



NORGE

(12) UTLEGNINGSSKRIFT

(19) NO

(11) 176227

(13) B

(51) Int Cl⁵ G 01 V 1/38, 1/28, 1/30, 13/00

Styret for det industrielle rettsvern

(21) Søknadsnr 924122
(22) Inng. dag 23.10.92
(24) Løpedag 23.10.92
(41) Alm. tilgj. 25.04.94
(44) Utlegningsdato 14.11.94

(86) Int. inng. dag og
søknadsnummer
(85) Videreføringsdag
(30) Prioritet Ingen

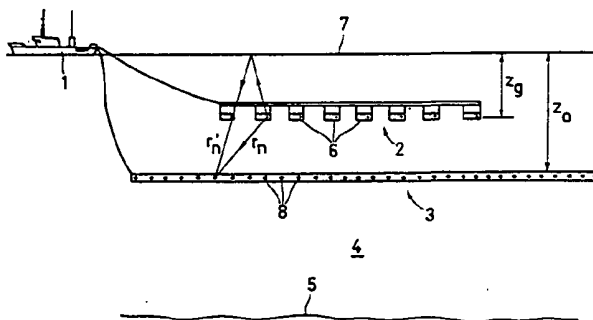
(71) Patentsøker Den norske stats oljeselskap AS, Postboks 300 Forus, 4001 Stavanger, NO
(72) Oppfinner Martin Landrø, Trondheim, NO
(74) Fullmektig Tandbergs Patentkontor AS, Oslo

(54) Benevnelse Fremgangsmåte for bestemmelse av fjernfeltsignaturen for en marin, seismisk kildeoppstilling

(56) Anførte publikasjoner Ingen

(57) Sammendrag

En fremgangsmåte for bestemmelse av fjernfeltsignaturen for en marin, seismisk kildeoppstilling (2) ut fra nærfeltmålinger av akustiske signaler fra de seismiske kilder (6), ved hvilken nærtrykkfeltet måles ved hjelp av et antall følere (8) på en streameranordning (3) som er beliggende under kildeoppstillingen (2). Trykkfeltet fra hver enkeltkilde (6) simuleres ved hjelp av en datamaskin på grunnlag av likninger som beskriver trykkfeltet, idet det benyttes frie justeringsparametere for å sørge for at det simulerte trykk blir mest mulig lik det av følerne (8) målte trykk, idet de frie parametere tilpasses til det målte trykkfelt ved hjelp av en inversjonsalgoritme, slik at parametrene oppdateres gradvis inntil optimal overensstemmelse mellom det målte og det simulerte trykkfelt oppnås. Fjernfeltsignaturen for kildeoppstillingen (2) bestemmes ved at hver enkeltkilde (6) simuleres med de best bestemte parametere og bidraget fra hver enkeltkilde superponeres i fjernfeltet.



Oppfinnelsen angår en fremgangsmåte for bestemmelse av fjernfeltssignaturen for en marin, seismisk kildeoppstilling ut fra nærfeltmålinger av akustiske signaler fra de seismiske kilder, ved hvilken nærtrykkfeltet måles ved hjelp av et antall 5 følere på en streameranordning som er beliggende under kildeoppstillingen.

En sådan fremgangsmåte er kjent fra US-patentskrift nr. 4 648 080.

10 Den mest kjente metode for å estimere eller bestemme fjernfeltssignaturen som funksjon av vinkel fra en seismisk kildeoppstilling er den såkalte nærfelt-til-fjernfelt-ekstrapolasjonsmetode som først ble foreslått av Ziolkowski m.fl. (se A. Ziolkowski, G. Parkes, L. Hatton og T. Haugland: "The signature 15 of an air gun array: Computation from near-field measurements including interactions", Geophysics, Vol. 47, nr. 10, 1982, p. 1413-1421). Ved å plassere en hydrofon nær hver enkeltkanon i oppstillingen (typisk i en avstand på 1 m), kan såkalte effektive kilder bestemmes. Fjernfeltssignaturen i hvilken som helst retning 20 kan så finnes ved å summere bidraget fra de effektive kilder.

Denne metode har imidlertid en del svakheter, nemlig

- at den er ustabil for kompakte/store oppstillinger,
- den er følsom for feil i kilde-hydrofon-posisjonering,
- det er et problem at man ikke kjenner luftboblens 25 bevegelse, og
- metoden bygger på den antakelse at hydrofonene befinner seg i den lineære sone rundt kilden.

Den mest alvorlige svakhet ved denne metode er at den blir ustabil for oppstillinger med mange luftkanoner (se M. Landrø, S. Strandenes, S. Vaage, 1991, "Use of Near-field 30 Measurements to compute Far-field marine source signatures - Evaluation of the Method", First Break Vol. 9, nr. 8, p. 375-385). En feil i kilde-hydrofon-posisjoneringen på 10 cm vil typisk gi en amplitudefeil på 10% i den effektive kilde-signatur. 35 Det antas videre at luftboblen stiger med konstant hastighet etter at luftkanonen er avfyrt, og eventuelle avvikelser fra denne antakelse vil også forringe resultatet. Metoden bygger på at nærfelt-hydrofonene er plassert i den lineære sone omkring hver kilde, dvs. at eventuelle ikke-lineære effekter vil

forstyrre den beregnede, effektive kildeSignatur (se M. Landrø, 1988, "Higher Order Corrections in Calculation of the Pressure Wave Field generated by Seismic Sources", Expanded Abstracts from the 58. annual SEG-meeting in Anaheim 1988).

5 En annen metode som har vært benyttet til å bestemme fjernfeltsignaturer fra en seismisk kildeoppstilling, består i å måle kilderesponsen på en signaturstreamer (ministreamer) like under kildeoppstillingen. Denne metode svarer til den innledningsvis angitte metode og ble foreslått av Neil D. Hargreaves
10 i 1984 (se det nevnte US-patent, og også N. Hargreaves, 1984, "Far-field Signatures by Wavefield Extrapolation", avhandling presentert på det 46. EAEG-møte i London, 1984). Fjernfeltsignaturen i et vilkårlig punkt bestemmes ved å ekstrapolere den målte respons med en todimensjonal migrasjonsalgoritme. Ulempen med
15 denne metode er at den bygger på en todimensjonal bølgelikning, og at apertureffekter som følge av endelig lengde på streameren vil forringe resultatet.

Det er et formål med oppfinnelsen å tilveiebringe en forbedret fremgangsmåte for bestemmelse av fjernfeltrykket fra
20 en marin kildeoppstilling i alle retninger, idet fremgangsmåten er mer fleksibel og nøyaktig enn de tidligere kjente metoder.

Ovennevnte formål oppnås med en fremgangsmåte av den innledningsvis angitte type som ifølge oppfinnelsen er kjennetegnet ved at trykkfeltet fra hver enkeltkilde simuleres ved hjelp
25 av en datamaskin på grunnlag av likninger som beskriver trykkfeltet, idet det benyttes frie justeringsparametere for å sørge for at det simulerte trykk blir mest mulig lik det av følerne målte trykk, idet de frie parametere tilpasses til det målte trykkfelt ved hjelp av en inversjonsalgoritme, slik at parametrene
30 oppdateres gradvis inntil optimal overensstemmelse mellom det målte og det simulerte trykkfelt oppnås, hvorefter fjernfeltsignaturen for kildeoppstillingen bestemmes ved at hver enkeltkilde simuleres med de best bestemte parametere og bidraget fra hver enkeltkilde superponeres i fjernfeltet.

35 Fremgangsmåten ifølge oppfinnelsen er basert på at de fysiske parametere som beskriver hver enkeltkilde i oppstillingen, beregnes ved hjelp av en inversjonsalgoritme. Etter at trykkfeltet fra de seismiske kilder er målt på streameren som er beliggende like under kildeoppstillingen, bestemmes effektive

kildesignaturer for hver enkeltkilde ved hjelp av inversjonsalgoritmen. Inversjonsalgoritmen er basert på at den luftboble som hver kilde genererer, kan modelleres eller simuleres fysisk. Typiske parametere som bestemmes ved inversjonen, er kildedybde, dempningskonstanter (som skal omtales nærmere senere), refleksjonskoeffisient i vannoverflaten og parametere som beskriver streamerens geometriske form. Det er ikke nødvendig å kjenne den nøyaktige dybde av hver enkeltkilde, og heller ikke posisjonen av hver enkelt føler eller hydrofon i streameren, idet fremgangsmåten også muliggjør bestemmelse av disse parametere.

Oppfinnelsen skal beskrives nærmere i det følgende under henvisning til tegningen hvis ene figur viser et sideriss av en utrustning som benyttes ved utførelse av fremgangsmåten ifølge oppfinnelsen.

På fig. 1 er det vist et fartøy 1 som sleper en seismisk kildeoppstilling 2 og en signaturstreamer 3 (ministreamer) gjennom en vannmasse 4 over en havbunn 5. Kildeoppstillingen 2 består av et antall seismiske, akustiske kilder 6 som slepes på en dybde z_g under havoverflaten 7, og som for eksempel kan bestå av luftkanoner. Streameren 3 omfatter en oppstilling av et antall følere 8 som for eksempel kan være hydrofoner med passende innbyrdes avstand, slik det vil være kjent for en fagmann på området. Streameren 3 strekker seg en avstand foran og bak kildeoppstillingen 2 og slepes på en dybde z_0 under havoverflaten, slik at streameren befinner seg like under kildeoppstillingen. Følerne 8 avføler da nærtrykkfeltet fra kildene 6 når disse avfyres ved praktisering av fremgangsmåten.

I det følgende skal det gis en beskrivelse av modellerings- eller simuleringsteorien som ligger til grunn for oppfinnelsen.

Kirkwood og Bethe gjorde i 1942 en meget inngående teoretisk studie av sjokkbølgen som dannes ved en undervannseksplisjon (se J.G. Kirkwood og H.A. Bethe, 1942, OSRD Rapport nr. 588). Denne teori kan også benyttes for å beskrive hva som skjer når en seismisk luftkanon avfyres under vann. Denne teori tar hensyn til at vannet er kompressibelt. Det viktigste resultat i Kirkwoods og Bethes arbeid er en ikke-lineær likning (se nedenfor) som beskriver luftboblens bevegelse under vann. Gilmore utledet i 1952 et uttrykk for det akustiske trykkfelt som en

eksponderende luftboble vil generere i boblens fjernfelt, hvilket for en luftkanon vil si ca. 100 m fra boblen (se F.R. Gilmore, 1952, "Collapse of a spherical bubble", Report No. 26-4, Hydrodynamics Laboratory, CALTEC, Pasadena, California). Ziolkowski
 5 presenterte i 1970 en metode basert på Kirkwood-Bethes og Gilmores arbeider for å beregne trykkbølgeformen fra en seismisk luftkanon (se A. Ziolkowski, 1970, "A Method for Calculating the Output Pressure Waveform from an Air Gun", Geophys. J.R. Astr. Soc., Vol. 21, s. 137-161).

10 Når en seismisk luftkanon avfyres, frembringes en luftboble i vannet. Trykket inne i boblen er til å begynne med meget høyt, ca. 100-200 bar, mens det hydrostatiske trykk i vannet typisk er 1,5-2,0 bar (avhengig av dybden). På grunn av dette overtrykk vil boblen ekspandere raskt til å begynne med,
 15 og trykket inne i boblen vil etter en stund være mindre enn det hydrostatiske trykk. Idet boblen når sin maksimale størrelse, vil trykket inne i boblen være minimalt, og det hydrostatiske trykk vil sørge for at boblen begynner å trekke seg sammen igjen. Dette fører til at boblebevegelsen får en oscillerende natur, og boblen
 20 blir stående og svinge helt til den når vannets overflate. Siden det akustiske signal skyldes volumendringer fra boblen, vil også det observerte trykkfelt fra en seismisk luftkanon være oscillerende.

Et hovedproblem i modelleringsteorien for seismiske
 25 luftkanoner har vært at de teoretisk beregnede trykksignaturer har hatt for liten dempning fra én svingning til den neste. Dette betyr at luftboblen gir fra seg mer energi til omgivelsene enn hva som er inkludert i teorien til Kirkwood og Bethe. For å ta hensyn til denne effekt, benyttes det ifølge den foreliggende
 30 oppfinnelse en modifisert Kirkwood-Bethe-likning for boblen:

$$\ddot{R} = \frac{\left(1 + \frac{\dot{R}}{C}\right)H + \left(1 - \frac{\dot{R}}{C}\right)\frac{R}{C}\frac{dH}{dt} - \frac{3}{2}\left(1 - \frac{\dot{R}}{3C}\right)\dot{R}^2 - \alpha\dot{R} + \beta\dot{R}^2}{R\left(1 - \frac{\dot{R}}{C}\right)}, \quad (1)$$

35 der R er bobleradien, C er lydhastigheten i vannet, H er entalpien på bobleveggen, α er en dempningskonstant ($\alpha = 0$ tilsvarer "sann" Kirkwood-Bethe-likning), og β er en empirisk tidskonstant som påvirker bobleperioden. (Øket β gir øket avstand

mellom to topper i signalet.) Hovedpoenget med å innføre tilleggsleddene α og β er å fremtvinge best mulig tilpasning til målte nærfeltsignaturer. Uten disse ledd vil det være store avvik mellom teoretisk modellerte og målte kilde-signaturer fra luftkanoner. Dempningskonstanten α og tidskonstanten β representerer frie justeringsparametere som tilpasses til det målte trykk ved hjelp av inversjonsalgoritmen.

Entalprien H kan beregnes ut fra den såkalte Tait-likning, som er en tilstandslikning for vannet og har følgende form:

$$\left(\frac{p(r) + B}{p_{\infty} + B} \right) = \left(\frac{\rho}{\rho_{\infty}} \right)^{\xi}, \quad (2)$$

der p_{∞} er det hydrostatiske trykk, ρ er tettheten av vannet, og $p(r)$ er trykket. B og ξ er empiriske konstanter ($B = 2500$ atmosfærer og $\xi = 8$).

Entalprien er definert som

$$h = \int_{p_{\infty}}^p \frac{dp}{\rho}. \quad (3)$$

Bruk av Tait-likningen gir nå følgende uttrykk for entalprien på bobleveggen:

$$H = \frac{\xi (p_{\infty} + B)}{(\xi - 1) \rho_{\infty}} \left[\left(\frac{p(R) + B}{p_{\infty} + B} \right)^{(\xi-1)/\xi} - 1 \right], \quad (4)$$

der $p(R)$ er trykket i vannet ved bobleveggen.

Massetransport av luft fra luftkanonens luftkammer beskrives ved følgende likning:

$$\dot{m} = \frac{m_0}{\tau} \quad \text{for } 0 < t < \tau, \quad (5)$$

der m_0 er begynnelsesluftmassen og τ er den tid som trengs for å tømme luftkammeret.

En likning for beskrivelse av temperaturen (T) inne i luftboblen kan utledes idet det tas utgangspunkt i en kvasi-stasjonær prosess i et åpent termodynamisk system. I et sådant system modifiseres termodynamikkens første hovedsetning til

følgende uttrykk:

$$hdm + dQ = dU + pdV, \quad (6)$$

der h er spesifikk entalpi, m er luftmasse, Q er varmeoverføring, U er indre energi, p er trykket, og V er volumet. Det antas at varmeoverføringen dQ er liten sammenliknet med de andre ledd i ovenstående likning. Den indre energi og entalpi er gitt ved

$$U = mc_v T, \quad (7)$$

$$h = c_p T, \quad (8)$$

hvor c_v og c_p er spesifikke varmekapasiteter ved konstant volum og trykk, og T er lufttemperaturen i boblen. Bruk av likningene 6, 7 og 8 gir

$$\dot{T} = \frac{R_g T \dot{m} - p \dot{V}}{mc_v}, \quad (9)$$

der R_g er ideell gasskonstant, p er trykket inne i boblen, V er boblens volum, m er luftmassen, og c_v er spesifikk varmekapasitet ved konstant volum. I uttrykket (9) har man benyttet at for en ideell gass er differansen mellom c_p og c_v lik den ideelle gasskonstant R_g .

Likningene 1, 5 og 9 kan nå løses numerisk for å finne bobleradius, boblevegghastighet, luftmasse i boblen og bobletemperaturen som funksjon av tiden.

Fjernfeltrykket som genereres av en oscillerende luftboble, kan uttrykkes ved entalpien på bobleveggen, boblevegghastigheten og bobleradien. Gilmore (1952) utledet følgende uttrykk for fjernfeltrykket:

$$p_f - p_\infty = \rho \frac{R}{r} \left(H + \frac{\dot{R}^2}{2} \right), \quad (10)$$

der ρ er vannets tetthet og r er avstanden fra boblens sentrum til fjernfeltpunktet.

For en oppstilling som består av flere luftkanoner kan fjernfeltrykket beregnes ved enkel superposisjon av trykkbidraget fra hver enkeltkilde. Trykkfeltet fra enkeltkildene modifiseres imidlertid på grunn av vekselvirkninger mellom kildene. Disse vekselvirkninger kan inkluderes ved å innføre et tidsavhengig

ledd (se den forannevnte avhandling av Ziolkowski m.fl., 1982) i uttrykket for det hydrostatiske trykk i vannet rundt hver kilde:

$$p_h(t) = p_a + \Sigma \text{ trykkbidrag fra andre kilder og overflaterrefleksjoner} \quad (11)$$

5 Dette tidsavhengige, hydrostatiske trykk vil påvirke entalpien (se ovenfor) som igjen vil påvirke boblebevegelsen (likning 1). Dette betyr at det akustiske trykk fra én kilde vil påvirke bobledynamikken til en annen kilde ved et forsinket tidspunkt som svarer til gangtiden mellom kildene.

10 Fjernfeltsignaturen ($s_n(t)$) til en kilde n i en avstand r_n kan nå uttrykkes som følger:

$$s_n(t) = \frac{1}{r_n} p_n\left(t - \frac{r_n}{C}\right) + \frac{\kappa_0}{r'_n} p_n\left(t - \frac{r'_n}{C}\right), \quad (12)$$

15 hvor κ_0 er refleksjonskoeffisienten i vannoverflaten, og r'_n er gangavstanden for den reflekterte bølge fra vannoverflaten (se tegningsfiguren). $p_n(t)$ er her fjernfeltrykket gitt ved likning (10), men med vekselvirkningseffekter. Ut fra likning (12) kan nå trykkfeltet ved streameren på figuren beregnes.

20 Ved praktisering av fremgangsmåten ifølge oppfinnelsen simuleres trykkfeltet fra hver enkeltkilde ved hjelp av en datamaskin på grunnlag av de ovenfor angitte likninger som beskriver trykkfeltet. Som nevnt benyttes frie justeringsparametere for å sørge for at det simulerte trykk blir mest mulig lik
25 det av følerne målte trykk, idet de frie parametere tilpasses til det målte trykkfelt ved hjelp av en inversjonsalgoritme. Dette betyr at justeringsparametrene oppdateres gradvis, helt til det oppnås maksimal overensstemmelse mellom det modellerte eller simulerte felt og trykkfeltet ved streameren. Det totale
30 trykkfelt fra oppstillingen bestemmes deretter ved å modellere hver enkeltkilde med de best bestemte justeringsparametere, og så superponere bidraget fra hver enkelt kilde i fjernfeltet.

Den benyttede inversjonsprosedyre er basert på å minimalisere følgende mistilpasningsfunksjon:

$$F = \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_t} (s(x_i, t_j) - s^{obs}(x_i, t_j))^2, \quad (13)$$

der $s^{obs}(x_i, t_j)$ er trykket målt ved signaturstreameren på tegnings-

figuren, og N_r og N_t er antall mottakere og antall tidstrinn.

For å unngå numeriske ustabiliteter som følge av forskjeller i størrelsesorden på modellparametrene, benyttes følgende skalering:

$$\begin{aligned}\tilde{H}_{ij} &= \frac{H_{ij}}{\sqrt{H_{ii}H_{jj}}} \\ \tilde{g}_i &= \frac{g_i}{\sqrt{H_{ii}}} \\ \tilde{\theta}_i &= \theta_i \sqrt{H_{ii}}\end{aligned}\tag{14}$$

der $H = J^T J$ er en approksimativ Hessmatrise og J er Jacobimatri-
sen. Jacobimatriksen er gitt som den deriverte av det modellerte
15 signal med hensyn på modellparametrene θ (f.eks. kildedyp,
dempningskonstanter, tidskonstanter osv.), dvs. $J_{ij} = \partial s_i / \partial \theta_j$, der
 i går over datarom og j over parameterrom. $g = J^T \Delta d$ er gradien-
ten, der $\Delta d = s - s^{\text{obs}}$ er data-residualvektoren. Det er viktig å
merke seg at det er et kildedyp (z_g), en dempningskonstant (α) og
20 en tidskonstant (β) som skal bestemmes for hver kilde, slik at
antall inversjonsparametre øker med antall kilder, dempningskon-
stanter, tidskonstanter.

Som optimaliseringsmetode benyttes en dempet Gauss-
Newton-metode. De skalerte og oppdaterte modellparametre er
25 dermed gitt som:

$$\Delta \tilde{\theta} = (\tilde{H} + \lambda I)^{-1} \tilde{g},\tag{15}$$

der λ er Levenberg-Marquardt's dempningsparameter.

I praksis er det vanskelig å vite nøyaktige posisjoner
30 til alle enkelthydrofoner i signaturstreameren. Eventuelle
posisjoneringsfeil vil påvirke både amplituder og gangtider. For
å gjøre fremgangsmåten ifølge oppfinnelsen mer robust og
fleksibel, kan streamerens geometriske form i vannet inkluderes
i inversjonsalgoritmen. Dette gjøres ved å anta at streamerens

form kan uttrykkes på følgende måte:

$$z = z_0 + \sum_{n=1}^K \left[a_n \cos \left(\frac{2\pi nx}{L} \right) + b_n \sin \left(\frac{2\pi nx}{L} \right) \right], \quad (16)$$

5 der z_0 er midlere streamerdybde, L er streamerlengden og K er antall Fourier-koeffisienter som er nødvendige for å representere streamerens form. Man regner med at bare 4-5 Fourier-koeffisienter vil være nødvendig for å beskrive en brukbar streamerform.

10 Det er velkjent at refleksjonskoeffisienten (κ_0) i vannoverflaten kan avvike fra den ideelle verdi $(-1,0)$. Denne effekt kan skyldes at overflaten er ru, og at luft hele tiden lekker ut fra luftkanonene. For å ta hensyn til denne effekt, kan også refleksjonskoeffisienten for vannoverflaten tas med i inversjonsprosedyren, idet refleksjonskoeffisienten inngår i den
15 foran angitte likning (12).

20

P a t e n t k r a v

1. Fremgangsmåte for bestemmelse av fjernfeltssignaturen for en marin, seismisk kildeoppstilling ut fra nærfeltmålinger
25 av akustiske signaler fra de seismiske kilder, ved hvilken nærtrykkfeltet måles ved hjelp av et antall følere på en streameranordning som er beliggende under kildeoppstillingen, **KARAKTERISERT VED** at trykkfeltet fra hver enkeltkilde simuleres ved hjelp av en datamaskin på grunnlag av likninger som beskriver
30 trykkfeltet, idet det benyttes frie justeringsparametere for å sørge for at det simulerte trykk blir mest mulig lik det av følerne målte trykk, idet de frie parametere tilpasses til det målte trykkfelt ved hjelp av en inversjonsalgoritme, slik at parametrene oppdateres gradvis inntil optimal overensstemmelse
35 mellom det målte og det simulerte trykkfelt oppnås, hvorefter fjernfeltssignaturen for kildeoppstillingen bestemmes ved at hver enkeltkilde simuleres med de best bestemte parametere og bidraget fra hver enkeltkilde superponeres i fjernfeltet.

2. Fremgangsmåte ifølge krav 1, KARAKTERISERT VED at parametere for streameranordningens geometriske form i vannet bestemmes ved hjelp av inversjonsalgoritmen.

3. Fremgangsmåte ifølge krav 1 eller 2, KARAKTERISERT VED
5 at refleksjonskoeffisienten ved vannets overflate bestemmes ved hjelp av inversjonsalgoritmen.

10

15

20

25

30

35

176227

