

Impulsive overflatekilder for seismisk prospektering

av

Kjetil Andreas Festervoll



Cand. Scient. oppgave
Institutt for geovitenskap
Universitetet i Bergen
Juni 2003

Forord

Denne hovedfagsoppgaven er utført ved Institutt for geovitenskap, Universitetet i Bergen, under veiledning av professor Yngve Kristoffersen.

Først vil jeg takke professor Kristoffersen for inspirerende samarbeid. Bent Ole Ruud og Ole Meyer takkes for nyttige tips og hjelp med praktiske problem underveis. Videre ønsker jeg å takke Madshus og Kaynia ved NGI for godt samarbeid og tilgang til LAYSAC og Tønnesen ved NGU for gratis lån av ABEM MK6.

Mai 2003

Kjetil Andreas Festervoll

Innhold

1	Oppgavens formål	1
1.1	Bølgekilder på havbunnen	2
2	Teori	3
2.1	Innledning	3
2.2	Bølgetyper	3
2.3	Bølgeutbredelse	4
2.4	Registrering og konvertering av S-bølger	6
2.5	Partikkelplott	7
2.6	Overflatebølger og dispersjon	8
2.6.1	F-K analyse	10
2.7	Direkte og inverse metode	12
2.8	Vertikal seismisk profilering, VSP	12
3	Energikilder for seismisk prospektering	15
3.1	Innledning	15
3.2	Vertikalt virkende impulsive overflatekilder	15
3.3	Skjærbølgekilder	16
3.3.1	Kommersielle skjærbølgekilder	16
3.3.2	SH-bølge kilder i litteraturen	19
3.3.3	Patentsøk	20

4	Kildene	24
4.1	Innledning	24
4.2	Selcore	24
4.3	SH-bølgekilde	25
4.3.1	Teknisk beskrivelse	29
5	Datainnsamling	30
5.1	Innledning	30
5.2	Stratigrafi	30
5.3	Selcore	31
5.3.1	Hobberstad	33
5.4	HKP-generatoren	34
6	Resultater: Selcore	39
6.1	Innledning	39
6.2	Analyse av rådata	40
6.2.1	Overflatebølger	40
6.2.2	Høyere mode overflatebølger	41
6.2.3	Grunn refraksjon	43
6.2.4	Registreringer på krysslinjekomponent	45
6.2.5	Fenghetter som energikilde	48
6.3	Selcores kildeegenskaper	48
6.3.1	Frekvensspekter	48
6.3.2	Luftpuls	52
6.3.3	Repeterbarhet	52
6.4	Oppsummering	56

7	Overflatebølger	57
7.1	Innledning	57
7.2	Bestemmelse av fasehastighet	58
7.3	Inversjon av dataene	61
7.3.1	Sensitivitet i inversjonen	62
7.4	Resultater	67
7.5	Modellering	67
7.5.1	Sammenligning med inversjon	68
8	Teoretiske beregninger: HKP-generatoren	72
8.1	Innledning	72
8.2	Optimal kilde	73
8.3	LAYSAC og modell	73
8.3.1	Modell	77
8.4	Resultater	78
8.4.1	Strålingsmønstre	80
8.4.2	Eksitasjon versus avstand mellom kreftene	85
8.4.3	Eksitasjon versus dyp	87
8.4.4	Eksitasjon versus frekvens	88
8.4.5	Oppsummering av teoretiske beregninger	88
8.4.6	LAYSAC og Selcore?	91
9	Resultater: HKP-generator	93
9.1	Innledning	93
9.2	Identifisering	94
9.3	Frekvenser	97
9.4	Repeterbarhet og energi	99

9.5	Sammenligning med teoretiske beregninger	101
9.6	Seismiske hastigheter	102
9.7	Oppsummering	102
10	Diskusjon og konklusjon	104
10.1	Selcore	104
10.2	HKP-generatoren	106
10.3	Seismikk i morene	108
10.3.1	Refleksjoner	108
10.4	Betingelser på havbunnen	109
10.5	Konklusjon	111
10.6	Videre arbeid	112
	Bibliografi	114
A	Skjær- og overflatebølger	120
A.1	Lamés konstanter	120
A.2	Skjærbølger	121
A.3	Refleksjon av SH-bølger ved fri overflate	123
A.4	Anisotropi og skjærbølgesplitting	125
A.5	Rayleigh-bølger	126
A.6	Refraktert energi	128
B	Fourierteori	130
B.1	Fouriertransformasjon og aliasing	130
C	Teori: LAYSAC og Greens funksjoner	133
C.1	Generelt om bevegelsesligningen	133
C.2	Greens-funksjoner	135
D	Innsamlingstabeller fra Grødeland	137

Kapittel 1

Oppgavens formål

Motivasjonen for denne oppgaven er å utforske alternative bølgekilder som kan brukes til ingeniørgeofysiske undersøkelser på kontinentalsokkelen.

Ved et kildestudium er det enkelte spørsmål som er viktige å besvare for å beskrive kilden: Hvilket *frekvensbånd* har kildesignalet? Er *energien* i kildesignalet høy nok til å avdekke de dypereliggende geologiske endringer? Er kildesignalet *repeterbart*? Hvor mye av *støyen* i registreringen er assosiert med kilden?

Det primære målet med denne oppgaven er å belyse disse essensielle spørsmålene for to forskjellige kilder: Selcore, som er en fritt fall kilde for generering av P-bølger og grenseflatebølger, og horisontalt kraftpar (HKP)-generatoren, som er en impulsiv SH-bølge kilde. Et sekundært mål er å avdekke seismiske parametre i sedimentene på et innsamlingssted med kjent geologi.

1.1 Bølgekilder på havbunnen

I praktisk seismisk prospektering genereres skjærbølger på to måter. I landbaserte undersøkelser benytter man en primær skjærbølgekilde, mens man i marine undersøkelser oftest bruker skjærbølger konvertert fra trykkbølgeenergi. Tidspunktet for P-S konvertering i marine undersøkelser er essensielt i prosesseringssammenheng, men særdeles vanskelig å beregne. Dersom man genererer SH-bølger direkte i grenseflaten mellom havbunn og vann, vil man teoretisk sett unngå dette problemet.

Generelt er skjærbølger interessante fordi de bærer med seg en annen informasjon enn kompresjonsbølgene. S-bølger kombinert med P-bølger er en viktig litologisk indikator gjennom V_p/V_s -forholdet. Dette forholdet avhenger blant annet av fordelingen av porevæske. Ved sprekker i bergarten forårsaket av tektonisk aktivitet, vil skjærbølgene påvirkes av dominerende sprekkeretning grunnet anisotropi (skjærbølgesplitting). Ikke minst vil S-bølger i teorien gi refleksjonsseismikk med høyere vertikal oppløsning enn P-bølger dersom vi anvender (1/4)-bølgelengde prinsippet: S-bølgens lave hastighet vil gi en mindre bølgelengde enn for P-bølgene, og dermed høyere oppløsning dersom frekvensen er den samme. En annen fordel med S-bølger fremfor P-bølger er bedre avbildning gjennom gasskyer.

Det kan også være interessant å generere P-bølger og grenseflatebølger på havbunnen. P-bølger har sin styrke ved kartlegging av storskala litologiske endringer i undergrunnen, samtidig som hastigheten inngår i V_p/V_s -forholdet. Grenseflatebølgene kan gi verdifull informasjon om skjærbølgehastigheten som igjen er en litologisk indikator.

Denne hovedfagsoppgaven omfatter impulsive, ikke-eksplosive kilder, og studiene er gjennomført på land.

Kapittel 2

Teori

2.1 Innledning

Vi vil i det følgende presentere de sentrale deler av teorien som ligger til grunn for resultatene som blir presentert senere. Innledningsvis vil de forskjellige bølgetypene bli kort beskrevet. Derneft følger en seksjon om bølgeutbredelse, som tar for seg stråler, før S-bølger blir beskrevet mer i detalj. I den påfølgende delen blir teorien om overflatebølger, 2D Fouriertransformasjon og fasehastighet gjennomgått nokså grundig. I seksjon 2.7 skisseres prinsippene bak inversjon, og i seksjon 2.8 tar vi for oss VSP-teknikken, hvor registreringsinstrumentene blir senket ned i et borehull, mens kilden fortsatt befinner seg på overflaten. En mer dyptgående teoribeskrivelse er gitt i oppgavens tilleggsdel.

2.2 Bølgetyper

Seismiske bølger deles i tre hovedtyper etter partikkelforflytningen assosiert med disse.

1. Longitudinale bølger eller P-bølger. Partikkelbevegelsen er parallell med bølgens forplantningsretning (figur 2.1), og hastigheten er gitt ved (Bullen, 1965):

$$V_p = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho}} \quad (2.1)$$

2. Transversale bølger eller skjærbølger. Partikkelbevegelsen står perpendikulært på bølgens forplantningsretning. S-bølger deles i to hovedtyper, SV- og SH-bølger med forskjellig polarisering. For SV-bølger skjer partikkelbevegelsen i vertikalplanet, mens SH-bølgene har partikkelbevegelsen i horisontalplanet (figur 2.1). S-bølgens hastighet er gitt ved (Bullen, 1965):

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (2.2)$$

P- og S-bølger kan eksistere i ikke-begrensede medier. P-bølgene vil alltid ha høyere hastighet enn S-bølgene i samme medium (Sheriff, 1995). Deformasjonsprosessene knyttet til energitransporten i P- og S-bølger er forskjellige. Dette fremgår av uttrykkene for hastighetene til de to bølgetypene uttrykt ved de elastiske konstantene (μ og λ) og tettheten til mediet. De elastiske konstantene, ofte kalt Lamés konstanter, og S-bølger er beskrevet mer formelt i Tillegg A.

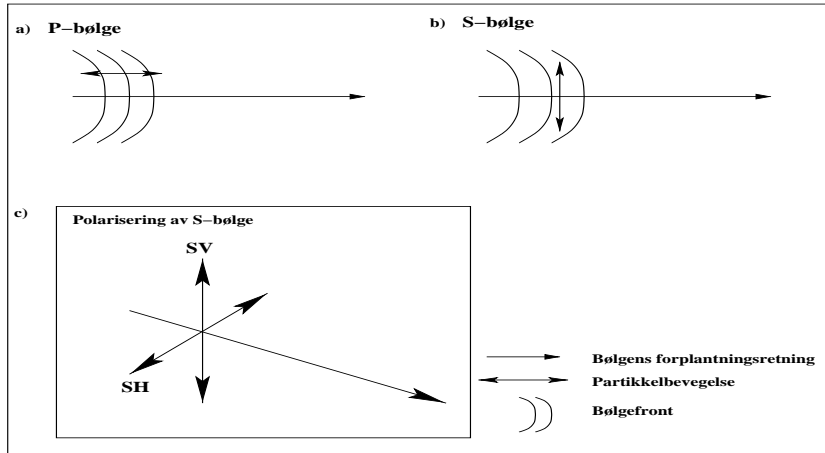
3. Rayleigh-bølger, Love-bølger og andre bølger med en mer sammensatt partikkelbevegelse enn det som er tilfelle for P- og S-bølger. Rayleigh-bølger kan kun eksistere i grensen mellom et fast medium og et vakuum. Det samme gjelder Love-bølger, men disse er i tillegg avhengig av inhomogenitet i det faste mediet (Bullen, 1965).

- K er inkompressibiliteten
- μ er skjærmodulen
- ρ er tettheten

Rayleigh-bølger er også behandlet mer i detalj i Tillegg A.

2.3 Bølgeutbredelse

I isotrope media kan utbredelsen av volumbølger, det vil si P- og S-bølger, til en viss grad beskrives ved stråler, fordi strålene her vil stå normalt på bølgefrontene (konstant fase). Seismisk energi brer seg ikke utelukkende langs strålebaner. For



Figur 2.1: Figuren viser partikkelbevegelsen til P- og S-bølger. Bølgefronten er definert som en flate der fasen til bølgebevegelsen er den samme.

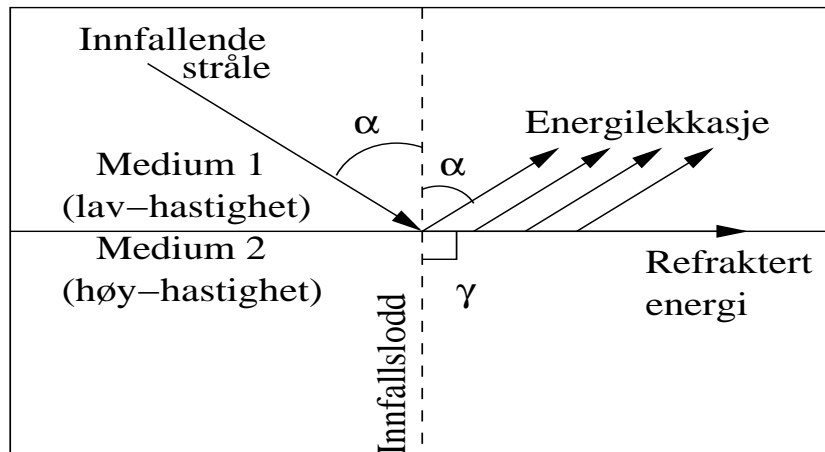
eksempel vil energien kunne bli spredd vilkårlig ved diffraktorpunkter. Uansett virker forenklingen tilfredsstillende i mange tilfeller, og stråler er et nyttig verktøy blant annet for å kunne si noe om forplantningshastighet og -retning. Når bølgestrålen står normalt på bølgefronten har den retning parallelt med bølgens utbredelsesretning. Snells lov er gitt som

$$\frac{\sin(\alpha_1)}{V_1} = \frac{\sin(\alpha_2)}{V_2} \quad (2.3)$$

Den gir vinkelen til strålen etter transmisjon eller refleksjon på en grenseflate som skiller to lag med forskjellig hastighet, V_1 og V_2 . Vi definerer kritisk vinkel α_c som den vinkelen α_1 som gir $\alpha_2 = \pi/2$. Fra 2.3 ser vi enkelt at

$$\alpha_c = \sin^{-1} \left(\frac{V_1}{V_2} \right) \quad (2.4)$$

Ved kritisk vinkel vil vi få kritisk refraktert energi. Denne energien brer seg langs grenseflaten i høyhastighetslaget. Mediet er kontinuert, og energi vil lekke til lavhastighetslaget og opp mot overflaten. Figur 2.2 viser ved hjelp av stråler hvordan energien brer seg langs grenseflaten og lekker til overflaten. (Se også Tillegg A).



Figur 2.2: For $\alpha = \alpha_c$ vil vi få kritisk refraktert energi. På grunn av kontinuitet i spenningen over grenseflaten vil energien imidlertid lekke ut og opp.

2.4 Registrering og konvertering av S-bølger

Hvis man tenker seg et treakset koordinatsystem med origo i registreringspunktet, hvor x-aksen peker mot kilden, y-aksen står normalt på linjen mellom kilde og registreringsenhet og z-aksen peker nedover, vil man ha et verktøy til å beskrive de to typene S-bølger. En 3-komponent geofon vil registrere partikkelbevegelse i x-, y- og z-retningen. Under visse forutsetninger (homogent og isotropt medium med horisontal lagdeling) vil da SV-bølger bli registrert på x- og z-komponenten, mens SH-bølger vil registreres på y-komponenten. Hva som blir registrert avhenger generelt av kildens polarisering og S-bølge typen. Tabell 2.1 viser skjematisk sammenhengen mellom registrering, kilde og bølgetype.

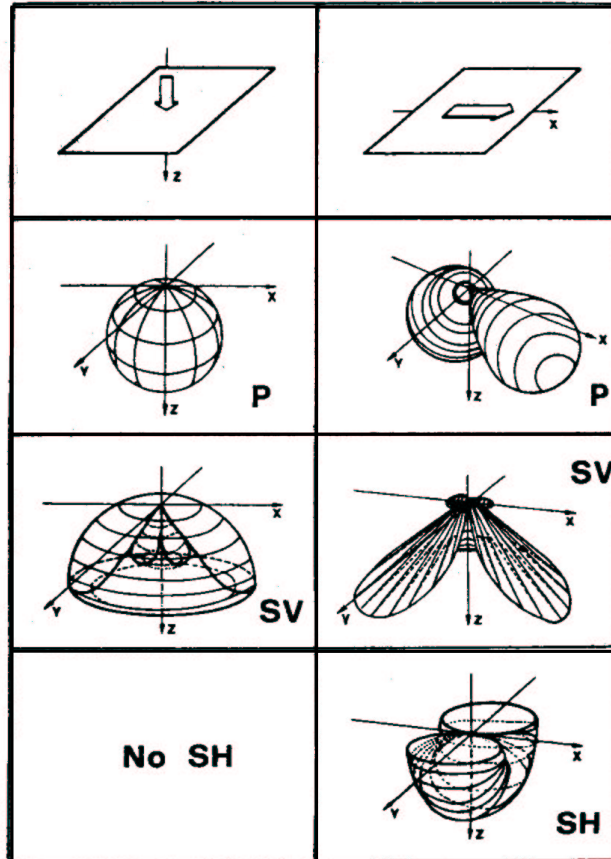
Mottaker\kilde	x	y	z
x	SV		P/SV
y		SH	
z	SV/P		P

(Garotta, 1985)

Tabell 2.1: Enkel sammenheng mellom registrering, kilde og bølgetype. Det forutsettes at lagdelingen er horisontal og at mediet er homogent og isotropt.

SV- og P-bølger har partikkelbevegelse i xz-planet. Derfor vil de kunne konverteres fra P til SV (eller motsatt) ved refleksjon fra en grenseflate. Unntaket er

dersom innfallsvinkelen $\alpha_i = \pi/2$. En ren SH-bølge vil teoretisk sett ikke konverteres ved refleksjon, men forbli en SH-bølge. (Se forøvrig Tillegg A).



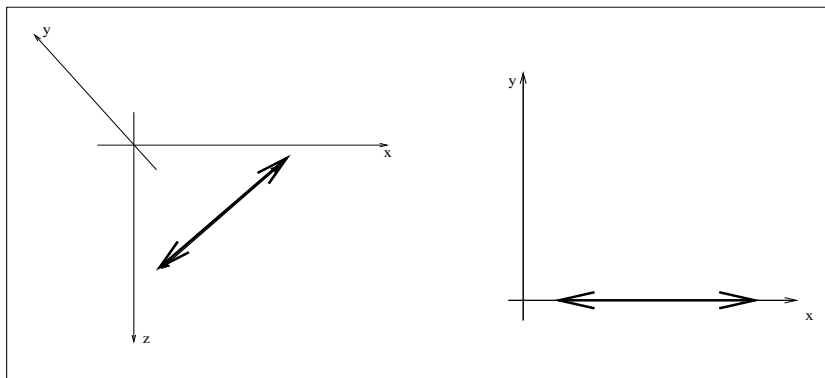
(Kahler & Meissner, 1983)

Figur 2.3: Figuren viser hvordan en kilde som virker i z -retning og en annen kilde som virker i x -retning vil gi forskjellige typer bølger. Vi ser at amplituden til bølgene vil variere med varierende vinkel til overflaten og loddlinjen.

2.5 Partikkelplott

Figur 2.5 i seksjon 2.6 er eksempel på et partikkelplott. Et partikkelplott kalles ofte et hodogram. Hodogrammet kan sees på som et tverrsnitt av bølgefeltet som propagerer i tid (Slack et al., 1993). Det vil si et plot av partikkelbevegelsen i det bølgen passerer (Sheriff, 1999). Hodogrammet plottet partikkelbevegelsen i innlinje- eller krysslinjeplanet. Det vil si i xz -planet eller yz -planet. Dette gjøres

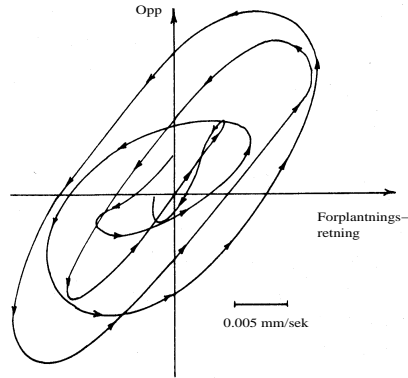
ved å sette sammen de respektive geofonkomponentene. Ut fra plottet kan vi i noen tilfeller si hvilken type bølge som har passert registreringspunktet og om den har interferert med andre bølgetyper.



Figur 2.4: *Partikkelbevegelsen til en P-bølge i xz -planet. Bevegelse i xz -planet vil kun sees langs x -aksen i xy -planet.*

2.6 Overflatebølger og dispersjon

Overflatebølger er energi som brer seg langs og nær en fri overflate. Assosiert partikkelbevegelse avtar eksponensielt i amplitude med økende avstand til overflaten (Sheriff, 1999). Overflatebølger settes ofte i forbindelse med Rayleigh-bølger (figur 2.5), men begrepet inkluderer også blant annet Love type bølger. Overflatebølger kjennetegnes ved høye amplituder, lave frekvenser og lave hastigheter. Litt forenklet kan vi si at de høye amplitudene skyldes blant annet at mens P- og S-bølger taper energi gjennom sfærisk divergens, vil overflatebølgene kun tape energi i to dimensjoner, nemlig langs overflaten. For P- og S-bølger er amplituden proporsjonal med r^{-1} , mens amplituden til overflatebølgene er proporsjonal med $r^{-1/2}$ (Gabriels et al., 1987). Typiske hastigheter ligger mellom 100 og 1000 m/s, og frekvensene er ofte konsentrert rundt 10 Hz (Sheriff, 1995). Rayleigh-bølger betraktes ofte som støy. De er generelt dispersive. Det vil si at hastigheten varierer med frekvensen. Dette vil endre formen til bølgetoget med tiden. For eksempel vil en skarp puls bli dradd ut i tid, da forskjellige frekvenser forplanter seg med



(Howell, 1959)

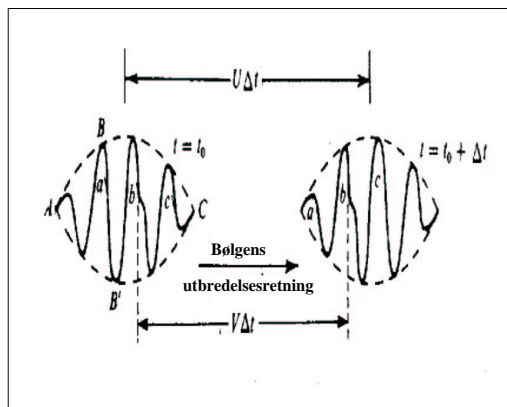
Figur 2.5: Hodogram viser partikkelbevegelse og partikkelhastighet i det en overflatebølge passerer.

forskjellig hastighet. Sheriff (1995) definerer Rayleigh-bølgehastigheten som

$$V_R^2 = 2\left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}}\right)V_s^2 \quad (2.5)$$

Dette er imidlertid en forenkling, da V_R avhenger av Poissons forhold (Pilant, 1979). Dette er beskrevet i Tillegg A. Av ligning 2.5 ser vi at hastigheten uansett ikke er frekvensavhengig. Dispersiviteten skyldes at forskjellige bølgelengder penetrerer sedimentene til forskjellig dyp. Variasjonene i hastighet versus dyp i de øverste lagene er som oftest store. Det kan forekomme inversjon i hastighetsgradienten med dypet, men i hovedsak øker hastigheten med økende dyp. Derfor vil de lengste bølgelengdene, som når lengst ned, bre seg med størst hastighet. Overflate-bølgenes dispersive natur kan således fortelle oss noe om de elastiske egenskapene i de øverste sedimentlagene. Det meste av energien er begrenset til et dyp på en til to bølgelengder (Sheriff, 1995). Dersom vi har et homogent halvrom, vil det kun eksistere Rayleigh-bølger og de vil ikke være dispersive. Det er i de tilfellene vi har lagdelt medium at både Rayleigh- og Love-bølger opptrer og er frekvensdispersive.

Det er i denne sammenhengen viktig å få belyst begrepene gruppe- og fasehastigheter. Fasehastigheten er den distansen per tidsenhet et punkt med konstant fase tilbakelegger. Et punkt med konstant fase kan for eksempel være et trau i en enkel sinussvingning (Sheriff, 1995). Det er fasehastigheten som benyttes i



(Sheriff, 1995)

Figur 2.6: *Illustrasjon av gruppehastighet og fasehastighet. Disse vil være forskjellige i dispersive media. I dette tilfellet er gruppehastigheten større enn fasehastigheten.*

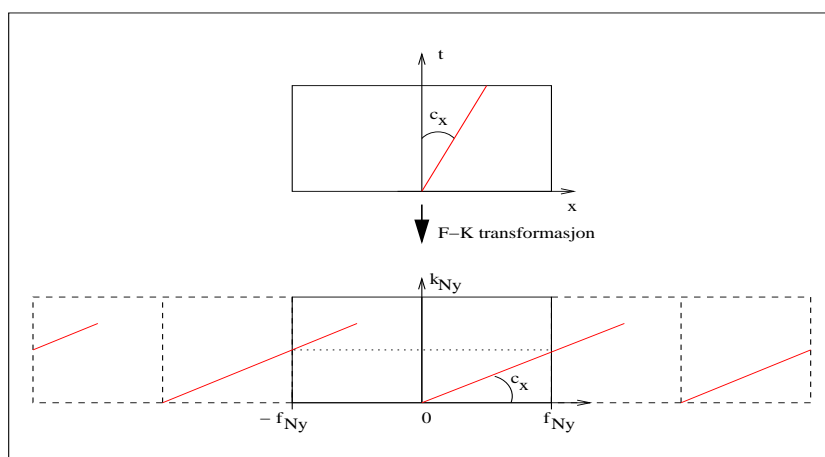
uttrykk som Snells lov (formel 2.3) og den velkjente $c = \lambda f$ fra optikken. c er fasehastigheten (lyshastigheten), λ er bølgelengden og f er den lineære frekvensen. I figur 2.6 ser vi at punktet b har forflyttet seg en distanse $V\Delta t$, hvor V er fasehastigheten. Gruppehastigheten er den hastigheten den seismiske forstyrrelsen, eller energien, forplanter seg med. Gruppehastigheten finner man ved å definere omhyllingskurven til den registrerte forstyrrelsen, og måle hastigheten til denne. Dette vises med stiplede linjer i figur 2.6. Fasehastigheten defineres som $V = \frac{f}{(1/\lambda)}$ og gruppehastigheten defineres som $U = \frac{df}{d(1/\lambda)}$ (Sheriff, 1999). Vi ser at formlene for c og V er identiske. Generelt er det ikke tilstrekkelig å se på én spesiell, lett gjenkjennelig del av en puls og måle hastigheten til denne for å finne fasehastigheten, slik som i figur 2.6. Vi må finne de forskjellige frekvenskomponentene i pulsen og måle hastigheten til hver av disse. Første steg på veien er F-K analyse.

2.6.1 F-K analyse

Til grunn for F-K analysen ligger Fourier-teorien. Denne er kort beskrevet i Tillegg B.

Et seismogram (seismisk seksjon) består av registreringer både i tid og rom. Dersom vi først fouriertransformerer i tid og deretter i rom, får vi seismogramets F-K spekter. F står for frekvens og det nye her er bølgetallet, k . Akkurat som

frekvensen defineres som $f = \frac{1}{T}$, hvor T er perioden, defineres bølgetallet som $k = \frac{1}{\lambda}$, hvor λ er bølgelengden. F-K spekteret plottes gjerne i et diagram hvor en horisontal frekvensakse går fra $-f_{Ny}$ til $+f_{Ny}$ og en vertikal bølgetallsakse går fra 0 til k_{Ny} . Underteksten “Ny” står for Nyquist, og er en (teoretisk) øvre grense for frekvens og bølgetall dersom man skal unngå aliasing i F-K spekteret. (Se Tillegg B). Aliasing oppstår fordi transformasjonen er diskret og periodisk. Figur 2.7 viser noen av prinsippene i F-K transformasjonen.



Figur 2.7: Prinsippskissen viser F-K transformasjon og aliasing i F-K domenet. Registreringen i x - t inneholder frekvenser ut over Nyquistfrekvensen. Spekteret foldes på grunn av periodisitet. Spekteret er periodisk både i frekvens og bølgetall. Her er illustrert periodisitet kun i frekvens. Vinkelkoeffisienten c_x i x - t domenet kommer igjen i F-K domenet som vist. $c_x = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\Delta f}{\Delta k}$. c_x er tilsynelatende fasehastighet langs x -aksen. Det vil si $c_x = V_x$.

Når man F-K transformerer en registrering av overflatebølger, vil ikke spekteret ligge langs en linje gjennom origo slik som i figur 2.7. Dette skyldes dispersjon, og er en kompliserende faktor. Uansett vil F-K transformasjonen være sensitiv overfor overflatebølgenes fasehastighet i mye større grad enn øyet (March & Bailey, 1983).

Dersom man klarer å lokalisere overflatebølgenes energi i F-K spekteret, vil man også være i stand til å konstruere kurver som gir sammenhengen mellom frekvenskomponentene og fasehastigheten. Prinsippet er enkelt. Energien i F-K spekteret vil ligge langs en kurve. Dersom man finner denne kurven, kan man bruke relasjonen $V = \frac{f}{k}$. Man går således fra F-K domenet til frekvens-fasehastighet domenet.

2.7 Direkte og inverse metode

I kapittel 8 bruker vi programmet LAYSAC for å beregne responsen fra en kilde i en gitt modell. Det vil si at responsen \mathbf{r} kan beregnes når vi kjenner modellparametrene, \mathbf{m} , ved å foreta transformasjonen $\mathbf{r} = T(\mathbf{m})$. Dette kalles den direkte metode, og løsningen på problemet er entydig.

Inversjon av fasehastighetskurver er en sentral del av kapittel 7. Inversjonsmetoden handler om å finne modellen ut fra de observerte data. Dataene, eller responsen, er som regel observert på overflaten. Inversjonen blir basert på en hypotese, gjerne kalt en a priori modell, og løsningen kjennetegnes blant annet ved at den ikke er entydig. Det inverse problem kan formuleres som $\hat{\mathbf{m}} = T^{-1}(\mathbf{x})$, hvor \mathbf{x} er de observerte data, og T^{-1} er den omvendte (inverse) operasjonen av T . En “ren inversjon” eksisterer dog ikke, da prosessen i alle tilfeller er iterativ og krever et visst antall omganger med prøving og feiling før resultatet oppnås. I tillegg kan forskjellig litologi ha like fysiske egenaksper. Dette gjør datamaterialet flertydig, og inversjonsresultatet kan nødvendigvis ikke være noe annet. Vi kan illustrere den direkte metode og den inverse metode slik:

Direkte metode:

$$\text{modellparametre} \rightarrow \text{modell} \rightarrow \text{dataprediksjon}$$

Inverse metode:

$$\text{data} \rightarrow \text{modell} \rightarrow \text{modellparametre}$$

Ved inversjon får vi ut et *estimat* av modellparametrene. Inversjon i forhold til den direkte metode er som å tilpasse et polynom til en punktmengde i forhold til å evaluere et gitt polynom i gitte punkt.

2.8 Vertikal seismisk profilering, VSP

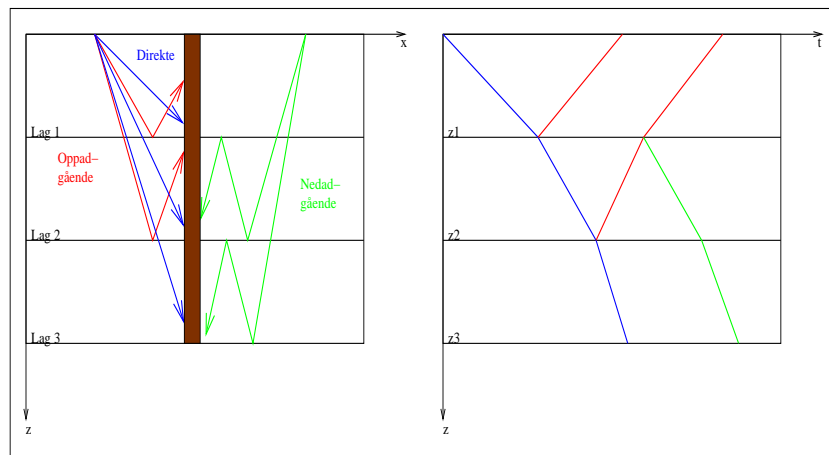
Under vertikal seismisk profilering senkes geofonene, helst 3-komponent geofoner, ned i et borehull. Dersom borehullet er væskefylt, kan man også nytte hydrofoner hvis man er interessert i de akustiske bølgene i borehullsvæsken. Kilden er som regel plassert på overflaten. Gangtidsdiagrammet for en VSP-undersøkelse,

vil naturlig nok se annerledes ut enn for en refleksjoseismisk undersøkelse, der mottakerne er plassert på overflaten. Det vil inneholde direktebølge, *nedad-* og oppadgående reflekterte bølger og multipler. Et eksempel på bølgebaner og tilhørende registreringer for en null-offset VSP er vist i figur 2.8. Null-offset VSP betyr at kilden er plassert rett over borehullet (offset (eng.): kilde-mottakeravstand). Bølgebanene er dog tegnet inn til siden for borehullet av visuelle grunner. Det som karakteriserer en VSP-registrering, er at oppadgående bølger har en annen helning enn nedadgående bølger, inkludert direktebølgen.

Prosesseringen av null-offset VSP-data gjør nytte av at helningen er ulik for de to bølgebanene. Med statistisk korreksjon og påfølgende F-K analyse og -filtrering (se seksjon 2.6.1) kan enten det oppadgående eller det nedadgående bølgefeltet elimineres fra registreringene. Dernest kan man studere det gjenværende bølgefeltet for seg.

Hastighetsberegninger fra null-offset VSP-data er mer beint frem enn for refleksjonsseismiske data. Hastigheten i hvert lag er gitt ved gradienten til direktebølgen i laget.

Det finnes flere lærebøker innenfor dette feltet. En av de nyere er Hardage (2000).



Figur 2.8: Illustrasjon av bølgebaner og gangtidsdiagram for VSP. Gangtidsdiagrammet er det for en null-offset VSP, og bølgebanene er forskjøvet i forhold til borehullet av visuelle grunner. Det mest karakteristiske ved VSP gangtidsdiagrammet er at oppadgående bølger har forskjellig dip fra nedadgående og direkte bølger. Grenseflatene er direkte definert ved det dyp hvor de oppadgående bølgene møter den direkte bølgen. For null-offset VSP er hastigheten i lagene gitt som gradienten til registreringen av direktebølgen, og er således enkel å finne. Det vil selvfølgelig være flere registreringer enn det som er tegnet inn her. Multipler og andre bølgetyper vil komplisere registreringen. Dette gangtidsdiagrammet gjelder dersom det kun eksisterer én bølgetype, for eksempel P-bølger.

Kapittel 3

Energikilder for seismisk prospektering

3.1 Innledning

Vi vil i denne delen gi en oversikt over hva slags landseismiske kilder som har blitt testet og beskrevet i litteraturen. Først beskrives vertikalt virkende impulsive overflatekilder. P-bølge vibratorer blir utelatt. Deretter følger en mer detaljert seksjon om skjærbølgegeneratorer. Resultatet av et patentsøk etter skjærbølgekilder blir presentert til slutt.

3.2 Vertikalt virkende impulsive overflatekilder

Den eldste teknikken som eksisterer innen seismisk prospektering er, ifølge Neitzel (1958), prinsippet med å slippe en masse ned på jordoverflaten for å generere seismiske bølger som forplanter seg nedover i mediet. Neitzel (1958) beskrev bølgefeltet fra en masse som ble droppet (eng: weight-drop) for å vise at man ved forbedrede innsamlingsmetoder kunne øke signal-støy forholdet i seismikken. Miller et al. (1986), Miller et al. (1992b) og Feroci et al. (2000) presenterer en serie resultater etter utprøving av et stort antall overflatekilder. De impulsive overflatekildene spenner over alt fra slegge til eksplosiver, fra hagler til kommersielle kilder som “Dynasource” (Miller et al., 1986) og Bison Instruments sin

“EWG”, Elastic Wave Generator (Miller et al., 1992b). Man har etter hvert kartlagt overflatekildens styrker og svakheter. Neitzel (1958) var spesielt opptatt av overflatebølgene som blir generert, mens Feroci et al. (2000) var vel så opptatt av luftpulsene. Det har blitt gjort forsøk med å grave ned kilden, noe som har vist seg å være gunstig spesielt dersom man bruker sprengstoff. Alle anerkjenner små ikke-eksploderende overflatekilders praktiske fortrinn og miljøvennlige profil sammenlignet med eksplosiver. Samtidig peker de fleste på forskjellene i frekvensspekter, som er avgjørende for oppløsningen til seismikken. Enkelte har etter hvert tatt i bruk overflatebølgene som en litologisk indikator, istedenfor å definere dem som koherent støy og prøve å fjerne dem ved spesielle innsamlingskonfigurasjoner og prosessering. Eksempler på dette er Ebeniro et al. (1983), Mari (1984), Gabriels et al. (1987), Mokhtar et al. (1988), Xia et al. (1999) og Ritzwoller & Levshin (2002).

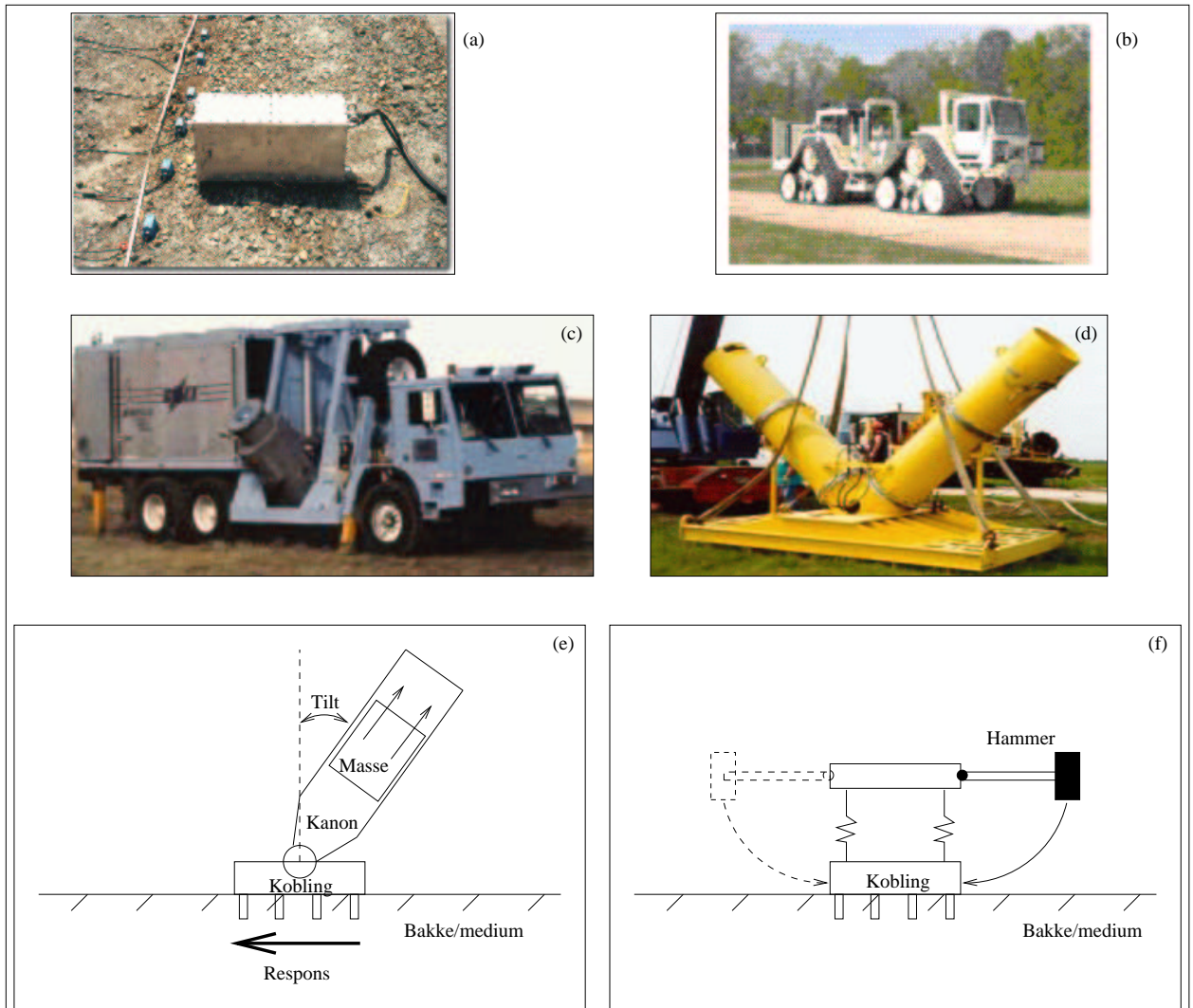
3.3 Skjærbølgekilder

Et nokså stort antall skjærbølgekilder er utviklet på verdensbasis. Enkelte er kommersielle. De aller fleste er vibratorer, men det finnes også impulsive skjærbølgekilder. Gjennom søk på weben, søk i artikkelbaser og et patentsøk har vi forsøkt å finne frem i diversiteten. Et tidligere sammendrag av dette er presentert av Edelmann (1985). Relativt ekstensiv testing av forskjellige skjærbølgekilder ble utført av Miller et al. (1992a). Det er vel kjent at eksplosiver genererer skjærbølger, også SH-bølger (se for eksempel Geyer & Martner (1969)). Det er derfor ikke tatt med noe om eksplosiver i denne seksjonen. Resultatene er presentert for å gi en oversikt over kilder spesielt utviklet for å generere skjærbølger.

3.3.1 Kommersielle skjærbølgekilder

Vibratorer

Ifølge Edelmann (1985) ble den første skjærbølgevibratoren i verden utviklet av Dunster og Miller i 1966. Dette var en masse som, ved hjelp av hydraulikk, beveget seg horisontalt (parallelt med grunnen). Mange kommersielle skjærbølgekilder



Figur 3.1: Eksempler på skjærbølgekilder. (a): *MicroVib*, utviklet hos *Bay Geophysical*, kan vibrere med en frekvens på opptil 4000 Hz. Bildet er hentet fra hjemmesiden til *Bay Geophysical*. (b): *X-Vib* fra *Input/Output*. Dette er et eksempel på kjøretøy brukt i seismisk prospektering. Mange forskjellige kjøretøy blir brukt, men felles for de fleste er at de har god fremkommelighet i terreng. (c): "*Omnipulse Land Air Gun*". (d): "*Marine Shear Wave Source*". (c) og (d) er utviklet og eid av *Bolt Technology Corporation*. (e): *Omnipulse*-prinsippet benyttet i *Bolt* sin "*Omnipulse Land Air Gun*". En luftkanon blir benyttet som energikilde. Den aktiveres inne i en tank og motkraften til massen som beveger seg oppover forplanter seg ned i bakken (skaper en forstyrrelse) og genererer seismiske bølger. (f): *Prinsippet bak "Mathor"*. En hammer slår mot en plate som er koblet mot bakken. Hammeren slår fra begge sider og genererer SH-bølger med motsatt polaritet. Ved å endre fortegn på den ene registreringen og summere de to registreringene blir SH-bølgene forsterket og støyen dempet. Dette kalles $\pm Y$ teknikken.

er nettopp vibratorer. Bay Geophysical har laget en skjærbølgevibrator i mikroformat med virkeområde 30-4000 Hz . Med frekvenser opp mot 4000 Hz kan man se objekter som har ned til én fots utstrekning. Kilden er vist i figur 3.1(a).

Conoco, som i sin tid la grunnlaget for Vibroseis, har også utviklet sin egen skjærbølgevibrator. Den bygger på samme prinsipp som Vibroseis, hvor utsendt signal har en viss varighet og går over et spekter av frekvenser i et sveip. Kilden heter Conoco Model 13. Den er et eksempel på en kjøretøymontert vibrator. Reaksjonsmassen er 3178 kilogram. Parkla-Seismos GMBH utviklet sin Model VVCS skjærbølgevibrator etter de samme prinsippene, men med en reaksjonsmasse på 2500 kilogram. I figur 3.1(b) er det bilde av et typisk kjøretøy brukt til å transportere vibratorer. Dette er Input/Output sin X-Vib, som er en P-bølge vibrator. De fleste kjøretøy som blir brukt har til felles at de har god fremkommelighet i terreng.

Fordelen med skjærbølgevibratoren er den samme som for Vibroseis: Total energi er høy, men energitettheten er lav. På denne måten oppnår man at koblingen mellom kilde og medium ikke endres i løpet av virketiden (Edelmann, 1985).

Impulsive kilder

Det er også utviklet *impulsive* skjærbølgekilder for kommersielt bruk. Miller et al. (1992a) nevner i sin rapport totalt ti forskjellige, impulsive skjærbølgekilder. Dette er små, lett håndterlige kilder. Som regel basert på kraften fra en slegge eller en rifle.

Bolt Technology Corporation har utviklet både en landkilde og en marin kilde. Landkilden kalles Omnipulse Land Air Gun. Omnipulse-systemet benytter en luftkanon som energikilde. Luftkanonen fyres inne i en tank, og en stor masse blir presset oppover. Da vil det samtidig virke en kraft nedover, og det er denne som forplanter seg via en plate til jorden som en seismisk bølge. Som vist i figur 3.1(c og e), tiltes kilden slik at den ikke står vertikalt, og genererer derfor skjærbølger ved aktivering.

Den marine skjærbølgekilden bygger for så vidt på de samme prinsippene som Omnipulse. Som vist i figur 3.1(d), er kilden bygget opp av en koblingsplate og to rør som står ikke-vertikalt på koblingsplaten. Ved å plassere og aktivere en

luftkanon inne i røret, vil man skyve ut en vannmasse. Motkraften vil forplante seg til havbunnen og bre seg som en bølge. Både landkilden og den marine kilden vil generere P-, SV- og SH-bølger. Det kommer an på hva brukeren definerer som inn- og krysslinje under innsamlingen. Produsenten mener dette ikke er en ulempe, men fordel med utstyret.

“Marthor” er også en type impulsiv skjærbølgekilde, men benytter seg av en hammer istedenfor luftkanon. (Se figur 3.1(f)). Den er utviklet av Institut Francais du Pétrole. En plate (kobling) presses mot bakken og en hammer slår horisontalt mot platen fra den ene siden. Deretter løftes hammeren over på den andre siden og slår mot platen i motsatt retning. På denne måten dannes skjærbølger med motsatt polaritet. $\pm Y$ teknikken kan derfor anvendes (Edelmann, 1985). Teknikken går ut på å summere de to registreringene med motsatt polaritet etter å ha snudd fortegnet på den siste registreringen. Denne teknikken ble egentlig utviklet for å forsterke SH-bølger og dempe P-bølger i innsamlinger gjort med eksplosiver i borehull.

Det er også utviklet kilder for generering av S-bølger i borehull. Bison Instruments utviklet og solgte en innretning for generering av SV-bølger i borehull. En sonde blir hydraulisk presset mot hullveggen. En masse glir på en stang inne i sonden og bråstoppes i endene. Dermed vil man få en oppad- eller nedadvirkende kraft som genererer SV-bølger med motsatt polaritet. Eksempel på en kilde for å generere SH-bølger i borehull er det tyske selskapet Geotomographie sin SH-60 eller SH-100. Dette er “sparker”-kilder, det vil si kilder som genererer seismiske bølger ved elektriske utladninger.

3.3.2 SH-bølge kilder i litteraturen

Edelmann (1985) har gitt den mest fullstendige oversikten over skjærbølgekilder i litteraturen. Det som er utviklet senere i forskningsøyemed er stort sett variasjoner over de prinsippene som Edelmann (1985) beskriver. Meissner et al. (1985) beskriver en typisk SH-bølge kilde. Denne bygger på samme prinsippet som “Marthor” (se figur 3.1(f)), men bruker luft som energikilde. Denne bygger Liu et al. (1996) videre på, først i 1988 og deretter kommer en forbedret versjon i 1996. Dette tjener kun som eksempler på kilder. Det finnes et stort antall skjærbølgekilder beskrevet i litteraturen, som har blitt brukt til å generere horisontalt polariserte

S-bølger, men i de fleste tilfeller ansees kilden i seg selv som mindre interessant, da det er dataene og de seismiske parametrene i mediet man fokuserer på.

3.3.3 Patentsøk

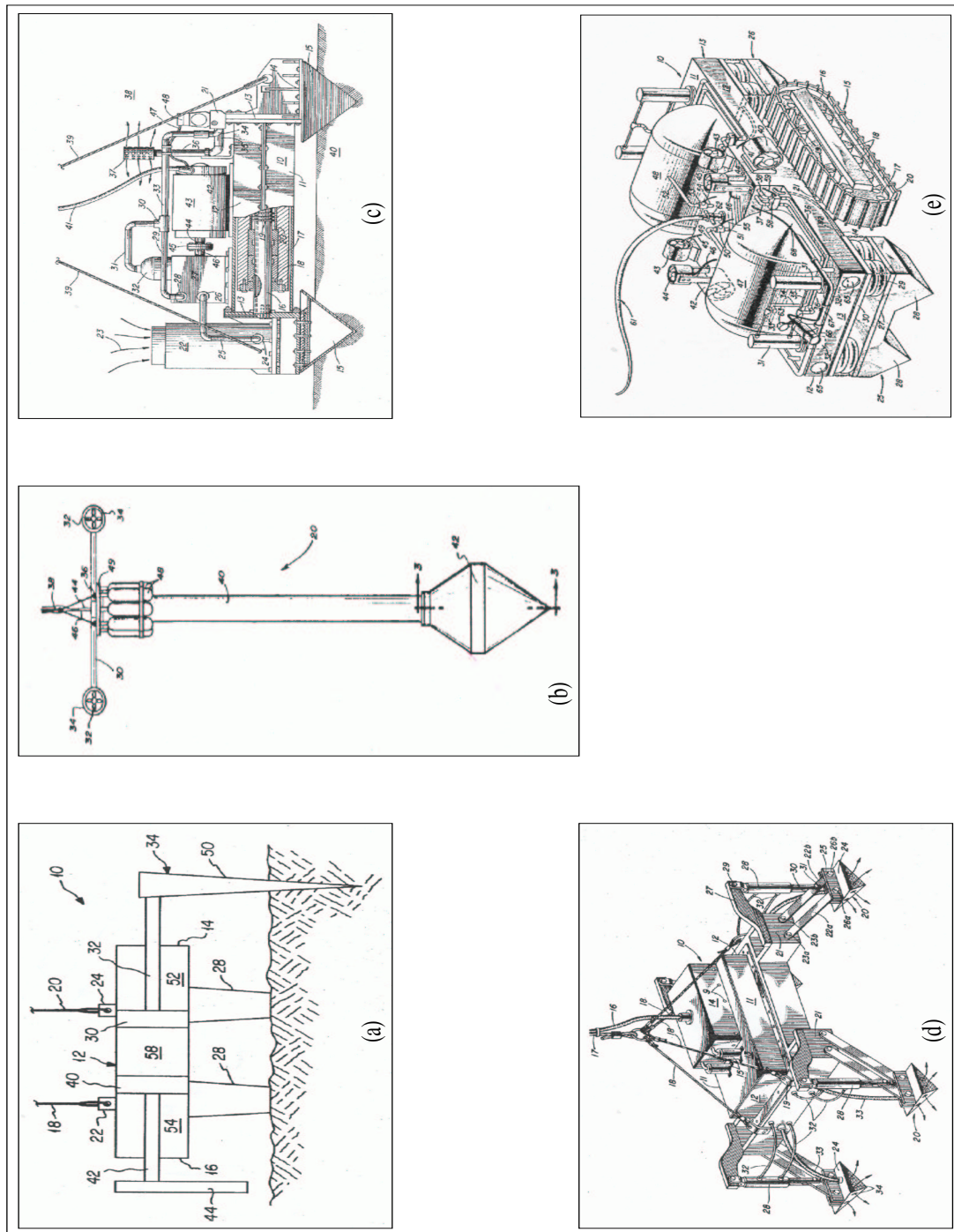
Gjennom et patentsøk hos Patenestyret, utført 081102, hvor søket omhandlet innretninger for å generere seismiske skjærbølger (S-bølger) i havbunnen, ble tidligere, patenterte løsninger oppsummert. Med ett unntak, var samtlige innretninger skjærbølgevibratører. Til tross for dette har de tidligere foreslåtte kildene relevans i motivasjonsøyemed. Det norske patent NO 310747 søker å finne løsningen på problemer som oppstår ved generering av seismiske bølger på havbunnen. Dette er også en relevant problemstilling. Her følger en kort oversikt over resultatet av patentsøket.

Nedsenkbar marin seismisk kilde

US patent 4 219 096, “Submersible marine seismic source”, var den eneste impulsive kilden som ble funnet i patentsøket. Den er vist i figur 3.2(a). Kilden skal operere på sjøbunnen, og operasjonen skal styres fra et fartøy på overflaten. Gass eksploderer inne i sylindren, og blir via stempelet overført til enheten som er i kontakt med sjøbunnen. På motsatt side er det festet en stor plate som bremses mot vannet under eksplosjonen. Den impulsive kilden kan settes horisontalt på bunnen for å generere S-bølger, men kan også opereres i andre vinkler dersom det er meningen å generere ikke-horisontalt propagerende P-bølger i tillegg.

Generator for seismiske skjærbølger med hydrostatisk kobling til sjøbunnen

Den norske patenten NO 310747 tilhører Norges Geotekniske Institutt, NGI. Denne oppfinnelsen må sees i sammenheng med US-patent 4 705 137 “Marine Shear Wave Vibrator”, som anvender en hydraulisk drevet vibrerende masse for å generere S-bølger i havbunnen. Begge er vist i figur 3.3. NGI søker i sin oppfinnelse like mye å finne en anordning for å koble en skjærbølgegenerator på en løsbar måte til sedimentær sjøbunn som å konstruere selve generatoren. I tillegg beskriver



Figur 3.2: (a): US-patent 4 219 096, "Submergible marine seismic source". For-klaring: 58 - eksplosjonskammeret, 30 og 32 (40 og 42) - stempel, 34 - kontakt-del, 44 - vannbrems, 28 - støtteben. (b): US-patent 5 128 900. "Multi-component seismic vibratory source for use in marine environments". Generator for elliptisk polariserte S-bølger. (c): US-patent 4 334 592. "Sea water hydraulic fluid system for an underground vibrator". (d): US-patent 4 442 916. "Underwater shear wave vibrator coupling". (e): US-patent 4 730 692. "Apparatus for marine shear wave prospecting".

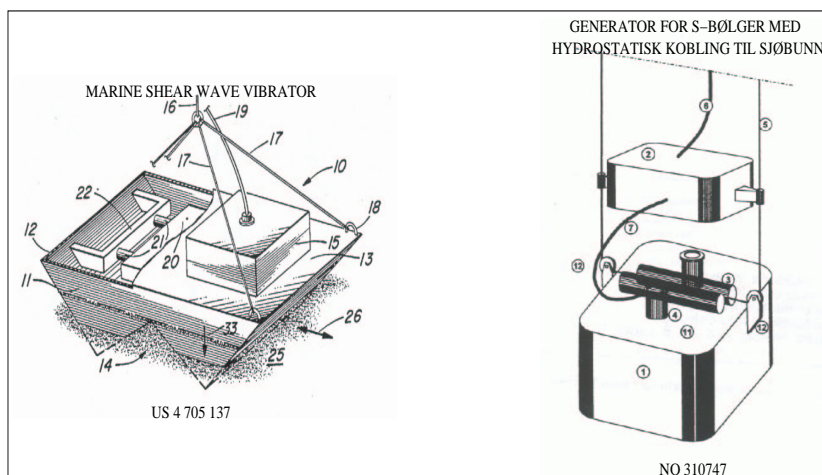
NGI US-patent 5 128 900, som er et apparat og en fremgangsmåte for dannelselse av elliptisk polariserte skjærbølger i marine omgivelser. Apparatet er vist i figur 3.2(b). I sin patentbeskrivelse nevner NGI tre problemer med de to amerikanske oppfinnelsene.

1. Å oppnå oppnå tilstrekkelig kobling til sjøbunnen. Denne kan bestå av ukonsolidert leir, slam, gytje eller mudder som vil gi dårlig overføring av vibratorens bevegelser til seismiske bølger grunnet lav tetthet.
2. Å frigjøre kilden fra sedimentene. Under vibrasjon vil kildene feste seg meget godt i sjøbunnen fordi de synker ned, og US 5 128 900 vil man risikere setter seg fast dersom den oppnår skikkelig feste. US 4 705 137 har en stor overflate som lett vil henge for godt fast i sjøbunnen etter vibrasjon, og som vil kreve store krefter å få løs.
3. Å oppnå enhetlig kobling til sjøbunnen under hele vibrasjonstiden. Kildens seismiske karakteristikk vil kunne endre seg under vibrasjonen, da vibrasjonen både er det som fester kilden til sjøbunnen, og det som genererer det seismiske signalet.

For å komme forbi disse problemene foreslår oppfinnerne Per Sparrevik, Harald Westerdahl og Christian Madshus å benytte et sylindrisk skjørt, åpent nedad, med en pumpeanordning. Pumpen trekker vannet ut av skjørtet og skaper et undertrykk slik at det suges fast i bunnen. Dette vil gi god kobling. Pumpene kan deretter pumpe vann inn og skape overtrykk slik at skjørtet lett frigjøres fra bunnen ved endt vibrering.

Andre skjærbølgekilder funnet i søket

US 4 334 592, "Sea water hydraulic fluid system for an underground vibrator", er også en innretning for å generere skjærbølger i havbunnen. Den er vist i figur 3.2(c). Denne kilden benytter filtrert sjøvann som hydraulikkvæske. Hydraulikk-systemet er åpent, og i og med at man benytter sjøvann, eliminerer man de vanlige akkumulatortankene og kjølesystemene som er nødvendige i et lukket system. Denne oppfinnelsen må sees i sammenheng med US 4 442 916, som har samme oppfinner, Delbert W. Fair. Begge oppfinnelsene tilhører Conoco Inc. US



Figur 3.3: Patenterte kilder. Til venstre den amerikanske US-patent 4 705 137, "Marine shear wave vibrator". Forklaring: 15 - hydraulisk pumpe, 20 - reaksjonsmasse, 21 - gjennomgående stenger, 22 - feste. Til høyre den norske patent NO 310747, "Generator for seismiske skjærbølger med hydrostatisk kobling til sjøbunnen". Forklaring: 1 - sylindrisk skjørt, 2 - pumpe, 3 - seismisk kilde.

4 442 916, "Underwater shear wave vibrator coupling", søker på samme måte som NGIs NO 310747 å løse koblingsproblemet. Her blir armene (se figur 3.2(d)) presset ned i de ukonsoliderte sedimentene for å motvirke kildens innsynkning under vibrasjonen. US 4 442 916 er altså ingen kilde, men en kobling som huser en hydraulisk, vibrerende kilde.

US 4 730 692, "Apparatus for marine shear wave prospecting", har i tillegg til vibrerende enheter og koblingsenhet et eget fremdriftssystem. Innretningen kan altså bevege seg på sjøbunnen, styrt fra overflaten gjennom en kabel. Lys og undervannskamera er montert på innretningen. US 4 730 692 er vist i figur 3.2(e).

Den norske NO 304203, som er en fremgangsmåte ved generering av seismiske skjærbølger, tas med til slutt. Oppfinnere er Jon Tore Lieng og Egil Tjøland. Denne patenten beskriver hvordan man bruker peler som overføringskilde for bølgene til formasjonen. Pelene settes i transversale svingninger ved hjelp av en oscillerende masse. Dette danner hovedsakelig horisontalt polariserte bølger. Svingningene kan også innrettes parallelt med pelen for å kunne generere trykkbølger. Det blir foreslått i NO 304203 at pelene kan forsynes med skjørt for å bedre koblingen, og at man kan lage undertrykk inne i pelen for å hindre poreovertrykk rundt pelen ved vibrering.

Kapittel 4

Kildene

4.1 Innledning

De to kildene som er testet, og som har lagt grunnlaget for denne hovedfagsoppgaven er beskrevet i dette kapitlet. Den hydrostatiske sedimentprøvetakeren Selcore og den nykonstruerte HKP-generatoren er begge ikke-eksplosive, impulsive overflatekilder, som er tenkt å skulle virke på havbunnen. Der slutter også likhetene. Selcore er en P-bølge generator, mens HKP-generatoren er en SH-bølge generator. Selcore beskrives i korte trekk, fordi denne ikke er ulik i virkemåte mange andre vertikalt virkende overflatekilder. HKP-generatoren blir litt grundigere beskrevet, da denne er av en mindre kjent natur: Et kraftpar med horisontalt dreiemoment.

4.2 Selcore

Selcore er i utgangspunktet en hydrostatisk sedimentprøvetaker. Den er eid av firmaet Selantic i Bergen, og utviklet i samarbeid med Universitetet i Bergen for å ta prøver av havbunnens sedimenter. Trykkdifferansen mellom en indre tank og det hydrostatiske trykket på utsiden ved et visst dyp, blir brukt til å drive Selcore. Dersom trykket er for lite, på grunt vann, kan Selcore forsynes med trykk fra en pumpe. Virkemåten er slik at trykktanken, som utgjør massen på toppen, blir løftet i forhold til røret. I en viss høyde sleppes massen ned og støter mot

røret. Ved å gjenta denne syklusen driver Selcore røret ned i havbunnen etter prinsippet for en peledriver.

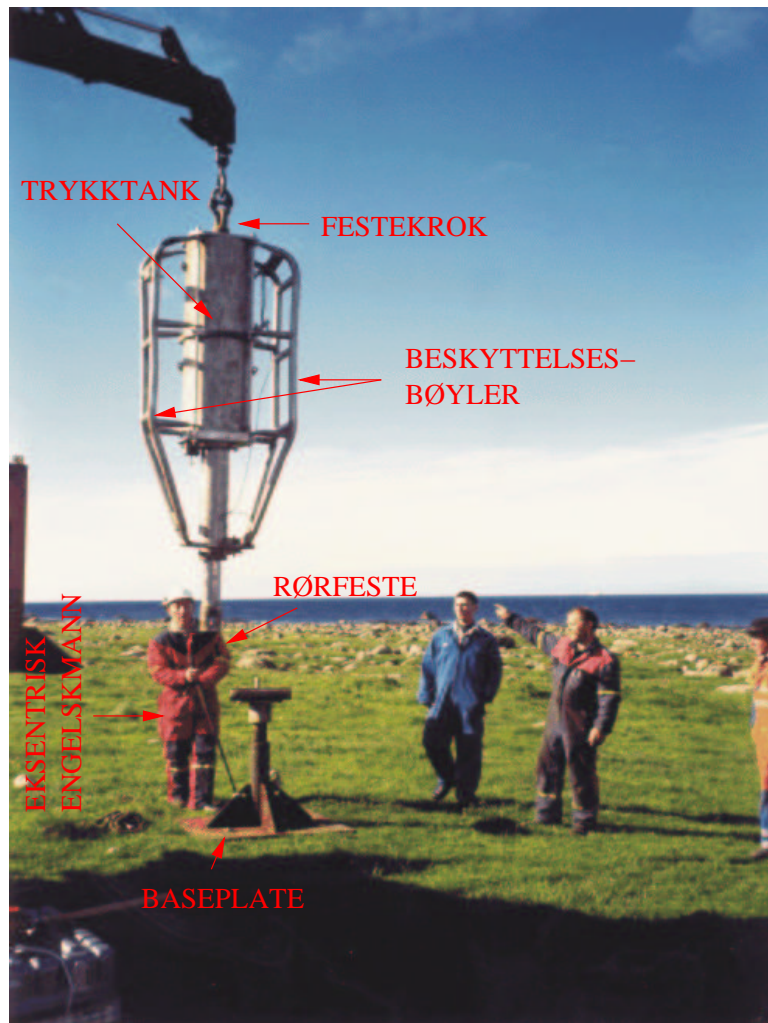
Selcore vil ved aktivering på land fungere som en fallvekt. Ved aktivering på land er ikke denne kilden ideell, da dette krever at man har tilgjengelig en vannpumpe som igjen krever et strømaggregat. På sjøbunnen er Selcore derimot særdeles enkel å operere. Figur 4.1 viser et bilde av Selcore slik den var da den ble testet.

Selcore har en masse på 800 kilogram. Sammenligner vi dette med EWG, med masse 114 kilogram, eller Dynasource, med masse 45 kilogram (se Miller et al. (1986)), ser vi at Selcore ikke er en beskjedne kilde. Selcore faller 0.35 meter, kun akselerert av tyngdekraften. EWG og Dynasource har justerbart fall i størrelsesorden én meter. De har også mekanismer (elastiske strikk og vakuum, henholdsvis) som assisterer tyngdekraften. Med andre ord er det ikke uvesentlige forskjeller mellom Selcore og de fallvekt-kildene som har blitt testet før, samtidig som det er store variasjoner blant de eksisterende, kommersielle overflatekildene av denne typen.

4.3 SH-bølgekilde

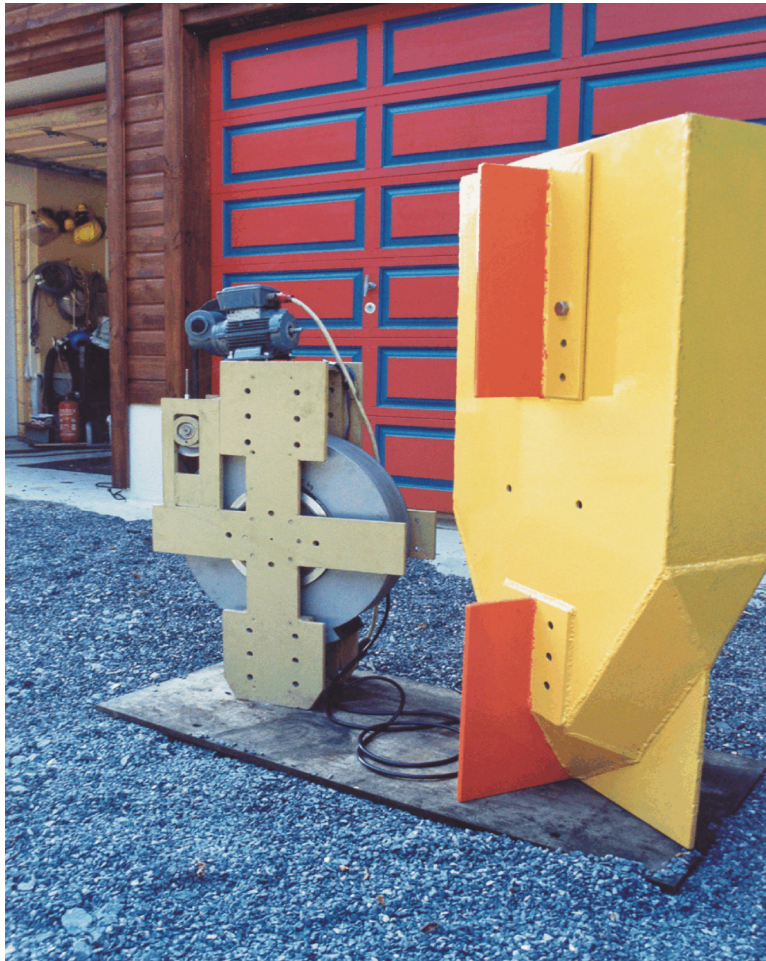
S-bølger kan genereres ved at en kraft eller et kraftpar virker på en enkelt grenseflate, eller ved at kreftene har en vertikal separasjon i mediet. Et eksempel på det første er Stoll & Bautista (1994) sitt forsøk med en Love-bølgegenerator i en selvopprettende slede som ble slept etter en båt. Kilden var konstruert slik at et liggende svinghjul ble satt i bevegelse, med opptil 500 omdreininger per minutt, og deretter bråstoppet ved $t = 0$. Rotasjonsenergien ble overført til en underliggende sirkulær plate og bevegelsen ble videre overført til sedimentene gjennom vinger festet til platen. På grunn av vertikal inhomogenitet i havbunnssedimentene kunne Love-bølgene propagere, og Stoll & Bautista (1994) inverterer denne grenseflatebølgeenergien for å finne de geoakustiske egenskapene i sedimentene.

Vi ønsket å studere tilfellet hvor mediet påvirkes av en impuls fra to motsatt rettede krefter med en viss vertikal avstand. Vi har derfor konstruert en skjærbølgekilde som vi betegner som Horisontalt KraftPar generatoren (HKP-generatoren). Figur 4.2 viser et fotografi, og figur 4.3 viser skjematisk oppbygningen av vår skjærbølgekilde, HKP-generatoren. Prinsippet er mye likt det beskrevet av Stoll

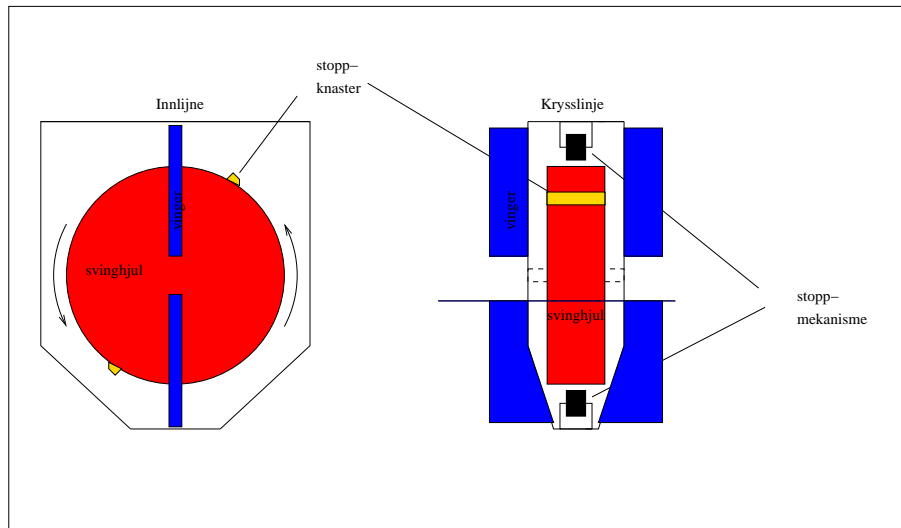


Figur 4.1: Selcore slik den var under innsamlingen på Grødeland.

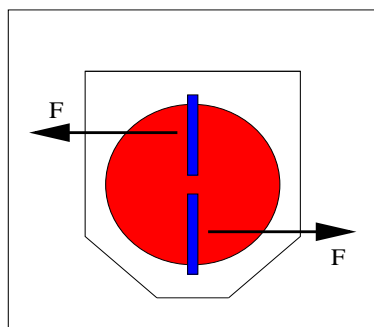
& Bautista (1994). Et svinghjul, montert i en kasse med vinger, settes i bevegelse av en elektromotor. Ved et visst antall omdreininger per minutt bråstoppes hjulet ved at stoppknastene (se figur 4.3) møter to klosser som på hver sin side blir frigjort av en magnet og presset mot hjulet. Torsjonsbevegelsen forplanter seg via kassen og vingene til sedimentene. Til forskjell fra Stoll & Bautista (1994) hvor svinghjulet er liggende, står denne kilden ned i sedimentene med svinghjulet vertikalt. Svinghjulets rotasjonsakse vil ligge i innlinjeplanet. Ved testing på land må kilden graves ned. På kontinentalsokkelen, hvor havbunnen stort sett består av ukonsoliderte sedimenter, vil HKP-generatoren ved hjelp av en vekt kunne trenge ned i sedimentene.



Figur 4.2: *HKP-generatoren, konstruert og bygget av Yngve Kristoffersen.*



Figur 4.3: *HKP-generatoren. Svinghjulet står oppreist med rotasjonsaksen i innlinjeplanet. Svinghjulet settes i bevegelse av en elektromotor. Den fjærbelastede stoppmekanismen presser klosser mot hjulet og stoppknastene gir bråstopp. Ved bråstopp vil torsjonsbevegelsen forplante seg via kassen og vingene til sedimentene.*



Figur 4.4: *De to vingene vil øve en kraft mot sedimentene ved bråstopp av svinghjulet. Dette vil initiere en bølgebevegelse i sedimentene. På figuren ser vi kilden i innlinjeretning, og det er klart at bølgebevegelsen vil være den til en SH-bølge.*

4.3.1 Teknisk beskrivelse

Kilden har en total masse på 220 kilo. Svinghjulets masse er 150 kilo. Svinghjulet roterer med 150-200 omdreininger i minuttet. Avstanden mellom vingenes midtpunkt er 80 centimeter, og svinghjulets radius er 50 cm. Med disse data har vi muligheten til å beregne kildestyrken med noenlunde nøyaktighet utfra kjente fysiske størrelser, som en funksjon av stopptiden for svinghjulet. For en roterende massiv sylinder er treghetsmomentet om rotasjonsaksen definert som (Lien et al., 1999)

$$I \equiv \int_M \rho^2 dm = \frac{1}{2}MR^2 \quad (4.1)$$

hvor M er massen og R er radius til sylindren. Med andre ord er treghetsmomentet $18.8kgm^2$. Kraftmomentet med hensyn på rotasjonsaksen er definert som

$$M = I * \alpha \quad (4.2)$$

hvor $\alpha = \frac{d\omega}{dt}$ er vinkelakselerasjonen. Dette vil gi et kraftmoment for kilden som tilsvarende $(295/\Delta t)$ Nms. Vi ser at stopptiden, Δt , for svinghjulet vil påvirke kildekraftmomentet, og dermed også kildesignalet. Dess mindre Δt , dess større moment. Elementær Fourier-teori forteller oss at den skarpeste pulsen, det vil si den for minst Δt , også vil gi størst frekvensspekter og dermed best oppløsning i seismikken. De tekniske data for kilden er summert opp i tabell 4.1.

Totalmasse	Svinghjulmasse	Rotasjons hastighet	Vingeavstand	Moment
220 kilo	150 kilo	150-200 rpm	0.8 meter	$\frac{295}{\Delta t}$ Nms

Tabell 4.1: Tekniske data for skjærbølge kilden.

Kapittel 5

Datainnsamling

5.1 Innledning

Datainnsamlingen med Selcore og HKP-generatoren ble gjort på Grødeland i Hå kommune på Lågjæren (se figur 5.1). Dette var et av de beste alternativene til sjøbunn. Her har en mulighet til å finne ukonsoliderte, glasiale løsmasseavsetninger av betydelig tykkelse og av samme typen som de på kontinentalsokkelen. I denne seksjonen blir det gitt en kort beskrivelse av stratigrafien på innsamlingslokaliteten på Jæren i Rogaland. Deretter blir innsamlingsmetodene beskrevet. Selcore ble anvendt i en vanlig landseismisk undersøkelse, hvor 3-komponent geofoner ble plassert på overflaten langs en linje. HKP-generatoren ble anvendt i en VSP-undersøkelse.

5.2 Stratigrafi

Med få unntak er hele Jæren dekket av morene, leir, grus og sand (Kloster & Sellevoll, 1965). Sedimentene er av kvartær alder, og mektigheten er stor i norsk målestokk. I 1993 ble det utført vitenskapelige borer med kontinuerlig prøvetaking av en 124,5 meter tykk lagpakke med glasimarine sedimenter på stedet. Ved dette dypet møtte boret glimmerskifer av prekambrisk alder. Borehullet er plassert 50 meter fra dagens strandlinje. UTM 32VLK021045 (Janocko et al., 1997). Dette er dog ikke første boring på stedet. Boring etter kull i 1874-75 av-



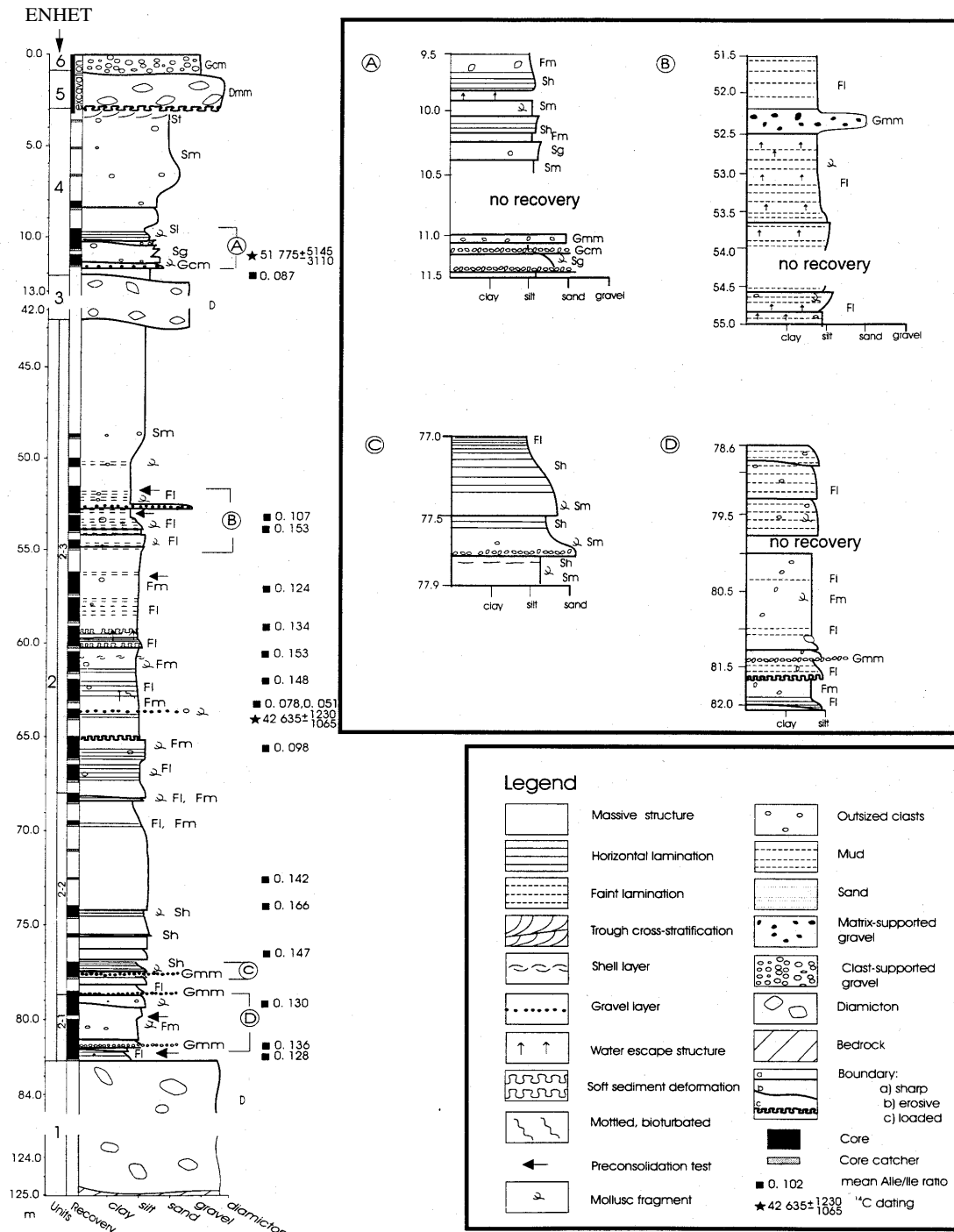
Figur 5.1: *Grødeland er markert på kartet over Jæren.*

slørte allerede da de store mengdene kvartære sedimenter. Figur 5.2 viser Janocko et al. (1997) sin tolkning av litostratigrafien på lokaliteten etter 1993 boringen.

Tidligere geofysiske undersøkelser på lokaliteten inkluderer Kloster & Sellevoll (1965) sine refraksjonsundersøkelser sommeren 1964. I rapporten blir gjennomsnittlig P-bølgehastighet i sedimentene beregnet til 1965 m/s. Hastigheten i grunnfjellet blir beregnet til 5744 m/s. Ut ifra dette sluttet man at sedimentene måtte bestå av store deler morene, og at grunnfjellet besto av glimmerskifer. Dette er i samsvar med Janocko et al. (1997). Kloster & Sellevoll (1965) anslår at grenseflaten mellom sediment og grunnfjell på en annen lokalitet i nærheten ligger på 102 meter. De har også boret og funnet glimmerskifer på 92,5 meters dyp. Dette avviker noe fra Janocko et al. (1997), som altså avdekket 124,5 meter med sedimenter. Lokale variasjoner står sannsynligvis for mesteparten av avviket.

5.3 Selcore

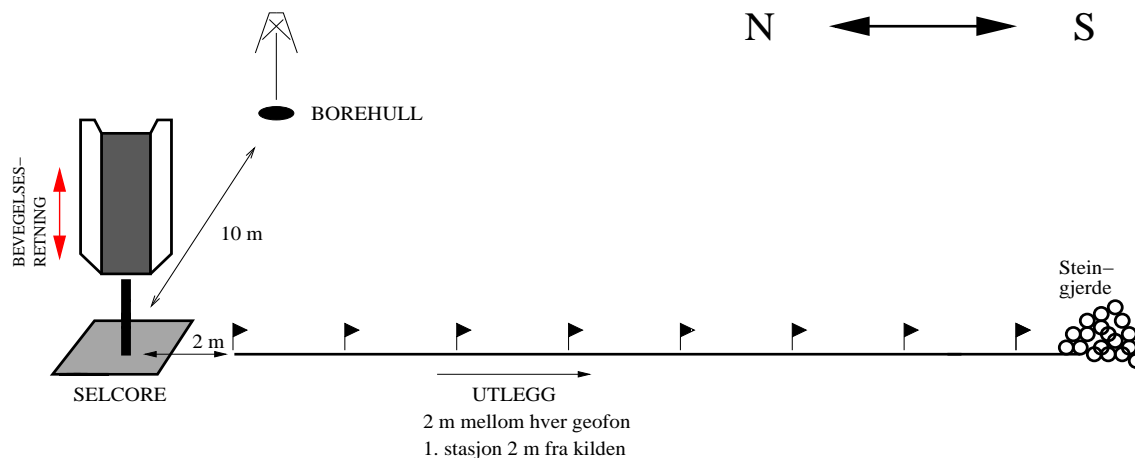
Selcore ble plantet 10 meter vest for borehullet. Sylindren (nedre del) ble satt i en kvadratisk jernplate, som da var kildens kontakt med bakken (se figur 5.3). En vannpumpe ble brukt til å skape trykk, og et dieselaggregat leverte strøm til pumpen. Disse ble plassert lengst mulig unna utlegget for å minimalisere støy. Selcore ble aktivert og slo én gang per registrering. Ved enkelte geofonposisjoner ble det utført simultan trasesummering med registreringsenheten. Dette går klart



(Janocko et al., 1997)

Figur 5.2: Stratigrafi på Grødeland. Enhet 6 er 0.8 meter tykk og består av strand-sedimenter. Det vil si ganske store steiner. Enhet 5 er sammensatt av større steiner på opptil 0.4 meter i diameter i en matris av dårlig sortert leir, silt og sand. Enhet 4 består stort sett av sand med tynne siltlag. Enhet 3 er av samme type som enhet 5. Enhet 2 består av sedimenter som varierer mellom silt og grov sand i kornstørrelse. Enhet 1 er stort sett av samme type som enhet 3 og 5.

frem av tabellene i Tillegg D. (Detaljerte tabeller over registreringen er ikke tatt med i dette kapittelet, men presentert i Tillegg D). Samtidig ble det laget et omtrent en meter dypt hull i bakken i umiddelbar nærhet av Selcore. Dette ble brukt ved detonasjon av fenghetter. Fenghettene var seismiske momenttennere. Hullet var fylt med vann under detonasjon. Registreringene ble gjort med Geometrics ES-2401. Stasjoner ble markert med 2 meters mellomrom, og nummerert fra 1 til 74. Første stasjon var 2 meter fra kilden. En geofon, plantet helt inntil Selcores baseplate, ble brukt til aktivering av registreringsenheten. En gruppe besto av én 3-komponent geofon av typen SM-4, 10 Hz. Det var én gruppe per stasjon. Geofonene ble plantet slik at første, andre og tredje kanal var horisontal innlinje-, horisontal krysslinje- og vertikalkomponent, henholdsvis. Det var fire grupper i hver registrering. Opplegget var det samme som for et walk-away eksperiment. Første plant var nærmest kilden. Deretter ble det suksessivt flyttet i steg på 8 meter bort fra kilden. Fire 3-komponent geofoner ga til sammen registrering på tolv kanaler. Det ble samlet med 1 millisekund i tid og 2 meter i rom. Lavpassfiltrering under innsamling ble satt til 250 Hz. Figur 5.3 viser feltopplegget under innsamlingen på Grødeland.



Figur 5.3: *Feltopplegg på Grødeland, Jæren.*

5.3.1 Hobberstad

Det ble også utført innsamling av seismikk med Selcore på Hobberstad. Innsamlingsprosedyren var den samme som på Grødeland (se tillegg D). Her sto imidlertid

aggregat og kompressor på en traktortilhenger. Dette kan ha en positiv effekt på støyen i registreringene. Husdyr (sau) som beveget seg i området tett inntil utlegget kan ha ført til mer støy her enn på Grødeland. I tillegg var vinden forholdsvis kraftig under innsamlingen på Hobberstad. Dette kan føre med seg en del støy. Innsamlingen på Hobberstad ble foretatt på dyrket mark som var nedklippet, derfor er det sannsynlig at geofonkoblingen ble mer stabil her enn på Grødeland. På Grødeland var bakken mer ujevn og av varierende kvalitet.

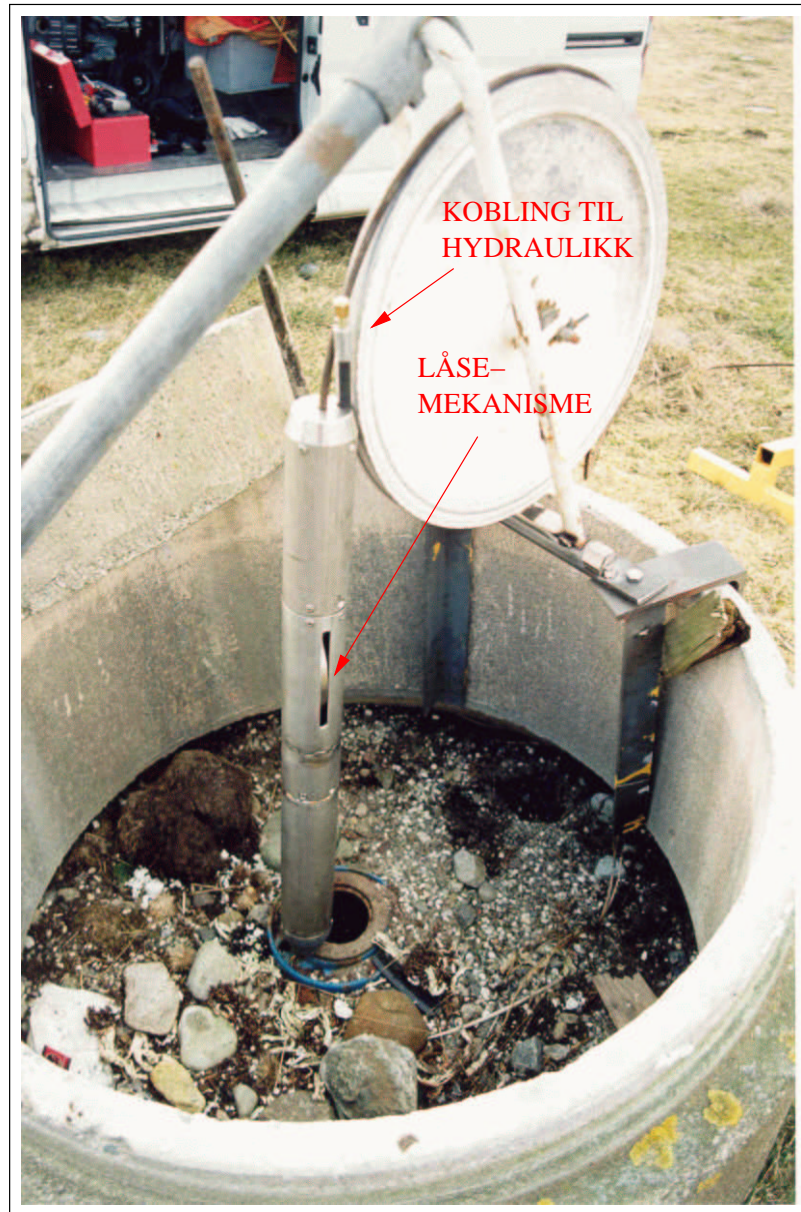
5.4 HKP-generatoren

Av praktiske grunner ble det besluttet å gjennomføre registreringer i selve borehullet på Grødeland. Fordelen var at her var stratigrafien beskrevet i detalj, men en alvorlig ulempe var graden av inhomogenitet i de øverste metrene i sedimentene. Registreringsutstyret besto av en sonde (konstruert og bygget av Yngve Kristoffersen) med hydraulisk mekanisme for låsing til borehullsvegg. Se figur 5.4. Sonden inneholdt en 3-komponent, 10 Hz geofon (gave fra Schlumberger) i et vanntett kammer. Sonden manglet innretning for posisjonering. Derfor gir det ikke mening å snakke om en geofon i hver av horisontalretningene. Borehullet er foret med stålrør, slik at god kobling mellom sonde og borehullsvegg ikke var et kritisk punkt. (Man skal uansett ta høyde for at foringen enkelte steder ikke er i kontakt med mediet grunnet utrasning). Signalene ble analogt overført gjennom en signalkabel (wire) som også tjente som løftekabel. Digitaliseringen ble gjort med NGU sin ABEM MK6. Registreringene var 2048 ms lange med 1 ms samplingsintervall. ABEM MK6 lavpassfiltrerer automatisk i forhold til samplingsfrekvensen. Det vil si at et 500 Hz analogt lavpassfilter ble anvendt. HKP-generatoren ble gravd ned 10 meter øst for brønnhodet, og innrettet slik at kraftmomentet virket i krysslinjeretningen. Den ble aktivert og registreringen initiert av en geofon som var plantet i umiddelbar nærhet. Elektrisk kraft kom fra et aggregat plassert 50 meter borte fra brønnen. Geometrien er vist i figur 5.5 og foto av registreringsopplegg er vist i figur 5.6.

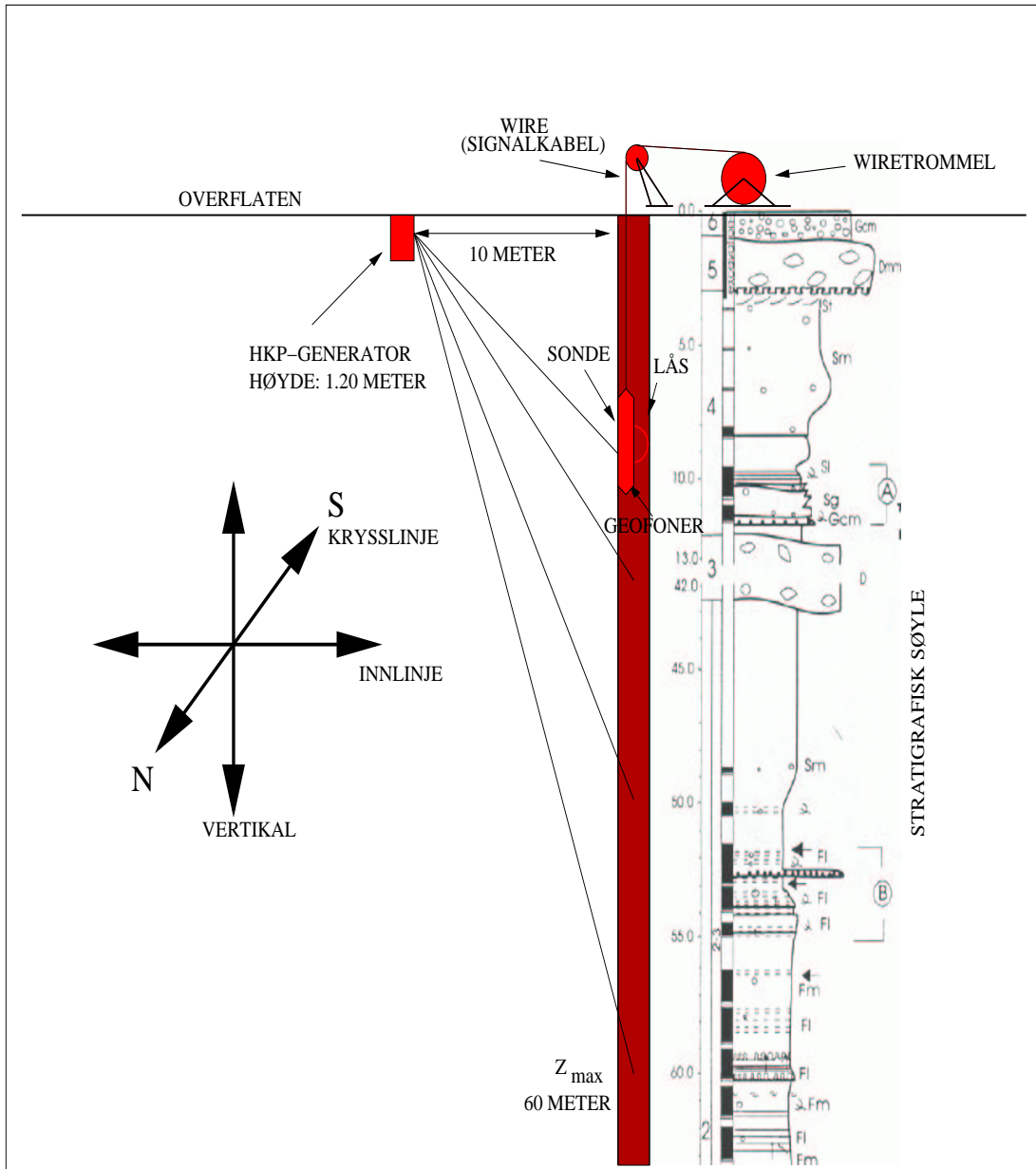
Det ble registrert på 10, 15, 20, 25, 35, 40, 50 og 60 meters dyp. På 60 meter ble det foretatt gjentatte registreringer. HKP-generatorens svinghjul kan settes i bevegelse i begge retninger. Man vekslet derfor mellom å la det øverste momentet virke i nordlig og sørlig retning (se figur 5.5). Det ble ikke gjennomført en full

VSP. Da måtte vi ha samplet i dypet med $\Delta z < \frac{V_{min}}{2 * f_{max}}$, og med hastigheter ned mot 200 m/s og frekvenser over 100 Hz betyr det at man måtte ha hatt en måling for hver meter. Tabell over registreringene er vist i Tillegg D.

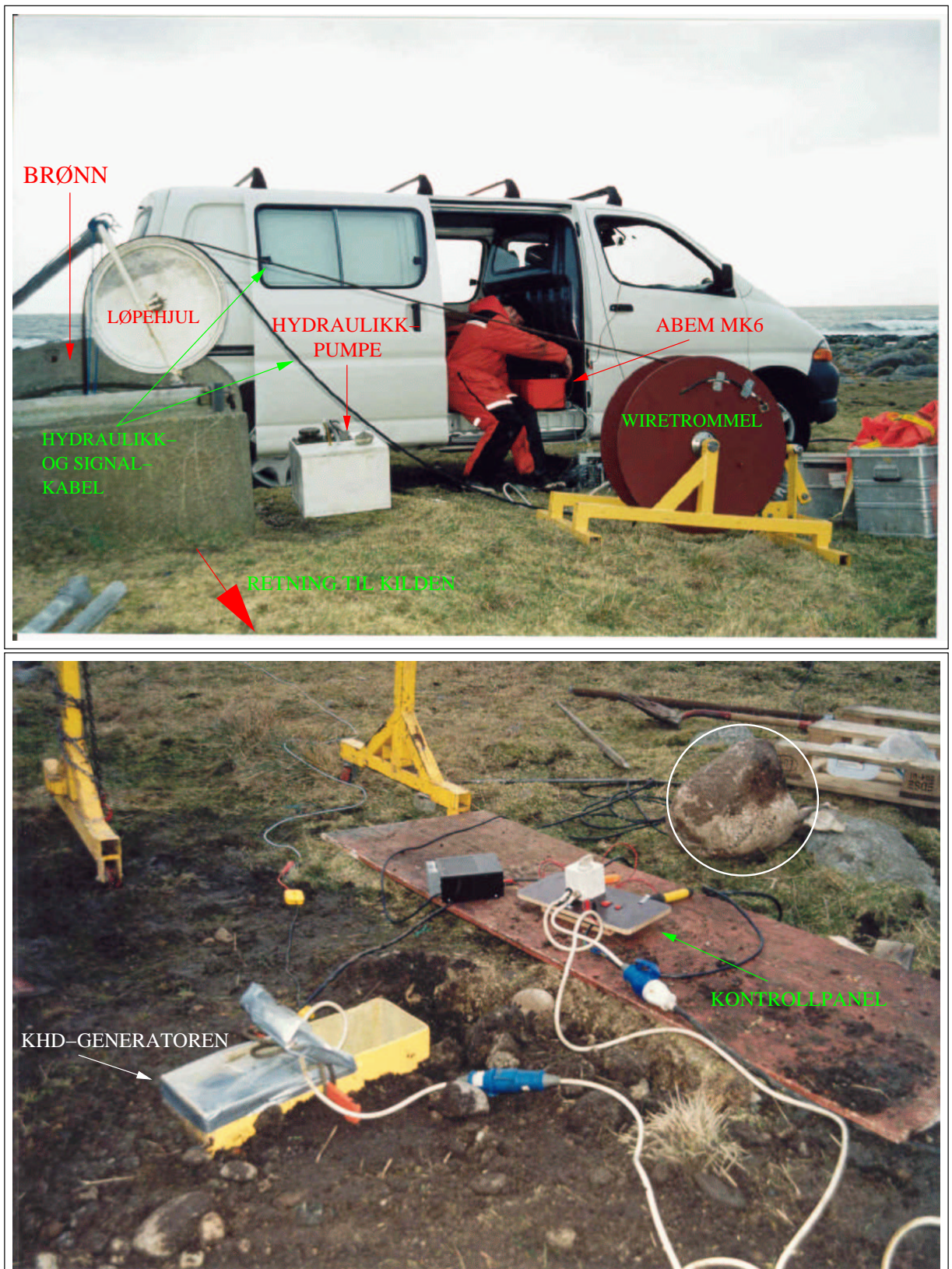
HKP-generatoren måtte graves ned i sin fulle høyde, 1.20 meter. Gravingen avdekket at mediet var langt mer inhomogent enn tidligere antatt. Den øverste meteren besto av store steiner (20-50 centimeter i diameter) i en matriks av sand og grus blandet inn med humus. De største steinene var større enn at en mann kunne løfte dem. Steinen som er ringet inn i figur 5.6 er et eksempel på en stein som ble flyttet for å grave ned HKP-generatoren. Denne inhomogeniteten må tas høyde for ved studie av innsamlede data.



Figur 5.4: Sonden som ble brukt under innsamling er konstruert og bygget av Yngve Kristoffersen. Den består av en sylinder med et vanntett kammer nederst med 3-komponent geofoner, og en hydraulisk låsemekanisme i midten som låser sonden til borehullsveggen. Den er tilkoblet en signal/løfte-kabel og en hydraulikkslange.



Figur 5.5: Konfigurasjonen under innsamling av data med HKP-generatoren på Grødeland. HKP-generatoren virker med krefter i krysslinjeretningen.



Figur 5.6: Øverst: Registreringene ble foretatt i umiddelbar nærhet av borehullet. Nederst: Kilden ble gravd ned 10 meter fra brønnehodet. Steinen som er ringet inn er et eksempel på en stein av den størrelsen vi fant ved nedgraving av HKP-generatoren.

Kapittel 6

Resultater: Selcore

6.1 Innledning

Vi vil i det følgende presentere resultatene fra testingen av Selcore. Først beskrives registreringene kvalitativt, samtidig som metoden og fokus blir motivert. Senere beskrives Selcore mer kvantitativt og fokus rettes mot å besvare de essensielle spørsmålene angående repeterbarhet, frekvensspekter, energi og støy.

Målet med testingen av Selcore var å karakterisere dens egenskaper som seismisk kilde og å se hva registreringene kunne avdekke av geofysiske parametre i den kjente sedimentpakken på Grødeland. Det ble gjennomført testing på Hobberstad også, men siden resultatene tilsynelatende er nokså like ble det fokusert på data fra Grødeland. Her hadde vi også den lengste (romlige) registreringen på 152 meter. I dette kapitlet ser vi først på rådata, dernest analyseres repeterbarheten og frekvensinnholdet i Selcores kilde-signal.

Innsamlingen på Grødeland kan sees på som et 152 meter langt utlegg med én registrering. Det eksisterer ingen CMP-samling som kan summeres eller brukes til å estimere hastigheter. Det øverste laget på Grødeland er trolig et lavhastighetslag for P-bølger fordi det ligger noe over vannspeilet, imidlertid vil vannspeilet sannsynligvis være mindre enn 1 meter under overflaten. Dette er en kompliserende faktor. Zahradnik & Bucha (1998) viste ved hjelp av modellering med endelige differanser og ray-tracing at et slikt lavhastighetslag vil gi veldig komplekst P- og S-bølgemønstre. Hastighetskontrasten mellom ikke-vannmettet og vannmettet

sone kan i tillegg gi opphav til en grunt refraktert bølge som vil skjule refleksjoner fra grunne reflektorer. Vi erfarte også at det i inhomogene media ikke er enkelt å generere refleksjoner overhodet, sannsynligvis grunnet spredning.

6.2 Analyse av rådata

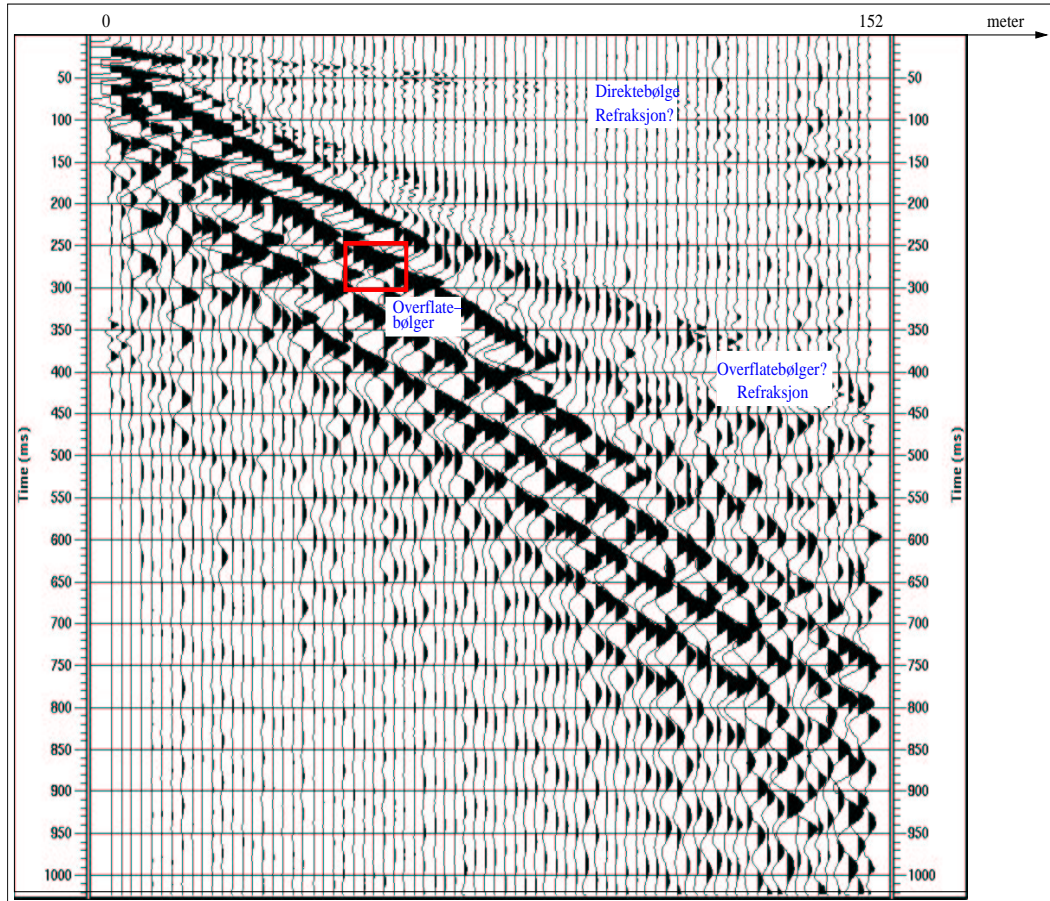
For å komme frem til resultater som gir innsikt i både kildens effektivitet og mediets egenskaper, må man i første omgang klare å identifisere det man har registrert.

Den totale registreringen av bølgefeltet på Grødeland er vist i figur 6.1, 6.3 og 6.6, samt at partikkelbevegelsen for overflatebølgene er vist i figur 6.2. For en vertikalt virkende kilde, forventer man registreringer på geofonenes vertikal- og innlinjekomponent (se figur 6.5). Man forventer også generelt at refleksjoner og refraksjoner fra samme grenseflate skal kunne observeres både på vertikal og innlinjekomponenten, og at reflektert energi vil bre seg som P- og SV-bølger. I hvor stor grad de forskjellige bølgetypene opptrer avhenger selvfølgelig av flere parametre. Dypet til grenseflaten, hastighet, tetthet og grad av homogenitet i sedimentene er avgjørende.

6.2.1 Overflatebølger

Registreringen domineres av et bånd av overflatebølger. Dette båndet brer seg med en hastighet på mellom 250 og 300 m/s. Dette skyldes overflatebølgehastighetens avhengighet av skjærbølgehastigheten. Dersom det er overflatebølger av Rayleigh-typen, skal partikkelbevegelsen ligge i innlinjeplanet og være elliptisk retrograd. (Rayleigh-bølger er gjennomgått i det innledende teorikapittelet og i Tillegg A). Det ble valgt ut et område, markert med en rød firkant i figur 6.1, hvor partikkelbevegelsen i vertikalplanet, det vil si xz-planet, ble analysert. Partikkelplottet er vist i figur 6.2. Tidsvinduet er litt i underkant av en svingning langt, slik at start og slutt for partikkelplottet skal komme tydelig frem. Partikkelbevegelsen i løpet av denne knappe svingningen er elliptisk retrograd. Partikkelens forrykning når bølgen passerer tegner altså en ellipse mot klokken retning. Vi er derfor ganske sikre på at registreringen inneholder Rayleigh-bølger. Dette sam-

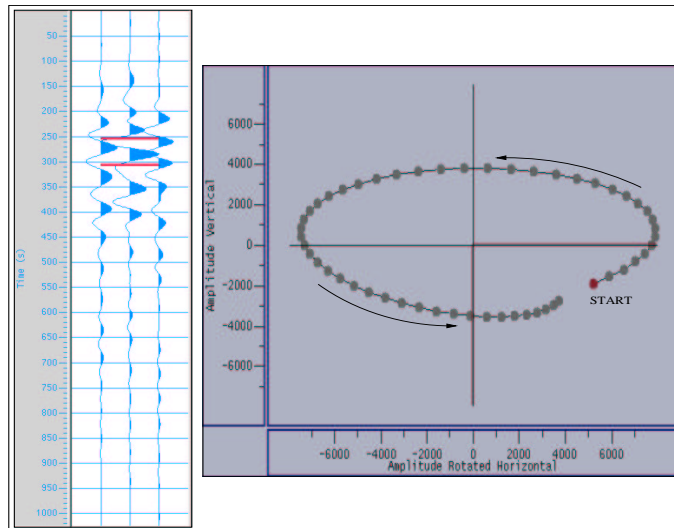
men med erfaring fra andre studier (se for eksempel Gabriels et al. (1987)) danner grunnlaget for inversjonen i neste kapittel.



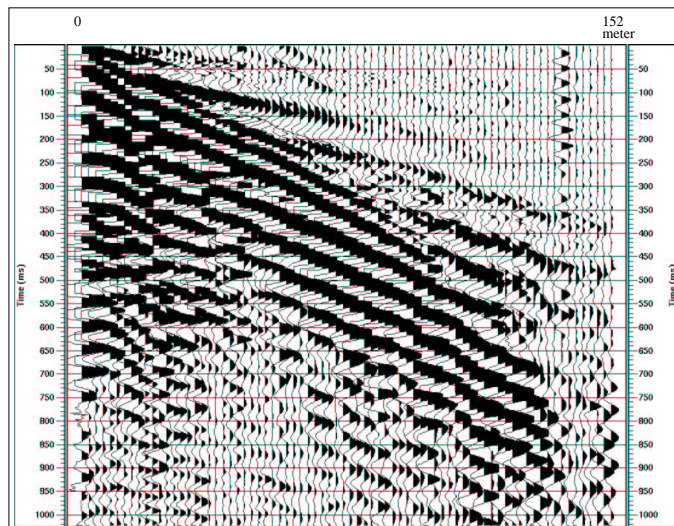
Figur 6.1: Plot av rådata fra innsamlingen på Grødeland. Det er vertikalkomponenten som er plottet. Det er to meter mellom trasene, og tilsammen 76 traser som gir en lengde på 152 meter. Overflatebølgene har en dominerende frekvens på rundt 18 Hz. Man kan ikke med sikkerhet peke ut refleksjoner i seismogrammet. Trasene er individuelt skalert med hensyn på høyeste amplitude for å få et tydeligere bilde.

6.2.2 Høyere mode overflatebølger

For større kilde-mottakeravstander i figur 6.1, kan vi se innsatser som kommer inn før overflatebølgene, men allikevel etter førsteinnsatsen (beskrevet i seksjon 6.2.3). Dersom overflatebølgene hadde skjult reelle refleksjoner, kunne vi tatt disse



Figur 6.2: Plott av partikkelbevegelse for overflatebølgene. Startpunktet er merkert med rød dott. Vi ser at partikkelbevegelsen er elliptisk retrograd. Dette tyder på at det er Rayleigh-bølger som er de dominerende i registreringene. Dette er vanlig for all overflateseismikk som er samlet inn med impulsive kilder. Tidsvinduet er vist til venstre i figuren. Det er tegnet inn på trasene, som er båndpassfiltrert med et 15-25 Hz Butterwort minimum fase filter for å fremheve overflatebølgene. Trasene er (fra venstre) vertikal-, innlinje- og krysslinjeregistrering, henholdsvis. Det er faseforskjellen mellom de to førstnevnte komponentene som gjør at partikkelplottet blir slik det blir.



Figur 6.3: Plot av horisontal innlinjekomponent. Det er 2 meter mellom hver trase, og 152 meter tilsammen. Overflatebølgene er registrert også på denne komponenten grunnet sin elliptiske partikkelbevegelse. Alle trasene er skalert med en konstant faktor for å bevare amplitudeforholdet mellom dem.

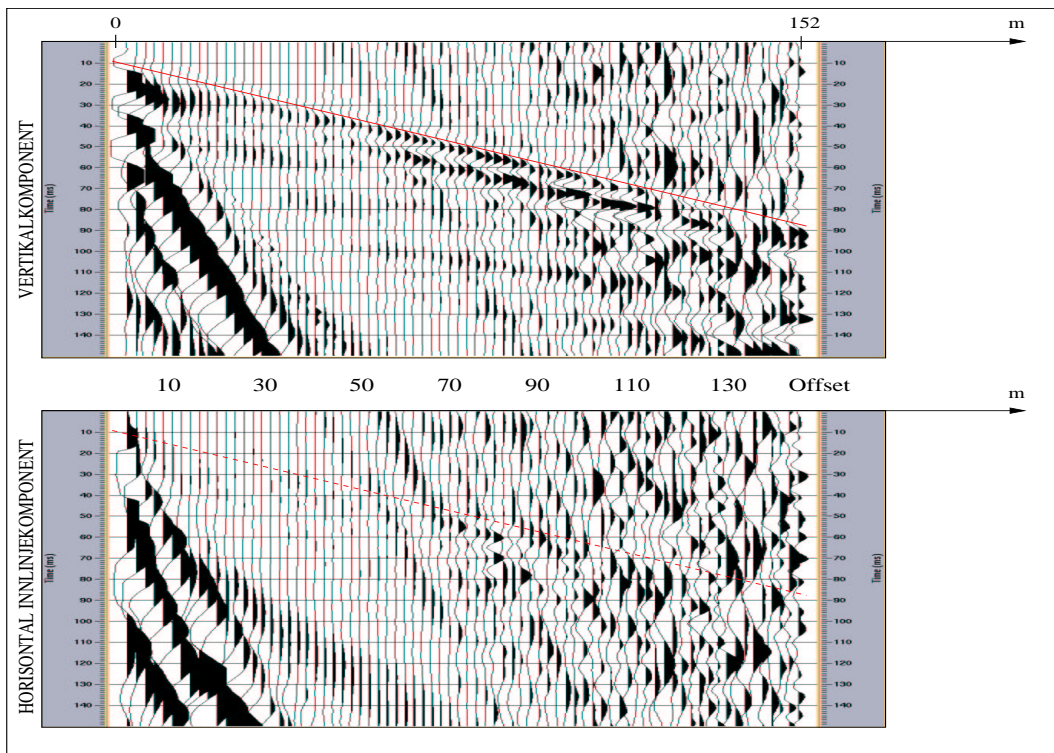
innsatsene for å være refraktert energi. Det er imidlertid ganske usannsynlig at dette er tilfelle, og innsatsene antas å være Rayleigh-bølger av høyere mode. Dette er et kjent fenomen, og kan faktisk benyttes i inversjon. Gabriels et al. (1987) utnyttet disse høyere modene til å anslå skjærbølgehastighet i sedimenter. De høyere modene er en type overtoner. De har gått dypere i sedimentene, og har derfor en høyere hastighet enn den fundamentale moden.

Både overflate-, grenseflate- og kanalbølger kalles styrte bølger (Sheriff, 1999). Ifølge Ritzwoller & Levshin (2002) er moder høyere enn første eller andre overtone ofte ikke overflatebølger. Det er riktig nok et interferensfenomen mellom P- og SV-bølger som arter seg som styrte bølger, men de propagerer langt dypere enn grenseflaten. Dette kan også forklare den tidlige ankomsten til disse innsatsene dersom hastighetsgradienten er positiv nedover.

6.2.3 Grunn refraksjon

Typisk for grunnseismiske undersøkelser på land er at refraktert energi kommer som førsteinnsats. (Se for eksempel Burger (1992) eller Zahradnik & Bucha (1998)). I figur 6.4 ser vi et utsnitt av registreringene på Grødeland. Det er vertikal- og horisontalkomponenten som er vist. På vertikalkomponenten er det registrert en bølge som tydeligvis ikke har partikkelbevegelse i horisontalplanet. Den røde linjen markerer registreringen. Den er første reelle innsats. Det vil si energi som ikke er tilfeldig støy. Bølgen har en hastighet på rundt 1800 m/s.

Tatt i betraktning at kilden virker vertikalt, er det vanskelig å forsvare at dette er en direkte P-bølge. En eksplosiv kilde hadde generert en direkte P-bølge som hadde gitt utslag på horisontalkomponenten, men en vertikalt virkende kildekraft vil ikke gjøre dette. (Se figur 6.5). I tillegg skulle registreringen av direktebølgen ha gått igjennom origo. Det gjør ikke denne, selv om det ikke er langt unna. En tredje faktor som taler for at dette ikke er en direkte P-bølge er Zahradnik & Bucha (1998) sine observasjoner av P-bølger i medier med lavhastighetslag over vannspeilet, slik det er på Grødeland. Derfor antas dette å være en grunn refraksjon. At det er en grunn refraksjon kan ytterligere forsvares med at den først er karakteristisk på en viss avstand fra kilden. Det vil si at det ikke er refraktert energi vi ser registrert helt inn mot $x = 0$, og at kritisk avstand sannsynligvis befinner seg et sted mellom 40 og 60 meter fra kilden.



Figur 6.4: AGC-skalert utsnitt av registreringene for 0-150 ms. Vi ser at geofonens vertikalkomponent registrerer en bølge som kan se ut som en direktebølge. Den er imidlertid kun registrert på vertikalkomponenten. Den seismiske forstyrrelsen har ingen komponent i inn-retningen. Hastigheten er rundt 1800 m/s.

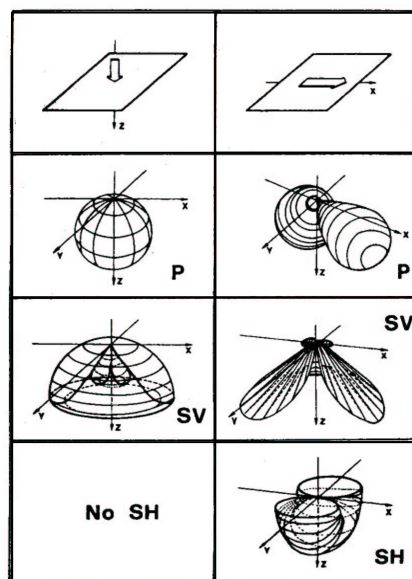
6.2.4 Registreringer på krysslinjekomponent

Dersom vi ser på figur 6.6, ser vi at det er registrert energi i kryssretningen.

Ifølge White (1965), er fjernfeltet til en punktkilde som virker i vertikal eller horisontal retning identisk likt det feltet som registreres på overflaten i vertikal eller horisontal retning fra en kilde i en viss avstand. Under visse antakelser skal det derfor teoretisk sett ikke være annet enn tilfeldig støy registrert på krysslinjekomponenten. (Se også Tillegg A og Kahler & Meissner (1983)). I figur 6.5 ser vi modellerte strålingsmønstre fra overflatekilder som virker i horisontal og vertikal retning. Når vi allikevel observerer utslag på krysslinjekomponenten (se figur 6.6), skyldes dette enten at kilde eller geofon avviker fra loddlinjen, eller det skyldes inhomogenitet og anisotropi. Carr et al. (1998) gjennomførte skjærbølgestudier i ukonsolidert morene, og fant betydelig anisotropi. Det konkluderes med at anisotropien ikke kan skyldes sprekker, siden dette kun forekommer i konsoliderte sedimentære bergarter eller magmatiske bergarter. Derimot skyldes det leirlagene i morenen hvor mineralene har en foretrukket orientering. Vi vet fra Janocko et al. (1997) at den kvartære morenen på Grødeland er leirholdig i varierende grad med dypet (se figur 7.4).

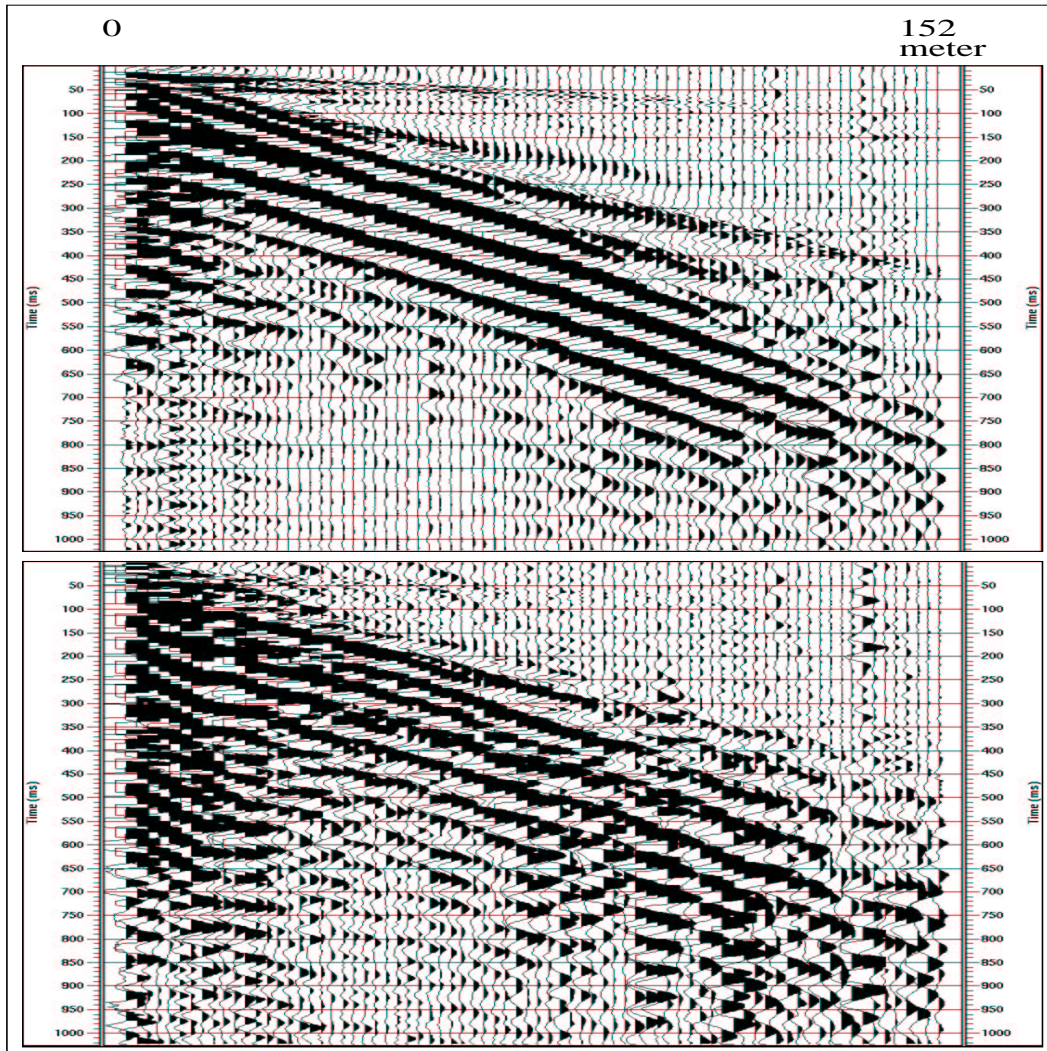
Forklaringen ligger dog trolig i den inhomogene lagpakken på Grødeland. Dersom vi ser på figur 7.4, ser vi at de øverste fire metrene er særdeles inhomogene. Inhomogeniteten forårsaker spredning (eng: scattering). Dette er en irregulær, uforutsigbar dispersjon av energi i mediet hvor energien brer seg (Sheriff, 1999). Når vi først har generert partikkelbevegelse i kryssretningen, må vi også ta i betraktning at denne energien, sannsynligvis SH-bølger, ikke konverteres til andre bølgetyper ved refleksjon og transmisjon. (Dette er vist formelt i Tillegg A). Det betyr at ved refleksjon av SH-bølger i overflaten vil man registrere både den oppad- og den nedadgående SH-bølgen på krysslinjekomponenten, samtidig. Dette vil gi registreringen av horisontalt polariserte skjærbølger (i overflaten: Love-bølger) en høyere amplitude enn en registrering av for eksempel SV-bølger, som dels konverteres til P-bølger ved grenseflatene, og som har partikkelbevegelse i både inn- og vertikalretning. Deler av forklaringen på hvordan man registrerer høye amplituder på geofonens krysslinjekomponent i forhold til innlinje- og vertikalkomponent er altså at

- i refleksjonspunktet registrerer man både oppad- og nedadgående SH-bølger



(Kahler & Meissner, 1983)

Figur 6.5: Teoretisk modellert fordeling av energi på de forskjellige bølgetypene for en vertikal og en horisontal kilde. Poissons forhold er satt til 0,25. Som vi ser blir det teoretisk ikke generert SH-bølger når kilden er vertikal. I tillegg til det vi ser i figuren, vil vertikale kilder generere Rayleigh-bølger som brer seg radialt.



Figur 6.6: Plot av vertikalkomponent (øverst) og horisontal krysslinjekomponent (nederst) for sammenligning. Det er 2 meter mellom hver trase og lengden på utlegget er 152 meter, tilsvarende det for figurene 6.1 og 6.3. Dersom kilden hadde vært utelukkende vertikal, og mediet hadde vært homogent skulle vi teoretisk sett ikke ha hatt annet enn støyregistreringer på krysslinjekomponenten (y-komponenten). Tilsynelatende er det like store utslag her som på de andre komponentene. Alle trasene er skalert med en konstant faktor for å bevare amplitudeforholdet mellom dem. Det kan se ut til at geofonene går i metning for nærfeltstrasene.

(samtidig) og det er kun SH-bølger som blir registrert, og

- den seismiske forstyrrelsen blir kun registrert på den ene geofonkomponenten, nemlig krysslinjekomponenten, fordi all partikkelbevegelse foregår i y-retningen.

6.2.5 Fenghetter som energikilde

Det ble også anvendt fenghetter (seismiske momenttennere) på Grødeland. Registreringen har geofoner på alle stasjoner fra 0 til 80 meter (se forøvrig Tillegg D for innsamlingstabeller). Rådata for vertikalkomponenten er vist i figur 6.7.

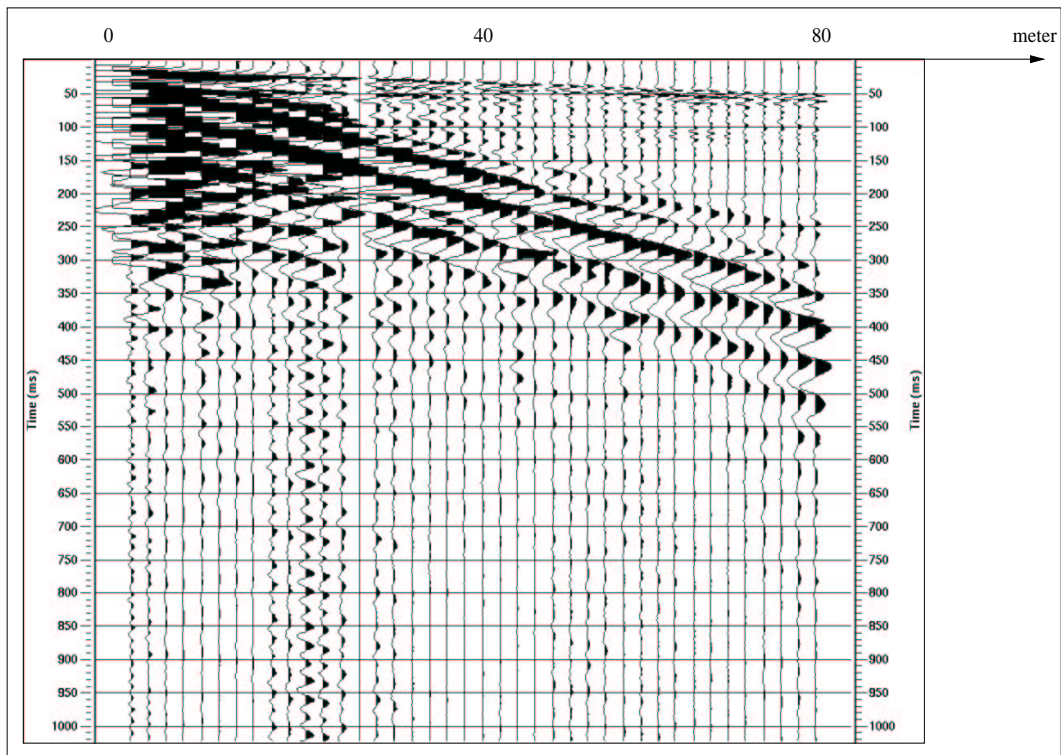
Det er små forskjeller sammenlignet med Selcoredata. Frekvensfiltrering hadde ikke forbedrende effekt, men reduserte kun amplituden til overflatebølgene. Det betyr i hovedsak at det ikke er nok energi verken med Selcore eller med fenghetter til å få identifiserbare refleksjoner i seismogrammet. Også for fenghettene var det store utslag på krysslinjekomponenten, men det er mer som forventet i og med at fenghetten virker med krefter i alle retninger. Frekvensene sentrerer seg rundt 25 Hz, som er litt høyere enn det vi observerer med Selcore (se figur 6.9). Den største synlige forskjellen er at geofonene ikke går i metning for nærfeltstrasene (sammenligne med figur 6.6).

6.3 Selcores kildeegenskaper

I denne seksjonen analyseres Selcore som kilde med hensyn til frekvensspekter, støy og repeterbarhet. Vi har hittil beskrevet rådataene og dette har gitt en del kvalitativ informasjon om signal/støy-forhold og energifordeling. Denne seksjonen går videre på beskrivelsen av Selcore i seksjonen som omhandlet selve kildene, men her presenteres parametre som krever registreringsdata før man kan konkludere.

6.3.1 Frekvensspekter

Feroci et al. (2000) gjorde forsøk med forskjellige typer overflatekilder. Konklusjonen var blant annet at de forskjellige kildene ikke ga veldig forskjellige responser

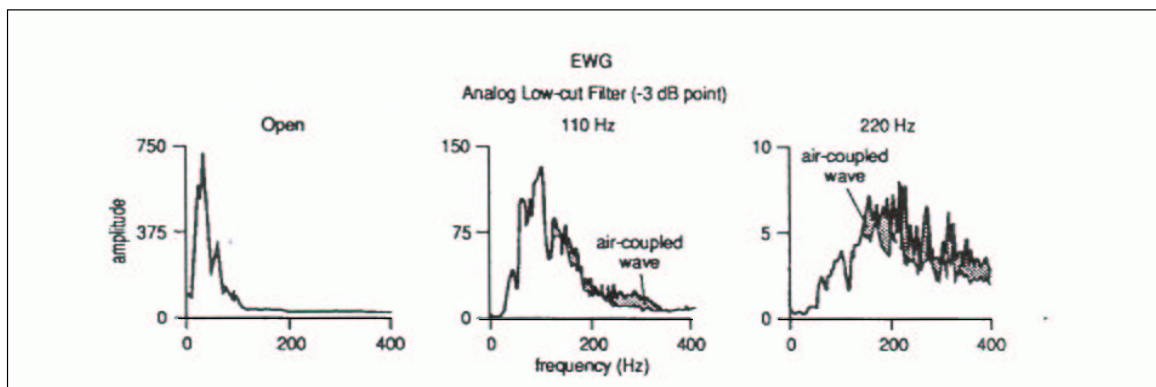


Figur 6.7: Data samlet inn med fenghetter som energikilde. Her vises z-komponenten. Likheten med Selcoredata er påfallende, men frekvensene er litt høyere. Heller ikke her ser vi refleksjoner. Hele seismogrammet er skalert med samme konstante faktor som seismogrammene i figur 6.3 og 6.6 for direkte sammenligning.

hva frekvensspekter angår, da dette er avhengig av mediet mer enn kilden. Et annet forsøk verdt å nevne i denne sammenhengen er Ziolkowski & Lerwill (1979) sine forsøk med eksplosiver. De konkluderer med at båndbredden til kildesignalet blir mindre når energien til kilden øker. Dess mer sprengstoff som ble anvendt, dess dårligere ble oppløsningen.

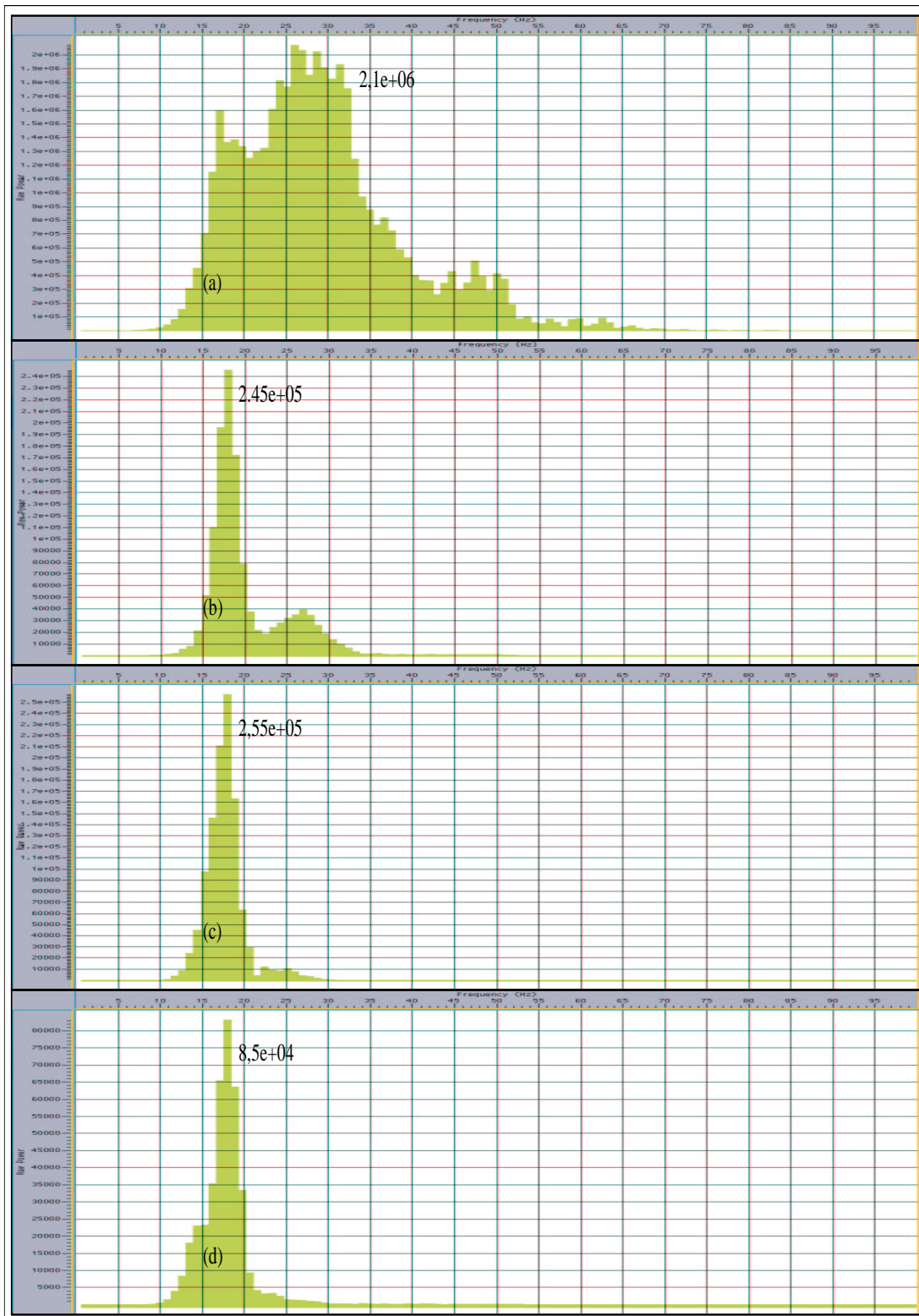
Uansett vil kildesignalet ha et gitt frekvensinnhold, og spektralanalyse av registreringsdataene vil si oss noe om kilden. I figur 6.9 har vi plottet frekvensspekteret for økende kilde-mottaker avstand for vertikalkomponenten av registreringene på Grødeland. Det vil legger merke til er at det er lite energi for frekvenser over 50 Hz, og at det meste av energien har en frekvens på rundt 18 Hz. Dette må sees i sammenheng med overflatebølgene.

Spekteret til responsen fra Selcore i figur 6.9 sentrerer seg rundt lavere frekvenser enn spekteret til responsen fra Miller et al. (1986), Miller et al. (1992b) og Feroci et al. (2000) sine kilder gjorde. Båndbredden til Selcore er også smalere enn den til fallvektkildene som er beskrevet av Miller et al. (1986) og Miller et al. (1992b). De brukte kilder med mindre masse enn Selcore, som for eksempel slegger. Deres EWG, som fungerer på samme måte som Selcore, har en masse på kun 114 kg. Frekvensspekteret til EWG som beskrevet i Miller et al. (1992b) er vist i figur 6.8 og kan sammenlignes med Selcores frekvensspekter i figur 6.9.



(Miller et al., 1992b)

Figur 6.8: *Frekvensspekteret til EWG (Bison Instruments' Elastic Wave Generator) for 24 traser fra 8.5 til 20 meter kilde-mottakeravstand. Til venstre vises spekteret til rådata uten frekvensfilter, i midten er det lagt på et 110 Hz høypassfilter, mens til høyre er det lagt på et 220 Hz høypassfilter. Det er betydelig energi i signalet helt opp mot 100 Hz i det åpne tilfellet.*



Figur 6.9: Frekvensspektrene for økende kilde-mottaker avstand. (a) 2-32 m, (b) 34-64 m, (c) 66-96 m og (d) 98-128 m. 16 traser er grunnlaget for hvert spekter. Vi ser hvordan jordfilteret raskt fjerner de høyere frekvensene. Vi legger også merke til at kildesignaturen sannsynligvis ikke er veldig skarp, da dette ville kreve større båndbredde. Det er veldig lite energi for frekvenser høyere enn 50 Hz. Hoveddelen av energien ligger mellom 15 og 20 Hz og må sees i sammenheng med overflatebølgene.

6.3.2 Luftpuls

For mange overflatekilder er luftpulsen et problem. Luftpulsen betraktes selvfølgelig som støy i alle situasjoner. Det er vanlig å grave ned kilden for å dempe denne pulsen dersom man for eksempel bruker sprengstoff. Miller et al. (1986) og Miller et al. (1992b) testet et stort antall forskjellige gruntvirkende kilder i forskjellige geologiske omgivelser. De fant at luftpulsen som regel har høyere frekvensinnhold og lavere amplitude enn overflatebølgene. Luftpulsen kan i enkelte tilfeller representere en utfordring i prosesseringen dersom hastighetene i sedimentene ligger i samme området som lyd hastigheten i luft.

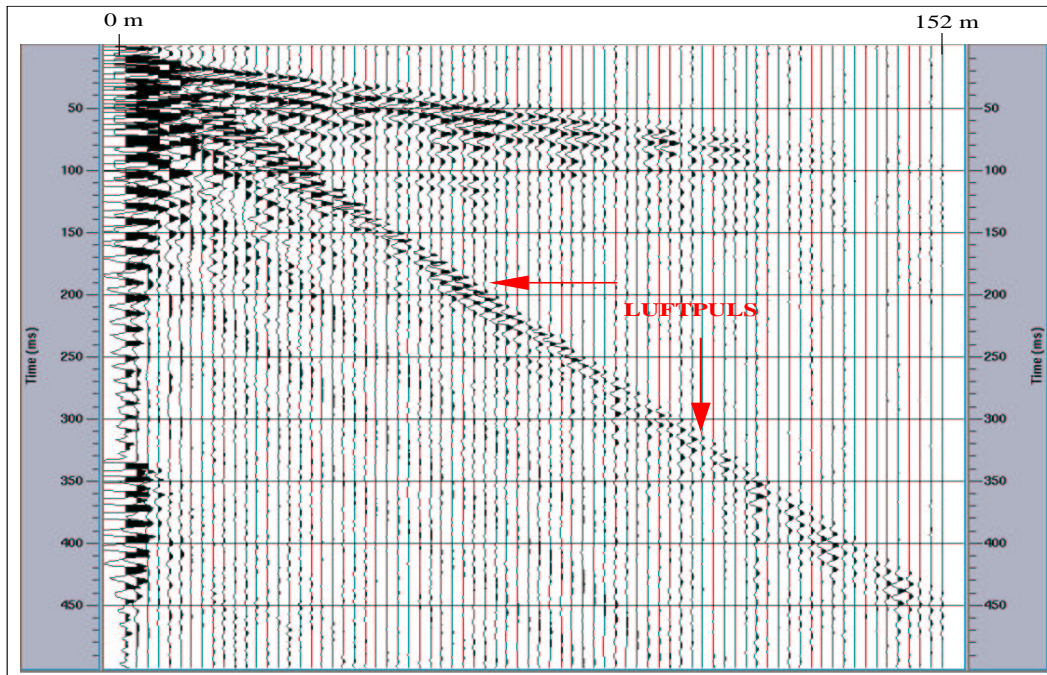
Selcore genererer en svak luftpuls, den har i hvert fall lav amplitude sammenlignet med Rayleigh-bølgene. Den er knapt synlig på figur 6.1, hvor dataene ikke er filtrert på noe vis. Først ved 100 Hz høypassfiltrering blir luftpulsen synlig. Dette er vist i figur 6.10. Vi legger merke til at overflatebølgene filtreres bort ved høypassfiltrering, men at man allikevel ikke ser refleksjoner i registreringen.

Med utgangspunkt i Miller et al. (1986), Miller et al. (1992b) og sine undersøkelser, viste Feroci et al. (2000) at den koherente støyen, luftpuls og overflatebølger, har mye høyere amplituder enn reflekterte signaler, uansett hva slags kilde som ble brukt. Dersom luftpulsen er svak, forbedres selvfølgelig forholdet mellom signal og støy.

6.3.3 Repeterbarhet

For at en kilde skal være brukbar må kildesignaturen være konstant fra gang til gang kilden aktiveres. Dette er viktig av hensyn til identifisering og korrelering av innsatser på de forskjellige trasene. God prosessering avhenger også av stabilt kilde signal. For å undersøke repeterbarheten til Selcore ble den aktivert gjentatte ganger med samme geofonplassering. Registrering (FFID) 12 til 20 er med identisk lik geofonplassering. (Se registreringskapittel). Nærfeltet er vanskelig å beskrive og heller ikke spesielt interessant, derfor har geofonene en viss avstand til kilden. Ved visuell inspeksjon kan man få et inntrykk av om repeterbarheten til fjernfeltet er tilfredsstillende.

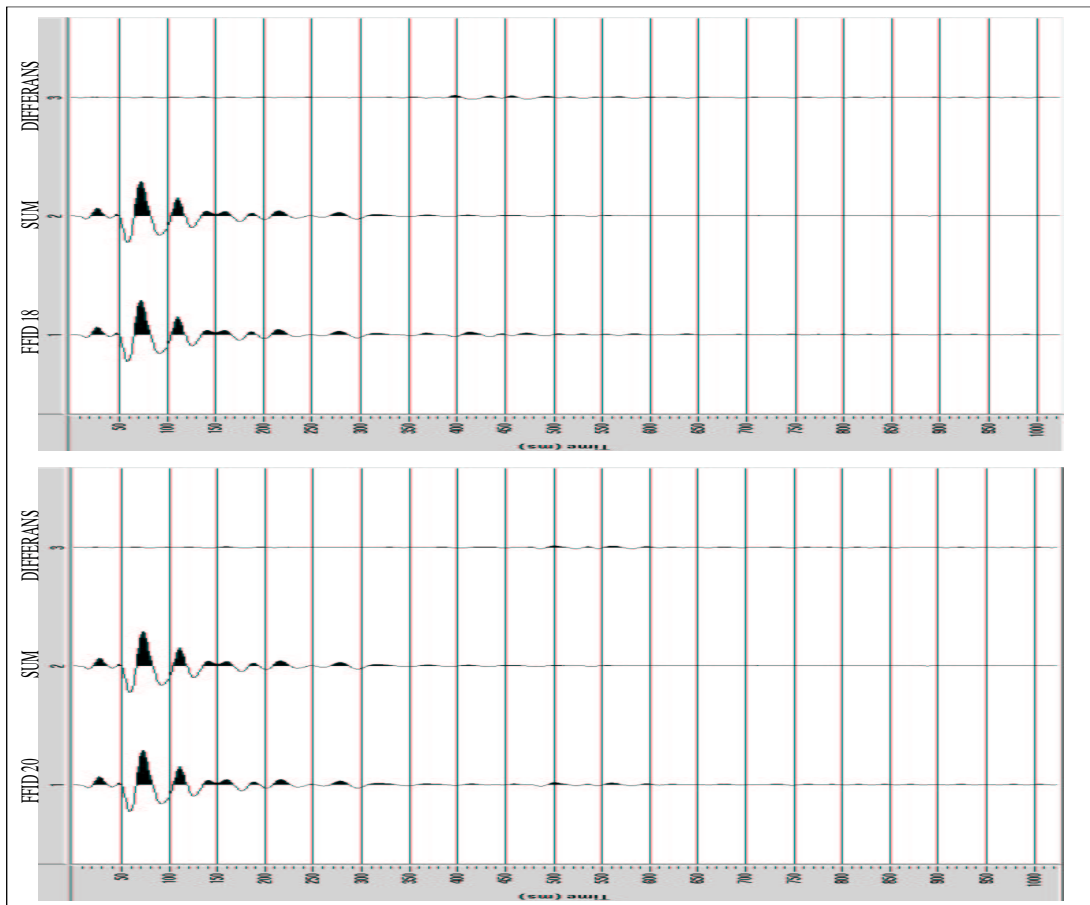
En måte å gjøre dette på er å se på differansen mellom enkelttraser i registreringen. Dette vil imidlertid medføre at man må kalkulere et stort antall traser



Figur 6.10: Ved å benytte et 100 Hz høypassfilter klarer man å fjerne det meste av overflatebølgeenergien. To koherente signaler står igjen. Det er den grunne refraksjonen og luftpuls. Vi tolker dette som luftpuls på grunnlag av hastigheten. Den propagerer med en hastighet på 337 m/s. For mange overflatekilder er luftpuls et problem, da de ikke er gravd ned. Dette er tilsynelatende ikke tilfelle med Selcore. Sammenligner vil de ikke-filtrerte dataene i figur 6.1 med disse filtrerte dataene, ser vil at det er filtreringen som har fremhevet luftpuls, da denne inneholder høyere frekvenser enn overflatebølgene, men har mindre amplitude. Trasene er ikke AGC-skalerte.

dersom man skal sjekke alle. En annen metode er å finne en trase som representerer middelverdien. Det vil si at alle trasene summeres, og summen divideres på antall traser. Deretter kan man finne differansen mellom de enkelte trasene og gjennomsnittstrasen. Differansen er en ny trase som ideelt sett skal ha null amplitude. Dersom den ikke har null amplitude og varierer fra skudd til skudd vil det indikere at kildesignalet ikke er stabilt. Figur 6.11 viser metoden anvendt på de nevnte data med FFID 20 og 18 som eksempeltraser. Det er meget små utslag på differansen for registreringen fra 0 til 400 ms for alle de ni registreringene. Senere blir amplitudene noe større, men ikke betydelig.

Det ser ut som om Selcore har rimelig god repeterbarhet. Det må nevnes at vinden på Jæren genererer støy. I tillegg var det storfe i umiddelbar nærhet under store deler av innsamlingen. Det vil føre til betydelige utslag på seismografen dersom et dyr av denne størrelsen beveger seg under registrering. Dette tatt i betraktning, ser det ut til at den store base-platen som Selcore sto på har gitt stabil bakkekobling og at Selcore selv genererer en signatur som er veldig lik fra gang til gang den blir aktivert. Det nevnes for ordens skyld at disse registreringene ikke er et forsøk på å beskrive selve kildesignalet.



Figur 6.11: *Differansen mellom middeltraseen og to utvalgte traser. Som vi ser er utslagene små på differansen. Differansen er dog ikke en nulltrase, og utslagene er ikke konstante mellom de to differansene. Dette indikerer en viss usikkerhet i kilde-signalet. En annen ting vi observerer er at det er først etter en viss tid, cirka 400 ms, at utslagene på differansen har signifikante amplituder. Det er kun amplitudene man kan studere, fasen sier ingenting siden dette er en differans.*

6.4 Oppsummering

- Selcore genererer mye overflatebølger.
- Det er mulig å observere andre bølgetyper i registreringene. Spesielt grunt refrakterte P-bølger.
- Båndbredden er relativt liten i registreringene sammenlignet med Miller et al. (1986, 1992, 1994) sine resultater for andre fallvektkilder.
- Den nokså komplekse stratigrafien (se figur 7.4) på Grødeland gir opphav til (uforutsigbar) spredning av den seismiske energien. Selcore genererer tydeligvis ikke nok energi til at man får refleksjoner fra underliggende lag ved denne lokaliteten selv om energinivået til Selcore er høyere enn for andre impulskilder i litteraturen.
- Amplituden til luftpulsene er liten, og repeterbarheten til Selcore er tilfredsstillende.

Kapittel 7

Overflatebølger

7.1 Innledning

I plottet av rådataene fra innsamlingen på Grødeland (figur 6.1), ser vi at overflatebølgene dominerer. Dette er et ikke ukjent fenomen ved innsamling av landseismikk. Overflatebølgene har lave hastigheter og høye amplituder. De har ofte samme frekvensbånd som resten av registreringene. Overflatebølger har også en tendens til å skjule refleksjonsinnsatser. Like fullt er det mulig å benytte den informasjonen som ligger i registreringen av denne bølgetypen. Som nevnt i innledende teorikapittel er overflatebølger generelt dispersive. Med det menes at forskjellige frekvenskomponenter forplanter seg med ulik hastighet. Dette skjer på grunn av vertikal inhomogenitet i mediet, og dispersjonen kan derfor fortelle oss noe om mediets egenskaper. Ved inversjon av dispersjonskurvene kan enkelte sedimentparametre estimeres. Fasehastighetskurvene (dispersjonskurvene) kan estimeres med utgangspunkt i en vanlig F-K transformasjon.

Rayleigh-bølgenes fase- og gruppehastigheter er avhengige av skjærbølgehastigheten. Dette utnyttes til å avdekke V_s -profilen for de øverste sedimentlagene. Dette kan igjen gi verdifull informasjon til en rekke formål. Statisk korleksjon, ingeniørgeologiske beregninger ved installasjoner på kontinentalsokkel og estimering av Poissons forhold (i kombinasjon med P-bølger) er noen eksempler.

Gabriels et al. (1987) gjennomførte et studium i Nederland, basert på denne metoden, for å finne S-bølgehastigheter i de øverste sedimentlagene på Plaat van Oude

Tonge. Forskjellen var at det var Rayleigh-bølger av høyere mode som ble invertert. Xia et al. (1999) inverterte fasehastighetskurvene fra Rayleighbølgens fundamentale mode for å finne hastighetsprofilen til S-bølgene. Ebeniro et al. (1983) tilpasset teoretisk beregnede dispersjonskurver for Rayleigh-bølger til observerte dispersjonskurver for å avdekke hastighetsprofilen på kystslettene i sør-øst Texas. Mari (1984) beskriver hvordan man kan gjennomføre en S-bølge statisk korreksjon ved hjelp av data fra inverterte overflatebølger, riktig nok Love-bølger, men dog. Se forøvrig Mokhtar et al. (1988), Lokshtanov et al. (1991) og Ritzwoller & Levshin (2002) for eksempler på utnyttelse av dispersive overflatebølger.

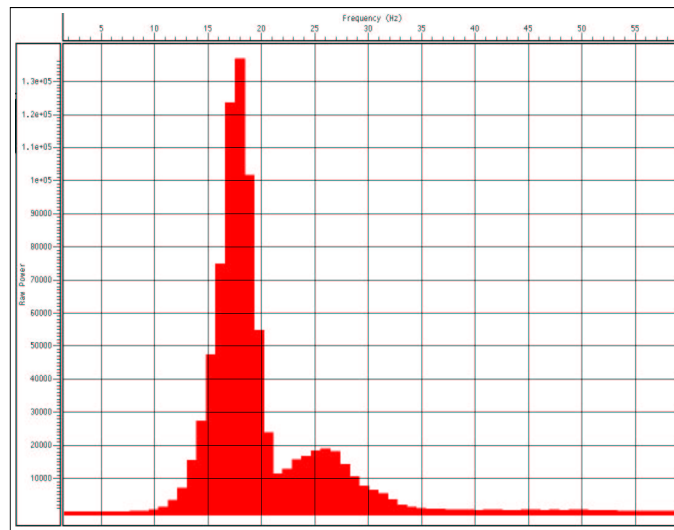
I dette kapitlet presenteres metoden og resultatene av inversjonen som vi foretok med utgangspunkt i overflatebølgeenergien registrert under innsamlingen med Selcore på Grødeland.

7.2 Bestemmelse av fasehastighet

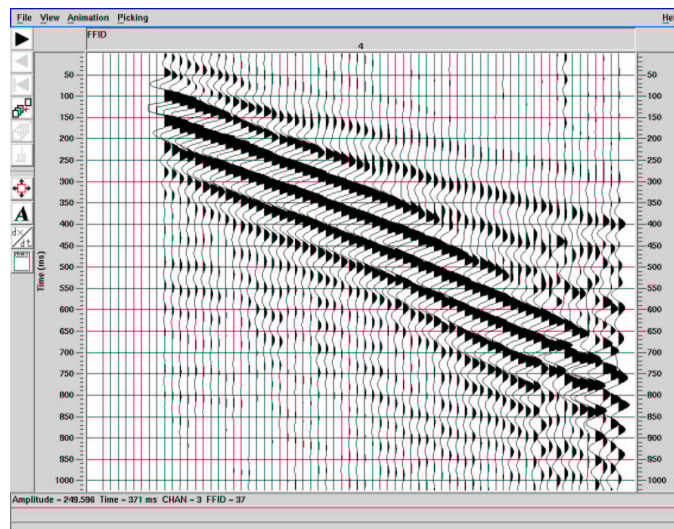
Før man transformerer registreringene fra x - t doménet til F-K doménet, bør man være sikker på at det meste av energien i seismogrammet faktisk skyldes overflatebølger og ikke andre ting som direktebølger, refleksjoner eller refraksjoner. Overflatebølgene trenger også litt tid og avstand på å utvikle sine karakteristiske egenskaper, slik at nærfeltsregistreringer med fordel kan fjernes. Gabriels et al. (1987) tok kun hensyn til avstand fra kilden, og dataene ble ikke prosessert på noen måte før x - t plottet ble transformert over i F-K doménet.

Med utgangspunkt i rådataene som er vist i figur 6.1 ble innledningsvis de to første registreringene mutet bort. Det vil si de åtte første trasene for kilde-mottakeravstand 2-16 meter. (Se seksjon om registreringer). Disse ble mutet fordi de er nærfeltsregistreringer. Av figur 7.1 går det frem at mye av energien i registreringene har en frekvens på rundt 15-20 Hz. Figur 7.2 viser data etter muting og filtrering med et lavpassfilter med øvre grense 25 Hz. Man regnet med at det ikke var urimelig å anta at de aller fleste av innsatsene i dette seismogrammet var forårsaket av overflatebølger.

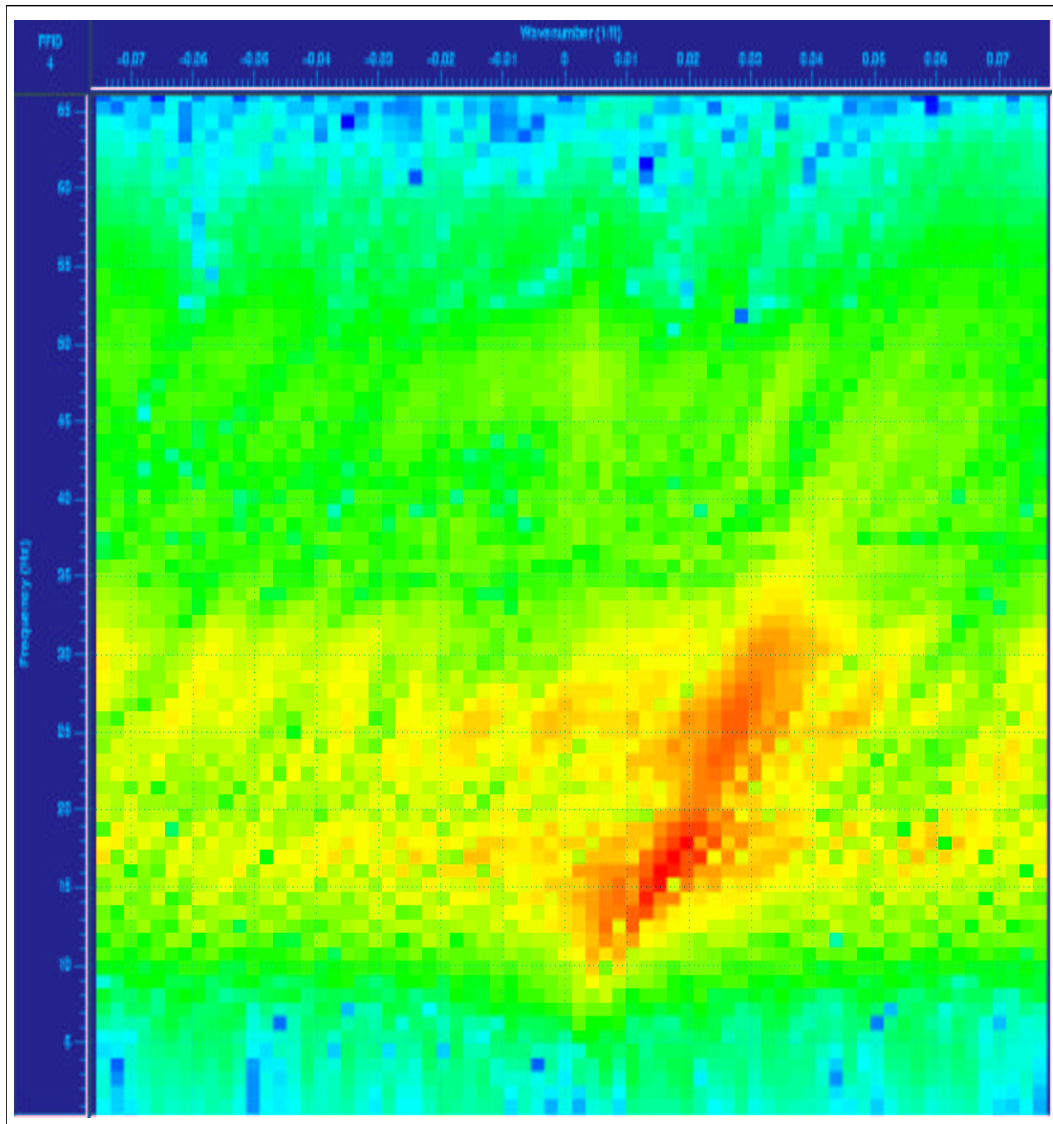
Figur 7.3 viser F-K transformasjonen til de filtrerte data i figur 7.2 som et eksempel. For bedre å kunne utnytte den informasjonen som ligger i de lavere frekvensene, ble det brukt et lavpassfilter med suksessivt økende øvre grense for



Figur 7.1: Amplitudespekteret til rådata i figur 6.1. Som man ser er dominerende frekvens rundt 18 Hz. Legg merke til at den vertikale skalaen viser den kvadrerte av amplituden, og ikke dB.



Figur 7.2: Figuren viser data etter at registrering (FFID) 4 og 11 har blitt mutet bort. I tillegg er det brukt et lavpassfilter med høykutt 25 Hz. Vi ser at det stort sett bare er overflatebølger igjen på registreringen. Både den fundamentale Rayleigh-moden og de høyere modene er med, men de høyere modene har relativt lave amplituder.



Figur 7.3: F - K spekteret til data i figur 7.2. Vertikal akse angir frekvensen. Horisontal akse angir bølgetallet. Det kan se ut som om det er noe alias-energi i spekteret. Dette skyldes i så fall den ekstremt lave tilsynelatende hastigheten, som ligger rundt $0,3 \text{ km/s}$ for overflatebølgene langs horisontalaksen. Legg merke til at enheten til bølgetallet er m^{-1} .

å jobbe seg oppover i frekvensbåndet. For hvert steg ble det foretatt en ny F-K transformasjon. For hver frekvens ble det bølgetallet plukket som ga høyest energi i F-K spekteret. Dette ga fasehastigheten som en funksjon av frekvens (Gabriels et al., 1987). Som man ser i figur 7.3, er det store utslag i et område med en viss utstrekning. De forskjellige spektrene som fremkom ved filtrering og transformering måtte derfor tolkes til en viss grad. Tolkningen og plukkingen av datapunkter ble gjort for hånd. Frekvenser over 25 Hz ble ikke brukt. Dette hadde to årsaker: For det første ble det antatt at det var mer støy i de høyere frekvensene. For det andre er det de laveste frekvensene som penetrerer sedimentene til størst dyp.

Ved hjelp av en enkel rutine i Matlab ble disse punktene transformert fra F-K til V_{fase} -T domenet.

7.3 Inversjon av dataene

Programmet som ble benyttet til inversjon er beskrevet og utviklet av Loksh-tanov et al. (1991). Rutinen har mye til felles med den benyttet av Ritzwoller & Levshin (2002). Inversjonsrutinen leser inn en fil med en utgangsmodell som gir lagtykkelse, P- og S-bølgehastighet og tetthet til et visst antall lag. Dette er anslag som brukeren gir. I tillegg tar man inn dispersjonskurven i V-T domenet. Deretter løper en iterativ prosess som søker å minimere avvikene mellom modell og dispersjonskurve. Den gir så ut en modell med estimat av en valgt variabel parameter, samt en dispersjonskurve som er tilpasset de innleste dispersjonsdataene. S-bølge hastigheten ble lagt inn som variabel parameter.

Utgangspunktet for modellen var den litostratigrafiske søylen på Grødeland beskrevet av Janocko et al. (1997), og de refraksjonsseismiske undersøkelser utført av Kloster & Sellevoll (1965). Modellen som ble brukt i første kjøring er vist i figur 7.4. (De andre modellene er tilsvarende knyttet til den stratigrafiske søylen). Det øverste laget har tykkelse 12 meter og antatt meget lav S-bølge hastighet. $V_s = 190$ m/s. Tettheten er satt til 2.0 g/cm^3 . $V_p = 1600$ m/s. Denne verdien for V_p betyr at vi ser bort fra det aller øverste laget som trolig ligger over vannspeilet. Grenseflaten på 12 meter dyp er sammenfallende med grensen mellom tredje og fjerde lagpakke definert av Janocko et al. (1997). Ved 12 meter er det en overgang fra sand og silt til dårligere sorterte sedimenter med større steiner

i en sandig matriks. Lag 2 er 113 meter tykt og går fra 12 til 125 meter. V_s er satt til 350 m/s. V_p er satt til 1970 m/s, og tettheten, $\rho = 2.2 \text{ g/cm}^3$. V_s i de to lagene er startverdier, og et godt forhåndsestimat vil kun føre til færre iterasjoner i programmet. Verdiene har ellers ingenting å si da V_s er valgt som variabel parameter. Lag 3 er et tilnærmet halvrom i denne modellen, og hastigheter og tetthet er satt til det man forventer i fast fjell. Poissons forhold inngår ikke som en egen parameter, men den ligger likevel innbakt i og med at V_p og V_s er gitt. Poissons forhold kan nemlig uttrykkes ved

$$\sigma = \frac{\left(\frac{V_p^2}{2V_s^2} - 1\right)}{\left(\frac{V_p^2}{V_s^2} - 1\right)} \quad (7.1)$$

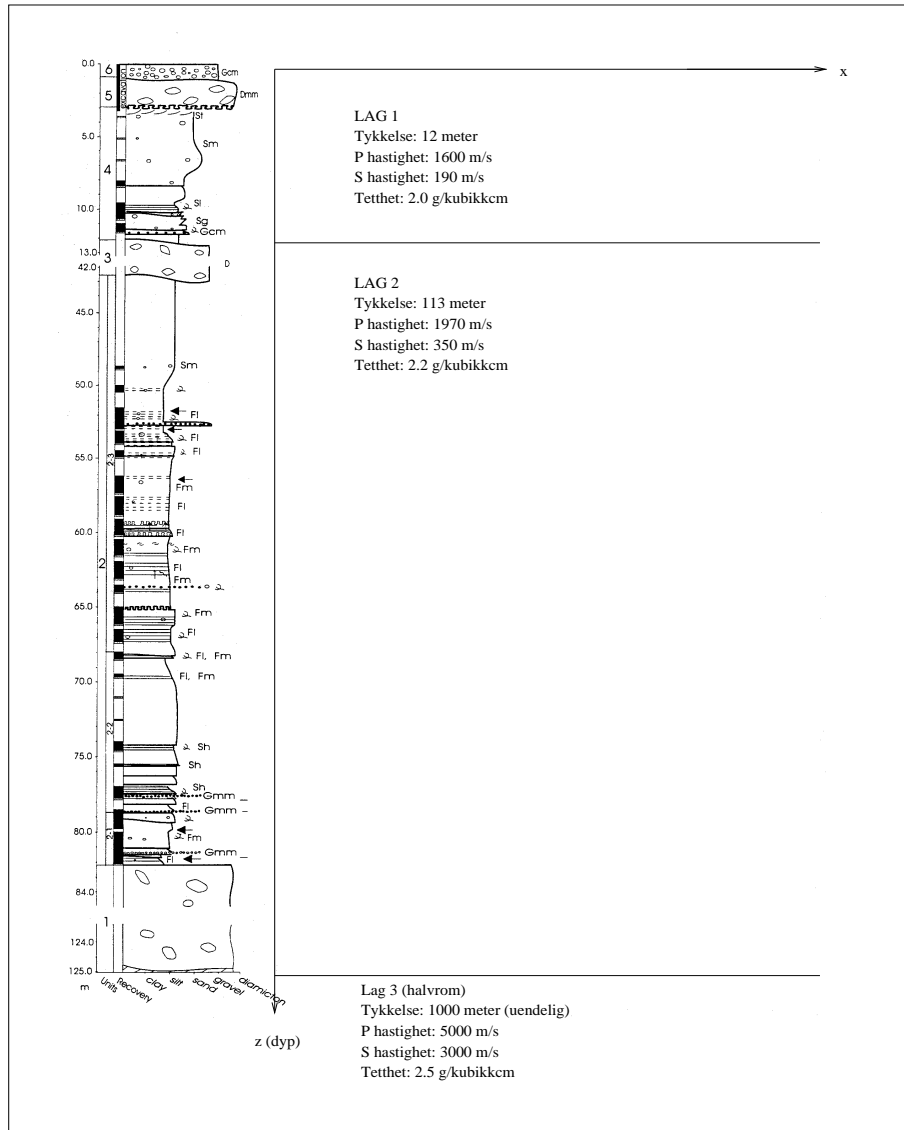
Man får verdiene $\sigma_1 = 0.493$, $\sigma_2 = 0.484$ og $\sigma_3 = 0.219$ for de tre lagene. σ_1 og σ_2 har verdier som stemmer godt overens med det Hamilton (1979) kom frem til ved undersøkelse av vannmettede, ukonsoliderte sedimenter.

7.3.1 Sensitivitet i inversjonen

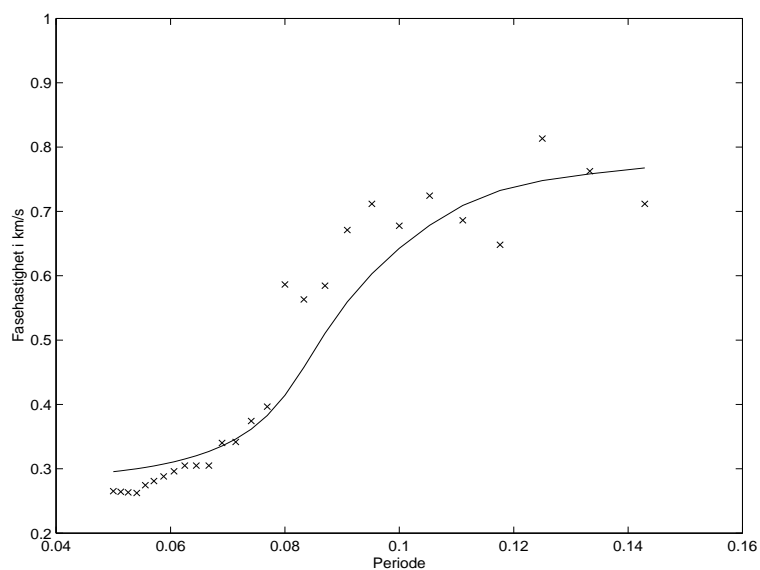
For å sjekke hvor sensitivt programmet var for endringer i de parametrene som ble gitt inn, ble modellen endret og programmet kjørt for hver endring. Det var S-bølge hastigheten i det øverste sedimentlaget som var av interesse, derfor ble denne beholdt som variabel parameter. Av samme grunn ble det holdt fast ved tre lag i modellen. P-bølge hastighetene, tetthetene og lagtykkelsene ble endret. Resultatet av denne testingen kan sees i tabell 7.1 og dels i figur 7.6. Det man legger merke til er at dispersjonskurven ikke er spesielt sensitiv for endringer i V_p og tetthet. Kurven er derimot særdeles sensitiv overfor endringer i tykkelsen på det øverste laget. Dette stemmer godt overens med andre forsøk som er gjort med inversjon av grenseflatebølger. Muzyert et al. (2002) fikk for eksempel analoge resultater ved inversjon av Scholtebølger registrert på havbunnen.

Xia et al. (1999) rangerer parametrene V_s , h , ρ og V_p i nevnte rekkefølge etter hvor sensitiv dispersjonskurven er for endringer i disse.

Fra den tilnærmet riktige sammenhengen $V_R^2 = 2\left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}}\right)V_s^2$, forstår en at inversjonen ikke vil avhenge av V_p i stor grad. Det er heller ikke så vanskelig å forklare at inversjonen ikke er sensitiv overfor tettheten ved å se på bølgeligningen for et



Figur 7.4: Modell som ble brukt i første kjøring av inversjonsprogrammet. Programmet krever at det nederste laget er et halvrom. Det vil si at det kun er begrenset enten oppad eller nedad. Tykkelsen ble satt til 1000 meter for å tilnærme et halvrom. Man velger å se bort fra et mulig lavhastighetslag og antat vannmetning når man anslår V_p . Se tekst for ytterligere begrunnelse av modelparametrene.



Figur 7.5: *Fasehastighet som funksjon av perioden for første kjøring av inversjonsprogrammet. Modellen er som vist i figur 7.4. Kryssene er de tolkede verdiene etter transformasjonen fra F-K til V-T domenet. Den heltrukne linjen representerer verdiene for optimal tilpassing som programmet gir ut.*

elastisk medium (Nolet, 1981)

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t^2} = \partial_j \sigma_{ij} = \partial_j (c_{ijkl} \partial_k s_l) \quad (7.2)$$

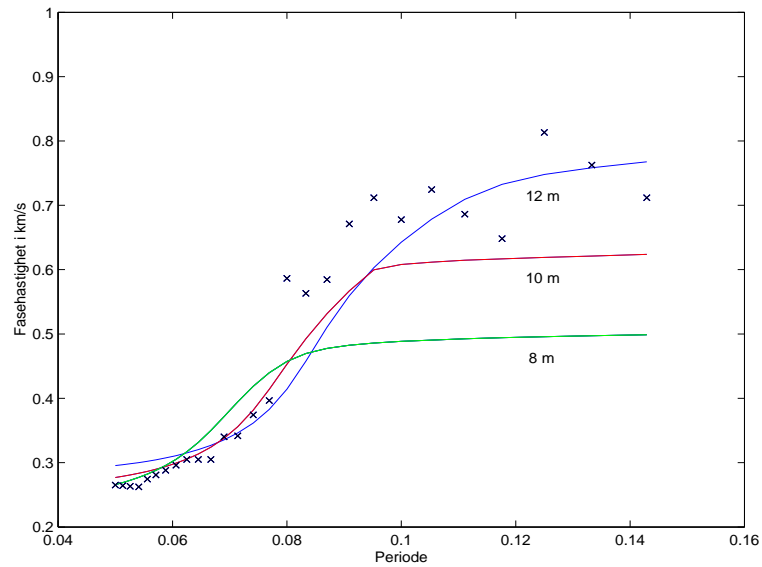
hvor ρ er tettheten, u_i er den lille forrykningen fra likevekt, σ_{ij} representerer spenningene og c_{ijkl} er den elastiske tensoren. Dersom vi multipliserer begge sider av ligningen med en konstant faktor, ser vi at løsningen forblir den samme. Det vi har gjort rent fysisk er å endre tettheten og de elastiske konstantene proporsjonalt, men vi har beholdt hastigheten, det vil si forholdet mellom dem, fiksert. Dette er det samme som for en enkel pendel. Den vil ha samme periode uavhengig av massen som er festet i enden, da den resulterende kraften er proporsjonal med massen. Dette betyr at fra inversjon av overflatebølger kan man ikke finne absolutt tetthet, bare *formen* på tetthetskurven (Nolet, 1981).

	Tykkelse (m)	Tetthet (g/cm^3)	V_P (m/s)	Resultat, V_S (m/s)
Lag 1	12	2.0	1600	299
Lag 2	113	2.2	1970	898
Lag 3	1000 (halvrom)	2.5	5000	(3000)
Lag 1	12	2.1	1900	299
Lag 2	113	2.2	1970	899
Lag 1	12	2.0	1600	298
Lag 2	113	2.4	2500	899
Lag 1	8	2.0	1600	241
Lag 2	34	2.2	1970	686
Lag 1	10	2.0	1600	269
Lag 2	32	2.2	1970	899
Lag 1	15	2.0	1600	334
Lag 2	100	2.2	1970	898
Lag 1	20	2.0	1600	279
Lag 2	105	2.2	1970	821

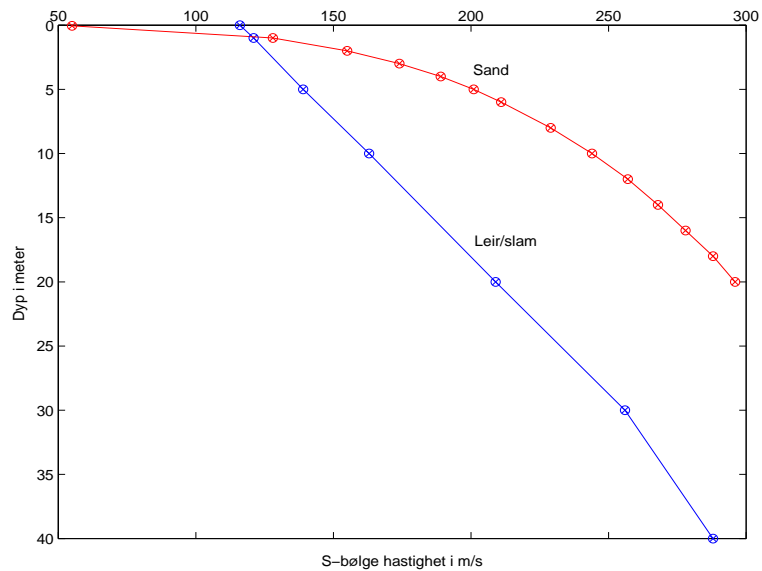
Tabell 7.1: Tabellen viser resultatene fra testingen av inversjonsrutinen. Lag 3 ble hadde konstante verdier for alle parametre lik til dem oppgitt for første forsøk. Det som står frem av denne tabellen er at rutinen er sensitiv overfor endringer i tykkelsen på det øverste laget. Vi legger også merke til at V_s ligger over 240 m/s for alle de gitte verdiene av lagtykkelsen.

	Tykkelse (m)	Tetthet (g/cm^3)	V_p (m/s)	Resultat, V_s (m/s)
Lag 1	3	2.0	1700	207
Lag 2	9	2.1	1800	303
Lag 3	1000 (halvrom)	2.3	2.0	(1.0)
Lag 1	2	2.0	1700	163
Lag 2	10	2.1	1800	301
Lag 1	1	2.0	1700	100
Lag 2	11	2.1	1800	300

Tabell 7.2: Resultatene fra inversjonen med suksessivt tynnere øverste lag. Laget under 12 meter er nå et halvrom. Vi ser at inversjonen gir stabilt synkende verdier for V_s i lag 1 ved minkende tykkelse. Det er det man kan forvente.



Figur 7.6: Den tilpassede kurven for lagtykkelsene 8, 10 og 12 meter. Kryssene er de tolkede datapunktene slik som i figur 7.5. Bølgene med de korteste periodene penetrerer sedimentene til det grunneste dypet, og anslått hastighet i det øverste laget tilsvarer det man kan lese av for $T = 0.05$ s.



(Hamilton, 1979)

Figur 7.7: V_s for leir/slam og sand i in situ vannmettede, ukonsoliderte sedimenter. De store forskjellene selv på små dyp viser at V_s er en egnet litologisk indikator. Merk også at V_s i leir/slam ikke overstiger 200 m/s før på et dyp større enn 20 meter. I inversjonen gir samtlige lagtykkelser V_s større enn 240 m/s.

7.4 Resultater

Figur 7.6 viser endringene for lagtykkelsene 8, 10 og 12 meter. For alle de gitte lagtykkelsene er V_s større enn 240 m/s. I figur 7.7 vises Hamilton (1979) sine resultater for V_s i leir/slam og sand i in situ vannmettede, ukonsoliderte sedimenter. Det går klart frem av figuren at det er betydelig forskjell i V_s mellom leir/slam og sand.

Vi kan derfor oppsummere resultatene fra inversjonen av overflatebølgene som følger:

- Dispersjonskurven påvirkes mest av de akustiske egenskapene til sedimentene grunnere enn 1-2 bølgelengder. Dette er en svakhet ved bruk av fundamental mode. Siden frekvensene sjelden kommer under 2 Hz ved denne typen seismiske studier, vil man bare kunne finne sedimentparametre i de øverste titalls metrene av lagpakken (Ritzwoller & Levshin, 2002).
- Best tilpasning oppnås ved en øvre lagtykkelse på 12 meter og $V_s > 240$ m/s.
- Ut fra Hamilton (1979) indikerer $V_s > 240$ m/s i hovedsak sand.
- Disse resultatene gir en tilfredsstillende overensstemmelse med Janocko et al. (1997), som definerer de øverste 12 metrene som et sandig lag.

7.5 Modellering

Man kan også bruke den direkte metode ved analyse av overflatebølger i tillegg til å invertere de observerte data. Ved hjelp av programvare modifisert av Dr. Bent Ole Ruud ved Institutt for geovitenskap, UiB, på basis av Seismic Unix (Cohen & Stockwell, 2001) sin rutine “sureflpsvsh” ble det modellert seismisk respons fra en 6-lags modell.

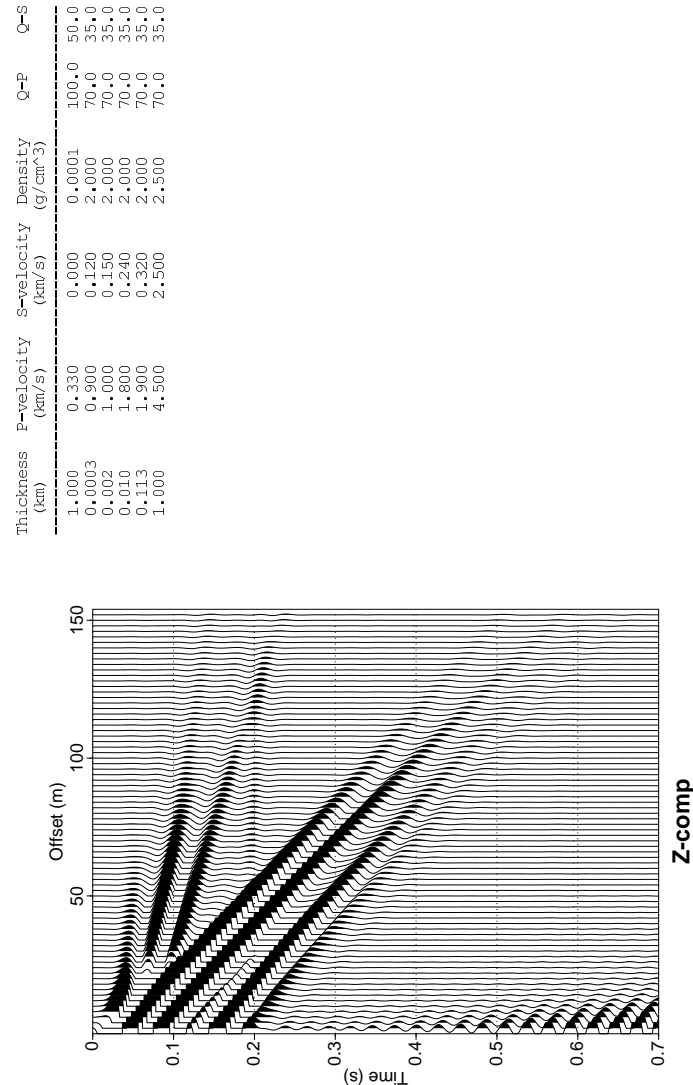
Modellen tar utgangspunkt i den stratigrafiske søylen på Grødeland. Kilden ble definert som vertikalt virkende, med høyeste amplitude for frekvenser rundt 20 Hz og frekvensbånd 0-250 Hz. Det øverste laget er luft, lag nummer to, som er 30 centimeter tykt, er lagt inn grunnet en svakhet i modelleringsalgoritmen, som

gjør at kilde og mottaker ikke kan defineres på samme grenseflate. Her ligger mottakeren på toppen av grenseflate 3 (derfor registreres ingen luftpuls), mens kilden er på toppen av grenseflate 2, altså på overflaten. De tre nederste lagene (se modell i figur 7.8) har seismiske parametre med verdier som i stor grad tilsvarende de tidligere estimerte verdiene. Vi ser at den antatt grunne refraksjonen kommer tydelig frem og at beltet med overflatebølger har tilsvarende tilsynelatende hastighet som i de reelle registreringene. Dispersjonen er imidlertid ikke særlig fremtredende, og den viste seg å være vanskelig å modellere.

I et forsøk på å modellere dispersjonen la vi, som vist i figur 7.9, inn en større gradient i modellen. V_s ligger mellom 150 og 450 m/s. (V_s opp mot 450 m/s er begrunnet i kapittel 9). Dette forbedret ikke resultatet. Deretter øket vi mekanisiteten til lagene, da den høyere hastigheten fører til større bølgelengder som påvirkes av parametrene dypere i sedimentene. Resultatet er vist i figur 7.10. Vi ser at dispersjonen er mer fremtredende her enn i figur 7.8 og 7.9.

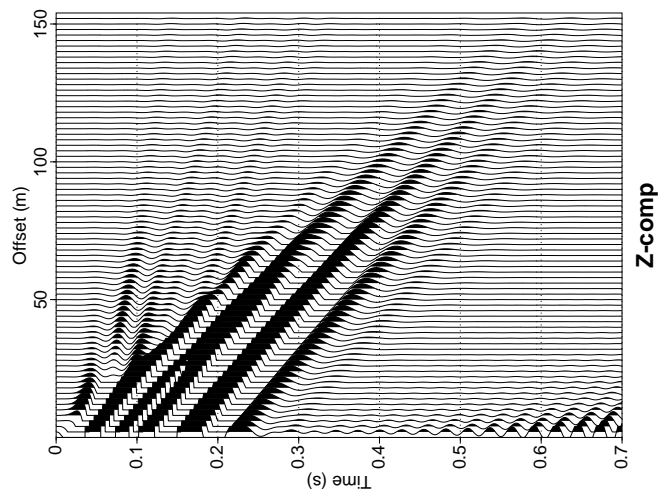
7.5.1 Sammenligning med inversjon

Modelleringen presenterer oss både for spørsmål og svar. For samtidig som vi til en viss grad har klart å modellere dispersjonen, har vi da tilsynelatende det resultatet at inversjonen og modelleringen ikke stemmer overens. Dette kan skyldes at inversjonen ikke er egnet til å beskrive et medium av den art vi har på Grødeland. Det kan også skyldes at modelleringen bygger på en feilaktig modell. Men sannsynligvis er ikke årsaken at noe er galt. Inversjonen er for grov. Dispersjonskurven “ser” de øverste 12 metrene som *ett* lag og estimerer en gjennomsnittlig V_s . Og mens de høyere modene styrte bølger helt tydelig har hastigheter opp mot 400 m/s (se seksjon 6.2.2), benytter inversjonen overflatebølgens *fundamentale* mode som har høyeste amplitude, men som har lavere hastighet.



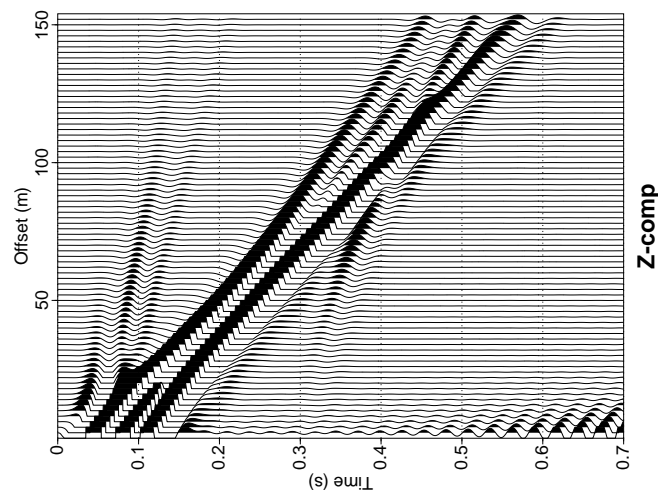
Figur 7.8: Med utgangspunkt i den gitte stratigrafien på Grødeland, kan man definere en modell og deretter beregne de registrerte data. Modellen er gitt i tabellform øverst, og de modellerte seismiske data er vist nederst. Det viser seg at ved fjerning av det øverste lavhastighetslaget, vil man også fjerne det man nå ser som en førsteinnsats mellom ca. 70 og 150 meter kilde-mottakeravstand. Dette kan bekrefte antakelsen i seksjon 6.4. Videre legger man merke til at med denne modellen vil den tilsynelatende hastigheten til beltet med overflatebølger tilsvare det vi ser i registreringene. Imidlertid mangler de dispersive egenskapene nesten fullstendig. Dette betyr at modellen ikke beskriver medier på Grødeland med hensyn på S-bølge hastighetsgradienten.

Thickness (km)	P-velocity (km/s)	S-velocity (km/s)	Density (g/cm ³)	Q-P	Q-S
1.000	0.330	0.000	0.0001	100.0	50.0
0.0003	0.900	0.150	1.500	100.0	50.0
0.002	0.900	0.150	1.500	100.0	50.0
0.006	1.500	0.290	2.100	100.0	50.0
0.004	1.900	0.450	2.100	100.0	50.0
1.000	2.000	1.000	2.300	100.0	50.0



Figur 7.9: I denne modellen er både gradienten og selve S -hastighetene høyere enn i den forrige. I tillegg har vi lagt inn en tredeling av de øverste 12 metrene. (Den høye hastigheten, 450 m/s i lag 5 er ikke utenkelig. Dette er begrunnet i kapittel 9). Uansett ser vi at dispersjon ikke opptrer i nevneverdig grad.

Thickness (km)	P-velocity (km/s)	S-velocity (km/s)	Density (g/cm ³)	Q-P	Q-S
1.000	0.330	0.000	0.0001	100.0	50.0
0.0003	1.000	0.200	1.800	100.0	50.0
0.002	1.000	0.200	1.800	100.0	50.0
0.010	1.500	0.350	2.100	100.0	50.0
0.040	2.000	0.450	2.200	100.0	50.0
1.000	2.500	1.000	2.300	100.0	50.0



Figur 7.10: Først når modellen har en kraftig gradient, med høyere *S*-bølge hastigheter enn det man fant ved inversjon, får man nevneverdig dispersjon. Dispersiviteten er uansett ikke tilfredsstillende. I tillegg finner vi andre ting i dette syntetiske seismogrammet som vi ikke kan observere i de reelle dataene.

Kapittel 8

Teoretiske beregninger: HKP-generatoren

8.1 Innledning

Vi vil i de to følgende kapitlene presentere metoder og resultater fra arbeidet med HKP-generatoren.

For å bedre forståelsen av kildens virkning og jordens respons, ble det inngått et samarbeid om teoretisk modellering med Norges Geotekniske Institutt, NGI, høsten 2002. Vi ønsket spesielt å studere virkningen av HKP-generatorens fysiske utforming med tanke på interferens mellom pulsene fra to kraftmomenter. Kildens utforming er unik i denne sammenheng. Det er mange fordeler ved teoretiske beregninger. Man har ikke støy i dataene fordi man ser på det ideelle tilfellet.

NGIs kompetanse innen seismisk bølgeutbredelse, samt programvaren LAYSAC (Kaynia, 1996), som er utviklet ved NGI, la grunnlaget for denne delen av oppgaven, og det vil i det følgende bli presentert teori, metoder og resultater fra de teoretiske beregningene som kom ut av samarbeidet med NGI. Teoridelen som omhandler bølgeligningen og løsninger av denne, samt Greens-funksjoner er gitt i Tillegg C. LAYSACs virkemåte er beskrevet i nokså stor detalj, fordi det er ikke-kommersiell programvare. Dernest beskrives modellen som lå i bunnen for beregningene. Den er basert på borekjerner fra Grødeland, beskrevet av Janocko et al. (1997). Resultatene presenteres i siste del. LAYSAC ble nyttet til flere for-

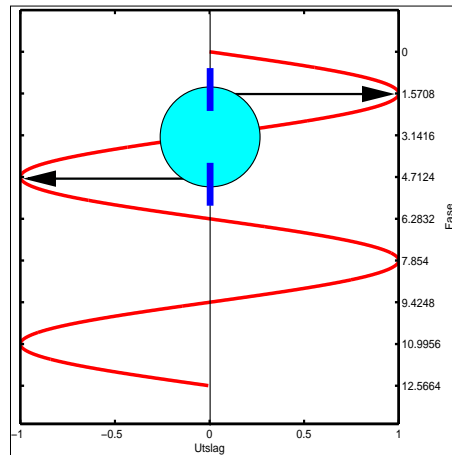
skjellige beregninger, og resultatene er presentert på forskjellige måter avhengig av formålet.

8.2 Optimal kilde

Aller først tas det for ordens skyld med at det er fullt mulig å si noe om kilden og jordens respons uten å simulere på regnemaskin eller samle inn data i felt. Vi har allerede sett at Δt har noe å si for kildepulsen, og at denne bør være så liten som mulig. Dersom vi antar en skjærbølgehastighet i mediet går det også an å si noe om jordens respons når vi kjenner kildens faktiske ytre mål. Fra sammenhengen $c = \lambda f$ vil et eksempel med en antatt skjærbølgehastighet på 150 m/s i det øverste laget, og frekvenser mellom 5 og 50 Hz, gi bølgelengder mellom 30 og 3 meter. Den mest ideelle kilden har en avstand mellom vingene som tilsvarer $\lambda/2$ for gitt hastighet og frekvens. Dette er vist i figur 8.1. I dette tilfellet får vi maksimal konstruktiv interferens. Effekten av endringer i avstand mellom vingene er teoretisk beregnet i seksjon 8.4.2. Man forstår at lave frekvenser vil bli dempet av HKP-generatoren på grunn av destruktiv interferens. Det vil imidlertid være meget utfordrende å konstruere, og ikke minst operere, en kilde som har større vingeavstand.

8.3 LAYSAC og modell

Simuleringsprogrammet “Seismoacoustic Green functions program: LAYSAC”, er utviklet av dr. Amir M. Kaynia på basis av teorien beskrevet i Tillegg C. Ved bruk av dette programmet ble mediets respons på HKP-generatoren på forskjellige steder i undergrunnen beregnet. LAYSAC simulerer for tre forskjellige bevegelser: horisontal, vertikal og gyngbevegelse. Kilden er en sirkulær plate. Se figur 8.2. Siden vår skjærbølgekilde ikke er en sirkulær plate, ble radius til denne platen i programmet satt så liten som mulig (0.2 meter). Dette var det ene av to kunstgrep som måtte gjøres. LAYSAC simulerer for monokromatisk bevegelse for én kilde. Vår skjærbølgekilde kan sees på som to av disse enkeltkildene. I tillegg må vi ta høyde for at HKP-generatoren er en impulsiv kilde og ikke en vibrator. For at tilnærmingen skulle være best mulig, ble det simulert for horisontalt vibrerende



Figur 8.1: En skjærbølgekildes vertikale utstrekning sammenlignet med en sinusbølge. For gitt frekvens og utbredelseshastighet vil man teoretisk oppnå maksimal konstruktiv interferens når avstanden mellom de to kildekraftene tilsvarer en halv bølgelengde. Kildesignalet vil i praksis ha et frekvensspekter. Det er ikke monokromatisk. Dette vil føre til at den konstruktive interferensen er frekvensavhengig for gitt avstand mellom kildekraftene. I vårt tilfelle er avstanden 0,8 meter.

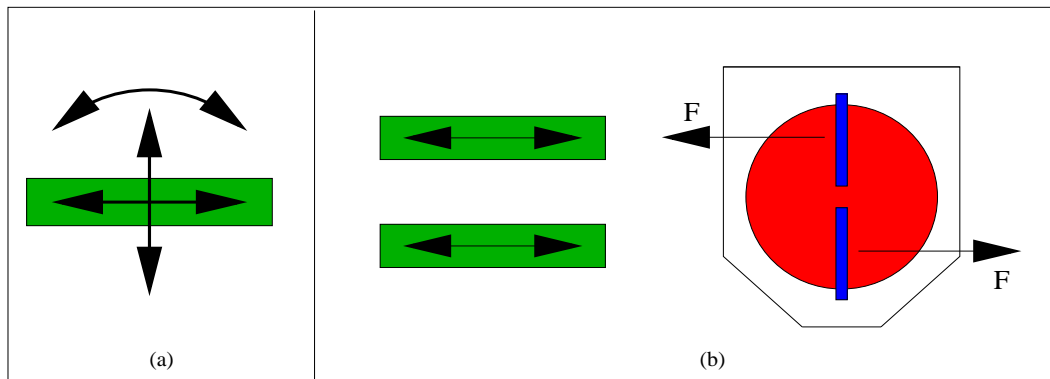
plater i to forskjellige nivåer (se figur 8.2 b)) og bidragene ble subtrahert. Det er naturlig å subtrahere siden kreftene i skjærbølgegeneratoren virker i motsatt retning av hverandre. Dette var det andre kunstgrepet.

LAYSAC tar utgangspunkt i en lagdelt modell, hvor det dypeste laget er et halvrom. For hvert lag må følgende parametre defineres:

Tykkelsen til laget, V_p : P-bølgehastigheten, V_s : S-bølgehastigheten, ρ : tetthet, D : dempning .

Siden LAYSAC beregner responsen for en monokromatisk forrykning må man gi inn antall frekvenser som skal beregnes og initiell frekvens, og steg mellom frekvensene. I tillegg må brukeren definere, antall punkter i bølgetalldoménet, radius til lasten, nummeret på laget hvor lasten er plassert, antall punkter hvor responsen skal beregnes, horisontal koordinat til punkter hvor responsen skal beregnes og antall diskrete segmenter under lasten. Det siste punktet definerer avstanden mellom alias-kildene (se figur 8.3), som da er lik $(2 \cdot \text{antall punkter i bølgetalldoménet} \cdot \text{radius til lasten}) / (\text{antall diskrete segmenter under lasten})$.

Alias-kildene vil være romlig periodiske, som vist i figur 8.3. Dette er en begrensning som må tas høyde for. Det vil alltid bli et kompromiss mellom avstanden

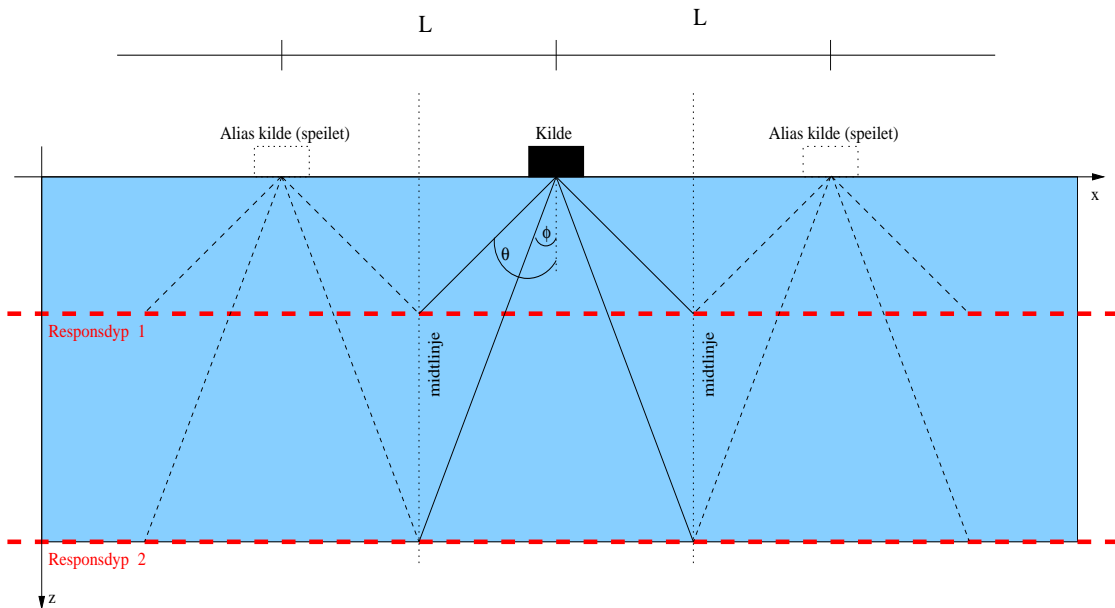


Figur 8.2: (a): Kilden som beregningene tar utgangspunkt i er en sirkulær plate. Responsen beregnes for horisontal og vertikal bevegelse, samt for gyngende-bevegelse. Platen beveger seg med en gitt frekvens. Det er således et monokromatisk signal som blir generert. Responsen til en puls vil være summen av bidragene fra alle frekvenskomponentene i pulsen. (b): For å få en best mulig beskrivelse av kilden ble det simulert i to nivåer med avstand lik den mellom vingene på skjærbølgevibratoren. Bidragene fra de to kjøringene ble deretter subtrahert. Det er naturlig å subtrahere siden kreftene i skjærbølgegeneratoren virker i motsatt retning av hverandre.

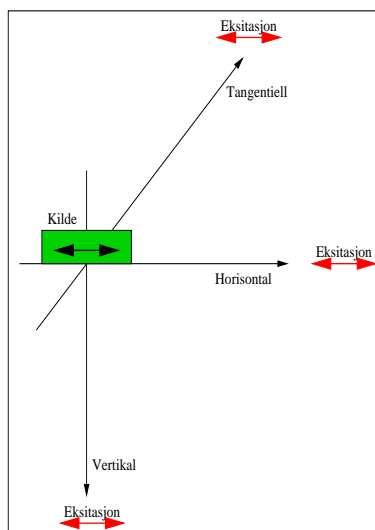
mellom alias-kildene og regnetiden programmet trenger grunnet antall punkter i bølgetalldoménen. Dette var imidlertid ikke en kritisk faktor i våre beregninger, da vi begrenset oss til radiale avstander på 20 meter. Avstanden mellom aliaskildene er i alle forsøk $((2 * 20000 * 0.2)/1) = 8000$ meter.

Output fra LAYSAC er en fil med numeriske data. For et ønsket antall frekvenser, dyp og radiale avstander til kilden blir eksitasjonen gitt som et komplekst bølgetall. Som vanlig er amplituden da gitt ved normen til det komplekse tallet. Amplituden er *maksimal* amplitude for partikkelbevegelsen (eksitasjonen). LAYSAC simulerer for de tre kildebevegelser og for hver kildebevegelse gis tre verdier pr. frekvens. Disse tilsvarer eksitasjonen i vertikal, tangentiell og horisontal retning som vist i figur 8.4. Det er klart at det er den *tangentielle* respons for den *horisontalt* virkende kraften vi er ute etter.

For å automatisere og visualisere det hele ble det laget plottprogrammer i Matlab. Det ene programmet tar inn to filer, en for hver kildeposisjon som til sammen gir responsen ved normen til differansene mellom realdelen og imaginærdelen til det komplekse bølgetallet for hver frekvens og posisjon. Det vil deretter plote



Figur 8.3: På grunn av diskretiseringen vil kilden bli speilet i rommet (alias). Det faktiske problemet som blir løst er det for en uendelig lang kilderekke hvor elementene er separert med en viss avstand, L , vil det være mellom elementene i rekken. Den største teoretiske kilde-mottakeravstand som kan brukes er den til midtlinjen mellom to kilder, men her vil beregningene sannsynligvis være helt ubrukelige. Vi ser at vinkelen fra loddlinjen øker med minkende responsdyp.



Figur 8.4: For hver frekvens og hver kildebevegelse gir LAYSAC ut eksitasjonen i vertikal, horisontal og tangentiell retning.

amplitudeverdien. Dersom vi lar det komplekse bølgetallet være

$$\mathbf{k}_j = R_j + iX_j$$

for $j = 1, 2$ kan vi skrive responsen som

$$Respons = \sqrt{(R_1 - R_2)^2 + (X_1 - X_2)^2} \quad (8.1)$$

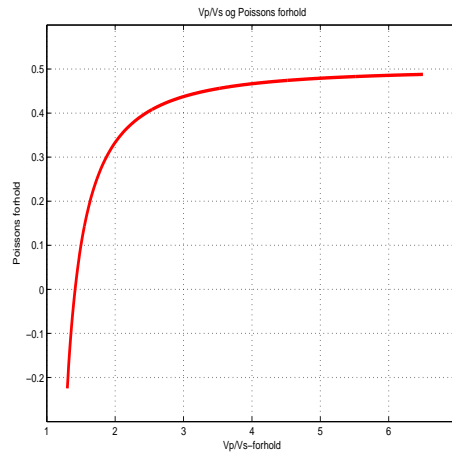
hvor $j = 1, 2$ viser til kildekraft i overflaten og kildekraft omsluttet av mediet, henholdsvis. Plottet gir oss eksitasjonen, relativt til enhetskrefter i de to kildeposisjonene, som en funksjon av frekvens for forskjellige radielle avstander til kilden. Dypet er det samme for hvert plott.

Det andre programmet tar inn en rekke resultatfiler fra LAYSAC og genererer plott av strålingsmønsteret som avhenger av vinkel med overflaten. Her er radiell avstand konstant. Programmene er relativt store (mye kode), og er derfor ikke tatt med i oppgavens tilleggsdel.

8.3.1 Modell

På grunn av kjennskapet til den sedimentære lagpakken på Grødeland, og feltundersøkelser med HKP-generatoren der, var det naturlig å bruke dette som grunnlag for beregningene. Med utgangspunkt i Hamilton (1979) og geotekniske data fra grunne boringer på norsk sokkel (NGI, 1993), ble det foretatt en kvalifisert gjetning med hensyn på seismiske hastigheter i lagpakken. Laggrensene er lagt inn på bakgrunn av endring i kornstørrelse. (Se for eksempel Carr & Hajnal (1999)). Tettheter ble lagt inn som et antatt gjennomsnitt. Hastighetene er antatte hastigheter, og danner grunnlaget for Poissons forhold. Det er tatt med mange desimaler i Poissons forhold. Begrunnelsen er at små endringer i Poissons forhold kan tilsvare store endringer i V_p/V_s -forholdet, som vist i figur 8.5.

Absorpsjonen er også antatt gjennomsnittlig. Verdien er satt til 0,03. Sett på bakgrunn av Kudo & Shima (1970) sine in-situ målinger av demping av SH-bølgeamplituder i jordlag, er $D = 0.03$ kanskje et noe positivt anslag, da det ble målt verdier helt opp mot $D = 0.15$. Amplitudereduksjonen er frekvensavhengig.



Figur 8.5: *Sammenhengen mellom V_p/V_s -forholdet og Poissons forhold.*

Denne kan uttrykkes som

$$A(f) = K * A_0(f) * e^{-D\Delta z * f} \quad (8.2)$$

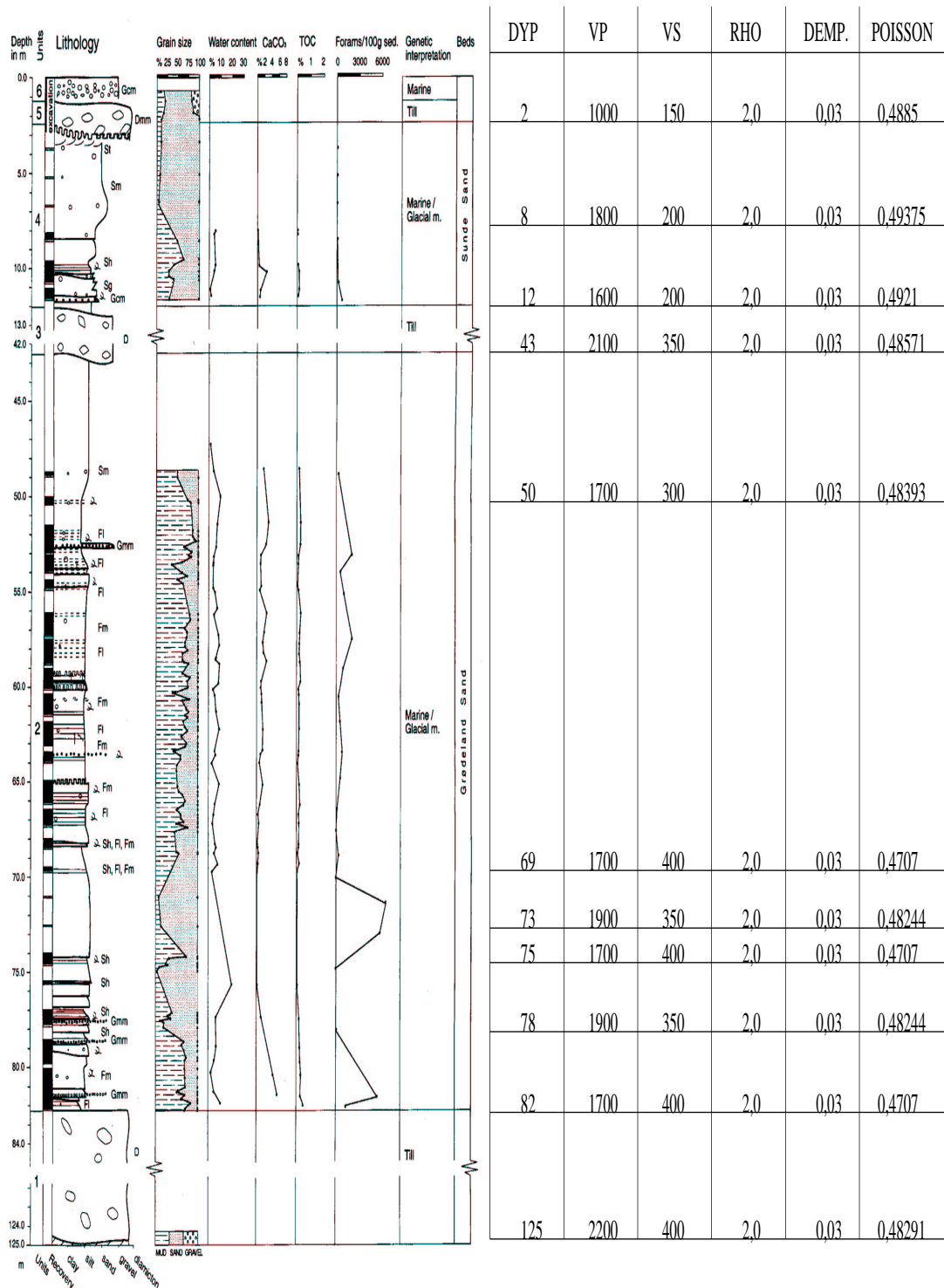
hvor A og A_0 er amplitudene målt i dyp z og z_0 , henholdsvis, K representerer sfærisk divergens, refleksjons- og transmisjonstap, og $D\Delta z$ er kumulativ absorpsjon.

Ifølge Ricker (1940) og Ricker (1953) vil *pulsformen* en viss avstand fra kilden være uavhengig av varigheten til kildekraften så lenge denne er kort. Den vil bare avhenge av jordens absorpsjon. Man kan allikevel ikke se bort fra kildekraftens varighet grunnet interferenseffekter som forklart i seksjon 8.2 og 8.4.2. I tillegg var poenget med de teoretiske beregningene å studere strålmønsteret, slik at absorpsjonen er av underordnet betydning i denne sammenheng.

Modellen er vist i figur 8.6.

8.4 Resultater

Noe av det vi ønsket å studere med simuleringen var hvordan de forskjellige frekvensene brer seg med dyp og forskjellig vinkel til overflaten. Strålmønstrene ble simulert for varierende frekvenser inspirert av Dorn (1984) som så på det teoretiske strålmønstret fra en vibrerende torsjonskilde på overflaten. For-



(Janocko et al., 1997)

Figur 8.6: Antatt hastighetsfordeling med dypet på Grødeland, i tillegg til antatt tetthet og dempning i lagene. Poissons forhold er beregnet fra V_p og V_s . Lag-grensene er definert blant annet på bakgrunn av endring i kornstørrelse. Den stratigrafiske søylen er identisk med den i kapittel 7.

søk med varierende avstand mellom vingene (kreftene) ble gjort for å undersøke virkningen av dette med hensyn på interferens, slik som skissert i seksjon 8.2. Resultatene fra de teoretiske beregningene er presentert i denne seksjonen. Det må imidlertid tas høyde for at LAYSAC ikke tilnærmer kilden eksakt, som tidligere forklart.

8.4.1 Strålingsmønstre

Strålingsmønsteret fra en kilde blir som oftest fremstilt som polarplott. Det vil si et plott i (r, θ) -doménet, hvor r avhenger av θ . r representerer amplituden til signalet, og er som regel normalisert, da mønsteret er det essensielle. Det er vanlig å fremstille blant annet data fra direktivitetsstudier for kilde- eller mottakerrekker som slike polarplott, men generelt kan strålingsmønsteret (direktiviteten) til en hvilken som helst enkeltkilde også gi nyttig informasjon. Som nevnt studerte Dorn (1984) det teoretiske strålingsmønsteret fra én enkelt vibrerende torsjonskilde på overflaten. I tilfellet med skjærbølgekilden (HKP-generatoren) vil vi som i tilfellet med rekker ha interferens mellom flere krefter eller pulser.

Dersom vi lar mediet være homogent, studerer vi *kun* effekten av kildeutformingen. Dette er vist i figur 8.7 og 8.8. (De seismiske parametrene er satt til $V_s = 350$ m/s, $\rho = 2.0$ g/cm³, $D = 0.03$, $\sigma = 0.48571$).

Av figurene 8.9 - 8.12 ser vi strålingsmønsteret som en funksjon av kilden *og* mediet, slik mediet er beskrevet i modellen (figur 8.6). I samsvar med Dorn (1984) ser vi at strålingsmønsteret indikerer mer energi i vertikalretning for høyere frekvenser. For de laveste frekvensene går nesten all energi i horisontal retning. Etter hvert som frekvensen øker får vi relativt mer energi i vertikal retning, men mønsteret blir også mer taggete. For veldig små endringer i θ vil vi teoretisk kunne få nokså store endringer i amplituden. Dette er en viktig observasjon: Interferensen påvirker amplituden til kildesignalet som en funksjon av vinkel til overflaten.

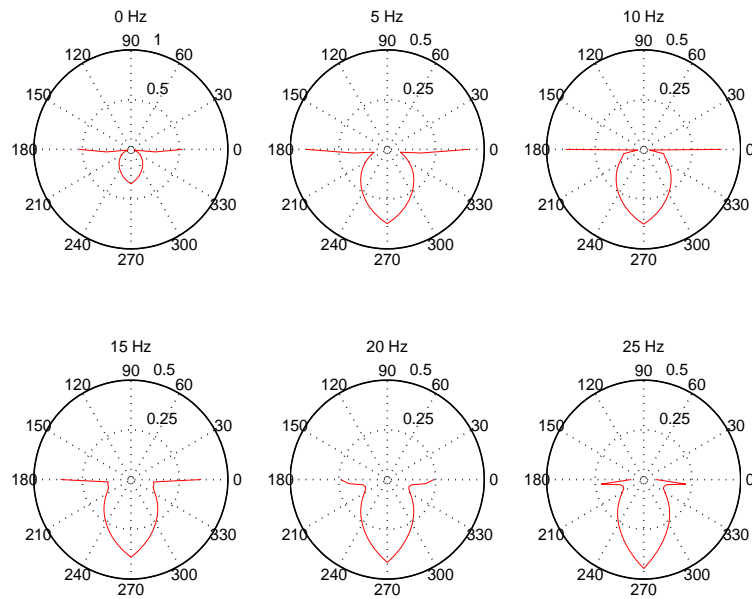
Den vesentligste forskjellen mellom det inhomogene og det homogene tilfellet, er at vi ikke observerer det samme taggete mønsteret i det homogene tilfellet som vi gjør for de høyere frekvensene i det inhomogene tilfellet. I tillegg ser det ut til at maksimal amplitude opptrer i vertikal retning i det homogene tilfellet, mens det inhomogene mediet har kraftigst respons i en retning som avviker noe

fra vertikalen. Vi ser fremdeles at de laveste frekvensene vil bre seg i horisontal retning i større grad enn det de høyere frekvensene gjør. Fra 50 Hz og oppover beholdt strålingsmønsteret sin form for det homogene tilfellet. Derfor er det ikke tatt med plott for frekvenser over 50 Hz.

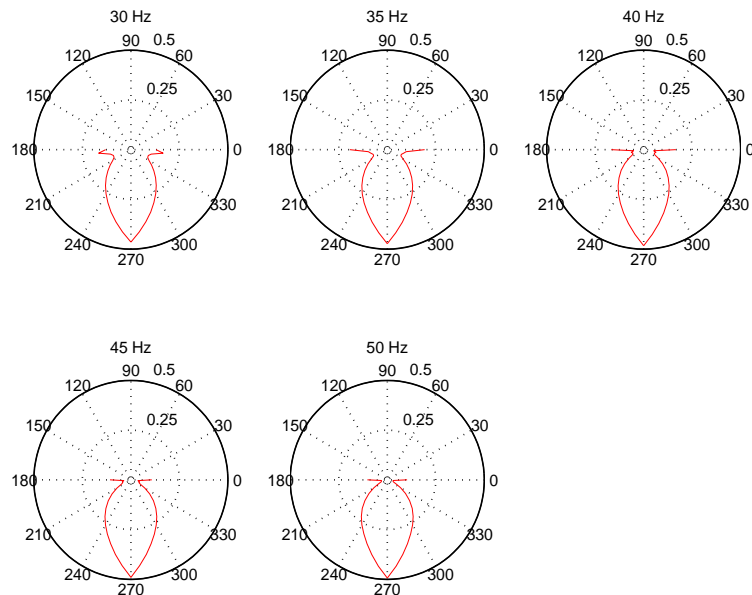
Flertydighet

Før vi går videre, må det for ordens skyld presiseres at LAYSAC ikke differensierer mellom de forskjellige bølgetypene. Programmet beregner kun partikkeleksitasjonen i de tre romlige retningene. Som et eksempel ser man av figur 8.4 at når kilde-mottakeravstanden er null, vil eksitasjon i horisontalplan, tangentiell retning (som er den som er av interesse med tanke på HKP-generatoren), og eksitasjon i horisontalplan, horisontal retning bli representert med det samme, komplekse bølgetallet.

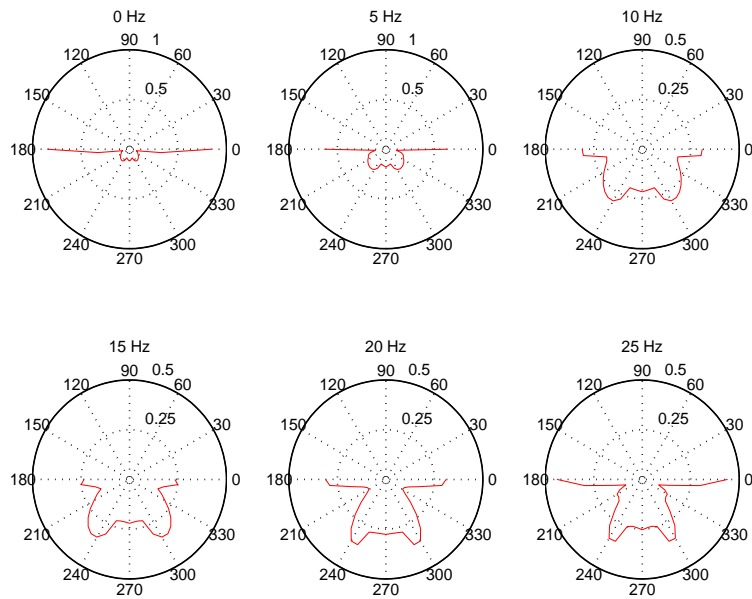
Likevel er det rimelig å anta at når man ved et visst dyp har partikkelbevegelse perpendikulært på innsamlingens innlinjeplan, så er det ikke Love-bølger, men SH-bølger vi registrerer. Det vil i hvert fall ikke være andre typer volumbølger som forårsaker eksitasjonen. (Dette er teoretisk utledet i Tillegg A).



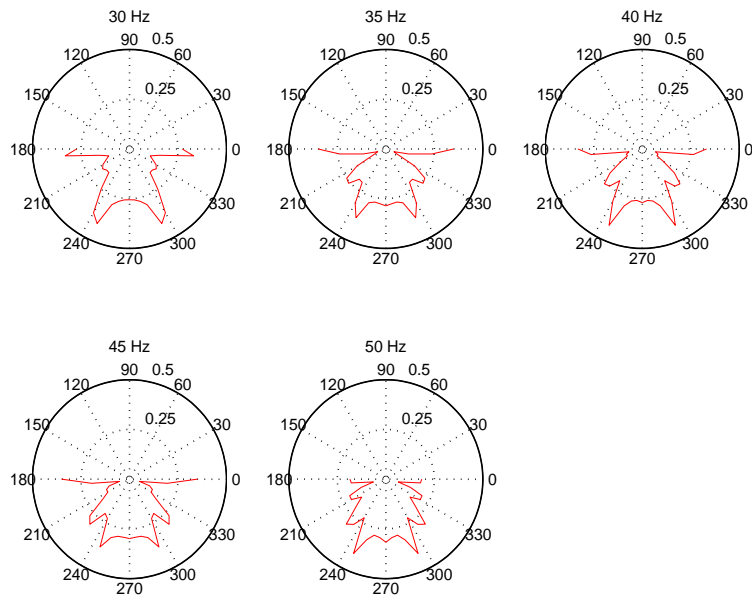
Figur 8.7: *Homogent medium: De lave frekvensene vil også ifølge disse beregningene bre seg horisontalt, med økende grad av vertikal radiasjon med økende frekvens. (Legg merke til ulik skala på aksene).*



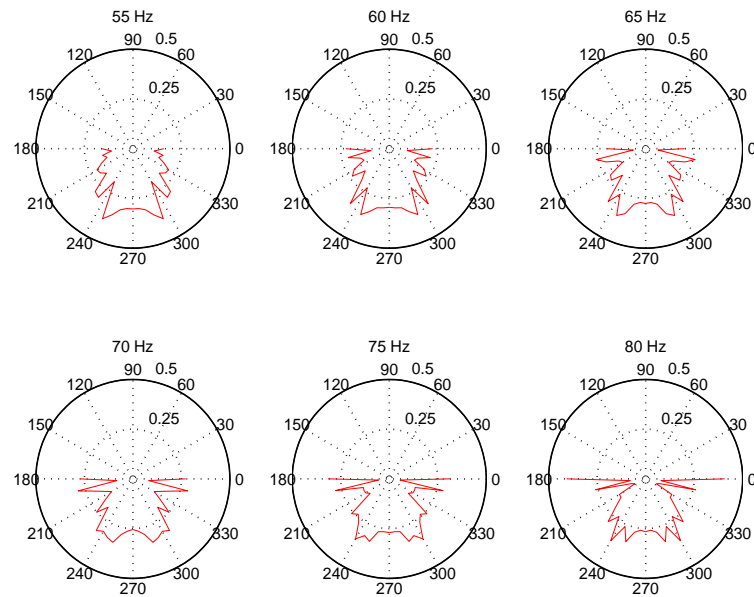
Figur 8.8: *Homogent medium: Når frekvensen øker ser vi at mer av energien brer seg vertikalt. I samsvar med det som er beregnet for det inhomogene mediet, vil radiasjonsmønsteret i stor grad være stabilt for frekvenser over 50 Hz.*



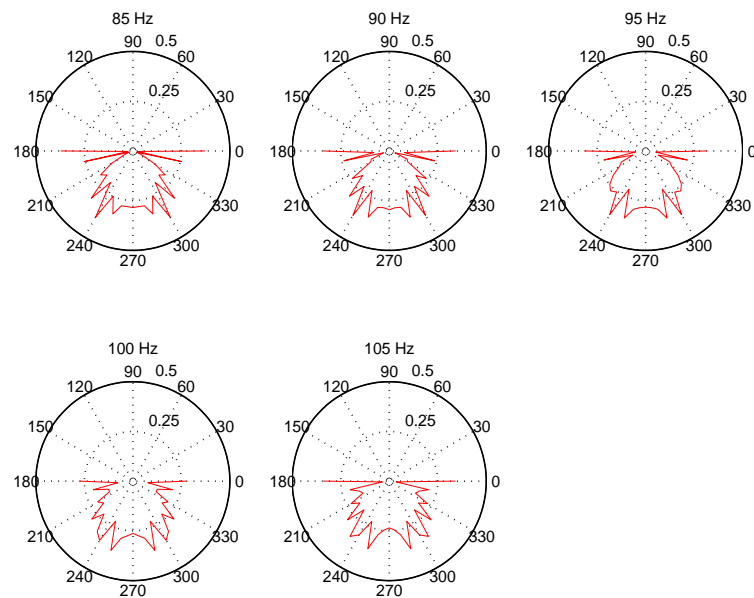
Figur 8.9: Strålingsdiagram for frekvensene mellom 0 og 25 Hz. Amplitudene er normaliserte. Legg merke til den varierende skalaen på aksene. For de lave frekvensene går nesten all energi i horisontal retning.



Figur 8.10: Strålingsdiagram for frekvenser fra 30 til 50 Hz.



Figur 8.11: Strålingsdiagram for frekvenser fra 55 til 80 Hz. Tilsynelatende vil en mindre andel av energien gå i horisontal retning for frekvenser mellom 50 og 75 Hz.



Figur 8.12: Strålingsdiagram for frekvenser fra 85 til 105 Hz. Amplitudene er normaliserte. Vi legger merke til at for de høyere frekvensene vil mer av energien bre seg i vertikal retning. For de høyeste frekvensene ser vi at strålingdiagrammet har en noe mer taggete form med større variasjoner for små endringer i vinkelen.

8.4.2 Eksitasjon versus avstand mellom kreftene

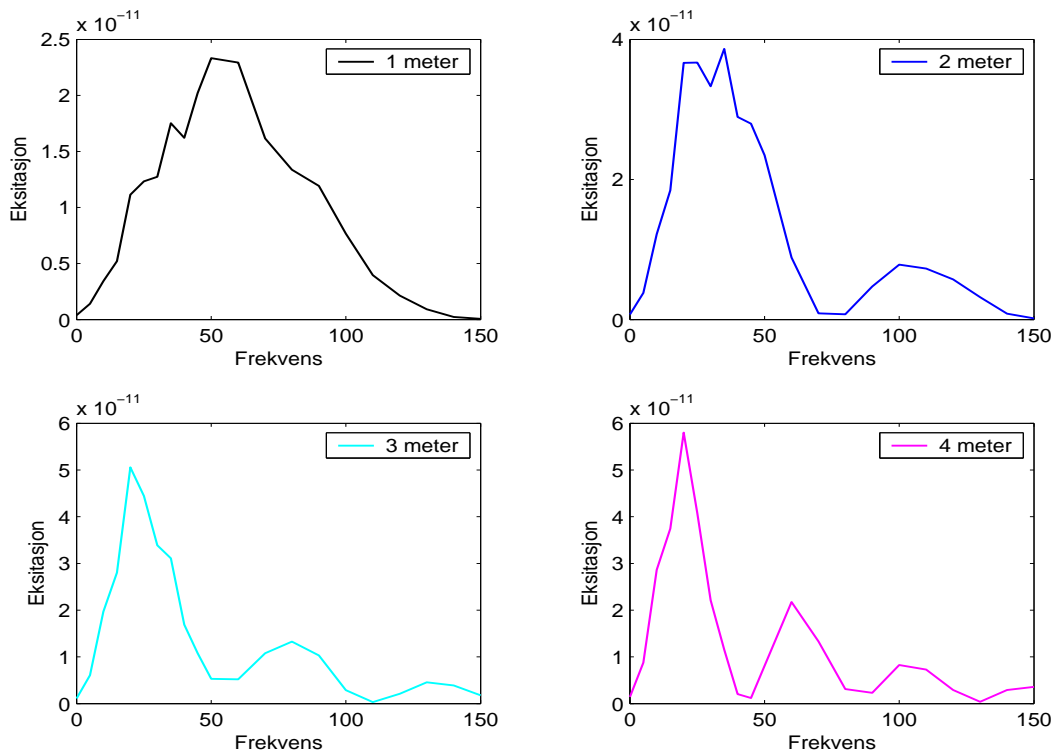
Som nevnt i seksjon 8.2 vil avstanden mellom kreftene ha noe å si for graden av konstruktiv interferens. Det ble beregnet at kilden i sin nåværende form ville virke som et høypassfilter som demper de laveste frekvensene. Maksimal konstruktiv interferens vil opptre for frekvenser mellom 50 og 100 Hz. Dersom vi endrer avstanden mellom kreftene i programmet, forventer vi at økende avstand mellom kreftene vil gi maksimal konstruktiv interferens for minkende frekvens. I figur 8.13 og 8.14 vises resultatet av simuleringen. Observasjonspunktet har 30 meter vertikal avstand fra kilden. Den nokså store vertikale avstanden er for å minimalisere eventuell effekt av Love-bølger i grenseflaten mellom fast materiale og luft.

Som forventet forskyver toppunktet for eksitasjon seg mot lavere frekvenser ved økende avstand. Vi har allerede sett at bølgene med høye frekvenser i større grad vil bre seg vertikalt enn de med lavere frekvenser. Dette stemmer noenlunde med det vi ser i figur 8.13. Merk imidlertid at resultatene i seksjon 8.4.1 og i denne seksjonen ikke er umiddelbart sammenlignbare, da avstanden mellom kildekreftene i seksjon 8.4.1 er den reelle (0.8 meter), mens poenget i denne seksjonen var å endre på nettopp denne avstanden.

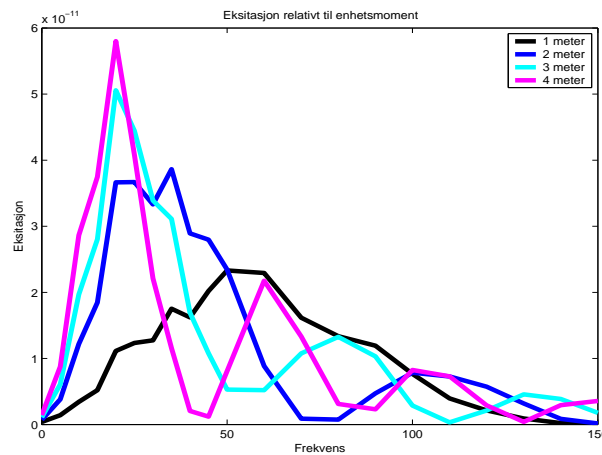
Det ser ut til at den økte avstanden vil endre kildens filter-egenskaper. De laveste frekvensene kommer bare minimalt mer til uttrykk, mens de høye frekvensene tilsynelatende *også* blir dempet med denne kildeutformingen. Interferensen som skyldes kildens fysiske mål bidrar altså til en båndpassfiltrering istedenfor en høypassfiltrering når avstanden mellom kreftene kommer opp mot 4 meter. Man legger merke til at amplituden til maksimal eksitasjon øker med økende simulert vingeavstand. Ser vi på kurven for null kilde-mottakeravstand finner vi at amplituden har gått fra rundt $4 * 10^{-11}$ for to meter mellom kreftene og 35 Hz signal, til rundt $6 * 10^{-11}$ for fire meter mellom kreftene og 20 Hz signal. Dette skyldes at dempningen er større for de høyere frekvensene. Til slutt er det interessant å sammenligne frekvens for frekvens: Der ser man at for 20 Hz kan man nesten gange med en faktor 2 ved å øke avstanden fra 2 til 4 meter.

Feilkilder

I denne simuleringen er det noen potensielle feilkilder, men det er vanskelig å si hvor utslagsgivende de er. Beregningene gjort med LAYSAC er for to vibrerende sirkulære skiver, plassert en viss avstand fra hverandre. Skjærbølgekilden vil ha et mye større vertikalt virkeområde enn det som er simulert for. Man må også ta høyde for at endeflatene til kassen har en betydelig (kontinuerlig) utstrekning, slik at det ikke bare er vingene som øver krefter på mediet. Uansett vil virkningen av økende vingeavstand og -lengde sannsynligvis være tilsvarende det som kommer frem i disse teoretiske beregningene, fordi avstanden til målepunktet er stor (Kaynia, personlig kommunikasjon).



Figur 8.13: *Figuren viser den teoretisk beregnede eksitasjonen ved 30 meter dyp for økende avstand mellom de virkende kreftene. Vi legger merke til hvordan toppunktet for eksitasjon beveger seg mot lavere frekvenser ettersom avstanden mellom kreftene øker. Samtidig ser vi at eksitasjonen også øker i amplitude. Dette har med demping å gjøre. Uansett må man være varsom med tolkningen, da HKP-generatorens vinger har en betydelig vertikal utstrekning i forhold til LAYSAC-kilden.*



Figur 8.14: Samme som figur 8.13, men plottet i samme diagram for å kunne sammenligne amplitudene.

8.4.3 Eksitasjon versus dyp

Bakgrunnsstøy vil alltid være til stede ved innsamling av seismiske data. Det er helt essensielt for resultatet at kilde-signalet kan skilles fra denne bakgrunnsstøyen. Forskjellige metoder innen prosessering, som for eksempel summering av traser med samme refleksjonspunkt, er utviklet nettopp med det mål for øyet å bedre signal/støy-forholdet. Som vist i seksjon 8.4.2, vil avstanden mellom kildekraftene ha noe å si for amplituden til kildepulsen, men det er også interessant å se på amplituden til signalet avhengig av dyp og frekvens.

Vi lar nå avstanden mellom kreftene være 0.8 meter og horisontal kilde-mottakeravstand være 0 meter i input-filen til LAYSAC. 0.8 meter er den reelle avstanden mellom kreftene. Vi ser så på frekvensene 50 til 100 Hz, siden dette ifølge de tidligere beregningene er kilde-signalets frekvensspekter, og beregner responsen ned til 100 meters dyp. Resultatene er vist i figur 8.15. Det vi legger merke til er at de høyere frekvensene dominerer i amplitude ned til et visst dyp. Dette har å gjøre med interferens, slik som vist i figur 8.13. Etter et visst dyp vil de lavere frekvensene dominere mer og mer. Dette skyldes sannsynligvis dempingen, som er frekvensavhengig (se formel 8.2).

Vi observerer altså igjen at kildens utforming fungerer som et høypassfilter. Amplituden til de lave frekvensene blir dempet av kilden. Dette vil teoretisk gi et signal som har god oppløsningsevne. Penetrasjonsevnen blir derimot redusert, da

det er de lave frekvensene som blir senest dempet av mediet. Vi ser av beregningene at ved dyp større enn rundt 50 meter, vil de lavere frekvensene dominere grunnet mediets demping av de høye frekvensene. De teoretiske beregningene gir oss derfor at denne kilden er best egnet i gruntseismiske undersøkelser.

8.4.4 Eksitasjon versus frekvens

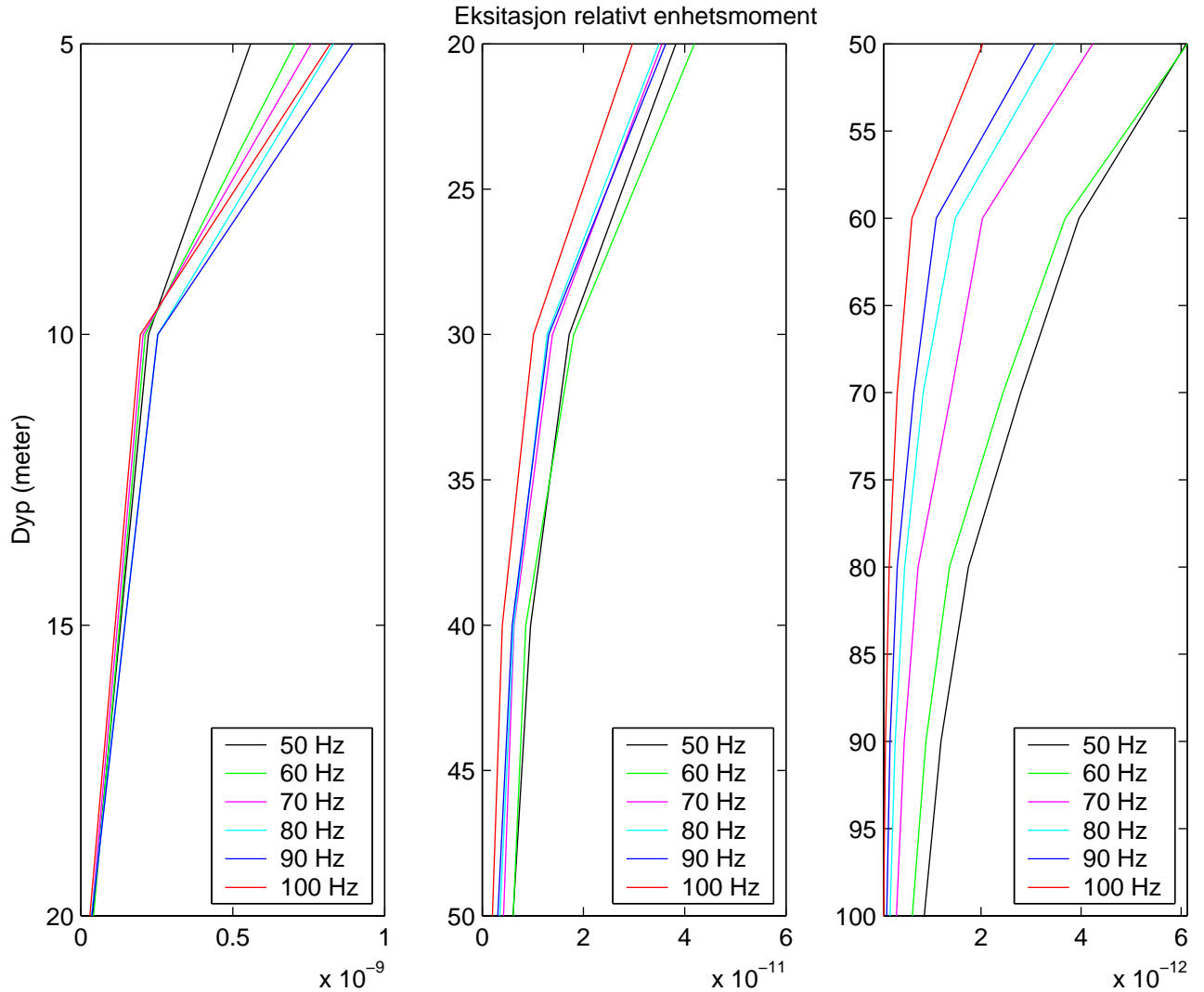
Det følger nå naturlig å studere hvilke frekvenser som dominerer for gitt dyp, nå som vi har beregnet at de høyere frekvensene vil ha et gunstigere interferensregime. Vi beregnet eksitasjonens amplitude for frekvenser opp mot 150 Hz, for konstant dyp. Resultatene er vist i figur 8.16 og 8.17. I figur 8.16 er det lagt vekt på å vise *formen* til kurven for økende dyp. Det første man ser er at toppunktet til kurven ligger rundt 90 Hz for de minste dyp, men i trå med det som tidligere er funnet forskyver det seg mot lavere frekvenser med økende dyp. “Frekvensspekteret” blir også smalere fordi de høyeste frekvensene dempes. Ved 50 meter dyp ligger toppunktet på rundt 60 Hz. Dette er allikevel ganske høyt.

Man må uansett se på forskjellen i størrelsesorden på amplitudene. På 5 meter ligger amplituden for 90 Hz på rundt $0.9 * 10^{-9}$, mens den på 50 meter for 60 Hz ligger på rundt $6 * 10^{-11}$. Det er dette tallet som gir grunnlag for å beregne kildens rekkevidde når man kjenner momentet.

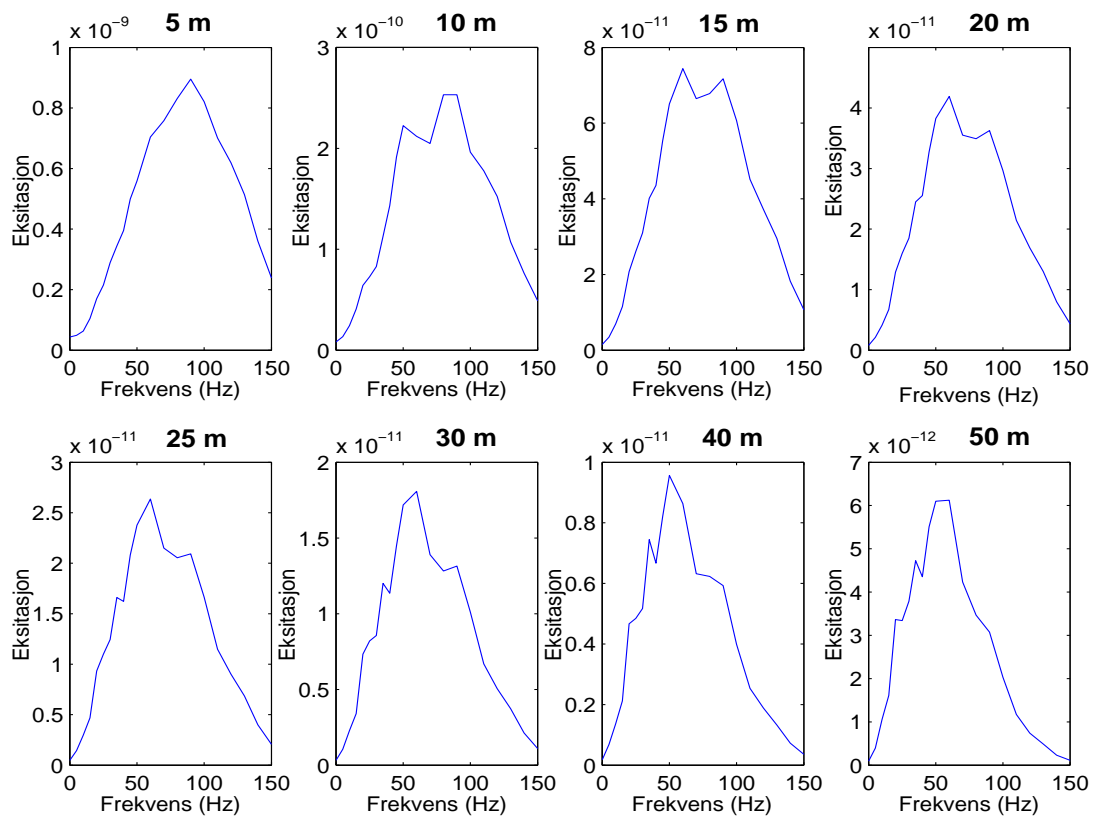
8.4.5 Oppsummering av teoretiske beregninger

De teoretiske beregningene må selvfølgelig sammenlignes med det man avdekker i dataene innsamlet i felt. Uansett er det helt på det rene at med kort stopptid, Δt , som vil gi høyere frekvenser og amplitude i signalet, vil kilden være mer effektiv, fordi

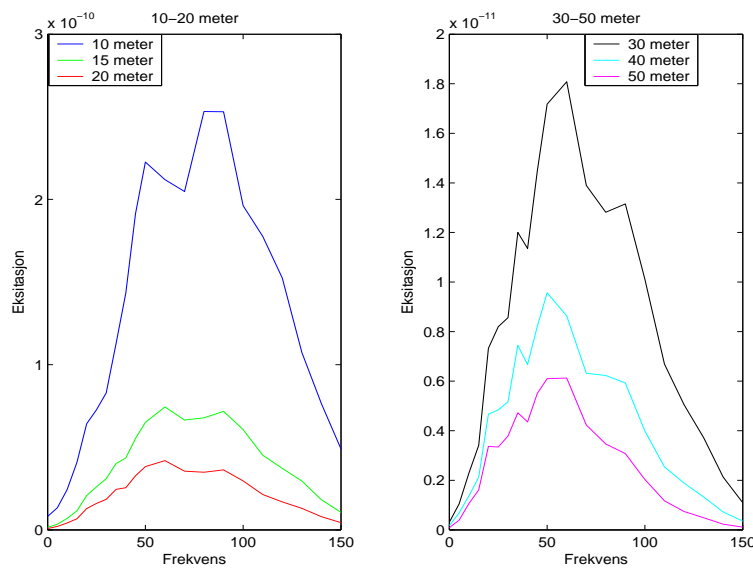
- interferensen mellom pulsene er mer konstruktiv for høyere frekvenser
- mer av energien brer seg i vertikal retning for de høye frekvensene sammenlignet med de lave
- en skarpere puls gir generelt høyere oppløsning i seismikken



Figur 8.15: Figuren viser amplituden til eksitasjonen, relativt til et enhetsmoment for hvert av kildemomentene, for økende dyp beregnet med LAYSAC. Skalaen på den horisontale aksene, som viser eksitasjonen, er ikke konstant. Interferensfenomener gjør at høye frekvenser har høyere amplituder enn lave frekvenser for små dyp. Ved dyp mindre enn 50 meter vil denne initielle interferensen ha mer å si enn den frekvensavhengige dempningen når dempningen er satt så lavt som 0.03. Ved større dyp enn 50 meter er det tydelig at dempningen har mer å si enn den initielle interferensen. For ordens skyld gjøres det oppmerksom på at datapunktene er beregnet for hver tiende meter.



Figur 8.16: Eksitasjon versus frekvens. Figuren viser det samme som figur 8.17, men kurvene er plottet ved siden av hverandre for å kunne sammenligne formen. Legg merke til at toppunktet for små dyp ligger ganske høyt: opp mot 90 Hz. Legg også merke til skalaen på den vertikale akselen, som ikke er lik for alle grafene.



Figur 8.17: Samme som figur 8.16, men plottet i samme diagram for å kunne sammenligne amplitudene.

Det er uansett vanskelig ut ifra de teoretiske beregningene å si noe om hvor tilfredsstillende kilden vil virke. Vi ser at øket avstand mellom de motsatt rettede kreftene vil føre til øket konstruktiv interferens. Imidlertid legger vi merke til at avstander på opp mot 4 meter mellom kreftene vil resultere i en form for båndpassfiltrering av frekvensene. Dersom frekvensspekteret er bredt nok, det vil si dersom frekvenser over 50 Hz har betydelig amplitude, vil det ikke være kritisk at vingeavstanden er så liten. Vi ser av resultatene i denne seksjonen at kildens reelle fysiske utforming fungerer som et høypassfilter. Det betyr at dersom Δt er liten *nok* vil det resulterende amplitudemessig kraftige, høyfrekvente signalet kunne gi god oppløsning i seismikken. Kompromisset går på bekostning av penetreringsevnen på grunn av demping, som tidligere forklart. Det er klart at de lave frekvensene vil nå dypest, men dersom disse frekvensene er dempet av kilden, vil man ha en ugunstig situasjon med tanke på dyp refleksjonsseismikk.

8.4.6 LAYSAC og Selcore?

For ordens skyld nevnes det at LAYSAC kan tilnærme Selcore bedre enn HKP-generatoren, i og med at Selcore virker vertikalt med én kraft. Men Selcore er en “weight-drop” kilde, og disse kildene er godt beskrevet i litteraturen. HKP-

generatoren er derimot helt ny i sitt slag. Motivasjonen for å beregne responsen fra HKP-generatoren var det at man da kunne se på interferensen mellom de to pulsene. I tillegg til å beskrive de vanlige kildeparametrene, var det altså et poeng å studere effekten av *virkeåten* til kilden.

Kapittel 9

Resultater: HKP-generator

9.1 Innledning

I dette kapitlet skal vi presentere resultatene fra en vertikal seismisk undersøkelse med HKP-generatoren på Grødeland. I første omgang er generell kildekarakteristikk tema. Vi vil tolke, identifisere og kommentere koherente innsatser i dataene. Derneft tar vi for oss HKP-generatoren sine kildeegenskaper med hensyn på frekvensbånd, repeterbarhet og energi, og resultatene sammenlignes med de teoretisk modellerte dataene i forrige kapittel. Til slutt beregner vi skjærbølghestigheten i mediet på Grødeland og sammenligner dette med den antatte hastigheten som modellene våre bygger på. Det vil ikke bli argumentert for de forskjellige analysemetodene, da dette er gjort i tidligere seksjoner omhandlende Selcore, og derfor er dette kapitlet mer kortfattet.

Registreringene med HKP-generatoren på Grødeland, ble foretatt med en konstant avstand = 10 meter fra kilden til brønnhodet, mens dypet varierte mellom 10 og 60 meter. Dette gir vinkler mellom 45 og 80 grader. Resultatene som blir presentert fra innsamlingen med HKP-generatoren, er vesentlig forskjellige fra resultatene som er presentert fra innsamlingen med Selcore. Først og fremst har man teoretiske beregninger som støtter opp om de reelle dataene. Derneft er det ikke overflatedata men brønndata som er samlet inn med HKP-generatoren. Dette er styrkene ved dataene som skal legges til grunn for vurderingen av HKP-generatoren. Svakheten er at dataene er separert romlig med 5 og 10 meter i vertikal retning, og at det av praktiske feltmessige årsaker ikke er foretatt dypere

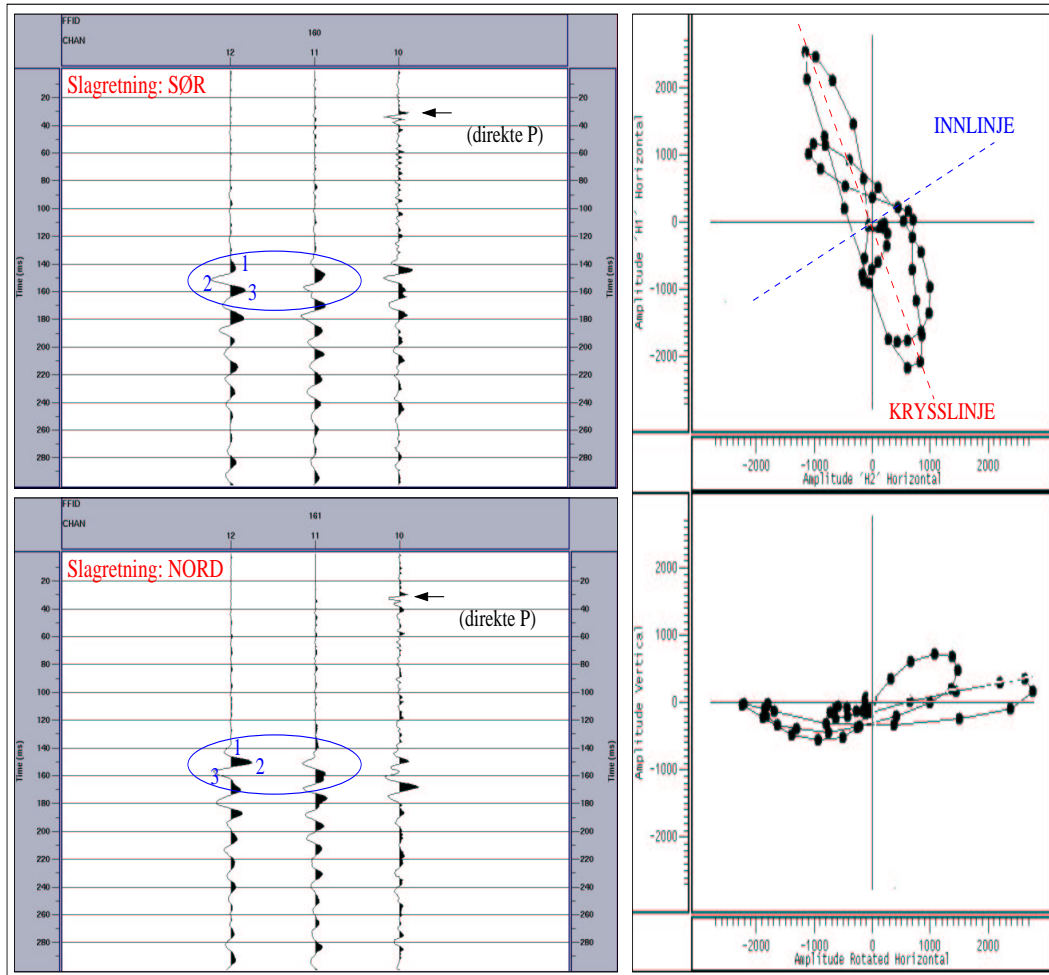
registreringer enn ned til 60 meter.

9.2 Identifisering

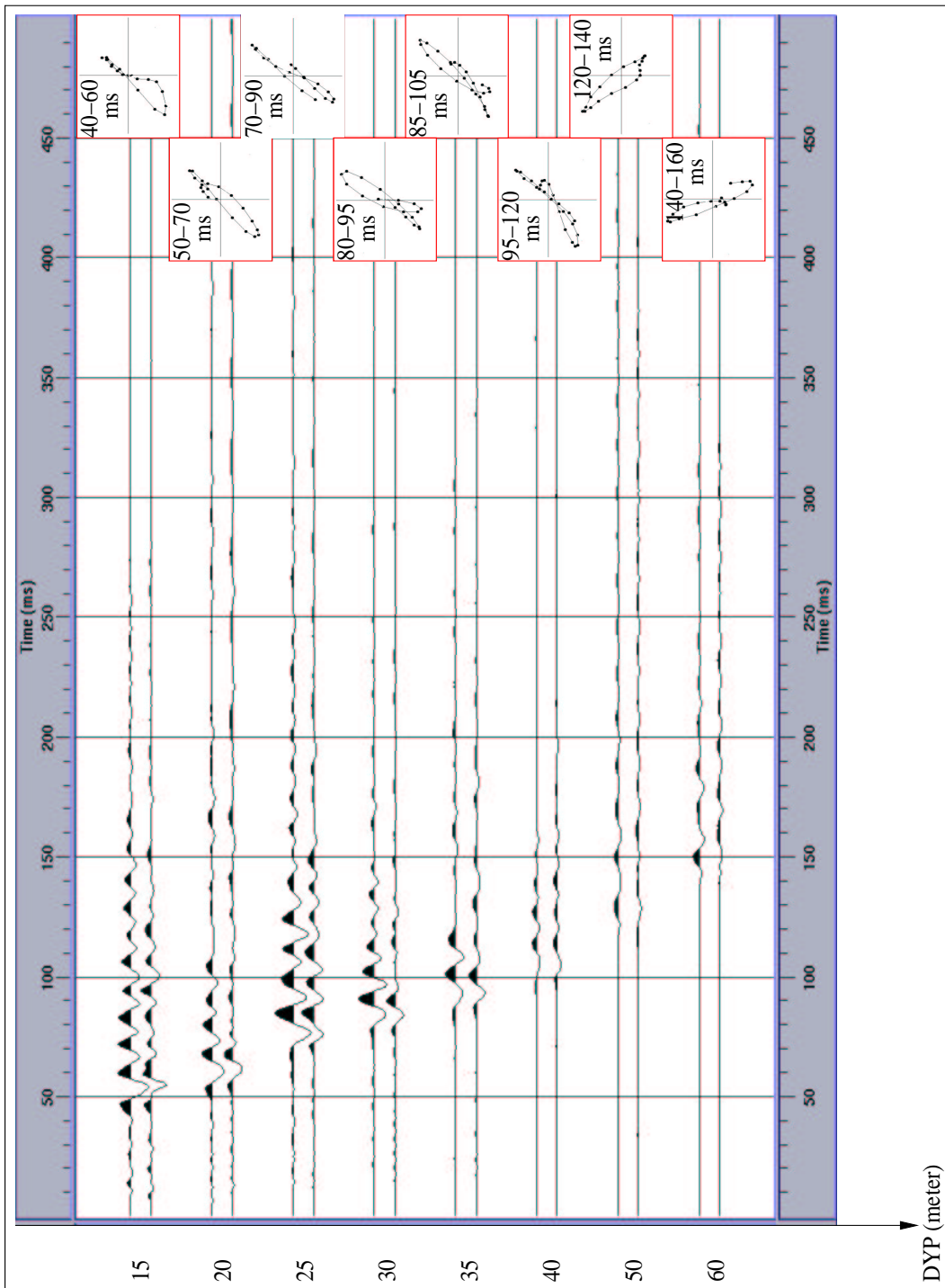
Som med Selcore, må man identifisere hva man ser i registreringene. Forventningen er å finne det meste av energien i form av SH-bølger. Registreringene i de dypeste nivåene gir informasjon om fjernfeltet, og samtidig kan man med de lave hastighetene i de øverste sedimentene, være noenlunde sikker på at man ikke registrerer Love-bølger. Disse overflatebølgene blir ofte registrert og forvekslet med SH-bølger, som er volumbølger (Sheriff, 1999). Derfor tar vi for oss de dypeste innsatsene først.

I figur 9.1 vises et plott av alle de tre geofonkomponentene med tilhørende partikkelbevegelse for registreringene på 60 meter. Svinghjulet på HKP-generatoren kan settes i bevegelse i begge retninger, og det vi legger merke til er at første svingning på de to horisontalkomponentene inverteres når kildemomentet reverseres. (Dette er markert på figur 9.1). Det er derfor rimelig å anta at denne første innsatsen representerer kildepulsen. Plottet av partikkelbevegelsen viser også at det meste av bevegelse foregår i horisontalplanet i én bestemt retning, nemlig kryssretningen. Dette svarer til forventningene. Den direkte P-bølgen, som er identifiserbar på vertikalkomponenten, indikerer en gjennomsnittlig P-hastighet på rundt 1962 m/s, dersom man tilnærmer en rettlinjert kilde-mottakeravstand $\sqrt{(10^2 + 60^2)} = 60.8$ meter, og gangtid = 31 ms. Dette gir god overensstemmelse med Kloster & Sellevoll (1965), som angir gjennomsnittlig $V_p = 1965$ m/s.

Vi er nå sikre på at det vi ser er reelt og generert av kilden. I figur 9.2 er trasene for 15-60 meters dyp vist. I tillegg er partikkelbevegelsen plottet for hvert dyp. Man legger merke til at registreringene, spesielt på 15 og 25 meters dyp, har relativt store amplituder etter førsteinnsatsen. Dette kan være forårsaket av flere ting. Enten er det registrerte refleksjoner og multipler. Dersom utslagene etter førsteinnsatsen ikke er koherent seismisk energi kan det være en av flere andre ting. Det kan være ringing i registreringsutstyret. Geofonene har egenfrekvens på 10 Hz, og vi ser fra både figur 9.2 og 9.3 at det ikke er denne frekvensen som dominerer. Dersom det var ringing i registreringsutstyret, i betydningen at hele sonden var satt i svingninger, ville man ha registrert én spesiell resonansfrekvens i



Figur 9.1: Til venstre: Vi kan detektere SH-bølgen på bakgrunn av inversjonen i de korresponderende fasene 1, 2 og 3 når kildemomentet reverseres. Til høyre: Plott av partikkelbevegelsen mellom 140 og 180 ms for sørlig slagretning, som viser at det meste av bevegelsen foregår i horisontalplanet. Ut fra partikkelbevegelsen i horisontalplanet (øverst) kan man bestemme inn- og krysslinjene når man vet at man har SH-bølger i registreringen. Vi legger merke til at bevegelsen er litt rotete, noe som betyr at den seismiske forstyrrelsen ikke kan være utelukkende SH.



Figur 9.2: Plott av registrering på horisontalkomponentene for forskjellige dyp. Det vi legger merke til er at pulsen som kommer inn som førsteinnsats er relativt stabil. I figur 9.1 er det vist at korresponderende faser er inverse ved reversering av kildemoment for disse førsteinnsatsene. Det er derfor rimelig å anta at dette er kildepulsen. I enden av trasene er vist partikkelplottene for tidsvinduet rundt førsteinnsatsen. Man ser ut fra dette hvilken vei sonden var orientert i borehullet ved registrering. Den har noenlunde lik orientering for 15-40 meter og 50-60 meter. I tillegg får man, ved å se på partikkelplottet, bekreftet at det meste av bevegelsen skjer i én bestemt retning.

dataene, men som vi ser av figur 9.3, er frekvensspekteret særdeles uregelmessig. Vi gjennomførte også en registrering med sonden koblet til HKP-generatorens kasse for å teste om denne hadde en spesiell resonansfrekvens som ville gi en slags effekt tilsvarende en klokke. Vi fant ingen slik frekvens. Det kan også være rørbølger, en type bølger som brer seg langs grenseflaten definert av borehullsveggen, som i dette tilfellet er foret (se Hardage (2000)). Som et siste alternativ kan det være wire-støy, men da geofonen (sonden) var låst til borehullsveggen var wiren slakk, slik at denne forklaringen ikke er sannsynlig.

Vi antar derfor at dette er seismisk energi i form av refleksjoner (eventuelt diffraksjoner) i den meget inhomogene lagpakken på Grødeland. Registreringene i figur 9.2 er plottet som en VSP, men det er 5 og 10 meters intervaller mellom registreringene. Det betyr at man ikke skal prøve å tolke inn refleksjoner (grenseflater), da romlig aliasing sannsynligvis forstyrrer eventuelle koherente innsatser. For å unngå romlig alias i en VSP, må Δz oppfylle (Hardage, 2000)

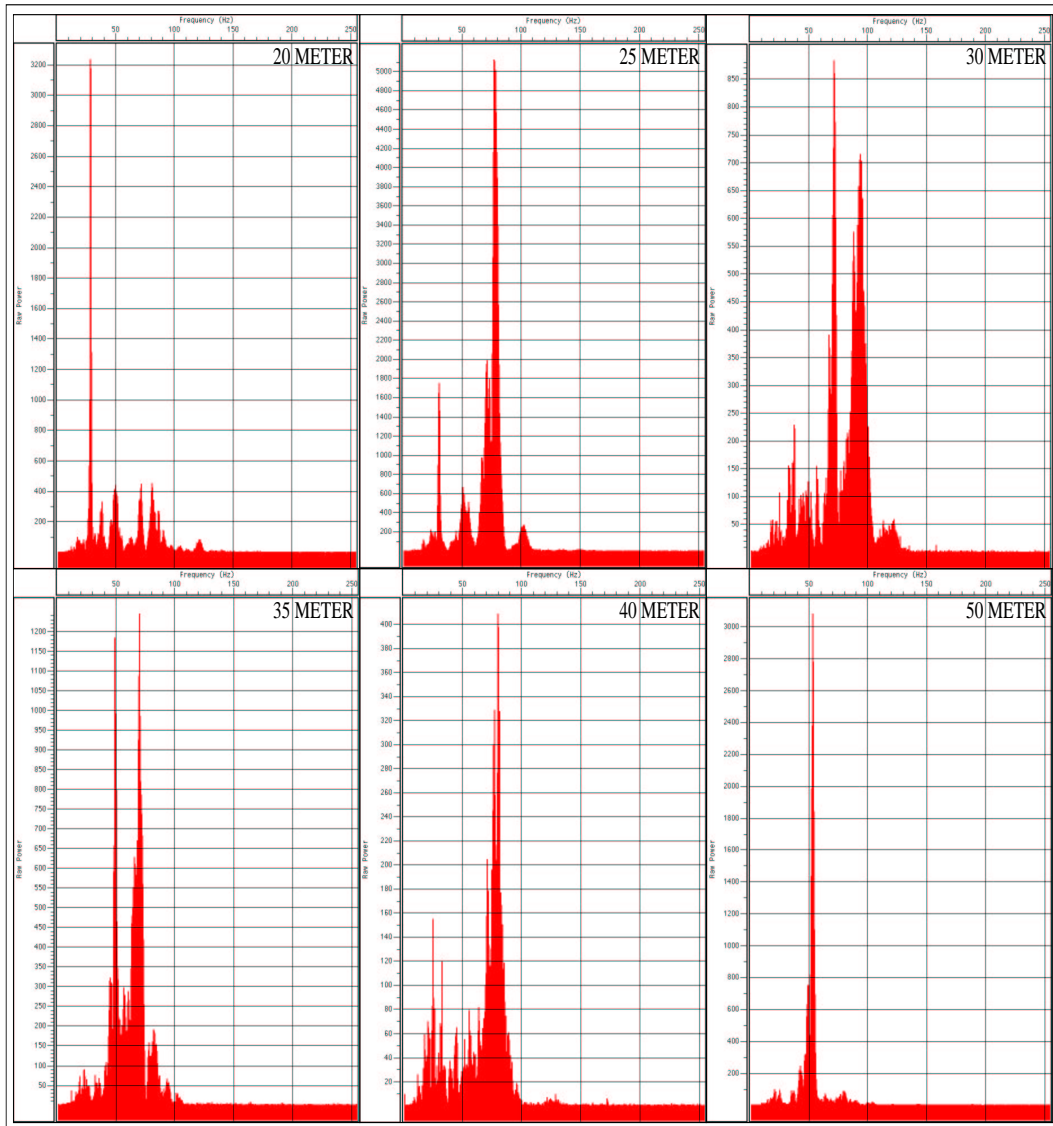
$$\Delta z < \frac{1}{2} \lambda_{min} = \frac{1}{2} \frac{V_{min}}{f_{max}} \quad (9.1)$$

noe som betyr at Δz må være mindre enn 1 meter i dette tilfellet. Uansett er det nærliggende å tro at det eksisterer ikke-aliased, koherente innsatser, og at man rundt 40 meters dyp kanskje kan definere en laggrense.

9.3 Frekvenser

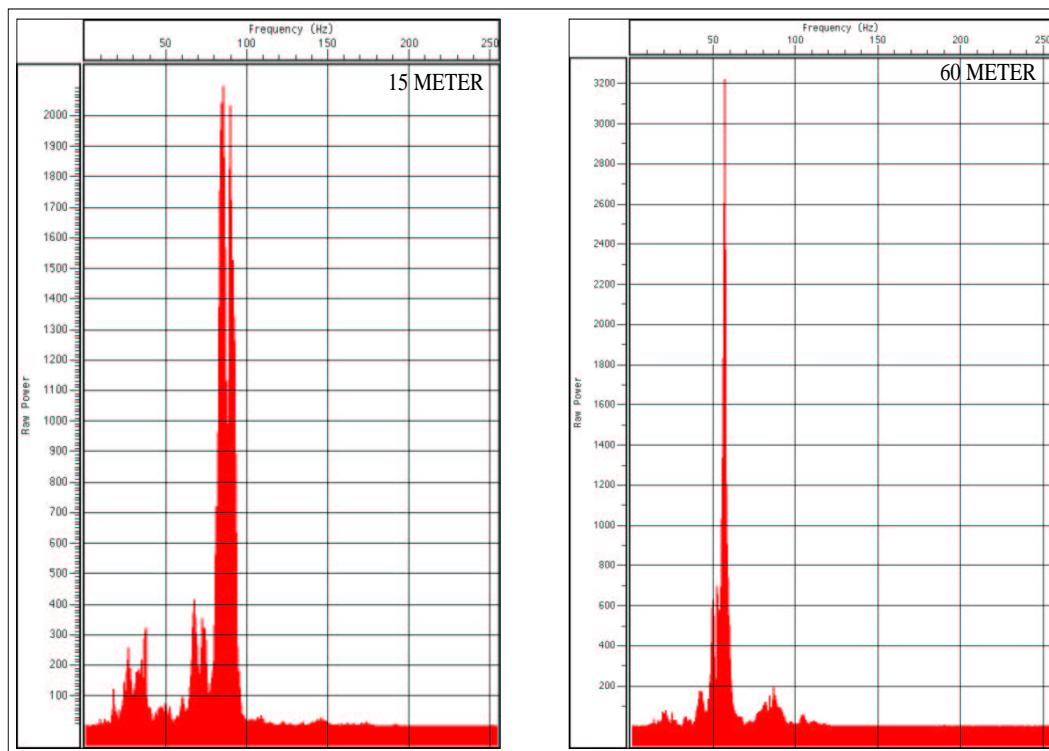
Beregningene gjort med LAYSAC bekreftet antakelsen om at kilden, ved sin fysiske utforming, fungerer som et frekvensfilter. Dersom man analyserer frekvensinnholdet i registreringene på forskjellige dyp, ser man imidlertid et nokså uryddig mønster. (Se figur 9.3). Dette har kanskje sin grunn i det inhomogene mediet på Grødeland. Av den stratigrafiske søylen ser vi at intervallet 12 - 42.5 meter består av en pakke med større stein i sandig matriks, mens lagene under og over er mer homogene og finkornede. Med andre ord er det kun registreringene på 10, 50 og 60 meter som ikke ligger i det meget inhomogene laget. Det viser seg også at frekvensspektrene på 50 og 60 meter er nokså like. (Se figur 9.3 og 9.4).

Spekteret for registreringen på 15 meter for de to horisontalkomponentene er vist



Figur 9.3: Vi ser her at frekvensspekteret er uregelmessig. Det at amplituden varierer, kan skyldes geofonkoblingen og kildemomentet. Imidlertid er ikke årsaken til variasjonen i spekteret åpenbar.

i figur 9.4. Mye av energien ligger i frekvensområdet 60 til 100 Hz. Dette er trolig den dominerende frekvensen i kildesignalet. Siden frekvensspektrene er av en slik art som de er, kan man trekke vel så mye informasjon ut av dataene ved visuelt å inspisere trasene i figur 9.2. Av figuren ser vi at første svingningen for alle dyp har en ganske stabil pulsform. Den har en periode på mellom 10 og 20 ms, som tilsvarer frekvenser mellom 50 og 100 Hz.

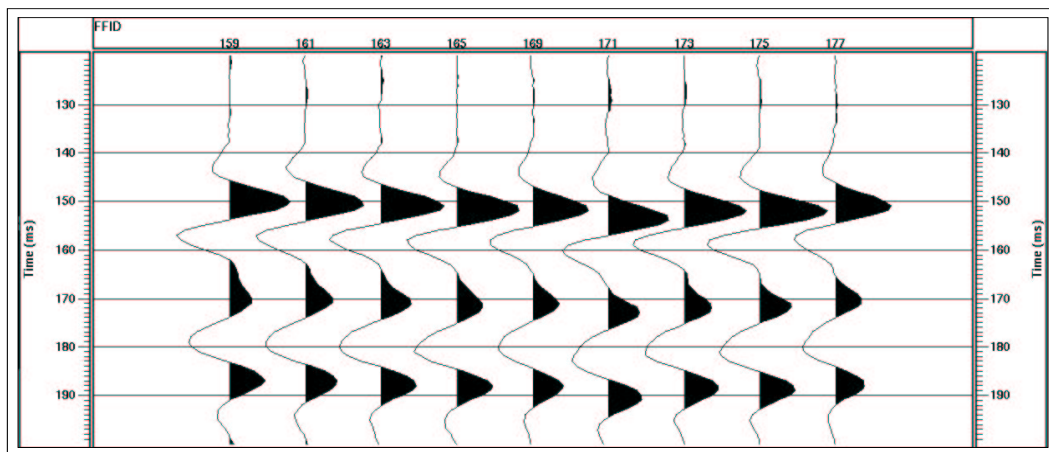


Figur 9.4: Frekvensspekteret for registreringen på 15 meter viser at mye av energien har en frekvens i området fra 60 til 100 Hz. Dette er ikke uventet ut fra beregningene gjort med LAYSAC.

9.4 Repeterbarhet og energi

Enhver fysisk forstyrrelse genererer både skjær- og trykkbølger. Det som ofte kan skille en anvendbar kilde fra en ikke-anvendbar kilde er om den fysiske forstyrrelsen er repeterbar. Argumentene for dette er gitt i seksjonen om Selcores repeterbarhet.

HKP-generatorens stoppmekanisme utløses automatisk når svinghjulet passerer en viss posisjon. Hjulet ble hver gang kjørt opp i maksimalt antall omdreininger. Dette bidrar til øket repeterbarhet. I figur 9.5 er trasene for 9 aktiveringer med nordlig omdreiningensretning på svinghjulet og registrering på 60 meters dyp plottet. Ved visuell inspeksjon ser man at pulsen er stabil. Noe variasjon i amplituden og $t=0$ (starttid for registrering) kan observeres. Det siste har selvfølgelig å gjøre med triggegeofonen og fører i sin tur til at det ikke gir mening å kalkulere en gjennomsnittstrase og beregne differanser slik som vi gjorde med Selcore.



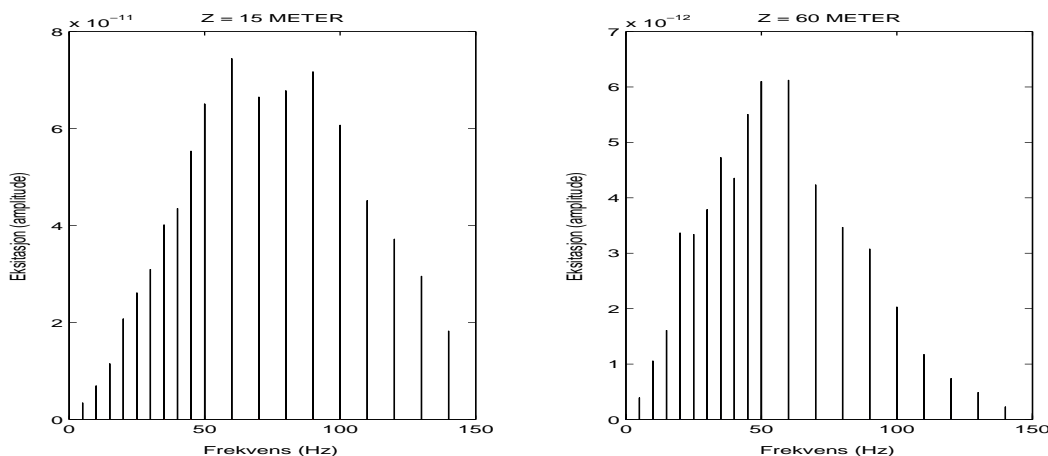
Figur 9.5: Registrering fra 120 til 200 ms for nordlig omdreiningensretning og gjentatt aktivering. Dypet er 60 meter. Det ser ut som om kildesignalet er ganske stabilt (repeterbart). Trasene er amplitudeskalerte med en konstant faktor av visuelle grunner.

Energien i HKP-generatoren er kvantifisert i seksjonen som beskriver kilden. Observasjonene gjort på Grødeland gir et positivt inntrykk. I figur 9.5 ser man at kildepulsen i særdeleshet er observerbar på 60 meter, og at den er lett gjenkjennelig. Da kan vi i hvert fall slå fast at energien er høy nok til å penetrere dypere enn 60 meter. Man kan også, med stor grad av usikkerhet, men dog, observere refleksjoner i registreringene. Med tanke på at dette er enkeltskudd, og ikke trasesummerte data, kan vi trekke slutningen at signal/støy-forholdet er rimelig høyt for registreringen i borehullet.

9.5 Sammenligning med teoretiske beregninger

De teoretiske beregningene ble primært gjennomført for å skaffe til veie *mer* informasjon i tillegg til den vi ville få ved innsamling i felt. Resultatene sammenlignes imidlertid med de reelle dataene. Frekvensspektrene på 15 og 60 meters dyp, som er vist i figur 9.4 er sammenlignbare med den teoretisk beregnede fordelingen av (diskrete) frekvenskomponenter, som er vist i figur 9.6. Vi ser at trekkene er like, men at den teoretiske modelleringen gir høyere amplituder for frekvenser under 50 Hz enn det de reelle dataene gjør. Begge viser uansett at for små dyp har signalet mye energi for frekvenser mellom 70 og 100 Hz.

Det er kanskje enda mer interessant å se på de reelle frekvensspektra i forhold til de beregnede strålingsmønstrene. Vi har observert at de reelle dataene ikke inneholder de laveste frekvensene. Dette stemmer overens, ikke bare med antakelsen om at HKP-generatoren er et høypassfilter, men også med de beregnede strålingsmønstrene, som viste at energien ville gå i horisontal retning for de laveste frekvensene. Den minste vinkelen var 45 grader under innsamlingen, den største var i overkant av 80, altså er den eventuelle lavfrekvente delen som brer seg horisontalt, ikke registrert.



Figur 9.6: Man kan sammenligne de teoretisk modellerte data med de innsamlede. Her vises det teoretisk beregnede frekvensspekteret (diskrete frekvenskomponenter) for $z = 15$ og 60 meter, $r = 0$ meter. (Forskjellen i vinkel mellom teoretiske og reelle data kan forårsake noe av avviket vi observerer).

9.6 Seismiske hastigheter

Siden HKP-generatoren under innsamlingen hadde en konstant avstand 10 meter fra brønnhodet, kan vi ikke lese hastigheter i lagene fra direktebølgen. Siden innsamlingen heller ikke utgjør en VSP, kan vi ikke engang definere laggrenser. Imidlertid ser vi at ved dyp ned mot 60 meter, vil vinkelen til overflaten nærme seg 90 grader. Dersom vi antar rett strålebane, slik vi ville ha for en 0-offset undersøkelse, kan vi estimere den gjennomsnittlige S-bølgehastigheten ned til 60 meters dyp. Den vil da være

$$V_s = \frac{\sqrt{60^2 + 10^2}}{0.145} m/s = 419.5 m/s$$

Dette er et resultat noe i overkant av det vi forventet, det går klart frem av modellene som er gitt inn både i til inversjonen av overflatebølgenes dispersjonskurve og til beregningene med LAYSAC. Dersom vi tillater oss å estimere gjennomsnittlig V_s også for kortere kilde-mottakeravstander, vil vi se at hastighetene ligger i overkant av 400 m/s også her. Dersom vi trekker inn Kloster & Sellevoll (1965) sin gjennomsnittlige $V_p = 1965$ m/s i sedimentene, og bruker $V_s = 420$ m/s, får vi et V_p/V_s -forhold på 4.68, som tilsvarer Poissons forhold $\sigma = 0.476$. Dette betyr at mediet sannsynligvis er porøst med væskemettete porer. (Se for eksempel Tatham (1982) for eksempler på tolkning av V_p/V_s -forhold).

9.7 Oppsummering

Den særdeles inhomogene lagpakken på Grødeland gir sannsynligvis opphav til uforutsigbare effekter. Vi har imidlertid, med registreringene i borehullet, fått bekreftet enkelte antakelser og slått fast at de teoretisk beregnede resultatene for HKP-generatoren stemmer med virkeligheten. Vi kan oppsummere som følger:

- HKP-generatoren genererer horisontalt polariserte skjærbølger som i hovedsak brer seg vertikalt og som dermed kan reflekteres fra laggrenser hvor den akustiske impedans endres.
- En kombinasjon av interferens og radiasjon gir lite lavfrekvent energi i vertikal retning.

- Kildepulsen er lett gjenkjennelig og viser relativt god repeterbarhet.
- Mediet på Grødeland er meget sammensatt og gjør det utfordrende å tolke resultatene. Vi legger spesielt merke til at overensstemmelsen mellom inversjon og direkte observasjon ikke er spesielt tilfredsstillende.

Det faktum at vi fikk best tilpasning for $V_s \approx 240$ m/s ved inversjon av overflatebølgens dispersjonskurve, noe som bekreftet den antatte hastighetsmodellen, kan bety at inversjonen bare er følsom for hastighetene i de aller øverste metrene av sedimentpakken.

Kapittel 10

Diskusjon og konklusjon

10.1 Selcore

Den hydrostatiske, geologiske prøvetakeren Selcore ble i sin opprinnelige og nåværende form testet som en seismisk kilde. Miller et al. (1994) konkluderer på bakgrunn av tre forskjellige studier (Miller et al. (1986), Miller et al. (1992b) og Miller et al. (1994)) med at denne type seismisk kilde vil ha høyest signal/støyforhold i områder hvor grunnvannsspeilet ligger relativt dypt. På Grødeland, hvor innsamlingsområdet ligger i umiddelbar nærhet til sjøen, vil grunnvannsspeilet nødvendigvis ligge ganske grunt, sannsynligvis mindre enn én meter under bakken. I områder hvor undergrunnen nær overflaten er ukonsolidert og vannmettet vil nedgravde eksplosiver fungere bedre enn impulsive overflatekilder, ifølge Miller et al. (1994). Med andre ord var det å velge Grødeland som teststed et kompromiss basert på et ønske om kjent stratigrafi, men kanskje uheldig når det gjelder impulsive, mekaniske overflatekilder.

Selcore vil være mange andre havbunnsseismiske kilder overlegen i den forstand at den ikke trenger noen form for energitilførsel fra overflaten. Det er imidlertid et spørsmål om det hadde vært mulig å registrere noe annet enn grenseflatebølger på havbunnen ved å bruke Selcore med den utformingen den har i dag. Havbunnen er definitivt ukonsolidert og vannmettet, og data innsamlet med Selcore på Grødeland ga intet positivt inntrykk i første omgang. Plottet av rådata har de typiske karakteristika som gjelder for landseismikk. Overflatebølgene dominerer registreringen. (Spesielle innsamlingskonfigurasjoner kan brukes for å dempe

overflatebølgene, men dette ble ikke vurdert under denne innsamlingen). Det ble tidlig antatt at overflatebølgene maskerte refleksjonene i den seismiske seksjonen, men frekvensfiltrering og hastighetsfiltrering ga ingen signifikant forbedring. Det var, med de prosesseringsforsøkene som ble gjort, ikke mulig å finne sikre refleksjoner i seksjonen. Man skal være oppmerksom på at dette ikke nødvendigvis kun har sin forklaring i kilden. Mediet på Grødeland er som flere ganger nevnt ikke optimalt. De store steinene kan gi opphav til så mye spredning at man i utgangspunktet må ha veldig høy energi i signalet for å få reflektert nok energi til å kunne se det på registreringen. En annen ting, som ikke er nevnt som et mulig problem tidligere, er at man i det øverste laget har humus blandet med strandsedimentene. Humus gir meget dårlig energitransport.

Innstillingen var positiv til det vi med sikkerhet kunne identifisere, og dataene ble utnyttet i form av inversjon av overflatebølgene. Refleksjonsinnsatser, som ikke var synlige etter enkle prosesseringsgrep, ble i denne omgang forkastet som mulige informasjonsbærere. Dette førte til at de geofysiske resultatene fra eksperimentet ikke kunne direkte sammenlignes med det geologiske kjernematerialet, innsamlet av Janocko et al. (1997), til større dyp enn 20 meter.

Det å generere grenseflatebølger på havbunnen kan dog være interessant i en rekke tilfeller. Det er vist flere ganger at denne bølgetypen kan inverteres med hensyn på skjærbølgehastigheten i det øverste sedimentlaget, det ned til omtrent én bølgelengdes dyp. Dette *kan* gi verdifull informasjon om (skjær-)fastheten til havbunnen, som er av interesse blant annet under arbeid med havbunnsinstallasjoner.

Den øvrige analysen av Selcore produserte informative data. Det besto stort sett av frekvensanalyse og kontroll av repeterbarhet, som kanskje er den aller viktigste kildekvaliteten. Frekvensbåndet var noe lavere enn vi hadde håpet. Når det gjelder repeterbarheten er Selcore sin virkemåte slik at vi forventet repeterbart signal. Det er lite som kan endres mellom hver aktivering.

Angående inversjonen

Vi oppdaget at inversjonsrutinen (Lokshtanov et al., 1991) som ble anvendt, ikke klarte å produsere resultater som var i fullt samsvar med registrerte skjærbølgehastigheter når inn-filen ble beregnet med de metodene vi brukte. Dette ble ikke

nevnt i det aktuelle kapittel, men avviket kan være forårsaket av unøyaktigheten i plukkingen av datapunktene, eller eventuell støy i dataene etter filtrering. Man skal og huske at fasehastighetskurven, som danner grunnlaget for inversjonen, kan beskrives av et polynom av relativt lav grad, derfor er det begrenset hva og hvor mye informasjon som kan trekkes ut av denne. Hovedpoenget er imidlertid at alle kjøringene ga resultater som ifølge Hamilton (1979) indikerer sand. Dette vet vi stemmer, og vi kan ikke vente oss større oppløsning i disse dataene.

10.2 HKP-generatoren

Den presenterte HKP-generatoren er unik i sitt slag ut fra det som er dokumentert i tilgjengelig litteratur. Det nærmeste man kommer er Stoll & Bautista (1994) sin Love-bølge generator, de aller fleste andre S-bølgekilder er vibratorer. HKP-generatoren representerer et prinsipp for en kilde som kan plasseres på havbunnen og generere horisontalt polariserte skjærbølger. Denne kilden ble testet i en vertikal seismisk undersøkelse. Registreringene ble gjennomført med utstyr utviklet av Yngve Kristoffersen ved Institutt for geovitenskap, UiB.

For HKP-generatoren sin del hadde man også teoretiske beregninger å sammenligne med. De teoretiske beregningene bidrar til øket informasjonsmengde og innsikt. Det ble ikke gjennomført på langt nær så mange registreringer med HKP-generatoren som med Selcore, men vurderingsgrunnlaget er likevel ikke veldig forskjellig takket være beregningene med LAYSAC.

Dataene fra borehullet på Grødeland viser at HKP-generatoren vil generere høyfrekvente SH-bølger, og at det ikke kan påvises veldig mye kildegenerert støy i dataene. Når det gjelder det varierende frekvensinnholdet i det registrerte signalet med varierende dyp, har man problemer med å identifisere hva som er kildegenerert, hva som skyldes mediet og om noen av effektene eventuelt skyldes registreringsutstyret. Det man med stor grad av sikkerhet kan si er at de høyere frekvensene dominerer for små dyp. Interferensen mellom de to kildekraftene vil variere avhengig av vinkel til mottaker, frekvens og energi (hastigheten til svinghjulet). At interferensen varierer med vinkel og frekvens er vist teoretisk ved bruk av LAYSAC. Spørsmålet er imidlertid om denne skjærbølgekiliden i sin nåværende form genererer en kraftig nok puls til å penetrere dypt ned i sedimentpakken.

Som nevnt forårsaker sannsynligvis de inhomogene lagene på Grødeland spredning, men kildepulsen var registrert og lett gjenkjennelig på 60 meters dyp (som var det dypeste målepunktet). Det er også sannsynlig at enkelte av de registrerte innsatsene er refleksjoner. Med andre ord, dersom vi tillater oss å sammenligne med Selcore, ser HKP-generatoren ut til å generere energi av en gunstigere type med hensyn på å undersøke et medium av en slik type som vi finner på Grødeland. Energien ser også ut til å være høy nok.

Dersom vi tar i betraktning at frekvensen ligger rundt 60 Hz og at hastighetene ligger rundt 400 m/s, vil den teoretiske, vertikale oppløsningen i en eventuell VSP med HKP-generatoren på Grødeland være $V_s/(4 * f) = 1.67$ meter. I de øverste lagene vil den selvfølgelig være enda bedre. Det vil alltid være demping, anisotropi og andre ukontrollerbare faktorer, men de faktorene vi har kontroll på, signal/støy-forhold, kildepolariserings karakteristikk og frekvensbånd ser ut til å være tilfredsstillende for HKP-generatoren sin del.

10.3 Seismikk i morene

Det er i denne sammenheng interessant å sammenligne våre data med data presentert i Carr et al. (1998) og Carr & Hajnal (1999).

De gjennomførte skjærbølgestudier i kvartær morene i Saskatchewan, Canada, og studiene besto av både refleksjonsseismikk og VSP. Carr et al. (1998) fant at gjennomsnittlig V_s var 450 m/s i morenen og at V_p/V_s -forholdet lå rundt 3.6. Hastigheten kom imidlertid opp i over 500 m/s for dyp større enn 50 meter. For de grunnere delene, $z < 13$ meter, var V_s mindre enn 300 m/s. Dette kan tyde på at våre modellanslag er noe i underkant av det reelle hva skjærbølgehastigheter angår. Dette fikk vi også en pekepinn på da V_s ble estimert til 419 m/s på grunnlag av registreringene med HKP-generatoren. P-bølge hastighetene i våre modeller, som er estimert på bakgrunn av Kloster & Sellevoll (1965), er dog i noenlunde samsvar med det Carr & Hajnal (1999) fant. De lå rundt 1900 m/s i intervallet fra 25 til 100 meters dyp for undersøkelsene i Canada. Med andre ord: i modellene våre er det V_p/V_s -forholdet som kanskje er noe over det reelle. Dette betyr at mediet på Grødeland er mer konsolidert / mindre porøst enn antatt. (Se Tatham (1982) for tolkning av V_p/V_s -forhold). Modellen ble imidlertid kun brukt som initiell modell i inversjonen, hvor V_s uansett var valgt som variabel parameter, og som et grunnlag for LAYSAC, hvor hovedfokus lå på effektene av kildens utforming. Med andre ord var vårt valg av V_s i modellene ikke kritisk.

10.3.1 Refleksjoner

Den sammensatte stratigrafien på Grødeland har fått det meste av skylden for energispredningen vi observerer. Inhomogeniteten i de øverste metrene er ekstrem, selv for å være morenemateriale (se figur 5.2 og 5.6). De store steinene, som gjør mediet særdeles inhomogent, vil kunne føre til spredning. Humus i de øverste lagene vil også føre til dårlig energitransport. Det er forøvrig kjent fra tolkning av marin refleksjonsseismikk at morene (dårlig sortert, grovt klastisk materiale) ikke gir interne refleksjoner eller eventuelt gir kaotisk refleksjonsmønster med få konsistente refleksjoner.

Man har hatt veldig vanskelig for å detektere refleksjoner i data som ble samlet inn i forbindelse med vurderingen av kildene. Dette gjelder både Selcore og HKP-

generatoren. Carr et al. (1998) oppgir at det er endringer i leirinnhold og/eller bulk porøsitet som gir opphav til S-bølge refleksjoner, mens Carr & Hajnal (1999) fant at hovedårsaken til seismisk refleksjon var sandinnhold og endring i væskefylt porøsitet i formasjonen. Disse forutsetningene for refleksjon er tilstede også på vårt teststed.

Som energikilde brukte Carr & Hajnal (1999) nedgravde seismiske momenttennere (fenghetter). Høyere frekvenser er hovedargumentet for å bruke en slik kilde fremfor en (direktiv) overflatekilde. I tillegg unngikk de luftpulsene. Med denne kilden genererer de tydelige refleksjoner fra flere lag. Forskjellen fra våre studier er at Carr & Hajnal (1999) har CMP-samlinger, det vil si at samme punkt i undergrunnen er seismisk avbildet flere ganger med forskjellige innfallsvinkler. I og med dette kan trasene summeres og de koherente hendelsene forsterkes mens støyen dempes.

Således er det mulig at vi hadde klart å detektere refleksjoner både i den overflate-seismiske undersøkelsen med Selcore og i den vertikale seismiske undersøkelsen med HKP-generatoren dersom vi hadde tatt i bruk mye større datamengder og trasesummering. Vi har uansett fått bekreftet at kvaliteten på registrerte data i veldig stor grad avhenger av grunnvannsspeilet og geologien i de øverste lagene, og det er nærliggende å tro at Grødeland er et ekstremt tilfelle.

10.4 Betingelser på havbunnen

Våre tester så langt er utført på land for å ha best mulig kontroll på feltmessige parametre, men en fremtidig målsetting er marine operasjoner. Selcore er en hydrostatisk sedimentprøvetaker som har operert helt ned til over 3000 meters dyp i det Indiske Hav, mens det for HKP-generatoren foreligger det et foreløpig operasjonskonsept som en skalamodell. Her er det tenkt at HKP-generatoren presses ned i sedimentet av en vekt (< 2 tonn) og er løst koblet til vekten på samme måte som vekten fra kjøretøyet ("hold down mass") er koblet til vibrasjonsplaten på en seismisk vibrator. HKP-generatoren er tenkt som en mobil kilde som først løftes ut fra havbunnen når wiren opp til fartøyet strammes, og dernest forflyttes til neste posisjon.

Seismiske kilder på havbunnen møter spesielle problemer og NGI nevner i sin

patent NO 310747 spesielt tre av dem:

1. Å oppnå oppnå tilstrekkelig kobling til sjøbunnen. Denne kan bestå av ukonsolidert leir, slam, gytje eller mudder som vil gi dårlig overføring av kildens bevegelser til seismiske bølger grunnet lav tetthet.
2. Å frigjøre kilden fra sedimentene. Under virketiden vil kildene feste seg meget godt i sjøbunnen fordi de synker ned.
3. Å oppnå enhetlig kobling til sjøbunnen under hele virketiden. Kildens seismiske karakteristikker vil kunne endre seg underveis dersom sjøbunnen deformeres av kilden.

Alle punktene er direkte relevante for Selcore og HKP-generatoren. Punkt 1. og 2. antas å være lite problematiske, men kildekarakteristikken vil kunne endre seg hvis man skal summere mange skudd fra sammen kildeposisjon. Selcore vil penetrere dypere (0-1 meter avhengig av sedimenttype) for hvert slag på samme lokalitet, og gjentatte aktiveringer av HKP-generatoren vil endre sensitiviteten (forholdet mellom udrenert og drenert skjærstyrke) i sedimentet.

Viktige fordeler ved Selcore og HKP-generatoren vil være mobiliteten, men kildestyrken og penetrasjonen av signalet er begrenset.

10.5 Konklusjon

Frekvensbånd, energi, repeterbarhet og støy; en kilde er avhengig av alle kvalitene på en gang for å virke tilfredsstillende, men repeterbarhet og frekvensbånd er kanskje de viktigste egenskapene. Konklusjonen er gitt punktvis som svar på spørsmålene stilt i beskrivelsen av målsettingen.

Selcore

- Kildesignalet har lite energi for frekvenser over 30 Hz. Det er ønskelig at signalet inneholder noe mer høyfrekvent energi med tanke på oppløsning.
- Det er ikke mulig å se refleksjoner i registreringene på Grødeland. Med andre ord er energien for liten for et slikt type medium hvor kraftig inhomogenitet forårsaker spredning av energien.
- Selcore har et repeterbart signal. Det er stabilt i form og amplitude mellom hver aktivering.
- Dersom man anser overflatebølger som støy og refleksjoner som signal, er signal/støy - forholdet tilnærmet lik null i de registreringene som er presentert i denne oppgaven. Grenseflatebølger kan dog nyttes til å estimere skjærbølgehastigheter.

HKP-generatoren

- Frekvensbåndet ligger mellom 50 og 100 Hz grunnet interferens. Dette gir i teorien god vertikal oppløsning, men det begrenser penetreringsevnen på grunn av raskere dempning.
- Det er tilstrekkelig energi i signalet til at direktebølgen er meget godt synlig på 60 meters dyp. Sannsynligvis vil signalet være mulig å registrere langt dypere.
- HKP-generatoren har et repeterbart signal med gjenkjennelig form.
- Vertikalt vil HKP-generatoren generere mest SH-bølger. Signal/støy-forholdet er høyt dersom man registrerer i borehull.

10.6 Videre arbeid

Innenfor (tids-)rammene av hovedfaget er det noen punkter som ikke har vært mulige å gjøre noe med. Jeg vil her liste opp det jeg tror kunne komplettere kildestudiene ytterligere.

Selcore

- Gjentatte innsamlinger med Selcore hvor man kan se på resultater fra andre lokaliteter, annen kobling mellom kilde og medium og effekten av et annet feltopplegg.
- Å modifisere selve kilden med det mål for øyet å øke styrken på signalet.

Dersom man klarer å filtrere bort overflatebølgene, vil amplituden på de registrerte refleksjonene avhenge av blant annet kildestyrken. Dersom styrken på signalet fører til mer reflektert energi i seksjonen, vil man også kunne begynne å se på energifordelingen av de ulike bølgetypene med offset. Man vil generelt kunne produsere et bredere spekter av geofysiske resultater. V_p/V_s -forhold og AVO-analyse (amplitude versus offset) kan benyttes til litologisk prediksjon slik at resultatene kan sammenlignes med geologisk kjernemateriale dersom eksperimentet utføres på Grødeland. Man skal imidlertid ha i tankene at øket kildemoment ofte gir mindre bredde i frekvensspekteret.

HKP-generatoren

- Forsøk i et mer homogent medium enn det man finner på Grødeland kombinert med trasesummering. (Dette gjelder både Selcore og HKP-generatoren).
- En mer omfattende innsamling (VSP) hvor man tar hensyn til romlig alias, slik at man kan bruke innsamlede data til å prøve å si noe om seismiske parametre og litologi.
- Forsøk under vann.

Dersom man gjennomfører en VSP med HKP-generatoren, vil man på et annet grunnlag kunne anslå dens potensiale som en havbunnsseismisk kilde, uansett om man ser for seg VSP eller refleksjonsseismikk. Dersom man i tillegg har et medium med en enklere oppbygning, vil det være mindre usikkerhet i vurderingen, da man med større konfidens kan peke ut kildegenererte effekter og skille dem fra effekter forårsaket av mediet.

Bibliografi

- AKI, K. AND RICHARDS, P. G. (1980). *Quantitative seismology, Theory and methods*, Vol. 1. W. H. Freeman and Company.
- BULLEN, K. E. (1965). *An introduction to the theory of seismology* (3 edition). Cambridge University Press.
- BURGER, H. R. (1992). *Exploration geophysics of the shallow subsurface*. Prentice-Hall, Inc.
- CARR, B. J. AND HAJNAL, Z. (1999). P- and S-wave characterization of near-surface reflectivity from glacial tills using vertical seismic profiles. *Geophysics*, **64**(3), 970–980.
- CARR, J. B., HAJNAL, Z., AND PRUGGER, A. (1998). Shear-wave studies in glacial till. *Geophysics*, **63**(4), 1273–1284.
- COHEN, J. K. AND STOCKWELL, J. J. W. (2001). CWP/SU: Seismic Unix Release 35: a free package for seismic research and processing. Center for Wave Phenomena, Colorado School of Mines.
- DORN, G. A. (1984). Radiation patterns of torsionally vibrating seismic sources. *Geophysics*, **49**(8), 1213–1222.
- EBENIRO, J., WILSON, C. R., AND DORMAN, J. (1983). Propagation of dispersed compressional and Rayleigh waves on the Texas coastal plain. *Geophysics*, **48**, 27–35.
- EDELMANN, H. A. K. (1985). Shear wave energy sources. In Dohr, G. (Ed.), *Seismic shear waves, Part B: Applications*, Vol. 15B of *Handbook of geophysical exploration*, chap. 3. Geophysical Press.

- EWING, W. M., JARDETZKY, W. S., AND PRESS, F. (1957). *Elastic waves in layered media*. McGraw-Hill, New York.
- FEROCI, M., ORLANDO, L., BALIA, R., BOSMAN, C., CARDARELLI, E., AND DEIDDA, G. (2000). Some considerations on shallow seismic reflection surveys. *Journal of Applied Geophysics*, **45**, 127–139.
- GABRIELS, P., SNEIDER, R., AND NOLET, G. (1987). In situ measurements of shear-wave velocity in sediments with higher-mode Rayleigh waves. *Geophysical Prospecting*, **35**, 187–196.
- GAROTTA, R. (1985). Observation of shear waves and correlation with P events. In Dohr, G. (Ed.), *Seismic shear waves, Part B: Applications*, Vol. 15B of *Handbook of geophysical exploration*, chap. 1. Geophysical Press.
- GEYER, R. L. AND MARTNER, S. T. (1969). SH waves from explosive sources. *Geophysics*, **34**, 893–905.
- HAMILTON, E. F. (1979). V_p/V_s and Poisson's ratios in marine sediments and rocks. *Journal of the Acoustical Society of America*, **64**, 1093–1100.
- HARDAGE, B. A. (2000). *Vertical seismic profiling: Principles* (3 edition), Vol. 14 of *Handbook of geophysical exploration. Seismic exploration*. Pergamon.
- HASKELL, N. A. (1953). The dispersion of surface waves on multilayered media. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **73**, 17–34.
- HOWELL, B. F. (1959). *Introduction to Geophysics*, p. 80. McGraw-Hill Book Co.
- JACKSON, L. B. (1991). *Signals Systems and Transforms*. Addison-Wesley Publishing Company, Inc. Addison-Wesley series in electrical engineering.
- JANOCKO, J., LANDVIK, J. Y., LARSEN, E., AND SEJRUP, H. P. (1997). Stratigraphy and sedimentology of Middle to Upper Pleistocene sediments in the new Grødeland borehole at Jæren, SW Norway. *Norsk Geologisk Tidsskrift*, **77**, 87–100.

- KAHLER, S. AND MEISSNER, R. (1983). Radiation and receiver pattern of shear and compressional waves as a function of Poisson's ratio. *Geophysical Prospecting*, **31**, 421–435.
- KAUSEL, E. AND ROËSSET, J. M. (1981). Stiffness matrices for layered solids. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **71**(6), 1743–1761.
- KAYNIA, A. M. (1996). Green's functions for layered media under fluid. Res. Report 514053-1, Norwegian Geotechnical Institute.
- KLOSTER, K. AND SELLEVOLL, M. A. (1965). Refraksjonsseismiske undersøkelser på Jæren. Universitetet i Bergen, Jordskjelvstasjonen.
- KUDO, K. AND SHIMA, E. (1970). Attenuation of shear waves in soil. *Bulletin of the Earthquake Research Institute*, **48**, 145–158.
- LIEN, J. R., LØVHØIDEN, G., AND HUNDERI, O. (1999). *Generell fysikk for universiteter og høyskoler*. Universitetsforlaget.
- LIU, H.-P., MAIER, R. L., AND WARRICK, R. E. (1996). An improved air-powered impulsive shear-wave source. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **86**(2), 530–537.
- LOKSHANOV, D. E., RUUD, B. O., AND HUSEBYE, E. S. (1991). The upper crust low velocity layer; a Rayleigh (Rg) phase velocity study from SE Norway. *Terra Nova*, **3**, 49–56.
- MARCH, D. W. AND BAILEY, A. D. (1983). A review of the two-dimensional transform and its use in seismic processing. *First Break*, (1).
- MARI, J. L. (1984). Estimation of static correction for shear-wave profiling using the dispersion properties of Love waves. *Geophysics*, **49**, 1169–1179.
- MEISSNER, R. H. H., STÜMPEL, H., AND THEILEN, F. (1985). Shear wave studies in shallow sediments. In Dohr, G. (Ed.), *Seismic shear waves, Part B: Applications*, Vol. 15B of *Handbook of geophysical exploration*, chap. 5. Geophysical Press.

- MILLER, R. D., PULLAN, S. E., KEISWETTER, D. A., STEEPLES, D. W., AND HUNTER, J. A. (1992a). Field comparison of shallow S-wave seismic sources near Houston, Texas. Open-file report 92-33, Kansas Geological Survey.
- MILLER, R. D., PULLAN, S. E., STEEPLES, D. W., AND HUNTER, J. A. (1992b). Field comparison of shallow seismic sources near Chino, California. *Geophysics*, **57**(5), 693–709.
- MILLER, R. D., PULLAN, S. E., STEEPLES, D. W., AND HUNTER, J. A. (1994). Field comparison of shallow P-wave seismic sources near Houston, Texas. *Geophysics*, **59**(11), 1731–1728.
- MILLER, R. D., PULLAN, S. E., WALDNER, J. S., AND HAENI, F. P. (1986). Field comparison of shallow seismic sources. *Geophysics*, **51**(11), 2067–2092.
- MOKHTAR, T. A., HERRMANN, R. B., AND RUSSEL, D. R. (1988). Seismic velocity and Q model of the shallow structure of the Arabian shield from short-period Rayleigh waves. *Geophysics*, **53**(11), 1379–1387.
- MUYZERT, E., KOMMEDAL, J. H., IRANPOUR, K., AND OLOFSON, B. (2002). Near-surface S-velocities, statics, and anisotropy estimated from Scholte waves. In *Extended abstracts*. EAGE. 64th EAGE conference and exhibition, Florence, 27-30 may 2002.
- NEITZEL, E. B. (1958). Seismic reflection records obtained by dropping a weight. *Geophysics*, **23**(1), 58–80.
- NGI (1993). Geotechnical data from the North Sea. . Utdrag fra 932502-Database geotechnical parameters Nordsjøen.
- NOLET, G. (1981). Linearized inversion of (teleseismic) data. In Cassins, R. (Ed.), *The solution of the Inverse Problem in Geophysical Interpretation*, Vol. 11, pp. 9–39. Plenum Press.
- PILANT, W. L. (1979). *Elastic waves in the earth*. Elsevier scientific publishing company.
- RICKER, N. (1940). The form and nature of seismic waves and the structure of seismograms. *Geophysics*, **5**, 348–366.

- RICKER, N. (1953). The form and laws of propagation of seismic wavelets. *Geophysics*, **10**, 10–40.
- RITZWOLLER, M. H. AND LEVSHIN, A. L. (2002). Estimating shallow shear velocities with marine multicomponent seismic data. *Geophysics*, **67**(6), 1991–2004.
- SHEARER, P. M. (1999). *Introduction to seismology*, pp. 165–173. Cambridge University Press.
- SHERIFF, R. E. & GELDART, L. P. (1995). *Exploration Seismology* (2 edition). Cambridge University Press.
- SHERIFF, R. E. (1999). *Encyclopedic Dictionary of Exploration Geophysics* (3 edition). Society of Exploration Geophysicists.
- SLACK, R. D., EBROM, D. A., McDONALD, J. A., AND TATHAM, R. H. (1993). Thin layers and shear-wave splitting. *Geophysics*, **58**, 1468–1480.
- STOKOE, K. H., WRIGHT, S. G., ROËSSET, J. M., GAUNER, R. C., AND SEDIGHI-MANESH, M. (1990). In-situ measurement of stiffness in ocean-bottom materials using the SASW method. In *Proc., Offshore Technology Conference*, No. 6234 in OTC paper, pp. 299–305. Huston, Texas.
- STOLL, R. D. AND BAUTISTA, E. (1994). New tools for studying seafloor geotechnical and geoacoustic properties. *Journal of the Acoustical Society of America*, **96**, 2937–2944.
- TATHAM, R. H. (1982). Vp/Vs and lithology. *Geophysics*, **47**(3), 336–344.
- THOMSON, W. T. (1950). Transmission of elastic waves through a stratified soil medium. *Journal of Applied Physics*, **21**, 89–93.
- WHITE, J. E. (1965). *Seismic Waves: Radiation, Transmission and Attenuation*, p. 229. McGraw-Hill, New York.
- XIA, J., MILLER, R. D., AND PARK, C. B. (1999). Estimation of near-surface shear-wave velocity by inversion of Rayleigh waves. *Geophysics*, **64**(3), 691–700.

- ZAHRADNIK, J. AND BUCHA, V. (1998). Masking effects of subsurface shallow reflecting horizons. *Journal of seismic exploration*, **7**, 73–79.
- ZIOLKOWSKI, A. AND LERWILL, W. E. (1979). A simple approach to high resolution seismic profiling for coal. *Geophysical Prospecting*, **27**, 360–393.

Tillegg A

Skjær- og overflatebølger

I dette tillegget beskrives skjærbølger og overflatebølger (Rayleigh-bølger) ved hjelp av første ordens tensoranalyse for et isotropt og homogent medium. Dette for å få på plass det teoretiske utgangspunktet for disse to bølgetypene, siden de står sentralt i oppgaven. Utledningene tar utgangspunkt i Pilant (1979), men notasjonene avviker noe. Utledningen starter med en beskrivelse av Lamés konstanter.

A.1 Lamés konstanter

Lamés konstanter blir brukt til å beskrive bølgeforplantning i isotrope, homogene media. At mediet er isotropt betyr at de elastiske egenskapene er like i alle retninger. Dersom mediet er homogent betyr det at selve materialet er likt overalt. Lamés konstanter er μ og λ . Klassiske eksperimenter hvor relativ endring i lengde og diameter til en sylinder under stress måles, resulterer i en rekke andre konstanter. Disse kan igjen uttrykkes ved Lamés konstanter:

- Skjærmodulen (den ene av Lamés konstanter) μ , hvor

$$\mu = \frac{\left(\frac{\Delta F}{S}\right)}{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)} \quad (\text{A.1})$$

ΔF er tangensiell kraft, S er areal av tverrsnitt, L er avstand mellom skjærplanene og ΔL er forskyvningen. μ er altså forholdet mellom skjærkraften

og skjærdeformasjonen. Dersom μ er lik null, er materialet en væske. Dersom μ er endelig og forskjellig fra null, er materialet fast.

- Youngs modulus E , hvor

$$E = \mu \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu} \quad (\text{A.2})$$

- Bulk modulus K , hvor

$$K = \lambda + 2/3\mu \quad (\text{A.3})$$

- Poissons forhold σ , hvor

$$\sigma = \frac{\lambda}{2\lambda + \mu}$$

Poissons forhold kan også uttrykkes ved forholdet mellom V_p og V_s :

$$\sigma = \frac{\left(\frac{V_p^2}{2V_s^2} - 1\right)}{\left(\frac{V_p^2}{V_s^2} - 1\right)} \quad (\text{A.4})$$

Dette forholdet har utstrakt anvendelse, blant annet som indikator for litologi.

A.2 Skjærbølger

La oss ta utgangspunkt i bevegelsesligningen for et isotropt og homogent materiale

$$\mathbf{F} + \nabla [(\lambda + 2\mu) \nabla \cdot \mathbf{u}] - \mu (\nabla \times \nabla \times \mathbf{u}) - \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{A.5})$$

hvor \mathbf{F} er volumkrefter, λ og μ er Lamés konstanter og \mathbf{u} er forrykningen. Denne blir formulert mer generelt som $\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \partial_j \tau_{ij} + f_i$ i Tillegg C. Anta videre at \mathbf{u} kan skrives som en kombinasjon av et vektorfelt, Ψ , og et skalarfelt, φ , det vil si

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \nabla \varphi(\mathbf{x}, t) + \nabla \times \Psi(\mathbf{x}, t) \quad (\text{A.6})$$

hvor vektorpotensialet er divergensfritt, $\nabla \cdot (\nabla \times \Psi) = 0$ og skalarpotensialet er rotasjonsfritt, $\nabla \times \nabla \varphi = 0$. Dersom vi setter inn ligning A.6 i ligning A.5 får vi

$$\mathbf{F} + \nabla \left[(\lambda + 2\lambda) \nabla^2 \varphi - \rho \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \right] - \nabla \times \left[\mu \nabla \times \nabla \times \Psi - \rho \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} \right] = 0 \quad (\text{A.7})$$

Vi lar $\mathbf{F} = 0$, og ser at vi får en ligning av typen $\nabla P + \nabla \times \mathbf{Q} = 0$. Betingelsen for at denne ligningen skal ha en løsning er at $P = 0$ og $\mathbf{Q} = 0$. Fra den siste betingelsen får vi *vektorbølgeligningen*

$$\nabla \times \nabla \times \Psi + \frac{\rho}{\mu} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{A.8})$$

som kan omskrives til

$$\nabla^2 \Psi - \frac{\rho}{\mu} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{A.9})$$

Dette er bølgeligningen for S-bølger. En bølgeligning er altså en ligning som tilfredsstiller bevegelsesligningen (ligning A.5). Dersom vi ser nærmere på ligning A.6, ser vi at $\mathbf{u} = \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \nabla \varphi(\mathbf{x}, t) + \nabla \times \Psi(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}^P + \mathbf{u}^S$. Dersom vi ønsker å se på partikkelbevegelsen til en S-bølge kan vi betrakte en bølge som brer seg langs x-aksen i et kartesisk koordinatsystem. Se figur A.1. Vi har da

$$\mathbf{u}^S = \nabla \times \Psi \quad (\text{A.10})$$

og $\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} = 0$, siden vi har utbredelse langs x-aksen. Ved å bruke definisjonen av del-operatoren, ∇ , og kryssproduktet finner vi at

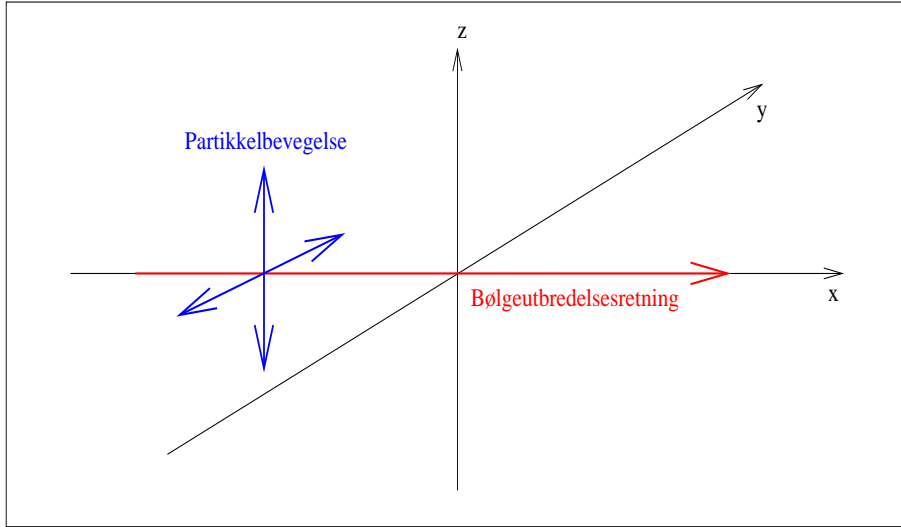
$$\mathbf{u}^S = \{u_x, u_y, u_z\} = \left\{ 0, -\frac{\partial \psi_z}{\partial x}, \frac{\partial \psi_y}{\partial x} \right\} \quad (\text{A.11})$$

Det betyr at når vi har utbredelse langs x-aksen er partikkelbevegelsen i yz-planet. Partikkelbevegelsen står ortogonalt på utbredelsesretningen.

En annen ting vi legger merke til er at per definisjon har vi

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^S = \nabla \cdot (\nabla \times \Psi) = 0 \quad (\text{A.12})$$

Dette betyr at $\left\{ \frac{\partial u_x}{\partial x}, \frac{\partial u_y}{\partial y}, \frac{\partial u_z}{\partial z} \right\} = 0$, altså har vi ifølge A.12 ingen volumforandring når S-bølgen passerer i mediet. Det er *kun* formforandring knyttet til S-bølgen.



Figur A.1: Fra vektorbølgeligningen kan det vises at skjærbølgen har partikkelbevegelse ortogonalt på utbredelsesretningen. Partikkelbevegelsen er ikke nødvendigvis parallell med en av de andre aksene i koordinatsystemet slik som i figuren. Partikkelbevegelsen kan være i vilkårlig retning i yz -planet.

A.3 Refleksjon av SH-bølger ved fri overflate

Vi studerer bølger i xz -planet. La bølgefeltet være representert ved (se figur A.2)

$$\Lambda = (1.0) \exp(ik_s(x \sin \theta_s - z \cos \theta_s)) + R_{ss} \exp(ik_s(x \sin \theta_s + z \cos \theta_s)) \quad (\text{A.13})$$

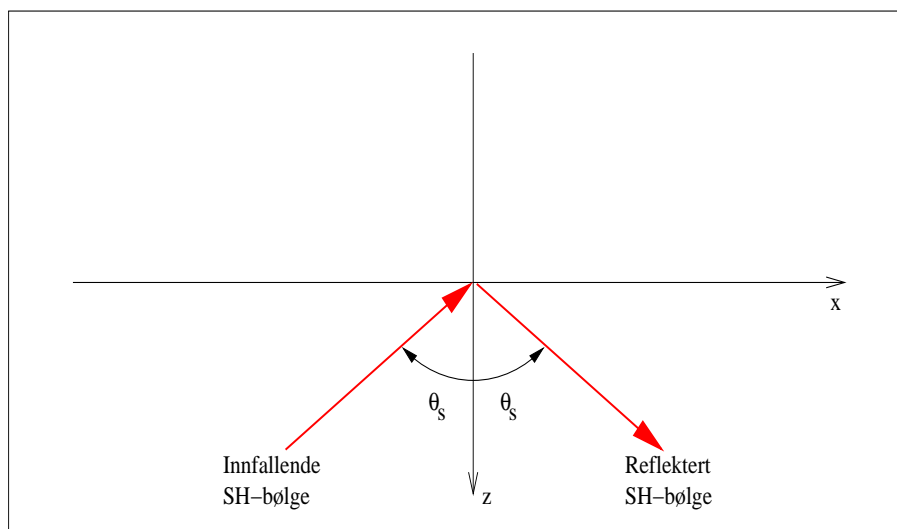
hvor Λ er en skalarfunksjon og den delen av Ψ i ligning A.6 som representerer SH-bølger. k er bølgetallet og θ går frem av figur A.2. R_{ss} er forholdet mellom amplituden til innfallende og reflektert bølge, og det er denne vi er interessert i.

I dette tilfellet kan forrykningen, \mathbf{u} , skrives som

$$\mathbf{u} = -\mathbf{e}_y \frac{\partial \Lambda}{\partial x} \quad (\text{A.14})$$

hvor \mathbf{e}_y er enhetsvektoren i y -retning. Hookes lov gir oss sammenhengen mellom spenning τ og deformasjon. Den mest generelle formen er $\tau_{ij} = c_{ijkl}e_{kl}$, hvor c_{ijkl} er elastiske konstanter og e_{kl} er forklart under. For et isotropt og homogent medium er sammenhengen mellom spenning og deformasjon gitt som

$$\tau_{ij} = \lambda \theta \delta_{ij} + 2\mu e_{ij} \quad (\text{A.15})$$



Figur A.2: En SH-bølge som faller inn mot og reflekteres fra en fri overflate, vil ikke konverteres, men forbli en SH-bølge. Den reflekterte bølgen vil ha samme amplitude som den innfallende.

hvor $\theta = (e_{11} + e_{22} + e_{33})$ og $e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$. Vi kjenner igjen λ og μ som Lamés konstanter. (Nevner for ordens skyld at $x_1 = x$, $x_2 = y$ og $x_3 = z$, siden disse blir brukt litt om hverandre). Ligning A.14 og A.15 gir oss da at den eneste spenningen som ikke er identisk lik null er τ_{yz} , det vil si spenning som virker i z -retning på flate med normalvektor \mathbf{e}_y . Denne er gitt som

$$\tau_{yz}/\mu = \frac{\partial u_y}{\partial z} = -\frac{\partial^2 \Lambda}{\partial x \partial z} \quad (\text{A.16})$$

Man må ha kontinuitet i spenningen over grenseflaten. Derfor er spenningen lik null akkurat på grenseflaten, for det eksisterer ikke spenninger i vakuum (luft er tilnærmet vakuum) og grenseflaten har infinitesimal tykkelse. Med andre ord er $z = 0$ og $\tau_{yz} = 0$. Dette gir, ved innsetting i, og derivasjon av Λ gitt i ligning A.13

$$-k_s^2 \sin \theta_s \cos \theta_s (1 - R_{ss}) = 0$$

altså

$$R_{ss} = 1$$

for alle innfallsvinkler θ_{ss} . Med andre ord vil den reflekterte SH-bølgen ha samme

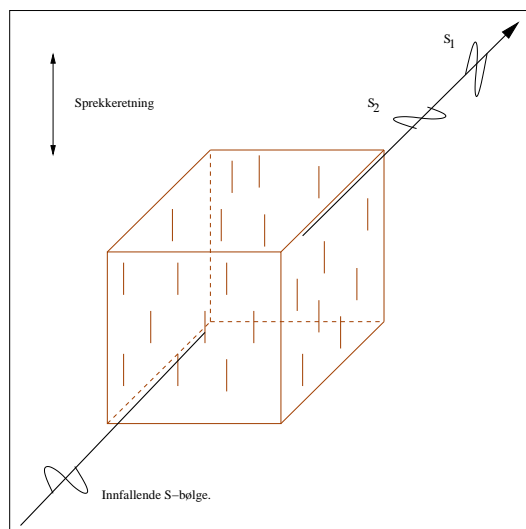
amplitude som den innfallende SH-bølgen. Grunnene til at man registrerer høye amplituder på geofonens krysslinjekomponent i forhold til innlinje- og vertikal-komponent er altså at

- i refleksjonspunktet registrerer man både oppad- og nedadgående SH-bølger (samtidig) og det er kun SH-bølger som blir registrert, og
- den seismiske forstyrrelsen blir kun registrert på den ene geofonkomponenten, nemlig krysslinjekomponenten, fordi all partikkelbevegelse foregår i y-retningen.

A.4 Anisotropi og skjærbølgesplitting

Mange bergarter vil ha ulike elastiske egenskaper i forskjellige retninger. Seismisk anisotropi betyr at den seismiske hastigheten varierer avhengig av hvilken retning den er målt i. I isotrope media kan forholdet mellom spenning og deformasjon beskrives ved hjelp av to elastiske parametre, λ og μ . Avhengig av symmetriakser kan den generelle tensoren som forbinder spenning og deformasjon inneholde opptil atten uavhenge konstanter for et anisotrop medium. Uten å gå mer inn på symmetrisystemer, nevnes det at sprekker, kornorientering og tynne lag gir opphav til anisotropi (Sheriff, 1999). Som et konkret eksempel kan tynne, leirrike lag i en ukonsolidert, sedimentær lagpakke gi anisotropi og skjærbølgesplitting. (Se for eksempel Carr et al. (1998) eller Slack et al. (1993)).

Skjærbølgesplitting opptrer når den innfallende S-bølgen har polarisering forskjellig fra sprekeretningen. Bølgen blir da splittet i to bølger med ortogonal polarisering, som vist i figur A.3. De to resulterende bølgene har forskjellige hastigheter, fordi den med polarisering parallelt med sprekeretningen vil bre seg raskere enn den med polarisering perpendikulært på sprekeretningen. Ofte blir effekten av anisotropi oppgitt som et forholdstall mellom de to hastighetene (Sheriff, 1999).

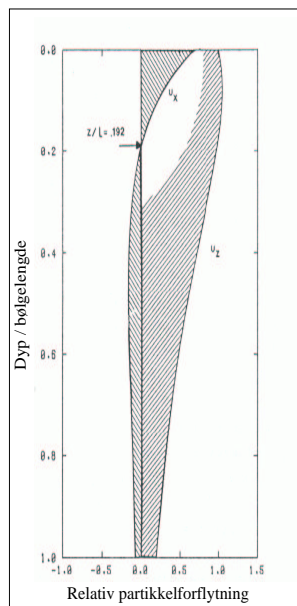


Figur A.3: Figuren viser skjærbølgesplittning i et medium med en gitt sprekeretning eller kornorientering. En innfallende S-bølge blir splittet til to S-bølger med orthogonal polarisering. Den ene resulterende S-bølgen (S_1) har partikkelbevegelse parallelt med sprekeretningen og brer seg raskere enn den andre (S_2) som har partikkelbevegelse perpendikulært på sprekeretningen. Anisotropien kalles i dette tilfellet transvers anisotropi (Sheriff, 1999).

A.5 Rayleigh-bølger

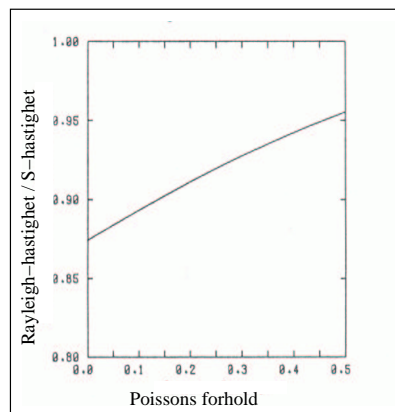
Rayleigh-bølger er grenseflatebølger. De er avhengige av en fri overflate for å eksistere. En fri overflate betyr strengt tatt en grense mellom fast medium og vakuum. Tilnærmelsen er imidlertid god når man definerer luft som vakuum over grenseflaten.

Rayleigh-bølger er *inhomogene* bølger. Ordet inhomogen betyr i denne sammenhengen at bølgens amplitude ikke er lik for alle z . Rayleigh-bølgen er modulert i z -retning, hvor den har eksponentielt avtagende amplitude med dypet. Partikkelbevegelsen er elliptisk og begrenset til det planet hvor bølgen propagerer. Den er retrograd for $z/\lambda < 0.192$ og prograd for $z/\lambda > 0.192$, hvor λ er bølgelengden. Dette er vist i figur A.4. Rayleigh-hastigheten, V_R , avhenger av S-bølgeshastigheten, V_s , og det er vanlig å definere $V_R \approx 0.92V_s$, eller som Sheriff (1995): $V_R^2 = 2(1 - \frac{1}{\sqrt{3}})V_s^2$. Imidlertid er dette en forenkling. V_R/V_s er ikke en konstant, men en funksjon av Poissons forhold. Forholdet er vist i figur A.5. Vi ser at tilnærmingen $V_R \approx 0.92V_s$ gjelder for Poissons forhold $\sigma = 0.25$.



Pilant (1979)

Figur A.4: Rayleigh-bølgen har avtagende amplitude med dypet. Vi sier at den er inhomogen. Relativ forrykning i x - og z -retning er tegnet inn. Vi ser at ved $z/\lambda = 0.192$ skifter u_x fortegn. Her går den elliptiske bevegelsen over fra retrograd til prograd.



Pilant (1979)

Figur A.5: Rayleigh-hastigheten avhenger av Poissons forhold som vist her. Med økende Poissons forhold, det vil si mindre konsoliderte sedimenter, vil Rayleigh-hastigheten øke relativt til S -hastigheten. Det er vanlig å anta at $V_R = 0.92V_s$.

Overflatebetingelser og kompleks $\cos \theta$

For å forstå Rayleigh-bølgen må man ta i betraktning at $\cos \theta$ kan være kompleks og at dette vil føre til modulasjon av amplitude i z-retning. Dette kan vises i et eksempel. Gitt Snells lov for en innfallende SV-bølge som konverteres til en P-bølge: $\frac{\sin \theta_s}{V_s} = \frac{\sin \theta_p}{V_p}$. Ved omforming gir dette $\cos \theta_p = \sqrt{1 - \frac{V_p^2}{V_s^2} \sin^2 \theta_p}$. Når nå $\theta > \theta_{kritisk}$ (se formel A.18), vil $\sin \theta_p > 1$ og uttrykket under roten blir negativt. $\cos \theta_p$ blir derfor imaginær noe som i sin tur fører til at ligninger av typen A.13 får en annen form. Faktoren $\exp(ik_p(x \sin \theta_p - z \cos \theta_p))$ går over til

$$\exp(ik_p x \sin \theta_p) \exp(-k_p b z) \quad (\text{A.17})$$

hvor $b = (\sin^2 \theta_p - 1)$. Det er helt klart at den siste faktoren i uttrykket A.17 vil gi amplitudemodulasjon med dypet.

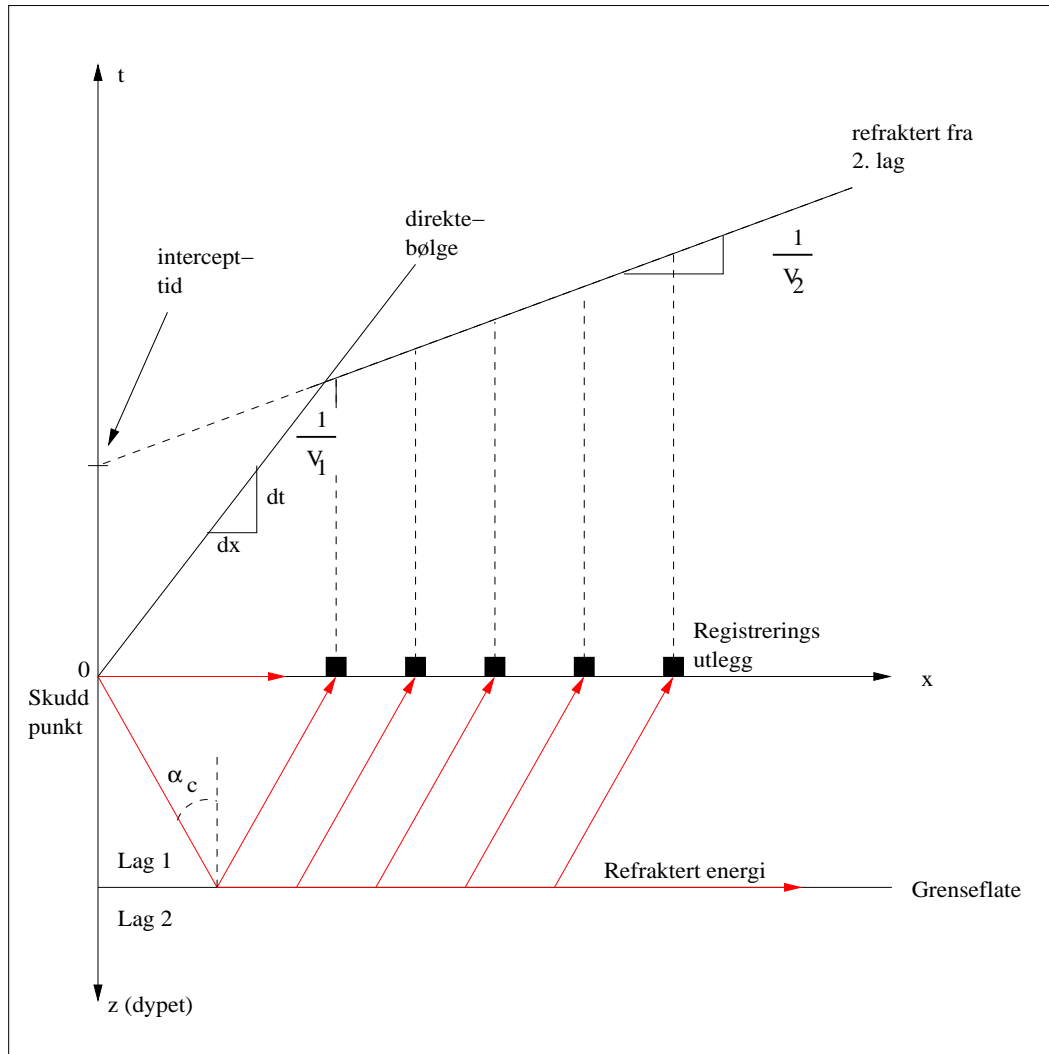
Rayleigh-bølger er et interferensfenomen mellom P- og SV-bølger som brer seg langs overflaten i et halvrom (halvrom: medium som bare er begrenset i en retning). Dersom man anvender potensialene beskrevet i seksjon A.2 og løser bølgeligningen for overflatebetingelser samtidig som man lar $\cos \theta$ være kompleks, vil man beskrive Rayleigh-bølgen. Når $\cos \theta$ er kompleks vil bølgens amplitude avhenge av dypet, z .

A.6 Refraktert energi

Ved kritisk vinkel (formel A.18) vil vi få kritisk refraktert energi. Dette er tidligere omtalt i det innledende teorikapittelet.

$$\alpha_c = \sin^{-1} \left(\frac{V_1}{V_2} \right) \quad (\text{A.18})$$

Figur A.6 viser hvordan gangtidsskjemaet ser ut dersom man bare har refraksjoner i registreringene.



Figur A.6: Dersom det bare ble registrert refraktert energi, ville gangtidsdiagrammet sett slik ut. De refrakterte strålene gir opphav til rette linjer i registreringene. Den deriverte til uttrykket for disse linjene (stigningstallet) er omvendt proporsjonal med hastigheten i mediet. Refraksjonsseismikk er således en ypperlig metode for bestemmelse av forskjellige hastigheter i lagdelte media. Den seismiske hastigheten i lag 2 må være større enn i lag 1 for å få refraktert energi.

Tillegg B

Fourierteori

Fourierteori er teorien om hvordan ethvert oscillerende fenomen kan beskrives ved å summere monokromatiske bølger med forskjellig fase og amplitude. Denne teorien danner grunnlaget for mange metoder innen blant annet filtrering. Dette inngår for eksempel som en viktig del av prosesseringen av marine refleksjonsdata. Teorien sier hvordan man kan jobbe med data i to forskjellige doméner, tidsdoménet og frekvensdoménet, og hvordan man kan gå fra det ene til det andre doménet.

B.1 Fouriertransformasjon og aliasing

Fourierintegralet for det kontinuerlige tilfellet defineres som (Jackson, 1991):

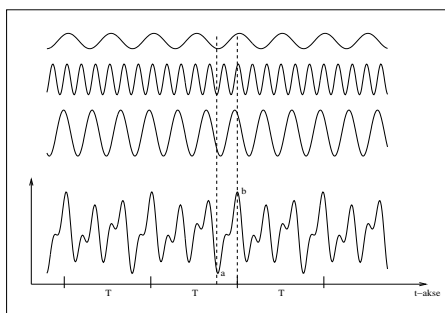
$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t)e^{-i\omega t} dt \quad (\text{B.1})$$

hvor

$$G(\omega) = A(\omega)e^{i\gamma(\omega)} \quad (\text{B.2})$$

La $g(t)$ være den seismiske trasen. Da kalles $G(\omega)$ for Fourierspekteret til $g(t)$. $A(\omega)$ og $\gamma(\omega)$ kalles amplitudespekteret og fasespekteret, henholdsvis. $G(\omega)$ er kompleks, og består således av en reell og en imaginær del. Det vil si

$$G(\omega) = R(\omega) + iX(\omega) \quad (\text{B.3})$$



Figur B.1: *Illustrasjon av Fouriers teorem. Et hvert periodisk signal kan sees på som en sum av sinus- og cosinussvingninger. Her er tre sinussvingninger med vilkårlig men forskjellig fasesforskyvning, amplitude og frekvens summert sammen. Det nederste signalet er summen av de tre øverste. Som vi ser er det sammensatte signalet periodisk med periode T . Langs de stiplede linjene a og b ser vi maksimal konstruktiv interferens for negativt og positivt utslag, henholdsvis. Signalet er hevet over t -aksen for bedre å synliggjøre de forskjellige egenskapene.*

hvor $R(\omega)$ er realdelen og $X(\omega)$ er imaginærdelen av spekteret. I formel B.2 kan $A(\omega)$ og $\gamma(\omega)$ uttrykkes som kombinasjoner av $R(\omega)$ og $X(\omega)$:

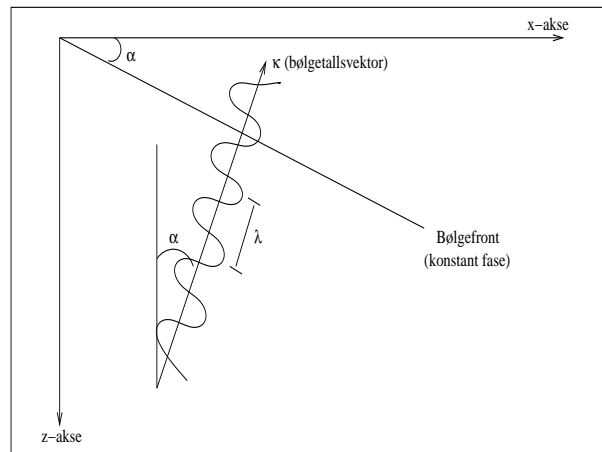
$$A(\omega) = \left(R^2(\omega) + X^2(\omega) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.4})$$

og

$$\gamma(\omega) = \tan^{-1} \left(\frac{X(\omega)}{R(\omega)} \right) \quad (\text{B.5})$$

Av figur B.1 går det frem hvordan vi tenker oss den seismiske trasen, $g(t)$, sammensatt av flere komponenter. Komponentene er enkle sinus- og cosinussvingninger med forskjellige amplituder, faseforskyvninger og frekvenser. Ved å Fouriertransformere $g(t)$ finner vi disse forskjellige komponentene. Det er deretter mulig å analysere dem hver for seg. Man kan også fjerne Fourierkomponenter, for eksempel alle med frekvens over en gitt verdi. Dette kalles (lavpass-)filtrering. La $G_f(\omega)$ være den filtrerte utgaven av $G(\omega)$. Da kan $g_f(t)$ for det kontinuerlige tilfellet finnes ved (Jackson, 1991):

$$g_f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_f(\omega) e^{+i\omega t} d\omega \quad (\text{B.6})$$



Figur B.2: *Illustrasjon av en plan bølge som kommer opp mot overflaten og danner en vinkel α med x-aksen. Tilsynelatende bølgelengde langs x-aksen er gitt ved $\lambda_x = \lambda \sin \alpha$. κ er bølgetallsvektoren. Bølgefronten står normalt på denne.*

Generelt vil $g_f(t) \neq g(t)$ dersom $G_f(\omega) \neq G(\omega)$.

Formlene B.1 og B.6 gjelder som nevnt for det kontinuerlige tilfellet. Regnemaskinen kan ikke utføre operasjoner med tiden t som en kontinuerlig variabel. Det er heller ikke mulig å registrere kontinuerlig i rommet. Det vil alltid måtte være en viss avstand mellom registreringspunktene. Man er nødt til å sample. Dette gir ikke uventet en del uønskede effekter, og det mest plagsomme er aliasing. Aliasing oppstår fordi man ikke sampler tett nok. Samplingsteoremet sier at man må sample med en frekvens i tid som er større enn to ganger høyeste frekvens i dataene (Jackson, 1991). Den høyeste frekvensen man kan registrere uten aliasing kalles Nyquistfrekvensen, og betegnes ofte f_{Ny} . I rommet må man sample med en avstand langs horisontalaksen som er mindre enn halvparten av den korteste tilsynelatende bølgelengden langs aksene. Altså $\Delta x \leq \frac{(\lambda_x)_{min}}{2}$. Figur B.2 viser idéen bak tilsynelatende bølgelengder. Temporal aliasing (aliasing i tid) er ikke så vanskelig å hanske med som romlig aliasing da man alltid kan lavpassfiltrere, også under selve innsamlingen (March & Bailey, 1983).

Tillegg C

Teori: LAYSAC og Greens funksjoner

C.1 Generelt om bevegelsesligningen

Shearer (1999), som har hentet mye av sitt stoff fra Aki & Richards (1980), innleder sin del om kildeteori med å sette opp bevegelsesligningen

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \partial_j \tau_{ij} + f_i \quad (\text{C.1})$$

hvor ρ er tettheten, u_i er forflytning og τ er spenningstensoren. f_i representerer volumkrefter, og består vanligvis av et gravitasjonsledd og et kildeledd. Siden gravitasjonskraften er liten sammenlignet med de andre kreftene, kan vi i områder langt fra kilden sløyfe dette leddet. Ligningen reduseres da til

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \partial_j \tau_{ij} \quad (\text{C.2})$$

og det er denne forenklingen man ofte finner i literaturen. Nå ønsker vi imidlertid å undersøke nettopp kildekraftenes innvirkning, og vi holder oss i det følgende til Shearer (1999) sine formuleringer.

Dersom vi betrakter et bølgefelt i et volum V begrenset av en overflate S , må deformasjonen innad i V utelukkende skyldes initialbetingelsene, kreftene innad i

V og kreftene som virker på S. Det enkleste eksempelet er å se på en enhetskraft i punktet \mathbf{x}_0 ved tiden t_0 . Altså $\mathbf{f}(\mathbf{x}_0, t_0)$. Dette er i seg selv ikke spesielt realistisk, men de fleste kilder kan beskrives ved en sum av slike enhetskraftvektorer. Deformasjonen $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ i punktet \mathbf{x} som resulterer fra denne kraften vil være en (komplisert) funksjon av jordens akustiske egenskaper og inkludere multiple faser og interferensfenomener. Imidlertid vil det til en hver $\mathbf{f}(\mathbf{x}_0, t_0)$ og \mathbf{x} finnes en unik $\mathbf{u}(t)$ som kan estimeres ved tilstrekkelig kjennskap til jordens struktur. Ved å innføre en Greens-funksjon vil kildeleddet kunne separeres fra alle de andre leddene som beskriver bølgeutbredelsen. En Greens-funksjon vil gi deformasjonen i \mathbf{x} som er resultatet av enhetsspenningen i \mathbf{x}_0 . Generelt kan vi skrive (Shearer, 1999)

$$u_i(\mathbf{x}, t) = G_{ij}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}_0, t_0) f_j(\mathbf{x}_0, t_0) \quad (\text{C.3})$$

hvor \mathbf{u} er deformasjonen, \mathbf{f} er kraftvektoren og \mathbf{G} kalles den elastodynamiske Greens-funksjonen. Dersom vi antar at \mathbf{G} kan beregnes, vil ligning C.3 gi oss muligheten til å finne deformasjonen i \mathbf{x} som resulterer fra en kilde i \mathbf{x}_0 ved å beregne en sum av bidrag fra flere punktkilder.

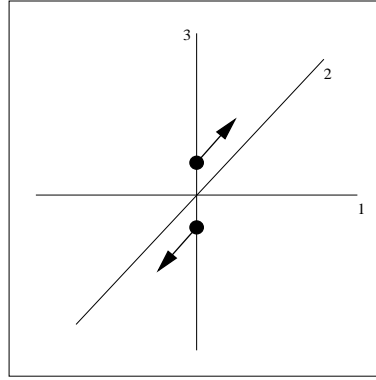
HKP-generatoren kan beskrives ved et kraftpar. Kreftene, som er like store, men virker i motsatt retning, er separert en viss avstand d . Det vil si at vi egentlig ser på et *moment*. Dersom vi lar kreftene virke i i -retning og separerer dem i j -retning, kan vi skrive momentet fra den ene av kreftene i paret som M_{ij} . Magnituden til M_{ij} er gitt ved fd . Fra figur C.1 får vi da for denne kilden

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & fd \\ 0 & fd & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{C.4})$$

Vi ser at \mathbf{M} er symmetrisk fordi angulært moment skal være bevart. Med andre ord må et kraftpar beskrives som et dobbelt kraftpar.

Ved å bruke formel C.3 kan vi uttrykke deformasjonen som resulterer fra et kraftpar i \mathbf{x}_0 som (Shearer, 1999)

$$u_i(\mathbf{x}, t) = G_{ij}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}_0, t_0) f_j(\mathbf{x}_0, t_0) - G_{ij}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}_0 - \mathbf{x}'_k d, t_0) f_j(\mathbf{x}_0, t_0) = \frac{\partial G_{ij}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}_0, t_0)}{\partial x_k} f_j(\mathbf{x}_0, t_0) d \quad (\text{C.5})$$



Figur C.1: *Kraftparet virker i x_2 -retning (y-retning) og er separert i x_3 -retning (z-retning).*

hvor f_j er separert en avstand d i \mathbf{x}'_k -retningen. Videre kan vi da skrive (Shearer, 1999)

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial G_{ij}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}_0, t_0)}{\partial x_k} M_{ij}(\mathbf{x}_0, t_0) \quad (\text{C.6})$$

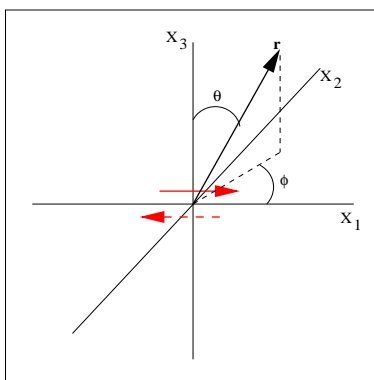
Selv om dette ikke er spesielt realistisk har det vist seg å være en god approksimasjon dersom kildens utstrekning er liten i forhold til bølgelengden (Shearer, 1999).

C.2 Greens-funksjoner

For å kunne bruke formel C.6 må vi kjenne den elastodynamiske Greens-funksjonen. Denne lar seg vanskelig beregne (Aki & Richards, 1980). Det er kun i de enkleste tilfellene hvor mediet er homogent og har uendelig utstrekning at Greens-funksjonen kan beregnes analytisk, uten bruk av numeriske metoder. Dersom man tar utgangspunkt i en situasjon som vist i figur C.2 og dropper utledningen, er S-bølgens bidrag til fjernfeltet gitt ved (Aki & Richards, 1980)

$$\mathbf{u}^s(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\rho\beta^3} (\cos 2\theta \cos \phi\Theta - \cos \theta \sin \phi\Phi) \frac{1}{r} M_0 \left(t - \frac{r}{\beta} \right) \quad (\text{C.7})$$

hvor $M_0 = M_{13} = M_{31}$, β er S-bølgehastigheten, r er avstand til kilden og Θ og Φ er de kartesiske enhetsvektorene i θ og ϕ -retning, henholdsvis. Vi ser at \mathbf{u} avtar som $1/r$ for fjernfeltet. Fjernfeltet vil dominere på større avstander fordi \mathbf{u} avtar



Figur C.2: Sfæriske koordinater til en vektor. $r^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2$. θ måles fra x_3 -aksen, mens ϕ måles fra x_1 -aksen. Krefte virker i x_1 -retning.

som $1/r^2$ for nærfeltet.

Det finnes flere forskjellige måter å beregne Greens-funksjoner på, og således finne mediets respons på en forrykning. Basert på Thomson (1950) og Haskell (1953) sitt arbeid, presenterte Kausel & Roësset (1981) en løsning for Greens-funksjonen i elastiske media i frekvens-bølgetalldoménen. Løsningen var den for et lagdelt halvrom med vakuum over. Metoden ble videre utviklet av Stokoe et al. (1990) for å inkludere et væskelag over det lagdelte halvrommet. Stokoe et al. (1990) brukte dette blant annet til inversjon av dispersjonskurver. Metoden heter SASW (spectral analysis of surface waves). Den mer generelle teorien bak metoden er beskrevet av Ewing et al. (1957).

Tillegg D

Innsamlingstabeller fra Grødeland

FFID	Kilde	Geofonplassering / stasjon	Bemerkning
4	Selcore	1-4	
8	Fenghette	1-4	
9	Fenghette	5-8	
12-20	Selcore	5-8	Test av repeterbarhet
22	Selcore	9-12	
25	Fenghette	9-12	
26	Fenghette	13-16	Ikke kontakt på kanal 1,4,5,6
29	Selcore	13-16	
30	Selcore	17-20	
33	Fenghette	17-20	
34	Fenghette	21-24	
37	Selcore	21-24	
38	Selcore	25-28	
41	Fenghette	25-28	
42	Fenghette	29-32	
46	Selcore	29-32	
47	Selcore	33-36	
50	Fenghette	33-36	
51	Fenghette	37-40	
54	Selcore	37-40	
55	Selcore	41-44	
56	Selcore	45-48	
57	Selcore	49-52	
58	Selcore	53-56	
64	Selcore	53-56	V-stack, 5 slag
65	Selcore	57-60	
66	Selcore	57-60	V-stack, 5 slag
67	Selcore	61-64	Dårlig plant på kanal 1-3
68	Selcore	61-64	V-stack, 5 slag
69	Selcore	65-68	Mye støy på kanal 6
70	Selcore	65-68	V-stack, 5 slag
71	Selcore	69-72	Mye støy på kanal 1-3
72	Selcore	69-72	V-stack, 5 slag
73	Selcore	73-76	
74	Selcore	73-76	V-stack, 5 slag

Tabell D.1: Tabellen viser registreringskjemaet for Selcore på Grødeland. V-stack er en summering av trasene registrert ved et antall påfølgende slag. Denne trase-summeringen ble gjort med registreringsenheten under innsamlingen.

FFID	Kilde	Geofonplassering / stasjon	Bemerkning
75	Selcore	1-4	
76	Selcore	1-4	V-stack, 3 slag
77	Selcore	5-8	V-stack, 3 slag
78	Selcore	5-8	
79	Fenghette	5-8	
80	Fenghette	9-12	
81	Selcore	9-12	
82	Selcore	9-12	V-stack, 3 slag
83	Selcore	13-16	V-stack, 3 slag
84	Selcore	13-16	
85	Fenghette	13-16	
86	Selcore	17-20	
87	Selcore	17-20	V-stack, 3 slag
88	Selcore	17-20	V-stack, 3 slag
89	Selcore	17-20	V-stack, 10 slag
90	Selcore	21-24	
91	Selcore	21-24	V-stack, 9 slag
92	Selcore	25-28	
93	Selcore	25-28	V-stack, 10 slag
94	Selcore	29-32	
95	Selcore	29-32	V-stack, 10 slag
96	Selcore	33-36	
97	Selcore	33-36	V-stack, 10 slag
98	Selcore	37-40	
99	Selcore	37-40	V-stack, 10 slag
100	Selcore	41-44	
101	Selcore	41-44	V-stack, 10 slag
102	Selcore	45-48	
103	Selcore	45-48	V-stack, 10 slag
104	Selcore	49-52	
105	Selcore	49-52	V-stack, 10 slag
106	Selcore	53-56	
107	Selcore	53-56	V-stack, 10 slag

Tabell D.2: Tabellen viser registreringsskjemaet for Selcore på Hobberstad.

FFID	Dyp (m)	Slagretning	Bemerkning
138	10	N	1024 ms reg.
139	10	S	1024 ms reg.
140	10	N	
141	10	S	
142	15	(N)	Usikker retn.
143	15	S	
144	15	N	
145	15	N	
146	15	S	
147	20	N	
148	20	S	
149	25	N	
150	25	S	
151	30	N	
152	30	S	
153	35	N	
154	35	S	
155	40	N	
156	40	S	
157	50	N	
158	50	S	
159-178	60	10*N og 10*S	Repetert
180-186	-	4*N og 3*S	Støyfil (8196 ms)
187	-	-	Lastebilstøy (8196 ms)
188	-	-	Lastebil + regn (8196 ms)

Tabell D.3: Tabellen viser registreringskjemaet for registreringene med HKP-generatoren på Grødeland. Registreringene er på 2048 ms med mindre annet er bemerket.