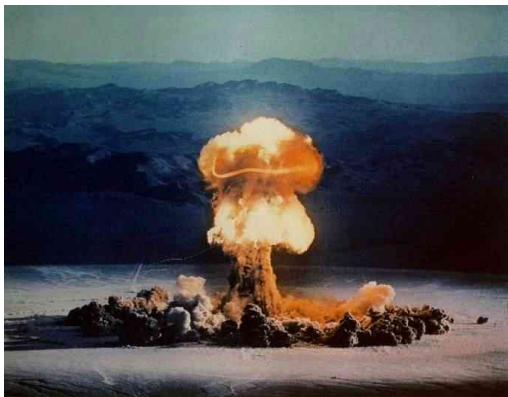


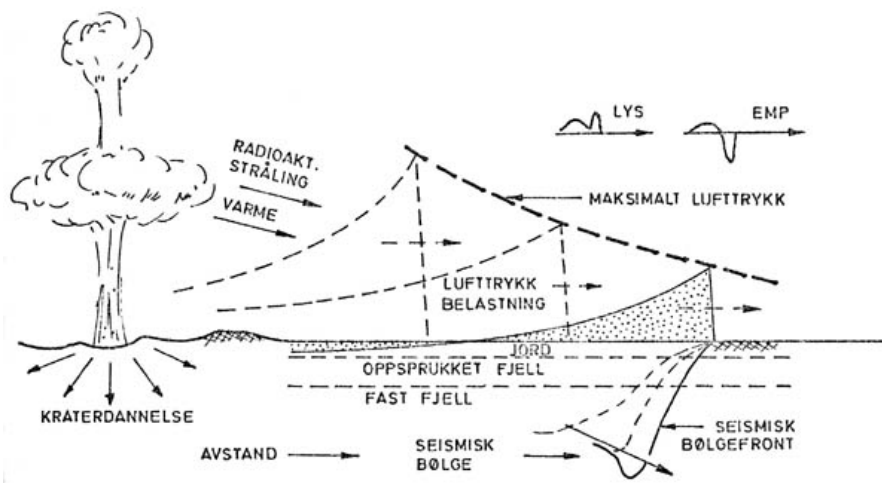
SEISMISKE BØLGER FRA KJERNEEKSPLOSJONER I ATMOSFÆREN

Eksplasjon av kjernevåpen i atmosfæren gir opphav til en rekke forskjellige skadevirkninger nær eksplosjonsstedet. Det opptrer bølger som til dels kan registreres over store avstander.



Priscilla (37 kt i 230 m høyde)

Mange forskjellige våpenvirkninger ble målt.



Skjematisk skisse som viser utbredelse av forskjellige bølger.

Seismisk trykkbølge oppstår p g a luftsjokkets virkning på bakken

Eksplasjoner som finner sted på eller i rimelig nærhet av jordoverflaten vil generere seismiske bølger, som vist ovenfor. Disse forplantes i jordskorpen og jordmantelen over store avstander. Fra 1945 og frem til 1980 er det blitt utført ca 528 slike eksplasjoner. Likevel var det få registreringer av seismiske bølger som ble publisert. Det meste av disse dataene stammer fra eksplasjoner i ørkenområder i Nevada (Nevada Test Site, NTS) der de seismiske egenskaper av bakken er meget spesielle. Da det ble forbud mot atmosfæriske atomsprenninger (prøvestansavtalen av 1963) ble forskningen intensivert og det ble publisert store mengder data. Formålet var hovedsakelig å utarbeide metoder for å kontrollere at prøvestansavtaler blir overholdt. For USA var det også viktig å følge med i hva andre makter utviklet av våpen.

I alminnelighet vil følgende typer seismiske bølger (faser) genereres:

- Volumbølger: P-bølger, (Longitudinale trykkbølger)
- S-bølger, (transversale skjærbølger)
- Overflatebølger: Rayleigh og Love bølger

De ulike faser vil forplantes med forskjellig hastighet.

P-bølgene har størst hastighet, $v_p = 6-8$ km/sek, mens S-bølgene går langsommere, $v_s = 0,6 v_p$.

Overflatebølgene har vesentlig lavere hastighet grunnet de lave seismiske hastigheter i bakkeoverflaten.

1 Utbredelse av volumbølger

Volumbølgene, P og S, forplantes i lag i jordskorpen og i mantelen. Forplantningen kan i store trekk beskrives ved enkel "geometrisk optikk". Tetthetsøkning gir høyere seismisk hastighet. Dette svarer til minskning av brytingsindeksen og strålen brytes.

Vanligvis øker tettheten med dybden. Derfor fås stråler som krummer oppover (figur 1.1a). Grunnet jordskorpens lagdelte struktur fås i tillegg bryting i overgangene mellom lagene (figur 1.1b).

Over avstander som er store i forhold til lagtykkelsen vil strålenes krumming spille lite inn. Man benytter da en tilnærming i form av rette linjer, som vist i figur 1.1c.

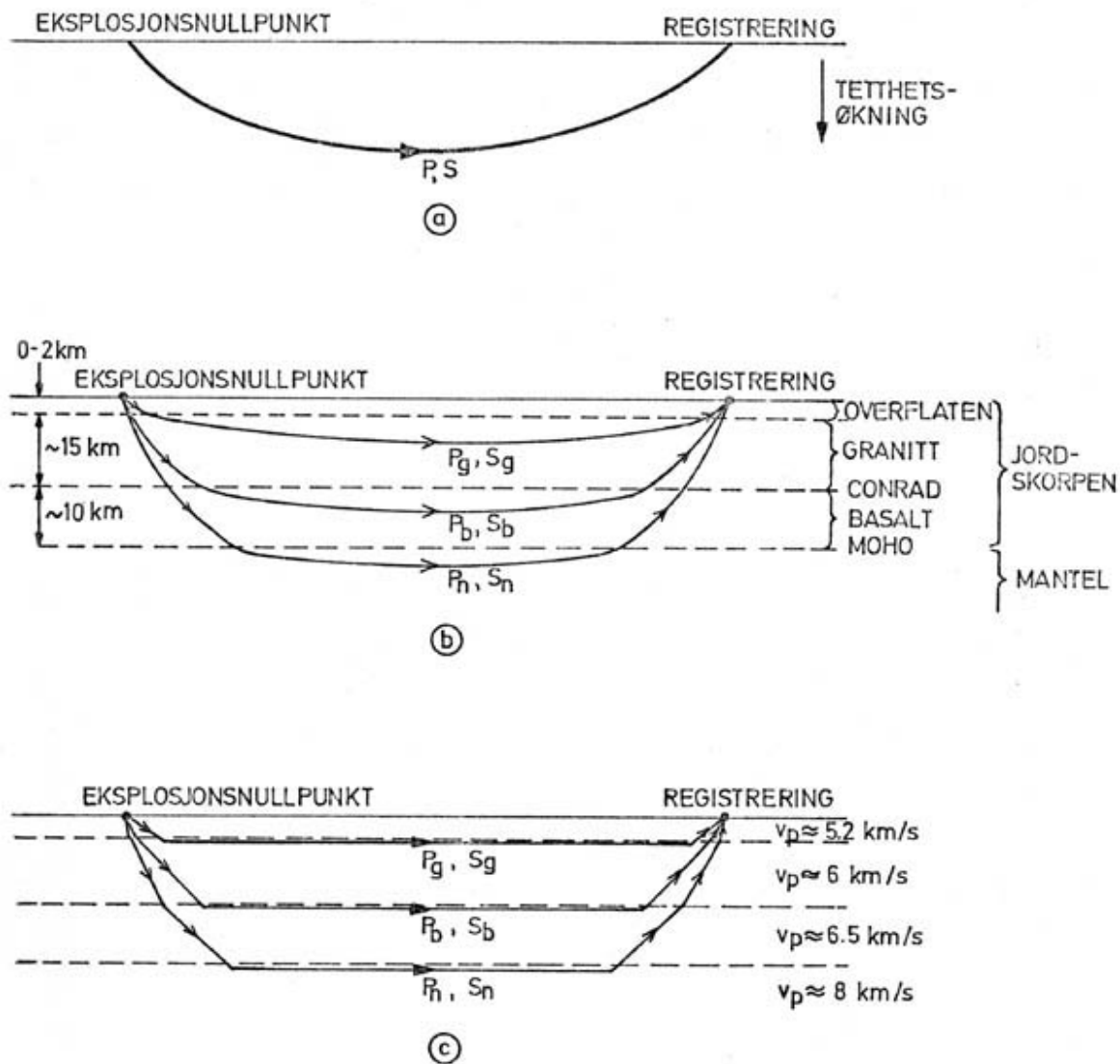


Fig. 1.1. Skjematisk skisse som viser utbredelse av volumbølger

Hvert lag tilordnes en konstant seismiske hastighet, og man antar at stråler som reflekteres fra et lag går rettlinjet langs toppen av dette inntil de brytes oppover igjen.

Jordskorpens struktur fremgår av figur 1.1 b) og c). Under et tynt sedimentlag, som i Norge er typisk 0-3 m (maksimalt ca 100 m) er det et "overflatelag" av krystallinsk fjell med seismisk hastighet v_p ca 5,2 km/s.

Dernest finnes det et granittlag, størrelsesorden 10 - 20 km, med v_p ca 6 km/sek. Under dette et basaltlag (10 - 15 km) med v_p ca 6,5 km/sek. I øvre del av jordmantelen er v_p ca 8 km/sek. Grenseflatene mantel-basalt og basalt-granitt benevnes henholdsvis Moho og Conrad. Man har følgende brutte faser:

P_g (S_g) fra granittlaget, P_b (S_b) fra basaltlaget og P_n (S_n) fra øvre mantel.

Med bruk av denne forenklete modell for forplantningen fås følgende uttrykk for gangtiden t for refleksjoner fra n -te lag (1):

$$t = \frac{\Delta}{v_n} + \tau_n, \quad \tau_n = 2 \sum_{k=1}^{n-1} \frac{h_k}{v_k} \left(1 - \left(\frac{v_k}{v_n} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

Her er

h_k = tykkelsen av k-te lag
 v_k = seismiske hastighet for k-te lag

A = avstand

I figur 1.2 er vist en gangtid-avstands-karakteristikk for profilen Grimstad - Fedje (2) som viser relasjonens gyldighet. En har benyttet følgende data i gangtid-avstands-karakteristikken:

Pg $t = 0,1 + A/6,00$
 Pb $t = 2,0 + A/6,57$
 Pn $t = 6,2 + A/8,00$ fra (2)
 Sg $t = 0,2 + p/3,70$
 Sb, Sn $v_s = 0,6 \cdot v_p$ Mer usikre

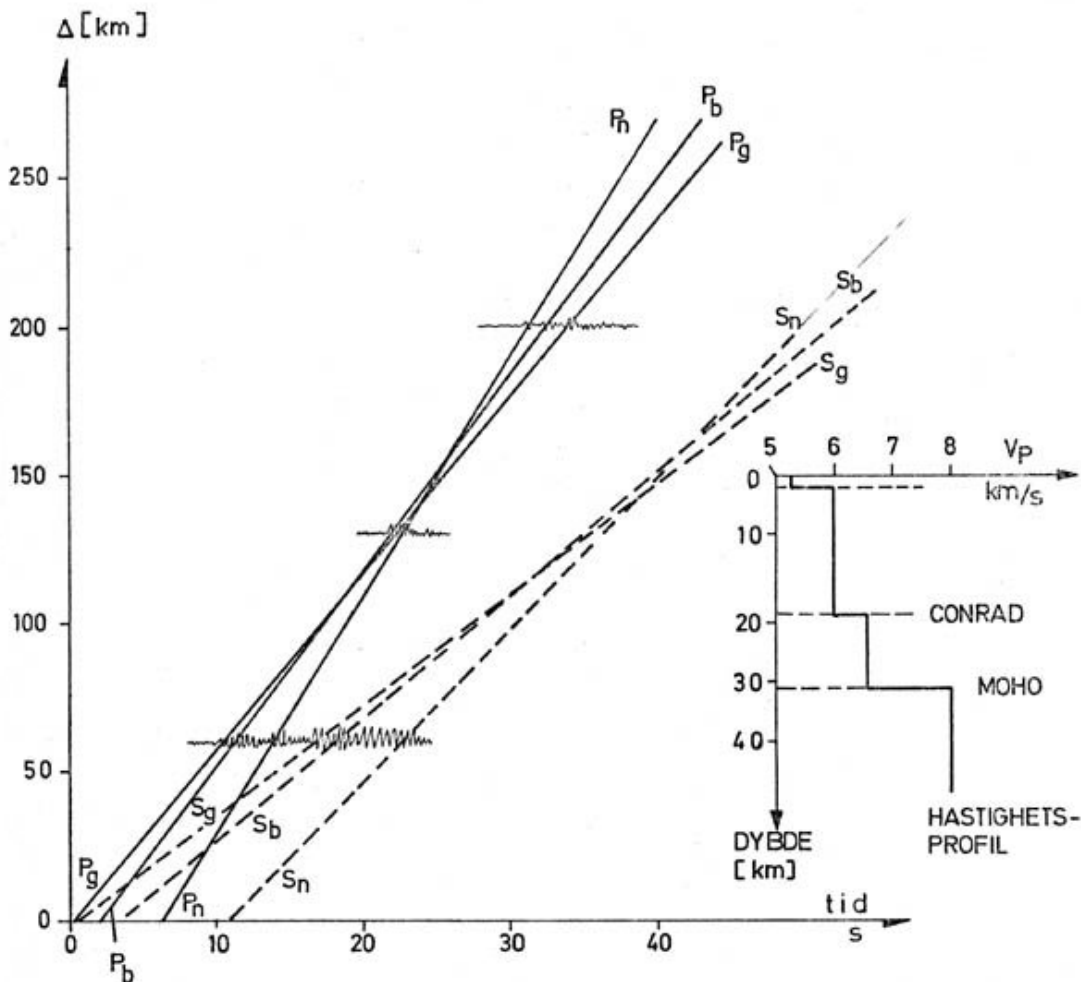


Fig. 1.2 Gangtidskarakteristikk basert på målinger av profilen Grimstad - Fedje (2)

Jordskorpemodellen og hastighetsprofilen er vist på figuren. For nøyere beskrivelse av forplantningen må bølgeligningen løses med randbetingelser (3) som gjør det hele mer komplisert.

2 Utbredelse av overflatebølger

Disse forplantes i overflaten ("bølgeleder"). Grunnet sterk dispersjon og variasjon i geologiske og topografiske forhold vil forplantningshastigheten variere sterkt over de korte avstander vi er interessert i. De er derfor lite egnet til avstandsmaling. Svekkingen av disse bølgene mod avstanden er imidlertid vesentlig mindre enn for volumbølgene.

Noen eksempler på registreringer av seismiske signaler fra atmosfæriske eksplosjoner i NTS (Nevada Test Site) er vist på figur 2.1 (13).

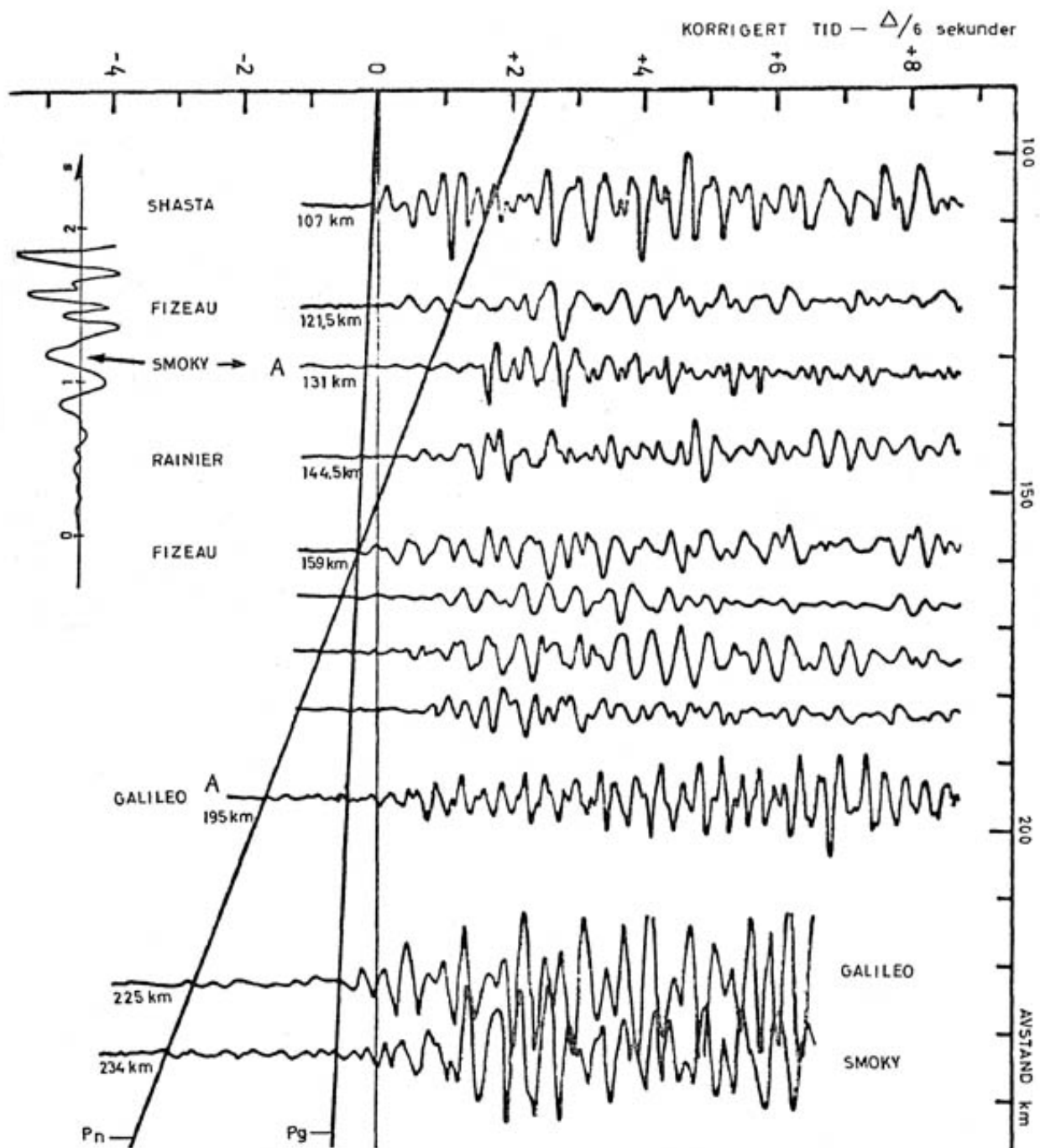


Fig 2.1 Vertikal-seismogram av eksplosjoner i NTS montert i gangtidsdiagram

Shasta: 17 kt, høyde 153 m over tørr alluvium
 Fizeau: 11 kt, høyde 153 m over tørr alluvium
 Smøky: 44 kt, høyde 214 m over tørr alluvium
 Galileo: 11 kt, høyde 153 m over tørr alluvium
 Rainier: 1,7 kt, dybde 240 m i tuff

Etter første P-faser opptrer meget sterke faser som skyldes refleksjoner fra Conrad og Moho (13). Registreringer merket A er med høyfrekvent seismometer med hastighets respons -6 dB ved 2,1 og 16 Hz. Et forstørret utsnitt av Smøky-registreringens første del er vist.

Lite data er tilgjengelig om S-bølger fra atmosfæriske eksplosjoner, men man kan anta at svekking med avstanden og gangtider er tilsvarende som for S-bølger fra undergrunnsekspløsjoner (8). De atmosfæriske eksplosjonene i NTS genererte Sg-bølger som var noe svakere enn tilsvarende bølger fra undergrunnsekspløsjoner (8). Eksempler på S-bølger fra atmosfæriske eksplosjoner en avstand av 180 km registrert med horisontalt seismometer er vist i figur 2.2 (11).

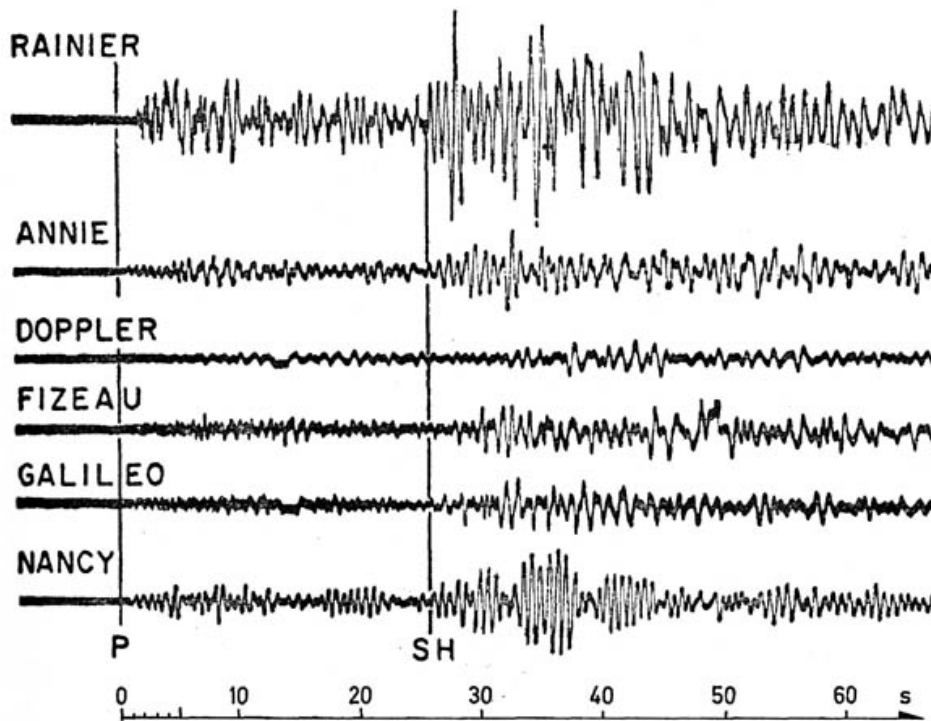


Fig. 2.2 Registreringer med horisontalt seismometer av lufteksplosjoner sammenlignet med undergrunnsekspløsionen Rainier(11)

Registreringen er gjort i Tinemaha, California, med Wood-Andersons horisontale torsjonsseismograf i avstand 180 km fra eksplosjoner som fant sted i samme område av NTS. De er montert med sammenfallende ankomsttid for P-bølgen, og viser forløpet av horisontalkomponenten (N-S) av Sg-bølgen (SH).

3 Amplituder av de seismiske bølger

Amplitudene angis i det følgende som toppamplituden (a) av den første halvperiode i bølgen i nanometer (millimikron):

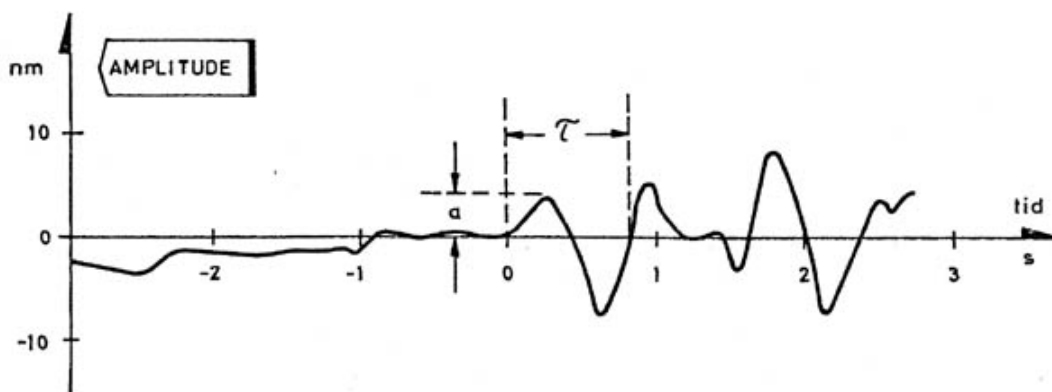


Fig. 3.1 Registrering av første fase Pn fra lufteksplosjonen Socorro i avstand 300 km (28).

Socorro (6 kt) fant sted i en høyde på ca 456 m over tørr alluvium i NTS. Amplituden (a) er ca 4 nm, og perioden (τ) ca. 0,85 s. Det opptrer en rekke etterfølgende oscillasjoner som skyldes forsinkede ankomster.

Amplituden av den seismiske bølgen er avhengig av en rekke faktorer:

For det første er amplituden avhengig av den lokale seismiske respons (koblingsfaktor) på eksplosjonsstedet. Koblingsfaktoren er gitt av detonasjonshøyde, bombestørrelse, lokale geologiske og topografiske forhold m m. I tillegg får en svekking med avstanden som skyldes geometrisk spredning, refleksjonstap og friksjonstap. Til slutt vil lokale geologiske forhold på registreringsstedet gi variasjoner i registrert amplitude. Disse vil bevirke en spredning i svekkingskurvene, og kan inkluderes i disse som en usikkerhet. For å eliminere denne feil best mulig bør seismometre monteres på fjell.

3.1 P-bølge amplitudens svekking med avstanden

På grunn av geometrisk spredning og friksjonstap vil amplituden svekkes med avstanden. I det elastiske området (utenfor et par hundre meter) kan den relative amplitudesvekkning antas uavhengig av bombestørrelsen (W), men den vil avhenge av en rekke andre faktorer.

For det første vil jordskorpens struktur være bestemmende for den seismiske strålegang, og dermed for den geometriske spredning. Jordskorpens struktur vil variere fra sted til sted. I tillegg til bøyde og reflekterte stråler kan vi også få bølgelederforplantning langs dypere lag i jordskorpen. Dybden av disse lag er stedsberoende. Slik forplantning vil gi andre, ukjente, svekkingsforhold og medføre spredning i data.

I figur 3.2 er plottet inn data fra amerikanske målinger med konvensjonelle sprengladninger i vann (14). Disse eksplosjoner har tilnærmet samme koblingsfaktor.

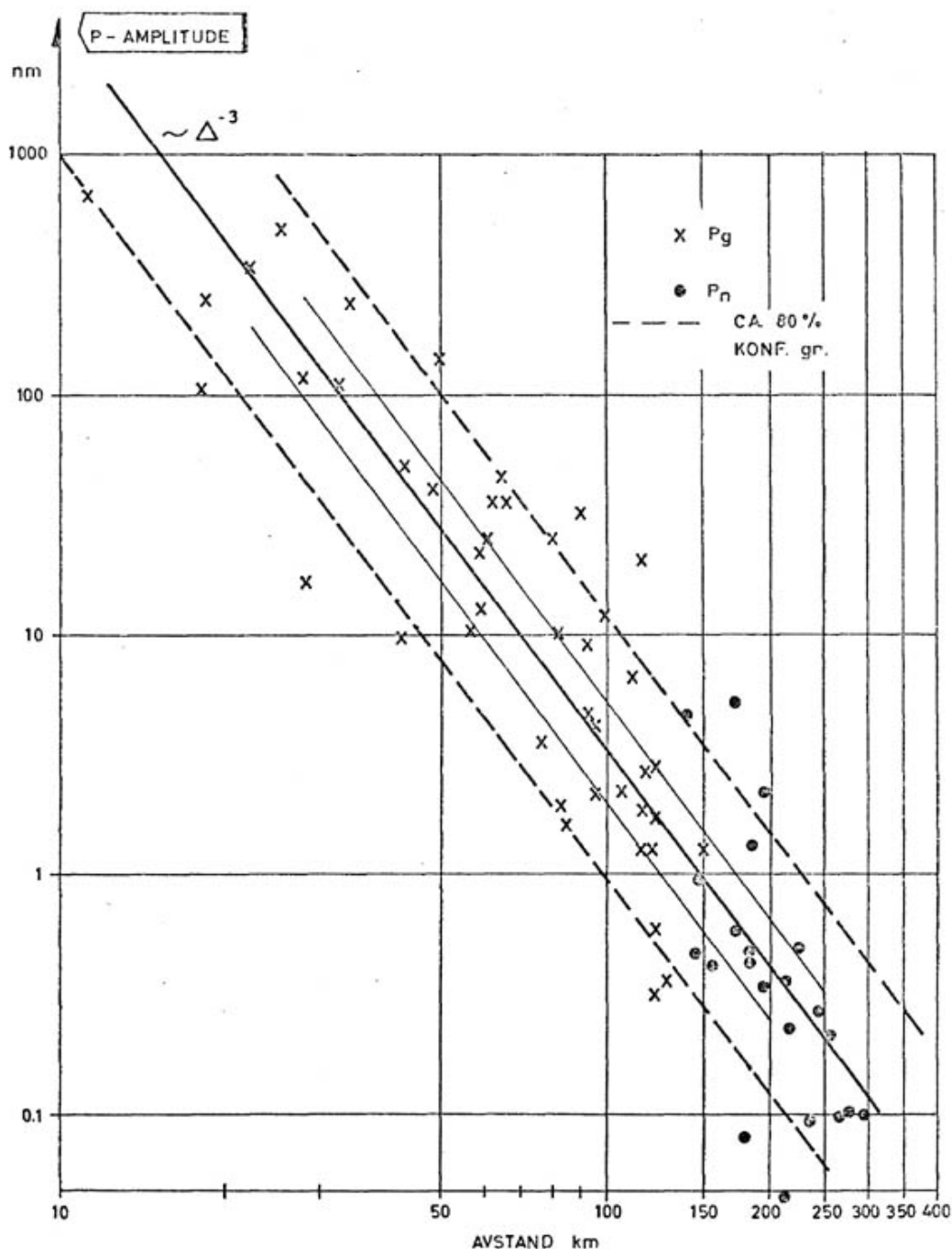


Fig 3.2 Relativ svekking av P-bølgen med økende avstand (A)

Målingene er gjort i den vestlige del av USA med kjemiske eksplosjoner i vann. Målingene er skalert til 100 kg ladninger (14, 15) (Skalalov $a \sim W$). Alle eksplosjoner har nær samme koblingsfaktor. Noe spredning kan skyldes forskjellig seismisk respons på registreringsstedet som kan gi en variasjon på 2x (17, 28).

Som vi ser er spredningen stor, og det er derfor vanskelig å finne en nøyaktigere avstandslov enn $1/A^3$. Den relativt store spredning kan neppe tilskrives jordskorpeeffekter i vesentlig grad, men skyldes antagelig mest bølgelederfenomener og utstrålingsforhold fra grenseflater. Den samme lov ble funnet i (15) og (16) for eksplosjoner i NTS i avstander 200-1000 km og av Hays (17) for Pn-bølger.

3.2 S-bølgens svekking med avstanden

Fra registreringer av Sg-bølger fra undergrunnsekspløsjoner er det funnet omtrent samme avstandslov, $1/A^3$, som for P-bølger (16), (17).

Amplitudene av Sg-bølgene vil være av samme størrelsesorden som P-bølgene, og radial-, transversal- og vertikal-komponentene er omtrent like store (16), (17). Det er sannsynlig at det samme gjelder for Sg-bølger fra luftsekspløsjoner (8), (11).

Ekspløsjonene i NTS av kt's styrke genererte ikke observerbare Sn-bølger (5), men registreringer av denne bølge er angitt for undergrunnsekspløsjonen Boxcar (1,2 Mt), (17).

Ved eksplosjonene i Maralinga (Vest-Australske skjold) var Sn-amplitudene vel så store som Pn. (Skjoldområder (også Ganada) er mer sammenlignbar med Norge enn den vestlige del av U5A).

Noen registreringer av Sg-bølger (horisontalkomponenten) fra luftsekspløsjoner i NTS er vist i figur 2.2. Det sees at S-bølgene må være vel så store som P-bølgene, selv om P-bølgen er undertrykket i registreringene siden seismometeret er horisontalt.

3.3 Amplitudens variasjon med eksplosjonshøyden

Data som er benyttet her er vesentlig hentet fra (18),(19),(20).

Ericsson og Dahlman (18) har bearbeidet seismiske amplituder målt i Pasadena fra 44 atmosfæriske kjerneeksplosjoner i Nevada (19). Dahlman, Axelsson og Edin (20) har foretatt målinger på små kjemiske eksplosjoner over bakken. Selv om datamengden er relativt liten er det mulig å trekke endel konklusjoner.

Det momentane atmosfæriske overtrykk Δp (ato) på bakken i avstand r (m) fra detonasjonsnullpunktet når det detonerer en energi E i høyde h kan uttrykkes ved en dimensjonsløs funksjon f

$$\Delta p = p_o \cdot f\left(\frac{r}{\alpha}, \frac{h}{\alpha}, \frac{c_o t}{\alpha}\right) ; \alpha = \left(\frac{E}{p_o}\right)^{1/3}$$

der

p_o = lufttrykket (ato) c_o = lydhastighet m/s

α = skalert lengde (m) t = tid (s)

Mekanismen for generering av seismiske bølger er ikke godt kjent. Det er imidlertid nærliggende å undersøke om den seismiske amplitude har enkel sammenheng med trykk-kraftimpulsen tilført bakken, eller med den maksimale trykk-kraft på bakken.

Den instantane kraft på bakken gis av (18)

$$F(t) = 2\pi \int_0^{\infty} \Delta p \cdot r \cdot dr = p_o \alpha^2 \int_0^{\infty} f\left(x; \frac{h}{\alpha}; \frac{c_o t}{\alpha}\right) 2\pi x dx$$

der

$$x = \frac{r}{\alpha}$$

Dette kan skrives som

$$F(t) = p_0 \alpha^2 g\left(\frac{h}{a}; \frac{c_0 t}{a}\right)$$

Den dimensjonsløse funksjonen g vil her avhenge av geologiske og topografiske forhold nær detonasjonsnullpunktet. Dersom vi søker en tids- (eller frekvens-) uavhengig sammenheng er det rimelig å betrakte den maksimale kraft på bakken. Den maksimale kraft vil opptre når:

$$\delta g / \delta a = 0$$

som kan skrives uttrykt ved en dimensjonsløs funksjon q :

$$F_{\max} = p_0 \alpha^2 q(h/\alpha)$$

Eventuelt kan den totale impuls (I) betraktes. Denne kan skrives uttrykt ved en dimensjonsløs funksjon n :

$$I = p_0 \alpha^3 / c_0 n(h/\alpha)$$

Dersom man antar at den seismiske amplitude, a , er proporsjonal med F_{\max} og at eksplosjonsenergien (E) er proporsjonal med våpenstørrelsen (W):

$$E = 4,2 \cdot 10^{12} W(kt)$$

får en:

$$a = W^{2/3} q(h/W^{1/3}) \quad (3.2)$$

Dersom den seismiske amplitude antas proporsjonal med I fås

$$a = W n(h/W^{1/3}) \quad (3.3)$$

Ericsson og Dahlman (18) fant best overensstemmelse med ligning 3.2. Den samme tendens fremgår av figur 4.6.

De fikk følgende høydevariasjon for P-amplituden (maksimal toppamplitude) i en avstand $r = 378$ km:

$$a = W^{2/3} 10^{l-3} \left(\frac{h}{W^{1/3}}\right)^{-0,465 \pm 0,081}$$

for 44 kjerneeksplosjoner med $25 \leq h/W^{1/3} \leq 600$

Faktoren l viste regionale geologiske variasjoner med verdier fra 1,86 til 3,17. l -verdien var antagelig mest avhengig av vanninnholdet av bakken (18), slik at mettet alluvium ga den største verdien. Mettet alluvium ga like store amplituder som tuff ved undergrunnsekspløsjoner (21) og ca 10 x større amplitude enn tørr umettet alluvium (se tabell 3.1). Ligning gir en relativt enkel q -funksjon:

$$q(h) = 10^{l-3} 1/(h_x)^{1/2} \quad 25 < h_x < 600 \quad (3.5)$$

der h_x er skalert høyde $h/W^{1/3}$, (m pr $kt^{1/3}$)

Dahlman, Axelsson og Edin (20) undersøkte små kjemiske detonasjoner. De fant også at P-amplituden var proporsjonal med F_{\max} . Deres målinger viser imidlertid en tilnærmet konstant $q(h)$ som først øker med h , når et maksimum, og så avtar i området hvor ligning 3.5 burde gjelde. Den samme tendens gjør seg gjeldende i målingene til Roccard (22) med små kjemiske eksplosjoner. Kjerneeksplosjoner kan ikke uten videre jevnføres med små kjemiske eksplosjoner. Imidlertid må også $q(h)$ for kjerneeksplosjoner gå mot en endelig verdi når $h_x \rightarrow 0$, som vist i figur 3.4.

I årene 1952-1958 ble det foretatt en rekke overflateeksplosjoner av Mt-klassen ved Bikini- og Eniwetok-atollene. Amplituder målt i Pasadena (19) i avstander henholdsvis ca 8000 og 8300 km er plottet i figur 3.3. De konklusjoner en kan trekke av disse data er at

eksplosjoner over sjø gir noe større amplituder enn over fuktig grunn.

Tilnærmet seismisk magnitudo er angitt (36). Styrken av eksplosjonene er i senere år oppgitt til: Mike 10,4 Mt, Bravo 15 Mt, KOA 1,4 Mt, Tewa 7 Mt, Zuni 3,5 Mt, Yankee 13,5 Mt, Union 6,9 Mt, Popular 9,3 Mt.

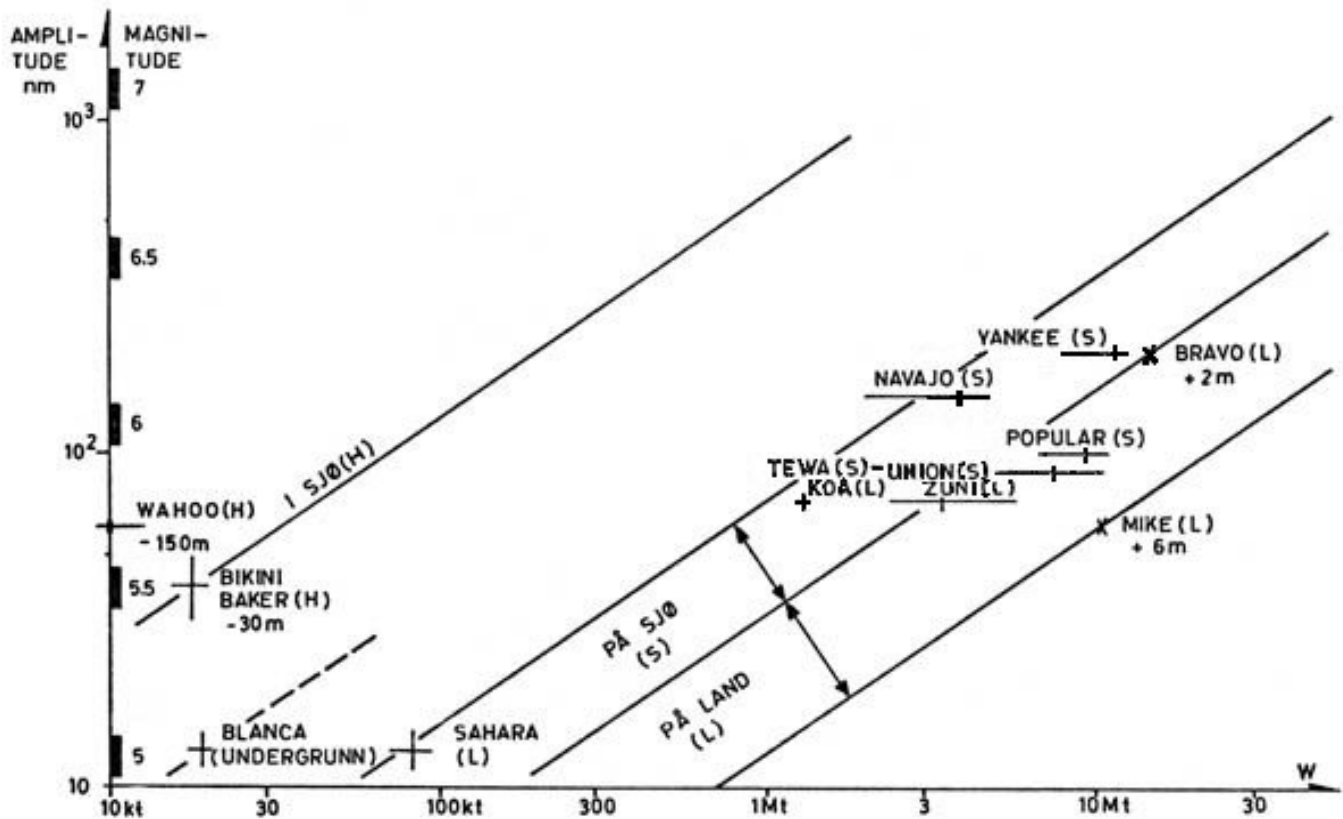


Fig. 3.3. Kortperiodiske P-amplituder i avstander på 8000 - 8300 km

Målinger i Pasadena fra overflatesprenginger ved Marshalløyene er plottet som funksjon av våpenstørrelsen. Omtrentlig magnitudo er angitt. Endel andre registreringer er vist for sammenligning.

Bravo og Koa fant sted på et korallrev, mens Mike fant sted midt inne på land (fuktig sand) (37).

Bikini Baker (20 kt, dybde ca 30 m) hadde magnitudo ca 5,5 (42). Eksplosjonen i Sahara (Reggane) den 13/2-60 hadde amplitudo ca 30 nm i 4000 km avstand (42). Denne fant sted i lav høyde, og hadde styrke 60-80 kt. Amplituden til Blanca (magnitudo 5,0) var også ca 30 nm i 4000 km avstand (16). Amplituder for undergrunnseksplisjoner i tuff er proporsjonal med W opp til ca 20 kt, og er vist på figuren for sammenligning. Siden transmisjonsveien for disse to registreringene er helt annen enn for de andre registreringene er sammenligningen usikker.

Eksplosjoner i sjø gir enda større amplituder som øker med dybden. Eksplosjoner i høyder på 43-77 km (Orange, Teak, størrelsesorden 4 Mt) genererte ikke registrerbare P-bølger i teleseismiske avstander, (24). Målinger fra de russiske eksplosjoner i Novaja Zemlja gir lite informasjon om amplitudeavhengigheten av høyden (24). Dette skyldes at angivelser og estimat av eksplosjonenes høyde og størrelse er unøyaktige (25).

Teak og Orange genererte seismiske overflatebølger (Rayleigh) som var registrerbare i store avstander (24).

3.4 Amplitudenes variasjon med lokale forhold nær eksplosjonsstedet

De seismiske amplituder av P-bølgene fra målingene i Pasadena (19) viser stor spredning selv etter at de er skalert med våpenstørrelse og høyde (18), som vist i figur 3.4.

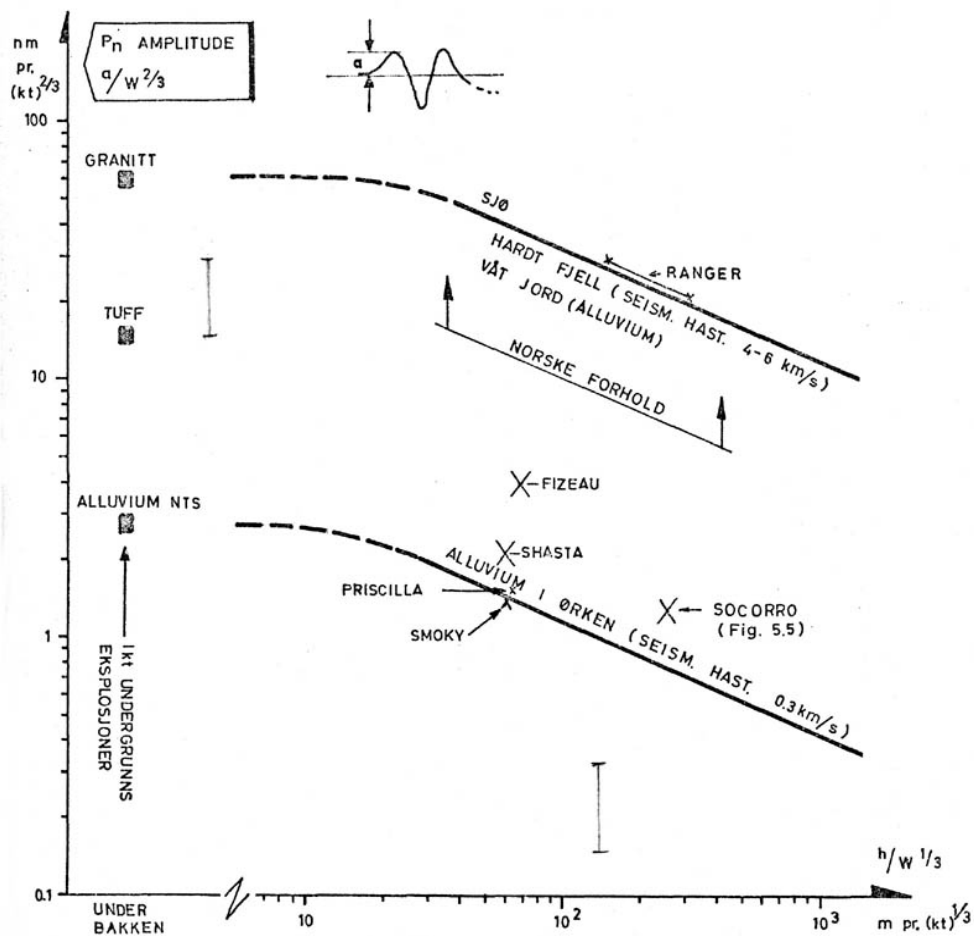


Fig. 3.4 Seismisk P-amplitude (av første halvperiode) i en avstand av 300 km som funksjon av eksplosjonshøyden (h) ved forskjellige grunnforhold. Amplitude og eksplosjonshøyde er skalert til 1 kt. Kurvene er basert på 44 lufteksplosjoner i NTS. Noen eksplosjoner er inntegnet. Basert på data fra (22, 21, 31, 19, 34).

Siden transmisjonsveien er nær den samme for alle registreringene er det rimelig å anta at spredningen hovedsakelig må skyldes forskjellig grad av overføring av seismisk energi til bakken (seismisk koblingsfaktor) p og a forskjellig seismisk hastighet (hardhet) av overflaten. Mer omfattende undersøkelse av koblingsfaktoren er gjort for undergrunnseksplosjoner. Fra (19), (21) og (26) kan en angi forholdstall for de seismiske P-amplituder (første halvperiode) i forskjellige media:

Ekspljosjonsmediet: (ca "contained" dybde)	Forholdstall for amplitude	Tørr porositet % (21)}	Seism hast. v_p km/s	Tetthet g/cm ³
Vann (avhengig av dybde)	2-20	0	1,5	1
Granitt	1	1-2	4,8	2,7
Salt (vanninnh. 1% vekt)	0,9	0-1	4,1	2,3
Tuff (vanninnh 14-18% vekt)	0,4	20	2,44	1,84
Alluvium mettet med vann	0,55	0		
" umettet (23 % vekt vann)	0,07	25	1,71	1,87
" umettet nær overflaten	0,05	30	0,3-0,7	1,3-1,4
Dolomitt	0,2	6-10		2,5

Tabell 3.1 Seismisk P-amplitude ved eksplosjon i forskjellige media

Det har ikke vært mulig å uttrykke amplitudeavhengigheten (koblingsfaktoren) ved funksjoner av v_p og p . En sammenheng er søkt gitt ved "tørr porositet" (21), definert som den volumandel (%) av materialet som er porøs og umettet med vann.

Mekanismen for genereringen av S-bølger ved lufteksplosjoner er usikker. Observasjoner av Sg-bølger fra undergrunnsekspløsjoner tyder på at disse bølgene må bli generert i eller nær ved kilden (11). Da amplitudene av S-bølgene bygger seg opp momentant, som vist i registreringen av Rainier i figur 2.2, er det lite sannsynlig at de oppstår p g a omdannelse av moder (11). Sg-amplituden fra lufteksplosjonene i NTS begynner med små amplituder og bygger seg opp gradvis, som vist i figur 2.2. Dette kan tyde på at bølgene genereres p g a modeomdannelse av Rayleigh-bølger nær kilden (11). En mer sannsynlig forklaring synes å være at bakken har inhomogene seismiske egenskaper p g a lagdeling og sprekkdannelse nær eksplosjonsstedet (11).

4 Karakteristisk periode av P-bølger

4.1 Pn-bølgen

Typisk utseende av den første P-bølge er vist på en registrering som er gjengitt i figur 3.1. Lignende forløp kan også gjenkjennes på enkelte av registreringene i figur 2.1, selv om forstørrelsen der er liten.

Ved angivelse av perioder har en søkt å holde seg til registreringer som er gjort med seismometre med samme frekvenskarakteristikk (naturlig periode 1 Hz, krit dempning).

En sammenfatning av registrerte P-bølge perioder i Pasadena fra eksplosjoner i NTS er publisert (19), og data over 44 luftsprenninger fra (19) er behandlet av Ericsson og Dahlman (18). P-bølgens karakteristiske periode var oppgitt til å ligge i området 0,5-1 s (1-2 Hz). De fant ved den statistiske behandlingen av dataene ingen vesentlig endring av perioden med skalert eksplosjonshøyde $h_x = h/W^{1/3}$.

Resultatene tydet på at periodene var forskjellige for de forskjellige områder der lufteksplosjonene fant sted (forskjellige l-verdier, se avsnitt 5.1.3).

Undersøkelser er gjort med registreringer av undergrunnsekspløsjoner. I (27) ble første periode av Pn-bølgen funnet å være uavhengig av avstanden i området 150-1000 km. Det var imidlertid en forskjell mellom perioden fra større våpen (Blanca, Logan) og små våpen (Tamalpais og Neptune). For Blanca og Logan (19 og 5 kt) var perioden $0,33 \pm 0,03$ s (3 Hz) og for Tamalpais og Neptune (0,072 og 0,09 kt) var perioden $0,24 \pm 0,03$ s (4 Hz). For Boxcar (1,2 Mt) er målt en periode på 1,25 s (0,8 Hz) (17).

Relasjonene 5.5 og 5.9 er gitt i (28). Impulsresponsen av seismometeret er beregnet tilnærmet i denne referansen ut fra frekvenskarakteristikken. Ved numerisk integrasjon av denne impulsrespons får vi sprangresponsen, som er vist i figur 4.1. Vi ser at sprangresponsen har et oscillatorisk forløp som ligner litt på første del av registreringen i figur 3.1, men halvperiodene er vesentlig mindre.

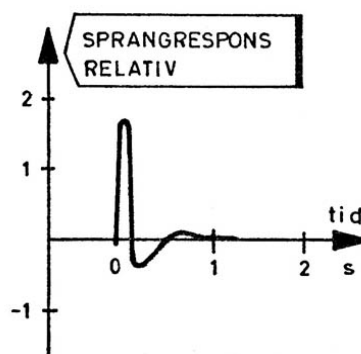


Fig. 4.1. Sprangrespons av Benioff-seismometeret

Dette kort periodiske vertikale seismometer (variabel reluktans) ble brukt ved mange P-bølge registreringer fra NTS med kritiske dempning (Romney, (16)). (Dempningskonstant 0,7, naturlig periode 1 s. Galvanometeret var løst koblet med dempningskonst. = 1 og naturlig periode 0,2 s, og hadde liten innflytelse på registrert forløp)

Svekkingen av bølgen i bakken øker med frekvensen. I (34) er antatt en svekking som er gitt ved $e^{-\alpha V}$ der: $\alpha = \epsilon \omega / (2 v Q)$

og

V - tilbakelagt avstand (km)

ω - vinkelfrekvens av harmoniske komponenter i bølgen (rad/s)

v - bølgehastighet (km/s)

Q - svekkingskonstant (ubenevnt)

Kildefunksjonen kan ikke være en ren sprangfunksjon fordi lufttrykkbølgen har en endelig stighetid. Reaksjonen av bakken på trykk-kraften er heller ikke momentan, og er avhengig av bakkens beskaffenhet (seismisk hastighet m m). Disse faktorer bidrar til å "strekke ut" forløpet i figur 4.1 slik at forløpet blir mer langvarig.

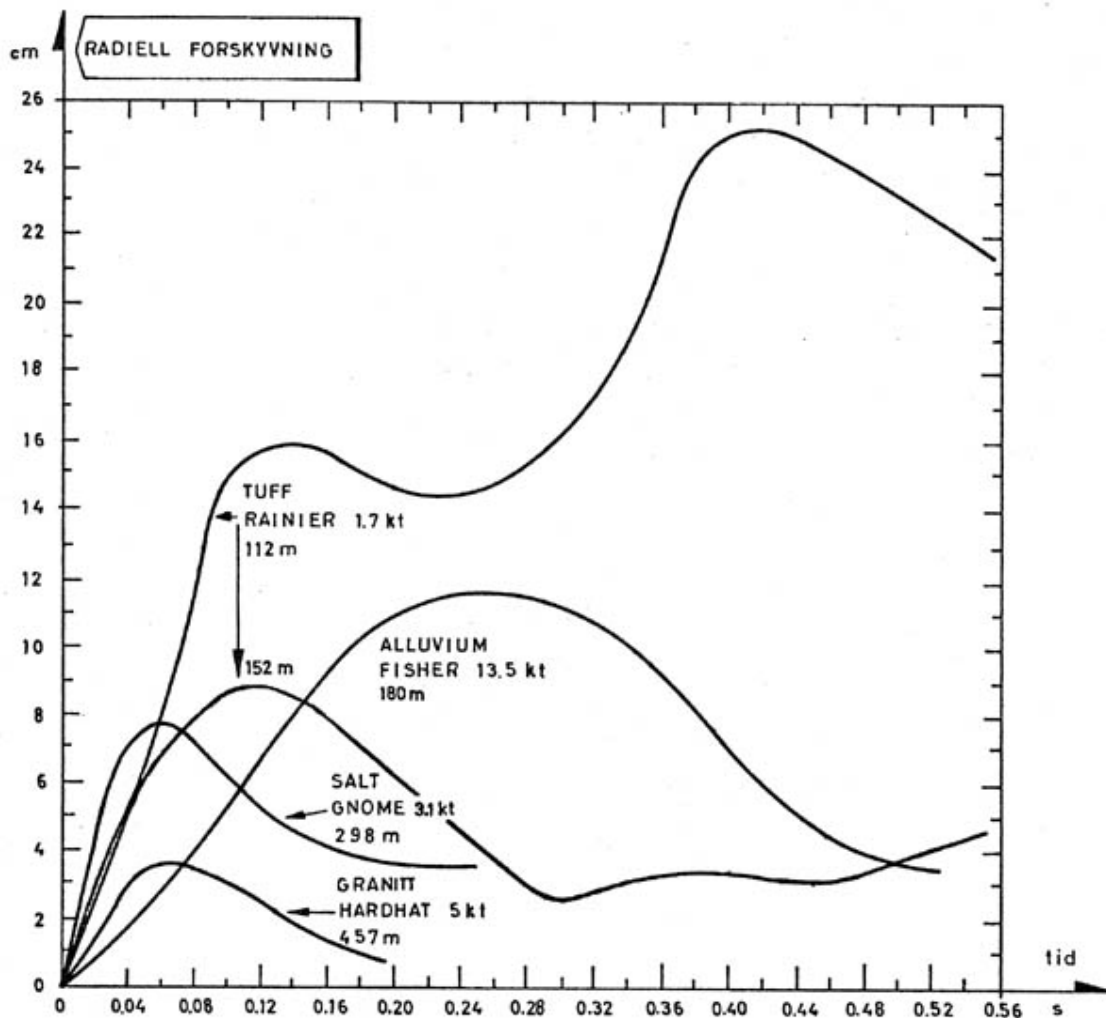


Fig. 4.2 Bakkeforskyvning ved undergrunnsekspløsjoner i forskjellige media utenfor det ulineære området (krateret)

I (28) er det gjennomført en beregning av det første forløp av Pn-bølgen til eksplosjonen Blanca. Med utgangspunkt i måling av bakkeforskyvningen i en avstand av 112 m fra eksplosjonen Rainier (1,7 kt), som er gjengitt i figur 4.2, er det antatt en seismisk respons, som vist i figur 4.3. Begge eksplosjoner fant sted i tuff.

Impulsresponsen av seismometeret og impulsresponsen av svekkingsfunksjonen for en avstand av 300 km er angitt i figuren. Ved å folde impulsresponsene med hverandre får en resulterende signalforløp, som vist i figur 4.3. (Foldingen tilsvarer multiplikasjon av frekvensresponsene og invers transformasjon av den endelige frekvensrespons til tidsplanet).

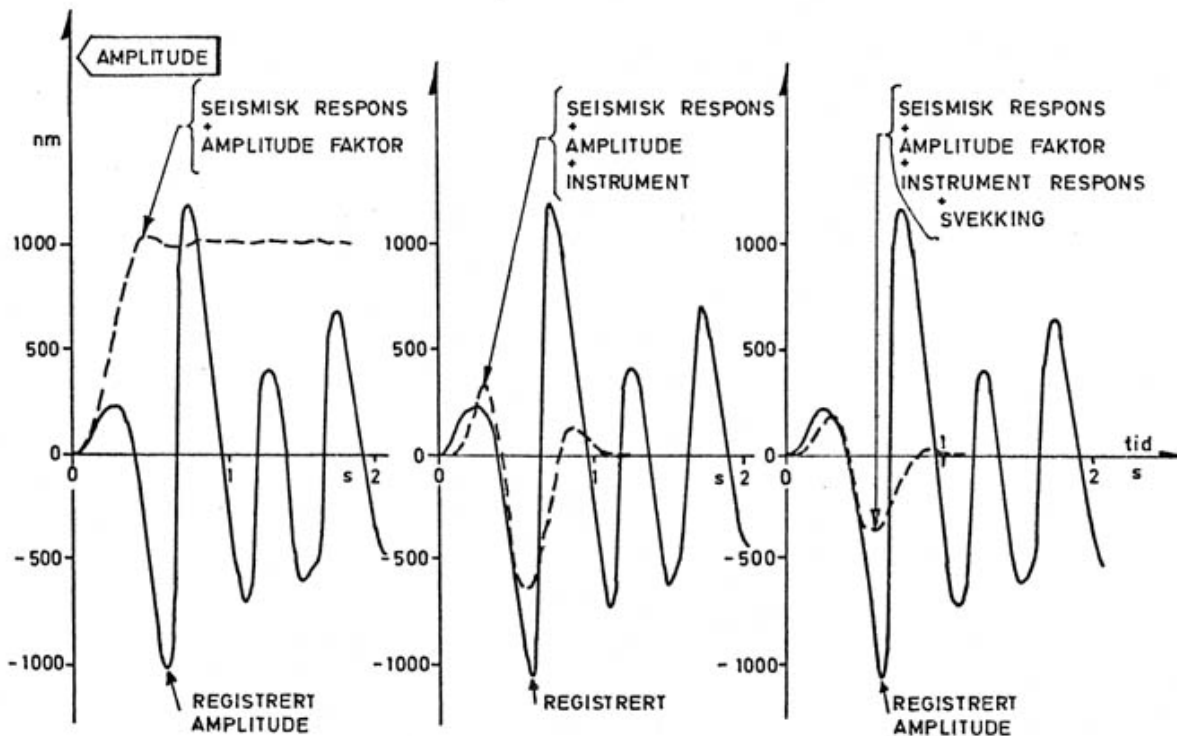
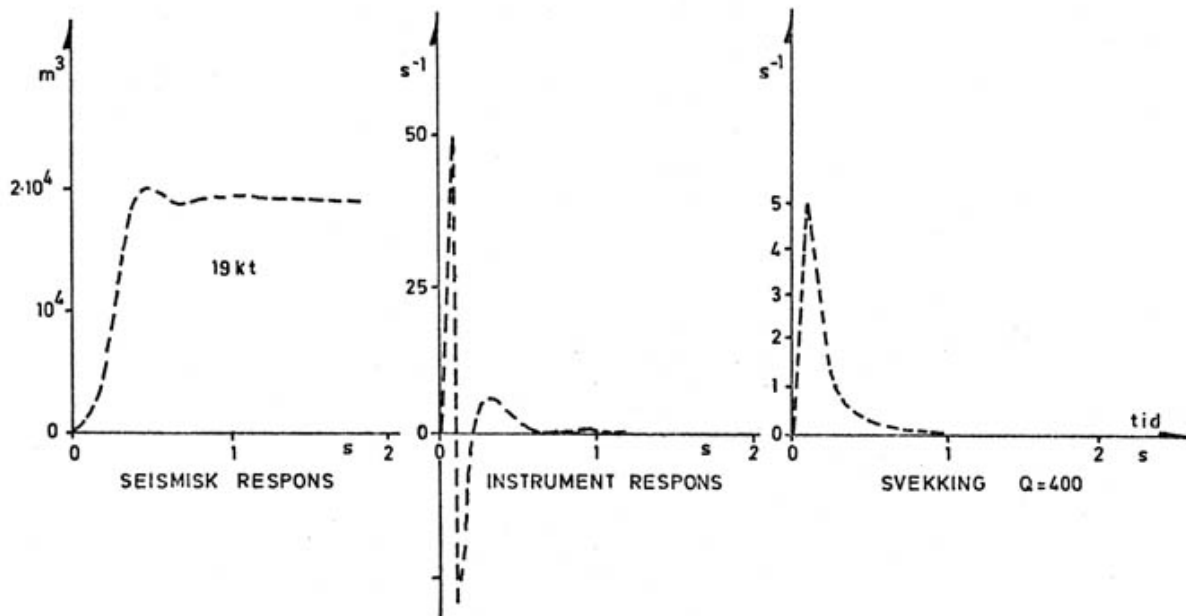


Fig. 4.3 Beregning av første periode av P-forløpet for Blanca sammenlignet med registreringer i avstand 300 km (28)

Ved folding av seismisk respons, seismometerets impulsrespons og svekkingsfunksjonens impulsrespons, fremkommer det endelige signalførløp. Figuren viser innflytelsen av de forskjellige faktorer på signalførløpet av første periode.

Det er rimelig å konkludere at første periode i registreringene er vesentlig bestemt ved tidsforløpet av den påtrykte eksplosjonskraft på bakken (kildefunksjonen), og bakkens reaksjon på denne kraft, som her er kalt seismisk respons, og i mindre grad ved den seismiske forplantning i undergrunnen. Fra undersøkelsene i (18) kan amplitudeavhengighetene best forklares ved å anta at kildefunksjonen er en sprangfunksjon. Det er nærliggende først å undersøke den enkleste tilnærmelsen, nemlig seismometerets reaksjon på en sprangformet forskyvning av bakken, (sprangresponsen). Frekvenskarakteristikken av Benioff vertikale seismometer (variabel reluktans), som er brukt ved registreringene i figur 3.1 og 4.4 er gitt i (28). Impulsresponsen av seismometeret er beregnet

tilnærmet i denne referansen ut fra frekvenskarakteristikken. Ved numerisk integrasjon av denne impulsrespons får vi sprangresponsen, som er vist i figur 4.1. Vi ser at sprangresponsen har et oscillatorisk forløp som ligner litt på første del av registreringen i figur 3.1, men halvperiodene er vesentlig mindre.

Det er tydelig at alle tre faktorer, spesielt seismisk respons, innvirker på det endelig signalforløp. Det beregnede signalforløp for Blanca ligner på registreringen i figur 3.1. Den seismiske respons for lufteksplosjonen Socorro må derfor ha et forløp som ligner den seismiske respons i figur 4.3. Et eksempel på registreringer av bakkeforskyvninger nær lufteksplosjoner er vist i figur 4.4 (29). Stigetiden på bakkeforskyvningen er ca 125 ms, og forløpet forøvrig ligner registreringene i alluvium og tuff i figur 4.2.

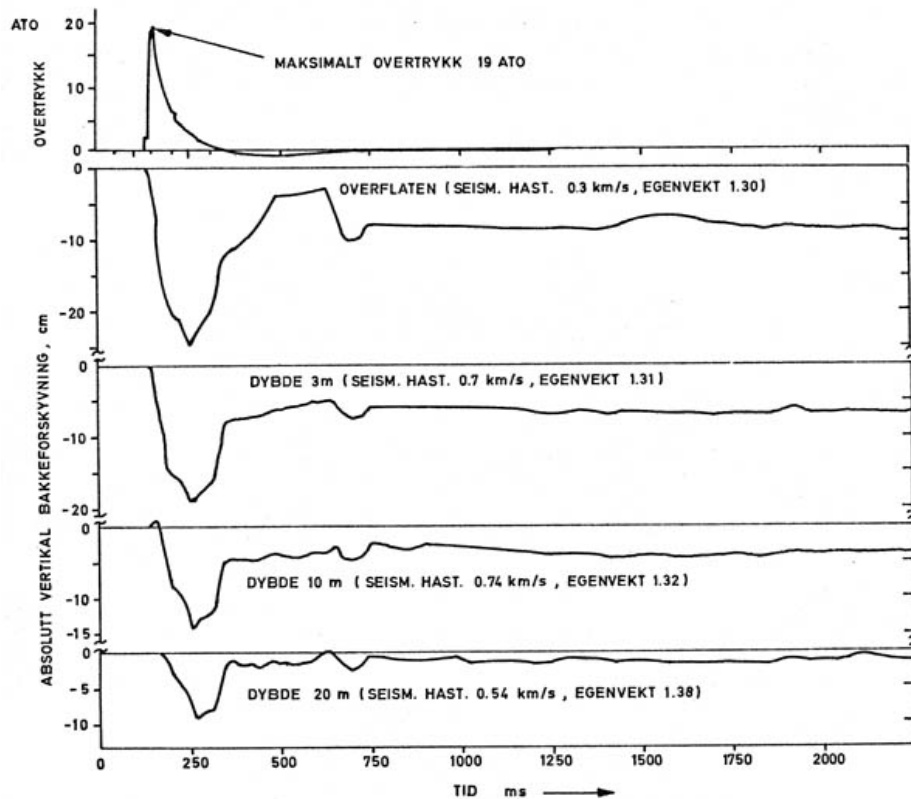


Fig. 4.4 Luftsjokk og bakkeforskyvning i en avstand av 214 m fra nullpunktet til Priscilla (29)

Eksplosjonen, 37 kt, fant sted i en høyde på 230 m over meget tørr alluvium i NTS.

Egenvekten av bakken er som vist meget liten og varierer med dybden.

Maksimal forskyvning opptrer 125 ms etter ankomsten av luftsjokkfronten.

Denne stigetiden var uavhengig og mindre enn varigheten av det positive overtrykk.

Den maksimale relative bakkeforskyvning (maksimalforskyvningen - varig forskyvning) ble funnet å være uavhengig av impulsen av lufttrykket og gitt ved omtrent: (for $y/W^{1/3} < 30$)

$$3,5 \cdot (p)^{0,4} \cdot \frac{W^{1/3}}{v_p} \cdot e^{-\frac{c}{10 \cdot v_p} \cdot \frac{y}{W^{1/3}}}$$

forskyvning av
svekking nær
overflaten
overflaten

der

- p - maksimalt overtrykk, (ato)
- W - våpenstørrelse, kt
- v_p - seismisk trykkhastighet, m/s
- c - lydhastighet, 340 m/s
- y - dybde under overflaten, m

Svekkingen i "løse" bergarter er stor ved store forskyvninger p g a irreversible forandringer. I "kompakte" media med stor v_p er svekkingen liten. Forskyvningen av overflaten er her mindre, men p g a mindre svekking blir forskyvningen i store avstander større enn i "løse" media. I Eniwetok var forskyvningen av overflaten ca 1/4 av det den var i NTS, men svekkingen i bakken under eksplosjonen var mye mindre i Eniwetok (23).

Ekspløsjoner i, eller ved, harde media som granitt e 1 gir bakkeforskyvning med mindre stighetid og en steilere front på den seismiske respons (26). Perioden i det første signalet blir dermed noe lavere. Beregnede forløp av seismisk respons og spektra av den deriverte av seismisk respons for undergrunnsekspløsjoner i forskjellige media er vist i figur 4.5 (26). Det fremgår her at en steil front på den seismiske respons gir større spektralinnhold ved frekvenser over ca 3-4 Hz. Hastighetsresponsen av Benioff-seismometeret er plottet inn på figuren for sammenligning.

Som vist i registreringene i figur 2.1, 2.2, 3.1 og 4.3 opptrer det en rekke oscillasjoner etter den første perioden. Disse skyldes forsinkede ankomster. Den andre og de påfølgende halvperioder i registreringen for undergrunnsekspløsjoner er opptil 6 ganger større enn den første, som vist i figur 4.3. Det antas at dette skyldes refleksjoner fra bakkeoverflaten over eksplosjonen (28). Dette fører til at seismisk magnitudo blir større for undergrunnsekspløsjoner enn for tilsvarende overflateekspløsjoner.

For luftekspløsjoner er de påfølgende halvperiodene ikke vesentlig større enn den første halvperioden, som vist i figurene 2.1 og 3.1.

4.2 Pg-bølger

Det er påvist at det første forløpet av Pg er gitt tilnærmet ved en derivasjon av Pn (30). Den karakteristiske periode kan dermed bli noe lavere enn for Pn. Forskyvningspotensialet for Pn, som er vist i eksempelet i figur 4.5, gir derfor ved derivasjon det tilsvarende potensial for Pg (hastighetspotensialet). Eksempler på forskyvningsspektra for Pg (hastighetspotensialet) for undergrunnsekspløsjoner er vist i figur 4.5.

Beregnete verdier av hastighetspotensialet for luftekspløsjon i forskjellige høyder er vist i figur 4.6 (31) på grunnlag av data fra (12). For undergrunnsekspløsjoner i granitt er perioden av Pg målt til ca 0,25 s (4 Hz), mens eksplosjoner i tuff ga ca 0,30 s (3 Hz) i avstander 150-400 km (30). For korte avstander <100 km regnes det med at perioden kan bli noe mindre (28). Ut fra registreringen av Shasta i figur 2.1 (avstand 107 km) får vi en karakteristisk periode på ca 0,29 s (3,5 Hz).

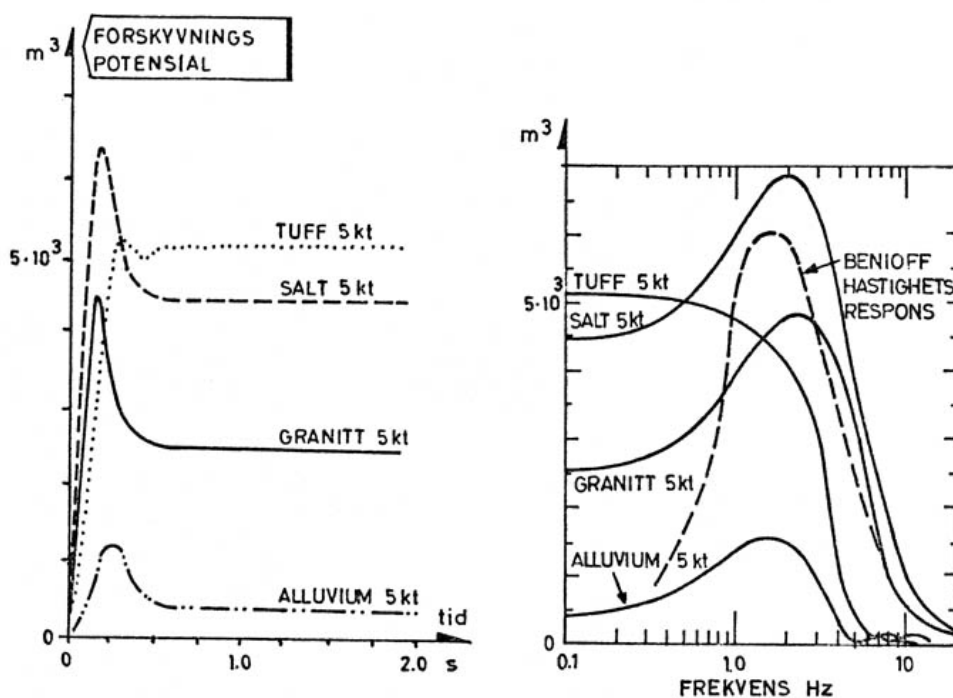


Fig 4.5 Forskyvningspotensialet, og frekvensspekteret av den deriverte av potensialet, for eksplosjoner i forskjellige media (22)

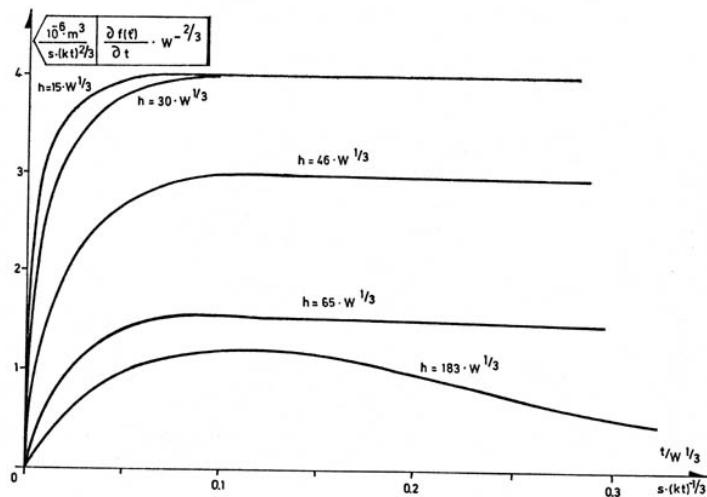


Fig 4.6 Beregnet seismisk hastighetsrespons for luftexplosjoner i høyde h (m) over bakken (31)

4.3 Karakteristisk periode av S-bølger

Spektralundersøkelser av S-bølger fra undergrunnsekspløsjoner angir perioden til å være i området 1-1,5 s (16). Det er rimelig å anta at det samme vil gjelde for perioden fra luftexplosjoner. Registreringene i figur 2.2 gir perioder på ca 0,7 s (1,4 Hz).

5 Seismisk støy

Deteksjon av eksplosjonsgenererte seismiske bølger består i å skille disse ut fra andre seismiske signaler - støy. Seismisk støy vil opptre overalt, men støynivået kan variere sterkt fra sted til sted. Med ansamlinger av seismometre i stor innbyrdes avstand (arrays) kan en få retningsfølsomhet og undertrykke støy fra retninger en ikke er interessert i. (Krysskorrelasjon av de enkelte seismometersignal). Slike store anlegg (LASA, [NORSAR](#)) kom i drift etter 1965.

Det er hensiktsmessig å inndele støyen etter de antatte støykilder og det tilhørende spektralinnhold. En kan skjelne mellom:

- Lavfrekvent mikroseismisk støy
- Høyfrekvent lokalgenerert støy

5.1 Mikroseismer

Mikroseismisk støy er vesentlig lavfrekvent seismisk støy (periode ca 7 sek). Det er alminnelig akseptert at den skyldes store vannmasser i bevegelse. Korrelasjon er påvist i tid, sted og frekvens med hendøende stormer - dønninger (32).

Det mikroseismiske støynivå vil være relativt høyt i kyststrøk, og det kan bare i liten grad reduseres ved valg av deteksjonsstasjoner. I Norge må man også regne med sterke årstidsvariasjoner i det mikroseismiske støynivå - høststormer.

5.2 Lokalgenerert støy

Lokalgenerert støy er vesentlig høyfrekvent støy som ikke forplantes over store avstander. Den skyldes lokale kilder som kan være naturlige - bekker, fosser, bølgeslag, vind og regn - eller de kan være kunstige - trafikk, fabrikkstøy, sprengninger ved anleggsarbeider og gruvedrift o s v.

Vanligvis er det er i den høyfrekvente delen man har de største stedlige variasjoner. Dette er den lokalgenererte støy.

Ved å velge målestasjoner langt fra bebyggelse kan man unngå den kunstige støykilden, men man er fremdeles beheftet med de naturlige. I Norge med sterke årstidsvariasjoner vil denne støyen variere med årstiden - f eks vårløsning.

6 Måling av gangtider og avstander til eksplosjoner

Gjennom mange år er det foretatt en rekke seismiske gangtidsmålinger for forskjellige profiler i Norge (2), (6), (7). Disse data kan danne grunnlaget for utarbeidelse av gangtids-avstands-karakteristikker for forskjellige målestasjoner.

De fleste publiserte data er for P-bølger. Derfor kan karakteristikene for P-bølger utarbeides med langt større nøyaktighet enn S-bølge-karakteristikene.

Prinsippet for seismisk avstandsmåling fremgår av figur 3.3. Dersom avstand-gangtids-karakteristikene for P og S bølgene er kjent i området rundt registreringsstasjonen har en to alternative metoder.

6.1 Bestemmelse av avstand og høyde v h a P og S-bølger (Metode a)

Umiddelbart etter kjerneeksplosjonen registreres tiden t_e idet EMP signalet når registreringsstasjonen. Av det følgende seismogram fås tidspunktet for første P-fase, t_p , og første S-fase, t_s . Ut fra gangtids-avstands-karakteristikene kjenner vi $t_{ps} = t_s - t_p$ som funksjon av avstanden A, og dermed kan A finnes (4). Når A er kjent finnes tidspunktet to når sjokkbølgen eksiterer bakken fra karakteristikken. Tiden $t_h = t_{oe} = t_o - t_e$ angir sjokkbølgens gangtid, og kan danne grunnlag for estimat av detonasjonshøyden.

Det fremgår av figur 1.2 at for $A < 50$ km vil første S-fase være overlappet senere P-faser. For så korte avstander kan metoden bli vanskelig å anvende, da det i noen tilfelle er komplisert å diskriminere mellom P og S-faser.

6.2 Avstandsbestemmelse v h a P-bølgen alene (Metode b)

For eksplosjoner som finner sted nær bakken har en $t_e = t_o$. Avstanden kan dermed finnes fra gangtids-avstands-karakteristikken for P alene. t_p , i motsetning til t_s , kan registreres automatisk, og dette vil være en raskere metode.

6.3 Usikkerhet i bestemmelse av seismiske gangtider og derav følgende avstandsusikkerhet

Av resultatene i (2), (5), (6), (7), (8) og (9) fremgår det at målepunktene for ankomsttiden for den første P-fase (P_g, P_b eller P_n) for avstander opptil ca 200 km ligger spredt rundt rettlinjekarakteristikene med en spredning (standardavvik) δt_p på ca $\pm 0,3$ s. Etterfølgende faser kan være mer usikre på grunn av interferenser og signalgenerert støy.

Første S-fase kan være vanskeligere å lokalisere nøyaktig. En rimelig nøyaktighet i tidsbestemmelsen antas her å være $\delta t_s = +1$ s for avstander opptil 200 km, (5), (8), (10). Det er observert at S_g-bølgene ikke ankommer så momentant som ved undergrunnseksplisjoner (11), (se figur 2.2). Slike forhold kan muligens øke feilen i tidsbestemmelsen i noen grad.

6.3.1 Usikkerhet i avstandsbestemmelsen ved metode a) - P og S

P og S-karakteristikene kan antas gitt ved henholdsvis

(τ -konstante intersept-tider)

$$A = v_p (t_{op} - \tau_p), \quad A = v_s (t_{os} - \tau_s)$$

D v s

$$t_{ps} = t_{os} - t_{op} = \tau_{ps} + A (1/v_s - 1/v_p); \quad \tau_{ps} = \tau_s - \tau_p$$

$$A = (v_s v_p) / (v_p - v_s) (t_{ps} - \tau_{ps})$$

Avstandsusikkerheten blir

$$\delta(A) = (v_s v_p) / (v_p - v_s) \delta(t_{ps}) \quad \text{med} \quad \delta(t_{ps}) = ((t_p)^2 + (t_s)^2)^{1/2}$$

d v s

$$\delta(A) = (v_s v_p) / (v_p - v_s) ((t_p)^2 + (t_s)^2)^{1/2}$$

Dersom vi setter inn $v_s = 0,6 v_p$ og usikkerhetene ovenfor,

fås

$$\delta(A) = 0,6 / (1 - 0,6) v_p = 1,5 v_p$$

som gir

$$\delta(A) = 9-12 \text{ km}$$

Med de antatte usikkerheter i tidsbestemmelsene og gangtids-avstands-karakteristikkene vil altså metode a) gi en avstandsusikkerhet ca 10 km.

6.3.2 Usikkerhet i avstandsbestemmelsen med metode b) - P-bølgen alene

For en detonasjon på overflaten, $t_{op} = t_{ep}$, får en ved metode b):

$$A = v_p (t_{ep} - \tau_p)$$

Og resulterende usikkerhet blir

$$\delta(A) = v_p \delta t_{ep} = 0,3 v_p, \text{ dvs } \pm 2 \text{ km}$$

I dette tilfelle er metode b) forholdsvis nøyaktig.

Dersom detonasjonen finner sted i en høyde h og lufttrykkbølgen har en gangtid t_h før den eksiterer bakken ($t_{op} + t_h = t_{ep}$), får en

$$A = v_p (t_{ep} - t_h - \tau_p)$$

Metode b) gir i dette tilfelle et avvik fra rett avstand = $-v_p t_h \pm v_p \delta(t_{ep})$.

6.4 Lufttrykkbølgens gangtid til eksplosjonsnullpunktet. Høydeestimat

Figur 4.1 viser lufttrykkbølgens gangtid, t_h , til eksplosjonsnullpunktet som funksjon av høyden h og bombestørrelsen W (12). På figuren er avmerket maksimal høyde for farlig lokalt nedfall etter formelen (12) $h_{max} = 55 W^{0,4}$

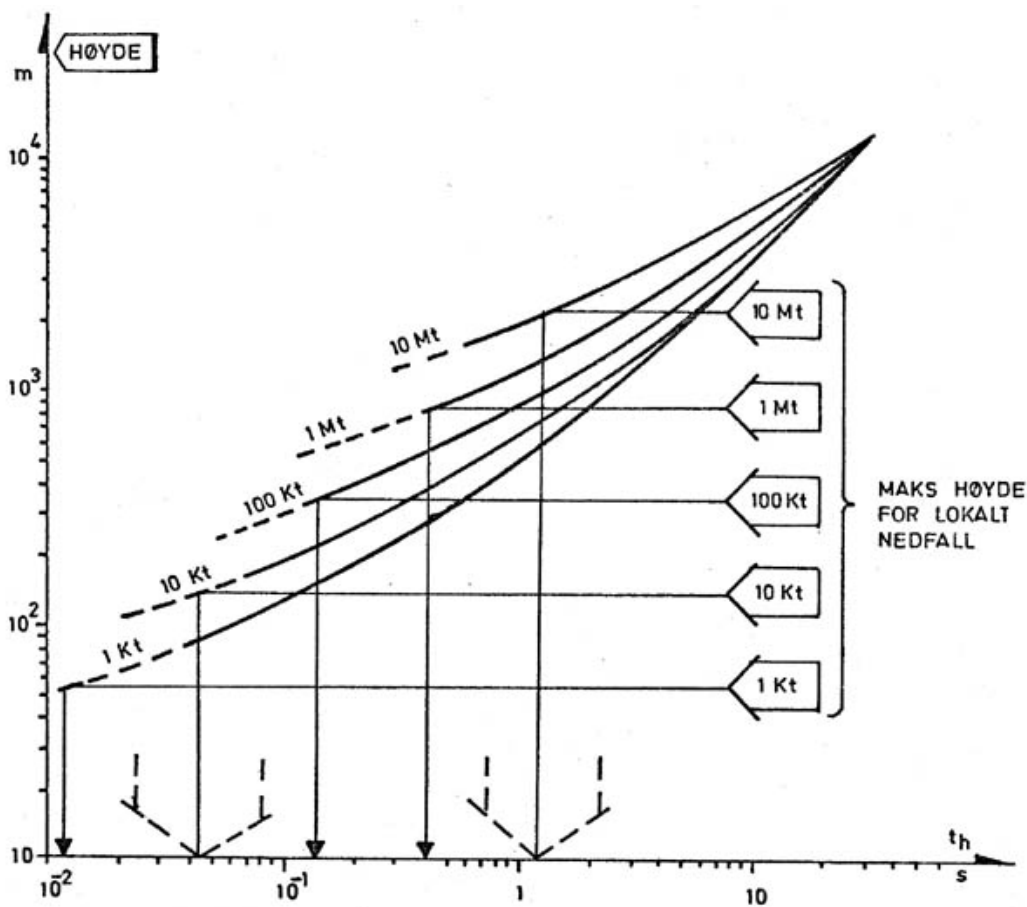


Fig. 6.1 Gangtider for lufttrykkbølgen fra forskjellige høyder ned mot eksplosjonsnullpunktet

De maksimale høyder for lokalt farlig nedfall er angitt. Feil i disse høyder er $\pm 30\%$. Disse feilgrenser gir som vist store variasjoner i t_h .

Usikkerheten i bestemmelsen av W fra lyspulsene (12) er 45%. Usikkerheten i formelen for h_{\max} er 30% (12). Gangtiden t_h kan bestemmes ved metode a) innenfor $\pm 1,5$ sek.

Total usikkerhet i h_{\max} grunnet usikkerhet i W pluss usikkerhet i formelen blir ca $\pm 50\%$.

Når det gjelder estimat av eksplosjonshøyden fra figur 6.1 og t_h behøver vi for aktuelle tilfeller bare å to hensyn til usikkerheten i t_h . Kurvene ligger såvidt tett at usikkerheten i W og benyttede skalalover spiller mindre rolle.

Vi ser av figur 6.1 at for ca. 1 Mt vil sannsynligheten for farlig lokalt nedfall være liten dersom $t_h > 1$ sek. På bakgrunn av argumentasjonen foran kan vi dermed slutte at metode b) - avstandsmåling ved P alene - vil gi best resultat for de aller fleste eksplosjoner som kan gi lokalt nedfall.

For $t_h^{\text{målt}} < 1,5$ sek kan vi bare estimere en øvre grense for detonasjonshøyden

$$h < h(t_h^{\text{målt}} + 1,5 \text{ sek})$$

For $t_h^{\text{målt}} > 1,5$ sek kan vi estimere høydeintervall

$$h(t_h^{\text{målt}} - 1,5 \text{ sek}) < h < h(t_h^{\text{målt}} + 1,5 \text{ sek})$$

Eksempel:

$$W = 100 \text{ kt}, t_h^{\text{målt}} = 2,5 \text{ sek} \rightarrow 900 \text{ m} < h < 2100 \text{ m}$$

$$" \quad " \quad t_h^{\text{målt}} = 4 \text{ " } \rightarrow 1500 \text{ m} < h < 2600 \text{ m}$$

Det estimerte høydeintervall blir grovt. For å kunne avgjøre at $h > h_{\max}$ med stor sikkerhet kreves $t_h^{\text{målt}} + 3-5$ s (2-3 standardavvik).

7 Andre metoder for estimat av eksplosjonens høyde

Amplituder og frekvensinnhold av seismiske bølger er i høy grad avhengig av jordkorpens beskaffenhet og de topografiske forhold på bakkeoverflaten nær eksplosjonsstedet, dessuten egenskaper av undergrunnen langs bølgenes baner. Disse egenskaper kan variere mye fra sted til sted. Det er derfor ikke mulig å få brukbar informasjon om eksplosjonens høyde over bakken ut i fra signalenes amplitude- og frekvenskarakteristikker. En grov indikasjon av eksplosjonshøyden kan oppnås ved å sammenligne P-amplituden fra et kortperiodisk seismometer med den tilsvarende P-amplituden fra et langperiodisk seismometer. Dette er undersøkt ved noen eksplosjoner der begge disse amplituder er oppgitt.

Forholdet mellom magnituden av kortperiodiske P - bølger (m_b) og magnituden av langperiodiske overflatebølger (M_s) er forskjellig for luft- og undergrunnseksplisjoner. Tilsvarende gjelder for amplitudeforholdet mellom langperiodisk og kortperiodisk registrering av P-bølger.

Kortperiodisk P-amplitude (P') avtar sterkt med høyden, som vist i figur 3.4. Amplituden av den langperiodiske P-bølge (P) avtar ikke vesentlig med høyden for eksplosjoner i atmosfæren (43). Langperiodisk registrering er mer utsatt for støy, og det er ikke hensiktsmessig å bruke så store forstørrelser som ved kortperiodiske registreringer. Vanligvis brukes bare ca 1/10.

Forholdstallet P/P' er gitt tilnærmet i tabell 7.1 for noen registreringer av eksplosjoner over sjø (42), (43), (44), (24). Forholdet vil variere vesentlig med våpenstørrelse, egenskaper av overflaten under eksplosjonsstedet, avstanden (45) og retningen (24) fra eksplosjonsnullpunktet. Ved undergrunnseksplisjoner (46), (47), (48), (49) er det tydelig at forholdet varierer mye med eksplosjonsmediet, men forholdet synes å være mindre enn 1.

Eksplosjon		Styrke			Høyde m	Medium	$\frac{p}{P}$	Registrerings- avstand km	
		m_b	M_s	Mt					
Novaya Semlya	23/10-61	4,6	5,1	12,5	~3600	sjø	30	2200	
"	"	30/10-61	5,3	5,4	58	"	22	2200	
"	"	4/10-61	4,6	4,5	1,5	2100	"	15	2200
"	"	12/9 -61	4,6	4,3		1200	"	10	2200
"	"	23/10-61 (II)	5,5		5 kt	-20	"	<<1°	2200
"	"	27/10-61	4,9		15 kt	1,1	"	<<1°	2200
Orange (Johnstonøya)	12/8 -58		4,0'	4	43 km	sjø	start ^x	9291	
Oak, Eniwetok	28/6 -58		4,7'	9	overflate	"	-1-5	12400	
Greeley, NTS	20/12-66	6,3	5,1	0,83	-1230 m	i tuff	-0,2	1985	
Mississippi, NTS	5/10 -62	5,1		0,12	-495 m	"	-0,5	483	
Long Shot, Amchitka	29/10-65	6,0	3,9'	80 kt	-702 m	{ vulkansk fjell granitt	<10 ^{-2°}	-2500	
Hardhat, NTS	15/2 -62	4,9	3,6'	5 kt	-290 m		<10 ^{-2°}	403	

Tabell 7.1 Tilnærmet forhold mellom amplituder av lang- og kortperiodisk registrering av P-bølger ved noen eksplosjoner.

' Magnituder basert på langperiodisk vertikale S-bølger (42), (24)

o Ingen registrering av langperiodisk P

x Ingen registrering av kortperiodisk p

Litteratur

- (1) Båth, M - Grustal structure of Iceland, J Geophys Res 65, 6, pp 1793-1807 (1960)
- (2) Sellevoll, M A - Report on Grustal studies in Norway, Seismological observatory, Bergen, Norway (1968)
- (3) Ewing, W M et al - Elastic waves in layered media, McGraw Hill, New York (1957)
- (4) Kanestrøm, R - Application of the phases P_n and S_n in the determination of the origin time for shallow focus earthquakes, Årbok Univ Bergen - Mat-Naturv serie No 8 (1966)
- (5) Evernden, J F - Identification of earthquakes and explosions by use of teleseismic data, J Geophys Res 74, 15 pp 3828-3856 (1969)
- (6) Sellevoll, M A - Seismic refraction measurements of Crustal structure in Northern Scandinavia, Årbok Univ Bergen - Mat-Nature serie 1969 No 9
- (7) Sellevoll, M A, P Pomeroy - A travel time study for Fennoscandia, Årbok Univ Bergen - Mat-Nature serie 1968 No 9
- (8) Gutenberg, B - Waves from blasts recorded in southern California, Trans Am Geoph Union 33, 3 pp 427-431 (1952)
- (9) Pakiser, L C, D P Hill - Crustal structure in Nevada and Southern Idaho from nuclear explosions, J Geophys Res 68, p 5757 (1963)
- (10) Bouchner, G, et al - Earthquakes associated with underground nuclear explosions, J Geophys Res, 74 p 3808 (1969)
- (11) Press, F, C Archambeau - Release of tectonic strain by underground nuclear explosions, J Geophys Res 67 p 337 (1962)
- (12) The effects of nuclear weapons, USAEC (1964)
- (13) Diment, W H, S W Stewart, J C Roller - Crustal structure from the Nevada test site to Kingman, Arizona, J Geophys Res 66, p 201 (1961)
- (14) Eaton, J P - Crustal structure from San Francisco, California, to Eureka, Nevada, J Geophys Res 68 p 5789 (1963)
- (15) Ryall, A, D J Stuart - Travel times and amplitude from nuclear explosions, J Geophys Res 68 p 5821 (1963)
- (16) Romney, C - Amplitudes of seismic body waves from underground nuclear explosions, J Geophys Res 64 p 1489 (1959)
- (17) Hays, W W - Amplitude and frequency characteristics of elastic wave types generated by the underground nuclear detonation Boxcar, Bull Seism Soc, Am 59 p 2283 (1969)
- (18) Ericsson, U, O Dahlman - On the dependence of short periode P-waves on yield, height and epicenter properties, FOA 4 rapport C-42G1-23 (1966)
- (19) Griggs, D T, F Press - Probing the earth with nuclear explosions, J Geophys Res 66 p 237 (1961)
- (20) Dahlman, O, H Axelsson, K Edin - Charge mass and elevation influence on seismic waves from small chemical explosions above ground, FOA 4

rapport C-4375-26 (1968)

- (21) Springer, D L - P-wave coupling of underground nuclear explosions, Bull Seism Soc Am 56 p 861 (1966)
- (22) Kisslinger, C - The generation of the primary seismic signal by a contained explosion, VESIAC Report 4410-48-X (1963)
- (23) Nuclear geophysics, Vol IV DASA1285 (IV), The Defense Atomic Support Agency (1964)
- (24) Pomeroy, P W - Long period seismic waves from large near-surface explosions, Bull Seism Soc, Am _53 p 109 (1963)
- (25) Donn, W L, D M Shaw - Exploring the atmosphere with nuclear explosions, Rev Geophys 5 p 53 (1967)
- (26) Glenn, C W, R F Herbst - Comparison of amplitudes of seismic waves from nuclear explosions in four mediums, J Geophys Res 68 p 1403 (1963)
- (27) Wright, J H, E W Carpenter, R A Savill - Some studies of the P waves from underground nuclear explosions, J Geophys Res 67 p 1155 (1962)
- (28) Werth, G C, R F Herbst, D L Springer - Amplitudes of seismic arrivals from the M discontinuity, J Geophys Res 67 p 1587 (1962)
- (29) Perret, W R - Free-field ground motion produced by explosions, Report SCR-079 Sandia Corporation (1963)
- (30) Berg, J W - Characteristics of refracted arrivals of seismic waves, J Geophys Res 71 p 2583 (1966)
- (31) Carpenter, E W - Teleseismic signals calculated for underground, underwater, and atmospheric explosions, Geophys 32 p 17 (1967)
- {32} Frantti, G E, D E Willis, J T Wilson - The spectrum of seismic noise, Bull Seism Soc Am 52 p 349 (1962)
- (33) Rygg, E, H Bugum, L Bruland - Spectral analysis and statistical properties of microseisms at Norsar, Scientific report No 1. Seism Observ Univ i Bergen (1969)
- (34) Evernden, J F - Study of regional seismicity, Bull Seism Soc Am 60
- (35) Dziewonski, A, et al - A technique for the analysis of transient seismic signals, Bull Seism Soc Am 59 p 427 (1969)
- (36) Carpenter, E W - Teleseismic methods for detection - VESIAC State of the Art Report 4410-67-X (1964)
- {37} Vaile, R B - Pacific craters and scaling laws, J Geophys Res 66 pp 3413 (1961)
- (38) Mac Kinnon, R F - Microbarographic oscillations produced by nuclear explosions, Quarterly Journal of the Royal Met Soc 94 p 156 (1968)
- (39) Donn, W L, M Ewing - Atmospheric waves from nuclear explosions, J Geophys Res 67 p 1855 (1962)
- (40) Van Dorn, Wm G - Some characteristics of surface gravity waves in the sea, J Geophys Res 66 p 3845 (1961)
- (41) Gutenberg, B - Seismic waves from atomic bombtests, Trans Am Geophys Union 27 p 776 (1946)
- (42) Båth, M - Seismic records of explosions, especially nuclear explosions, FOA 4 Rapport A-4270-4721, Research Institute for National Defence, Stockholm (1962)
- {43} Pomeroy, P, J Oliver - Seismic waves from high-altitude nuclear explosions, J Geophys Res 65 p 3445 (1960)
- (44) Crampin, S - Higher modes seismic surface waves, J Geophys Res 71 p 2951 (1966), J Geophys Res 70 - 5135 (1965)
- (45) Archambeau, C, et al - Detection, analysis and interpretation of teleseismic signals, J Geophys Res 71 p 3483 (1966)
- (46) Brune, J N, P W Pomeroy - Surface wave radiation patterns, J Geophys Res 68 p 5005 (1963)
- (47) Liebermann, R C, P W Pomeroy - Relative excitation of surface waves, J Geophys Res 74 p 1575 (1969)
- (48) Liebermann, R C, et al - Excitation of surface waves, J Geophys Res 71 p 4333 (1966)
- (49) Nuttli, O W - Travel times and amplitudes of S waves from nuclear explosions in Nevada, Bull Seism Soc Am 59 p 385 (1969)

*Dette er utdrag av en gammel artikkel fra 1971 som er oppdatert.
Karl - Ludvig Grønhaug © 2005*