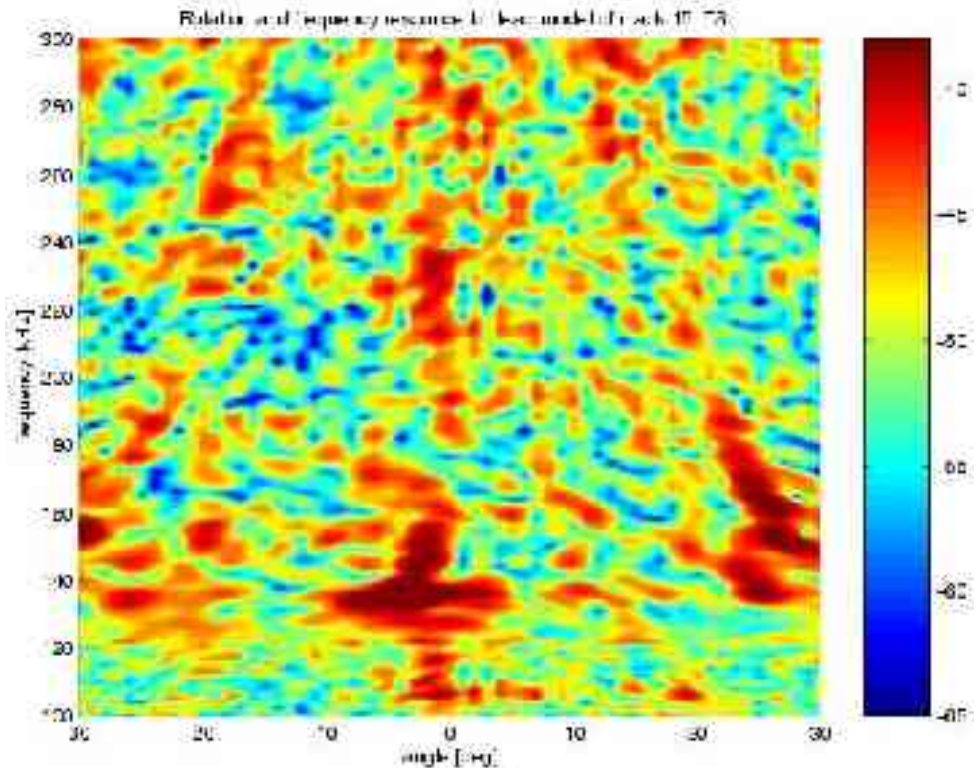


POM



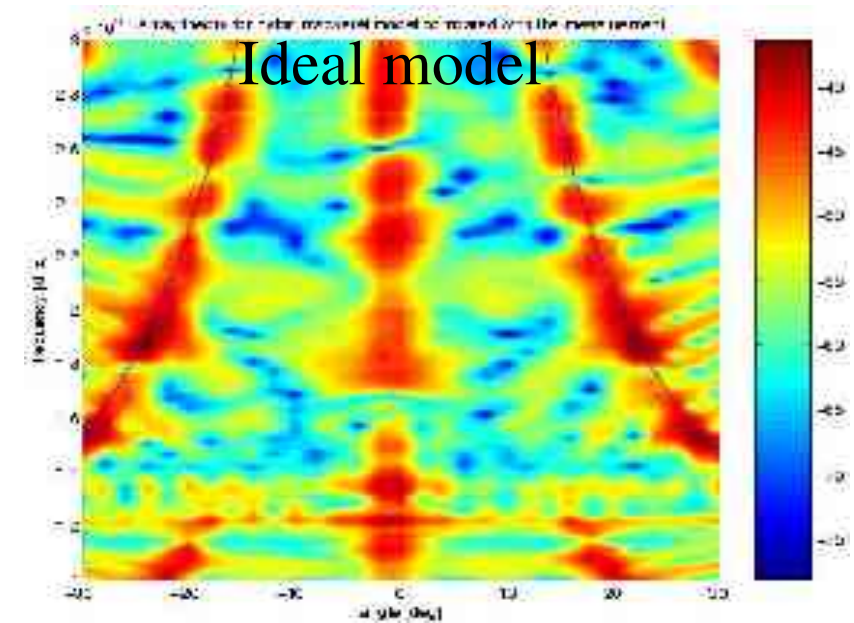
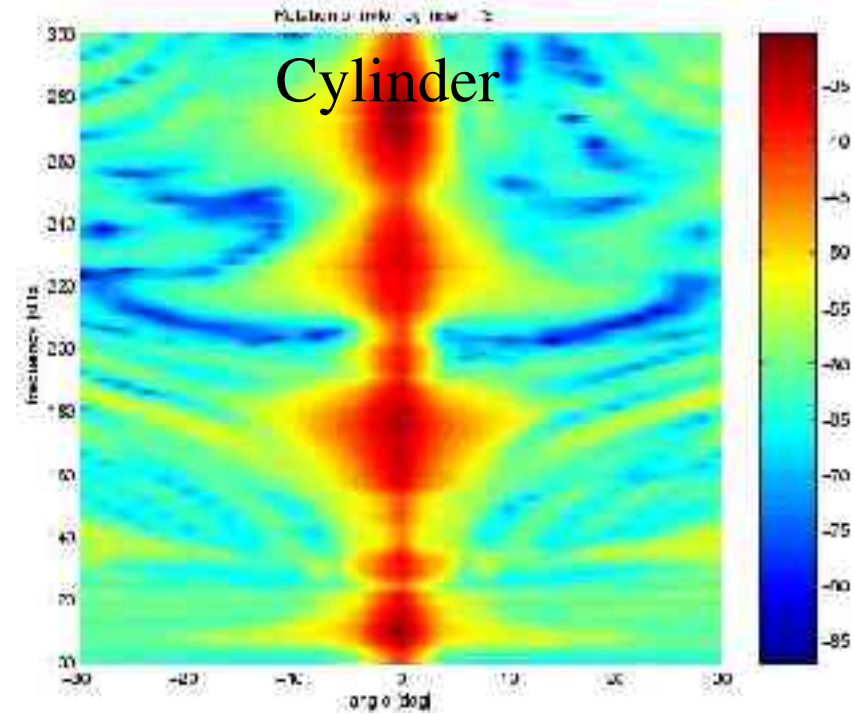
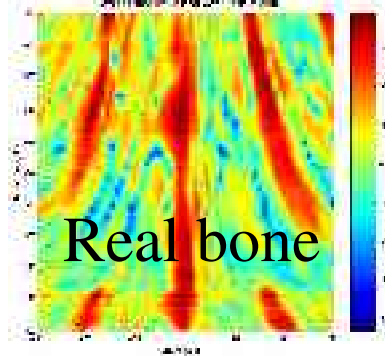
Lead mackerel

- Tendency of some maxima around 20 degrees and at 0 degrees.
- They are not as distinct as for real mackerel.



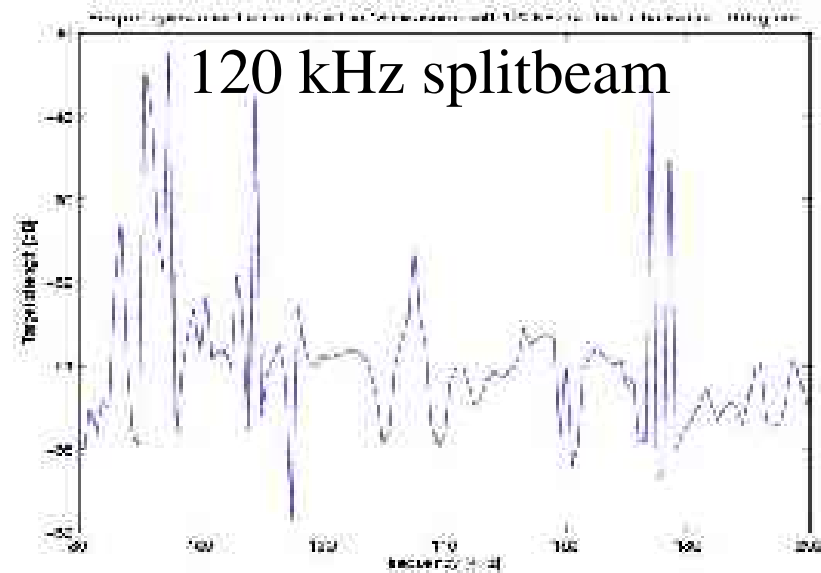
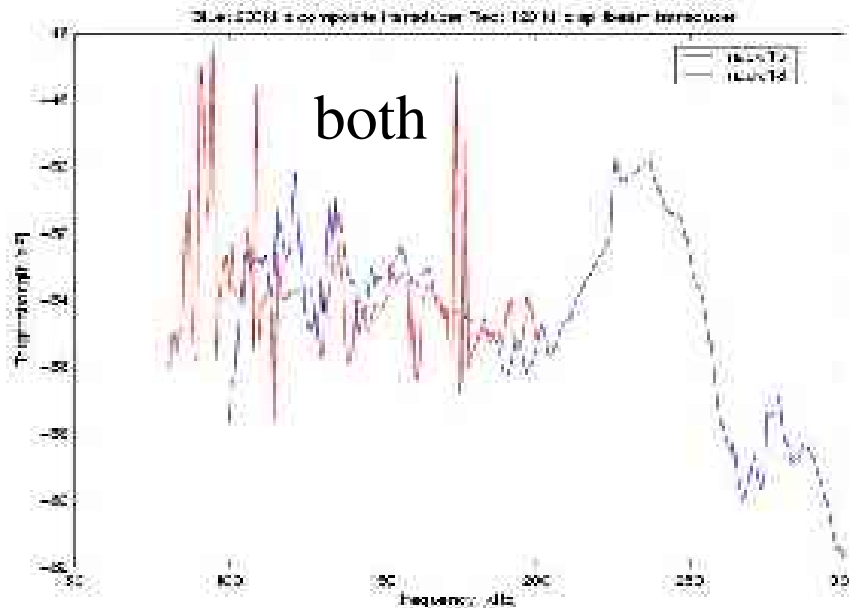
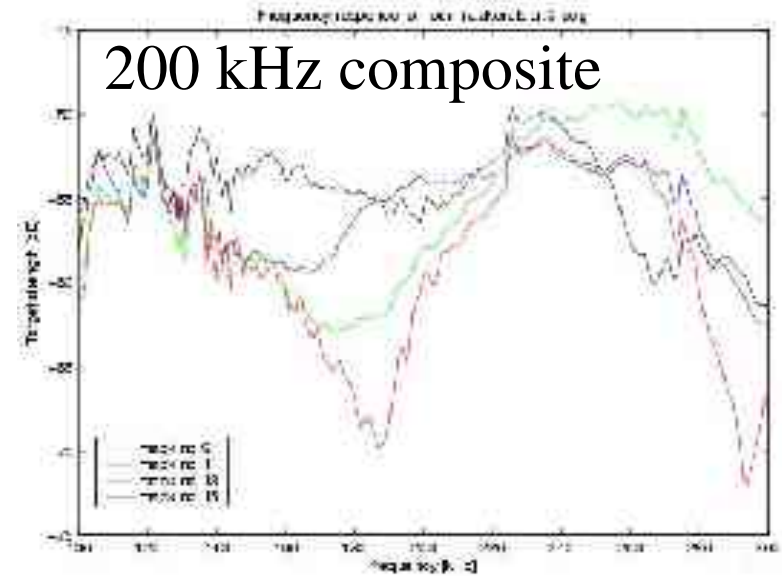
POM cylinder and idealized model

- The POM cylinder has no sidelobes.
- The pattern we get from the model is very similar to the pattern from the bones.
- This indicates that the pattern is a result of the shape rather than the quality or the inner structure of the bone.



200 kHz and 120 kHz.

- Comparison of measurements with the 200 kHz composite transducer and the 120 kHz splitbeam transducer



Conclusion

- Scattered signal from the upper part of the bone is weaker than scattered signal from the sides.
- Mackerels have a characteristic pattern when they are rotated. This pattern is dependent on the shape of the bone.
- The pattern can be seen through the flesh, but it is weaker.
- Still no conclusion on the 120 kHz measurements.

C.2

“29th Scandinavian Symposium on Physical Acoustics”, Ustaoset
29. januar - 1. februar 2006

Scattering from spheres and cylinders - revisited

Halvor Hobæk and Tonje Lexau Nesse.

ACOUSTIC SCATTERING FROM ATLANTIC MACKEREL BACKBONES

Tonje Lexau Nesse¹, Halvor Hobæk¹, Rolf J Korneliussen², and Egil Ona²

¹Department of Physics and Technology, University of Bergen

²Research Group Observational Methodology, Institute of Marine Research

*Abstract: For most fish the swim bladder counts for more than 90% of the acoustic backscatter. Atlantic mackerel (*Scomber scombrus* L.) does not have a swim bladder and is a weak scatterer at 70 kHz and lower frequencies, but the strength of the backscatter increases by a factor of 4 from 38 kHz to 200 kHz. The backscatter at low frequencies is assumed to be caused by the flesh, while the increase starting after 70 kHz is assumed to be due to the backbone. Although the cause of the increase between 100 - 200 kHz is generally confirmed by modelling backbone as a cylinder [1], the exact values of the parameters used in the model are uncertain. It is therefore of interest to determine the relative magnitude of reflection from the skeleton and the fish-flesh from measurements. In this work, measurements of backscatter from mackerel backbones is presented. Measurements were taken in a laboratory tank under controlled conditions, in the frequency range 80-300 kHz, and with rotation of the backbone from +30 to -30 degrees. One of the dominant features discovered in these measurements is a strong Bragg-type reflection originating from the almost periodic structure of the vertebrae. This can be observed even through the fish flesh in a whole mackerel and opens up a possibility to determine the size of the mackerel by finding the length of the vertebrae.*

1. INTRODUCTION

For most fish species the swim bladder is the main reflector of sound waves, but for mackerels and other fish without a swim bladder the sound is reflected from the flesh and the bones. In an attempt to model scattering from mackerel [1] it is assumed that scattering from fish flesh is dominating at low frequencies, and is roughly frequency independent. The scattering from the back bone is modelled by assuming the whole back bone to be a straight or uniformly bent cylinder. This model is very simplified compared to the shape of a real mackerel. There are many uncertain parameters in the model, like the sound speeds in the bone, the effect of the inhomogeneous density in the vertebrae and the effect of the cavity of the spinal marrow. It is therefore necessary to do measurements

to check to what extent the model is correct.

2. EXPERIMENTAL SET UP AND METHOD

The experiment used mostly standard components. All vital instruments were controlled by a PC running Linux operating system, equipped with a GPIB-bus controller. A WC sphere of diameter 38 mm was used for calibration of the system. The results presented here were made with a monostatic set up. Signals from a function generator, HP33120, was passed through an ENI310L power amplifier to the sound source. A signal divider was used to prevent the strong transmitting signal to enter the receiving system. Signals from the hydrophone or traneiver was digitized with a TDS220 oscilloscope, synchronized with the transmited signal. The tank dimensions were $1 \times 1 \times 4 \text{ m}^3$ and it was filled with tap water, and later with salt added to obtain approximately physiological salt water (10 ppt NaCl). The target was located 1.3 m from the transmitter which is in the far-field for the frequencies and transmitters used. The target can be rotated about a vertical axis. The results presented here were made with a Simrad AS 200 kHz composit transducer as traneiver which can be used in the range 100 – 300 kHz. Tone burst of 100 cycles were used to approximate a CW situation. Signals were recorded after being averaged in the oscilloscope over 16 sweeps to reduce random noise. In the final analysis a section of the stable region in each record was selected and the RMS value was computed.

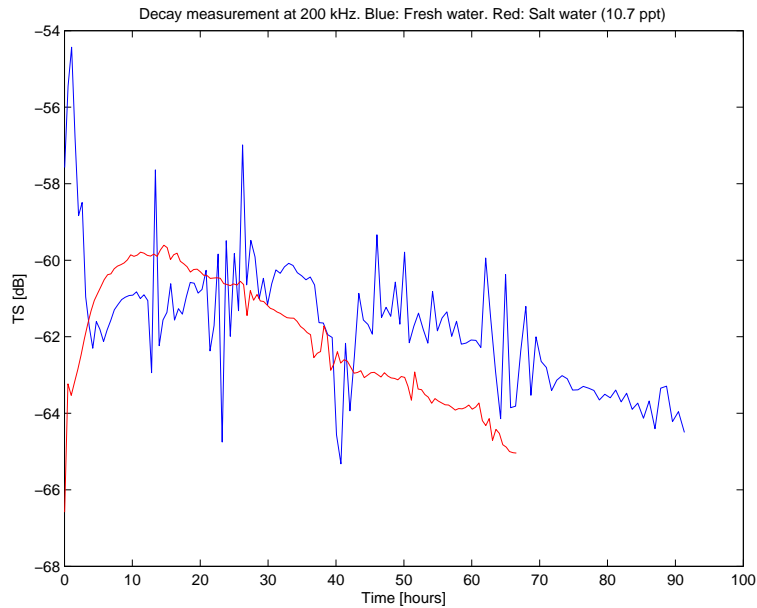


Fig. 1 : TS of two different mackerel backbones as function of time after being suspended in water. Blue: fresh water, Red: salt water (10.7 ppt).

Most of the measurements were done on 10 cm of the backbone. The reason for this is that the whole backbone tends to curl, and that it is longer than the width of the transducer beam. The 10 cm of the bone was always taken from the anal opening towards the head. The back bone was removed from the mackerel under water to avoid

contact with air. The back bone was suspended centrally under the rotating arm with monofilament nylon gut (0.15 mm) tied to each end, and oriented horizontally such that the upper side of the bone (dorsal) faces the transducer. At 0 deg the back is pointing toward the transducer.

3. RESULTS

The dead bone does not necessarily have the same properties as the bone of a living mackerel, and the dead bone may be changing as it decays. To check this the frequency response was measured for a few frequencies between 100 and 300 kHz at every 30 minutes for several days. This was done for 5 different mackerels of different sizes, with and without spinal marrow and in fresh and in salt water. Fig. 1 shows typical results for two different cases at 200 kHz, one in fresh water and one in salt water (10 ppt). The vertical axis is target strength (TS) and the horizontal is time in hours. The result shows that the curves are very unstable the first 10 to 20 hours, and they do not stabilize completely. There are some fluctuations all the time. These turned out not to be caused by external noise sources and must come from the bone itself. To avoid the strongest fluctuations the bones were suspended in water for 15 hours before the measurements were started.

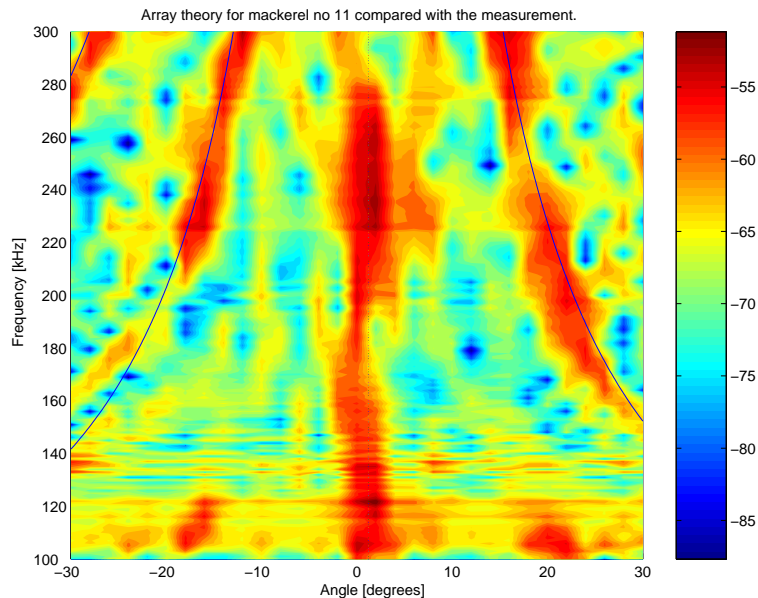


Fig. 2 : TS scatter map from a mackerel back bone.

In the most important type of measurements the bone was rotated and the frequency response at each angle measured. The rotation range was -30 to $+30$ degrees in steps of one or two degrees. The results were saved in a matrix and plotted in contour plots (scatter maps). A typical result is shown in Fig. 2. The horizontal axis is the rotation angle while the vertical axis is frequency. The amplitude (TS) scale is indicated on the color bar.

The pattern outside the “mainlobe” contains small sidelobes due to the finite length of the back bone (sinc function type), but the strong sidelobes near 20 degrees have a

different origin. They are probably due to Bragg scattering from the periodic structure of the backbone. If L is the distance between two vertebrae and the back bone is rotated an angle θ with respect to the incident wave, constructive interference occurs if the path difference $2L \sin \theta$ equals an integer number n of wavelengths. In Fig. 2 the location of the grating lobes due to Bragg scattering is plotted for $n = 1$ and 2, and it is evident that they match the measured field very well, even for $n = 2$ which is barely visible in the upper left corner. In the simulation L was put equal to the mean distance between the vertebrae. The strong sidelobes appearing near 20 degrees at frequencies below 120 kHz we have not been able to explain.

Whether these grating lobes can be used for determining the size of the mackerel depends on the possibility to detect them through the fish flesh. Therefore some measurements were made on the whole mackerel. Fig. 3 shows the rotation of one entire mackerel. This plot is not symmetrical, probably because the mackerel is not positioned correctly. The grating lobes are still visible, but are weaker than the mainlobe, possibly because of damping in the flesh.

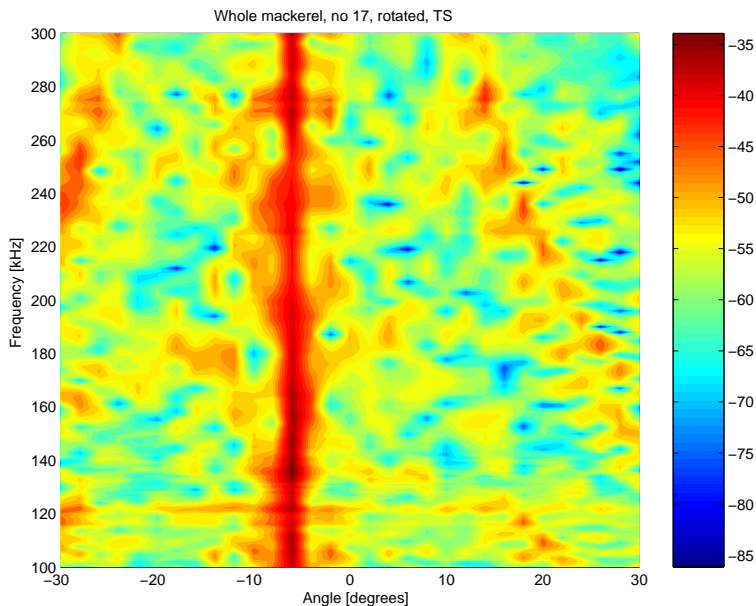


Fig. 3 : TS scatter map from a whole mackerel.

To investigate whether it is the shape of the back bone or the inner structure of the vertebrae which was the dominating mechanism for the sidelobes, we designed an ideal mackerel bone in POM (polyoxymethylene). It has the same length as the backbones we have measured on, but a higher degree of periodicity and symmetry. The distance between the “vertebrae” in the model is approximately the same as for the real bones. A drawing of the artificial backbone is shown in Fig. 4. We do not know the elastic parameters of the POM material. There is evidence that the shear wave speed is less than the sound speed in water, and the compressional wave speed slightly higher than in water. In Fig. 5 the patterns from the artificial backbone and a cylinder of POM of the same length are shown. The cylinder pattern has no sidelobes, but the artificial backbone shows sidelobes

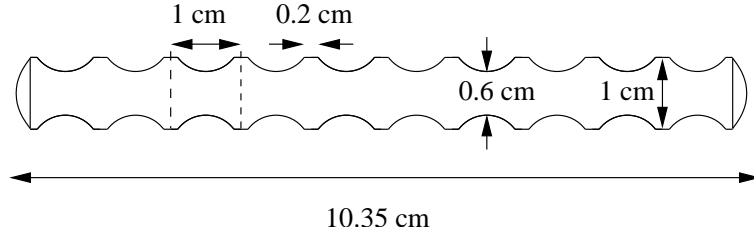


Fig. 4 : Shape of the artificial backbone in POM.

(grating lobes) of the same nature and position as those seen with a real backbone. This indicates that the pattern is a result of the shape rather than the quality or the inner structure of the bone.

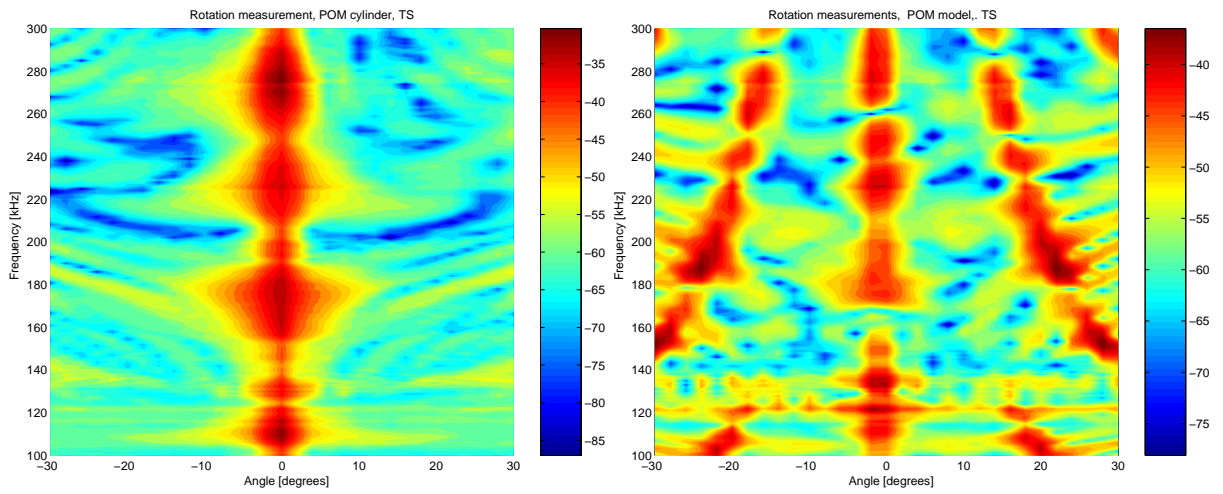


Fig. 5 : Left: scatter map from a POM cylinder, Right: scatter map from the artificial backbone.

Finally, in Fig. 6 we present measurements on the frequency dependence of the backbone target strength for 5 mackerels. Two of the backbones are measured with and without the rib bones and dorsal spines present. The sharp peaks seen in all the curves at the same position are due to problems with calibration. Apart from this, the trend in the curves show some undulations which resemble the typical cylinder form function for a rigid cylinder at $ka < 4$ [2]. The width of the backbone is typically 5 mm (width as seen from above), and with this as a diameter the frequency range used here spans $1 < ka < 3$. Attempts to simulate the form function with diameter 5 mm fails to match the trend in Fig. 6, however. Better results are obtained with diameter 8 mm, which may be justified by considering that the fluctuations in this part of the form function are due to interference between geometrical scattering and waves propagating around the cylinder. The height of the backbone is typically 6 – 8 mm, yielding an effective radius near 4 mm. With this value for the radius the simulations indicate a compressional speed of 1900 – 2000 m/s in order to make the form function match the measured one. It is

necessary to put the shear wave speed in the bone almost equal to zero. To obtain more accurate values of the wave speeds it is necessary to measure at higher frequencies than used here.

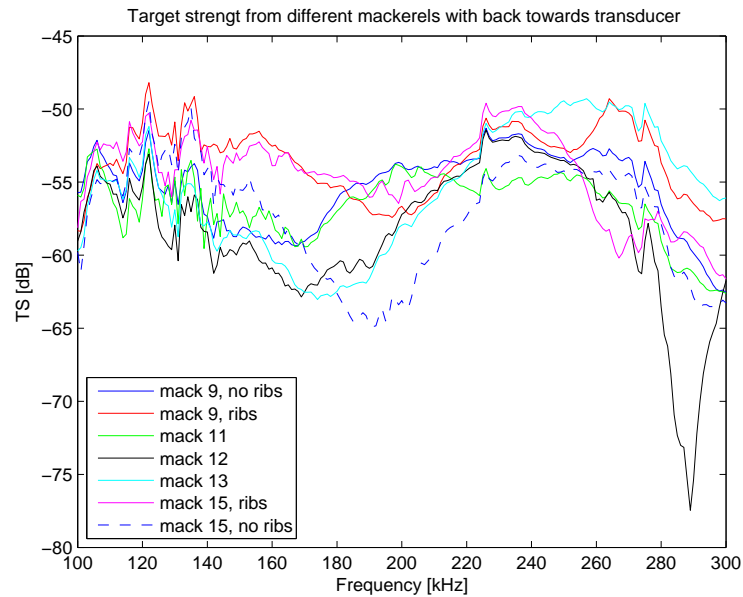


Fig. 6 : TS of different mackerel backbones at 0 degree incidence angle.

4. CONCLUSIONS

Backscattering from mackerel backbones was measured in a laboratory tank as a function of incidence angle (-30 to $+30$ degrees) and frequency 100 to 300 kHz. Strong grating lobes are found to be due to Bragg scattering from the almost periodic structure of the backbones, as verified by using an artificial backbone made of POM. They can also be observed in scattering from the whole mackerel, and may possibly be used to determine the size of the fish. The TS frequency dependence at normal incidence resembles scattering from cylinders at $ka < 4$.

REFERENCES

- [1] Gorska, N., Ona, E. and Korneliussen, R., "Acoustic backscattering by Atlantic mackerel as being representative of fish that lack a swimbladder. Backscattering by individual fish", *ICES Journal of Marine Science* **62**(5): 984-995, 2005.
- [2] H. Überall, L.R. Dragonett and L. Flax, "Relation between creeping waves and normal modes of vibration of a curved bod", *J. Acoust. Soc. Am.* **61**: 711-715, (1977).

C.3

8th European Conference on Underwater Acoustics 12.-15. juni
2006.

Acoustic scattering from atlantic mackerel backbones

Tonje Lexau Nesse, Halvor Hobæk, Rolf Korneliussen, and Egil Ona.

Scattering from spheres and cylinders - revisited

Halvor Hobæk and Tonje Lexau Nesse

Department of Physics and Technology, University of Bergen, Allegt. 55, N5007 Bergen, Norway

Abstract. Backscattering of sound from elastic spheres is commonly applied for calibration of acoustic systems. Measurements on the "form function" of various tungsten carbide spheres turned out not to match simulations based on standard theory and elastic parameters found in the literature. This initiated a search for better parameters. One method for determining the parameters is presented, and the results compared to previously published parameters. It is found that for accurate calibration purposes it is not sufficient to use nominal values for the material, since the actual values may vary from batch to batch and between different manufacturers. Also the suspension method of the spheres turns out to be critical.

Measurements on short cylinders of aluminum rotated in the sound beam reveal the presence of two sets of strong lobes in addition to ordinary sidelobes caused by the finite cylinder length. Analysis of these lobes indicates that they are caused by Lamb-type waves excited in the cylinder. Dispersion diagrams obtained from the measurements are presented for the two relevant wave modes.

PACS: 43.20.El, 43.20.Fn, 43.20.Gj, 43.40.Fz, 43.58.Vb.

INTRODUCTION

During the set up of an experiment to study scattering from fish backbones it was decided to use spheres for testing and calibration. It was then discovered that the measured scattering did not match the expected frequency response computed using standard formulas and parameters. The need for better parameters to describe the form function of the tungsten carbide (WC) spheres that were used led to a procedure for inverting the measured form function.

At a later stage in the experiment also short aluminum cylinders were used as targets. These were rotated about a vertical axis with the cylinder axis and sound beam horizontal. It was found that at about 18 degrees away from broadside direction (in a monostatic mode) there is a strong lobe in the scattered signal, almost independent of frequency. Another lobe is found to be strongly dependent on frequency and appears only at frequencies above a certain threshold frequency. So far we have not found observations of such lobes described in the literature. The lobes are interpreted as due to waves propagating in the cylinder. From the measurements dispersion relations for these waves are obtained. It appears that they are related to symmetric and asymmetric Lamb waves excited in the cylinder.

The organization of the paper is as follows. After a brief discussion of the form factor and the experimental set up, results from measurements on spheres are presented and the procedure for determining the elastic parameters of spheres is described. Results are compared to previously published values for WC spheres. Also, the way the spheres are suspended is discussed. Next, measurements from rotated cylinders are presented and discussed. Summary and conclusion finishes the paper.

THE FORM FUNCTION

Scattering from spheres and cylinders is a "classic" subject and has received a substantial attention in the literature. The first study of sound wave scattering from elastic spheres and cylinders was given by Faran [1], and dealt with normally incident compressional waves on a submerged, elastic, isotropic and homogeneous sphere, or an infinitely long rod. A normal mode expansion technique was used, which since has become the basis of most later approaches, although various numerical techniques have been developed to perform the actual computations. An excellent review of scattering from elastic bodies in general is given in [2]. Since about 1980 scattering from spheres has become the basis of a standard method for calibrating ultrasonic transducers [3, 4, 5]. For this purpose spheres of Cu and WC (tungsten carbide with 6% of Co as binder) have become the mostly used targets, since their material properties are assumed to be predictable and stable with time.

Scattering from spheres is commonly expressed in terms of the form function, $f(\theta, ka)$, which is defined in terms of the ratio of the scattered pressure, $p_s(\theta, ka)$, and the incident (plane wave) pressure, p_0 , at the sphere, at distances far from the sphere. Here ka is the dimensionless frequency in terms of the wave number, $k = 2\pi f/c$, and the radius, a , of the sphere. f is frequency of incident sound and c is wavelength in the surrounding medium (water). The angle θ is measured from the propagation direction of the incident wave.

Thus,

$$f(\theta, ka) = \left(\frac{2r}{a}\right) \left| \frac{p_s(r, \theta, ka)}{p_0} \right|. \quad (1)$$

The scattered pressure was found by Faran [1] by expanding the incoming wave and the two waves inside the sphere (compressional and shear) in spherical harmonics, and matching pressure and normal velocity at the surface. From this is obtained a set of linear algebraic equations whose solution is found by simple matrix manipulations. Faran's solution is essentially the "T-matrix" (transition matrix) for the elastic sphere. The form function for an infinitely long cylinder has the same form as Eq. (1), except that the geometric spreading goes as $\sqrt{2r/a}$. It contains the same features as that of a sphere but is simpler to interpret, and we therefore chose to use this as an example.

A typical back scattering form function ($\theta = \pi$) is shown in Figure 1 for an aluminum cylinder, with incident waves normal to the cylinder axis. At low frequencies ($ka < 1$) we have Rayleigh scattering, followed by geometrical scattering. Here there is also interference with creeping waves (Franz waves) around the cylinder. At $ka \approx 4$ scattering starts to be dominated by modal resonances in the cylinder. Much effort has been made to interpret these resonances [6, 7, 8], and a full discussion of these is outside the scope of this paper. Briefly, the extent to which these modes get excited is related to how the incident wave couples to the eigenmodes. The dips seen in the form function occur at the modal resonances for much the same reason why absorption lines are seen in the spectrum of light passing through a gas. The wavelengths corresponding to excitation levels in the gas appear dark because this light is reradiated in all directions. If the gas is excited by other means (heating) these lines appear as bright. The width of the dips

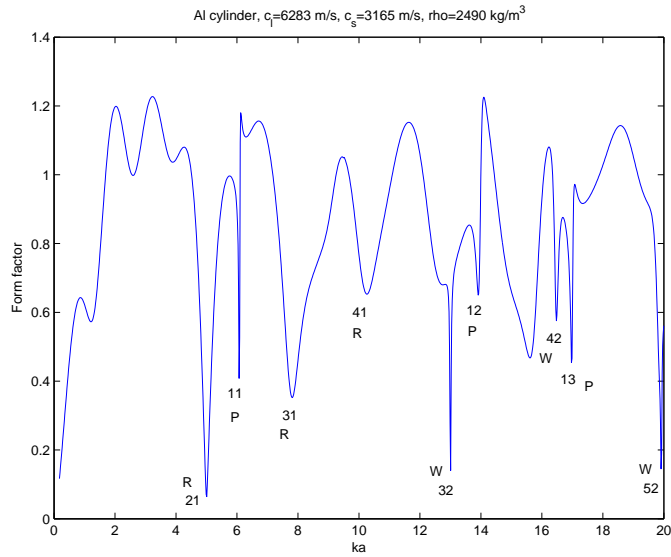


FIGURE 1. Form function for an aluminum cylinder. Indices refer to eigenvalues for the excited modes, letters to related wave type - see text.

is related to the efficiency of the coupling, and hence to the magnitude of scattering. At other directions these dips may become peaks.

Resonance scattering theory [9] states that the form function consists of two distinct parts: The first part varies smoothly with frequency and would be present even if the target was impenetrable to sound waves. The other part is the resonance spectrum which consists of a number of resonance peaks that coincide with the eigenfrequencies of the circumferential vibrations of the sphere or cylinder. Überall *et al.* [6] have interpreted the dips marked R in Figure 1 as associated with Rayleigh type surface waves propagating circumferentially around the cylinder, and the dips marked W to similar Whispering-gallery type waves. Also some weak dips associated with "breathing" waves are seen, marked P. The coupling of the latter is very weak, and accordingly the dips in the form function are narrow and shallow. Also, in the same figure, indices referring to the eigenvalues, nl , of the unloaded aluminum cylinder are given, where n is the modal number and l is the overtone number for each mode. The scattering directivity for each mode follows $\cos(n\theta)$.

The numerical code used in our simulations of the form factor is based on Faran's analysis, and programmed in MATLAB. The cylinder code was also programmed in C++. To evaluate the code, simulations were compared to various form functions published in the literature, and perfect agreement obtained. In these simulations no account was taken for losses, neither in the boundary layer about the target, nor inside the target. For targets of metal the losses are only marginal, but for softer materials like bone and plastic this may be of concern.

EXPERIMENTAL ARRANGEMENT

The experiment was based on mostly standard components. All vital instruments were controlled by a PC running Linux (Fedora) operating system, equipped with a GPIB-bus controller. The rotating table, with one arm for the hydrophone and another for the target, rotating about the same vertical axis as shown in Figure 2, was controlled from the parallel port of the same PC.

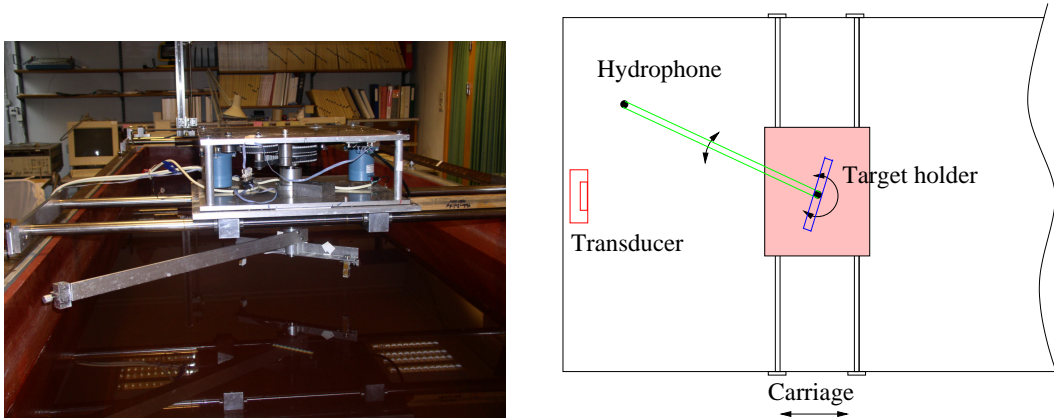


FIGURE 2. Left: Rotating table with two arms. Target barely visible: artificial fish backbone. Right: Principal lay out seen from above.

Signals from a function generator, HP33120, was passed through an ENI310L power amplifier to the sound source. For monostatic measurements a signal divider was used to prevent the strong transmitting signal to enter the receiving system. Signals from the hydrophone or transceiver was digitized with a TDS220 oscilloscope, synchronized with the transmitted signal. The tank dimensions were $1 \times 1 \times 4 \text{ m}^3$. The target was located 1.3 m from the transmitter.

For high frequency measurements (700 - 1000 kHz) an air backed piezoceramic (PZT) disk of diameter 25.4 mm and resonant near 1 MHz was used as sound source, and a similar disk as hydrophone. For low frequencies (100-300 kHz) a composite transducer borrowed from Simrad A/S (nominally a 200 kHz pinger) was used as source, and a Brüel & Kjær 8103 hydrophone as receiver for calibration purposes. In monostatic measurements the source also was used as the receiver.

In order to approximate a CW-situation tone bursts of 100 cycles were used. The received signal was averaged in the oscilloscope over 16 bursts in order to reduce random noise, and the whole sweep recorded for further analysis. For the cylinder rotation experiments signals at all frequencies in the scan were recorded at each step of rotation. In the final analysis a section of the stable region in each record was selected and the RMS-value computed. The limited size of the tank, and reflected sound radiated from the sides of the transducer sometimes caused strong stable signals to overlay the echoes from the target. The effect of this was removed by recording the signal without the target present, and subtract this deterministic signal from the target echo in the signal processing. This worked fine most of the time, except on a few occasions where the temperature in the tank changed during the measurement series, which often lasted for more than 10 hours.

MEASUREMENTS ON SPHERES

Suspension methods

4 different WC spheres of different sizes, used for standard calibration of echo sounders were borrowed from the Institute of Marine Research, Bergen (IMR). They came with a tight net of nylon gut (monofilament) knitted to each sphere, see Figure 4. Among our first measurements we rotated one of these spheres, 19.5 mm diameter, 180 degrees about a vertical axis, while the sound beam is horizontal, at frequency 860 kHz. The result was disturbing, as shown in Figure 3, left - red curve.

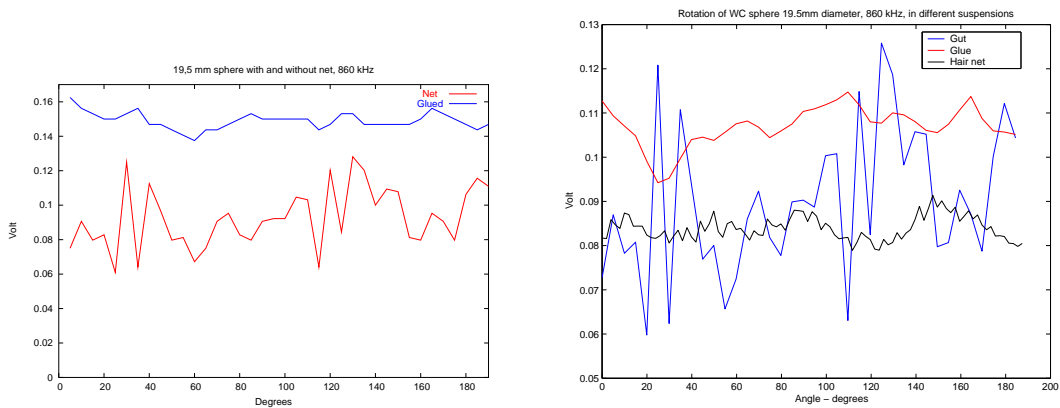


FIGURE 3. Rotation of suspended spheres. Left: Red curve = nylon net, Blue curve = bronze filament glued to sphere. Right: Blue = nylon gut, Red = glue, Black = hair net.

The sphere was kept in water for more than one week before the measurements were taken, in order to ensure that any air bubbles were dissolved. Similar results were measured with the other spheres as well. At this stage IMR allowed us to remove the nylon net on one sphere and try other means of suspension. Our first attempt was to glue a $50\mu\text{m}$ tungsten filament to the sphere with acrylic glue. The blob of glue was very thin, and made a negligible impact on the reflected signal. The result is shown in Figure 3, left, blue curve (the reason why it lies above the previous is that a stronger transmitted signal was used). The variations as the sphere is rotated are seen to be much smaller than previously. Unfortunately this type of suspension was not reliable, because after a few days in water the glue broke. Our next attempts were with a nylon hair net and a fine nylon stocking. Both of these gave improved results. In Figure 3, right, some examples are shown with hair net, glue, and nylon gut. The reason the curves are shifted vertically with respect to each other is because the spheres were not exactly in the same position. These measurements were taken with a bistatic arrangement, with the hydrophone at 170 degrees from the incident beam. Details of the suspension of spheres in nylon stocking and in nylon gut net are shown in Figure 4. The sphere in the stocking was photographed one year after the measurements were taken, and the stocking has become slightly damaged.

These results demonstrate that the influence of the suspension may be substantial, and for precision calibration this should be considered carefully. When sonars and echo sounders are calibrated the sphere is usually seen from above such that the same

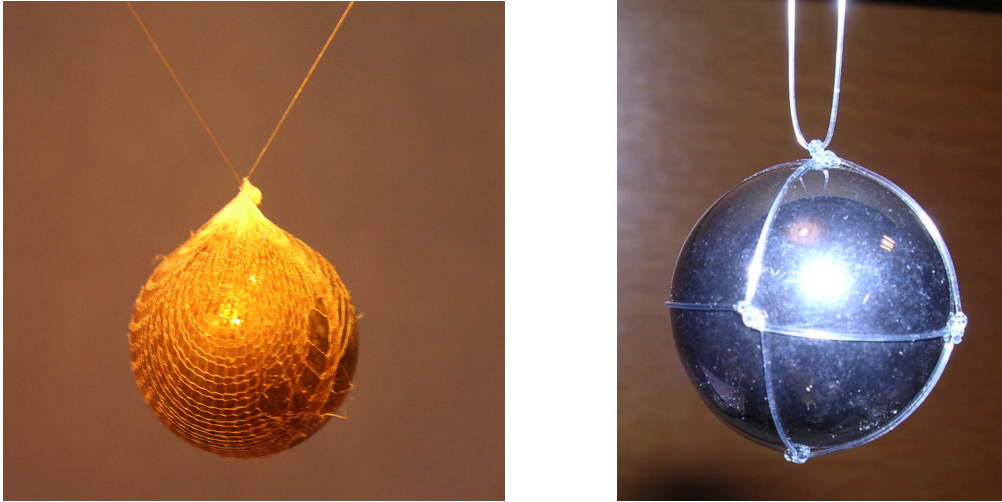


FIGURE 4. Suspended spheres. Left: 19.5 mm diameter sphere in fine threaded nylon stocking, Right: 19.5 mm diameter sphere in nylon gut net.

part of the net is exposed to the sound field irrespective of sphere orientation. In our measurements the sphere is seen from the side, and different parts of the suspension is exposed as the sphere is rotated. Thus, this case is more sensitive to the influence of the suspension. However, the fact that the variation can be so large indicates that the target strength of the sphere will be influenced by the nylon gut net, and not conform with the theoretical simulation, i.e. introducing errors when used for calibration.

Form factor

The measurements needed for finding the form factor are as follows. With a bistatic set-up the scattered signal from the sphere, V_s , is recorded with the hydrophone at an angle 170 degrees from the incident direction (10 degrees away from backward scattering), in the chosen range of frequencies. Next, the sphere is removed, the hydrophone is placed at the position of the sphere, and the received signal, V_h , is recorded in the same frequency range. This represents the free-field signal at the target. Since the frequency response of transmitter and receiver are the same in both cases, they will cancel out when we take the ratio of the two signals. Thus, the form factor at 170 degrees is found by

$$f(170, ka) = \left(\frac{2r}{a}\right) \left| \frac{V_s(170, ka)}{V_h(ka)} \right|. \quad (2)$$

at each frequency (here ka). The form factor measured on one 19.5 mm diameter WC sphere in nylon stocking is shown in Figure 5 (these figures are "uncalibrated" in the sense that the geometrical correction is not included).

The frequencies of the minima in the form factors, annotated in the panels, correspond very well, but the level of the intermediate sections differ somewhat. In the next figure

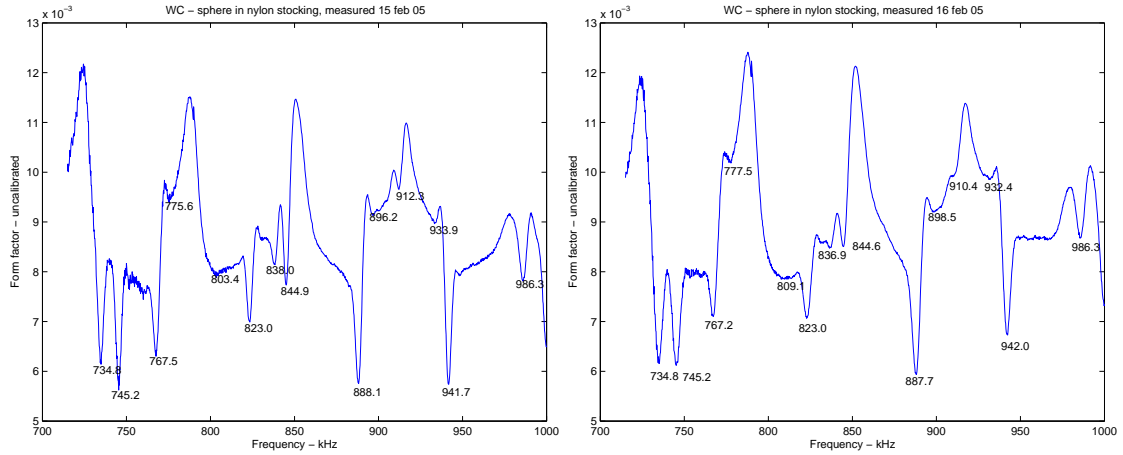


FIGURE 5. Measured form factor on WC sphere suspended in nylon stocking, 19.5 mm diameter. The right panel is measured one day later, after rotating the sphere 90 degrees.

the two measurements are superimposed and shown together with the form factor computed with parameters from MacLennan [3], which were the first we discovered in the literature.

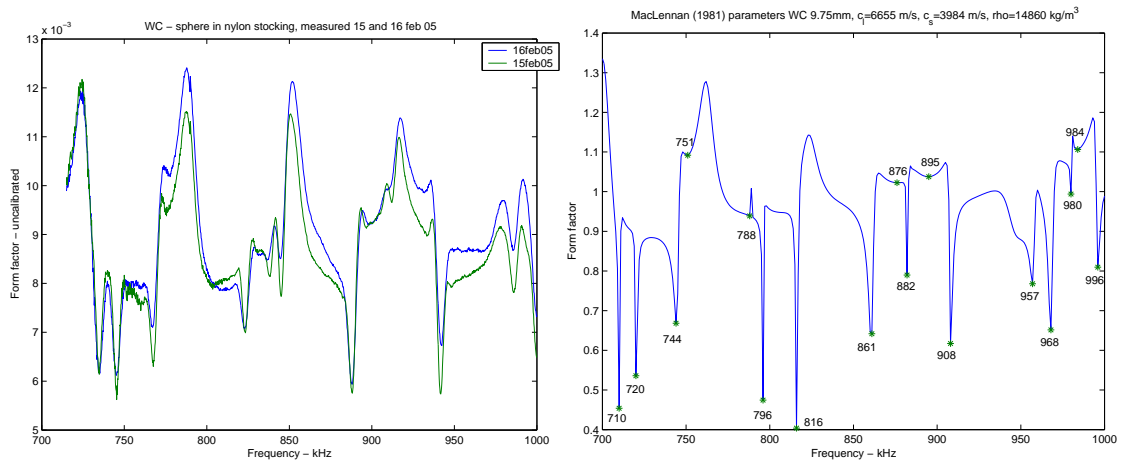


FIGURE 6. Left: Superimposed measured form factors on WC sphere suspended in nylon stocking. Right: Simulations for the same sphere using MacLennan's [3] parameters.

It is possible to recognize some main features, but they are not very similar, and the position of the dips do not correspond in frequency. In order to obtain better correspondance we tried to vary the two wave speeds in the WC sphere, and determined the density of the sphere by weighing. In this way a better, but not perfect, correspondance was obtained. Different approaches for parameter inversion were considered, like using genetic algorithms or simulated annealing. The problem lies in obtaining a relevant cost function. Attempts based on comparing all parts of the form functions step by step does not guarantee a good result, since the measurements obviously contains "errors" in the magnitude in areas between the dips. A better approach is to minimize the differences between the frequencies of the dips in the two form functions. The dips are easily lo-

cated by examining changes in the sign of the derivated form function. However, it is not easy to automatize the cost function, because while the parameters are varied some of the dips may disappear or new ones appear, causing confusion in the order of comparison. Finally a semi-automatic process was devised. A set of parameters which gave a form function not too distant from the measured one was chosen as a starting point. These parameters were $c_L = 6887$ and $c_S = 4135$ m/s, for the compressional wave speed and the shear wave speed, respectively. Next, c_L and c_S were varied in steps of 10 m/s about these values, and the location of the dips were recorded. In Figure 7 (right panel) the locations of the dips are plotted as c_S (inner loop) and c_L (outer loop) are varied (when the color of the dips change, one of them has disappeared or a new appeared).

The vertical scale in the map is frequency, and at the right hand side the individual dips are identified according to the typical form factor shown in the left panel. The horizontal scale is run-number, which identifies the actual parameters used. Thus, at first c_L is fixed and c_S varied 11 steps, i.e. 5 steps on each side of the central value. Then c_L is increased 10 m/s, and the process repeated. It is evident that the different dips vary with wave speeds by different amounts. Most dips depend strongly on c_S , but in particular the one marked E' is almost insensitive the value of c_S , but varies slowly with c_L . This facilitates the fixation of a good value of c_L by finding the index which gives the best match between the measured and the simulated frequency for dip E'. This procedure results in $c_L \approx 6837 \pm 10$ m/s. Next, two dominant dips, A and J, which vary strongly with c_S , were used to locate the shear velocity to be near 4131 m/s. Finally, a systematic search by varying both wave velocities in small steps, and minimizing the cost function $ss = \sqrt{(\sum_j (fm_j - fs_j)^2)}$, where the index j runs over the dips marked A, B, C, D, E, E', F, H, I, J and K in Figure 7, left panel. Here fm_j is the measured frequency of dip j and fs_j the corresponding simulated one. The best match determined in this way is $c_L = 6845$ m/s and $c_S = 4132$ m/s. The cost function detects easily variations in ± 1 m/s in the wave speeds, so it should be possible to determine these to such an accuracy. However, the accuracy in the determination of the frequency of the measured dips limits accuracy of the wave speeds to ± 2 m/s. Table 1 compares the frequencies of measured and simulated "best match" dips. The correspondance is quite satisfactory.

The next question is how representative these new parameters are for other WC spheres. Figure 8 shows measurements on a 38.05 mm sphere, and simulations based on our new parameters. Obviously, the correspondance is not as good as for the sphere used for determining the parameters. This is particularly seen in the dips at the highest frequencies. A much better fit for the large dips is found with the parameters presented in [10], see Table 2. This form function is shown in Figure 9.

Comparisons are also made to measurements on WC spheres in a previous experiment. In that case 3 spheres from the same batch were investigated. The spheres were naked and suspended on a nylon stocking stretched across a circular frame. A monostatic set up was used, with the sound beam directed vertically from the bottom of a small tank. The measured form functions were almost identical for the three spheres, and one example is shown in Figure 10.

The best fit of parameters in this case is with parameters published by Gerlich *et al.* [11].

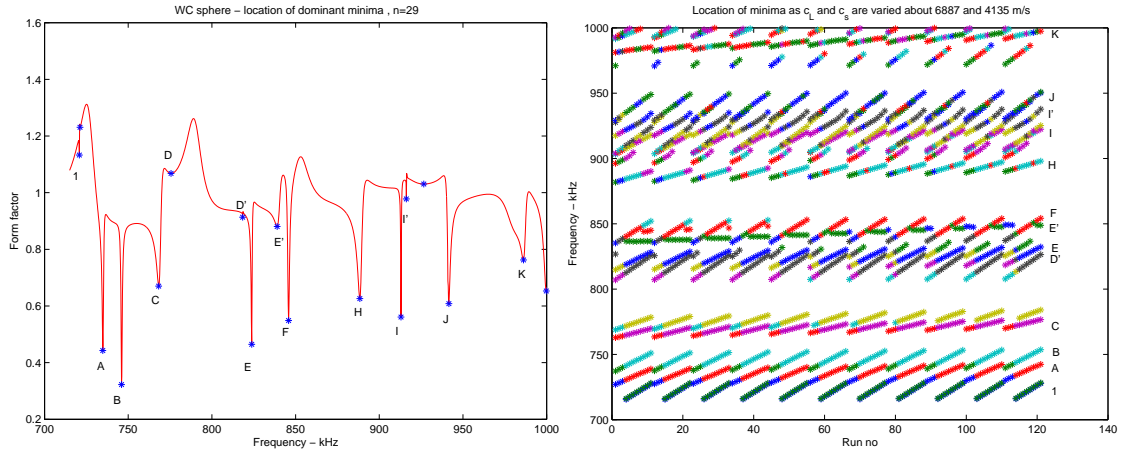


FIGURE 7. Left: Simulated form factor with dominant dips named, Right: Map of dominant dips - c_L and c_S varied.

Discussion

It may be argued that the difference in wave speeds in WC spheres with 6% Co binder are only marginal. This argument may be correct at low frequencies and small sphere radii, i.e. $ka < 5$. However, if the spheres are going to be used for high precision calibration of acoustic transmitters or receivers, in particular at frequencies above 500 kHz, it is important to know the precise parameters of the sphere material. One of the reasons why WC was chosen as a promising material for such spheres was that the parameters were considered to be well controlled during the production. These measurements show that this is not strictly correct, and that spheres from different batches vary in

TABLE 1. Comparison of measured dip frequencies and simulated ones with “best match” parameters. Frequency in KHz.

Dip	Measured	Best match
A	734.8	734.4
B	745.2	745.6
C	767.5	768.0
D	775.6	775.4
E	823.0	823.2
E'	838.0	838.8
F	844.9	845.2
H	888.1	888.0
J	941.7	941.0
K	986.3	985.8

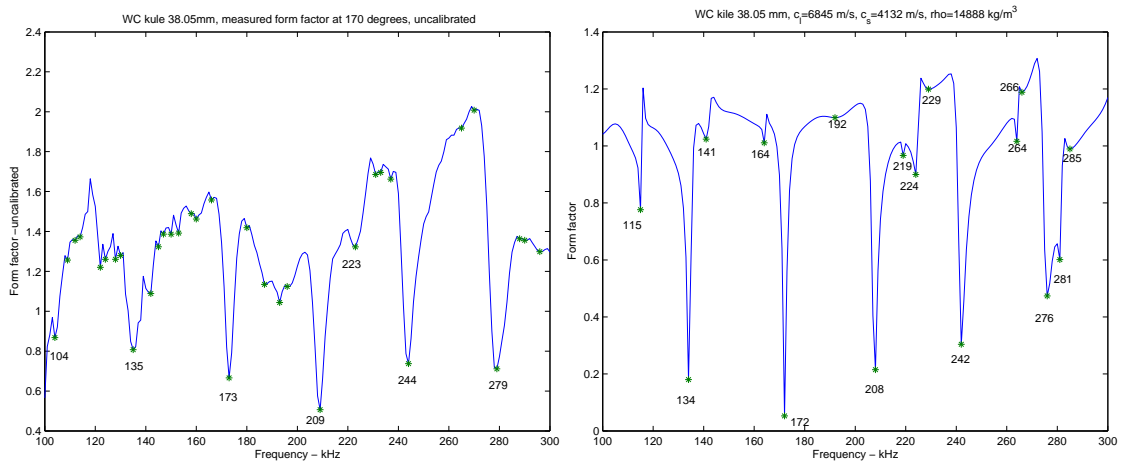


FIGURE 8. WC sphere 38.05 mm diameter, Left: Measured form factor, Right: Simulations, our “best fit” parameters.

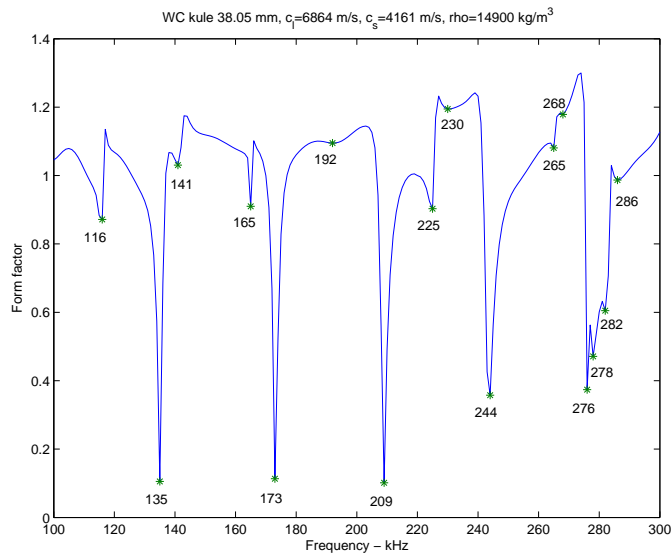


FIGURE 9. WC sphere 38.05 mm diameter, simulations, parameters from [10].

both compressional and shear wave speeds. Thus, for calibration purposes each batch of spheres should have its parameters determined on an individual basis, and preferably each sphere.

Another matter to consider is ageing. To which extent this takes place for WC we do not know, but in many alloys and even in pure substances, the mechanical properties are known to change with time after manufacture. In particular this is the case for Cu, even in very pure conditions. Recall that spheres of Cu are also much used for calibration purposes. Thus, in order to secure precision of calibration ageing of the parameters of WC and Cu should be investigated. Finally, the temperature dependence of the wave speeds should be investigated, in order to be able to correct for changes in the form

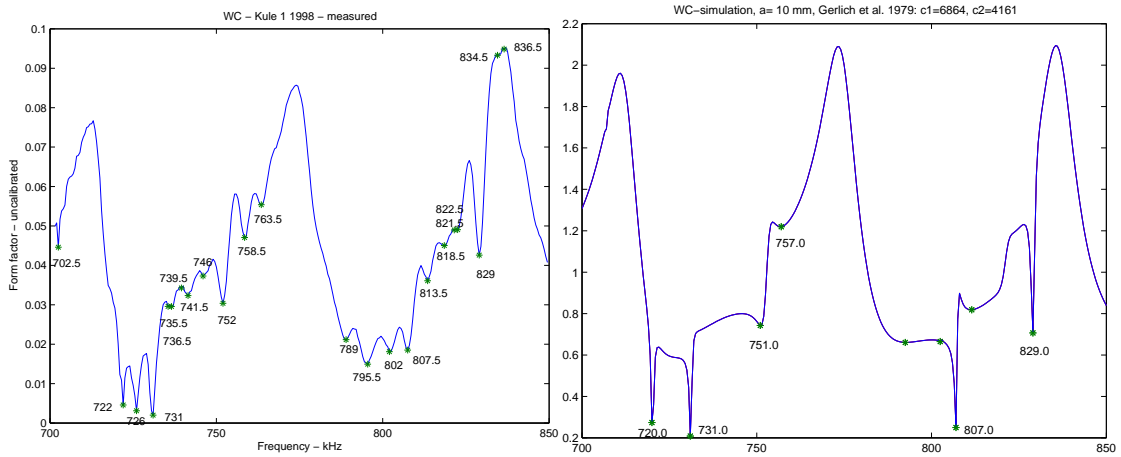


FIGURE 10. WC sphere 10.0 mm diameter, Left: Measured form factor, Right: Simulations, Gerlich *et al.*'s parameters [11].

TABLE 2. Table of WC parameters found in literature and our best match.

Authors	c_L [m/s]	c_S [m/s]	ρ [kg/m ³]
MacLennan [3]	6655	3984	14860
Gerlich <i>et al.</i> [11]	6864	4161	14900
MacLennan & Dunn [10]	6853	4171	14900
Our best match	6845	4132	14888

function with temperature. Both of these topics lies outside the scope of the present investigation.

MEASUREMENTS ON CYLINDERS

Some measurements were made on short cylinders in order to investigate the directivity pattern caused by the finite length. Presented here are measurements made on aluminum cylinders of diameter 8.35 mm and length 100.0 mm and 73.45 mm, respectively, with straight cut ends. They were suspended horizontally in fine nylon filaments tied around each end and rotated about a vertical axis through their mid points. The actual composition of the aluminum alloy is unknown. Figure 11 shows the measured (uncalibrated) broadside form function and the simulated one with parameters that match the dominant dip. The latter is easily identified as dip 21 in Figure 1. The location of dip 21 turns out to be almost insensitive to the value of c_L , so only c_S can be determined from this form factor, yielding $c_S = 3165 \pm 5$ m/s. Most tables giving elastic parameters for aluminum specify Poisson's ratio, $\sigma = 0.33$, resulting in $c_L = 6283$ m/s.

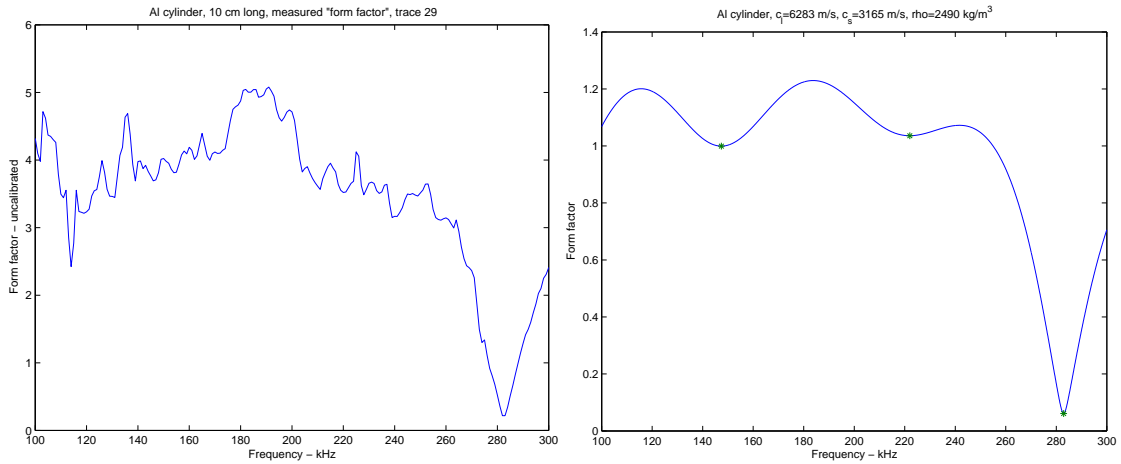


FIGURE 11. Measured (left) and simulated (right) form factor of 10 cm cylinder (broadside).

If the cylinder pulsates uniformly the radiated sound obtains a radiation pattern like a line array, i.e. given by the sinc-function

$$D(\alpha) = \frac{\sin(\frac{1}{2}kL \sin \alpha)}{\frac{1}{2}kL \sin \alpha}, \quad (3)$$

where L is cylinder length and k the wave number in the surrounding fluid. This is what one should get if the cylinder is oriented broadside, and the incident waves are plane. In a monostatic set-up an incidence angle of α with respect to normal incidence would cause the phase speed of the incident wave along the cylinder to be $c_p = c/\sin(\alpha)$, and the reflected wave to be centered on the angle α at the other side of the normal (Snell's law). For the short cylinder at oblique incidence, α , this means that the sound scattered back to the transmitter gets a sinc function directivity with argument $\frac{1}{2}kL \sin(2\alpha)$. A verification of this is shown in the scatter map in Figure 12. Here the target strength is mapped as a function of incidence angle -30 to $+30$ degrees [horizontal axis] - and frequency [vertical axis]. The color represents the amplitude (target strength). In the main lobe, i.e. the central part, the form function with the big dip at 283 kHz is easily recognized. The tiny pattern symmetric about the central part are the sidelobes caused by the sinc-function. On the right hand side some zeros of the sinc-function, simulated with the actual length L of the cylinder, have been overlayed, and they match this pattern very well.

However, the strong lobes located at about 18 degrees to each side of the main lobe, almost independent of frequency, were a great surprise. A closer examination shows that they tend to move towards greater angles at frequencies above about 250 kHz. Another pattern of lobes, although weaker, is seen to appear for frequencies above 230 kHz, where the lobes seem to emerge from the central lobe.

The short cylinder shows exactly the same patterns, Figure 13, and the new sets of lobes appear at the same angles and frequencies.

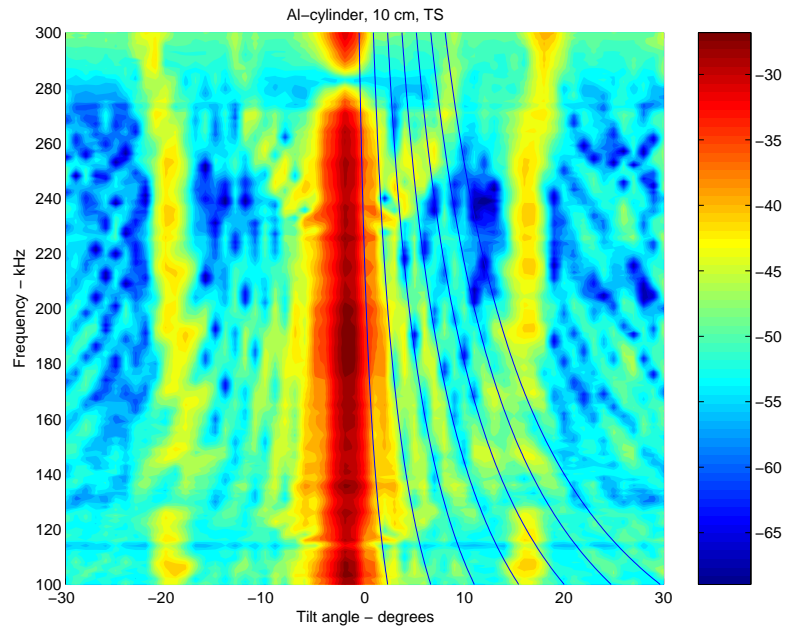


FIGURE 12. 10 cm cylinder overlaid locations of zeros of $\text{sinc}(\frac{1}{2}kL \sin\{2\alpha\})$.

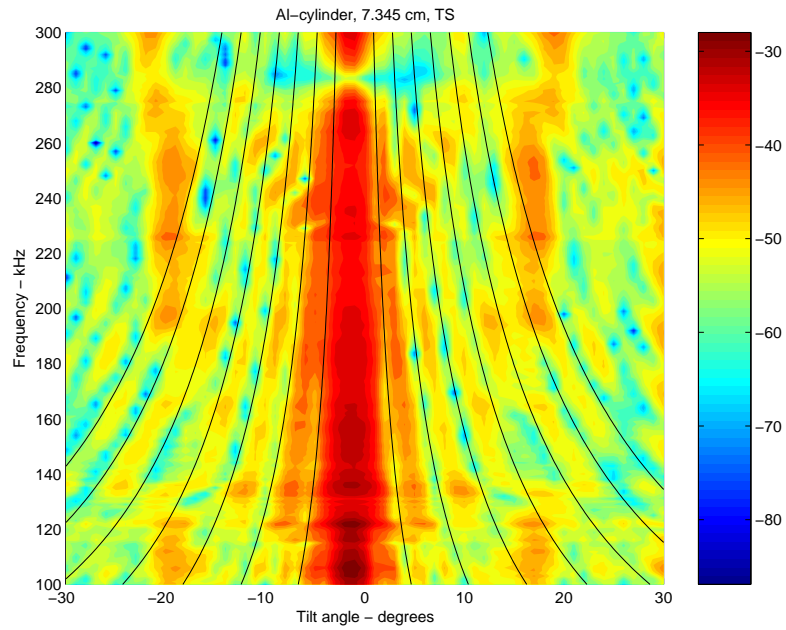


FIGURE 13. 73.45 mm cylinder overlaid locations of zeros of $\text{sinc}(\frac{1}{2}kL \sin\{2\alpha\})$.

Discussion

So far we have not been able to find previously published records of similar measurements. The length of the cylinder does not seem to influence the location of the lobes.

For the long cylinder the mean angle between 100 and 240 kHz is 18.2 ± 0.3 degrees and for the short 18.5 ± 0.4 degrees. This is consistent with a radiation from a wave propagating along the cylinder with phase speed $v = c / \sin(18.2) = 4777 \pm 100$ m/s, where the sound speed in the water is 1492 m/s (physiological salt water). The most relevant wave to compare this to is the first symmetric Lamb wave in an unloaded bar (in many text books referred to as longitudinal wave in bars), $v_L = c_s \sqrt{2(1 + \sigma)} = 5162$ m/s, with c_s as above. This is somewhat higher than the measured one, but still not very far off. Note that if this is the cause of the observed lobes, the Lamb waves must propagate in the direction opposite the projection of the incident wave on the cylinder, and must have been reflected from the end of the cylinder. Thus, one should expect a standing wave to be present on the cylinder surface. The fundamental resonance frequency of symmetric Lamb waves for the $L = 10$ cm cylinder is found by $L = \lambda/2$, resulting in $f_1 = 25.81$ kHz. The duration of the tone bursts should be long enough to set up a standing wave pattern, since the fundamental period of the symmetric Lamb wave is $1/f_1 = 39 \mu s$, and the burst length is 100 periods, which is $500 \mu s$ at 200 kHz. However, the only evidence of fluctuations along the lobes (as a function of frequency) in the measured field seems to be due to interference with the “sinc” sidelobes. It is also puzzling that the main lobe does not show any sign of the presence of the second mode near 230 kHz, conf. Figure 11.

A more detailed study of the lobes leads to dispersion relations for two different modes. To start with, a plot of v/c as a function of (dimensionless) frequency, found by putting $v/c = 1/\sin\theta$, is presented in Figure 14 for both modes. Mode 1 (red curve) refers to the lobe at 18 degrees, and Mode 2 to the one emerging at 230 kHz. The frequency axis has been made dimensionless by using the actual cylinder radius a and sound speed c in water, i.e. ka , where $k = \omega/c$. It is interesting to note that the

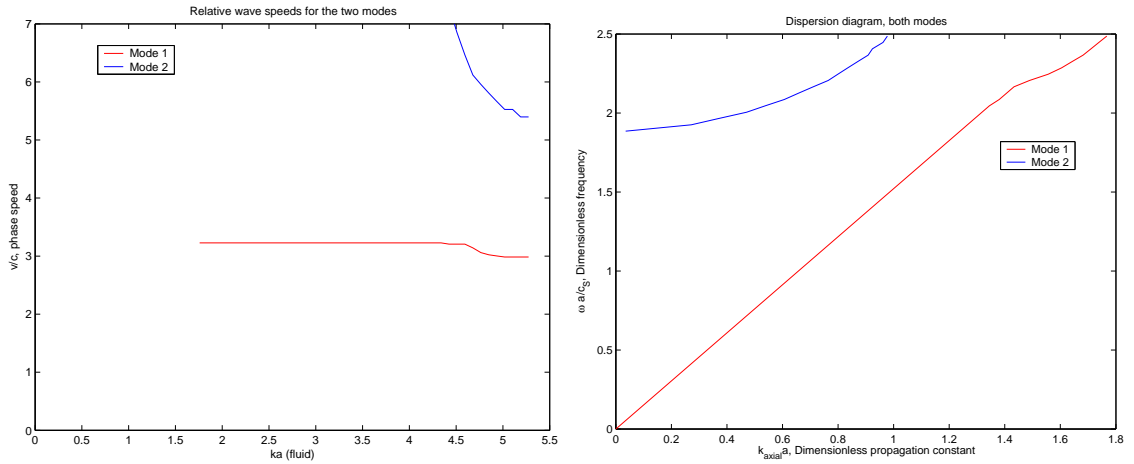


FIGURE 14. Dispersion curves for the two modes. Red: Mode 1, Blue: Mode 2. Left: v/c versus ka (fluid), Right: Dimensionless frequency $\omega a/c_s$ versus $k_{axial} a$.

shape of these of curves has a strong likeness with plots of mode L(0,1) and F(1,2) in Fig. 14 in [2] for an aluminum cylinder, where these modes are referred to as the “first $m = 0$ axisymmetric” and “second $m=1$ flexural ” modes of an infinite aluminum cylinder, respectively, i.e. the first symmetric and the second asymmetric Lamb mode in

the terminology adopted above. It appears that the low frequency value of the phase speed relative to the sound speed in water of Mode 1, v_1/c , is just above 3 in [2] while our measurements gives 3.2. Furthermore, v_1/c starts to decrease at about the same values of ka . The high frequency limit is approximately the Rayleigh wave speed (in an elastic half space), which is $0.93c_S$, or $v_1/c = 1.98$ for our case. The frequencies used in our experiment are not high enough to verify this limit.

Mode 2 is a bit harder to identify, but seems to fit numerically close to the curve of F(1,2) in [2]. It could, however, also match other modes, namely L(0,2), or F(2,1), i.e. the “second $m = 0$ symmetric mode” and the “ first $m = 2$ asymmetric mode”. In order to investigate this further a dispersion diagram of the regular type, i.e. frequency as a function of (axial) wavenumber, is plotted for the two modes, as shown in the right panel in Figure 14. This is obtained by plotting dimensionless frequency ($\omega a/c_S$) against $k_{axial}a = \omega a/v = (\omega a/c) \sin \theta$ for the two modes (note that Mode 1 has been extended to zero frequency artificially by assuming a constant wave speed at low frequencies). This plot may be compared numerically to Fig. 12 in [12], which presents dispersion curves for various longitudinal and flexural modes in a cylinder having $\sigma = 0.33$. It appears that Mode 2 matches the F(1,2) mode closely, and differs clearly from modes L(0,2) and F(2,1). Also the L(0,1) fits well the dispersion curve for Mode 1. Thus, there is a strong evidence that Mode 1 is related to the L(0,1) mode and Mode 2 to the F(1,2) mode. It should, however, be kept in mind that the curves presented in [2, 12] are computed for unloaded infinitely long cylinders, not short cylinders embedded in water as used in this experiment.

SUMMARY AND CONCLUSIONS

Measurements are made on the form function of WC spheres. It is found that the form function depends strongly on the exact compressional and shear wave speed in the sphere, and that these need to be determined for the particular sphere if the sphere is to be used in precision calibration of acoustic instruments. The material parameters may vary from batch to batch of WC spheres, and may differ from values found in the literature. One method to determine these parameters from the measured form function is demonstrated. It is also found that the method of suspension of the spheres influences strongly on the reflected signal, and should be considered seriously when precision calibration is needed.

Measurements are also made on scattering of sound waves from short cylinders of aluminum as they were rotated. It is found that in addition to the sidelobes due to the finite length of the cylinder two sets of strong lobes are present, which we have not seen described in the literature. One of these is largely independent of frequency in the range 100 – 300 kHz, and is identified as radiated by a wave propagating along the cylinder and related to a symmetric Lamb type wave in an unloaded cylinder. The second set of lobes depends strongly on frequency and is similarly found to be related to an asymmetric Lamb wave. Dispersion curves for the two modes are presented. For the cylinders and frequency range at hand the form function allows determination of the shear wave speed, but the compressional wave speed has to be determined using the nominal Poisson’s ratio.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank Rolf Korneliussen at the Institute of Marine Research, Bergen, for providing the calibration spheres, and for lending us the Simrad transducers.

REFERENCES

1. J.J. Faran Jr. "Sound scattering by solid cylinders and spheres", *J. Acoust. Soc. Am.* **23**, 405-418 (1951).
2. R.H. Hackman, "Acoustic scattering from Elastic Solids", in *Physical Acoustics Vol XXII, Underwater Scattering and Radiation*, edited by A.D. Pierce and R.N. Thurston, Academic Press, 1993.
3. D.N. MacLennan, "The theory of solid spheres as sonar calibration targets", Scottish Fisheries Research Report No. 22, (1981).
4. K.G. Foote, "Optimizing copper spheres for precision calibration of hydroacoustic equipment", *J. Acoust. Soc. Am.* **71**, 742-747 (1982).
5. K. G. Foote and D. T. I. Francis, "Scheme for parametric sonar calibration by standard target", Oceans 2005 MTS/IEEE Conference Proceedings, electronic document no. 050304-143, 6 pp.
6. H. Überall, L.R. Dragonett and L. Flax, "Relation between creeping waves and normal modes of vibration of a curved body", *J. Acoust. Soc. Am.* **61**, 711-715, (1977)..
7. X.-L. Bao, H. Cao and H. Überall, "Resonances and surface waves in the scattering of an obliquely incident acoustic field by an infinite elastic cylinder", *J. Acoust. Soc. Am.* **87**, 106-110 (1990).
8. Y. Fan, F. Honavar, A.N. Sinclair and M.-R. Jafari, "Circumferential resonance modes of solid elastic cylinders excited by obliquely incident acoustic waves", *J. Acoust. Soc. Am.* **113**, 102-113 (2003).
9. L. Flax, L.R. Dragonette and H. Überall, "Theory of resonance excitation by sound scattering", *J. Acoust. Soc. Am.* **63**, 723-731 (1978).
10. D.N. MacLennan and J.R. Dunn, "Estimation of sound velocities from resonance measurements on tungsten carbide calibration spheres", *J. Sound. Vib.* **97**, 321-331 (1984).
11. D. Gerlich and G.C. Kennedy, "Elastic moduli and their pressure derivatives for tungsten carbide with different amounts of cobalt binder", *J. Appl. Phys.* **50**, 3331-3333 (1979).
12. T.R. Meeker and A.H. Meitzler, "guided wave propagation", in *Physical Acoustics Vol I - part A, Principles and methods*, edited by Warren P. Mason, Academic Press, 1964.

