

MAGNETOSTRICTIE

door

C. E. MULDER

*Voordracht gehouden voor het Nederlandsch Radiogenootschap
op 27 Maart 1942.*

Mede als inleiding tot het hiernavolgende artikel van Ir. van Dijl over onderwatersignaleering zal een korte behandeling gegeven worden van het verschijnsel der magnetostrictie. De formulering der berekeningen is dezelfde als die, welke op het ultra-acoustisch seminarium, dat in Delft onder leiding van Prof. Zwikker gehouden is, gebruikt werd.

Magnetostrictie is in het algemeen de vervorming van een ferromagnetisch materiaal in een magneetveld. Dit kan zijn een verlenging of verkorting in de richting van het magneetveld of loodrecht erop, eventueel een volumeverandering, welke respectievelijk genoemd worden de longitudinale-, transversale- en volumemagnetostrictie.

De grootte van het effect is afhankelijk van den aard van het materiaal, de voorbehandeling, de reeds aanwezige magnetisatie en de temperatuur. Het is echter onafhankelijk van de veldrichting. Brengt men een ongemagnetiseerde staaf in een veld, dan treedt dus onafhankelijk van de veldrichting de verlenging of verkorting, al naar den aard van het materiaal, op.

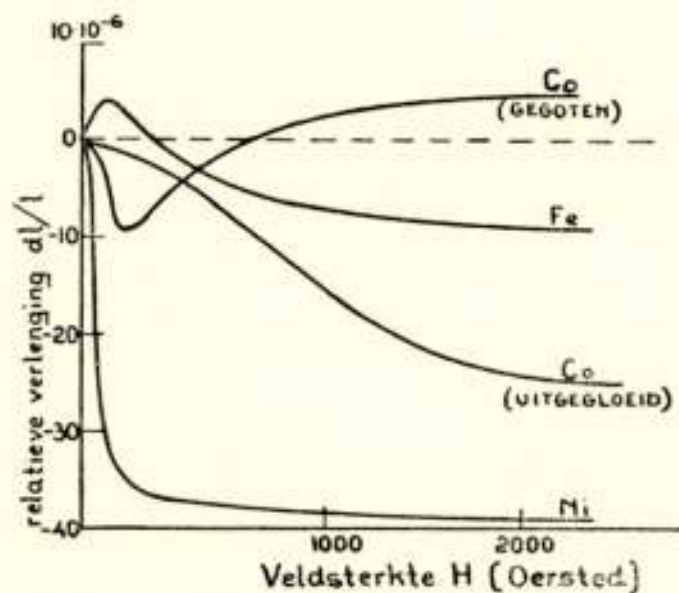
Bij magnetische verzadiging is de lengteverandering door het longitudinale magnetostrictie-effect slechts in de orde van $10^{-6} \times$ de lengte van de staaf en kan daardoor alleen met behulp van instrumenten zooals het microscoop, de Michelson-interferometer en dergelijke gemeten worden. Meestal is het bijbehorende transversale effect zoodanig, dat de volumeverandering zeer klein wordt. Slechts bij enkele alliages van nikkel kan de volumemagnetostrictie aanzienlijk zijn.

Beschouwen we de verlenging resp. verkorting als functie van de veldsterkte, dan geven alleen nikkel en gegloeid kobalt monotone functies. Andere metalen geven maxima of minima en punten waar de functie van teeken omslaat.

Bij verhooging van temperatuur neemt de grootte van het effect af en wordt 0 bij het Curiepunt.

Het verschijnsel van de lengteveranderingen door magneetvelden heet naar zijn ontdekker, Joule-effect. Het omgekeerde bestaat ook. Rekt men een voorgemagnetiseerde nikkelstaaf, dan vermindert de magnetisatie. Dit reciproque magnetostrictie-effect heet Villari-effect.

In de verdere beschouwingen zal speciaal op de longitudinale effecten gelet worden.



Figuur 1.

Het longitudinale magnetostrictie-effect van verschillende materialen als functie v. d. veldsterkte.

Als we ons den toestand van een staaf van magnetostrictief materiaal door 4 grootheden beschreven denken n.l. H = veldsterkte, I = magnetisatie, σ = spanning en ε = relatieve verlenging, dan kunnen we de volgende differentiaalquotienten opmaken.

$$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial H}\right)_{\sigma}, \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial I}\right)_{\sigma}, \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial I}\right)_{H}, \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial H}\right)_{I}, \text{ etc.},$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial \sigma}\right)_{I}, \left(\frac{\partial I}{\partial \sigma}\right)_{H}, \left(\frac{\partial H}{\partial \sigma}\right)_{\varepsilon}, \left(\frac{\partial I}{\partial \sigma}\right)_{\varepsilon}, \text{ etc.}$$

De eerste differentiaalquotienten hebben betrekking op het Joule-effect, de andere op het Villari-effect.

Strikt genomen moet ook de temperatuur als onafhankelijk variabele nog in aanmerking worden genomen en kan men dus ieder dezer differentiaalquotienten nog voor een isothermische

of adiabatische toestandsverandering opmaken, doch voor de praktijk van de magnetostrictieve trillingen zijn wegens de snelheid der daar beschouwde toestandsveranderingen alleen de adiabatische van belang.

De thermodynamica eischt een verband tusschen het magnetostrictieve en het reciproque magnetostrictieve effect.

Voor een staaf, die een magnetisatie heeft en waarop een uitwendige drukkracht aan de uiteinden aangrijpt, geldt voor een toestandsvariatie volgens de 2e hoofdwet:

$$TdS = dU - Fdl - Hd (IV),$$

T = temperatuur,

S = entropie,

U = inwendige energie,

F = uitwendige drukkracht,

l = lengte,

V = volume van de staaf.

De grootheid $U - H (IV)$ is een toestandsgrootheid en dus is de differentiaal $dU - Hd (IV) - IVdH = TdS + Fdl - IVd(H)$ een totale differentiaal, waaruit volgt:

$$\left(\frac{\partial F}{\partial H}\right)_l = -\left(\frac{\partial(IV)}{\partial l}\right)_H, \text{ of na deeling door } \frac{V}{l}, \left(\frac{\partial \sigma}{\partial H}\right)_\varepsilon = -\left(\frac{\partial I}{\partial \varepsilon}\right)_H.$$

Op analoge wijze kunnen, indien de volumemagnetostrictie te verwaarloozen is, een reeks dergelijke betrekkingen afgeleid worden tusschen differentiaalquotienten, die op het magnetostrictieve en het reciproque effect betrekking hebben.

Brengt men een nikkelstaaf in een magnetisch wisselveld, dan zal de nikkelstaaf periodiek verlengd en verkort worden en bij geschikte inklemming bij een bepaalde frequentie in resonantie komen. De groote opschommeling van de amplitude en het daarvoor groote reciproque magnetostrictieve effect kan een belangrijke terugwerking op het electricch circuit tengevolge hebben.

Omdat het magnetostrictie-effect onafhankelijk van de veldrichting is, moeten we een voormagnetisatie toepassen, indien we dezelfde frequentie willen krijgen als die der opgedrukte trilling, evenals bij een telefoon. De voormagnetisatie moet zoo groot zijn, dat de magnetisatie door den wisselstroom nooit van teeken omslaat en bovendien een zoodanige waarde hebben dat 't magnetostrictie-effect behoorlijk groot is.

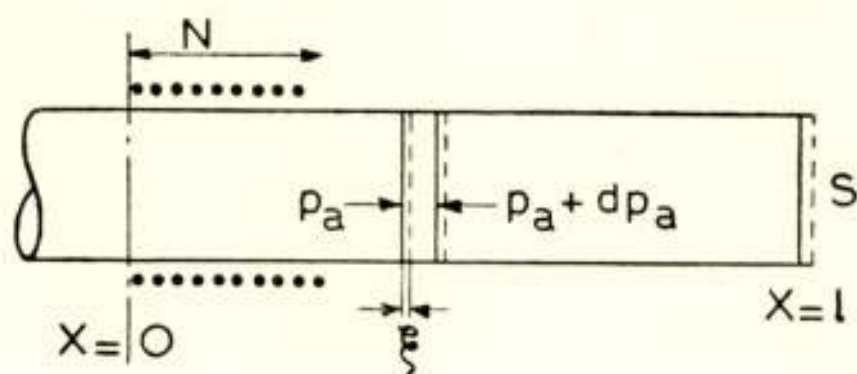
Een in de praktijk veel gebruikte vorm voor magnetostrictie-

tieve trillers is een in het midden ingeklemde staaf met een spoel er om heen zooals in fig. 2 is afgebeeld.

Voor de eigen frequenties van de staaf geldt:

$$N_k = \frac{k}{2l} \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

N_k = eigenfrequentie,
 $k = 1, 2, 3$ etc.,
 l = lengte,
 E = elast. modulus,
 ρ = dichtheid.



Figuur 2.

Magnetostrictieve triller, in het midden ingeklemd, met spoel.

Metten we de elektrische impedantie van de spoel, dan treden bij frequenties in de omgeving van de eigenfrequentie van de staaf, ook elektrische resonantieverschijnselen op. Pierce¹⁾ heeft dit geval het eerst bestudeerd en toegepast om lampschakelingen te doen genereren met een zeer constante frequentie.

We zullen het impedantieverloop van dit systeem beschouwen. De klemspanning aan de uiteinden van de spoel is:

$$e = Zi + Mv 1)$$

Deze vergelijking drukt uit, dat de klemspanning aan de spoel de som is (vectorieel) van den term Zi , die bepaald wordt door Z , de impedantie van het systeem als de staaf niet trilt, dus bij een ingeklemde staaf plus een bijdrage, die veroorzaakt wordt door de mechanische trilling van de staaf. Deze bijdrage is, zooals later aangetoond zal worden, gelijk aan het product van een electromechanische koppelcoëfficiënt M en de snelheid v van de trillende beweging aan het einde van de staaf.

Om v uit 1) te kennen, moet de mechanische vergelijking van de trilling van de staaf bekend zijn. We zullen ons de magneto-

¹⁾ G. W. Pierce, Proc. I. R. E. 17, 42, 1929.

strictieve krachten geconcentreerd denken aan de uiteinden van de staaf. Later zal aangetoond worden dat de grootte van die kracht Mi is, zoodat geldt

$$Mi = Z_{mech.} \cdot v \cdot \dots \dots \dots 2)$$

$Z_{mech.}$ is de mechanische impedantie van de staaf, gerekend aan het uiteinde.

In beide vergelijkingen 1) en 2) komt de coëfficiënt M voor. Bij het bewijs zal blijken dat deze coëfficiënt voor beide vergelijkingen inderdaad dezelfde is en ook door welke grootheden hij bepaald wordt. Deze gelijkheid kan bovendien thermodynamisch bewezen worden voor het algemeen geval van een electro-mechanisch gekoppeld systeem.

Eliminatie van v uit 1) en 2) geeft:

$$e = \left(Z + \frac{M^2}{Z_{mech.}} \right) i$$

De extra-impedantie, veroorzaakt door het meetrillen van de staaf, is dus $\frac{M^2}{Z_{mech.}}$ en wordt *bewegingsimpedantie* genoemd.

Om tot vergelijking 1) te komen, bepaalt men welke klemspanning op de spoel noodig is om een wisselveld ΔH in de staaf te doen ontstaan. Er treedt een periodieke lengteverandering Δl van de staaf op en een periodieke magnetisatieverandering ΔI , die wel is waar niet constant is over de lengte van de staaf, maar waarvan we ter vereenvoudiging een gemiddelde zullen nemen.

I is een functie van H , doch, wegens het reciproque magnetostrictie-effect, ook van l , zoodat:

$$\Delta I = \left(\frac{\partial I}{\partial l} \right)_H \Delta l + \left(\frac{\partial I}{\partial H} \right)_l \Delta H$$

De 2e term treedt ook bij een vastgehouden staaf op en deze geeft aanleiding tot den term Zi voor de klemspanning aan de spoel, zooals die in vergelijking 1) voorkomt.

De 1e term geeft de magnetisatieveranderingen, die van de beweging van de staaf afkomstig zijn. Deze veroorzaken een *E.M.K.* in de spoel, e , waarvoor geldt:

$$e = -\frac{d\varphi}{dt} \quad \varphi = \text{magnetische flux door de spoel in Giorgi-eenheden.}$$

$$e = -S \cdot n \cdot \left(\frac{\partial I}{\partial t} \right)_H = -S \cdot n \cdot \left(\frac{\partial I}{\partial l} \right)_H \cdot \frac{dl}{dt} = -S \cdot N \cdot \left(\frac{\partial I}{\partial \varepsilon} \right)_H \cdot v = M' \cdot v.$$

S = oppervlak staaf.

n = aantal windingen van de spoel

N = " " " " " " per cm.

We vinden dus voor den koppelcoëfficiënt van vergelijking 1)

$$M' = -S \cdot N \cdot \left(\frac{\partial I}{\partial \varepsilon} \right)_H = -S \cdot N \cdot C.$$

Voor het opstellen van de mechanische vergelijking 2) en het berekenen van de daarin voorkomende Z_{mech} moeten we de krachten kennen, die op de staaf werken. Dit zijn:

- 1) elastische krachten
- 2) magnetostrictieve krachten
- 3) dempingskrachten.

De demping wordt veroorzaakt door:

- 1) viscositeit
- 2) acoustische belasting aan de uiteinden
- 3) hysteresis- wervelstroomverliezen.

Nu is bij een in lucht trillende staaf de acoustische belasting te verwaarloozen, de hysteresisverliezen zijn veelal gering; de wervelstroomen kunnen verminderd worden door lamelleeren of door een in de lengte doorgezaagde buis te gebruiken. We zullen daarom de berekening met inachtneming van de viscositeitsdemping alleen uitvoeren.

De extra-spanning in de staaf, die door het magnetostrictie-effect teweeg gebracht wordt en die de trilling veroorzaakt, denken we ons als een uitwendige kracht geconcentreerd aan de uiteinden van de staaf.

Deze spanning is afhankelijk van ΔH .

$$\Delta \sigma = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial H} \right)_i \Delta H.$$

Over het geheele oppervlak van de staaf is dus de kracht:

$$F = \Delta \sigma \cdot S = S \left(\frac{\partial \sigma}{\partial H} \right)_i \cdot N \cdot i = M'' \cdot i, \text{ daar } \Delta H = N \cdot i$$

Eerder is reeds afgeleid dat $\left(\frac{\partial \sigma}{\partial H}\right)_l = -\left(\frac{\partial I}{\partial \varepsilon}\right)_H = C$

We vinden dus voor den koppelcoëfficiënt uit vergelijking 2)

$$M'' = -S \cdot N \cdot C \quad \text{dus} \quad M'' = M' = M = -S \cdot N \cdot C.$$

$Z_{mech.}$ uit vergelijking 2) is het quotient van de kracht, die op een doorsnede van de staaf werkt en de snelheid op dezelfde plaats, in dit geval genomen aan het uiteinde.

We denken ons de staaf in het midden ingeklemd.

Ter berekening stellen we de differentiaalvergelijking voor de beweging van de staaf op door de krachten te beschouwen, die op een klein elementje werken (zie fig. 2).

We beschouwen een volume-elementje tusschen x en $x + dx$, waar de uitwijkingen uit den evenwichtsstand respectievelijk

$$\xi \text{ en } \xi + d\xi \text{ zijn en de drukken } p_a \text{ en } p_a + dp_a$$

Toepassing van de wet van Newton geeft:

$$-S \frac{\partial p_a}{\partial x} dx = \rho S dx \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad \text{of} \quad -\frac{\partial p_a}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (I)$$

ρ = dichtheid van het staafmateriaal.

De druk p_a is samengesteld uit een aandeel van de elastische krachten en van de viscositeitskrachten.

$$p_a = p_\varepsilon + p_v$$

Hierin is $p_\varepsilon = -E \frac{\partial \xi}{\partial x}$ en $p_v = -R_v \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \xi}{\partial x}$; E is elasticiteitsmodulus, R_v is viscositeitscoëfficiënt.

Vergelijking I wordt dus:

$$E \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + R_v \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

Beschouwen we een sinusvormige tijdsafhankelijkheid, dan wordt de oplossing:

$$\xi = e^{j\omega t} \{Ae^{kx} + A'e^{-kx}\}$$

$$\text{Hierin is } k = j\omega \sqrt{\frac{\rho}{E + j\omega R_v}}$$

De staaf is bij $x = 0$ ingeklemd, dus voor $x = 0$ is $\xi = 0$.

Hieruit volgt $A = -A'$ en $\xi_{x=l} = Ae^{j\omega t} \sinh kl$

Nu is $Z_{mech.} = \frac{Sp_a}{v}$, in dit geval ter plaatse $x = l$

Hierin is: $p_a = p_\varepsilon + p_v = -E \frac{\partial \xi}{\partial x} - R_v \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \xi}{\partial x}$ en $v = \frac{\partial \xi}{\partial t}$

Dus wordt na eenig omwerken:

$$Z_{mech. x=l} = S \sqrt{\varrho(E + j\omega R_v) \coth. j\omega} \sqrt{\frac{\varrho}{E + j\omega R_v}} \cdot l$$

De bewegingsimpedantie $Z_{magn.}$ wordt dus, wegens $Z_{magn.} = \frac{M^2}{Z_{mech.}}$

$$Z_{magn.} = \frac{C^2 S N^2}{\sqrt{\varrho(E + j\omega R_v)}} \operatorname{tgh.} j\omega \sqrt{\frac{\varrho}{E + j\omega R_v}} \cdot l$$

Noem $j\omega \sqrt{\frac{\varrho}{E + j\omega R_v}} = a + j\beta$ en $Z_{magn.} = R + jX$.

dan is $R + jX = Q \cdot \frac{\sinh \alpha l \cosh \alpha l + j \sin \beta l \cos \beta l}{\sinh^2 \alpha l + \cos^2 \beta l}$

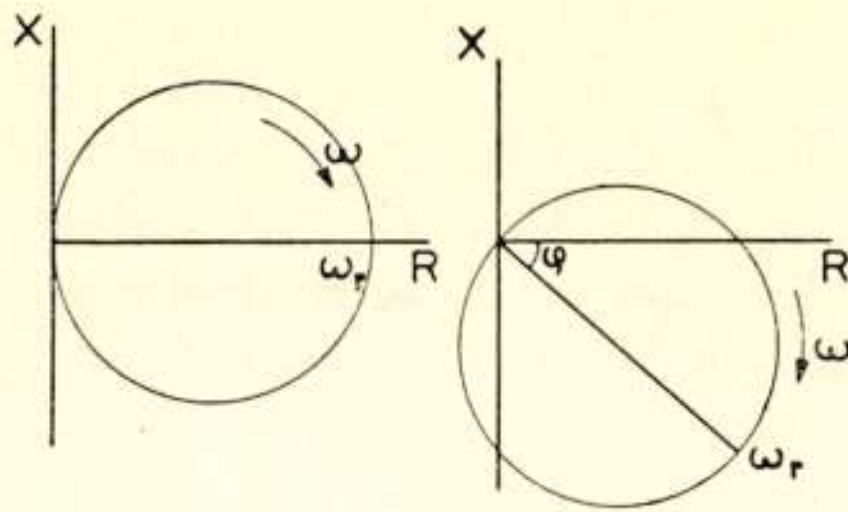
$$\begin{aligned} \text{waarin } Q &= \frac{C^2 S N^2}{\sqrt{\varrho(E + j\omega R_v)}} \approx \frac{C^2 S N^2}{\sqrt{\varrho E}} = \\ &= \text{constant indien } \omega R_v \ll E \end{aligned}$$

Tevens geldt $R^2 + X^2 = 2R'R$ (II)

$$\text{waarin: } 2R' = Q \frac{\sinh^2 \alpha l + \sin^2 \beta l}{\sinh \alpha l \cosh \alpha l}.$$

Deze vergelijking voor R en X stelt een cirkel voor indien R constant is. Nu blijkt voor het geval dat de inwendige wrijving in de staaf gering is dit in groote benadering het geval te zijn.

In de praktijk blijkt inderdaad dat de meetkundige plaats van de bewegingsimpedantie in de buurt van de resonantiefrequentie een cirkel is, zooals in figuur 3 is aangegeven.

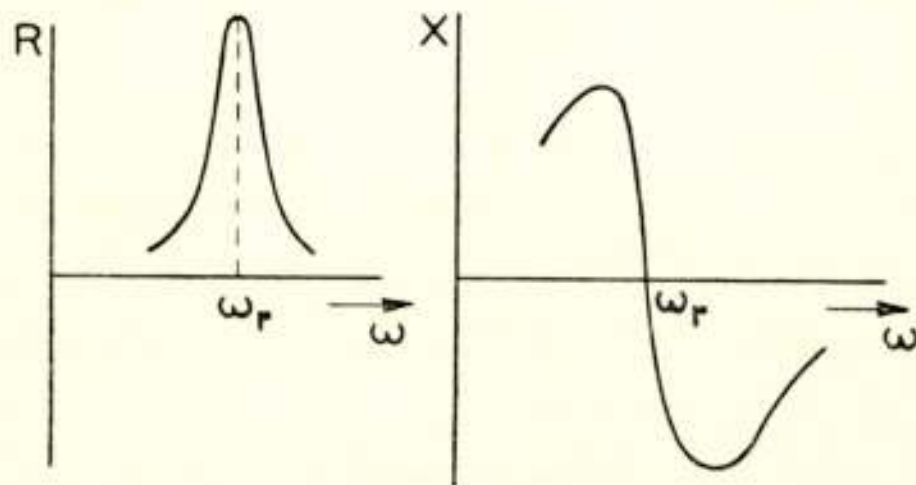


Figuur 3.

Impedantieverloop van de bewegingsimpedantie van den magnetostrictieven triller.

Echter ligt het middelpunt niet altijd op de X -as, zooals de vergelijking II eischt. De cirkel is gedraaid over een hoek φ , die allerlei waarden kan hebben. Aan ingezaagde buisjes gemeten klopt de theorie het beste. Bij staven treden vooral de afwijkingen op. Dit verwondert ons ook niet, als we bedenken, dat bij de berekening de wervelstroomen buiten beschouwing zijn gelaten, terwijl die bij massieve staven groot kunnen zijn en door het skin-effect het magneetveld uit het inwendige van de staaf verdringen.

Formeel kunnen we deze invloeden in rekening brengen door den factor C complex te nemen.



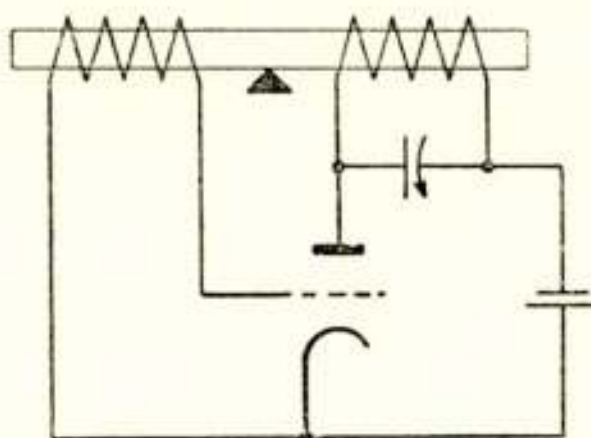
Figuur 4.

Bewegingsimpedantie als functie van de frequentie.

Teekent men R en X als functie van ω , dan treedt een impedantieverloop op, zooals dat in fig. 4 is geteekend. Dit impedantieverloop is analoog aan dat bij een $L-C$ kring en wel met een kwaliteitsfactor, die in het algemeen aanzienlijk beter is. Daarom is het ook mogelijk den magnetostrictieven triller te gebruiken in lampschakelingen om elektrische trillingen op te wekken.

Dit is weer het eerst door Pierce uitgevoerd en de schakeling, die hij daarbij gebruikte, was zooals in fig. 5 is aangeduid.

De staaf wordt hier door den plaatstroom voorgemagnetiseerd. De kwaliteitsfactor kan voor een nikkelstaaf bij 20 kHz bijv. 2500 bedragen, dus aanzienlijk beter dan met een *L.C.*kring te bereiken is. Weliswaar ligt deze waarde nog beneden de waarde, die met piëzoëlectrische kristallen te bereiken is, doch voor vele doeleinden is de magnetostrictieve triller een geschikte frequentienormaal. Hij is eenvoudig en goedkoop te vervaardigen. Bij 20 kHz wordt de lengte van de staaf, indien men nikkel gebruikt. ca. $12,5\text{ cm}$. Kortere staven dan ca. 2 cm . zijn niet meer te gebruiken, doch het is ook mogelijk de staven in hun boventonen te laten trillen, zij het ook met minder rendement, zoodat men ver boven de 100 kHz kan komen.



Figuur 5.

Schakeling van een magnetostrictieven generator volgens Pierce.

Voor het gebruik als frequentienormaal dient de kwaliteitsfactor zoo hoog mogelijk te zijn en de temperatuurcoëfficiënt zoo gering mogelijk. Hierbij is ook het ΔE effect nog te vermelden, wat hierin bestaat, dat de elasticiteitsmodulus van de magnetisatie afhankelijk is, hetgeen een zekere breedte in de resonantiecurve veroorzaakt. Bij de keuze van materiaal moet men daarop letten. Sommige legeringen zijn, wat dat betreft, beter dan zuiver nikkel. De temperatuurcoëfficiënt kan men verminderen door uit 2 metalen van tegengestelden temperatuurcoëfficiënt, een mantel en een kern, een triller te maken.

Het gebruik van magnetostrictieve trillers als ultrageluidsbron wordt uitvoerig besproken in het artikel van Ir. van Dijl over onderwatersignaleering.

Als magnetostrictief materiaal zijn nikkel en zijn legeringen speciaal geschikt. IJzer en staal zijn in het algemeen minder goed. Van de nikkellegeringen moet speciaal monelmetaal en cekas genoemd worden. Het laatste, een nikkel-chroom-ijzerlegering heeft bovendien een klein ΔE effect.

De voormagnetisatie kan men aanbrengen met een permanente magneet of door een elektrische stroom. Meestal is het remanent magnetisme, dat na een korten stroomstoot overblijft, voldoende. Monel moet echter, wegens zijn gering remanent-magnetisme, met een continue stroom voorgemagnetiseerd worden.

DISCUSSIE

Ir. Tellegen: De magnetostrictiekromme is voor kleine H quadratisch, omdat het effect onafhankelijk van het magneetveld is. Hoe groot moet de voormagnetisatie zijn om uit dit gebied te komen?

Drs. Mulders: Aan nikkel zijn hierover metingen gedaan door verschillende waarnemers, waarvan de resultaten in Becker und Döring-Ferromagnetismus besproken worden. Een merkwaardige meting is gedaan door Kirchner, Ann. Phys. 27 1936 pag. 49, die vond dat de magnetostrictiekromme quadratisch verloopt, niet als functie van de veldsterkte, maar van de magnetisatie tot aan de verzadiging toe, mits er een voldoende mechanische voorspanning is.

Ir. Blok vraagt of de frequentie van den oscillator te regelen is door druk op de staaf.

M: Om de frequentie aldus te regelen, zou men E of ρ van het materiaal moeten veranderen. Hiervoor zijn echter onpractisch hoge drukken noodig.

Ir. Lindenhovius vraagt hoe de temperatuurcoëfficiënt van de frequentie is vergeleken met kwarts.

M.: Door combinaties van verschillende metalen is het mogelijk den temperatuurcoëfficiënt te verminderen. Soms kan men door een geschikte voormagnetisatie de temperatuuronafhankelijkheid van E en ρ tegengesteld en gelijk maken. Wegens de geringere eischen, die men wat constantheid betreft, in het algemeen aan magnetostrictieve oscillatoren stelt, is deze kwestie hier niet van zoo groot belang.

Ir. Vormer: Is het vermogen veel grooter dan bij een kwartsgenerator; anders heeft de magnetostrictieve oscillator niet veel zin. Men kan ook met kwartskristallen van kleine afmetingen lage frequenties bereiken met behulp van buigingstrillingen.

M.: Het vermogen, dat een magnetostrictieve oscillator kan leveren, is inderdaad grooter dan dat van een kwartskristal, tenminste in lucht.

Voor frequentie-stabilisatie is dit echter niet zoo belangrijk. Het voordeel van magnetostrictieve trillers ten opzichte van kwarts is dan ook meer gelegen in de eenvoudige vervaardiging en geringe prijs.

Wat betreft het gebruik als ultraacoustische straler in vloeistoffen hebben magnetostrictieve stralen t.o.v. kwarts het voordeel, dat de bedrijfsspanningen veel lager zijn.

Ir. Schouten vraagt of de kans op parasitair oscilleeren door directe inductieve koppeling van de beide spoelen niet groot is en of door kop-

peling van verschillende trillingen geen nevenresonanties kunnen optreden, zooals bij piëzoëlectrische kristallen.

M.: Het parasitair oscilleeren door inductieve koppeling kan men vermijden door de poling zoo te kiezen van de roosterspoel, dat dit niet kan gebeuren.

Nevenresonanties treden practisch niet op, misschien door de andere vormverhoudingen in vergelijking met de piëzo-electrische kristallen.

Physisch Laboratorium (P.T.T.)

OPWEKKING EN VOORTPLANTING VAN ULTRA SONORE SIGNALLEN IN WATER

door

B. VAN DIJL

*Voordracht gehouden voor het Nederlandsch Radiogenootschap
op 27 Maart 1942.*

§ 1. *Inleiding.*

Wanneer wij ons bezighouden met de opwekking en voortplanting van ultra sonore signalen in water, dan komen wij op een terrein, dat schijnbaar geheel buiten het gebied ligt van de radio en er toch geheel mede parallel loopt. De problemen, die zich voordoen, blijken dan ook grootendeels analoog te zijn aan die, waarmede wij gewoon zijn te werken, met het verschil, dat een gedeelte der verschijnselen zich niet in het electromagnetische, doch in het acoustische veld afspelen. Inderdaad slechts een gedeelte der verschijnselen, want wij zullen bij de opwekking van de acoustische signalen ruimschoots gebruik moeten maken van elektrische zend- en ontvangapparaturen.

Het terrein, waarop de ultra-acoustiek wordt toegepast, is zeer ruim en vergroot zich nog steeds. Voor een groot deel zijn de toepassingen zuiver wetenschappelijk, b.v. bij biologisch en medisch onderzoek, bij de bestudeering van de structuur van vloeistoffen en kristallen, voor een deel ook practisch, b.v. bij de onderwatersignaleering. Het is deze laatste toepassingsmogelijkheid, die hier besproken zal worden.

Men kan zich op dezelfde wijze als de verbindingen die door de radio tot stand gebracht worden, een verbinding voorstellen, waarbij niet van het electromagnetische veld, doch van het acoustische veld gebruik gemaakt wordt. Van een dergelijke verbinding maken wij gebruik, wanneer wij met elkaar spreken. Men

kan bij een dergelijke „radioverbinding”, zooals wij dat bij de electromagnetische verbinding gewoon zijn te doen, gebruik maken van een draagfrequentie, waarop het over te dragen signaal gemoduleerd wordt. Kiest men voor de draagfrequentie een ultra sonore frequentie, dan zal men van de aanwezigheid van een op dergelijke wijze overgedragen gesprek, zonder speciale hulpmiddelen, niets bemerken.

Onze ervaring met het spreken over een zekeren afstand heeft wel geleerd dat het toepassen van een dergelijk systeem weinig zin heeft, indien wij de lucht als medium gebruiken; immers de reikwijdte zou zeer gering zijn. Anders is dit, wanneer wij water als drager van het signaal kiezen. In § 5 zal blijken dat dan aanzienlijk grootere reikwijdten te verkrijgen zijn. Het zal echter ook blijken, dat wanneer men de keuze heeft tusschen een verbinding langs electro-magnetischen en langs acoustischen weg, de eerste onder bijna alle omstandigheden de voorkeur verdient. Alleen in het geval dat het begin en (of) het einde der verbinding zich onder water bevindt, zal de acoustische weg de voorkeur verdienen. Dit geval zal zich voordoen bij het maken van een verbinding met een onderzeeër.

Een andere toepassing, de acoustische signaleering, treft men aan bij bakens voor schepen. Vele bakens zenden n.l. tegeliker-tijd een electromagnetisch sein door den aether en een acoustisch door het water uit. Terwijl men de voortplantingssnelheid van het eerste sein practisch oneindig groot kan onderstellen, heeft men voor het laatste een voortplantingssnelheid van ongeveer 1500 m/sec. Uit het tijdverschil, waarmede deze signalen ontvangen worden, wordt de afstand tot het baken afgeleid.

Een gebied echter, waar de acoustische signaleering in water zich het meest ingeburgerd heeft, is dat waarbij niet het direct uitgezonden signaal ontvangen wordt, doch de reflectie. Algemeen in gebruik is het verticale echolood, dat gebruikt wordt voor dieptemetingen en minder algemeen het horizontale, dat toepassing vindt om voorwerpen onder de wateroppervlakte te peilen. Bij deze peilingen wordt de afstand tot het te peilen voorwerp bepaald uit den tijd, die verloopt tusschen het uitzenden van een impuls en het ontvangen van de reflectie.

Voor al deze toepassingen is een straler noodzakelijk, die een acoustisch vermogen tot ca. 500 Watt aan het water af kan geven. Van de verschillende typen stralers, die hiervoor in aanmerking komen, spelen tegenwoordig alleen de piëzo-electrische en de magnetostrictieve een rol van beteekenis. De reden

hiervan is voornamelijk gelegen in het feit, dat deze stralers zeer geschikt zijn voor het gebruik van frequenties tusschen ca. 20 en 100 *kHz*, waardoor bij niet te groote afmetingen van den straler een goede bundeling van de energie verkregen kan worden, terwijl dit frequentiegebied ook om andere redenen zeer geschikt zal blijken te zijn.

Hoewel de piëzo-electrische straler het eerst tot ontwikkeling geraakte, wordt deze meer en meer verdrongen door den magnetostrictieven, waarvan de constructie eenvoudiger is, terwijl de veel geringere electriche impedantie tot gevolg heeft dat met veel lagere spanningen gewerkt kan worden. In het volgende zullen wij ons uitsluitend bezig houden met de constructie van den magnetostrictieven straler.

Het frequentiegebied, dat voor onderwatersignaleering het meest in aanmerking komt, ligt tusschen ongeveer 20 en 35 *kHz* en wordt globaal bepaald door de bundeling van de energie. Later zal n.l. blijken, dat door een vlakken straler de energie hoofdzakelijk binnen een kegel uitgestraald wordt, waarvan de openingshoek afhankelijk is van de afmetingen van den straler, de frequentie van het signaal en de voortplantingssnelheid in het water. Voor frequenties tusschen 20 en 35 *kHz* verkrijgt men bij een niet te nauwen openingshoek van den kegel, b.v. 10°, redelijke afmetingen van den straler. Een verder verhoogen van de frequentie zou met behoud van den openingshoek kleinere afmetingen noodzakelijk maken, hetgeen in verband met de z.g. cavitatie, d.i. aantasting van het oppervlak van den straler bij te groote druk-amplituden, de maximaal toelaatbare energieafgifte per eenheid van oppervlak zou doen overschrijden.

In het aanhangsel zijn verschillende formules, benevens enkele belangrijke uitkomsten uit de geluidsleer in beknopten vorm afgeleid ten behoeve van den meer electrotechnisch ingestelden lezer.

§ 2. *Vorm, afmeting en bewikkeling van den straler.*

Verschillende uitvoeringen van den magnetostrictieven straler worden toegepast. Technisch het belangrijkste zijn de staafvormige en de uit blikken gestapelde. De keuze tusschen deze beide uitvoeringsvormen wordt voornamelijk bepaald door de toepassing. In het algemeen zal men den uit blikken gestapelde straler de voorkeur geven, wanneer een groot uitgestraald vermogen en dus een groot stralend oppervlak van meer belang is,

dan een plaatselijk groote acoustische intensiteit. Immers, op deze wijze kan een groot stralend oppervlak verkregen worden, terwijl de verliezen tengevolge van wervelstroomen door de onderverdeeling in blikken ter dikte van 0,1 à 0,2 mm gering zijn. Wij zullen ons uitsluitend bezig houden met den uit blikken gestapelden straler.

Het principe, waarop alle magnetostrictieve stralers berusten, is dat in ferro-magnetische metalen en legeringen daarvan, wanneer deze in een magnetisch veld gebracht worden, lengteveranderingen optreden in de richting van het magnetische veld. ¹⁾* Deze lengteveranderingen zijn onafhankelijk van den zin van het magnetische veld; voor enkele metalen treedt een verlenging op, voor andere een verkorting. Brengt men een staaf van een magnetostrictief materiaal in een magnetisch wisselveld, dan zal de staaf als gevolg hiervan in de dubbele frequentie trillen. Deze moeilijkheid kan worden ondervangen door het aanbrenge van een constant magnetisch veld, waarop het wisselveld gesuperponeerd wordt. Hieruit volgt, dat een sterke remanentie van het materiaal van belang is.

Uit het voorgaande zal het duidelijk zijn, dat men de eischen voor het materiaal van een magnetostrictieven straler in de volgende punten kan samenvatten:

- 1^o. Sterk magnetostrictie-effect voor lage veldsterkten;
- 2^o. sterk remanent magnetisme;
- 3^o. eenvoudige en gemakkelijk reproduceerbare samenstelling;
- 4^o. het materiaal moet tot dunne blikken te verwerken en gemakkelijk te ponsen zijn;
- 5^o. geringe viscositeitsverliezen;
- 6^o. groote weerstand tegen corrosie.

Aan al deze eischen voldoet hard gewalst, zuiver nikkel zeer goed. Dit materiaal werd dan ook steeds toegepast bij de in het volgende beschreven proeven.

Het bekrachtigingsveld dient voor zuiver nikkel ongeveer 50 Oersted te bedragen, aangezien dan de optredende lengteveranderingen, bij een wisseling van het magnetische veld, maximaal zijn. ¹⁾ Hierbij mogen de optredende wisselvelden het bedrag van 50 Oersted natuurlijk niet te boven gaan.

In fig. 1 vindt men een afbeelding van een bewikkeld blok, dat bestaat uit een aantal op elkaar gestapelde blikken en van het huis, waarin deze blokken aangebracht worden.

* De nummers verwijzen naar de literatuuropgave aan het einde van het artikel.

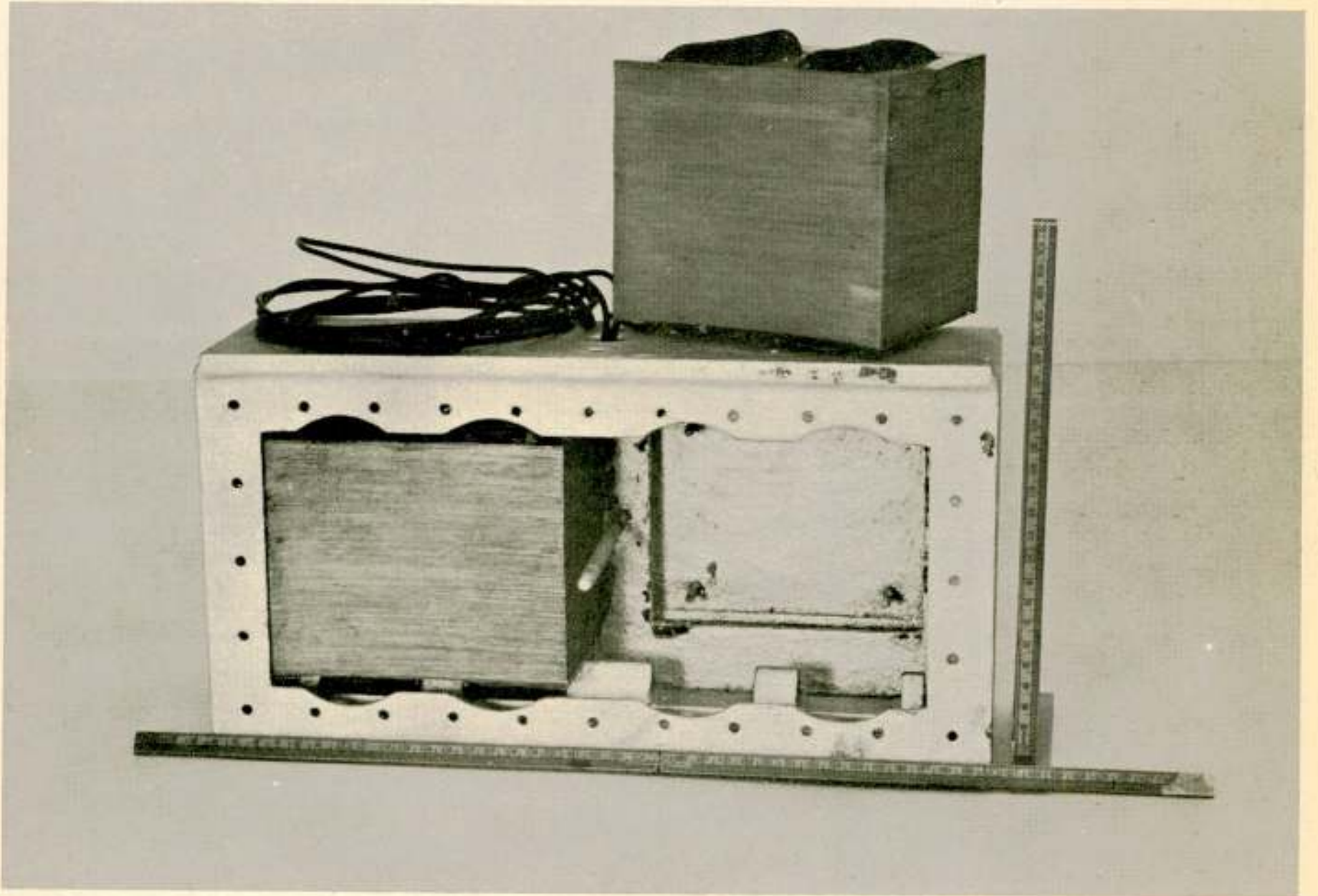


Fig. 1

Bewikkelde nikkelblokken, met huis waarin de blokken worden aangebracht.

In fig. 2 is het bovenaanzicht van een nikkelblok afgebeeld, waarin de bewikkeling schematisch aangegeven is.

Indien de wikkeling door een stroom doorgeloopt wordt, zal de afmeting l van het blok toe- of afnemen. Hierdoor zal het voorvlak van de in fig. 1 weergegeven blokken als gelijkphasig vlak kunnen trillen.

We zullen onderzoeken welke factoren door de afmetingen b en d van de blikken en de hoogte h van het blok bepaald worden.

Het is bekend dat, wanneer er in of op een lichaam periodiek wisselende krachten werkzaam zijn, er voor bepaalde frequenties, de resonantie-frequenties, maxima van de verplaatsing optreden.

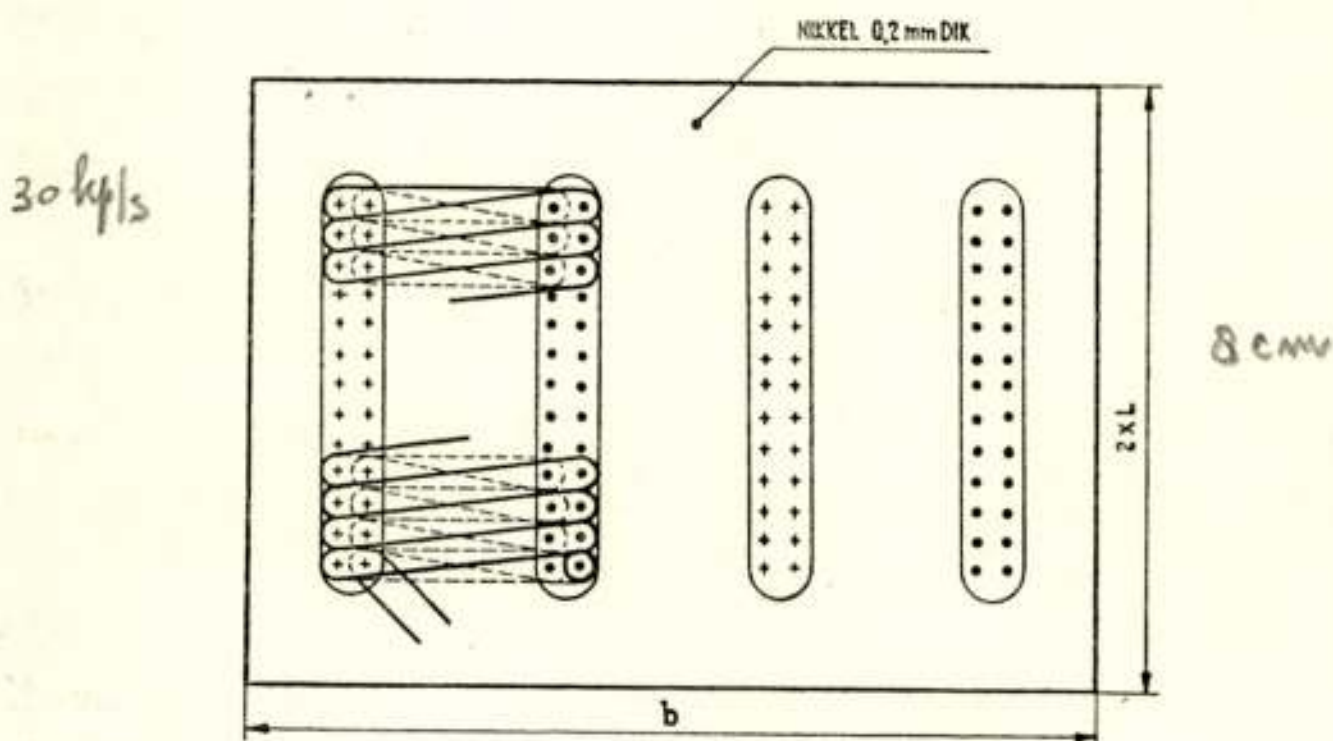


Fig. 2.

Bovenaanzicht nikkelblok, met schematische aanduiding van de bewikkeling.

Deze frequenties zijn bepaald door ¹⁾ ²⁾:

$$f = \frac{q}{4l} \sqrt{\frac{E}{\rho}} = \frac{q}{4l} c \quad \dots \quad (1)$$

Hierin is: f de frequentie,

l de halve afmeting van het blok in de voortplantingsrichting van de trilling,

ρ de dichtheid,

E de elasticiteitsmodulus,

$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ de voortplantingssnelheid van de verstoring in het materiaal, die voor nikkel ongeveer 4900 m/sec bedraagt,

q een oneven getal, dat het rangtal der trilling bepaalt.

Voor een grond-frequentie van 30.000 Hz wordt gevonden $2l = 8 \text{ cm}$.

Het valt op dat de gemeten resonantie-frequentie eenigszins hoger is dan de berekende. De oorzaak hiervan moet gezocht worden in de aanwezigheid van gleuven, waardoor de gemiddelde dichtheid van het geheele blikje vermindert.

Behalve de door (1) bepaalde resonantie-frequenties, blijken er ook nog andere op te treden, die bepaald worden door de andere afmetingen van het blok. Deze trillingen kunnen door het magnetische veld of door elastische koppeling met de hoofdtrilling aangestooten worden. In den regel leveren deze parasitaire resonanties bij gebruik van het blok als straler weinig moeilijkheden op; overigens kunnen de frequenties door gunstige keuze van de afmetingen b en h op een zoodanige plaats gelegd worden dat ze geen hinder opleveren.

De afmeting b van het blik en de hoogte h , van den straler, dus het aantal blikken bepalen tezamen het stralende oppervlak. We zullen in § 4 zien, dat de energie niet naar alle richtingen even sterk gestraald wordt, doch dat er bepaalde voorkeurrichtingen aanwezig zijn. De openingshoek van den bundel, waarin practisch alle energie uitgestraald wordt, kan door een juiste dimensionering van b en h van den straler nauwkeurig vastgelegd worden. Men moet bij de keuze van deze afmetingen echter tevens rekening houden met de in § 1 vermelde cavitatie; hierdoor kan een afgegeven vermogen van $1/3 \text{ Watt/cm}^2$ niet overschreden worden.

Hoewel meerdere stralers vervaardigd werden, zijn practisch alle proeven verricht aan drie stralers, die verder aangeduid zullen worden als straler 1, 2 en 3, en die ontworpen waren om frequenties van resp. 34000 en 23000 Hz uit te zenden. De afmetingen van deze stralers vindt men in onderstaande tabel.

Straler	1	2	3
afmeting $2l$	7 cm	7 cm	10 cm
„ b	10 cm	10 cm	14 cm
„ h	10 cm	10 cm	10 cm
bewikkeling	$2 \times 33 \text{ wdn}$	$2 \times 10 \text{ wdn}$	$2 \times 38 \text{ wdn}$
resonantie freq.	34000 Hz	34000 Hz	23000 Hz

§ 3. *Impedantie van den acoustischen straler, resonantie-krommen, analogie met zuiver elektrische systemen, rendementsbepaling.*

a. *Impedantie van den acoustischen straler.*

Door Pierce ²⁾ werd aangetoond, dat de elektrische impedantie van een magnetostrictief tot trillen gebrachte staaf, waarvan men de acoustische belasting kan verwaarlozen, voorgesteld wordt door de vergelijking:

$$\bar{Z} = \bar{Z}_e + \frac{M^2}{Z_{Ni}} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (2)$$

Hierin stelt \bar{Z} de totale, aan de elektrische klemmen gemeten impedantie voor; in \bar{Z}_e zijn de bijdragen tot deze impedantie samengevat, die van zuiver elektrischen oorsprong zijn, d.w.z. afkomstig van de zelfinductie van de wikkeling, van koperverliezen in die wikkeling, van wervelstroomen en van hysteresisverliezen in het nikkel, dus van „nikkelverliezen”.

De tweede term is van zuiver mechanischen oorsprong en wordt veroorzaakt door het eindige verband tusschen de in het nikkel optredende mechanische spanningen en verplaatsingen.

In het algemeen wordt een mechanische impedantie (ter onderscheiding voorzien van een accent) van een vast lichaam gedefinieerd door het quotient van de optredende krachten en de snelheden, dus:

$$\bar{Z}'_{mech} = \frac{\bar{K}}{\bar{w}} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (3)$$

De verschillende grootheden worden complex ingevoerd, omdat \bar{K} en \bar{w} afhankelijk zijn van den tijd en er dus een phaseverschil tusschen deze grootheden kan optreden.

Bestaat het mechanische systeem uit een trillend massapunt, waarop traagheids-, elastische en wrijvingskrachten werken, dan is de mechanische impedantie gegeven door:

$$\bar{Z}'_{mech} = R + j \left(\omega m - \frac{E}{\omega} \right) \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (4)$$

Hierin stelt R den mechanischen weerstand voor, die een maat is voor de wrijvingsverliezen, m de massa van het trillende punt en E de elasticiteits-modulus, die een maat is voor de elastische kracht.

Door Pierce werd afgeleid, dat in het geval van een magnetostrictieven straler, waarbij de straler uit verdeelde massa bestaat en de elastische- en verlieskrachten ook homogeen verdeeld optreden, de elastische impedantie voorgesteld kan worden door:

$$\bar{Z}'_{Ni} = S V \varrho (E + j \omega R) \cotgh \gamma l, \quad (5)$$

waarin
$$\gamma = j \omega \sqrt{\frac{\varrho}{E + j \omega R}}.$$

In deze vergelijking is:

S het stralend oppervlak,

ϱ de dichtheid,

E de elasticiteits-coëfficiënt,

R de viscositeits-coëfficiënt,

ω de cirkel-frequentie,

γ de voortplantingsconstante.

Wordt de staaf door een omringend medium acoustisch belast, dan gaat verg. (2) over in:

$$\bar{Z} = \bar{Z}_e + \frac{M^2}{\bar{Z}'_{mech}}, \quad \dots \dots \dots (6)$$

waarin:

$$\bar{Z}'_{mech} = \bar{Z}'_{Ni} + \bar{Z}'_{ac} \quad \dots \dots \dots (7)$$

De extra mechanische impedantie, afkomstig van de belasting, \bar{Z}'_{ac} , moet beschouwd worden als in serie te zijn geschakeld met de nikkelimpedantie.

Deze betrekkingen gelden niet alleen voor den magnetostrictieven straler, doch voor vele andere gevallen, waarin electricisch-mechanische energie-omzetting plaats vindt.

Voor vloeistoffen en gassen wordt meestal gebruik gemaakt van de z.g. acoustische impedantie \bar{Z}''_{ac} , die gedefinieerd wordt als het quotiënt van den druk p en de volume-snelheid f . Onder de volume-snelheid heeft men te verstaan de snelheid van een elementair materieel deeltje, geïntregeerd over een oppervlak, waarvoor men de acoustische impedantie wenscht te bepalen, dus $f = \int_{\sigma} \omega d\sigma$. Hierdoor is bij definitie:

$$\bar{Z}''_{ac} = \frac{\bar{p}}{f} \quad \dots \dots \dots (8)$$

Het verband met de reeds eerder gedefinieerde mechanische impedantie wordt gelegd door:

$$\bar{Z}'_{ac} = \bar{Z}''_{ac} S^2 \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (9)$$

b. *Resonantiekrommen, analogie met zuiver elektrische systemen.*

Wanneer men twee mazen van een electrisch netwerk beschouwt, die inductief gekoppeld zijn, dan meet men aan de klemmen van de eerste maas een impedantie, die kan worden voorgesteld door:

$$\bar{Z} = \bar{Z}_1 + \frac{\omega^2 M^2}{\bar{Z}_2} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (10)$$

Hierin stellen \bar{Z}_1 en \bar{Z}_2 de impedantie van de eerste, resp. tweede maas voor, bij afwezigheid van de tweede, resp. eerste maas en M de coëfficiënt van wederzijdsche inductie. In \bar{Z}_2 komen de elementen van de tweede maas voor alsof deze in serie geschakeld zijn; aan de eerste keten doen ze zich echter voor als een reciproke impedantie $\frac{I}{\bar{Z}_2}$, vermenigvuldigd met een evenredigheidsfactor $\omega^2 M^2$, die de dimensie heeft van een impedantie in het kwadraat.

De uitdrukkingen (2) en (10) stemmen overeen op een factor ω^2 na in den teller van den tweeden term. Het wegvallen van dezen factor in (2) is te wijten aan de wijze, waarop de mechanische impedantie gedefinieerd werd. Had men deze impedantie ingevoerd als het quotient van $\frac{dK}{dt}$ en de verplaatsing x , dan zou in (2) de factor ω^2 ook aanwezig zijn geweest; in dit geval zou echter de uitdrukking (4) een factor ω^2 bevat hebben, waardoor de analogie van deze uitdrukking met die van electrische systemen verminderd wordt.

Gaan we de uitdrukking (5) na in de omgeving van de laagste frequentie ω_r , waarvoor het imaginaire deel van deze uitdrukking nul wordt, dan blijkt (zie aanhangsel V) uit een reeksontwikkeling in de omgeving van die frequentie, dat deze uitdrukking zich voor verstemmingen $v = \frac{\omega - \omega_r}{\omega_r} = \frac{\Delta \omega}{\omega_r} \ll 1$, op dezelfde wijze gedraagt als de impedantie van een serieschakeling van een weerstand R , een zelfinductie L en een capaciteit C :

$$R + j \left(\omega L - \frac{I}{\omega c} \right) = R + 2 j v \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad \cdot \cdot \cdot \cdot (11)$$

indien $\omega_r^2 = \frac{I}{LC}$.

Hieruit blijkt dat, wanneer wij in (10) voor \bar{Z}_2 (11) invoeren en voor \bar{Z}_1 de impedantie van een spoel met verliezen (\bar{Z}_1 correspondeert immers met \bar{Z}_e uit (2)) een systeem verkregen wordt, dat zich wat de impedantie betreft in de omgeving van de resonantie op analoge wijze gedraagt als de straler.

Het elektrische schema van dit systeem is in fig. 3 aangegeven.

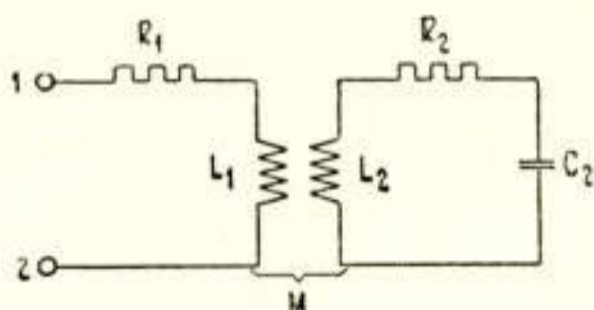


Fig. 3.

Electrisch vervangingschema van een magnetostrictieven straler, voor de omgeving van de resonantie-frequentie.

Wij zullen onderzoeken of uit de aan een straler gemeten resonantie-kromme de grootheden van het vervangingschema af te leiden zijn. Dit is niet mogelijk, aangezien het impedantie-verloop van dit gekoppelde systeem weergegeven wordt door de uitdrukking:

$$\bar{Z} = R_1 + j\omega L_1 + \omega L_1 \frac{k^2 Q_2}{1 + 2jQ_2 v}, \quad \dots \quad (12)$$

waarin $Q_2 = \omega L_2 / R_2$. Het impedantie-verloop blijkt dus, behalve door L_1 en R_1 van de eerste keten, bepaald te worden door den kwaliteitsfactor Q_2 van de tweede keten en niet door L_2 en R_2 afzonderlijk.

In fig. 4 is een aan een uitgevoerden straler no. 3 opgemeten resonantie-kromme weergegeven. Met behulp hiervan kunnen de grootheden, die in (12) voorkomen, bepaald worden. Omrekening van (12) leert dat Q_2 bepaald wordt door het frequentie-verschil van het maximum en minimum van de reactantie en wel door:

$$Q_2 = \frac{f_r}{\Delta f}, \quad \dots \quad (13)$$

waarin f_r de resonantie-frequentie is en Δf het frequentie-verschil tusschen genoemd maximum en minimum.

We vinden: $Q_2 = 670$.

De koppeling k kunnen we afleiden uit de grootte van de reactantie bij genoemd maximum en minimum, resp. aangeduid met X_1 en X_2 . Het blijkt n.l. dat:

$$\frac{X_1}{X_2} = \frac{1 + k^2 Q_2}{1 - k^2 Q_2}, \dots \dots \dots (14)$$

waaruit voor het onderhavige geval volgt $k = \pm 5\%$.

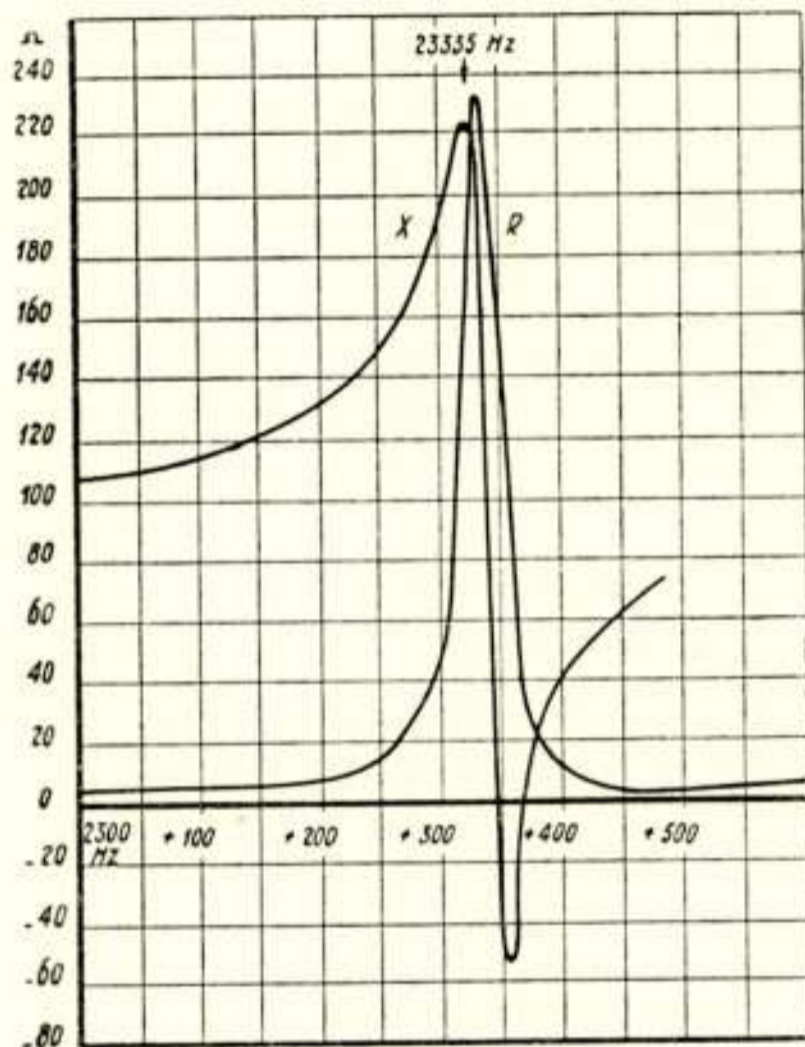


Fig. 4.

Impedantie-karakteristiek van den onbelasten straler no. 3;
 $Q = 670$, $k = 5\%$.

Ten slotte is L_1 te bepalen uit:

$$\omega L_1 = \frac{X_1 + X_2}{2} \dots \dots \dots (15)$$

We vinden:

$$L_1 = \pm 300 \mu H.$$

Deze uitkomsten zijn uitsluitend gegeven om een indruk te geven van de orde van grootte van de optredende constanten. In fig. 5 is nog een meting aan straler no. 1 weergegeven, waarbij de reactantie tengevolge van het groote aantal windingen op een klein blok, niet meer negatief wordt.

Gebruik makende van de uitdrukkingen (6) en (7), kunnen we nog tot een ander vervangingsschema van den straler komen. Substitueeren we (7) en (6) dan verkrijgen we:

$$\bar{Z} = \bar{Z}_e + \frac{M^2}{\bar{Z}'_{Ni} + \bar{Z}'_{ac}} \dots \dots \dots (16)$$

Stellen we hierin:

$$\frac{\bar{Z}'_{Ni}}{M^2} = \frac{I}{\bar{Z}_{Ni}} \text{ en } \frac{\bar{Z}'_{ac}}{M^2} = \frac{I}{\bar{Z}_{ac}}, \dots \dots \dots (17)$$

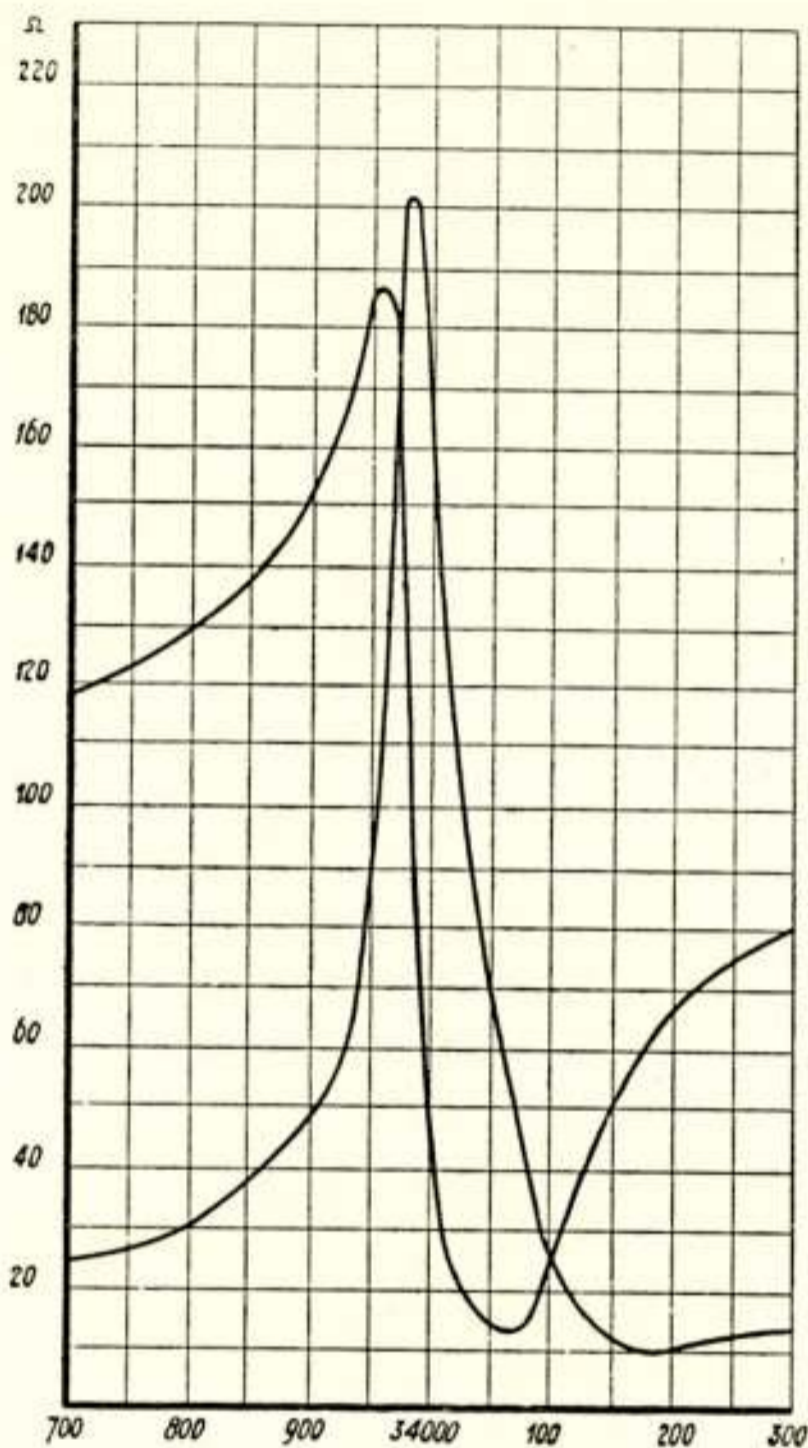


Fig. 5.
Impedantie-karakteristiek van den onbelasten straler no. 1;
 $Q=320, k=5\%$.

dan verkrijgen we nieuwe grootheden, die de dimensie hebben van elektrische impedanties. (16) gaat dan over in:

$$\bar{Z} = \bar{Z}_e + \frac{\bar{Z}_{Ni} \bar{Z}_{ac}}{\bar{Z}_{Ni} + \bar{Z}_{ac}}, \dots \dots \dots (18)$$

waarvoor het vervangingsschema van fig. 6 geldt.

Hiermede is een vierpoolvoorstelling van den straler verkregen waarbij \bar{Z}_{ac} als de afsluitimpedantie optreedt en \bar{Z}_e en \bar{Z}_{Ni} de elementen van de vierpool zelf zijn.

In verband met het voorgaande zal het duidelijk zijn, dat $\bar{Z}_{Ni} = \frac{M^2}{Z'_{Ni}}$ nu het karakter draagt van een parallelketen, aange-

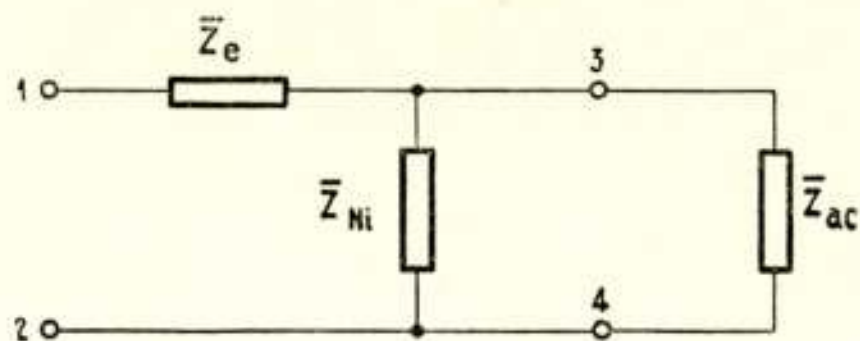


Fig. 6.

Vierpoolvoorstelling van een straler, waarbij de electrisch-mechanische transformatieverhouding op 1 is gereduceerd.

zien \bar{Z}_{Ni} het karakter had van een serieketen, bestaande uit L , R en C . Hierdoor kunnen we den straler in de omgeving van de resonantiefrequentie ook voorstellen door fig. 7.

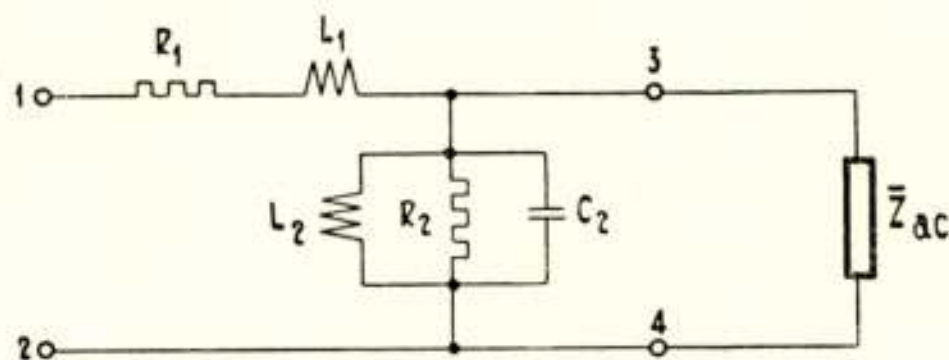


Fig. 7.

Vierpool voorstelling van een straler, in de omgeving van de resonantie-frequentie.

Wij zijn nu wel in staat de grootheden van dit vervangings-schema te berekenen. L_1 vonden we reeds in het vorige vervangings-schema; R_1 kunnen we interpoleeren uit een impedantie-meting aan den onbelasten straler, zoover boven en onder de resonantie, dat de bewegingsimpedantie geen rol meer speelt, waarbij gevonden wordt $R_1 = \pm 7 \Omega$. De sperweerstand van de parallelketen bedraagt dan volgens fig. 4 230Ω , zoodat:

$$L_2 = \pm 2.5 \mu H \quad , \quad C_2 = \pm 20 \mu F \quad , \quad R_2 = 230 \Omega.$$

c. Rendementsbepaling.

Kiest men de frequentie zoodanig dat het nikkel in resonantie is, hetgeen in het vervangings-schema neerkomt op resonantie

van de dwarsketen, stemt men bovendien de serieketen af met een condensator, dan verkrijgt men een vierpool, waarvan de elementen voor deze frequentie uit zuivere weerstanden bestaan.

Doordat de afmetingen van de stralende vlakken groot zijn t.o.v. de uitgestraalde golflengte, blijkt ook \bar{Z}_{ac} praktisch reëel te zijn³⁾. In het vervangingsschema van fig. 6 kan men nu voor alle impedanties weerstanden aanbrengen. Indien wij er in slagen \bar{Z}_{ac} te bepalen, dan kunnen we het rendement van den straler berekenen.

Wij zullen nu eerst nagaan welk gedeelte van de mechanische energie W_m omgezet wordt in acoustische W_a . Voor het acoustisch-mechanisch rendement $\eta_{a|m}$ vinden we uit bovenstaand schema of uit het reële gedeelte van (7)

$$\begin{aligned} \eta_{a|m} &= \frac{W_a}{W_m} = \frac{W_a}{W_{Ni} + W_a} + \frac{\frac{I}{R_{ac}}}{\frac{I}{R_{Ni}} + \frac{I}{R_{ac}}} = \frac{R'_{ac}}{R'_{Ni} + R'_{ac}} = \\ &= \frac{R_{Ni}}{R_{Ni} + R_{ac}} = \frac{R_m}{R_{ac}}, \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (19) \end{aligned}$$

waarin
$$R_m = \frac{R_{ac} R_{Ni}}{R_{ac} + R_{Ni}}$$

een electrischen weerstand van mechanischen oorsprong voorstelt.

Uit het vervangingsschema en uit (2) leiden we op dezelfde wijze af, dat het mechanisch-electrisch rendement $\eta_{m|e}$ gegeven wordt door de verhouding van W_m en het totale electrisch toegevoerde vermogen W_e , dus:

$$\eta_{m|e} = \frac{W_m}{W_e} = \frac{W_m}{W_{foule} + W_m} = \frac{R_m}{R_e + R_m} \quad \cdot \cdot \cdot \quad (20)$$

Het totale rendement $\eta_{a|e}$ wordt nu gegeven door het product van $\eta_{a|m}$ en $\eta_{m|e}$, zoodat:

$$\eta_{a|e} = \eta_{a|m} \times \eta_{m|e} = \frac{R_{Ni}}{R_{Ni} + R_{ac}} \cdot \frac{R_m}{R_e + R_m} \quad \cdot \cdot \cdot \quad (21)$$

Ten einde uitdrukkingen te verkrijgen, waarvan de verschillende grootheden voor een directe meting toegankelijk zijn, zullen wij eenige begrippen invoeren, die in de zwakstroom-techniek gebruikt worden, n.l. de kortsluit- en nullast-impedantie.

Onder eerstgenoemde, hier R_k , doch in het algemeen \bar{Z}_k , verstaan we de impedantie, aan de ingangsklemmen gemeten, wan-

neer de uitgangsklemmen kortgesloten worden; onder nullast-impedantie, R_n en meer algemeen \bar{Z}_n , de impedantie die, gemeten wordt, wanneer de uitgangsklemmen open staan.

In het onderhavige geval is dus:

$$R_k = R_e \quad \text{en} \quad R_n = R_e + R_{Ni} \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

Voorts voeren we nog in den weerstand (resp. impedantie) van den belasten straler R_b (resp. \bar{Z}_b):

$$R_b = R_e + R_m = R_k + R_m \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

Voert men deze grootheden in, dan verkrijgt men:

$$\begin{aligned} \eta_{a|m} &= \frac{R_m}{R_{ac}} = \frac{R_n - R_b}{R_n - R_k} = I - \frac{R_b - R_k}{R_n - R_k}, \\ \eta_{m|e} &= \frac{R_m}{R_e + R_m} = \frac{R_b - R_k}{R_b} = I - \frac{R_k}{R_b}, \quad . \quad . \quad . \quad (24) \\ \eta_{a|e} &= \eta_{a|m} \times \eta_{m|e} = \left(I - \frac{R_b - R_k}{R_n - R_k} \right) \left(I - \frac{R_k}{R_b} \right). \end{aligned}$$

De nullast-impedantie vindt men, wanneer de impedantie van den straler in lucht gemeten wordt (dus fig. 4). Eigenlijk zou de meting in vacuum uitgevoerd moeten worden; practisch blijkt dit echter geen verschil te maken, aangezien \bar{Z}_{ac} voor lucht zoo groot is, dat deze vrijwel geen belasting voor den stral er vormt

R_k vindt men, zooals reeds eerder werd opgemerkt, door de impedantie boven en onder de resonantie onbelast te meten en deze waarden te middelen. Hiervoor is een betrekkelijk kleine verstemming voldoende, daar tengevolge van de hooge Q van de bewegingsimpedantie, dus van de dwarsketen, de reactantie van dit gedeelte bij een kleine verstemming als een kortsluiting opgevat mag worden,

R_b vindt men door een impedantiemeting van den door water belasten straler. (fig. 8).

Een en ander levert voor straler 3:

$$R_k = 7 \Omega, \quad R_n = 238 \Omega, \quad R_b = 14 \Omega.$$

$$\eta_{m|e} = I - \frac{R_k}{R_b} \approx 50\%,$$

$$\eta_{a|m} = I - \frac{R_b - R_k}{R_n - R_k} \approx 97\%.$$

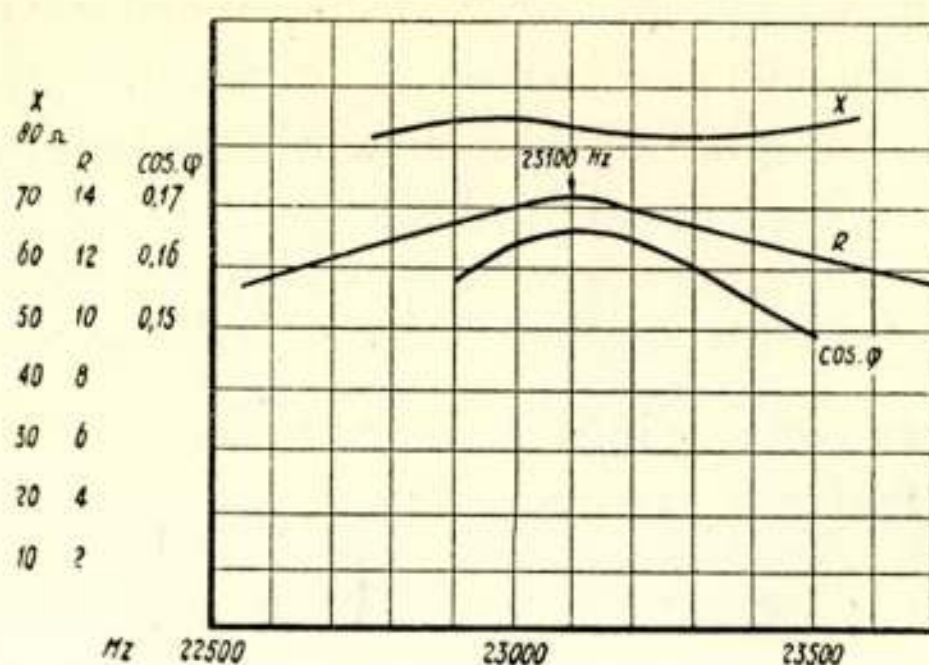


Fig. 8.

Impedantie-karakteristiek voor den belaste straler no. 3.

en dus is:

$$\eta_{a/e} = \eta_{m/e} \times \eta_{a/m} \approx 48\%.$$

Het vervangingsschema heeft nu de volgende gedaante:

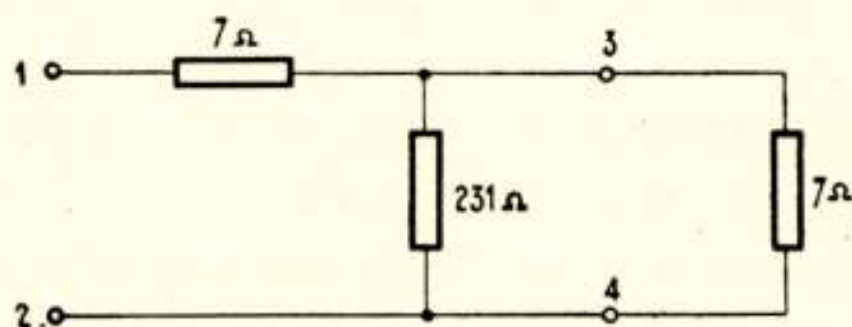


Fig. 9.

Vierpoolvoorstelling van straler no. 3.

d. *Maximaal rendement.*

Wij zullen nog onderzoeken of de gevonden rendementen op een of andere wijze verhoogd kunnen worden.

Volgens (17) is

$$\bar{Z}_{Ni} = \frac{M^2}{Z'_{Ni}} \quad \text{en} \quad \bar{Z}_{ac} = \frac{M^2}{Z'_{ac}}.$$

Nu blijkt de constante M evenredig te zijn met het aantal windingen n dat op den straler ligt en met het stralend oppervlak ¹⁾. Volgens (20) wordt het mechanisch-electrisch rendement bepaald door de verhouding van R_m en R_e ; waar volgens het bovenstaande R_m evenredig is met n^2 en ook R_e afhankelijk is van het aantal windingen, is het te verwachten dat men door variatie van n , het mechanisch-electrisch rendement kan beïn-

vloeden. Dit blijkt dan ook inderdaad mogelijk te zijn; echter is deze afhankelijkheid zeer gering, terwijl voor de eerder vermelde aantallen windingen de gunstigste rendementen gevonden werden.

Hierbij dient er rekening mede gehouden te worden, dat het aantal windingen niet sterk opgevoerd kan worden door de beperkte wikkelruimte, waarvan een groot gedeelte ingenomen wordt door de zware isolatie van de draden, welke isolatie noodzakelijk is in verband met de aanraking met zeewater. Bovendien wordt ook de keuze van de koperdoorsnede beperkt, daar het vermogen, dat aan de hier besproken stralers toegevoegd wordt, steeds van de orde van eenige honderden watts is en hierdoor de onderste grens van de draaddiameter vast ligt. Een en ander heeft dan ook wel tot gevolg, dat de gevonden rendementen praktisch niet verhoogd kunnen worden.

Gaan wij tenslotte nog na, hoe groot bij den beschouwd straler het rendement zou kunnen zijn, wanneer wij vrij waren in de keuze van R_{ac} , of wanneer de waterbelasting door middel van een acoustischen transformator aan den straler aangepast zou worden.

We vinden door het differentieeren van (24) naar R_b of van (21) naar R_{ac} , dat het rendement maximaal wordt, wanneer deze weerstanden gelijk zijn aan de karakteristieke weerstanden, resp. R en R^* van de vierpoolzijde, die deze weerstanden afsluiten, zoodat een maximaal rendement wordt verkregen, wanneer:

$$R_b = R = \sqrt{R_k R_n} \quad (25)$$

terwijl dan ook geldt:

$$R_{ac} = R^* = \sqrt{R_k^* R_n^*} \quad (26)$$

Hierin stellen R , R_k en R_n resp. R^* , R_k^* en R_n^* de karakteristieke-, de kortsluit- en de nullastimpedantie voor, van links naar rechts, resp. van rechts naar links gemeten.

Het maximale rendement blijkt voor den straler nr. 3 voor dit geval ongeveer 70% te bedragen.

Berekent men de acoustische belasting R_{ac} , die lucht voor den straler vormt, dan vindt men voor de aan de lucht afgegeven energie een acoustisch-mechanisch rendement van ongeveer 5%. Vergelijkt men hiermede het rendement, dat bij belasting door water verkregen wordt, dan wordt hierdoor het maximale rendement zeer goed benaderd.

e. *De rendementsmeting.*

Indien men van een straler na een meting van de belastingsimpedantie, waarbij de straler onder water gedompeld is, de nullast impedantie bepaalt, dan blijkt men hiervoor een lagere waarde te vinden dan vroeger, toen deze meting aan een droge straler uitgevoerd werd. De lagere waarde van R_n stijgt in den

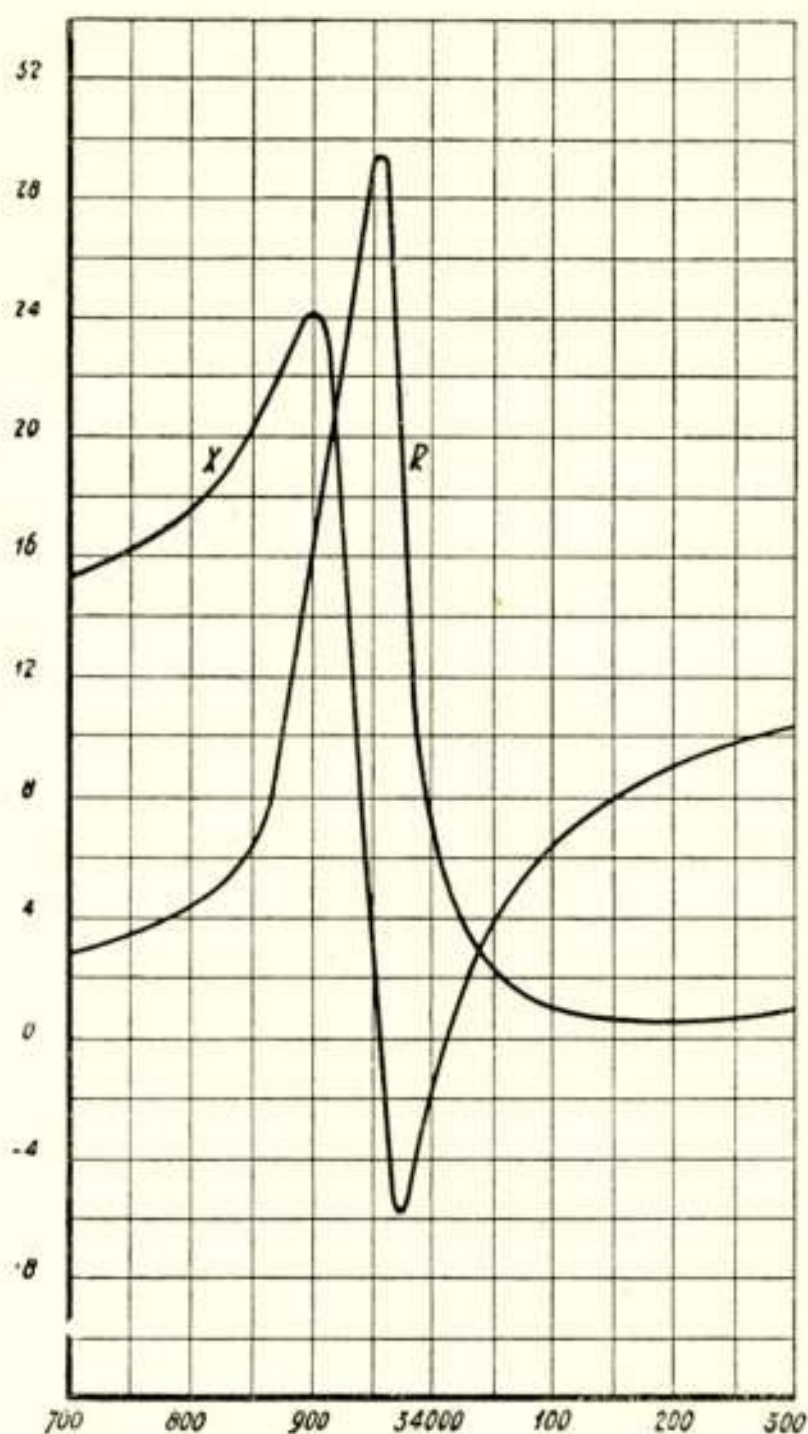


Fig. 10.

Impedantie-karakteristiek van den belaste straler no. 2;
 $Q = 490$, $k = 5\%$.

loop van enkele dagen tot de oorspronkelijke waarde. Het vermoeden ligt voor de hand dit verschijnsel toe te schrijven aan water, dat tusschen de nikkelplaatjes achter blijft, wanneer de straler uit het water genomen wordt. Inderdaad bleek, dat wanneer men den straler door kunstmatige middelen sneller liet drogen, de oorspronkelijke waarde voor R_n spoediger weer bereikt werd.

Deze extra belasting, die blijft bestaan wanneer de straler uit het water genomen wordt, moet als een verliespost beschouwd

worden. De vraag is, in hoeverre deze verliespost aanwezig blijft, wanneer de straler in het water gedompeld is.

Om hierover een uitspraak te verkrijgen, zou een directe meting van het in het water uitgestraalde vermogen noodzakelijk zijn. We kunnen echter over dezen verliespost een globaal denkbeeld verkrijgen door de volgende overwegingen.

Aan straler nr. 2, fig. 10 werd gemeten:

$$R_k = 2.5 \Omega, \quad R_n = 30 \Omega, \quad \text{waaruit volgt } R_{Ni} = 27.5 \Omega.$$

Belast bleek de straler een impedantie te hebben van 5Ω , waaruit men vindt $R_{ac} = 2.75 \Omega$. Voor R_n , wanneer de straler uit het water genomen wordt, werd gevonden $R_n = 20 \Omega$. Uit deze waarden kan men het vervangingsschema, dat in fig. 11 is weergegeven, afleiden.

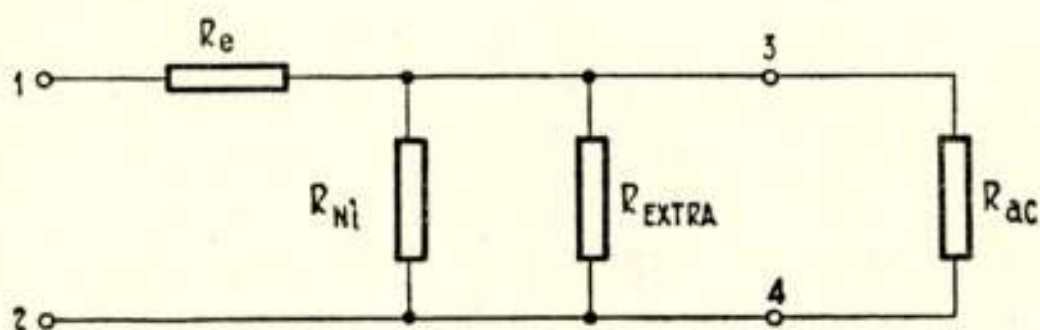


Fig. 11.

Vierpoolvoorstelling van een straler, waarbij water tusschen de blikken is achtergebleven.

Hierin is

$$R_e = 2.5 \Omega,$$

$$R_{Ni} = 27.5 \Omega,$$

$$R_{ac} = 2.75 \Omega,$$

en $R_{extra} = 45 \Omega$, een extra weerstand, die voor de additioneele verliezen van het water tusschen de blikken verantwoordelijk gesteld wordt.

Nemen wij aan, dat deze extra verliespost ook blijft bestaan, wanneer de straler ondergedompeld is, dan zou het met (24) voor dezen straler berekende acoustisch-mechanische rendement van $\pm 90\%$ nu ongeveer 85% worden.

Aanvankelijk werden nog proeven genomen om het indringen van water tegen te gaan. De gebezigde middelen waren:

- 1e. het op elkaar persen der blokken met behulp van beugels,
- 2e. het impregneeren der blokken,
- 3e. het opstellen van de blokken in een waterdicht huis.

De met deze methoden behaalde winst bleek niet groot te zijn, wat in verband met bovenstaande berekening geen verwondering wekt. Bovendien bleek bij de onder 1e en 2e genoemde methoden R_n te verminderen, waardoor het rendement toch op andere wijze weer ongunstig beïnvloed werd. Op de onder 3e genoemde methode wordt in § 4 teruggekomen.

f. *Contrôle berekening.*

Ten einde de verkregen uitkomsten te verifiëren, wordt het acoustisch-mechanisch rendement en de acoustische belasting nog langs een anderen weg op de volgende wijze gevonden.

Volgens (5) is:

$$\bar{Z}'_{Ni} = S V \varrho (E + j \omega R) \cotgh \gamma l,$$

$$\gamma = j \omega \sqrt{\frac{\varrho}{E + j \omega R}} = \alpha + j \beta.$$

Hiervoor kan men schrijven (zie aanhangsel V), voor de omgeving van de resonantie-frequentie:

$$\bar{Z}'_{Ni} \approx \varrho c S \left(1 + j \frac{\alpha}{\beta} \right) \left(\alpha + j \frac{\Delta \omega}{\omega_r} \beta \right) l.$$

Stelt men $\frac{E}{\omega R} = Q'$, de kwaliteitsfactor, dan vindt men uit $\gamma = \alpha + j \beta$:

$$\alpha \approx \frac{\beta}{2Q'} \quad , \quad \beta \approx \frac{\omega}{c} \quad ,$$

waardoor

$$\bar{Z}'_{Ni} \approx \varrho c S \frac{\pi}{4Q'} \left(1 + 2j \frac{\Delta \omega}{\omega_r} Q' \right).$$

Bij de resonantie-frequentie vindt men, wanneer het logarithmisch decrement $\delta' = \frac{\pi}{Q'}$ ingevoerd wordt:

$$R'_{Ni} = \bar{Z}'_{Ni} \approx \varrho c S \frac{\pi}{4Q'} = \varrho c S \frac{\delta'}{4} \quad (\text{dyne sec/cm})$$

Voor den beschouwden straler 3, fig. 4, is:

$S = 14 \times 10 = 140 \text{ cm}^2$, $\rho = 8.7 \text{ gr/cm}^3$, $c = 4900 \text{ m/sec}$, $Q' = 670$
 of wel $\delta' = 5^0/_{00}$, zoodat $R'_{Ni} = 7 \times 10^5 \text{ dyne sec/cm}$.

De specifieke acoustische impedantie voor water wordt, wanneer het stralend oppervlak een gelijkphasig vlak is en dus aangenomen mag worden, dat men aan dit oppervlak met vlakke golven te maken heeft, berekend uit (zie aanhangsel IV):

$$R''_{ac,w} = \frac{\rho c}{S} = \frac{145000}{140} \approx 1000 ,$$

zoodat

$$R'_{ac,w} = R''_{ac,w} S^2 = 200 \cdot 10^5 \text{ dyne sec/cm} .$$

Aangezien de beide mechanische weerstanden R'_{Ni} en R'_{ac} in serie met elkaar aangebracht worden gedacht, en het blok aan twee zijden door het water wordt belast, is het acoustisch-mechanisch rendement te bepalen uit:

$$\eta_{a/m} = \frac{R'_{ac}}{R'_{ac} + R'_{Ni}} = \frac{2 \times 200}{2 \times 200 + 7} \approx 98^0/_{0} ,$$

welke waarde in redelijke overeenstemming is met de vroeger berekende.

Tenslotte is het nog mogelijk de constante M uit verg. (2) te bepalen.

Volgens het voorgaande is:

$$R_{Ni} = R_n - R_k = 238 - 7 = 231 \Omega ,$$

zoodat volgens (17):

$$M^2 = R_{Ni} R'_{Ni} = 231 \times 5.75 \times 10^5 = 13.3 \times 10^7$$

en:

$$M = 11.5 \times 10^3 .$$

Berekent men hieruit R_{ac} , dan vindt men:

$$R_{ac} = \frac{M^2}{R'_{ac}} = \frac{13.3 \times 10^7}{200 \times 10^5} = 6.8 \Omega ,$$

welke waarde overeenstemt met de gemeten waarde van 7Ω .

§ 4. a. *Eenzijdigheid van den straler, huisconstructie.*

Voor verschillende doeleinden is het gewenscht, dat de straler een eenzijdig stralingsdiagram heeft. De mogelijkheden hiertoe zijn vele.

De meest voor de hand liggende is niet gebruik te maken van een halve-golflengte staaf, doch van een van een kwart golflengte, en de staaf in te klemmen op een punt, waar een snelheidsknoop aanwezig is in een massa, die zeer groot is t.o.v. die van den staaf en welke een zeer grooten mechanischen weerstand heeft. Aan den eersten, zoowel als aan den tweeden eisch is moeilijk te voldoen bij een constructie, die onder water moet kunnen worden gebracht.

De overige middelen om eenzijdigheid te verkrijgen zijn:

- 1e. den straler zoodanig in een huis-constructie aan te brengen, dat deze aan één zijde door water wordt belast, aan de andere zijde onbelast blijft;
- 2e. aan een zijde van den straler een reflecteerend scherm zoodanig aan te brengen, dat een zoo groot mogelijk gedeelte der naar die zijde uitgestraalde energie gereflecteerd wordt;
- 3e. aan een zijde van den straler een absorbeerend scherm aan te brengen.

De onder 1e vermelde methode levert goede resultaten; de eenzijdigheid bedraagt ongeveer 1 : 100 voor de in een ontvanger gemeten spanning, dus 1 : 10⁴ voor de energie. Deze verhouding is ongeveer evenredig met de verhouding der acoustische impedanties voor lucht en water. Het wekt overigens bevreemding dat, ondanks deze schijnbaar goed overeenstemmende verhoudingen, de aan de eenzijdig en aan de tweezijdig belaste stralers gemeten acoustische impedanties van het vervangingsschema zich verhouden als 4 : 3, in plaats van 2 : 1, welke verhouding men zou verwachten. Het schijnt mogelijk, dat deze afwijking veroorzaakt wordt doordat bij de opstelling, waarbij slechts één zijde van den straler belast wordt, een deel van de acoustische energie in de armatuur verloren gaat.

Overigens schijnt het zeer aantrekkelijk de eenzijdigheid op deze wijze te verkrijgen; immers, wanneer we het vervangingsschema van § 3 nog eens nagaan en we splitsen de mechanische impedantie in twee deelen, die ieder betrekking hebben op een staafhelft, dan verkrijgen we vervangingsschema van fig. 12.

Bij een eenzijdige belasting wordt de linker \bar{Z}_{ac} afgeschakeld. Hierdoor stijgt het mechanisch-electrisch rendement tot ongeveer 67%; dit percentage van de opgenomen energie wordt geheel in één richting uitgestraald. Belast men ook de andere staafhelft, dan daalt η tot op 50%, waarvan de helft, of 25%, in een richting wordt uitgestraald.

Over het algemeen werden met deze huisconstructie, wat het uitgestraalde vermogen betreft, resultaten bereikt, die gelijk aan of iets beter waren dan die met de genoemde opstellingen. Het is echter zeer moeilijk de metingen, waar het in den regel om kleine verschillen ging, goed uit te voeren. De metingen werden n.l. in open water uitgevoerd (Kanaal van Voorne en Putten, afstand zender en ontvanger ± 200 M. in lengterichting van het kanaal), waarbij, hoewel het water over het

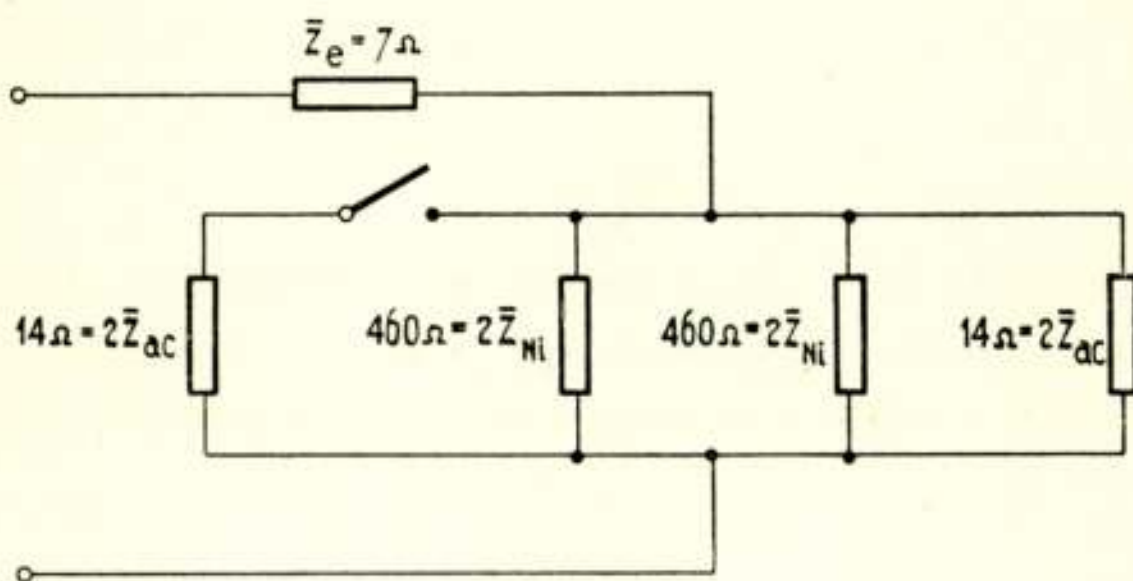


Fig. 12.

Vierpoolvoorstelling van een straler, die slechts aan één zijde wordt belast.

algemeen zeer rustig was, steeds eenige fading aanwezig was. De resultaten moesten daarom uit een reeks metingen gemiddeld worden.

Een groot bezwaar van deze opstelling, dat op den duur zelfs onoverkomelijk bleek, was het waterdicht maken van het huis. De straler wordt immers aan één zijde door water belast, aan de andere door lucht. Om deze reden moest de uit blikken bestaande straler aan de voorzijde met een dekplaat afgedekt worden, om het indringen van water tusschen de blikken te verhinderen. Hiervoor werd een plaatje monel ter dikte van 0,2 mm gebruikt. De afdichting langs de randen vond plaats met rubber, hetgeen slechts een zeer geringe schadelijke belasting van den straler gaf. Deze afdichting bleek niet voldoende te zijn, daar het water tusschen de rubber en het monel nog naar binnen kon dringen. Dit was voorloopig

afdoende te verhelpen, wanneer de straler niet te diep onder water gebracht werd, door het aanbrengen van vloeibare pakking tusschen rubber en het monel. Bracht men den straler echter te diep onder water, dan bleek het huis toch weer lekkage te vertoonen.

Deze omstandigheden en het feit, dat de huisconstructie op deze wijze uiteraard zwaarder werd dan bij de andere oplossingen en ten slotte de bevinding, dat de resultaten met een der andere methoden ongeveer even gunstig waren, deden besluiten van deze oplossing af te zien.

De 2e methode, waarbij aan een zijde van den straler een reflecteerend scherm aangebracht wordt, kan met het volgende toegelicht worden.

Bij overgang van een acoustische verstoring van een medium in een ander, zal er in het algemeen een gedeelte van de energie gereflecteerd worden, terwijl het overige gedeelte, wanneer afgezien wordt van absorptie, doorgelaten wordt. Zijn beide media uitgebreid t.o.v. de golflengte, dan wordt deze verhouding bepaald door die der specifieke acoustische weerstanden, of wel door de geluidshardheden ρc . Volgens Rayleigh ⁴⁾ is dan de verhouding R van gereflecteerde tot opvallende energie, wanneer de verstoring het grensvlak loodrecht treft, gegeven door:

$$R = \left(\frac{\rho_1 c_1 - \rho_2 c_2}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2} \right)^2,$$

waarin $\rho_1 c_1$ en $\rho_2 c_2$ respectievelijk de geluidshardheden, of specifieke acoustische weerstanden van het 1e en 2e medium voorstellen. Doorgelaten wordt het gedeelte:

$$D = I - R.$$

Heeft men echter een medium, waarin zich een plaat ter dikte d van een ander materiaal bevindt, dan wordt de reflectie-coëfficiënt R bij loodrecht treffen van het grensvlak gegeven door:

$$R = \frac{\left(\frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} - \frac{\rho_2 c_2}{\rho_1 c_1} \right)^2}{4 \cot^2 \frac{2\pi d}{\lambda_d} + \left(\frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} + \frac{\rho_2 c_2}{\rho_1 c_1} \right)^2} \cdot \cdot \cdot \quad (27)$$

In deze vergelijking stellen d de dikte van de reflecteerende plaat en λ_d de golflengte van de verstoring in die plaat voor.

Men vindt hieruit, dat voor $d = 0$, $R = 0$ wordt. Is in het algemeen $\frac{d}{\lambda} \ll 1$, dan zal de reflectie-coëfficiënt ook zeer klein zijn.

De specifieke acoustische weerstand voor water bedraagt $\rho_1 c_1 = 15 \times 10^4$ dyne sec/cm³ (gr/sec cm²), die van ijzer $\rho_2 c_2 = 405 \times 10^4$. Deze waarden gesubstitueerd in (27) leveren:

$$R = \frac{710}{4 \cotg^2 2\pi \frac{d}{\lambda_d} + 750}$$

We vinden uit deze betrekking, dat wanneer $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$ zou zijn, een reflectie-coëfficiënt $R \approx 95\%$ bereikt zou worden. Voor een frequentie van 23000 Hz bedraagt de golflengte in ijzer echter 22 cm., zoodat de plaat een dikte zou moeten hebben van 5,5 cm., welke om praktische redenen niet in aanmerking komt.

Eenige proeven werden genomen met een plaat ter dikte van 4 mm; men verkrijgt dan

$$\cotg 2\pi \frac{d}{\lambda} = 8,78.$$

Hierdoor verkrijgt men:

$$R \approx \frac{710}{310 + 750} \approx 67\%.$$

Inderdaad werd gemeten, dat de eenzijdigheid bij het aanbrengen van een ijzeren scherm ter dikte van 4 mm ongeveer 1:3 bedroeg. Overigens kon niet worden vastgesteld, dat de gereflecteerde energie, de energie in de gewenschte richting ten goede kwam.

Ook met schermen van andere materialen kunnen weinig betere resultaten verkregen worden, tenzij deze met absorberende stoffen bekleed worden, waarbij wij aangekomen zijn op de 3e in het begin dezer paragraaf genoemde methode om eenzijdigheid te verkrijgen. Het blijkt, dat men bij het aanbrengen van een laag sponsrubber ter dikte van 1 à 2 cm aan een zijde van den straler, eenzijdigheden bereiken kan van $\pm 1:100$. Weliswaar moet de energie, die door het rubber geabsorbeerd wordt, als verloren beschouwd worden, doch de methode is eenvoudig, niet kritisch en laat een eenvoudige constructie van het huis toe, dat nu niet waterdicht behoeft te zijn.

Om deze reden werd dan ook ten slotte deze methode verkozen.

b. *Het richtingsdiagram.*

Behalve de eenzijdigheid van den straler, is de bundeling van de energie van belang. Onderzoekt men het acoustische veld van een gelijkphasig membraan, dan blijkt de snelheids- en drukverdeeling een functie te zijn van de richting van een voerstraal, getrokken van uit het middelpunt van het membraan, terwijl ook de verhouding van de golflengte en de afmetingen van het membraan een rol spelen. Stenzel ⁵⁾ ⁶⁾ heeft voor verschillende vormen van membranen richtingskarakteristieken berekend. Wij zullen ons beperken tot een rechthoekig membraan, terwijl ons de veldverdeling interesseert voor zoodanig groote afstanden tot het membraan, dat aangenomen mag worden, dat een waarnemer alle

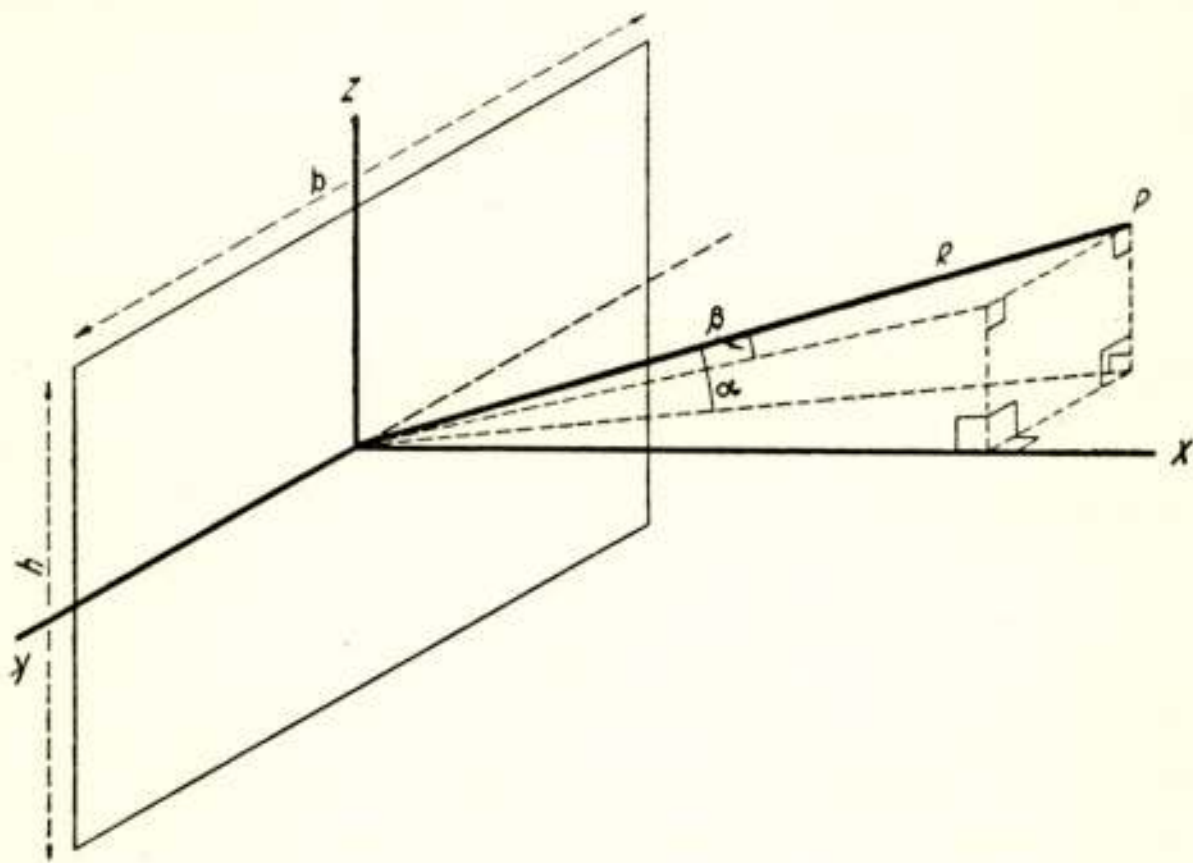


Fig. 13.

deelen daarvan onder denzelfden hoek ziet. Stenzel vindt, dat de ruimtelijke karakteristiek dan wordt weergegeven door:

$$D_{\alpha\beta} = \frac{bh}{R} \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi h}{\lambda} \sin \alpha\right)}{\frac{\pi h}{\lambda} \sin \alpha} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \beta\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \beta} \right|, \quad (28)$$

waarin voorstellen (zie ook fig. 13) b en h de afmetingen van het membraan, R den afstand tot een waarnemer, terwijl α en β de hoeken zijn, die de voerstraal resp. met het $x-y$ vlak en het $x-z$ vlak maakt.

Het diagram in het horizontale vlak $x-y$ wordt dan beschreven door:

$$D_{\alpha=0, \beta} = \frac{bh}{R} \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \beta\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \beta} \dots \dots \dots (29)$$

In de richting, waarvoor $\beta = 0$, bereikt de straling een maximale waarde. Neemt β toe van de waarde $\beta = 0$ af, dan zal in de richtingen, gegeven door:

$$\beta_n = \text{arc sin} \frac{n \lambda}{b}, \quad (n \text{ geheel en } \neq 0) \dots \dots (30)$$

geen energie worden uitgestraald.

Stelt men $\frac{\pi b}{\lambda} \sin \beta = z$, dan wordt de richtingskarakteristiek in het horizontale vlak beschreven door:

$$u = \frac{\sin z}{z} \dots \dots \dots (31)$$

Hieruit vindt men, dat er behalve voor de richting $\beta = 0$, nog een aantal neven-maxima optreden, die bepaald zijn door de transcendente vergelijking:

$$\text{tg } z - z = 0 \dots \dots \dots (32)$$

Deze vergelijking, die het eenvoudigst graphisch of door gebruikmaking van tabellen ⁷⁾ opgelost wordt, heeft als kleinste wortel $z = 4.5$, waaruit na substitutie van (32) en (31) voor de verhouding van het hoofdmaximum tot het grootste neven-maximum gevonden wordt:

$$\frac{I}{\cos z} = 4.7.$$

Men verkrijgt enig inzicht in de richtingskarakteristiek, door de functie $u = \frac{\sin z}{z}$ in een diagram uit te zetten (fig. 14). Beschrijft men in dit diagram, met den oorsprong als middelpunt, cirkels met straal $\frac{\pi b}{\lambda}$, dan is de projectie van een straal, die een hoek β met den ordinaat maakt, op den abscis gelijk aan $\frac{\pi b}{\lambda} \sin \beta = z$. De met deze waarde van z corresponderende waarde van u leest men nu onmiddellijk af en geeft, wanneer deze waarde uitgezet wordt langs de genoemde straal, de gezochte

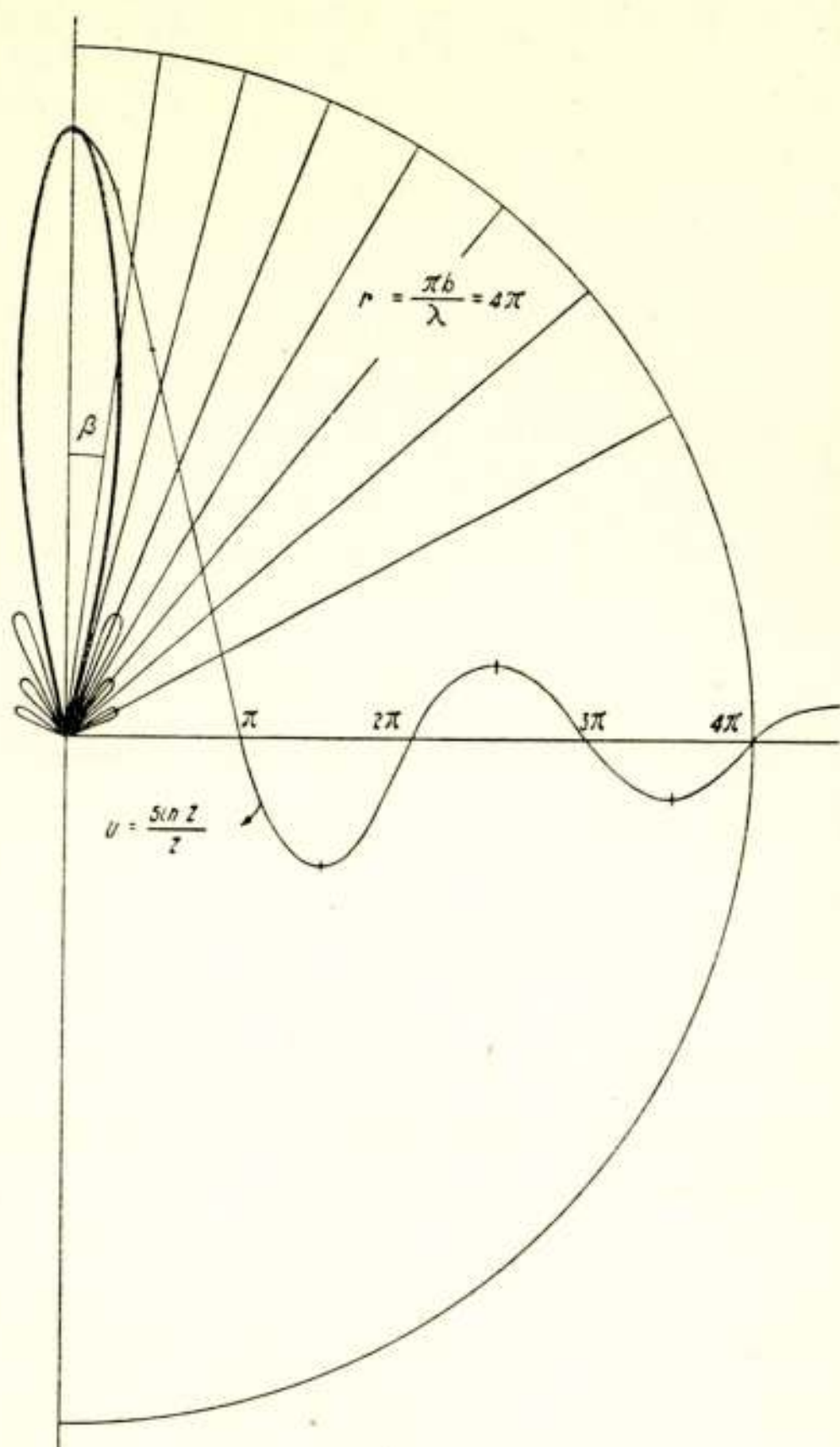


Fig. 14.

Constructie van een richtingsdiagram.

voerstraal voor het richtingsdiagram voor een hoek β .

Een en ander is uitgevoerd in fig. 14 voor den in § 2 besproken straler no. 3. Voor dezen straler bedraagt de afmeting b , wanneer twee blokken naast elkaar worden aangebracht, 28 cm. Deze straler, die gedimensioneerd is voor een frequentie van 23000 Hz, wekt in water een golflengte op van $\pm 6,5$ cm, wanneer men de voortplantingssnelheid in water op 1500 m/sec stelt (zie § 5), zoodat de verhouding $\frac{b}{\lambda}$ op ongeveer 4 gesteld kan worden. Wanneer de hoek β in dit geval de waarden van 0 tot $\frac{\pi}{2}$ doorloopt, dan vindt men in de richtingskarakteristiek vier maxima en vier nulrichtingen.

Kiest men de verhouding $\frac{b}{\lambda}$ grooter, dan zal een evenredig grooter aantal maxima en nulrichtingen optreden, zooals uit de fig. volgt. Is de verhouding $\frac{b}{\lambda} < 1$, dan zullen in het geheel geen nulrichtingen optreden.

Het is duidelijk, dat wanneer men de openingshoek van den hoofdbundel vastlegt, door (30) de afmeting b van den straler bepaald is.

§ 5. Voortplanting van ultra sonore signalen in water.

De snelheid, waarmede een elastische verstoring zich in een homogeen medium voortplant, vindt men uit de door Euler ⁸⁾ gegeven bewegingsvergelijkingen der hydrodynamica (zie aanhangsel II):

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}} ;$$

hierin stelt c de voortplantingssnelheid, K de compressie-modulus en ρ de dichtheid van het medium voor.

Volgens Newton moest men in deze uitdrukking de isothermische compressie-modulus substitueeren. De hiermede verkregen uitkomsten voor de voortplantingssnelheid blijken echter tot te kleine waarden te leiden. Volgens Laplace moeten dan ook de toestandsveranderingen als adiabatisch opgevat worden, daar deze bij acoustische frequenties te snel op elkaar volgen, om warmte-uitwisseling toe te laten en dient dus de isentropische compressie-modulus gesubstitueerd te worden. Laplace verkrijgt hierdoor voor de voortplantingssnelheid

$$c = \sqrt{\frac{K_{ad}}{\rho}} = \sqrt{\frac{K_{is}}{\rho}} \gamma ,$$

waarin $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, de verhouding der soortelijke warmten voorstelt.

In vele gevallen is de bewering, dat de toestandsveranderingen in het acoustisch veld adiabatisch verlopen wel juist, zij gaat echter zeker niet algemeen op. Herzfeld en Rice ⁹⁾ vonden, dat weliswaar bij toenemende frequentie van de verstoring de voor de warmte-uitwisseling beschikbare tijd afneemt, doch dat de hoeveelheid geleide warmte voor een zeker tijdsinterval even-

redig is met $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$, de afgeleide van de temperatuur gradient en

dus evenredig is met de frequentie in het kwadraat*). Hierdoor wordt het verklaarbaar, dat de toestandsveranderingen niet voor zeer lage, doch voor zeer hoge frequenties van de adiabatiscche af zullen wijken en in isothermische overgaan. Voor de frequenties, die hier ter sprake komen, kunnen de toestandsveranderingen zeker als adiabatiscch beschouwd worden.

Gaan wij uit van een adiabatiscch verloop van de toestandsveranderingen, dan is de voortplantingssnelheid volgens Laplace onafhankelijk van de frequentie. Inderdaad blijkt ook, dat de invloed van bovenstaande beschouwingen op de voortplantingssnelheid als een tweede orde-effect beschouwd mag worden en dat men in het frequentiegebied, dat ons interesseert kan aannemen, dat de voortplantingssnelheid onafhankelijk is van de frequentie.

Beschouwen wij thans de geluidsabsorptie. De intensiteit I van een vlakke golf daalt bij het voortschrijden van de verstoring tengevolge van energie, die aan het medium, in ons geval het water, afgegeven wordt. Van deze demping wordt rekenschap gegeven door een dempingsconstante, die gedefinieerd wordt door

$$I_x = I_0 \varepsilon^{-2ax}.$$

Hierin stellen I_0 en I_x de intensiteiten voor ter plaatse $x = 0$ en ter plaatse x , indien de golf zich langs de x -as van een coördinatensysteem voortplant.

Stokes en Kirchhoff¹⁰⁾ ontwikkelden de klassieke theorie der geluidsabsorptie, die ook thans nog voor frequenties, die hier ter sprake komen, aanvaardbaar is en brachten deze terug tot energieverliezen tengevolge van inwendige wrijving, warmtegeleiding en warmtestraling, welke drie aandeelen wij resp. zullen voorstellen door α_w , α_g en α_{str} , zoodat

$$a = \alpha_w + \alpha_g + \alpha_{str}.$$

Volgens Stokes is het aandeel van de inwendige wrijving gegeven door

$$\alpha_w = \frac{8}{3} \frac{\pi^2 f^2 \eta}{c^3 \rho},$$

waarin voorstellen, f de frequentie van de verstoring en η de

*) Zie ook de discussie, alwaar een toelichting opgenomen werd.

coëfficiënt van de inwendige wrijving van het medium. Aangezien η , c en ρ afhankelijk zijn van de temperatuur is α_w dit ook. Voor water vindt men een vermindering van α_w met 30/0 bij een temperatuurverhoging van 1° C. Deze temperatuurafhankelijkheid werd door Baumgardt ¹¹⁾ gemeten tusschen 18° en 40° C, waarbij een verschil van 700/0 van de absorptie optrad.

Het aandeel der warmtegeleiding is volgens Kirchhoff gegeven door

$$\alpha_g = \frac{2 \pi^2 f^2}{c^3 \rho} \frac{\gamma - 1}{c_p} G,$$

waarin G de warmtegeleidingscoëfficiënt voorstelt. Deze term wordt veroorzaakt door energie, die door afwijkingen van het adiabatiscbe verloop aan den golf onttrokken wordt.

Rayleigh heeft aangetoond dat het aandeel in de absorptie tengevolge van straling, dat onafhankelijk van de frequentie is, reeds in het hoorbare gebied te verwaarloozen is t.o.v. α_w en α_g zoodat bij de voor ons belangrijke frequenties geschreven kan worden

$$a = \alpha_w + \alpha_g .$$

Voor water vindt men $\alpha_g \ll \alpha_w$, $\alpha_w = 8.5 \times 10^{-8}$ voor een frequentie van 30 kHz. Hieruit volgt, dat voor water een vlakke golf zich over ongeveer 60 km kan voortplanten om op ε^{-1} maal de oorspronkelijke waarde verminderd te worden. Voor lucht zou men hiervoor een afstand van 60 m vinden. Dit is dan ook de reden, waarom ultra-sonore golven zich beter leenen voor signaleering in water.

Indien geen andere factoren een rol spelen bij de voortplanting van acoustische verstoringen in water, dan moet men volgens het bovenstaande de frequentie zoo laag mogelijk kiezen om een zoo groot mogelijke reikwijdte van de golven te verkrijgen.

De gemeten waarden voor α_w zijn een orde grooter, dan de uit de klassieke theorie berekende; op zich zelf kunnen echter ook deze waarden de vastgestelde reikwijdten van acoustische verbindingen niet verklaren.

Er blijken dan ook nog andere invloeden een rol te spelen, die van overwegenden invloed zijn op de voortplanting van geluidsgolven in water. Alvorens hierop nader in te gaan willen wij een en ander met een door Aigner ¹²⁾ gegeven voorbeeld toelichten; dit voorbeeld dat Aigner voor een frequentie van

1000 Hz uitwerkt, zullen wij in het kort vervolgen voor een frequentie van 30.000 Hz.

Indien wij een zender hebben, die een vermogen van 200 Watt alzijdig uitstraalt en die aangebracht is op 10 m onder de wateroppervlakte, dan zal het golffront in de onmiddellijke omgeving van den zender bolvormig zijn. Door reflecties aan de wateroppervlakte zal dit bolvormige golffront verstoord worden. Wij nemen aan dat dit bolvormige golffront voor afstanden van den zender grooter dan 10 m, overgaat in een cilindervormig golffront, terwijl wij het vermogen, dat de wand van dezen cylinder met een straal van 10 m en een beschrijvende van 10 m passeert, gelijk stellen aan het vermogen, dat de bolschil met straal van 10 m passeert.

Wij zullen ons nu de vraag stellen, op welken afstand van dezen zender wij een ontvanger aan kunnen brengen, opdat nog juist een signaal waargenomen kan worden. Hiertoe merken wij nog op, dat het minimale vermogen, dat men met behulp van een ontvangapparatuur nog juist waar kan nemen, van de orde van 10^{-15} Watt/cm² is. Werken wij een en ander uit, bij gebruikmaking van de reeds gegeven waarde $\alpha_w = 8.5 \times 10^{-8}$, dan vindt men dat de afstand van zender tot ontvanger niet meer kan bedragen dan ± 1000 km, om een nog juist waarneembaar signaal op te leveren. Indien wij voor de frequentie van den zender 1000 Hz hadden gekozen, dan zou deze afstand $\pm 30^2 \approx 1000$ maal grooter zijn geweest.

Wij behoeven nauwelijks op te merken, dat deze afstanden zelfs niet bij benadering overeenstemmen met de waarnemingen, waarbij reikwijdten geconstateerd worden van ten hoogste 50 km.

Het blijkt dan ook, dat wij eenige belangrijke factoren, die sterken invloed hebben op de reikwijdte, over het hoofd gezien hebben en ten opzichte waarvan de reeds eerder genoemde dempingsconstanten practisch geen invloed hebben.

In de eerste plaats is dit de afhankelijkheid van de voortplantingssnelheid van de temperatuur (zie fig. 15). Aangezien in den regel een verticale temperatuurgradient bestaat, zullen horizontaal uitgezonden geluidstralen, afhankelijk van de richting van de gradient, hetzij naar boven, hetzij naar beneden afgebogen worden. Een straal, die naar beneden afgebogen wordt, zal in den regel een weinig reflecteerenden bodem vinden en dus voor een groot deel geabsorbeerd worden. Het gedeelte, dat eventueel nog gereflecteerd wordt, zal na eenigen afstand door-

loopen te hebben wederom den bodem treffen en nogmaals voor een groot gedeelte geabsorbeerd worden enz. Wordt de straal naar boven afgebogen, dan zal deze vrijwel volledig gereflecteerd worden aan het wateroppervlak. De gereflecteerde bundel, die aanvankelijk schuin omlaag gericht is, zal wederom naar boven gebogen worden om na zekeren afstand het wateroppervlak weer te treffen, enz. Het behoeft geen betoog, dat in dit laatste geval een aanzienlijk grootere reikwijdte op zal treden dan in het eerste.

De feiten zijn geheel in overeenstemming met deze beschouwingen. In den zomer, wanneer de bovenste waterlagen warmer

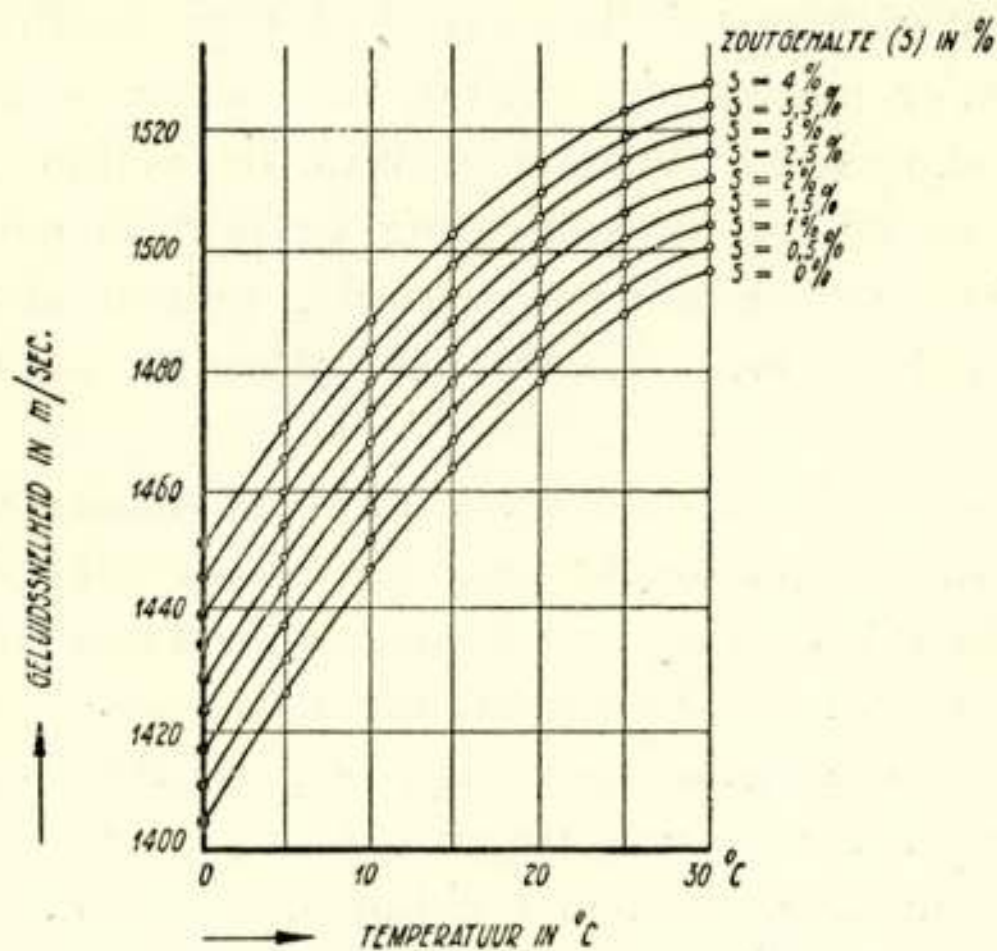


Fig. 15.

Voortplantingssnelheid van een acoustische verstoring in water, als functie van de temperatuur, voor verschillende zoutgehalten.

zijn dan de onderste en dus in de hogere lagen een grootere snelheid optreedt dan in de lagere, zal een afbuiging naar beneden optreden, terwijl in den winter een afbuiging naar boven optreedt. Inderdaad constateert men 's winters een gemiddeld driemaal zoo groote reikwijdte dan 's zomers.

Ook het zoutgehalte heeft invloed op de voortplantingssnelheid en wel zoodanig, dat de snelheid stijgt bij toenemend zoutgehalte. Een en ander komt tot uitdrukking in figuur 15, waarin de voortplantingssnelheid als functie van de temperatuur voor verschillende zoutgehalten is uitgezet. Daar de straal afgebogen zal worden naar lagen met een lager zoutgehalte, kan van de straal evenals van den dorstige gezegd worden, zooals Aigner het formuleert, dat deze zich buigt naar het koelere en zoetere water.

Het is duidelijk, dat wanneer zoutgehalte-verschillen optreden, hetgeen sterk het geval is op zee in de omgeving van riviermondingen, in combinatie met temperatuurverschillen, weinig voorspellingen gemaakt kunnen worden over de reikwijdten.

Hierbij komt nog, dat ook stroomingen een sterken invloed kunnen doen gelden. In den regel zal men hiervan in riviermondingen den meesten hinder ondervinden. Bij proefnemingen in Hoek van Holland, waarbij zender en ontvanger op een afstand van 5 m op een steiger waren gemonteerd, welke proeven bedoeld waren om het richtingsdiagram van den straler op te nemen, trad tijdens de periode van snel stroomend water fading op, waarbij sterkteverschillen van 1 : 100 geconstateerd werden.

Een en ander maakt, dat water voor acoustische golven een aanzienlijk ongunstiger drager is dan de aether voor electromagnetische en er weinig aanleiding bestaat in gevallen, waarin het werken met electromagnetische golven, zoowel als met acoustische golven mogelijk is, het gebruik van de laatste te overwegen.

Tenslotte wil ik nog mijn dank uitspreken aan Jhr. Ir. C. Th. F. v. d. Wyck, die een begin heeft gemaakt met de onderzoekingen, die in dit verslag zijn beschreven en aan wiens werk een groot gedeelte van het bovenstaande is ontleend. De opzet, die door hem van deze onderzoekingen is gemaakt, is gebleken bij het latere werk van groote waarde te zijn.

Ook de aangename samenwerking met Ir. W. Werner heeft veel bijgedragen tot het welslagen van de oplossing van de vele problemen, die zich voordeden, terwijl de heer P. J. Steunebrink een onmisbare assistent bij het nemen van proeven is geweest.

AANHANGSEL

I. In het het onderstaande zullen betrekkingen tusschen grootheden, die in het acoustische veld optreden en in het voorgaande reeds ter sprake kwamen in het kort samengevat worden.

De relatieve volume-toename of dilatatie is gegeven door:

$$\Delta = \frac{\delta V}{V_0} \quad \text{of} \quad V = V_0 (1 + \Delta).$$

De relatieve dichtheidstoename of condensatie door:

$$s = \frac{\delta \varrho}{\varrho_0} \quad \text{of} \quad \varrho = \varrho_0 (1 + s).$$

Tengevolge van de definitie van ϱ , is ϱV constant, zoodat:

$$(1 + s)(1 + \Delta) = 1.$$

Verwaarloost men in het geval van kleine relatieve veranderingen het product $s \Delta$ dan is:

$$s = -\Delta.$$

De compressie-modulus K is gedefinieerd door:

$$K = -\frac{\delta p}{\delta \frac{V}{V_0}} = -V_0 \frac{\delta p}{\delta V} = \varrho_0 \frac{\delta p}{\delta \varrho} = \frac{\delta p}{s}.$$

Voor kleine veranderingen heeft men:

$$p = p_0 + K s.$$

Wij laten in het midden of de toestandsveranderingen isothermisch dan wel isentropisch verlopen.

II. De vergelijkingen van Euler der hydrodynamica. ⁸⁾ ¹³⁾

Continuïteitsvergelijking. In een medium, waarin een coördinatenstelsel x, y, z is aangebracht heerscht een snelheidsveld $\vec{w} = \vec{w}(x, y, z, t)$. Indien men een volume-element $\delta x \delta y \delta z$ in het oog vat en men maakt de balans op tusschen de in- en uit-

tredende hoeveelheid vloeistof en de dichtheidstoename van de vloeistof in het element, dan vindt men

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \text{conv } \rho \bar{w} .$$

Voor alle practisch voorkomende druk- en snelheidsamplituden is $\bar{w} \text{ grad } \rho \ll \rho \text{ conv } \bar{w}$ zoodat:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \rho \text{ conv } \bar{w} \quad \text{of} \quad \frac{I}{K} \frac{\partial p}{\partial t} = \text{conv } \bar{w} \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Bewegingsvergelijking. Maakt men de balans op tusschen de op het volume-element $\delta x \delta y \delta z$ werkende uitwendige krachten en massakrachten, dan vindt men:

$$\rho \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} = - \text{grad } p \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

De vergelijkingen gelden voor media, welke geen schuifspanningen opnemen, terwijl wij onderstellen, dat de bewegingen wervelvrij zijn, dus $\text{rot } \bar{w} = 0$.

Golfvergelijkingen. Het wervelvrij zijn van het snelheidsveld \bar{w} is voldoende en noodzakelijke voorwaarde voor het bestaan van een scalarpotentiaal Φ : $\bar{w} = \text{grad } \Phi$.

Men verkrijgt uit (1) en (2), indien men stelt $c^2 = \frac{K}{\rho}$:

$$\nabla^2 \Phi = \frac{I}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$\bar{w} = \text{grad } \Phi , \quad p = - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} .$$

III. Indien men verg. (1) met p en verg. (2) met \bar{w} vermenigvuldigt, verkrijgt men:

$$\text{conv } p \bar{w} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{I}{2} \rho w^2 + \frac{I}{2} \frac{p^2}{K} \right) .$$

Integreert men deze uitdrukking over een volume τ , waarvan het oppervlak gelijk is aan σ dan is:

$$\int_{\sigma} \bar{n} \cdot (p \bar{w}) d\sigma = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\tau} \left(\frac{I}{2} \rho w^2 + \frac{I}{2} \frac{p^2}{K} \right) d\tau .$$

Stelt men $E_k = \frac{I}{2} \int_{\tau} \rho \omega^2 d\tau$ (kinetische energie),

$$E_p = \frac{I}{2} \int_{\tau} \frac{\dot{p}^2}{K} d\tau \quad (\text{potentiele energie}),$$

en $p \bar{\omega} = \bar{I}$ (stralingsvector),

dan is:

$$\int_{\tau} \bar{I} \cdot \bar{n} d\tau = \frac{\partial}{\partial t} (E_k + E_p).$$

De gemiddelde waarde van den modulus van den stralingsvector noemt men de intensiteit van de golf. Middelt men het rechter en het linker lid van de laatste verg. voor het geval p en $\bar{\omega}$ periodieke functies zijn, dan vindt men

$$\int_{\tau} \bar{I} \cdot \bar{n} d\tau = 0.$$

Het gemiddelde van de totale energie, die het oppervlak binnenstroomt, is gelijk aan nul.

IV. Voor een vlakke golf, welke zich in de x -richting van een coördinaten systeem voortplant, geeft (3) oplossingen van den vorm:

$$\Phi = \Phi_m \varepsilon^{j\omega \left(t - \frac{x}{c}\right)},$$

zoodat de voortplantingssnelheid gelijk is aan c .

Hieruit volgt:

$$\omega_x = -j \frac{\omega}{c} \Phi, \quad p = -j \omega \rho \Phi,$$

zoodat $\frac{p}{\omega_x} = \rho c$, welke uitdrukking de geluidshardheid van het medium genoemd wordt. Voeren we de volume-snelheid $f = \int_{\sigma} \omega_n d\sigma$

in, dan is:

$$\bar{Z}'' = \frac{p}{f_x} = \frac{\rho c}{S} \dots \dots \dots (4)$$

V. De door (5), § 3, gegeven uitdrukking van de „nikkelimpedantie” kan op de volgende wijze worden omgerekend.

$$\bar{Z}'_{Ni} = S V \varrho (E + j\omega R) \cotgh \gamma l,$$

$$\gamma = j\omega \sqrt{\frac{\varrho}{E + j\omega R}} = \alpha + j\beta.$$

Voor α en β vindt men bij benadering:

$$\alpha \approx \frac{\omega}{c} \frac{\omega R}{2E} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\omega R}{2E}, \quad \beta \approx \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad c = \sqrt{\frac{E}{\varrho}}.$$

Voorts is:

$$\cotgh \gamma l = tgh \alpha l \frac{tg^2 \beta l + 1}{tgh^2 \alpha l + tg^2 \beta l} + j \cdot tg \beta l \frac{tgh^2 \alpha l - 1}{tgh^2 \alpha l + tg^2 \beta l}.$$

Voor het geval van resonantie, d.w.z. voor de laagste frequentie, waarvoor het imaginaire gedeelte gelijk aan nul wordt, is $tg \beta l = \infty$, of $\beta l = \frac{\pi}{2}$, waardoor $\lambda = 4l$ en $\omega_r = \frac{c}{l} \frac{\pi}{2}$ de resonantiefrequentie is. Aangezien voor deze frequentie $tgh \alpha l$ klein is, kan geschreven worden:

$$\cotgh \gamma l = tgh \alpha l - j \frac{1}{tg \beta l}.$$

Ontwikkelt men deze uitdrukking in de omgeving van $\beta l = \frac{\pi}{2}$, of wel van $\omega = \frac{c}{l} \frac{\pi}{2}$ in een reeks naar machten van $\Delta \omega$, dan vindt men:

$$\cotgh \gamma l = \alpha l + j \left\{ \Delta \omega \frac{l}{c} + \frac{1}{3} \left(\Delta \omega \frac{l}{c} \right)^3 + \frac{1}{3 \cdot 5} \left(\Delta \omega \frac{l}{c} \right)^5 + \dots \right\},$$

waarin gesteld is $tgh \alpha l \approx \alpha l$, daar αl voor geringe materiaalverliezen een klein getal is; wanneer men voor kleine verstemmingen termen van hogere dan de eerste orde verwaarloost, dan is:

$$\cotgh \gamma l = \alpha l + j \Delta \omega \frac{l}{c} = \left(\alpha + j \frac{\Delta \omega}{\omega_r} \beta \right) l.$$

Schrijft men voor:

$$V \overline{\varrho (E + j\omega R)} \approx V \overline{\varrho E} \left(1 + j \frac{\omega R}{2E} \right) = \varrho c \left(1 + j \frac{\alpha}{\beta} \right),$$

dan geldt in de omgeving van de resonantiefrequentie:

$$\bar{Z}'_{Ni} = \varrho c S \left(1 + j \frac{a}{\beta} \right) \left(a + j \frac{\Delta \omega}{\omega_r} \beta \right) l .$$

Voor een serieschakeling van weerstand, zelfinductie en capaciteit vindt men in de omgeving van de resonantiefrequentie:

$$\bar{Z} = R + j \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \approx R + 2j \sqrt{\frac{L}{C}} \frac{\Delta \omega}{\omega_r} = R + 2j \frac{\Delta \omega}{\omega_r} \omega_r L .$$

Voert men in deze uitdrukking de kwaliteitsfactor $Q = \frac{\omega_r L}{R}$ in, dan is

$$\bar{Z} = R \left(1 + 2j \frac{\Delta \omega}{\omega_r} Q \right) .$$

Analoog hiermede stellen we de mechanische kwaliteitsfactor:

$$Q' = \frac{\beta}{2a} = \frac{E}{\omega R}$$

en dus $a = \frac{\beta}{2Q'}$, $\beta = \frac{\omega}{c}$.

Na eenige omwerking kan men nog schrijven voor de nikkel-impedantie:

$$\bar{Z}'_{Ni} = \varrho c S a l \left(1 + 2j \frac{\Delta \omega}{\omega_r} Q' \right) ,$$

of

$$\bar{Z}'_{Ni} = \frac{\varrho c S \pi}{Q' 4} \left(1 + 2j \frac{\Delta \omega}{\omega_r} Q' \right) .$$

DISCUSSIE

De heer W. Metzelaar vraagt, op welke wijze ultrasonore signalen onder water ontvangen worden.

De spreker antwoordt, dat de ontvang-, „antenne“ in principe geheel gelijk is aan den straler, met het verschil, dat een grootere vrijheid bestaat in de keuze van de bewikkeling van het nikkelblok, daar de in den ontvanger optredende stroomen zeer gering zijn. Overigens wordt bij installaties, die impulsen uitzenden en de reflecties daarvan ontvangen, in den regel hetzelfde nikkelblok gebruikt voor het zenden en ontvangen.

Een acoustische verstoring van het medium, die de ontvang-, „antenne“ treft, zal ook in het nikkelblok een dergelijke verstoring teweeg brengen, waardoor tengevolge van het omgekeerde magnetostrictie-effect, het piezomagnetisme, een verandering van den magnetischen flux ontstaat. Hierdoor zal een spanning in de bewikkeling geïnduceerd worden, welke spanning aan een normalen ontvanger toegevoerd wordt.

Ir. F. H. P. Schotel vraagt of afbuiging van acoustische signalen invloed uitoefent op de peilingen.

De spreker antwoordt, dat men bij horizontale peilingen sterkere afbuiging kan verwachten, dan bij verticale. Peilt men in het eerste geval het signaal van een baken, dan kan men zich voorstellen, dat bij afbuiging in verticalen zin, de ontvanger eerst getroffen wordt door het signaal, nadat dit één of meerdere malen den bodem of het wateroppervlak heeft getroffen; het sein zal den ontvanger te laat treffen. De grootte van de fout zal dan afhangen van de diepte van het water, maar zal relatief niet zeer groot zijn; het baken zal nog wel in de juiste richting gepeild worden. Heeft er afbuiging in horizontale richting plaats, dan zal het sein ook later aankomen dan overeenkomt met den afstand, maar het baken zal bovendien in een onjuiste richting gepeild worden. Spreker heeft er geen ervaring van hoe groot de optredende fouten in dit geval kunnen zijn.

Bij installaties, berustend op de reflectie methode, kan de invloed van kleine afbuigingen reeds zoodanig zijn, dat in het geheel geen reflectie meer ontvangen wordt.

Ir. B. D. H. Tellegen vraagt of fading ook hier door interferentie veroorzaakt wordt.

De spreker antwoordt dat inderdaad ook hier interferentie de oorzaak kan zijn van fading, doch dat ook een wisselende afbuiging van de geluidsstralen fading tot gevolg kan hebben.

Voorts vraagt Ir. Tellegen een toelichting op het feit, dat de per

tijdseenheid geleide hoeveelheid warmte evenredig is met $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$.

De per tijdseenheid door de eenheid van oppervlak getransporteerde hoeveelheid warmte is evenredig met de temperatuurgradient, zoodat men kan schrijven $\bar{s} = -\lambda \nabla T$, waarin \bar{s} de warmtestroom en λ de warmtegeleidingscoëfficiënt voorstellen. Vat men een volume-element in het oog, dan zal de door dat element per tijdseenheid afgestane hoeveelheid warmte, betrokken op de eenheid van volume, bedragen $\text{div } \bar{s} = \lambda \nabla^2 T$.

LITERATUUR

1. Mulders, C. E., Magnetostrictie, Tijdschrift Ned. Radio-genootschap **9**, 45-56, 1942.
2. Pierce, G. W., Magnetostriction oscillators, Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 42-88, 1929.
3. Crandall, Irving B., Theory of vibrating systems and sound, pag. 135 e.v., London 1927.
4. Rayleigh, Lord, Theory of sound, London 1896.
5. Stenzel, H., Ueber die Richtwirkung von Schallstrahlern, E.N.T. **4**, 239-253, 1927.
6. Stenzel, H., Ueber die akustische Strahlung von Membranen, Ann. Physik, **7**, 947-982, 1930.
7. Emde, F., Tafeln elementarer Funktionen, Berlin 1940, pag. 130.
8. Lamb, H., Hydrodynamics, Cambridge, 1924.
9. Herzfeld, K. F., and Rice, F. O., Dispersion and absorption of high frequency sound waves, Physic. Rev. **31**, 691-695, 1928.
10. Hiedemann, E., Grundlagen und Ergebnisse der Ultraschallforschung, Berlin, 1939.
11. Baumgardt, E., Sur la variation avec la température de l'absorption des ondes ultrasonores par les liquides. C.R. Acad. Sci, **202**, 203-204, 1936.
12. Aigner, F., Unterwasserschalltechnik, Berlin, 1920.
13. Heymann, O., Die Differentialgleichungen des Schallfeldes, Akust. Zeits. **2**, 193-202, 1937.

MEDEDEELING

VAN HET NEDERLANDSCH RADIOGENOOTSCHAP

Het Bestuur van het Nederlandsch Radiogenootschap deelt den leden mede dat de voor de in het Tijdschrift te plaatsen artikelen de door de schrijvers gemaakte onkosten, als b.v. voor teekeningen of typeloon, desverlangd vergoed worden.

Tevens deelt het Bestuur mede dat van de artikelen kosteloos 25 overdrukken worden verstrekt.

Dit aantal kan evenwel, indien het gewenscht wordt, tot 100 verhoogd worden.