

MASTER

Toepassing multiplicatieve ontvangstmethode op een 21-elements akoestische array

van Dael, J.W.J.M.

Award date:
1969

[Link to publication](#)

Disclaimer

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain

" Toepassing multiplicatieve ontvangstmethode
op een 21-elements akoestische array "

door

J.W.J.M. van Dael



Afstudeerverslag Elektronica B, van een onderzoek verricht
in de groep Ultrageluids diagnostiek van het Medisch-Fysisch
Instituut TNO, Utrecht, o.l.v. Ir. J.C.Somer, in opdracht
van Prof. Dr. J.J.Zaalberg van Zelst, van de afd. Elektro-
techniek, T.H. Eindhoven.

Medisch-Fysisch Instituut TNO,
Da Costakade 45, Utrecht.
Tel.: 030-935141

december 1969
Rapport no. 2.6.45/1

Vorwoord.

Ik wil niet nalaten mijn grote erkentelijkheid uit te spreken jegens Prof. Ir. D.H. Bekkering voor de mogelijkheid dit afstudeerwerk te verrichten op het Medisch-Fysisch Instituut TNO te Utrecht.

Tevens dank ik Ir. J.C. Somer voor zijn begeleiding en waardevolle opmerkingen, en de heren

W.A. Oosterbaan,

P. Doornbos,

B. Snoeck,

voor hun hulpvaardigheid en vele praktische wenken.

J.W.J.M. van Dael

Eindhoven, 4 oktober 1969.

Inhoud.

	Pagina
I. Samenvatting.	1
II. Inleiding.	2
III. Het additieve systeem.	4
1. De punt array.	4
2. De continue array of lijnbron.	9
3. Invoering verre veld condities.	10
4. De relatie tussen de verlichtingsfunctie en het richtingsdiagram in het verre veld.	13
5. Het verre veld bij symmetrische verlichtingsfunctie.	14
6. Overzicht van de gevonden formules.	15
7. Het verre-veld richtingsdiagram bij uniforme verlichtingsfunctie.	16
8. Voorwaarde voor een niet repeterend richtingsdiagram.	18
9. De "ondergrens" van het verre veld.	19
10. De gebruikte 21-elements array.	22
11. Vergelijking der richtingsdiagrammen van een monofrequent signaal en een impulsvormig signaal.	24
12. Optimalisering van het additieve systeem.	27
IV. Het multiplicatieve ontvangststelsel.	29
1. Principe.	30
2. Systemen met één vermenigvuldiging.	33
3. Configuratie I, in het verre veld.	34
4. Configuratie II, in het verre veld.	37
5. Stelsel met meerdere vermenigvuldigingen.	39
6. Het "Multiple Target" probleem.	42
7. De configuraties I en II, als niet meer voldaan is aan de verre veld voorwaarden.	44
V. De vermenigvuldiger.	46
VI. De resultaten van berekeningen en metingen.	53
VII. Conclusies.	56
VIII. De Bijlagen.	57
IX. Literatuuroverzicht.	59

I. Samenvatting

Een hulpmiddel, welke de laatste jaren steeds meer toepassing vindt in de medische diagnostiek, is de impuls-echo methode.

In dit verslag wordt een aan een 21-elements array aangepaste methode van signaalbehandeling beschreven, welke ontleend is aan de radar-techniek en ook bij toepassing op een akoestisch zend-ontvang systeem enige aantrekkelijke eigenschappen blijkt te bezitten.

Deze z.g. multiplicatieve ontvangst methode resulteert in een aanzienlijke bundelversmalling en bijbundelonderdrukking in vergelijking met het meer gebruikelijke additieve systeem.

Ook in het meer nabije veld blijkt het multiplicatieve systeem zeer goed toepasbaar, hetgeen de mogelijkheden vergroot dichtbij gelegen structuren te onderkennen.

Tot op zeer kleine afstanden van de array:

- 1) blijft de vorm van de hoofdbundel behouden,
- 2) neemt de angulaire breedte van deze hoofdbundel slechts weinig toe,
- 3) blijft het bijbundel niveau beneden zeer acceptabele grenzen.

II. Inleiding.

In de medische diagnostiek bestaat grote behoefte aan directe informatie over inwendige structuren van belangrijke lichaamsdelen als hoofd, borst en buikholte, op een wijze, welke volkomen onschadelijk is en naar believen herhaald kan worden.

In verband met de klinische bruikbaarheid zijn de eisen ten aanzien van deze apparatuur: eenvoud, geringe afmetingen en mobiliteit.

Röntgen apparatuur, niet onschadelijk, bezit deze eigenschappen in mindere mate, hoewel reeds veel in deze richting bereikt kon worden.

Toepassing van de impulsechomethode lijkt in dit opzicht veelbelovend, daar gebruik gemaakt wordt van akoestische trillingen van onschadelijk energieniveau.

Het laat zich aanzien, dat tengevolge van de toenemende miniaturisering van elektronische produkten de benodigde apparatuur aan bovengenoemde eisen zal kunnen voldoen.

Men onderscheidt de volgende drie methoden bij deze impulsechotechniek:

- A-scanning
- B-scanning
- Elektronisch sector-scanning.

A-scanning.

De richting der impulsen is gefixeerd ten opzichte van het zend-ontvangsysteem en van het te onderzoeken object. Ruimtelijk is slechts één dimensionale informatie mogelijk.

Deze methode mag als ingeburgerd beschouwd worden.

B-scanning.

De richting der impulsen is gefixeerd ten opzichte van zend-ontvang inrichting, maar het gehele systeem kan in een plat vlak verplaatst worden t.o.v. het object.

Ruimtelijk is nu tweedimensionale informatie mogelijk.

Elektronische sector-scanning.

Het zend-ontvangsysteem is nu gefixeerd ten opzichte van het object, doch de hoek waaronder de impulsen uitgezonden worden is variabel. Twee dimensionale informatie over een sector is nu mogelijk.

De sturing van de bundel bij deze laatste methode wordt bereikt door het zendend element samen te stellen uit meerdere discrete zenders, samen een meer - elements array vormend, en de elementen met een instelbaar onderling tijdsverschil afzonderlijk in trilling te brengen.

Bij het Medisch-Fysisch Instituut TNO te Utrecht wordt in de groep Ultrageluidsdiagnostiek apparatuur ontwikkeld, waarmee elektronische sector-scanning mogelijk is.

In het interferentiepatroon van een zend-array en de richtingsgevoeligheid van een ontvangst-array kunnen bij juiste dimensionering één hoofdbundel en meerdere bijbundels onderscheiden worden.

De breedte van de hoofdbundel is een maat voor het angulair oplossend vermogen van het systeem.

Sterke bijbundelonderdrukking is nodig om valse echo's uit richtingen, afwijkend van de richting van de hoofdbundel te vermijden.

Doel van dit afstudeerwerk was na te gaan in hoeverre verhoging van het angulair oplossend vermogen door bundelversmalling, en verlaging van het bijbundelniveau, t.o.v. conventionele additieve systemen, mogelijk is door multiplicatieve verwerking der ontvangen signalen.

Een en ander dient toegepast te kunnen worden in apparatuur voor elektronische sector-scanning.

Daar het vervaardigen van een meer-elements array grote praktische problemen met zich meebrengt, werd verder voor dit onderzoek uitgegaan van een bestaande equidistante 21-elements array.

Tevens zijn de beschouwingen beperkt tot een uniforme verlichting der array elementen, daar deze het meest in aanmerking komt in verband met absorpties in het medium, kleine reflectie coëfficiënten der te onderzoeken structuren en laag rendement van de toegepaste transducer-materialen, waardoor een zo groot mogelijke energie instraling gewenst is. Ook vanuit praktische overwegingen is de uniforme verlichting zeer aantrekkelijk, omdat deze gemakkelijk en nauwkeurig ingesteld kan worden. Binnen de variatie mogelijkheden van twee configuraties werd gezocht naar een optimum wat betreft: breedte van de hoofdbundel en het bijbundelniveau in het meer nabije veld.

III. Het Additieve systeem.

Literatuur: (1) t/m (4) .

1. De punt array.

Algemene beschrijving in het tijds- en frequentiedomein van het richtingsdiagram van een rij puntbronnen, oneven in aantal en equidistant, met willekeurige verlichtingsfunctie.

Voor de nu volgende afleidingen maakt het geen verschil als zend- en ontvangfuncties verwisseld worden.

De aanname van een even of oneven aantal puntbronnen is voor de afleidingen evenmin essentieel. Een oneven aantal leidt tot iets eenvoudigere notaties en bovendien staat voor metingen een array ter beschikking met een oneven aantal (21) elementen.

Uitgegaan werd van de volgende definities en veronderstellingen:

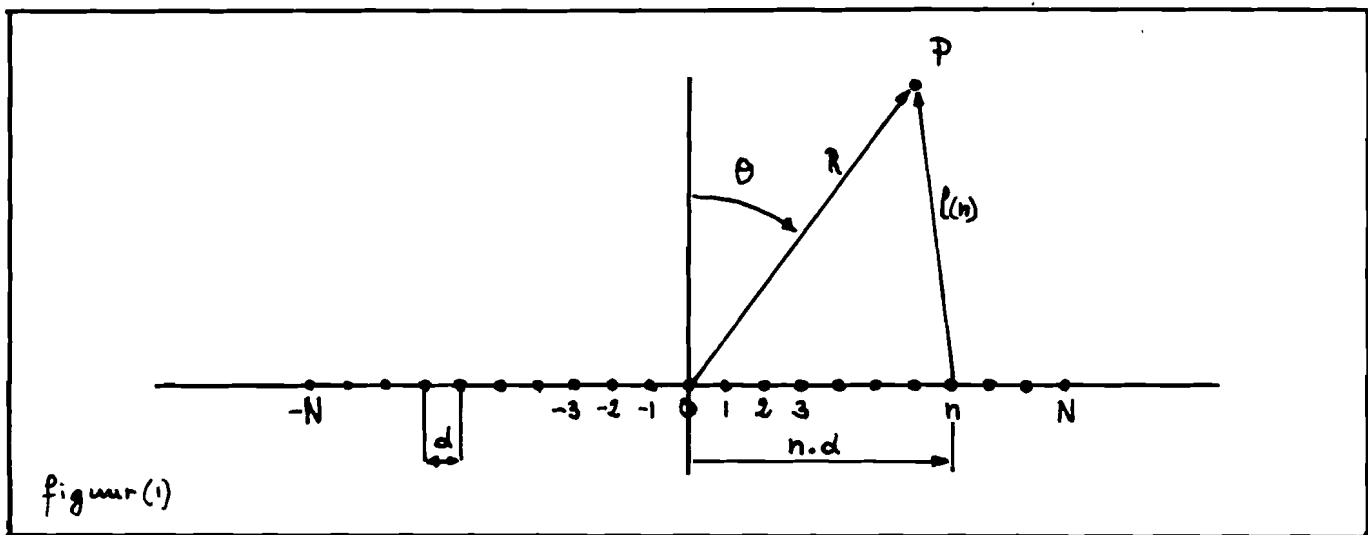
- $2N+1$ aantal equidistante puntbronnen op een rechte lijn, gelijktijdig en in fase aangeslagen.
Elke puntbron is een omnidirectionale straler.
- P puntvormige ontvanger op afstand R van het middelpunt van de array.
- n rangnummer der puntbronnen, geheel en $-N \leq n \leq N$
- $l(n)$ afstand van n^e puntbron naar P .
- $T(n)$ sterkte van n^e puntbron.
- d afstand tussen twee puntbronnen.

- v voortplantingssnelheid in het medium.
- $\tau(n)$ looptijd van n^e element naar P.
- $\circ \text{---} \circ$ aanduiding van Fouriertransformatie volgens

$$f(t) \circ \text{---} \circ S(\omega) \quad S(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot e^{-j\omega t} \cdot dt$$

$$S(\omega) \circ \text{---} \circ f(t) \quad f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) \cdot e^{j\omega t} \cdot d\omega$$

- de grootte van de akoestische druk is omgekeerd evenredig met de afstand tot de bron.
- $f(t)$ beschrijving in tijdsdomein van het drukverloop veroorzaakt door één enkel element.
Aangenomen wordt dat $f(t)$ Fourier transformeerbaar is naar $S(\omega)$



Nu geldt, zie figuur 1:

$$(1) \quad l(n) = \sqrt{R^2 + n^2 \cdot d^2 - 2nd R \sin \theta}$$

$$(2) \quad \tau(n) = \frac{l(n)}{v} = \frac{2\pi}{\omega \cdot \lambda} \cdot l(n)$$

we voeren de volgende genormeerde grootheden in:

$$(3) \quad k = \frac{R}{\lambda}$$

$$(4) \quad \phi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta$$

en kunnen nu schrijven

$$(5) \quad \ell(n) = \lambda \cdot k \cdot \sqrt{1 + \frac{n^2 \cdot d^2}{k^2 \cdot \lambda^2} - \frac{n \cdot \phi}{k \cdot \pi}}$$

stel:

$$(6) \quad W(n) = \sqrt{1 + \frac{n^2 \cdot d^2}{k^2 \cdot \lambda^2} - \frac{n \cdot \phi}{k \cdot \pi}}$$

dan:

$$(7) \quad \ell(n) = \lambda \cdot k \cdot W(n)$$

$$(8) \quad \tau(n) = \frac{2\pi k}{\omega} \cdot W(n).$$

De bijdrage van het n^e elementje tot het in P met vertraging $\tau(n)$ ontvangen signaal $\Delta F_n(t, k)$:

$$\Delta F_n(t, k) = \frac{T(n)}{\ell(n)} \cdot f \left[t - \tau(n) \right].$$

De totale ontvangst $F(t, k)$ in P is de sommatie der bijdragen van alle elementen, in het oog houdend dat $T(n) \neq 0$ alleen geldt voor $-N \leq n \leq N$:

$$F(t, k) = \sum_{-N}^{+N} \Delta F_n(t, k) = \sum_{-N}^{+N} \frac{T(n)}{\ell(n)} \cdot f \left[t - \tau(n) \right].$$

$$(9) \quad F(t,k) = \sum_{-\infty}^{+\infty} T(n) \cdot \frac{f \left[t - \frac{2\pi k W(n)}{\omega} \right]}{\lambda \cdot k \cdot W(n)}$$

In het frequentiedomein, gebruik makend van de eigenschappen der Fouriertransformatie, wordt dit:

$$f(t) \quad \text{---} \quad S(\omega)$$

$$f(t - \tau(n)) \quad \text{---} \quad S(\omega) \cdot \exp. \left[-j\omega\tau(n) \right]$$

$$F(t,k) \quad \text{---} \quad G(\omega,k) = S(\omega) \cdot \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(n)}{\lambda(n)} \cdot \exp. \left[-j\omega\tau(n) \right]$$

met (7) en (8):

$$(10) \quad G(\omega,k) = S(\omega) \cdot \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(n)}{\lambda \cdot k \cdot W(n)} \cdot \exp. \left[-j2\pi k \cdot W(n) \right]$$

De beschrijving in het frequentiedomein heeft het voordeel, dat de functies der variabelen duidelijker te onderscheiden zijn.

Het deel van uitdrukking (10), dat een reeks voorstelt:

$$(11) \quad \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(n)}{\lambda \cdot k \cdot W(n)} \cdot \exp. \left[-j2\pi k \cdot W(n) \right]$$

is voor elke ω een andere richtingsafhankelijke functie, waarin de door de configuratie bepaalde grootheden bij elkaar optreden nl:

$T(n)$ de verlichtingsfunctie.

R de afstand.

d de element spatiëring.

$2N+1$ het aantal elementen.

Zijn deze bekend dan blijft bij constante ω , de grootheid ϕ over als onafhankelijk variabele.

Indien het signaal $f(t)$ een zekere bandbreedte heeft en $S(\omega) \neq 0$ voor meerdere waarden van ω , dan is terugtransformatie naar het tijdsdomein van (10) over het algemeen moeilijk.

Is daarentegen $S(\omega)$ slechts voor één (positieve) waarde van ω van nul verschillend (monofrequent signaal), dan zal na terugtransformeren van uitdrukking (10), formule (11) onveranderd in de tijdsfunctie aanwezig zijn.

De absolute waarde van (11) kan dan ook gedefinieerd worden als het richtingsdiagram $D(\phi, k)$, welke bij gegeven ω , R , $T(n)$ en array configuratie de relatieve veldsterkte beschrijft als functie van de (al dan niet genormeerde) hoek, op afstand R .

N.B.: Soms wordt in de literatuur onder het richtingsdiagram verstaan, dié functie welke de relatieve veldsterkte alleen beschrijft in het verre veld, waar R zeer groot is ten opzichte van de array afmetingen.

Onze definitie zal zijn:

$$(12) \quad D(\phi, k) = \left| \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(n)}{\lambda \cdot k \cdot W(n)} \cdot \exp. [-j2\pi k \cdot W(n)] \right|.$$

III.2 De continue array of lijnbron.

De continue array kan men ontstaan denken uit een puntarray, indien met toenemende N de afstand d tussen de puntbronnen zodanig afneemt, dat:

$$d \rightarrow 0$$

$$N \rightarrow \infty$$

$$(2N+1)d = L$$

$$T(x) \neq 0 \text{ alleen voor } -\frac{1}{2}L \leq x \leq \frac{1}{2}L$$

(9) en (10) gaan dan respectievelijk over in:

$$(13) \quad F(t,k) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(x)}{\lambda \cdot k \cdot W(x)} \cdot f \left[t - \frac{2\pi k W(x)}{\omega} \right] \cdot dx.$$

$$(14) \quad G(\omega,k) = S(\omega) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(x)}{\lambda \cdot k \cdot W(x)} \cdot \exp. [-j2\pi k W(x)] \cdot dx.$$

waarin:

$$(15) \quad \phi = \frac{2\pi \sin \theta}{\lambda}, \text{ N.B. vergelijk met (4).}$$

$$(16) \quad \ell(x) = \lambda \cdot k \cdot \sqrt{1 + \frac{x^2}{\lambda^2 \cdot k^2} - \frac{x \cdot \phi}{k \cdot \pi}}$$

$$(17) \quad W(x) = \sqrt{1 + \frac{x^2}{\lambda^2 \cdot k^2} - \frac{x \cdot \phi}{k \cdot \pi}}$$

$$(18) \quad D(\phi,k) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(x)}{\lambda \cdot k \cdot W(x)} \cdot \exp. [-j2\pi k \cdot W(x)] \cdot dx \right|$$

III.3. Invoering verre veld voorwaarden.

Indien we slechts geïnteresseerd zijn in het richtingsdiagram op een afstand R , welke zeer groot is ten opzichte van de array afmetingen, dan kunnen de formules (10) en (14) herleid worden tot eenvoudiger uitdrukkingen.

De relatie tussen de verlichtingsfunctie $T(n)$, resp. $T(x)$ en het richtingsdiagram in het verre veld blijkt een Fouriertransformatie te zijn.

Uitgangspunt van deze beschouwing is, dat voor R zéér veel groter dan de array afmetingen, de fase verschillen tussen de golven, welke P bereiken, een grotere rol spelen in het sommatieproces, dan de onderlinge amplitude verschillen.

Formule (5):

$$(5) \quad \ell(n) = \lambda \cdot k \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{n \cdot d}{k \cdot \lambda}\right)^2 - \frac{n \cdot \phi}{k \cdot \pi}}$$

stel:

$$(19) \quad R \gg 2 \cdot N \cdot d$$

dan:

$$k \gg \frac{N \cdot d}{\lambda} \quad \text{zie ook gelijkheid (35)}$$

$$\frac{N \cdot d}{k \cdot \lambda} \ll 1$$

en zeker:

$$\left(\frac{n \cdot d}{k \cdot \lambda}\right)^2 \ll 1$$

Dit rechtvaardigt ons, te stellen dat onder voorwaarde (19) het van ϕ onafhankelijke deel onder het wortelteken van (5) ≈ 1 .
Dan:

$$(20) \quad \ell(n) \approx \lambda \cdot k \cdot \sqrt{1 - \frac{n \cdot \phi}{k \cdot \pi}}$$

Voor $R > 2.N.d$ geldt

$$\frac{n\phi}{k.\pi} < 1$$

zodat:

$$(21) \quad \ell(n) \approx \lambda.k \left(1 - \frac{1}{2} \frac{n.\phi}{k.\pi}\right).$$

Pro memorie:

$$(2) \quad \tau(n) = \frac{2\pi}{\omega\lambda} \cdot \ell(n).$$

Verwaarlozen we nu ook de onderlinge amplitudeverschillen tengevolge van de verschillen in afgelegde weg van de in P aankomende signalen, dan worden (9) en (10) op konstante na:

$$(22) \quad F(t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} T(n) \cdot f\left(t + \frac{n\phi}{\omega}\right)$$

$$(23) \quad G(\omega) = S(\omega) \cdot \sum_{-\infty}^{+\infty} T(n) \cdot \exp(jn\phi).$$

Zowel in (22) als in (23) is de vertraging t.g.v. de afgelegde weg R niet in aanmerking genomen.

$$(24) \quad D(\phi) = \left| \sum_{-\infty}^{+\infty} T(n) \cdot \exp(jn\phi) \right|.$$

N.B:

De benadering welke leidt tot (21) komt overeen met de aanname van een vlak golffront.

Voor de volledigheid volgen nog de analoge formules voor een continue array, eveneens op konstante na:

$$(25) \quad \ell(x) = \lambda.k \left(1 - \frac{1}{2} \frac{x.\phi}{k.\pi}\right)$$

$$\tau(x) = \frac{2\pi k}{\omega} \left(1 - \frac{x\phi}{2\pi k}\right)$$

$$(15) \quad \phi = \frac{2\pi \sin\theta}{\lambda}$$

$$(26) \quad F(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(x) \cdot f\left(t + \frac{x \cdot \phi}{\omega}\right) dx.$$

$$(27) \quad G(\omega) = S(\omega) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} T(x) \cdot \exp(jx\phi) dx$$

$$(28) \quad D(\phi) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} T(x) \cdot \exp(jx\phi) dx \right|.$$

III.4 De relatie tussen de verlichtingsfunctie en het richtingsdiagram in het verre veld.

De uitdrukkingen (24) en (28) verdienen speciale aandacht:

$$(24) \quad D(\phi) = \left| \sum_{-\infty}^{+\infty} T(n) \cdot \exp(jn\phi) \right|$$

$$(28) \quad D(\phi) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} T(x) \cdot \exp(jx\phi) \cdot dx \right|$$

Tussen de absolute waarde strepen staan resp.:

de reeks van Fourier (24)

de integraal van Fourier (28).

Het richtingsdiagram, behorend bij één discrete waarde van ω , blijkt in het verre veld de absolute waarde van de Fouriergetransformeerde te zijn van de verlichtingsfunctie $T(n)$ resp. $T(x)$ naar de genormeerde hoek ϕ .

III.5 Het verre veld bij symmetrische verlichtingsfunctie.

Indien de verlichtingsfunctie $T(n)$ resp. $T(x)$ symmetrisch is, zoals in de meeste gevallen, d.w.z.

$$T(-n) = T(n)$$

$$T(-x) = T(x)$$

kunnen de uitdrukkingen voor het verre veld nog iets vereenvoudigd worden, daar in dat geval de sommatie over de sinus-termen nul oplevert.

Uitdrukkingen (23), (24), (27) en (28) worden dan:

$$(29) \quad G(\omega) = S(\omega) \cdot \sum_{-\infty}^{+\infty} T(n) \cdot \cos(n\phi)$$

$$(30) \quad D(\phi) = \left| \sum_{-\infty}^{+\infty} T(n) \cdot \cos(n\phi) \right|$$

$$(31) \quad G(\omega) = S(\omega) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} T(x) \cdot \cos x\phi \cdot dx$$

$$(32) \quad D(\phi) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} T(x) \cdot \cos x\phi \cdot dx \right|$$

II.6 Overzicht van de gevonden formules.

Tijdsdomein



Frequentiedomein.

Algemeen:

$$9) \quad F(t,k) = \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(n)}{\lambda \cdot k \cdot W(n)} \cdot f\left[t - \frac{2\pi k}{\omega} \cdot W(n)\right] \quad \longleftrightarrow \quad G(\omega,k) = S(\omega) \cdot \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(n)}{\lambda \cdot k \cdot W(n)} \cdot \exp[-j2\pi k W(n)] \quad (10)$$

$$13) \quad F(t,k) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(x)}{\lambda \cdot k \cdot W(x)} \cdot f\left[t - \frac{2\pi k}{\omega} \cdot W(x)\right] dx \quad \longleftrightarrow \quad G(\omega,k) = S(\omega) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(x)}{\lambda \cdot k \cdot W(x)} \cdot \exp[-j2\pi k \cdot W(x)] dx \quad (14)$$

$$12) \quad D(\phi,k) = \left| \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(n)}{\lambda \cdot k \cdot W(n)} \cdot \exp[-j2\pi k W(n)] \right|$$

$$18) \quad D(\phi,k) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(x)}{\lambda \cdot k \cdot W(x)} \cdot \exp[-j2\pi k W(x)] dx \right|$$

Het verre veld:

$$22) \quad F(t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} T(n) \cdot f\left(t + \frac{n\phi}{\omega}\right) \quad \longleftrightarrow \quad G(\omega) = S(\omega) \cdot \sum_{-\infty}^{+\infty} T(n) \cdot \exp(jn\phi) \quad (23)$$

$$26) \quad F(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(x) \cdot f\left(t + \frac{x\phi}{\omega}\right) dx \quad \longleftrightarrow \quad G(\omega) = S(\omega) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} T(x) \cdot \exp(jx\phi) \cdot dx \quad (27)$$

$$24) \quad D(\phi) = \left| \sum_{-\infty}^{+\infty} T(n) \cdot \exp(jn\phi) \right|$$

$$28) \quad D(\phi) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} T(x) \cdot \exp(jx\phi) \cdot dx \right|$$

Het verre veld, symmetrische verlichtingsfunctie:

$$22) \quad \text{ongewijzigd} \quad \longleftrightarrow \quad G(\omega) = S(\omega) \cdot \sum_{-\infty}^{+\infty} T(n) \cdot \cos n\phi \quad (29)$$

$$26) \quad \text{ongewijzigd} \quad \longleftrightarrow \quad G(\omega) = S(\omega) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} T(x) \cdot \cos x\phi \cdot dx \quad (31)$$

$$30) \quad D(\phi) = \left| \sum_{-\infty}^{+\infty} T(n) \cdot \cos n\phi \right|$$

$$32) \quad D(\phi) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} T(x) \cdot \cos x\phi \cdot dx \right|$$

III.7 Het verre veld richtingsdiagram bij uniforme verlichtingsfunctie.

Indien geldt:

$$(19) \quad R \gg 2N.d$$

$$T(n) = 1, \quad -N \leq n \leq N; \quad T(n) = 0, \quad -N > n > N$$

respectievelijk:

$$T(x) = 1, \quad -\frac{1}{2}L \leq x \leq \frac{1}{2}L; \quad T(x) = 0, \quad -\frac{1}{2}L > x > \frac{1}{2}L,$$

dan volgen de respectievelijke richtingsdiagrammen ook direct uit de Fouriertransformatie van een rechthoekfunctie, volgens (24) resp. (28).

Zonder verdere afleiding zij gegeven voor:

$$T(n) = 1 \rightarrow \sum_{-\infty}^{+\infty} T(n) \cdot \exp(jn\phi) = \sum_{-N}^{+N} \cos(n\phi) = \frac{\sin(2N+1)\frac{\phi}{2}}{\sin\frac{\phi}{2}} \quad (33)$$

$$\text{en } D(\phi) = \left| \frac{\sin(2N+1)\frac{\phi}{2}}{\sin\frac{\phi}{2}} \right| \quad (33a)$$

$$T(x) = 1 \rightarrow \int_{-\infty}^{+\infty} T(x) \cdot \exp(jx\phi) \cdot dx = \int_{-\frac{1}{2}L}^{+\frac{1}{2}L} \cos(x\phi) \cdot dx = \frac{\sin(L\frac{\phi}{2})}{L \cdot \frac{\phi}{2}} \quad (34)$$

$$\text{en } D(\phi) = \left| \frac{\sin(L\frac{\phi}{2})}{L \cdot \frac{\phi}{2}} \right| \quad (34a)$$

Voor een 21-elements array is (33) in rechthoekige coördinaten lineair uitgezet op Bijlage 1, (1).

Voor de nuldoorgangen geldt:

$$\phi_0(p) = p \cdot 17,1^\circ \quad p = 1, 2, \dots$$

$$\theta_0(p) = p \cdot 5,5^\circ \text{ (zie (4))} \quad p = 1, 2, \dots, \frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}.$$

Voor $D(\phi)$ zijn de respectievelijke zijlobniveaus ten opzichte van de hoofdlob in decibels:

- 13,7
- 17,6
- 20,3
- 22,3
- 23,7
- 24,7
- 25,5
- 26,0
- 26,3

III.8 Voorwaarde voor een niet repeterend richtingsdiagram.

Uitdrukking (33a) beschouwend, moeten we ons realiseren, dat deze de amplitude als functie van ϕ voorstelt van een a.c. signaal. Teller en noemer van (33a) zijn periodieke functies en dus is (33a) zelf ook periodiek.

De extrema $(2N+1)$ van (33a) treden steeds op als de noemer gelijk nul wordt.

De periodiciteit van (33a) wordt bepaald door de noemer.

Het verloop van de functie $\left| \frac{\sin(2N+1)\frac{\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}} \right|$ zal een herhaling zijn

van het verloop van deze functie in het gebied $-\frac{\pi}{2} \leq \frac{\phi}{2} \leq \frac{\pi}{2}$

De wenselijkheid, dat dit patroon zich niet zal herhalen voor reële waarden van θ , d.w.z.: $-1 \leq \sin \theta \leq +1$, leidt tot voorwaarde (35):

$$-\frac{\pi}{2} \leq \frac{\phi}{2} \leq \frac{\pi}{2} \quad \text{met } \phi = \frac{2\pi d \sin\theta}{\lambda} \quad \text{waarin } -1 \leq \sin \theta \leq 1$$

Dus

$$-\pi \leq \frac{2\pi d \sin\theta}{\lambda} \leq \pi$$

$$\frac{2d}{\lambda} \leq 1$$

$$(35) \quad (d)_{\max.} = \frac{1}{2} \lambda.$$

III.9 De ondergrens van het verre veld.

Bij het invoeren van de verre veld voorwaarden werd heel algemeen voorwaarde (19) opgesteld.

Deze is echter te vaag om in praktijkgevallen uitsluitend te geven over de vraag of de verre veld formules al dan niet gehanteerd kunnen worden.

Als ondergrens voor het verre veld of Fraunhoferzone wordt meestal dié afstand genomen, waarvoor de fout in de benaderde fase exponent kleiner is dan $\frac{1}{16}$ golflengte; lit (10, formule 41).

Indien D de apertuur diameter is, (dit is de afstand tussen de middelpunten der uiterste elementen van een array), en R de afstand tot het array middelpunt, dan volgt voor R_{minimum} :

$$R_{\text{min}} \approx \frac{2D^2}{\lambda} .$$

De door ons gebruikte 21 elements array heeft een elementspatiering $d = \frac{1}{2}\lambda$ en bijgevolg een apertuur diameter:

$$D = 20 \cdot \frac{1}{2}\lambda = 10\lambda .$$

zodat:

$$R_{\text{min}} = 200\lambda$$

De golflengte van het gebruikte 1,3 MHz signaal in weefsels gelijkstellend aan de golflengte in water, geeft $\lambda = 1,1$ mm. Dus

$$R_{\text{min}} = 220 \text{ mm} .$$

De afstanden welke van belang zijn in geval van klinische toepassingen, zijn van dezelfde orde grootte of kleiner.

Om deze reden is tijdens het onderzoek veelvuldig gebruik gemaakt van formule (12), waarvan we nu een iets beter hanteerbare vorm willen afleiden.

$$(12) \quad D(\phi, k) = \left| \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(n)}{\lambda \cdot k \cdot W(n)} \cdot \exp \left[-j 2\pi k W(n) \right] \right| =$$

$$\left| \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(n)}{\lambda \cdot k \cdot W(n)} \cdot \cos \left[2\pi k W(n) \right] - j \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(n)}{\lambda \cdot k \cdot W(n)} \cdot \sin \left[2\pi k W(n) \right] \right| =$$

$$(36) \quad \left| \sqrt{D_c^2(\phi, k) + D_s^2(\phi, k)} \cdot e^{-j \arctan \frac{D_s(\phi, k)}{D_c(\phi, k)}} \right|$$

waarin:

$$(37) \quad D_c(\phi, k) = \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(n)}{\lambda \cdot k \cdot W(n)} \cdot \cos \left[2\pi k \cdot W(n) \right]$$

$$(38) \quad D_s(\phi, k) = \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(n)}{\lambda \cdot k \cdot W(n)} \cdot \sin \left[2\pi k W(n) \right]$$

Uitdrukking (36) is met opzet zo genoteerd, dat het duidelijk is, welke fase informatie verloren gaat, als alleen de omhullende van het richtingsafhankelijke signaal beschouwd wordt. Met behulp van (36) werden de additieve richtingsdiagrammen (1) en (4) op bijlagen 7, 8 en 9 berekend.

In nog te bespreken gevallen mag deze fase informatie niet verwaarloosd worden en dit noopt ons met reële tijdsfuncties te werken.

Voor de puntarray, bedreven met een monofrequent signaal gaan we uit van formule (10) welke we terugtransformeren naar het tijdsdomein:

$$(10) \quad G(\omega, k) = S(\omega) \cdot \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{T(n)}{\lambda \cdot k \cdot W(n)} \cdot \exp \left[-j 2\pi k \cdot W(n) \right]$$

Monofrequent signaal:

$$(39) \quad G(\omega, k) = \delta(\omega - \omega_0) \cdot \sum_{-\infty}^{+\infty} \dots \dots \dots$$

In de ontvanger wordt het ontvangen signaal omgezet in een elektrische spanning, zodat het mogelijk is de tijdsfunctie, welke na terugtransformatie ontstaat, onmiddellijk als spanning te noteren:

$$(40) \quad \vec{V}(t,k) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega,k) \cdot e^{j\omega t} \cdot d\omega = e^{j\omega_0 t} \cdot \sum_{-\infty}^{+\infty} \dots\dots\dots$$

ofwel, zie (36):

$$(41) \quad \vec{V}(t,k) = \sqrt{D_c^2(\phi,k) + D_s^2(\phi,k)} e^{j\omega_0 t} \cdot e^{-j \arctan \frac{D_s}{D_c}}$$

$$(42) \quad V(t,k) = \text{Re} [\vec{V}(t,k)] = \sqrt{D_c^2(\phi,k) + D_s^2(\phi,k)} \cdot \cos \left[\omega_0 t - \arctan \frac{D_s(\phi,k)}{D_c(\phi,k)} \right]$$

Voor de later uit te voeren berekeningen is het gemakkelijker om

(42) in een andere vorm te noteren:

$$(43) \quad \underline{V(t,k) = D_c(\phi,k) \cdot \cos \omega_0 t + D_s(\phi,k) \cdot \sin \omega_0 t.}$$

III.10 De gebruikte 21-elements array.

Literatuur (2).

Bij het ontwerpen van de configuraties, welke in dit verslag ter sprake zullen komen, werd uitgegaan van een reeds bestaande 21-elements array.

Zoals reeds vermeld is in de inleiding, is het vervaardigen van een dergelijke acoustische array uitermate moeilijk en het nadan ook weinig zin om te pogen een verbetering van het oplossend vermogen c.q. bundelversmalling, en van de zijlob onderdrukking te verkrijgen door wijzigingen in de geometrie van de array. Het blijkt, dat de bestaande array configuratie met 21 equidistante elementen voldoende variatiemogelijkheden biedt in het elektrische circuit, om de door de elementen geleverde spanningen zó te bewerken, dat het daarbinnen realiseerbare optimum aanvaardbaar genoemd kan worden.

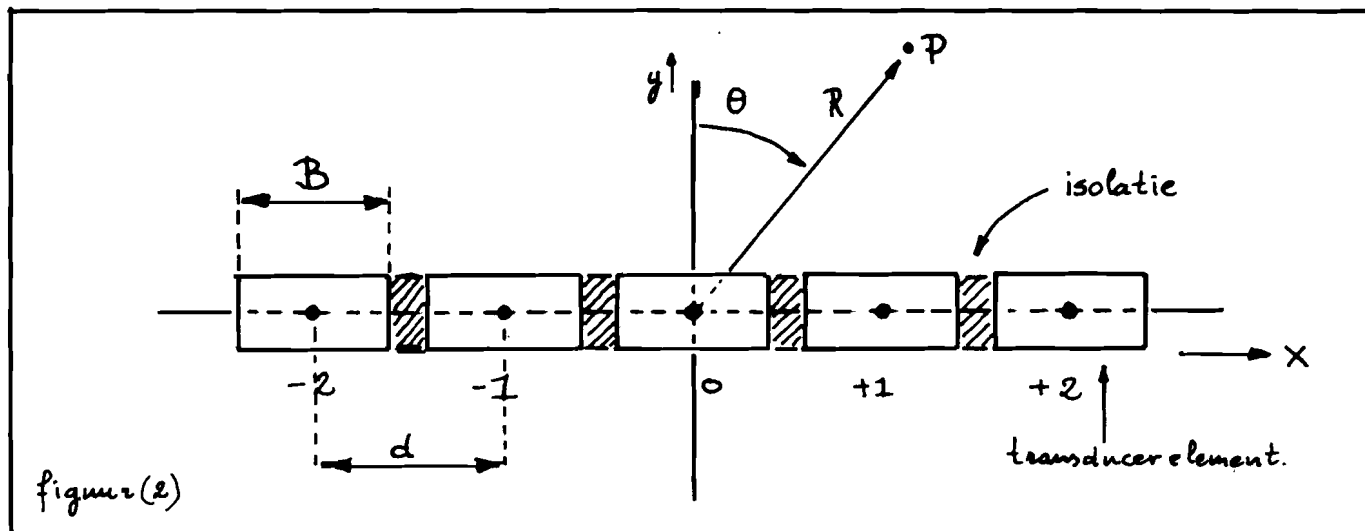
Puntbronnen zijn fysisch niet realiseerbaar.

Er moet dan ook genoeg genomen worden met een benadering. De gebruikte array is opgebouwd uit transducers van eindige afmetingen, een z.g. strip-array, fig. 2.

In beide hoofdrichtingen is zo'n transducer element op te vatten als een continue array met uniforme verlichting.

Voor het richtingsdiagram in het verre veld geldt formule (34a) met $L=B$:

$$(44) \quad D(\phi) = \left| \frac{\sin(B \cdot \frac{\phi}{2})}{B \cdot \frac{\phi}{2}} \right|$$



De kristalelementen, fig. 2, moeten in het x-y vlak zo goed mogelijk omnidirectionaal zijn.

Voor de gebruikte array geldt: $d = \frac{1}{2}\lambda$ en bijgevolg:

$$B \leq \frac{1}{2}\lambda$$

Hiermee wordt de 1e nuldoorgang van (44):

$$\phi_0(1) \geq \frac{4\pi}{\lambda}$$

Voor $\theta = \frac{\pi}{2}$ wordt ϕ :

$$\phi = \frac{2\pi \sin \frac{\pi}{2}}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Hieruit blijkt, dat in de gegeven situatie het punt $\theta = \frac{\pi}{2}$ halverwege de oorsprong en de 1e nuldoorgang ligt van een $\frac{\sin x}{x}$ functie. Uit een grafiek van deze functie kan afgeleid worden, dat:

$$\left| \frac{\sin(\frac{\pi}{2})}{\frac{\pi}{2}} \right| \approx 0,63 \quad \left| \frac{\sin(0)}{(0)} \right| = 0,63$$

Deze factor 0,63 betekent een verzwakking van 4 db, t.o.v. de hoofdlob, $\theta = 0^\circ$, en $B = \frac{1}{2}\lambda$. Deze verzwakking zal minder zijn bij $\theta = \frac{\pi}{2}$ en $B < \frac{1}{2}\lambda$.

Dit resultaat wordt gesteund door de gemeten richtingsdiagrammen der afzonderlijke transducer elementen, zie lit. (2, pag. 154). Er mag dan ook gesteld worden, dat in dit geval een zeer redelijke benadering van het omnidirectionale richtingsdiagram van een puntbron verkregen is.

III.II Vergelijking der richtingsdiagrammen voor een monofrequent signaal en een impulsvormig signaal.

Aangezien nog veel gebruik gemaakt zal worden van de uitdrukking voor het richtingsdiagram in het verre veld bij uniforme verlichting, formule (33a), lijkt het wenselijk om na te gaan in hoeverre het interferentiepatroon van de in werkelijkheid gebruikte impuls zich door (33a) laat beschrijven.

Radiaal oplossend vermogen is onmogelijk met een monofrequent signaal, maar vereist juist korte impulsen met brede frequentiespectra. Een foto van de in werkelijkheid voorkomende impuls wordt gegeven op Bijlage 1, (4). Deze impulsvorm is benaderd zoals weergegeven op Bijlage 1, (3).

Voor impulsvormige signalen dient de definitie van het richtingsdiagram enigszins aangepast te worden.

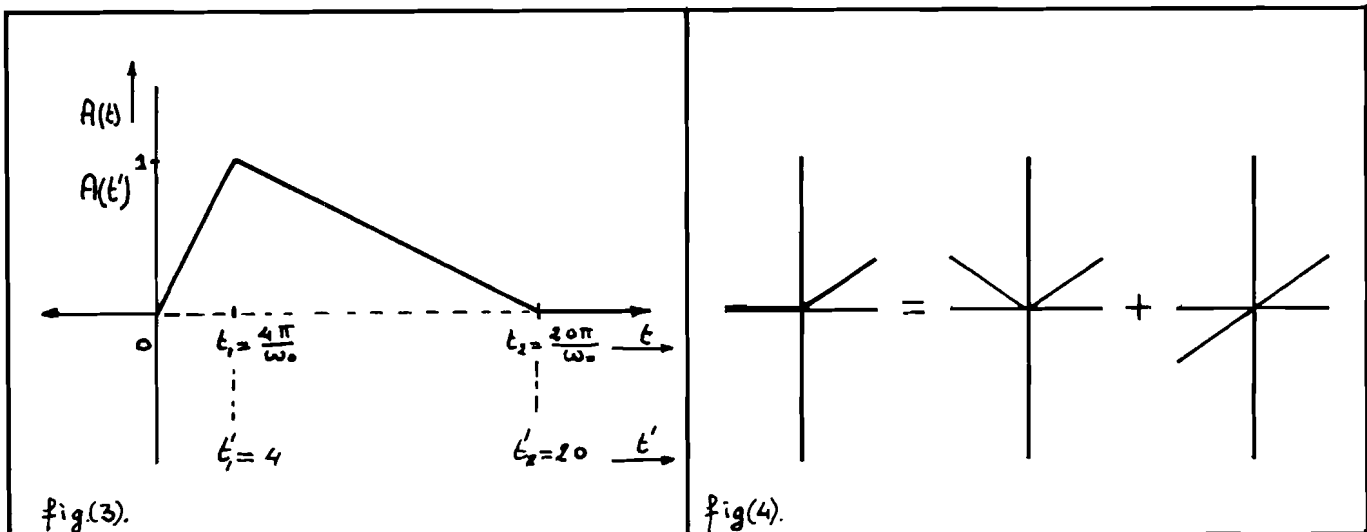
Definitie van het richtingsdiagram voor impulsvormige signalen:

Het relatieve verloop van de maxima der in het punt P optredende tijdsfuncties, als functie van de hoek θ , resp. ϕ .

Deze tijdsfuncties in P zijn de algebraïsche som in P van alle uitgezonden impulsen.

De omhullende van de werkelijke impuls werd benaderd door een driehoek, om een eenvoudige wiskundige beschrijving mogelijk te maken, (fig.3).

Om de computerrekening te beperken, werd de omhullende beschreven voor $-\infty < t < \infty$, op de in figuur (4) aangegeven wijze.



Na normalisatie van de tijdsas met $\frac{\omega_0}{\pi}$, wordt de uitdrukking voor de omhullende:

$$(45) \quad A(t') = \frac{1}{32} [4 \cdot |t'| - 5 |t'-4| + |t'-20|]. \quad -\infty < t' < \infty$$

De uitdrukking voor de benaderde impuls:

$$(46) \quad g(t') = A(t') \cdot \cos \pi t'. \quad -\infty < t' < \infty$$

Het richtingsdiagram voor (46) is uitgezet op Bijlage 1, (2), terwijl Bijlage 1, (1) het richtingsdiagram geeft voor monofrequent signaal: $f(t') = \cos \pi t'$, waarbij niet de absolute waarde is genomen.

Voor enkele vergelijkbare zijlob niveaus noteren we:

$f(t')$	$g(t')$
db	db
-13,7	-13,7
-17,6	-18,8
-20,3	-22,2
-22,3	-25
-23,7	-27

Vergelijking der beide richtingsdiagrammen leert:

- 1) de zijlobben nemen bij de gebruikte impulsvorm sneller af dan in geval van monofrequent signaal.
- 2) Hoewel het essentieel is, dat het richtingsdiagram voor impulsvormige signalen geen nuldoorgangen heeft, treden minima op bij dezelfde hoeken, als de nuldoorgangen bij monofrequent signaal. Bijlage 1,(1) en (2).

Conclusie 2 duidt er op dat de centrale frequentie van het impulsvormige signaal sterk overheerst, hetgeen door metingen van het frequentie spectrum van de gebruikte impuls bevestigd is.

Essentieel voor het verloop van het richtingsdiagram van de nog te bespreken multiplicatieve ontvangst array is de ligging der nuldoorgangen in de richtingsdiagrammen der deel arrays. Deze bepalen

dan mede de breedte van de hoofdlob en de ligging der positieve en negatieve zijlobben. Zij worden bij deze impuls duidelijk door één frequentie bepaald.

Een en ander leek ons een rechtvaardiging om te blijven werken met de richtingsdiagrammen voor monofrequente signalen.

Wel mag op grond van het voorgaande verwacht worden dat de onderzochte configuraties in de praktijk een lager zijlob niveau zullen opleveren, dan berekend voor een monofrequent signaal.

Naar aanleiding van het voorgaande dient hier een kritische kanttekening gemaakt te worden:

Men zou kunnen betwijfelen of die configuraties, welke voor monofrequent signaal optimaal zijn wat betreft bundelbreedte en zijlob onderdrukking, dat ook zijn voor impulsvormige signalen.

De mogelijkheid bestaat, dat er voor impulsvormige signalen met een juist gekozen frequentie samenstelling nog betere configuraties te vinden zijn.

III.12 Optimalisering van het additieve systeem.

Onder het optimaliseren van het richtingsdiagram verstaan wij:
Het creëren van een interferentiepatroon met

- a) een zo smal mogelijke hoofdlob ter verkrijging van een zo groot mogelijk angulair oplossend vermogen.
- b) tevens een zo laag mogelijk zijlob niveau ter vermindering van valse echo's.

In de praktijk blijken deze wensen tegenstrijdig te zijn.

Verlaging van het zijlobniveau veroorzaakt verbreding van de hoofdlob, en omgekeerd geeft versmalling van de hoofdlob minder zijlob onderdrukking.

Dit probleem is door C.L. Dolph, lit. (4), als volgt geformuleerd:

- Gegeven een zeker constant zijlob niveau, welke is dan de smalst verkrijgbare hoofdlob?
- ofwel - gegeven een bepaalde bundelbreedte van de hoofdlob, hoe groot is dan het laagst bereikbare, constante zijlob niveau?

Dolph ontwikkelde een procedure waarmee aan het richtingsdiagram de gewenste eigenschappen gegeven konden worden met behulp van een bepaald Tchebyscheff polynoom.

Tchebyscheff polynomen hebben de eigenschap, dat er geen polynomen van dezelfde graad bekend zijn, die na het doorlopen van een zeker aantal relatieve maxima en minima van gelijke amplituden, met een grotere stijtheid naar oneindig gaan.

Lit: (2), (3, pag. 194-195), (4).

Uitdrukking (30) kan voor reële $T(n)$ geschreven worden als de som van Tchebyscheff polynomen.

Deze som is zelf weer een Tchebyscheff polynoom van de graad $2N$, als de array bestaat uit $(2N+1)$ elementen.

Dolph voerde een schaalfactor in, welke de verhouding bundelbreedte-zijlobniveau bepaalt.

Toepassing van deze Dolph-Tchebyscheff verlichting geeft dus een optimale verhouding bundelbreedte-zijlobniveau aan het additieve systeem.

Berekend voor onze 21-elements array geeft deze methode de volgende theoretische waarden voor de -3db bundelbreedte bij drie verschillende zijlobniveaus: lit. (2).

	<u>Zijlobniveau</u>	<u>Bundelbreedte (-3db)</u>
1)	-20db	5,6°
2)	-30db	6,5°
3)	-36db	7,1°

Deze getallen pogen een inzicht te geven in wat er met deze additieve 21-elements array te bereiken is.

N.B.: deze getallen zijn berekend voor het "single" systeem, d.w.z. alleen zendend, of alleen ontvangend.

In de praktijk blijkt deze D-T verlichting zeer kritisch te zijn, zodat meting en berekening weinig overeenstemmen, zie lit.(2)

Als mogelijke redenen kunnen genoemd worden:

- onnauwkeurigheid bij en verlopen van de gevoeligheidsinstellingen der elementen.
- fase verschillen tussen de verschillende transducer elementen en verschillen in uitgezonden signalen.
- akoestische overspraak tussen de elementen.

IV. Het Multiplicatieve Ontvangststelsel.

literatuur: (5) t/m (9).

De wenselijkheid van een systeem, dat ondanks de onvermijdelijke foutenbronnen, toch betere resultaten zou kunnen geven, leidde tot een onderzoek aan de multiplicatieve- of produktarray, een eenvoudige vorm van de grotere groep data-processing systemen, welke in de Radartechniek veelvuldig toegepast worden.

Hierbij wordt de ontvangst array verdeeld in twee groepen, elk een additief systeem vormend, waarvan de elektrische uitgangssignalen met elkaar vermenigvuldigd worden.

Aan de hand van een rekenvoorbeeld zal de werking van deze systemen toegelicht worden onder verre veld condities.

Daarna zullen de verschillende onderzochte configuraties behandeld worden:

- in het verre veld
- op kortere afstanden van het middelpunt van de array, n.l. tussen 2-10 cm.

De feitelijke realisatiemogelijkheden leggen ons bij het bedenken van verschillende configuraties de volgende beperkingen op:

- multiplicatieve signaalbewerking is in zijn eenvoudigste vorm slechts aan de ontvangstzijde mogelijk. Zie echter lit. (8)
- het is de bedoeling, dat met dezelfde array zowel ge zonden als ontvangen wordt. Hoewel het niet onmogelijk is bij het omschakelen ook de verlichtingsfunctie over de array-elementen te wijzigen, willen we in eerste instantie daar liever van afzien.

Willen we dan toch elke groep van een symmetrische verlichtingsfunctie voorzien, dan blijft slechts de uniforme verlichting over. Ook uit rendementsoverwegingen, zoals absorptie in het medium, laag rendement der transducerelementen en kleine reflectie coëfficiënten der reflecterende structuren, is een uniforme verlichting gewenst. Deze geeft immers de grootste energie instraling.

IV.I Principe.

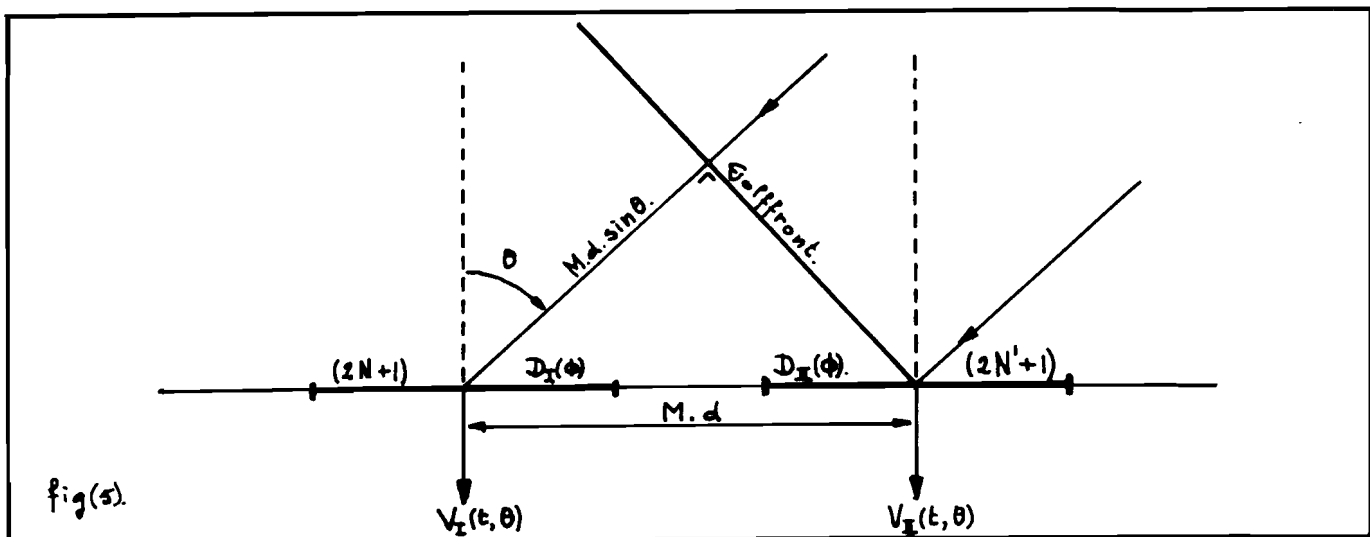
De mogelijkheden van een multiplicatieve ontvangstarray berusten op het creëren van een gelijkspanning, afhankelijk van de richting van de invallende straling, waarin extra nuldoorgangen optreden door aanwezigheid van een cosinusterm. Deze cosinusterm bepaalt, onder voorwaarden waaraan gemakkelijk is te voldoen, de 1e nuldoorgangen van de richtingsafhankelijke gelijkspanning, en bijgevolg de breedte van de hoofdbundel.

Vanwege de richtingsafhankelijkheid is de verkregen gelijkspanning te beschouwen als het richtingsdiagram van het systeem.

Bovendien zijn de (negatieve) eerste zijlobben ervan gemakkelijk te elimineren door enkelfasige gelijkrichting toe te passen.

Veronderstel twee puntarrays op een zelfde as, beiden met elementafstand d , en respectievelijk $(2N+1)$ en $(2N'+1)$ elementen. De afstand tussen de middelpunten der beide arrays drukken we uit in d , zie figuur 5.

Overlapping der beide groepen is toegestaan.



Een monofrequente puntbron veronderstellend op zo'n grote afstand der beide ontvangstarrays, dat het invallende golf front als recht te beschouwen is, kunnen de uitgangsspanningen der beide arrays na normalisatie van de hoek θ als volgt geschreven worden:

$$(47) \quad V_I(\phi, t) = D_I(\phi) \cdot \cos(\omega_0 t + M\phi)$$

$$(48) \quad V_{II}(\phi, t) = D_{II}(\phi) \cdot \cos \omega_0 t.$$

met ϕ volgens (4).

Vermenigvuldiging van deze spanningen met elkaar geeft:

$$(49) \quad V(\phi, t) = D_I(\phi) \cdot D_{II}(\phi) \cdot [\cos(2\omega_0 t + M\phi) + \cos M\phi]$$

Daar al deze formules gelden op een constante na, heeft ook notering van de factor $\frac{1}{2}$ afkomstig van de gebruikte goniometrische formules weinig zin.

Uitdrukking (49) bestaat uit een term met dubbele frequentie, waarvan de omhullende richtingsafhankelijk is, en een richtingsafhankelijke gelijkspanningscomponent.

Een laagdoorlaatfilter achter de vermenigvuldiger levert als uitgangssignaal alleen deze gelijkspanning:

$$(50) \quad V_{out}(\phi) = D_I(\phi) \cdot D_{II}(\phi) \cdot \cos M\phi.$$

Indien de eerste nuldoorgang van de term $\cos(M\phi)$ bij een kleinere hoek ϕ_0 optreedt, dan de overeenkomstige hoeken in de richtingsdiagrammen $D_I(\phi)$ en $D_{II}(\phi)$, wordt de breedte van de hoofdbundel van uitdrukking (50) bepaald door deze term $\cos M\phi$.

Indien $N \geq N'$ kan hiervoor zeer eenvoudig de volgende voorwaarde afgeleid worden:

$$(51) \quad M > \frac{1}{2}N + \frac{1}{4}$$

Hieraan is voor niet overlappende arrays altijd voldaan, als men zich realiseert, dat gelijkheid in (51) overeenkomt met twee elkaar overlappende arrays.

In de nu volgende hoofdstukken zullen de resultaten besproken worden van verschillende configuraties, welke met behulp van de PDP-9 digitale rekenmachine van het Medisch-Fysisch Instituut TNO te Utrecht onderzocht werden.

Eerst wordt hun gedrag in het verre veld behandeld, daarna het gedrag van dezelfde configuraties in het nabijere veld. Dié afstanden zijn gekozen welke van belang zijn voor klinische toepassingen, nl. van 2 tot 10 cm.

Grote aandacht is besteed om een configuratie te vinden, die

juist op deze afstanden een zo groot mogelijke zijlob onderdrukking blijft houden en waarvan tevens het "één hoofdlob-karakter" behouden blijft.

De meeste systemen gaan n.l. op zeer korte afstanden één of meerdere ongewenste "deuken" in de hoofdlob vertonen, (Bijlage 9, 12 en 15) en soms is er sprake van twee afzonderlijke hoofdlobben aan weerszijde van de hoofdas, (Bijlage 3 t/m 6).

IV.2 Systemen met één vermenigvuldiging.

Hoewel ook systemen met meerdere vermenigvuldigingen onderzocht zijn, zullen deze in dit verslag niet behandeld worden om redenen, die nog ter sprake zullen komen.

Uitgaande van de bestaande 21 elements array kan deze op twee manieren in twee niet overlappende groepen verdeeld worden:

I: de som der elementen uit beide groepen = 21
 II: " " " " " " " " < 21

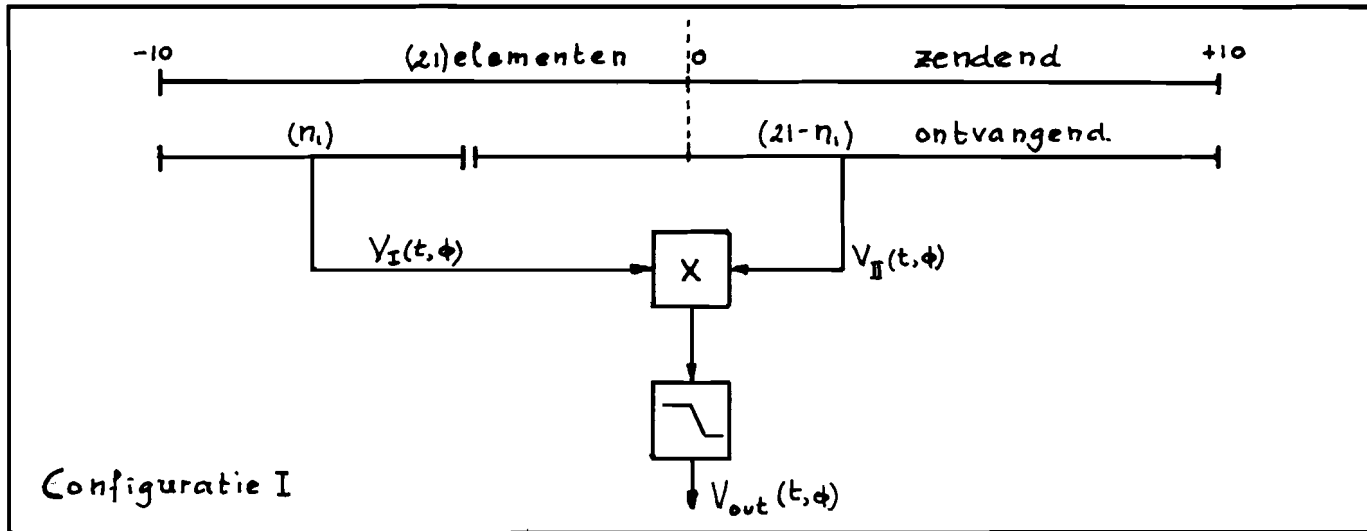
Bij methode II hebben we ons de restrictie opgelegd, dat beide groepen evenveel elementen bevatten en dat de afstanden tussen de middelpunten der groepen zo groot mogelijk is binnen de gegeven 21 elements array.

De volgende punten dienen in aanmerking genomen te worden:

- uniforme verlichting voor alle groepen, zowel zendend als ontvangend.
- er wordt gezonden met de gehele 21-elements array.

Steeds zullen het ontvangst richtingsdiagram (single), en het zend + ontvangst richtingsdiagram (overall) naast elkaar bekeken worden.

Hoewel de resulterende formules misschien erg onoverzichtelijk lijken, is hun afleiding toch dermate eenvoudig, dat deze niet verder behandeld wordt.

IV.3 Configuratie I in het verre veld.

$$(52) \quad V_{I,S}(\phi, t) = \frac{\sin(n_1 \frac{\phi}{2})}{\sin \frac{\phi}{2}} \cdot \cos \left[\omega_0 t - (10 - \frac{n_1 - 1}{2}) \phi \right];$$

$$(53) \quad V_{I,O}(\phi, t) = D_z(\phi) \cdot V_{I,S}(\phi, t)$$

$$(54) \quad V_{II,S}(\phi, t) = \frac{\sin \left[(21 - n_1) \frac{\phi}{2} \right]}{\sin \frac{\phi}{2}} \cdot \cos \left[\omega_0 t + (10 - \frac{20 - n_1}{2}) \phi \right];$$

$$(55) \quad V_{II,O}(\phi, t) = D_z(\phi) \cdot V_{II,S}(\phi, t).$$

met:

$$(56) \quad D_z(\phi) = \frac{\sin(21 \frac{\phi}{2})}{\sin \frac{\phi}{2}} \quad (\text{zend richtingsdiagram})$$

Na vermenigvuldiger en laagdoorlaatfilter:

$$(57) \quad D_s(\phi) = \frac{\sin(n_1 \frac{\phi}{2}) \cdot \sin \left[(21 - n_1) \frac{\phi}{2} \right]}{\sin \frac{\phi}{2} \cdot \sin \frac{\phi}{2}} \cdot \cos(21 \frac{\phi}{2});$$

$$(58) \quad D_o(\phi) = D_z^2(\phi) \cdot D_s(\phi).$$

Tabel I:

n	Bundelbreedte tussen eerste nuldoorgangen.		Hoogste positieve zijlob in db. t.o.v. hoofdlob.	
	ϕ	θ	D single(57)	D overall(58)
1	17,2°	5,5°	-19,4	-47,6
2	"	"	-21,6	-49,3
3	"	"	-24,7	-51,9
4	"	"	-29,2	-55,9
5	"	"	-35,8	-62,3
6	"	"	-42,0	-74,5
7	"	"	-42,5	-80,3
8	"	"	-49,3	-77,0
9	"	"	-38,9	-67,5
10	"	"	-34,9	-64,4

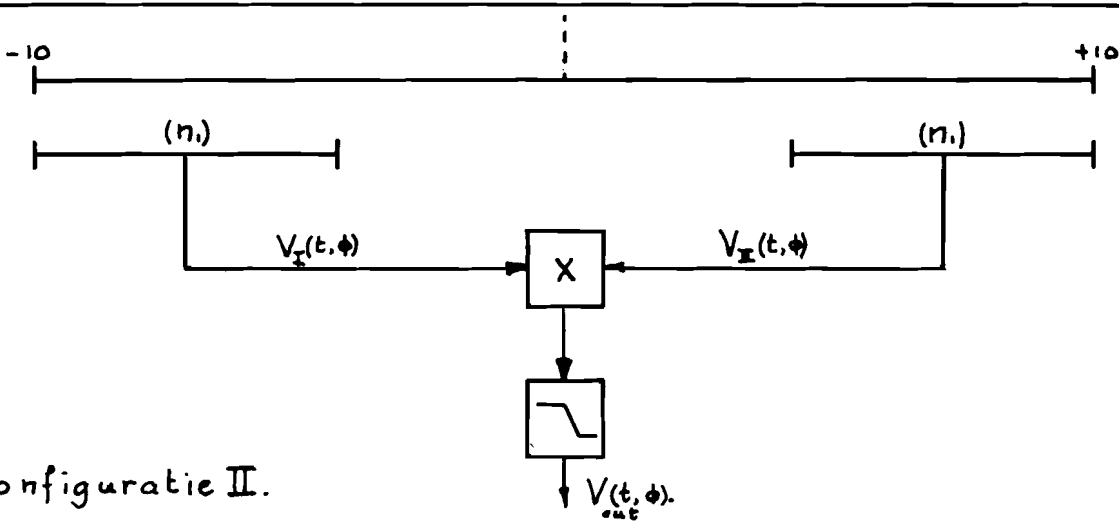
Tabel I rechtvaardigt de opvatting, dat het optimaliseren van het multiplicatieve systeem aan ontvangtzijde alléén niet voldoende is, en dat dit uitgevoerd moet worden in combinatie met het zendsysteem ofwel anders uitgedrukt: het heeft geen zin zend- en ontvangstsysteem afzonderlijk te optimaliseren.

Ook lijkt met deze resultaten een opvatting van Welsby en Tucker tegengesproken, n.l.: dat de verdeling der groepen niet kritisch zou zijn; lit (7), pag 372. Bij het ontwerpen van een multiplicatieve ontvangstarray zou men ter motivering van de verdeling in groepen van de volgende redenering uit kunnen gaan:

- × kies de groepen zódanig dat de nuldoorgangen van het richtingsdiagram van de grootste groep samenvallen met de extrema van het richtingsdiagram van de kleinste groep. Deze extrema worden dan met nul vermenigvuldigd.
- × Indien we veronderstellen, dat de extrema praktisch midden tussen de nuldoorgangen liggen, voert deze overweging onmiddellijk tot de conclusie, dat de ene groep uit 2x zoveel elementen moet bestaan als de andere.

Bij totaal 21 elementen komt dit neer op een 7-14 verdeling. Uit Tabel I blijkt duidelijk, dat aan ontvangstzijde een optimum optreedt bij een 8-13 verdeling.

Dat in het "overall" systeem wèl een optimum optreedt bij een 7-14 verdeling wordt niet door bovenstaande redenering verklaard.

IV.4 Configuratie II in het verre veld.

$$(59) \quad V_{I,s}(\phi, t) = \frac{\sin(n \frac{\phi}{2})}{\sin \frac{\phi}{2}} \cdot \cos \left[\omega_0 t - \left(10 - \frac{n-1}{2}\right) \phi \right];$$

$$(60) \quad V_{I,o}(\phi, t) = D_z(\phi) \cdot V_{I,s}(\phi, t)$$

$$(61) \quad V_{II,s}(\phi, t) = \frac{\sin(n \frac{\phi}{2})}{\sin \frac{\phi}{2}} \cdot \cos \left[\omega_0 t + \left(10 - \frac{n-1}{2}\right) \phi \right];$$

$$(62) \quad V_{II,o}(\phi, t) = D_z(\phi) \cdot V_{II,s}(\phi, t).$$

$$(63) \quad D_z(\phi) = \frac{\sin(21 \frac{\phi}{2})}{\sin \frac{\phi}{2}}, \quad (\text{zend richtingsdiagram})$$

Na vermenigvuldiger en laagdoorlaatfilter:

$$(64) \quad D_s(\phi) = \left[\frac{\sin(n \frac{\phi}{2})}{\sin \frac{\phi}{2}} \right]^2 \cdot \cos(21-n) \phi; \quad D_o(\phi) = D_z^2(\phi) \cdot D_s(\phi). \quad (65)$$

Tabel II.

n	Bundelbreedte tussen le nuldoorgangen		Hoogste positieve zijlob in db. t.o.v. hoofdlob	
	ϕ	θ	$D_S(\phi), (64)$	$D_O(\phi), (65)$
1	9,0°	2,3°	- 0,0 db(interferometer)	- 36,2 db
2	9,5°	2,4°	- 0,14 db	- 33,1 db
3	10,0°	2,6°	- 0,6 db	- 31,1 db
4	10,6°	2,7°	- 1,4 db	- 30,0 db
5	11,2°	2,9°	- 2,6 db	- 29,9 db
6	12,0°	3,1°	- 4,5 db	- 31,1 db
7	12,8°	3,3°	- 7,3 db	- 33,6 db
8	13,8°	3,6°	-11,3 db	- 37,9 db
9	15,0°	3,9°	-17,5 db	- 44,7 db
10	16,4°	4,3°	-27,2 db	- 55,6 db

Uit Tabel II blijkt, dat de smalste hoofdbundel verkregen wordt, indien de fase middelpunten der ontvangende arrays zo ver mogelijk van elkaar verwijderd zijn, wat het geval is voor $n=1$.

Dit volgt ook uit de beschouwing over de rol van de term $\cos(M\phi)$ in (50). Hoewel het "overall" systeem met $n=1$ geen optimale zijlob onderdrukking geeft, (deze treedt op voor $n=10$), lijkt deze configuratie met een berekend zijlobniveau van -36 db zeer aantrekkelijk.

Bij gebruik van het werkelijke impulsvormige signaal, (Hoofdstuk III,11) mag een nog grotere zijlob onderdrukking verwacht worden.

Hier moet echter gewezen worden op enige bezwaren van praktische aard:

- 1) aankoppelingsmoeilijkheden, d.w.z. mogelijk onvolledig contact met het medium, als $n=1$;
- 2) lage gevoeligheid, omdat geen optelling van meerdere ontvangen signalen plaats vindt.

Beide effecten komen door de vermenigvuldiging, welke daarna plaats vindt, nog sterker naar voren.

IV.5 Systemen met meerdere vermenigvuldigingen.

Uit het voorgaande is gebleken, dat de bundelbreedte van een multiplicatieve ontvangst array bepaald wordt (bij niet overlappende groepen) door de term $\cos(M\phi)$, (50).

Door op de juiste plaatsen in het elektrisch circuit extra vermenigvuldigingen of kwadrateringen der signalen aan te brengen, kan men deze term $M\phi$ verdubbelen, verviervoudigen etc.

Hiermee lijkt een terrein ontsloten, dat eindeloos veel variatie mogelijkheden biedt tot bundelversmalling en beïnvloeding der zijlob configuraties.

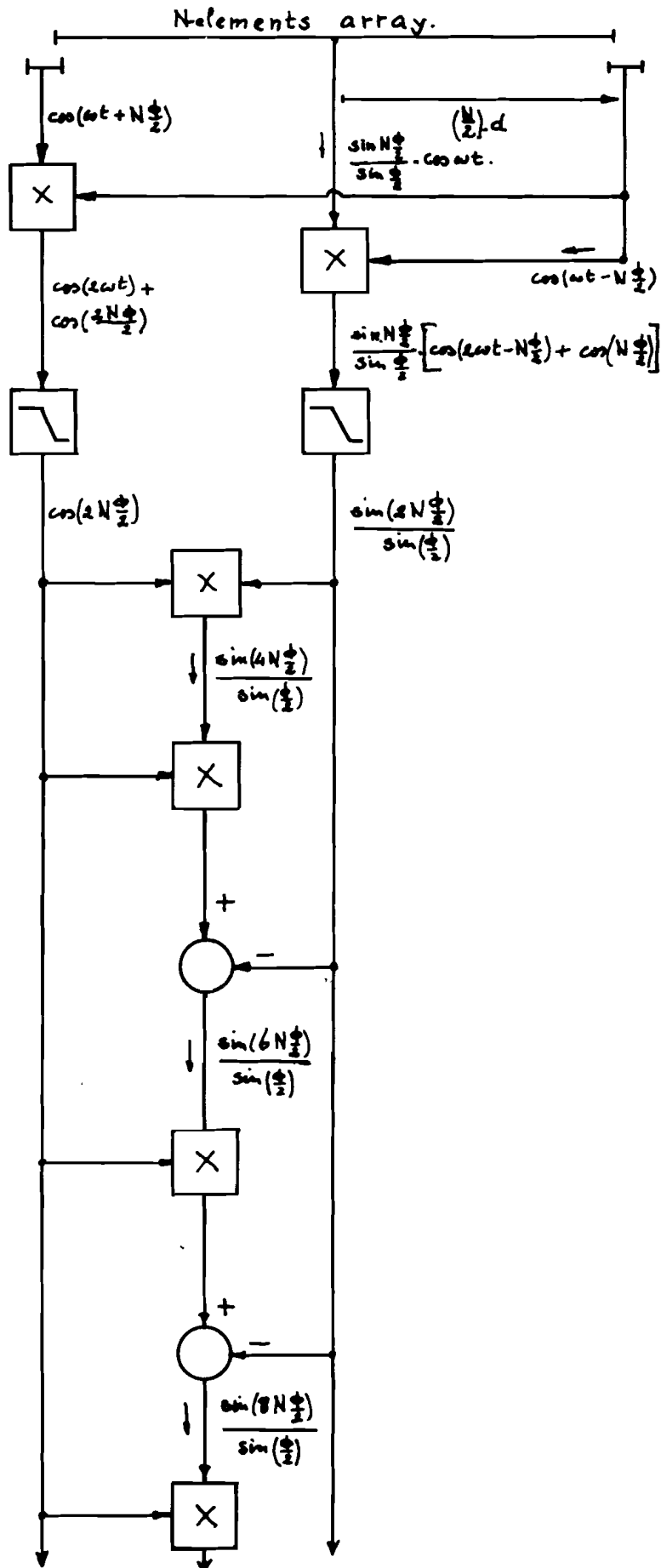
Zo lijkt de volgende signaalbewerking aan ontvangstzijde eindeloos herhaalbaar, figuur 6.

Aan weerszijden van een N-elements array met elementspatiëring d wordt een interferometer geplaatst, bestaande uit twee omnidirectionale punt ontvangers, elk op een afstand $\frac{N}{2} \cdot d$ van het middelpunt van de N-elements array. Het blokschema, Figuur 6, waarin de optredende formules en de overeenkomstige additieve systemen vermeld staan, spreekt voor zichzelf.

Ook hier gelden deze formules weer op een konstante na.

FIGUUR 6.

Methode om een array schijnbaar te vergroten.



Komt overeen met een
additief array van:

2N-elementen.

4N-elementen.

6N-elementen.

8N-elementen.

De gesuggereerde mogelijkheden zijn natuurlijk te mooi om waar te zijn. Afgezien van de problemen welke zich zullen voordoen bij een praktische realisatie (o.a. drift bij vermenigvuldigen van gelijkspanningen), zijn er twee verschijnselen, welke heel in het algemeen aan de toepassing van multiplicatieve systemen beperkingen opleggen.

- 1) Indien één of meer vermenigvuldigingen worden toegepast, zal de uitgangsspanning van het gehele systeem evenredig zijn met een factor $(\frac{1}{R})^p$; $p > 1$, afhankelijk van de elektrische bewerkingen en R, de afstand tot het doel.
Dit betekent een afname van de dynamiek van het systeem.
- 2) Bij gelijktijdig ontvangst van meerdere reflecties kan distorsie van het richtingsdiagram optreden als gevolg van het ontstaan van kruisprodukten bij de vermenigvuldiging.

Aan bezwaar 1) kan enigszins tegemoet gekomen worden door toepassing van tijdsafhankelijke versterkers.

Ook is het mogelijk, waar wisselspanningssignalen vermenigvuldigd worden, één van de beide ingangssignalen van de vermenigvuldiger te klippen. De fase informatie blijft behouden, de afstands afhankelijkheid van de amplitude wordt geëlimineerd.

Dit laatste gaat dan natuurlijk weer ten koste van de zijlob onderdrukking.

Bezwaar 2) kan niet omzeild worden en staat te boek onder:

'Multiple Target Problem'.

IV.6 Het "Multiple Target" Probleem.

Lit. (6), (9).

Een behandeling van dit probleem, welke bij een acceptabele graad van bewerkelijkheid toch alle optredende effecten omvat, bestaat niet.

Elk reflecterend lichaam moet beschouwd worden als een samenstel van oneindig veel reflecterende punten. Eén vermenigvuldiging in het ontvangstcircuit zal dan reeds aanleiding geven tot een oneindig aantal kruisprodukten.

De literatuur geeft slechts weinig aanknopingspunten.

Men vereenvoudigt het probleem door het aantal doelen tot twee terug te brengen. De dan optredende kruisprodukten worden onderzocht op de distorsie welke zij mogelijkerwijs in bepaalde situaties veroorzaken in het richtingsdiagram.

De kans dat deze situaties zich zullen voordoen is dan een maat voor de betrouwbaarheid van het systeem en maakt vergelijking met andere systemen mogelijk.

We veronderstellen de configuratie van figuur (5), pag. 30.

Elk van beide ontvangst arrays ontvangt gelijktijdig signalen afkomstig van twee puntdoelen in het verre veld onder de respectievelijke hoeken θ_1 en θ_2 met de hoofdrichting der arrays.

Door de onderlinge afstand der puntdoelen bereiken de gereflecteerde signalen de ontvangst arrays met een tijdsverschil τ_1 .

Voor de respectievelijke uitgangsspanningen der beide arraygroepen kunnen we nu schrijven:

$$(66) \quad V_I(t) = D_I(\phi_1) \cos(\omega_0 t) + D_I(\phi_2) \cdot \cos[\omega_0(t - \tau_1)]$$

$$(67) \quad V_{II}(t) = D_{II}(\phi_1) \cdot \cos(\omega_0 t - M\phi_1) + D_{II}(\phi_2) \cdot \cos[\omega_0(t - \tau_1) - M\phi_2]$$

Na vermenigvuldiger en laagdoorlaatfilter:

$$(68) \quad V_{out}(t) = D_I(\phi_1) \cdot D_{II}(\phi_1) \cdot \cos(M\phi_1) + \quad (a)$$

$$D_I(\phi_2) \cdot D_{II}(\phi_2) \cdot \cos(M\phi_2) + \quad (b)$$

$$D_I(\phi_2) \cdot D_{II}(\phi_1) \cdot \cos(M\phi_1 - \omega_0 \tau_1) \quad (c)$$

$$D_I(\phi_1) \cdot D_{II}(\phi_2) \cdot \cos(M\phi_2 + \omega_0 \tau_1) \quad (d)$$

De termen (a) en (b) ontstaan ook als de puntdoelen afzonderlijk voorkomen. Tot zover werkt het systeem lineair.

De kruisprodukten (c) en (d) vormen op het eerste gezicht storende gelijkspanningstermen.

Uit de praktijk is door toepassingen op havenradar bekend, dat er bij doelen in het verre veld variaties optreden in de faseterm $\omega_0 \tau_1$ in de termen (c) en (d), hetgeen een flikkerend effect oplevert.

Of dit verschijnsel zich óók zo voor zal doen op kortere afstanden, zoals bij klinisch gebruik het geval zal zijn, is nog niet bekend. Zo ja, dan is de distorsie t.g.v. kruisprodukten bij één vermenigvuldiging gemakkelijk te herkennen en weinig bezwaarlijk. Pas bij toepassing van meerdere vermenigvuldigingen zullen deze "flikkertermen" ook aanleiding geven tot richtingsafhankelijke gelijkspanningstermen in het uitgangssignaal. Deze distorsie signalen kunnen dan veroorzaken, dat de maximale responsies optreden bij andere richtingen dan θ_1 en θ_2 . Dit effect zal ook reeds in een systeem met één vermenigvuldiger optreden als de faseterm $\omega_0 \tau_1$ niet varieert.

Blommendaal komt tot de conclusie, dat bij één enkele vermenigvuldiging géén misleidende systeemresponsies te verwachten zijn, lit.(9)

Ook I.W. Linder geeft als resultaat van zijn onderzoek aan "correlation arrays", dat optimale resultaten verkregen worden, als de niet-lineaire bewerkingen van de uitgangsspanningen beperkt blijven tot één enkele vermenigvuldiging lit.(6)

Bovendien is het de bedoeling het te ontwerpen systeem ook toe te gaan passen in apparatuur voor elektronische sector scanning. Zo'n systeem vereist aan ontvangtzijde variabele analoge verdragingslijnen, waaraan zeer hoge eisen gesteld worden t.a.v. fase-karakteristiek, bandbreedte en nauwkeurigheid van de ingestelde verdragingslijn, waardoor ze moeilijk realiseerbaar en uiterst kostbaar zijn. Het is dan ook zaak het aantal benodigde verdragingslijnen tot een minimum te beperken. Op grond van een en ander werd besloten niet meer dan twee ontvangst arrays te gebruiken en het onderzoek verder toe te spitsen op configuraties met één vermenigvuldiging.

De reeds voor het verre veld behandelde configuraties I en II worden nu onderzocht op hun gedrag in het gebied van 2 tot 10 cm tot het array middelpunt.

I V.7 Configuratie I en II, als niet meer voldaan is aan de verre veld voorwaarden.

Hiervoor moeten we teruggrijpen naar de formules (42) en (43). De omhullende van (42) als het richtingsdiagram opvattend, kunnen we voor het additieve systeem schrijven:

$$(69) \quad D_{\text{single}}(\phi, k) = \sqrt{D_c^2(\phi, k) + D_s^2(\phi, k)}.$$

$$(70) \quad D_{\text{overall}}(\phi, k) = [D_c^2(\phi, k) + D_s^2(\phi, k)]$$

De uitdrukkingen (69) en (70) zijn op Bijlage 7, 8 en 9 in db's uitgezet op de respectievelijke afstanden 10, 6 en 2 cm.

Duidelijk is het afnemen van de zijlob onderdrukking te zien en het verloren gaan van het "een hoofdlob karakter". In de metingen aan een "single" additief 21-elementssysteem komt dit eveneens duidelijk naar voren, zie Bijlagen 10, 11 en 12.

Uitgaande van configuratie I schrijven we voor de uitgangsspanningen van de respectievelijke ontvangst arrays, gebruik makend van (43):

$$(71) \quad V_{I,s}(\phi, k, t) = D_{1,c}(\phi, k) \cdot \cos(\omega_0 t) + D_{1,s}(\phi, k) \cdot \sin(\omega_0 t).$$

$$(72) \quad V_{II,s}(\phi, k, t) = D_{2,c}(\phi, k) \cdot \cos(\omega_0 t) + D_{2,s}(\phi, k) \cdot \sin(\omega_0 t)$$

Na vermenigvuldiger en laagdoorlaatfilter, ontstaat er een richtingsafhankelijke gelijkspanningsterm, welke we tevens als richtingsdiagram opvatten:

$$(73) \quad D_{\text{single}}(\phi, k) = (D_{1,c} \cdot D_{2,c} + D_{1,s} \cdot D_{2,s})$$

Betrekken we tevens het zend richtingsdiagram in de berekening, dan geldt voor het "overall" systeem, gebruik makend van (70):

$$(74) \quad D_{\text{overall}}(\phi, k) = (D_{z,c}^2 + D_{z,s}^2) \cdot (D_{1,c} \cdot D_{2,c} + D_{1,s} \cdot D_{2,s})$$

De uitdrukkingen (71) t/m (74) gelden voor beide configuraties I en II, als men voor de deeltermen schrijft:

$$D_{z,c} = \sum_{-10}^{+10} \frac{\cos [2\pi k.W(n)]}{\lambda.k.W(n)} ; D_{z,s} = \sum_{-10}^{+10} \frac{\sin [2\pi k.W(n)]}{\lambda.k.W(n)}$$

Configuratie I	Configuratie II
$D_{1,c} = \sum_{-10}^{-n_1} \frac{\cos (\quad)}{(\quad)}$	$D_{1,c} = \sum_{-10}^{-n_1} \frac{\cos (\quad)}{(\quad)}$
$D_{1,s} = \sum_{-10}^{-n_1} \frac{\sin (\quad)}{(\quad)}$	$D_{1,s} = \sum_{-10}^{-n_1} \frac{\sin (\quad)}{(\quad)}$
$D_{2,c} = \sum_{-n_1+1}^{+10} \frac{\cos (\quad)}{(\quad)}$	$D_{2,c} = \sum_{+n_1}^{+10} \frac{\cos (\quad)}{(\quad)}$
$D_{2,s} = \sum_{-n_1+1}^{+10} \frac{\sin (\quad)}{(\quad)}$	$D_{2,s} = \sum_{+n_1}^{+10} \frac{\sin (\quad)}{(\quad)}$

Voor n_1 variërend van 1 tot 10 ontstaan 20 mogelijkheden, waaruit een optimum gekozen werd, zie Bijlagen 3, 4, 5 en 6.

V. De vermenigvuldiger.

Literatuur: (11) t/m (21).

Om de besproken configuraties te realiseren en te onderzoeken is een snelle analoge vermenigvuldiger nodig.

Het te behandelen signaal heeft een bandbreedte van 1,0 - 1,6 M Hz.

Eén vermenigvuldiging geeft aanleiding tot frequenties tot 3,2 M Hz.

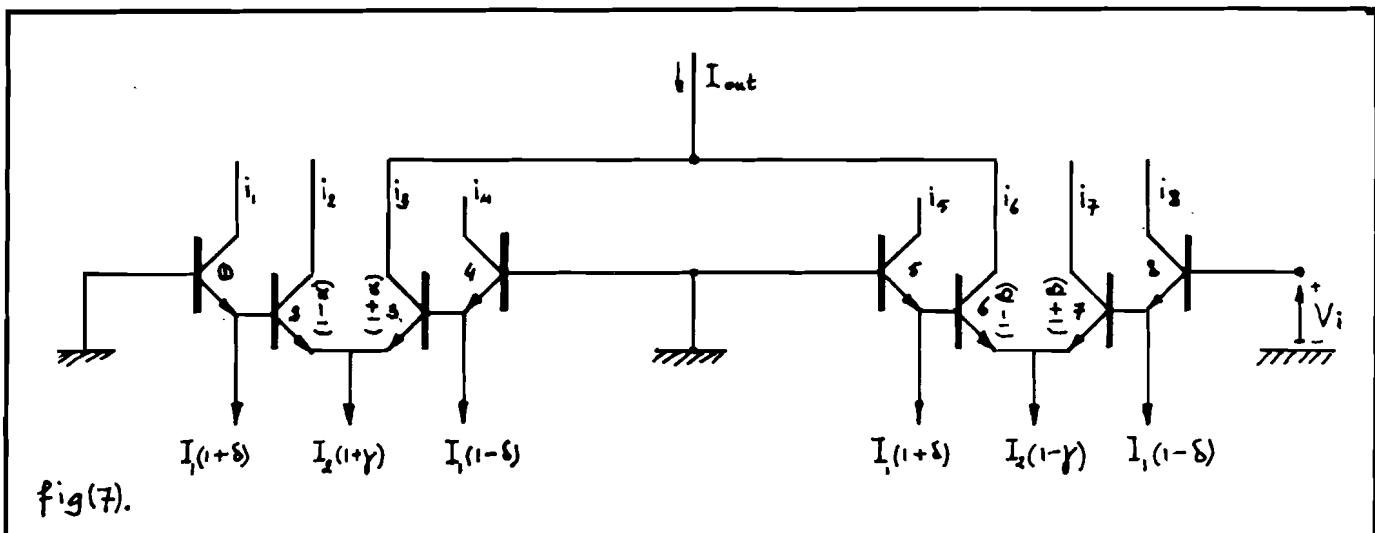
De vermenigvuldiger krijgt twee signalen aangeboden van eenzelfde frequentie samenstelling, maar met verschillende fase. Naast een nauwkeurige amplitude verwerking is deze fase informatie in het uitgangssignaal uitermate belangrijk voor het verkrijgen van een onvervormd richtingsdiagram.

Om deze reden werd als tweede eis aan de vermenigvuldiger gesteld, dat bij gebruik als kwadraterder het gelijkspannings uitgangssignaal recht moest blijven voor ingangssignalen tussen 1,0 en 3,2 M Hz.

Uit de principes, volgens welke hoogfrequent analoge vermenigvuldigers ontworpen werden, lit.(12) t/m lit. (16), is dié gekozen, waarvoor in de literatuur de beste resultaten vermeld zijn, n.l.:

200 M Hz, lit. (16).

De volgende beschouwing is ontleend aan lit. (15).



Gegeven een elektrisch circuit volgens fig. 7, waarin:

δ, γ : de met elkaar te vermenigvuldigen grootheden.

V_i : een instelbare gelijkspanning

$|\alpha|, |\beta|, |\gamma|, |\delta|$: alleen ≤ 1 .

α, β : de verdelingscoëfficiënten van de stromen $I_2(1+\gamma)$ en $I_2(1-\gamma)$.

Verder worden de basisstromen verwaarloosd en geldt voor de transistoren:

$$(75) \quad I_{ci} = I_{ei} = I_{si} \left(e^{\frac{qV}{mkT}} - 1 \right), \quad i = \text{transistor rangnummer.}$$

Bij gebruik van silicium:

$$(76) \quad I_{ci} = I_{si} \exp\left(\frac{qV}{mkT}\right).$$

ofwel:

$$(77) \quad V = \frac{mkT}{q} \cdot \ln \frac{I_{ci}}{I_{si}}$$

Hierin is:

$I_{ci} = I_{ei}$ voorwaartse geleidingsstroom i^e transistor;

I_{si} verzadigingslekstroom van i^e transistor;

V spanning over basis-emitter overgang;

q lading elektron;

$m \approx 1$ konstante, afhankelijk transistor geometrie, Lit.(19);

T absolute temperatuur;

k konstante van Boltzmann.

De spanningsvergelijkingen resulteren in de volgende stroomvergelijkingen (onder voorwaarde dat $\frac{mkT}{q}$ voor alle transistoren gelijk is):

Het kwartet 1 t/m 4:

$$(78) \quad \frac{mkT}{q} \left(\ln \frac{I_1(1+\delta)}{I_{s1}} + \ln \frac{\frac{1}{2}I_2(1+\gamma)(1-\alpha)}{I_{s2}} \right) = \frac{mkT}{q} \left(\ln \frac{\frac{1}{2}I_2(1+\gamma)(1+\alpha)}{I_{s3}} + \ln \frac{I_1(1-\delta)}{I_{s4}} \right).$$

Het kwartet 5 t/m 8:

$$(79) \quad \frac{mkT}{q} \left(\ln \frac{I_1(1+\delta)}{I_{s5}} + \ln \frac{\frac{1}{2}I_2(1-\gamma)(1-\beta)}{I_{s6}} \right) = \frac{mkT}{q} \left(\ln \frac{\frac{1}{2}I_2(1-\gamma)(1+\beta)}{I_{s7}} + \ln \frac{I_1(1-\delta)}{I_{s8}} \right) - V_i$$

(78) en (79) gaan over in:

$$(80) \quad \frac{(1+\delta)(1-\alpha)}{(1+\alpha)(1-\delta)} = \frac{I_{s1} \cdot I_{s2}}{I_{s3} \cdot I_{s4}} = \epsilon_1$$

$$(81) \quad \frac{(1+\delta)(1-\beta)}{(1+\beta)(1-\delta)} = \frac{I_{s5} \cdot I_{s6}}{I_{s7} \cdot I_{s8}} \cdot \exp\left(-\frac{qV_i}{mkT}\right) = \epsilon_2$$

Uit (80) en (81) lossen we nu α en β op:

$$(82) \quad \alpha = \frac{(1+\delta) - \epsilon_1(1-\delta)}{(1+\delta) + \epsilon_1(1-\delta)}$$

$$(83) \quad \beta = \frac{(1+\delta) - \epsilon_2(1-\delta)}{(1+\delta) + \epsilon_2(1-\delta)}$$

Voor I_{out} , fig. 7, geldt:

$$(84) \quad I_{out} = i_3 + i_6 = I_2 \cdot [2 + (\alpha - \beta) + \gamma \cdot (\alpha + \beta)]$$

I_{out} en daarmee de vermenigvuldiger is gebalanceerd, als in (84) geldt:

$\alpha = \beta$, te verwezenlijken door juiste instelling van V_i in (81), waarmee (84):

$$(85) \quad I_{out} = 2 \cdot I_2 \cdot (1 + \alpha \cdot \gamma)$$

De grootheid γ is een ingangsgrootheid, α is dat niet, doch volgens (82) en (83) is α wel een functie van de andere ingangsgrootheid δ .

Stellen we, dat de factoren ϵ_1 en ϵ_2 slechts weinig van 1 afwijken en geschreven kunnen worden als:

$$(86) \quad \epsilon_1 = \epsilon_2 = 1 + \Delta_1,$$

dan volgt voor (82) en (83):

$$\alpha = \beta = \delta - \frac{1}{2} \Delta_1$$

Hiermee wordt (85):

$$(87) \quad I_{\text{out}} = 2 \cdot I_2 \left[1 + \gamma(\delta - \frac{1}{2} \Delta_1) \right].$$

In het uitgangssignaal van de vermenigvuldiger komt naast de gewenste term $\delta \cdot \gamma$ ook een distorsie-term $\frac{1}{2} \gamma \cdot \Delta_1$ voor.

We kunnen nu de volgende conclusie trekken:

Wensen we een gebalanceerde vermenigvuldiger, waarin enige distorsie toegestaan is, dan kunnen we dit bereiken met de schakeling van figuur 7.

De transistoren, die hierin voorkomen, hoeven niet uitgezocht te zijn op de verzadigingsstromen I_{si} .

In het ideale geval zonder distorsie geldt:

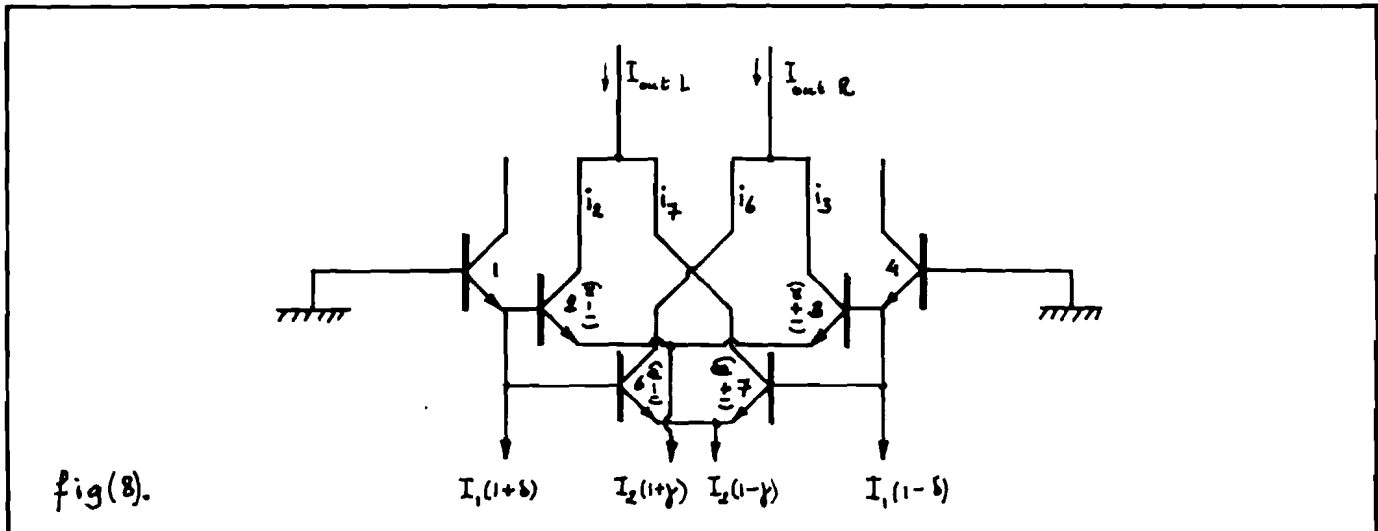
$$(88) \quad \Delta_1 = 0$$

$$(89) \quad \epsilon_1 = \epsilon_2 = 1 \quad \text{zie (86)}$$

$$(90) \quad \alpha = \beta = \delta \quad \text{zie (82), (83)}$$

$$(91) \quad V_i = 0$$

In dat geval kan de schakeling van figuur 7 vereenvoudigd worden tot die van figuur 8:



De transistoren 1 en 4 nemen de functies van 5 en 8 in figuur 7 over.

(80) en (81) gaan nu over in:

$$(92) \quad \frac{I_{s1}}{I_{s4}} = \frac{I_{s3}}{I_{s2}} = \frac{I_{s6}}{I_{s7}}, \text{ waarmee } \epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$$

Indien aan (92) voldaan is, beschikken we over een ideale gebalanceerde vierkwadranten vermenigvuldiger zonder distorsie, zie (87) met $\Delta_1 = 0$.

Bovendien volgt uit (92) dat de transistoren niet aan elkaar gelijk hoeven te zijn, maar wel bij elkaar uitgezocht dienen te worden. Dit laatste geeft iets meer bewegingsvrijheid bij het uitzoeken der transistoren.

Zeer belangrijk is ook, dat de quotiënten van (92) temperatuurs-onafhankelijk zijn, als het transistorparen betreft van eenzelfde type. Lit: (20, pag. 75-6).

De functie van het transistorpaar 1 en 4 bestaat uit het lineariëren van de overname-karakteristieken der paren 2-3 en 6-7. Lit. (15).

Veel moeite is besteed om het principe van figuur 7 in een schakeling met discrete componenten te verwerken.

De twee transistor kwartetten werden "onder elkaar" geplaatst, zodat $i_1 = i_5$ en $i_4 = i_8$.

Ter verkrijging der verschilstromen $I_1(1+\delta)$, $I_1(1-\delta)$, etc. werden twee verschilstroombronnen ontworpen met frequentie karakteristieken

recht van 1-10 MHz binnen 0,6 db. De amplitudegelijkheid was binnen de meetnauwkeurigheid 1%. Het faseverschil π , gecombineerd met de amplitude gelijkheid, was zódanig dat bij optelling der verschilstromen over een weerstand van 1 k Ω geen resulterende rimpel van betekenis op de scoop waar was te nemen bij een verticale gevoeligheid van 0,05 mV/cm. Ondanks dit alles waren de resultaten van deze combinatie als vermenigvuldiger bedroevend.

Niet te vermijden verschillen in parasitaire effecten in de gebruikte transistoren (2N4124 en 2N2857) van de vermenigvuldigkwartetten en hun bedrading maakten de balancering frequentie afhankelijk en het uitgangssignaal onoverzichtelijk.

Juist in deze fase van het afstudeerwerk bracht Motorola een complete geïntegreerde vermenigvuldiger op de markt, de MC 1595L.

Besloten werd hiermee verder te experimenteren.

In eerste instantie voldeden de specificaties niet aan onze eisen, n.l.:

	Motorola	vereist
Frequentie karakteristiek recht tot	3 Mc	3,2 Mc
Fase karakteristiek (als kwadradeerder)	750 kc	3,2 Mc

Het bleek echter mogelijk hierin verbetering te brengen.

Door toevoeging van 2 laagohmige verschiltrappen, enkelzijdig in, dubbelzijdig uit, werden de X en Y ingangen van de geïntegreerde vermenigvuldiger symmetrisch gestuurd. Figuur 9.

Hiendoor kon gebruik gemaakt worden van de symmetrie van het geïntegreerde circuit wat betreft de parasitaire effecten.

De verschiltrappen (5-6), (10-11) in Figuur 9 onderaan, werden laagohmig tegengekoppeld met 820 ohm.

Toevoeging van een μ A 702 geïntegreerde versterker, recht tot 10 Mc bij een versterkingsfactor 10, resulteerde in een vermenigvuldig-circuit, waarvan in- en uitgangssignaal op hetzelfde spanningsniveau stonden. De meetgegevens van deze schakeling, fig. 9, zijn bijeengebracht op de bijlagen 16 t/m 20.

In de uiteindelijke opstelling werd de versterking van de μ A702 gebracht op 100, waardoor de bandbreedte van het systeem beperkt werd tot 3,5 Mc. Dit voldoet echter nog ruimschoots aan de gestelde eisen.

VI. De resultaten van berekeningen en metingen.

Het was onmogelijk de grote hoeveelheid door de computer uitgevoerde berekeningen allen d.m.v. metingen te verifiëren.

Uiteraard bestond behoefte aan een controle op de juistheid van de gevonden formules en de wijze waarop deze in computerprogramma's verwerkt waren.

Daar, waar dit mogelijk was en deze formules en programma's representatief waren voor de gevolgde procedures, werden i.p.v. uniforme verlichtingen de zogenaamde Dolph-Tchebyscheff verlichtingen gebruikt met bekende zijlobniveaus. Geen afwijkingen werden geconstateerd. Deze resultaten werden niet in de bijlagen opgenomen.

De in IV,3 en IV,4 behandelde configuraties I en II in het verre veld geven aanleiding tot kwalitatief verschillende resultaten. In Tabel I kan voor het "Single" systeem de configuratie met $n=8$ als optimum beschouwd worden, Bijlage 2,(1). Voor het "overall" systeem ligt dit bij $n=7$, Bijlage 2,(2). Slechts deze twee diagrammen werden in de bijlagen opgenomen omdat ze representatief zijn voor alle configuraties van Tabel I. Om dezelfde reden zijn ook slechts twee diagrammen uit Tabel II van configuratie II in de bijlagen opgenomen.

Voor deze configuratie II is het verloop van de hoogste positieve zijlobben duidelijk anders dan voor configuratie I, en vertoont een grootste zijlob onderdrukking voor $N = 10$.

Hier hoort echter ook de grootste bundelbreedte bij, hetgeen de keuze van een optimum moeilijk maakt.

Voor $n=1$, smalste bundelbreedte, is de bijbundelonderdrukking echter nog altijd -36 db theoretisch, en in de praktijk mag een grotere bijbundelonderdrukking verwacht worden. Om deze redenen werd voor de configuratie II de situatie met $n=1$ in de bijlagen opgenomen Bijlage 2, (3) en (4).

Het gedrag van de configuraties I en II in het meer nabije veld is iets gecompliceerder en voor een vollediger indruk werden alle computerresultaten opgenomen, voor configuratie I op de Bijlagen 3 en 4, voor configuratie II op de Bijlagen 5 en 6, ("overall"). Duidelijk is te zien, dat voor kleiner wordende afstanden de hoofdlob het ergst aangetast wordt, indien aan ontvangst zijde

één of meer kleine ontvangst arrays gebruikt worden.

Op deze afstanden worden optimale resultaten verkregen voor zo groot mogelijke ontvangst arrays en in dit geval ontlopen de beide configuraties I en II elkaar slechts weinig.

Omdat de zijlob onderdrukking voor een 10-11 verdeling iets groter is dan voor twee groepen van 10 elementen, zie Bijlagen 4 en 6, voor $R = 3$ cm, werd configuratie I met een 10-11 verdeling aan ontvangtzijde gekozen en gerealiseerd.

Op de Bijlagen 7, 8 en 9 zijn meer gedetailleerde rekenresultaten van deze verdeling opgenomen, zowel voor multiplicatieve ontvangst op zich ("single") als zend-plus ontvangststelsel ("overall").

Steeds zijn de afbeeldingen (3) en (6) de weergave in decibels van de lineaire afbeeldingen (2) en (5) van de richtingsafhankelijke gelijkspanning.

De horizontale lijnen in (3) en (6) komen overeen met de negatieve delen van (2) en (5).

Ter vergelijking zijn de rekenresultaten aan de zuiver additieve 21-elementenarray bij dezelfde afstanden gegeven op afbeeldingen (1) en (4) van dezelfde bijlagen.

Hoewel uit de metingen aan het additieve systeem, waarbij vermeld moet worden dat alleen metingen aan het "single" systeem mogelijk waren, Bijlagen 10, 11 en 12, duidelijk blijkt, dat met de beschikbare array een nauwkeurige numerieke analyse van berekende en gemeten resultaten weinig zinvol is, zijn er toch vele punten van overeenkomst aan te wijzen tussen de metingen van Bijlagen 10 t/m 15 en de berekeningen op de Bijlagen 7, 8 en 9.

In het additieve geval neemt de zijlob onderdrukking snel af bij korter wordende afstand, tot er nog nauwelijks iets van de hoofdlob overblijft bij $R=2$ cm, Bijlage 12. De voorspelde deuk in de hoofdlob van ~ -4 db wordt ook gemeten, zij het enigszins asymmetrisch, vergelijk Bijlage 12 en 9, (1).

De verbeteringen van het multiplicatieve ontvangststelsel t.o.v. het additieve systeem komen ook duidelijk naar voren. Opvallend is hierbij, dat de bij $\theta = +14^\circ$ gemeten positieve zijlob, Bijlagen 13, 14, vrij goed overeenkomt met de berekeningen op Bijlagen 7, 8, (3).

De plaats van de angulaire horizontale as in de gemeten diagrammen geldt

slechts bij benadering, samenhangend met de geringe nauwkeurigheid, waarmee zender en ontvanger t.o.v. elkaar opgesteld konden worden.

De beide positieve zijlobben (-16db, -26db) op Bijlage 15, R= 2 cm, treden op bij een angulaire afstand van 38° , overeenkomend met de zijlob van -13db van Bijlage 9, (3) bij $\theta = 19^\circ$. Ook de hier voorspelde deuk in de hoofdlob treedt weer op.

Tot slot een overzicht van de bundelbreedten tussen de nuldoorgangen, voor zover deze uit de metingen en berekeningen te destilleren zijn. Voor het additieve systeem werd aangenomen, dat de bundelbreedte bij -3db, half zo groot is, als die bij de nuldoorgangen.

	"single"			
	Bundelbreedte tussen nuldoorgangen in werkelijke graden			
	Ver	10 cm	6 cm	2 cm
Additief 21 el.				
Berekend	11°	$\sim 10^\circ$	$\sim 10^\circ$	-
Gemeten	-	$12,8^\circ$	$12,8^\circ$	-
Multiplicatief 10-11 verdeling				
Berekend	5°	$4,2^\circ$	$4,2^\circ$	$12,5^\circ$
Gemeten	-	$6,4^\circ$	$7,2^\circ$	16°

VII. Conclusies.

Een uit de radartechniek bekende methode van data-processing, het multiplicatieve ontvangststelsel, is met vrucht toepasbaar op een akoestische array.

Naast de voordelen, welke het multiplicatief ontvangen in het verre veld biedt in vergelijking tot het conventionele additieve systeem, lijkt dit systeem ook op kortere afstanden zeer goed bruikbaar.

Bij toepassingen op kortere afstanden vereist multiplicatieve verwerking andere configuraties dan in het verre veld.

VIII. De Bijlagen.

Bijlage 1.

(1) Programma 1
 Het verre veld van een 21-elements additief array. "single".
 y-as lineair. $T(n) = 1$.

(2) Programma 16
 Als (1), maar i.p.v. monofrequent signaal een benadering (3)
 van de werkelijke puls (4). $T(n) = 1$.

(3) Programma 17
 De benaderde puls.

(4)
 De werkelijke puls, draaggolf 1,3 Mc.

Bijlage 2.

(1) Programma 5
 Configuratie I, richtingsafhankelijke gelijkspanningsterm.
 Verre veld, 8-13 verdeling. "single"
 y-as lineair. $T(n) = 1$.

(2) Programma 6
 Configuratie I, richtings afhankelijke gelijkspanningsterm.
 Verre veld, 7-14 verdeling "overall".
 y-as lineair. $T(n) = 1$.

(3) Programma 11
 Configuratie II
 Verre veld, $n=1$. "single".
 y-as lineair. $T(n) = 1$.

(4) Programma 12
 Configuratie II
 Verre veld, $n = 1$, "overall".
 y-as lineair, $T(n) = 1$.

Bijlagen 3-4.

Programma 28

Configuratie I, R = 2-10 cm, "overall".

Verdeling ontvangst array aangeduid boven de kolommen.

y-as lineair, $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$, T(n) = 1.Bijlagen 5-6.

Programma 29

Als bijlagen 3-4, voor configuratie II.

Bijlagen 7-8-9.

Programma 24

R respectievelijk: 10, 6 en 2 cm.

(1), (4) : het additief 21-elements systeem y-as in db;

(2), (5) : het multiplicatieve systeem conf. I, 10-11 verdeling
y-as lineair;(3), (6) : het multiplicatieve systeem conf. I, 10-11 verdeling
Y-as in db.Bijlagen 10-20.

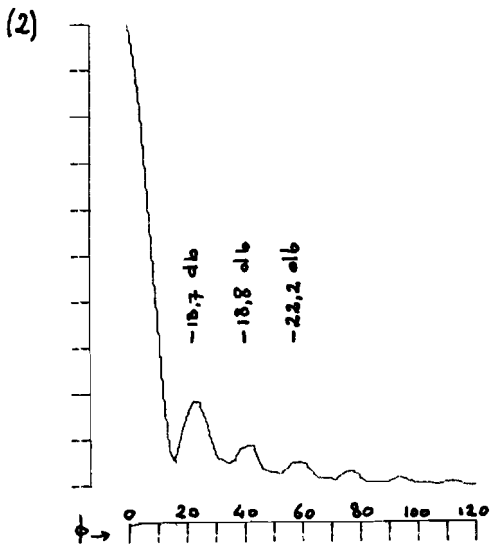
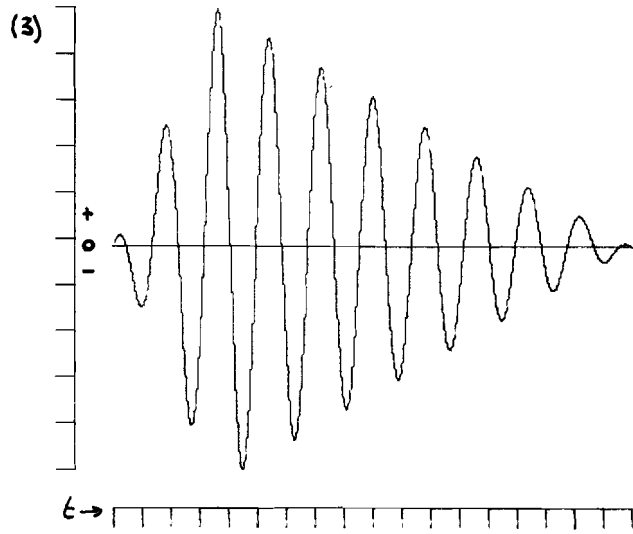
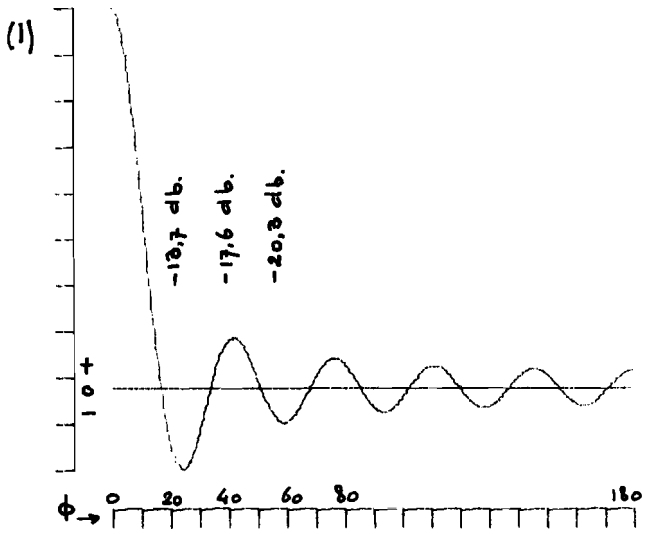
Metingen.

IX. Literatuur overzicht.

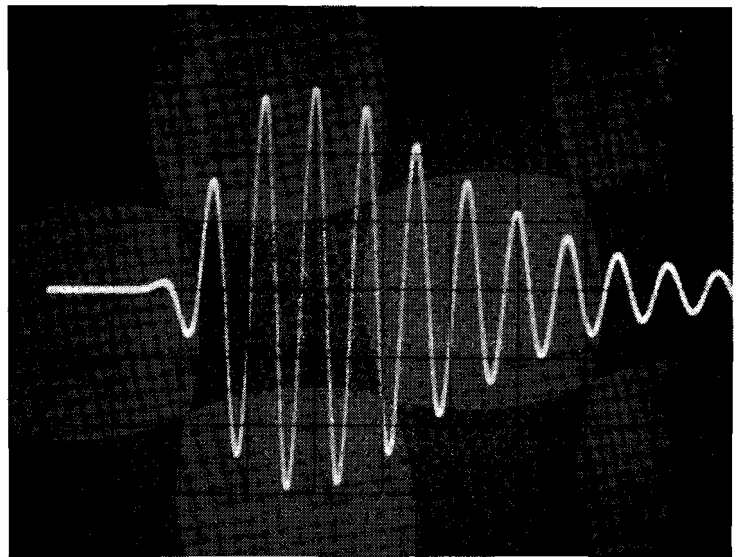
- (1) "Applied Underwater Acoustics", Pergamon 1966. pp 164-203.
D.G. Tucker D.Sc.
B.K. Gazey Ph.D.
- (2) "Electronic Sector scanning for Ultrasonic diagnosis".
J.C. Somer. Ultrasonics, vol.6, 153-159, july 1968.
- (3) "Underwater Acoustics Handbook II", Penn.State Univ.Press 1965.
Vernon M. Albers.
- (4) "A current Distribution for Broadside Arrays which optimizes
the relationship between Beamwidth and Sidelobe Level".
C.L. Dolph. Proc.IRE, no.6, p.335(1946).
- (5) "De toepassing van multiplicatieve antennes bij radar".
Ir. R. Blommendaal. De Ingenieur Jrg. 80 nr. 4
26 jan. 1968, ET8-14.
- (6) "Resolution characteristics of correlation Arrays".
Isham W.Linder. J. of Research of the National
Bureau of Standards, vol 65D, no.3,
May-June 1961, pp 245-252.
- (7) "Multiplicative Receiving Arrays".
VG. Welsby & Tucker. J. of Brit. I.R.E. June 1959,pp 369-382.
- (8) "A Phase-Switched Radar System Giving Improved Control of
Directional Pattern". The Radio and Electronic Engineer,
Robert H.Macphie. February 1966, pp 81-92.
- (9) "A Note on Multiplicative Receiving Systems and Radar".
R. Blommendaal. Proc. of the Symposium on Signal
Processing in Radar and Sonar Direc-
tional Systems 1964-Paper 9.
University of Birmingham.

- (10) "Een onderzoek naar de frequentie-afhankelijkheid van apertuur-antennes".
Afstudeerverslag THE, groep ETA
J.S. Kikkert juli 1968.
- (11) "Using transistor circuits to multiply and divide".
George E. Platzer Jr. Electronics, April 4. 1966, no. 39.
pp 109-115.
- (12) "Temperature-compensated F.E.T. Multiplier".
ABu-Zeid, Groendijk, Willemse
Electronics Letters, vol. 4,
no. 16, aug. 9, 1968, pp 324-325.
- (13) "New Feedback-Stabilised Analogue Multiplier".
H. Brüggemann. Electronics Letters, vol. 5,
No. 5, March 6, 1969, pp 86-88.
- (14) "A simple d.c. to 10 Mc/s analogue Multiplier".
R.R.A. Morton. J.Sci.Instrum., 1966, vol. 43,
pp 165-168.
- (15) "A New wideband amplifier Technique".
Barrie Gilbert. IEEE, Journal of Solid State circuits,
Vol.sc-3, no. 4.
Dec. 1968, pp 353-365.
- (16) "A Precise Four-Quadrant Multiplier with subnano second response".
Barrie Gilbert. idem pp. 365-373.
- (17) "Application of a Monolithic Analog Multiplier".
Alberto Bilotti. idem pp. 373-380.
- (18) "Analoge vermenigvuldiger".
J.W. Coenders. Afstudeerverslag groep EEB Th.E.
- (19) "Effect of surface recombination and channel on P-N junction and transistor characteristics".
C.T. Sah. I.R.E. Trans.Electron.Devices,
vol. ED-9, pp 94-108, January 1968.

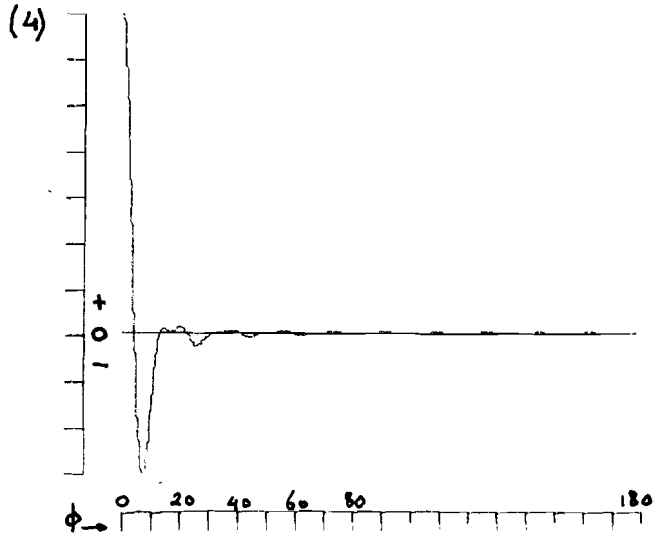
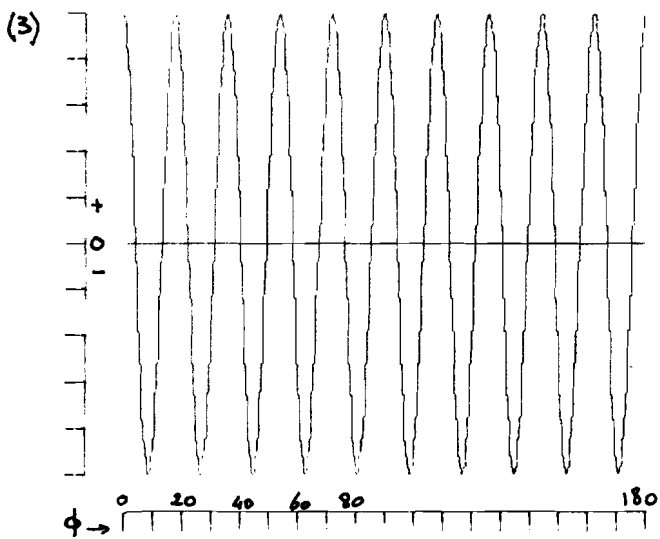
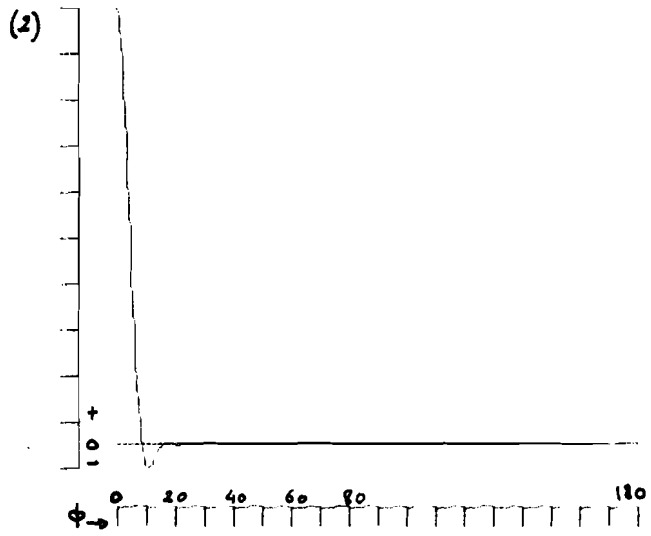
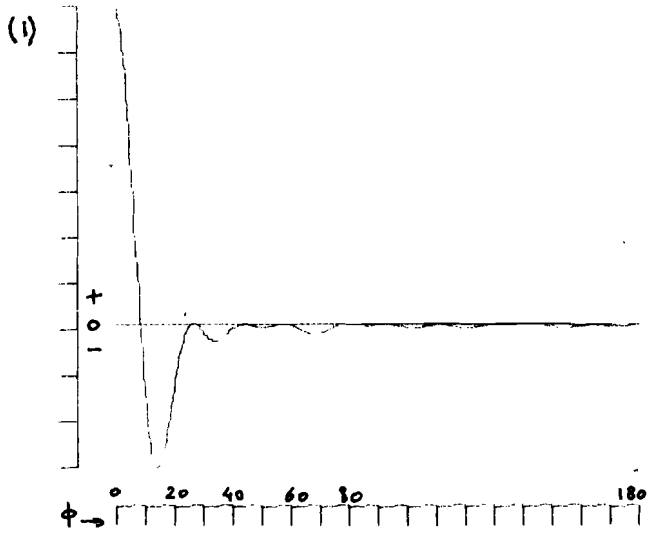
Bijlage 1.



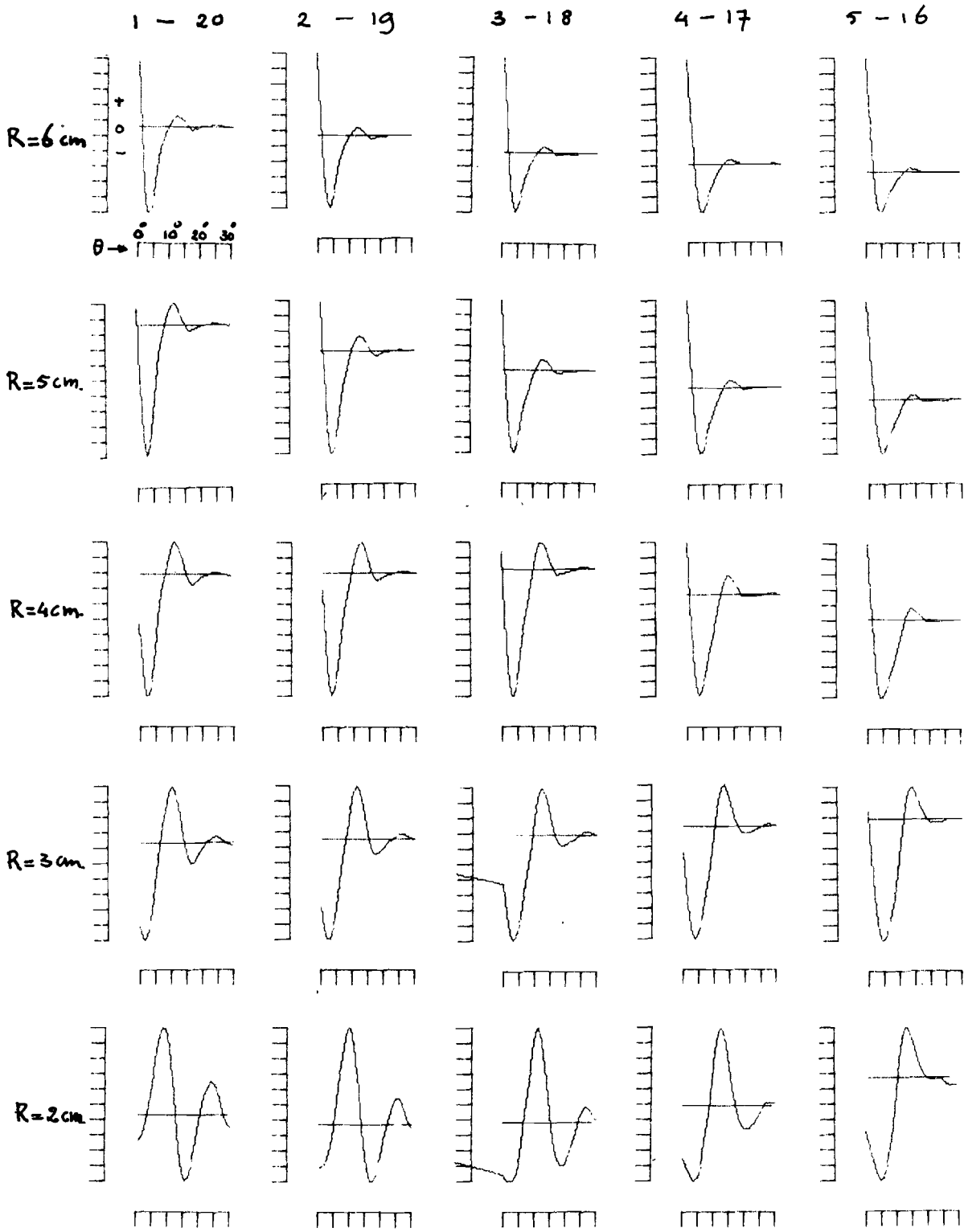
(4)



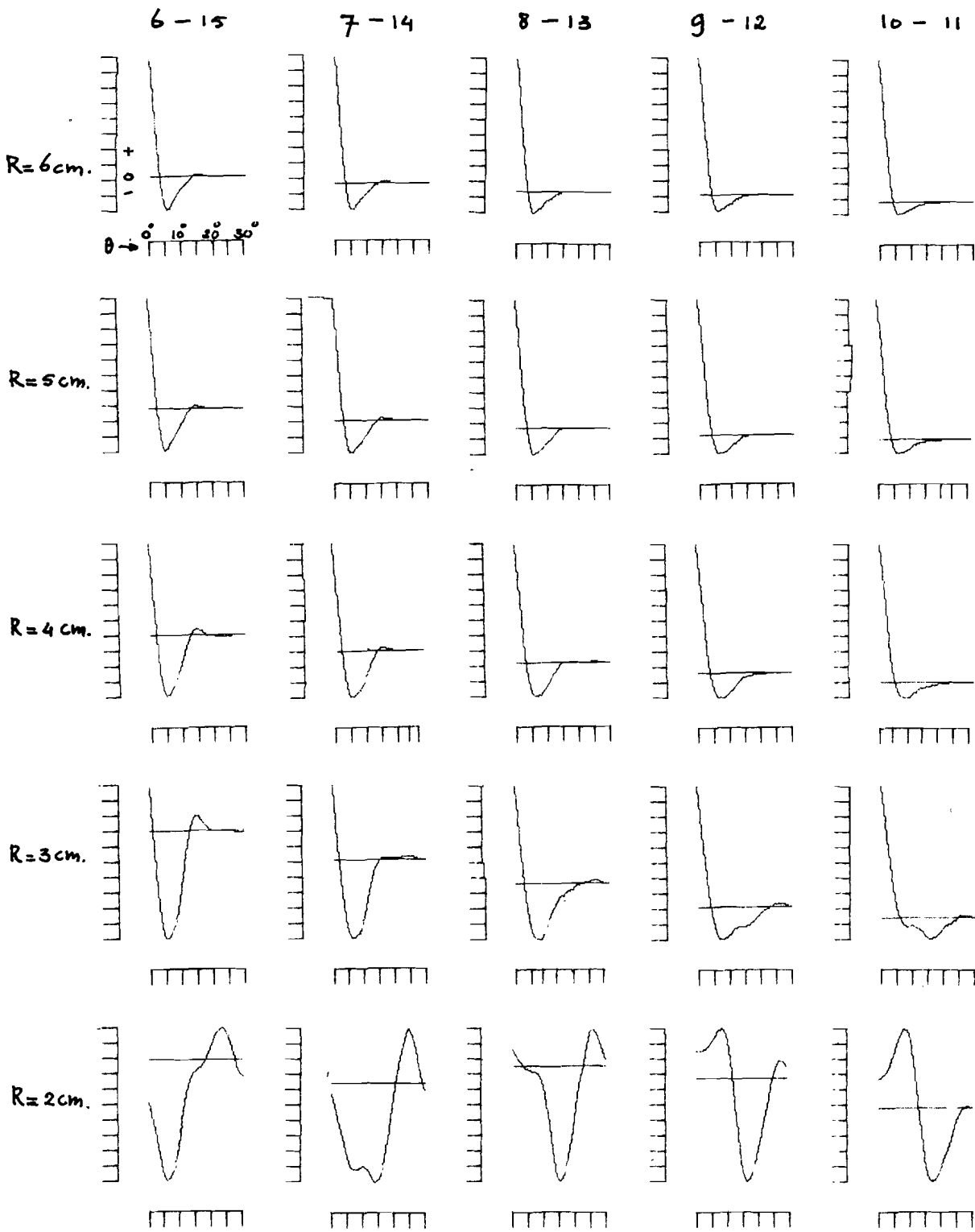
Bijlage 2.



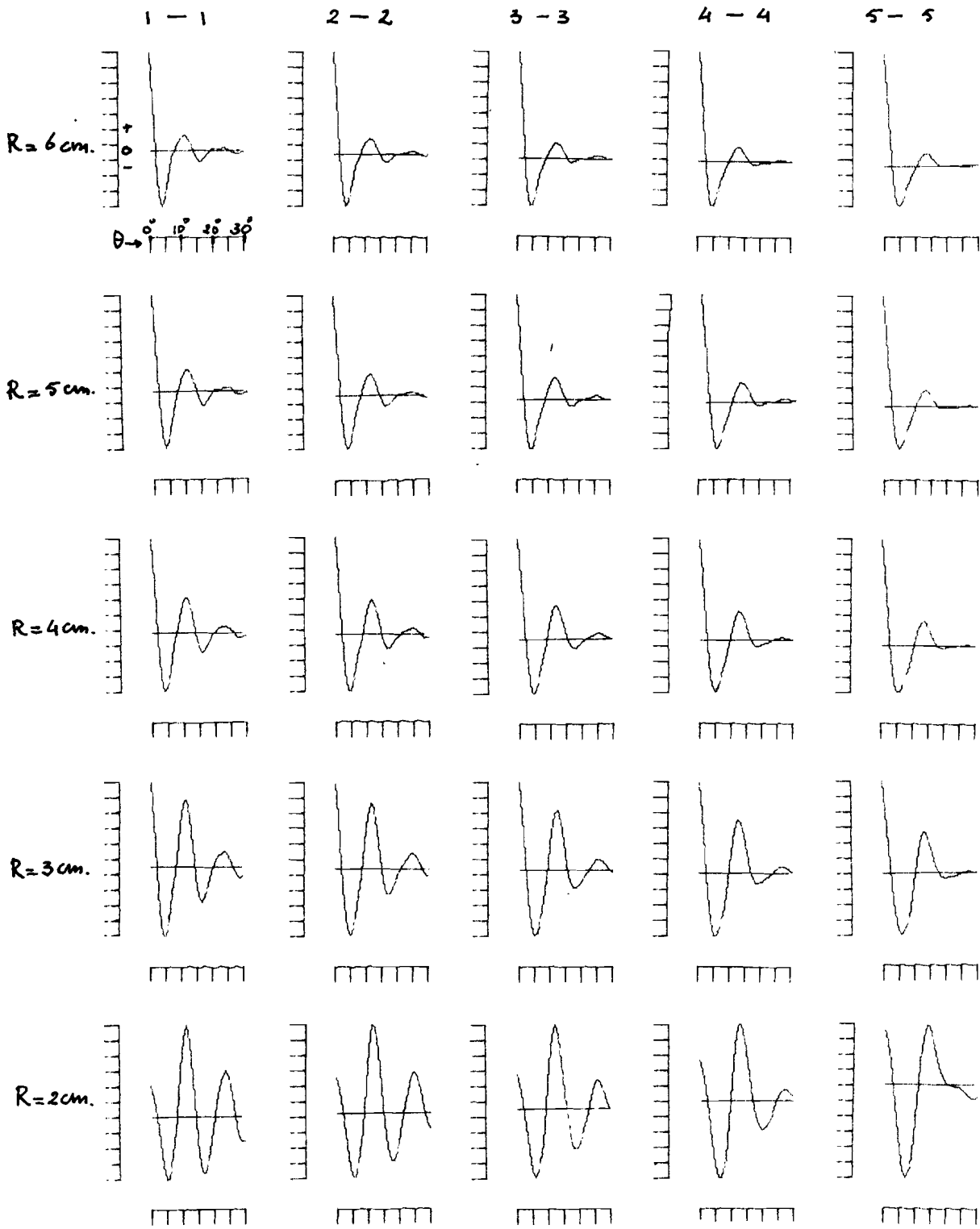
Bijlage 3.



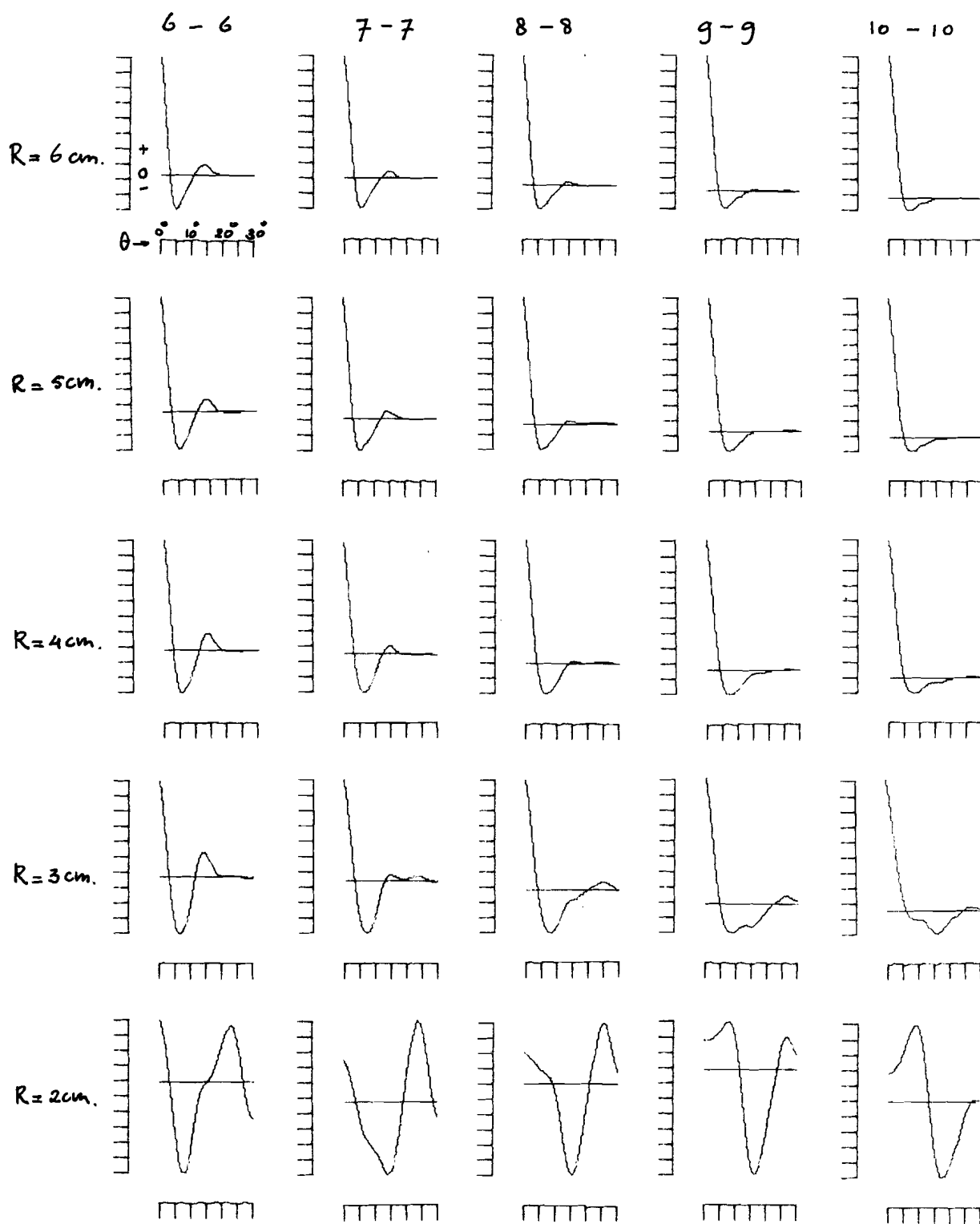
Bijlage 4.



Bijlage 5.



Bijlage 6.

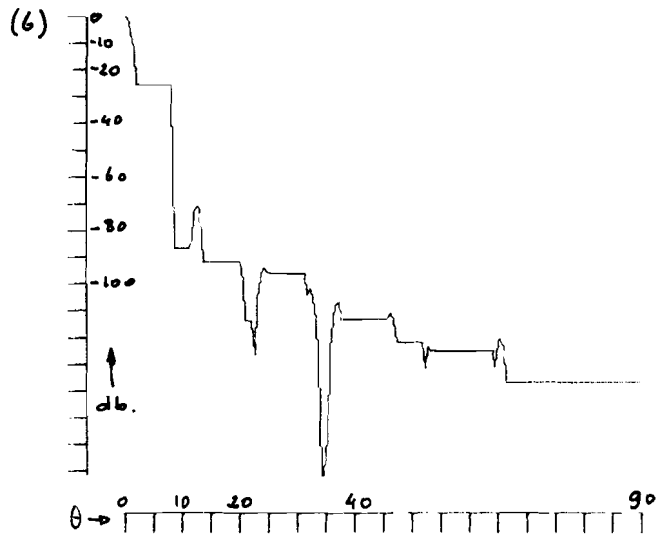
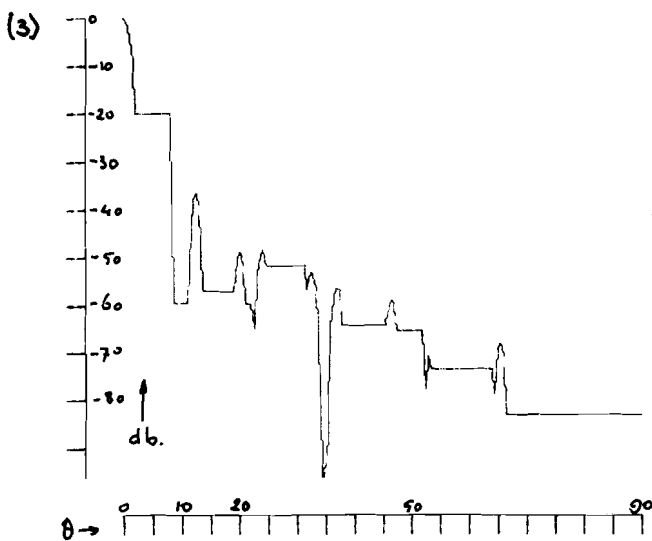
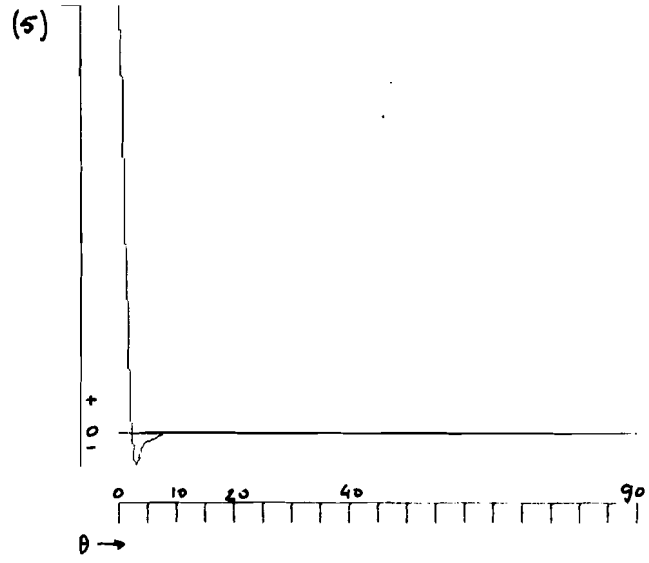
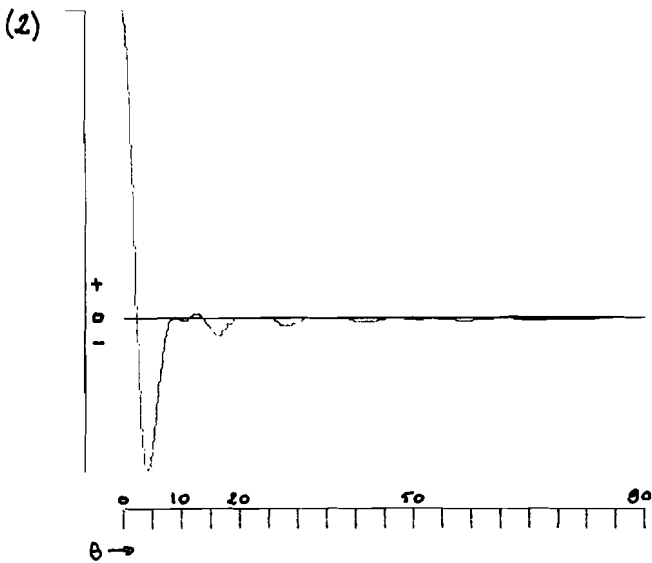
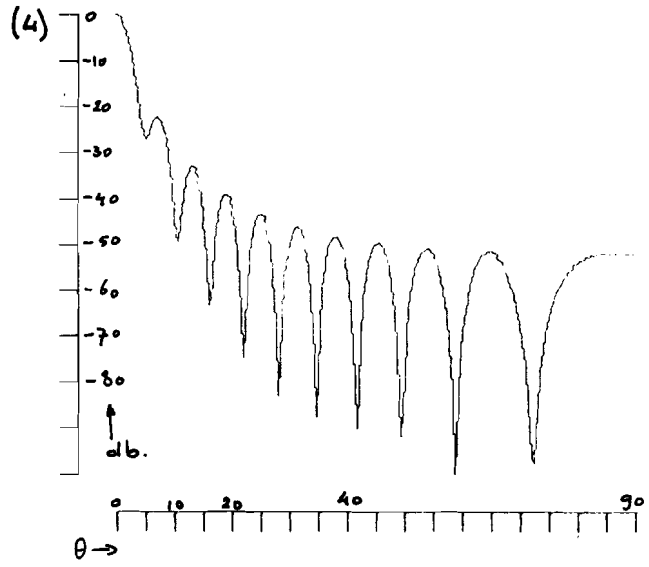
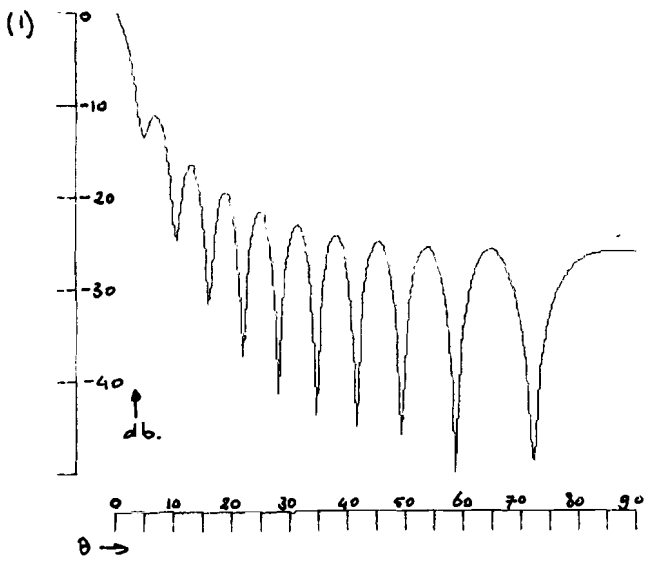


Biilage 7.

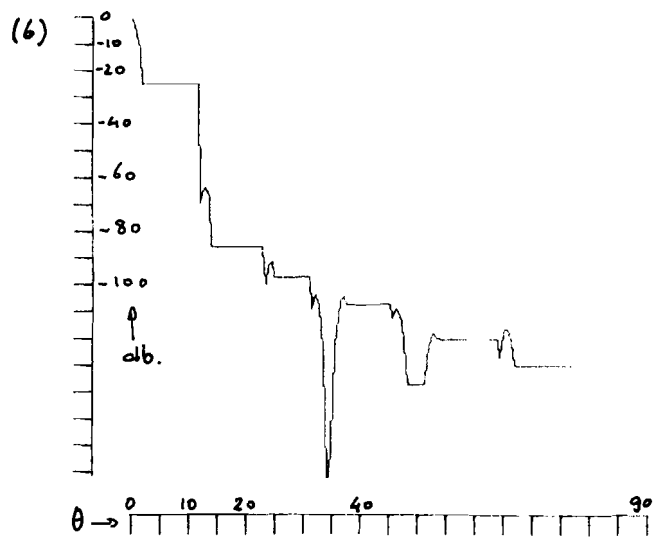
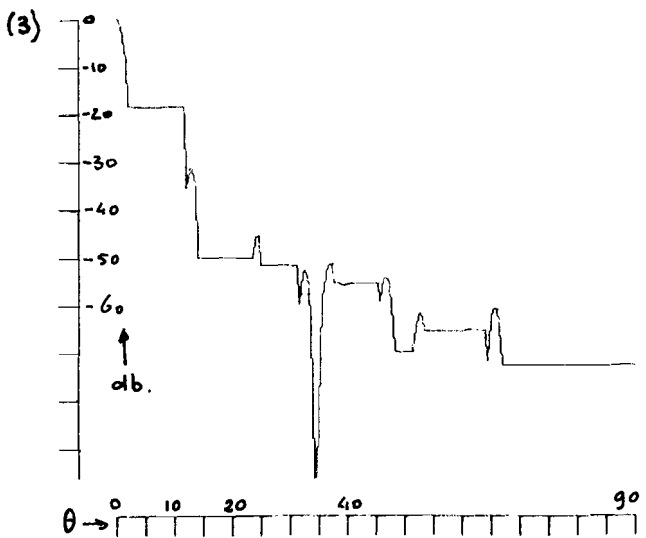
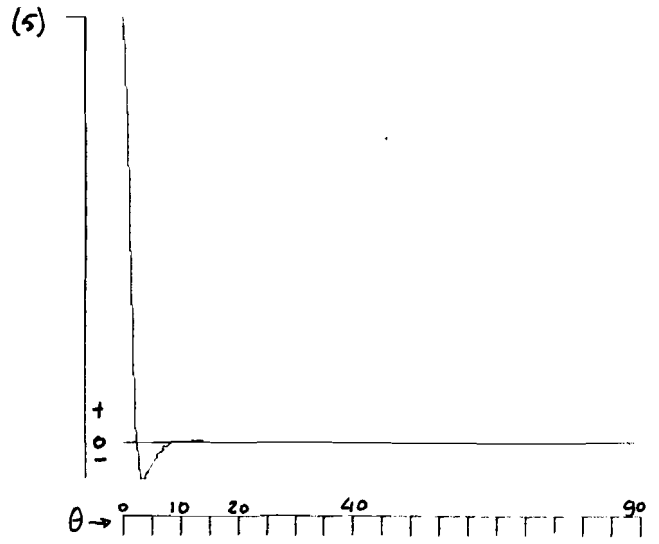
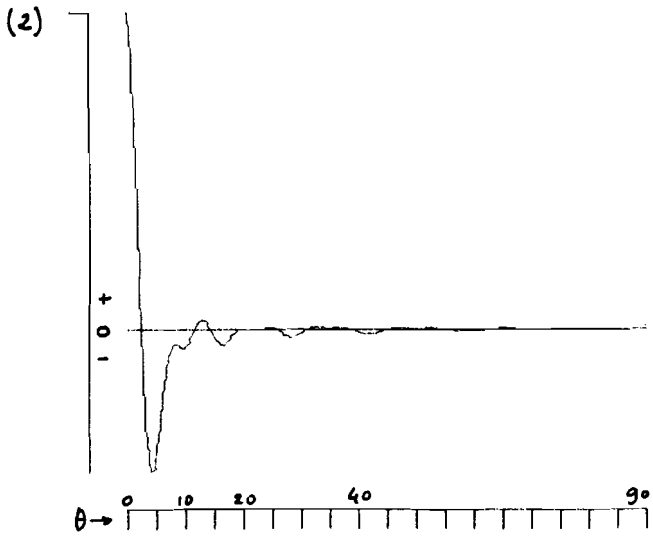
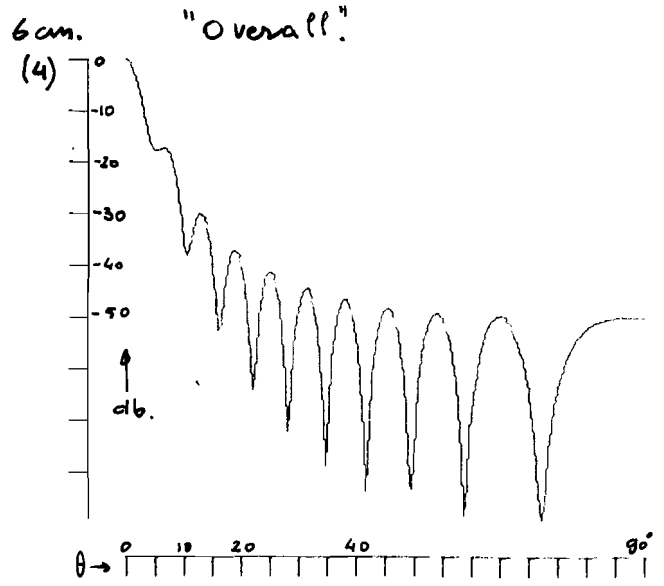
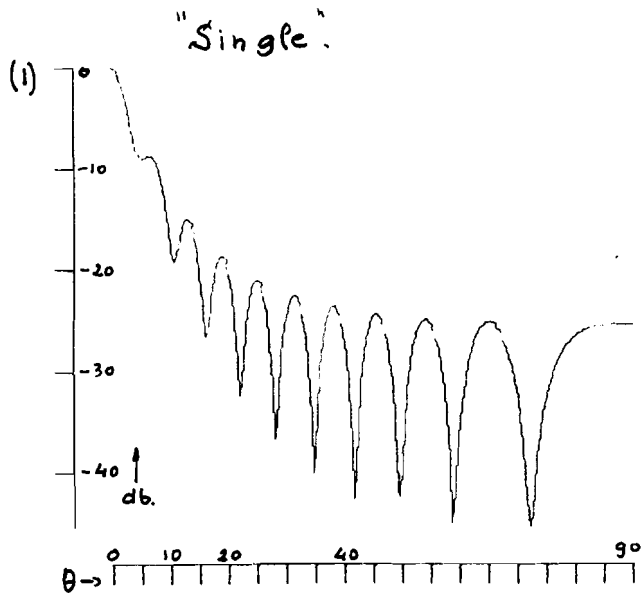
"Single"

10 cm.

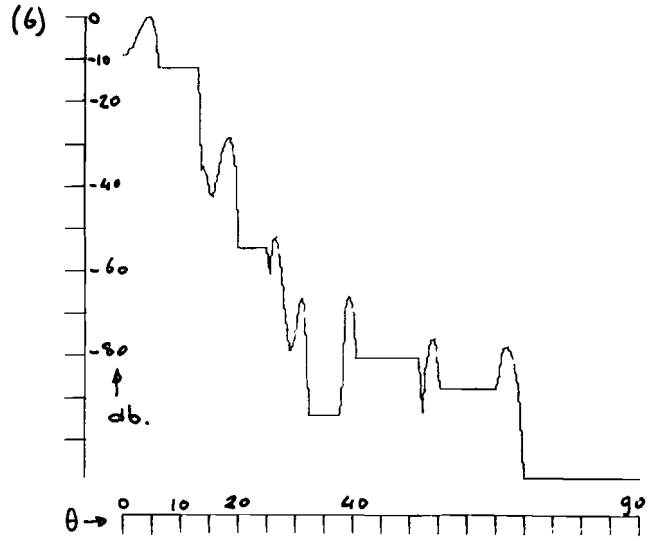
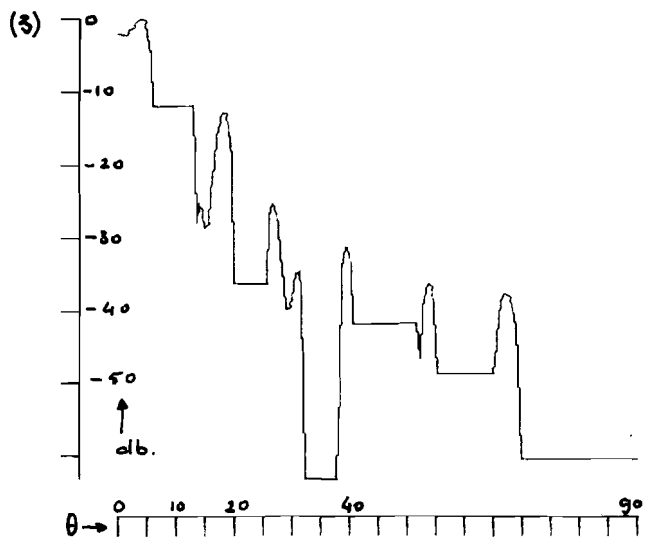
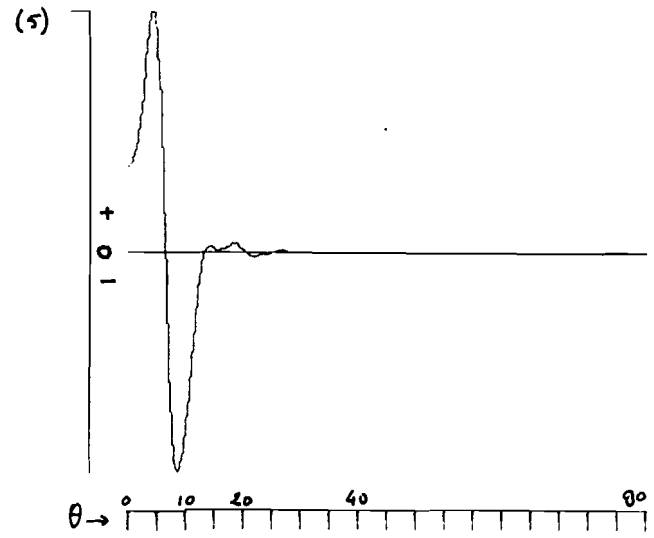
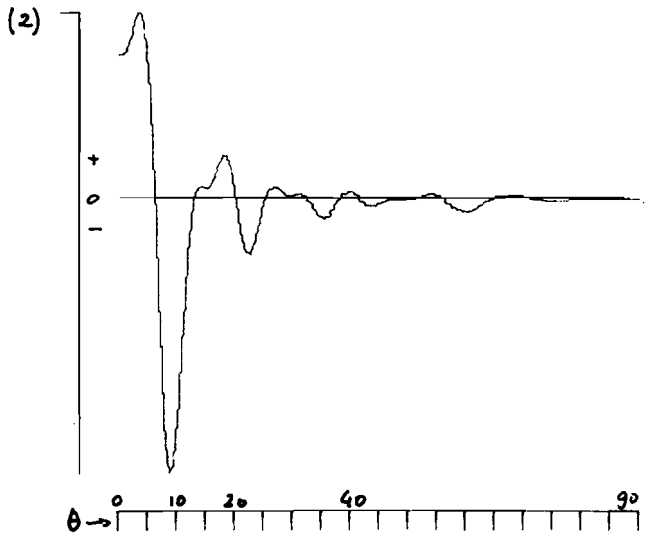
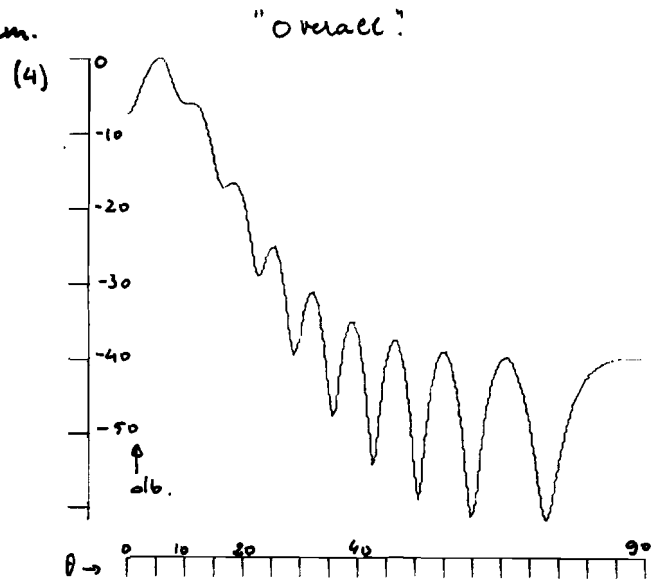
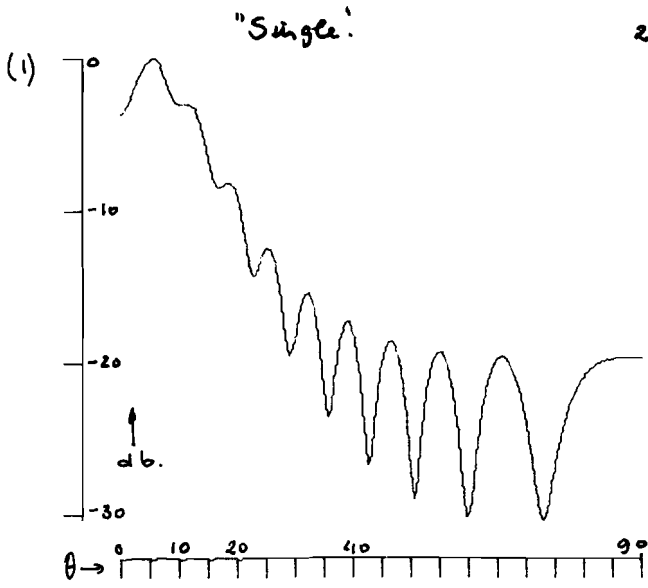
"Overoff"



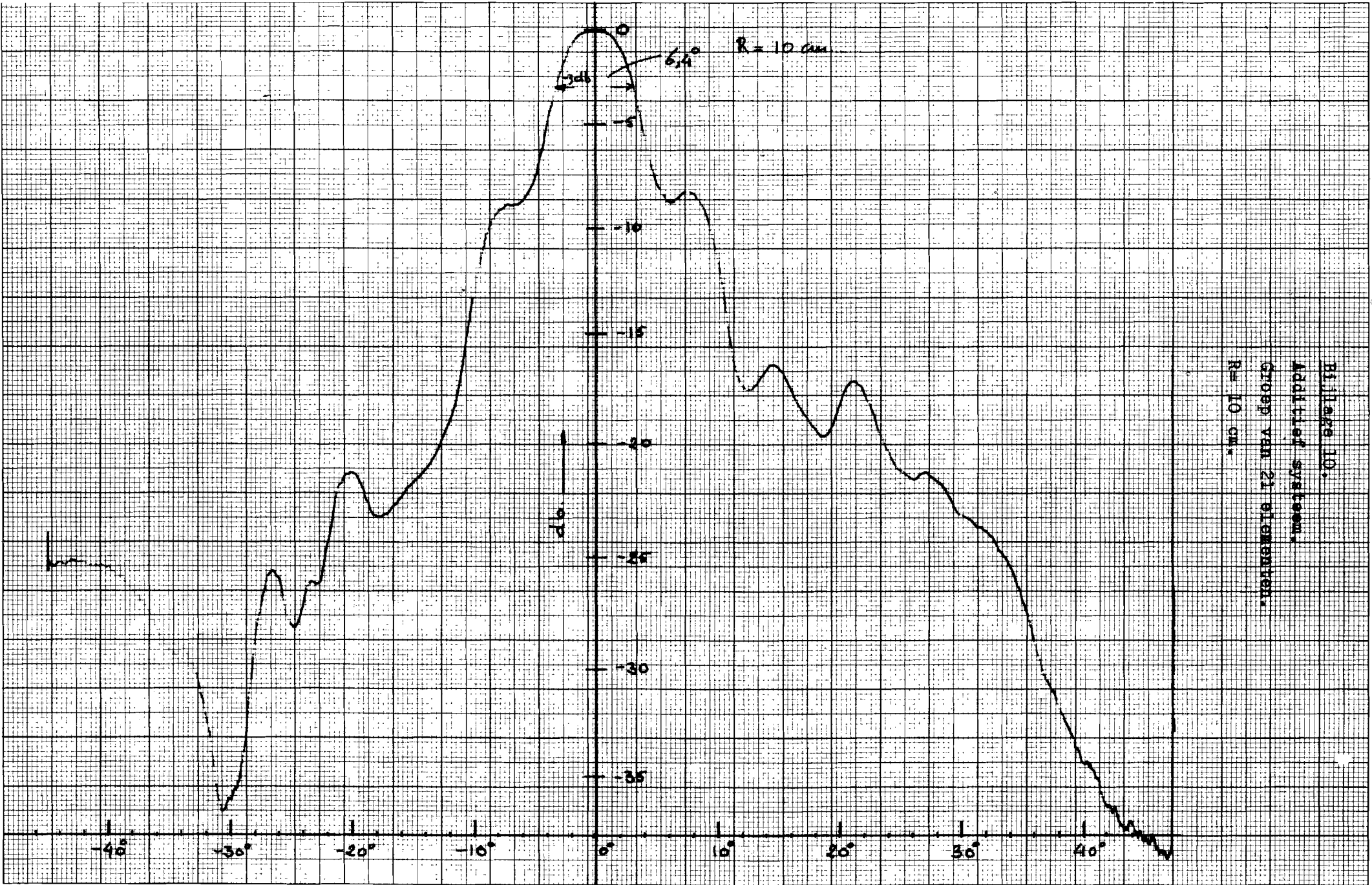
Bijlage 8.



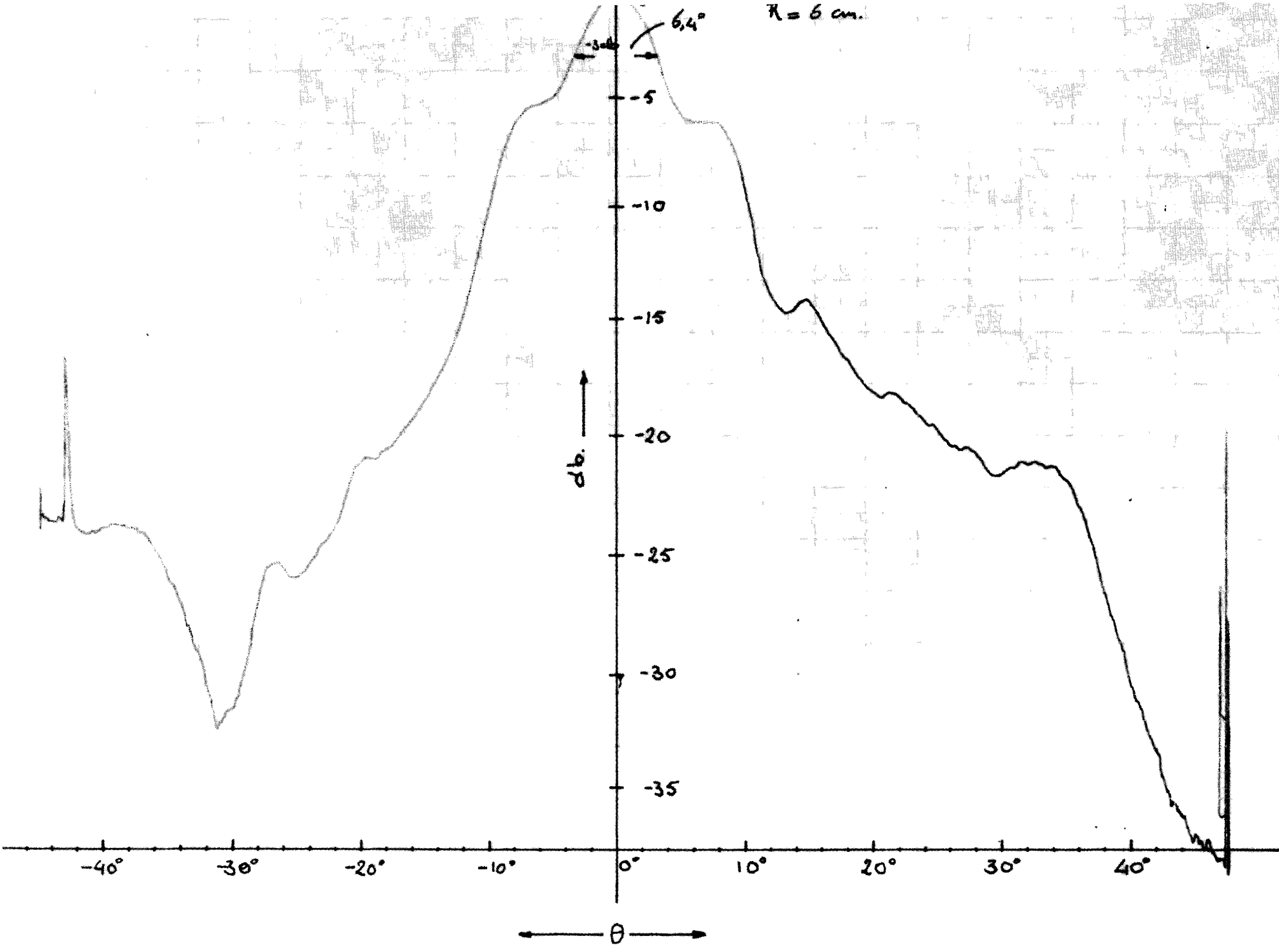
Bijlage 9.



Blifflage 10.
Additief systeem.
Groep van 21 elementen.
R = 10 cm.



← θ →



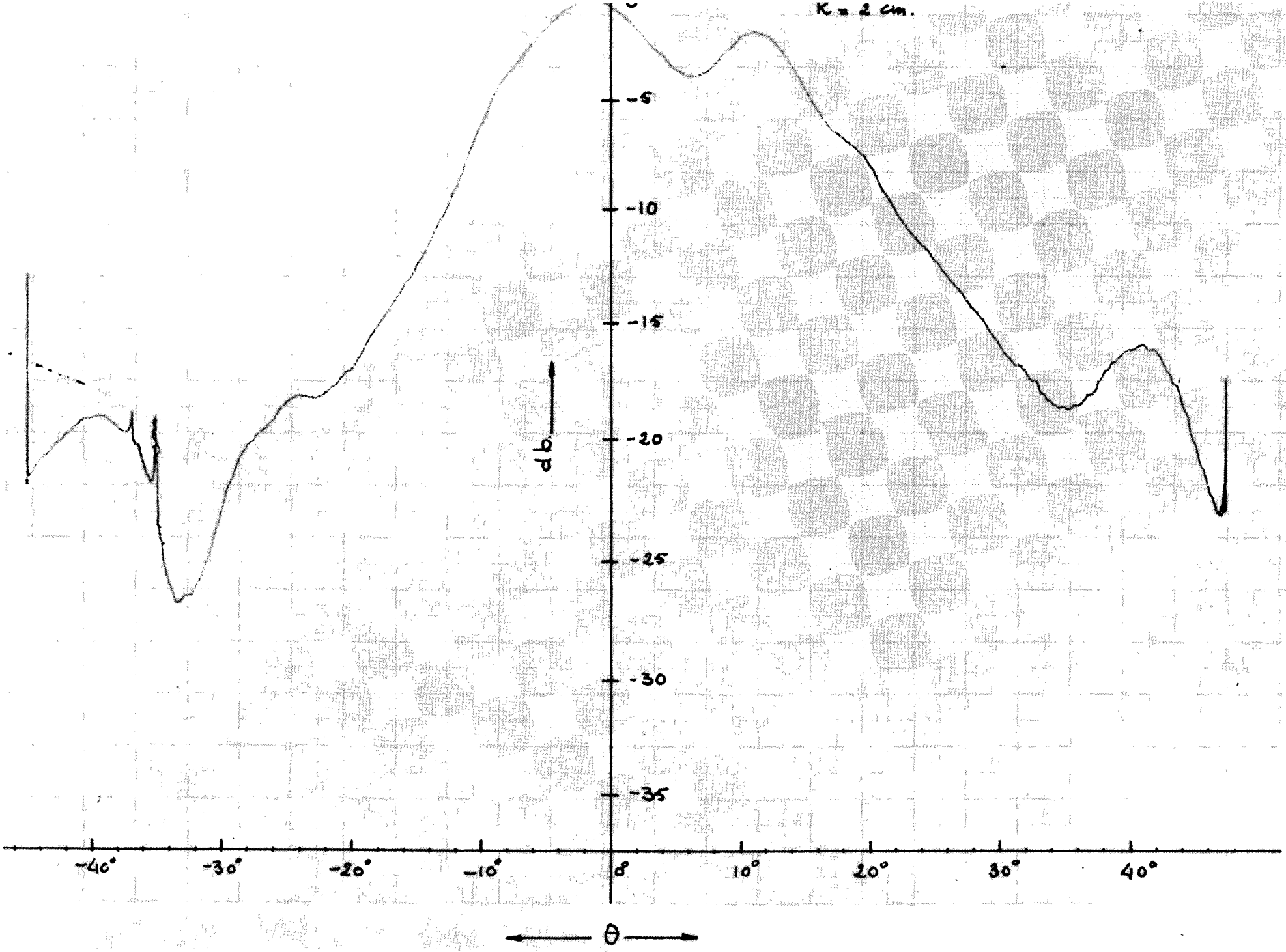
Bijlage II.
Additief systeem.
Groep van 21 elementen.
 $\lambda = 6 \text{ cm.}$

Bijlage 12.

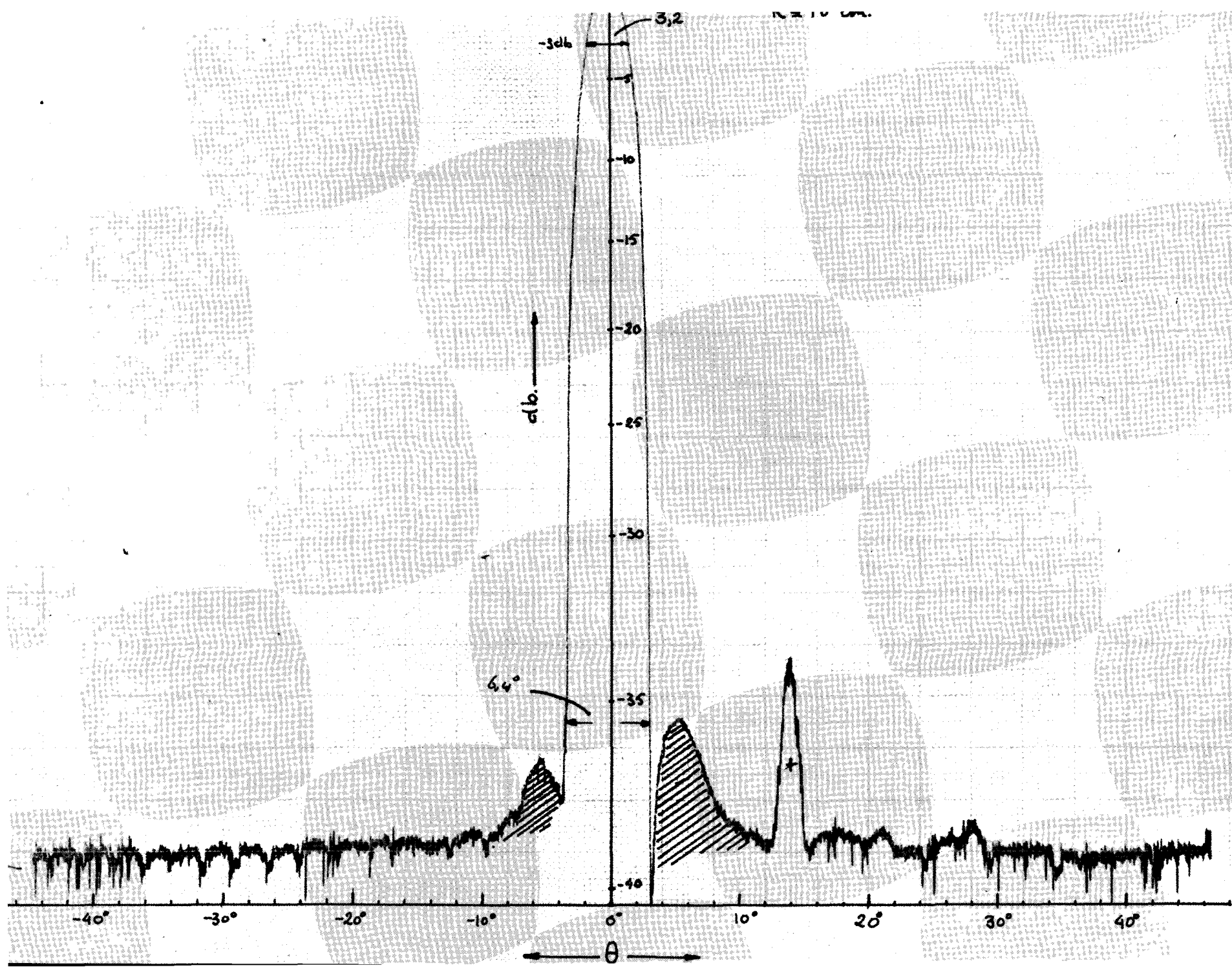
Additief systeem.

Groep van 21 elementen.

R = 2 cm.



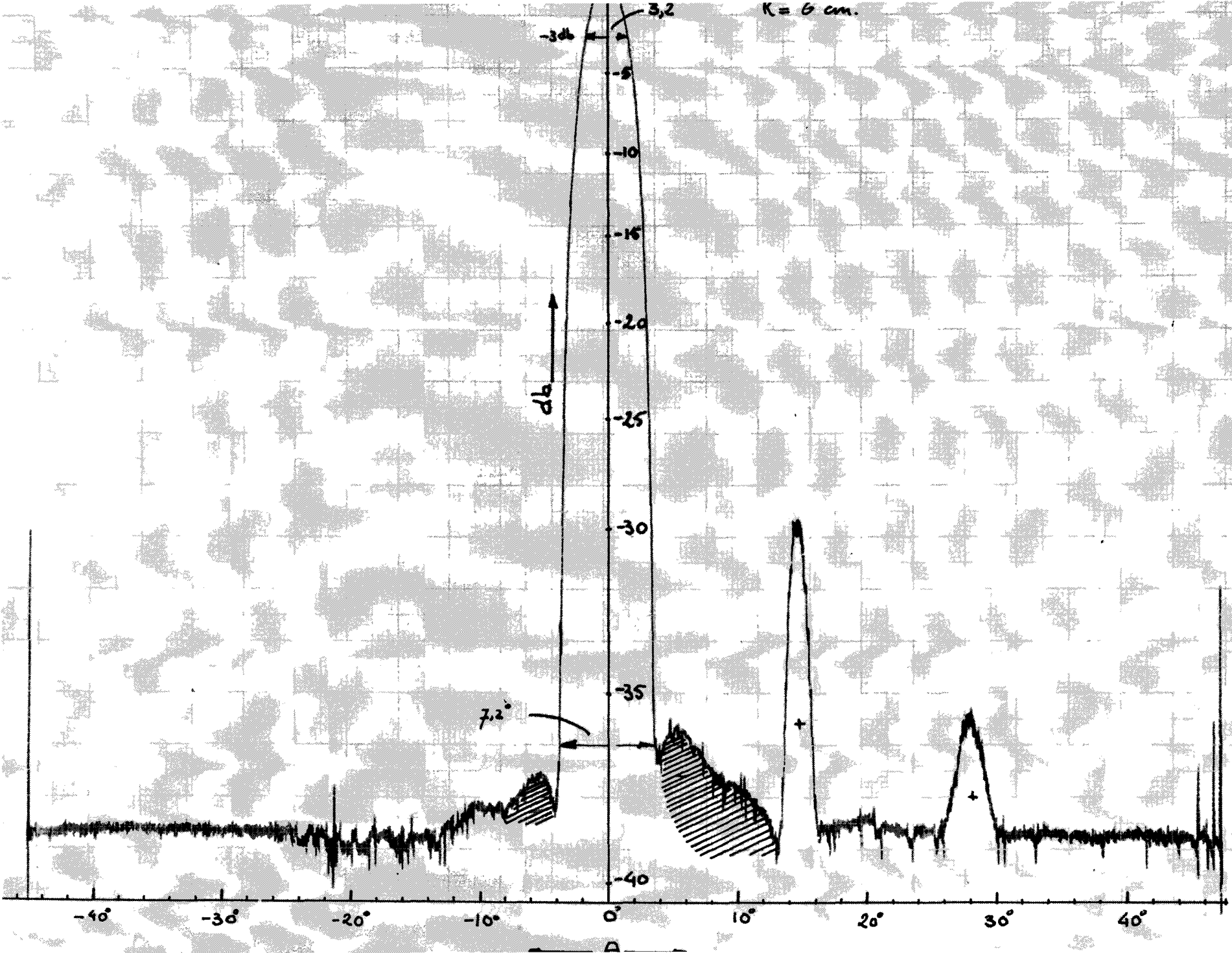
Billage 13.
Multiplicatief systeem.
Groepen van 10 en 11 elementen.
R = 10 cm.



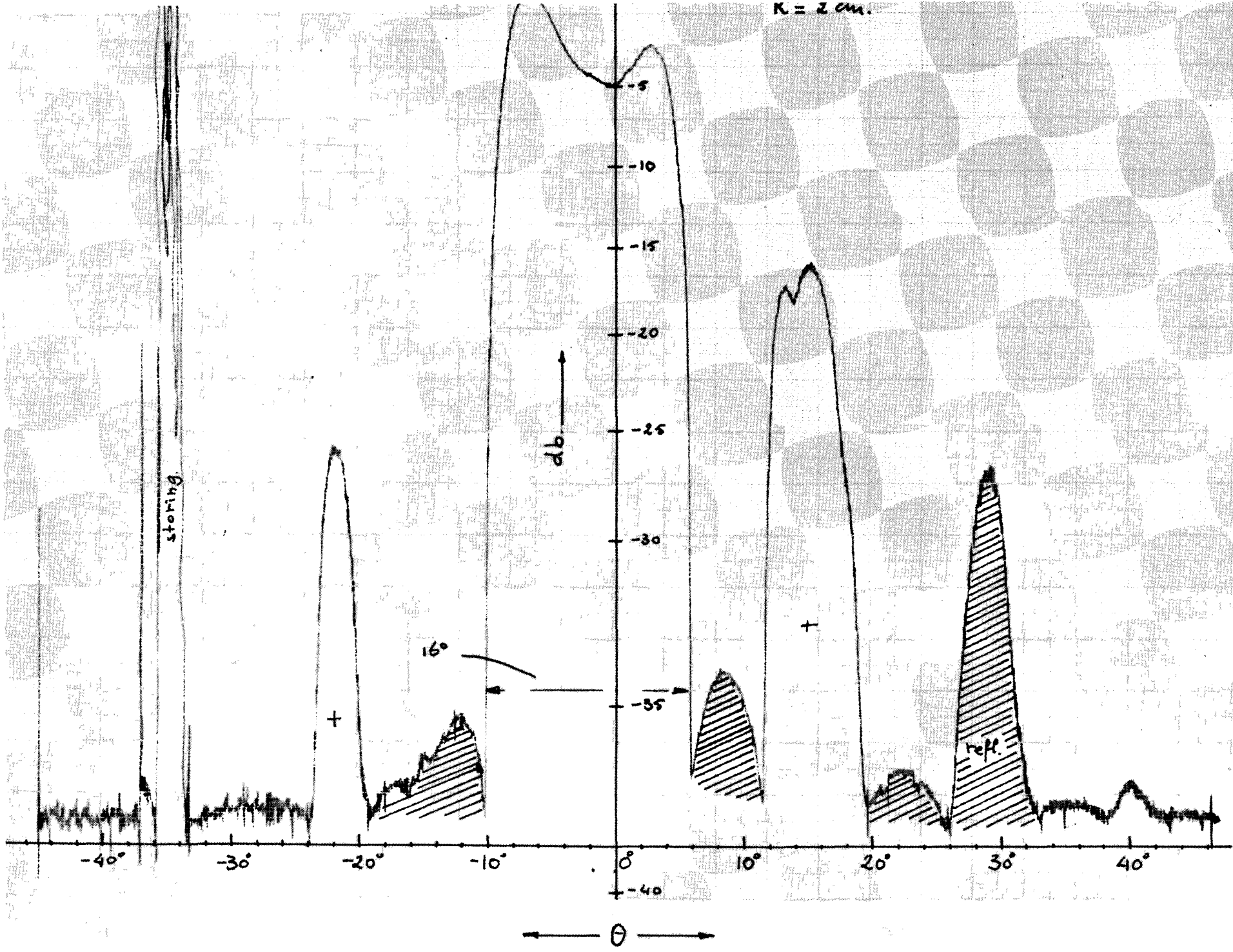
Bijlage 14.
Multiplicatief systeem.

Groepen van 10 en 11 elementen.

$R = 6 \text{ cm.}$



$R = 2 \text{ cm.}$

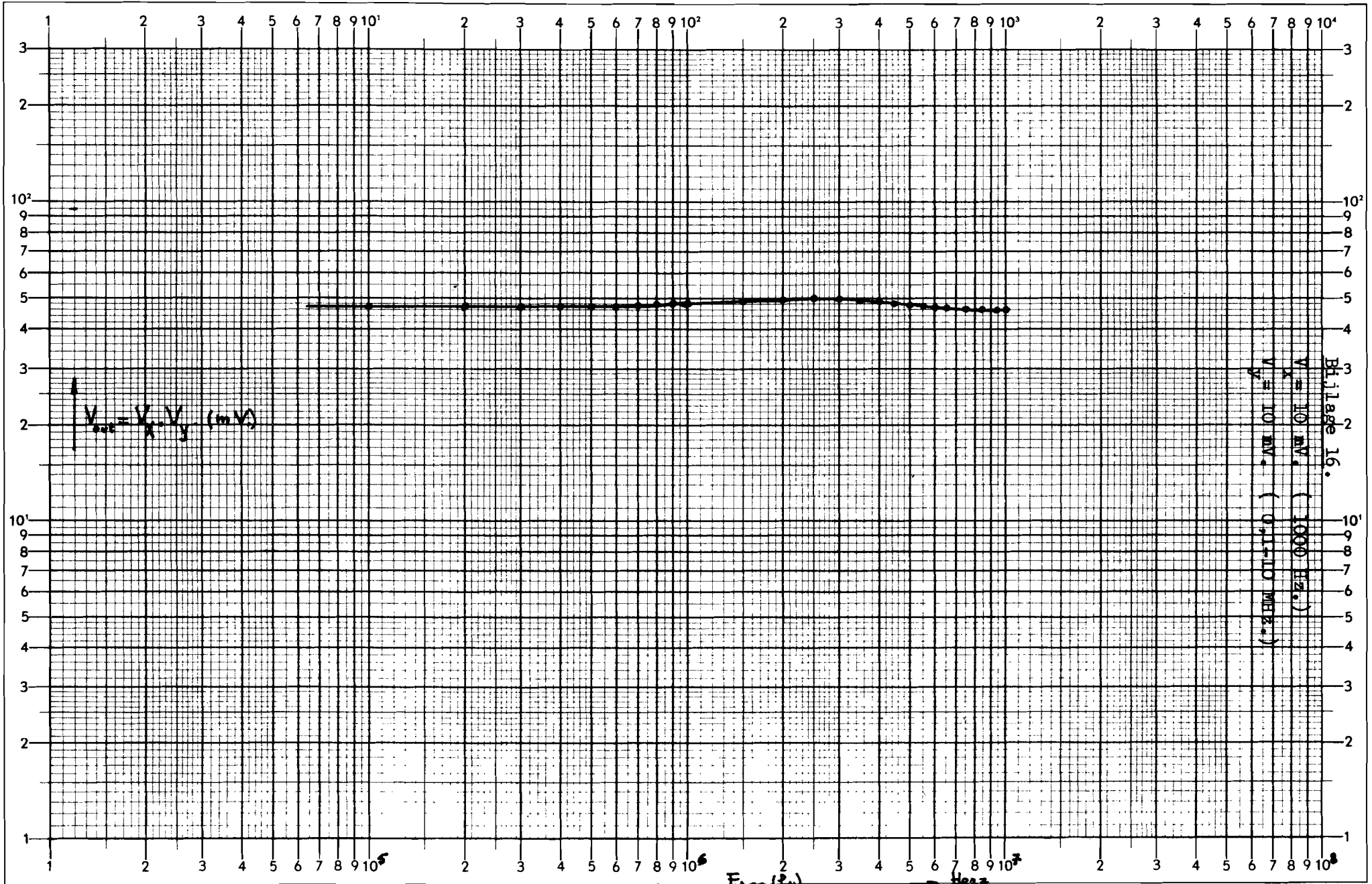


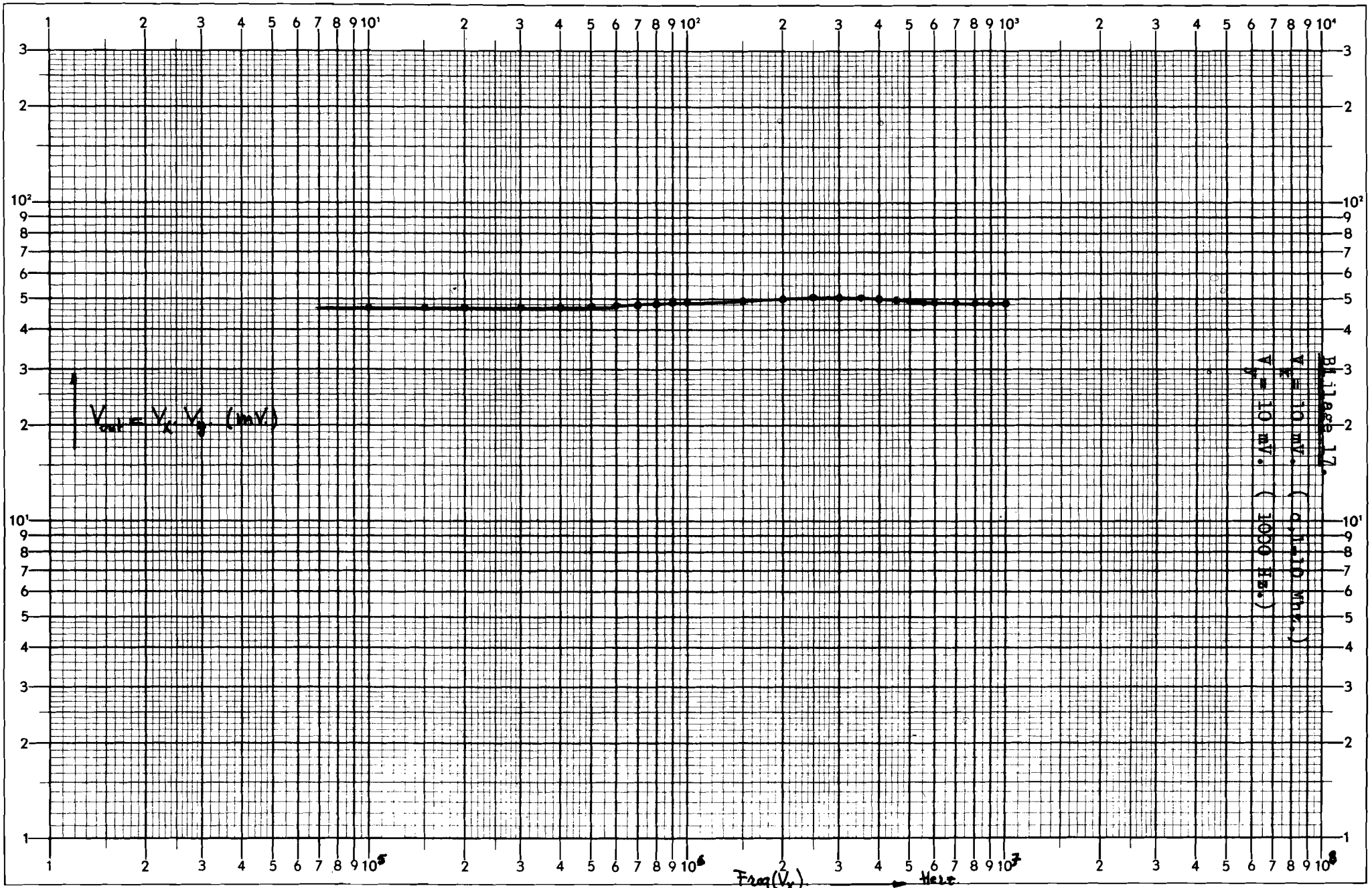
Bijlage 15.

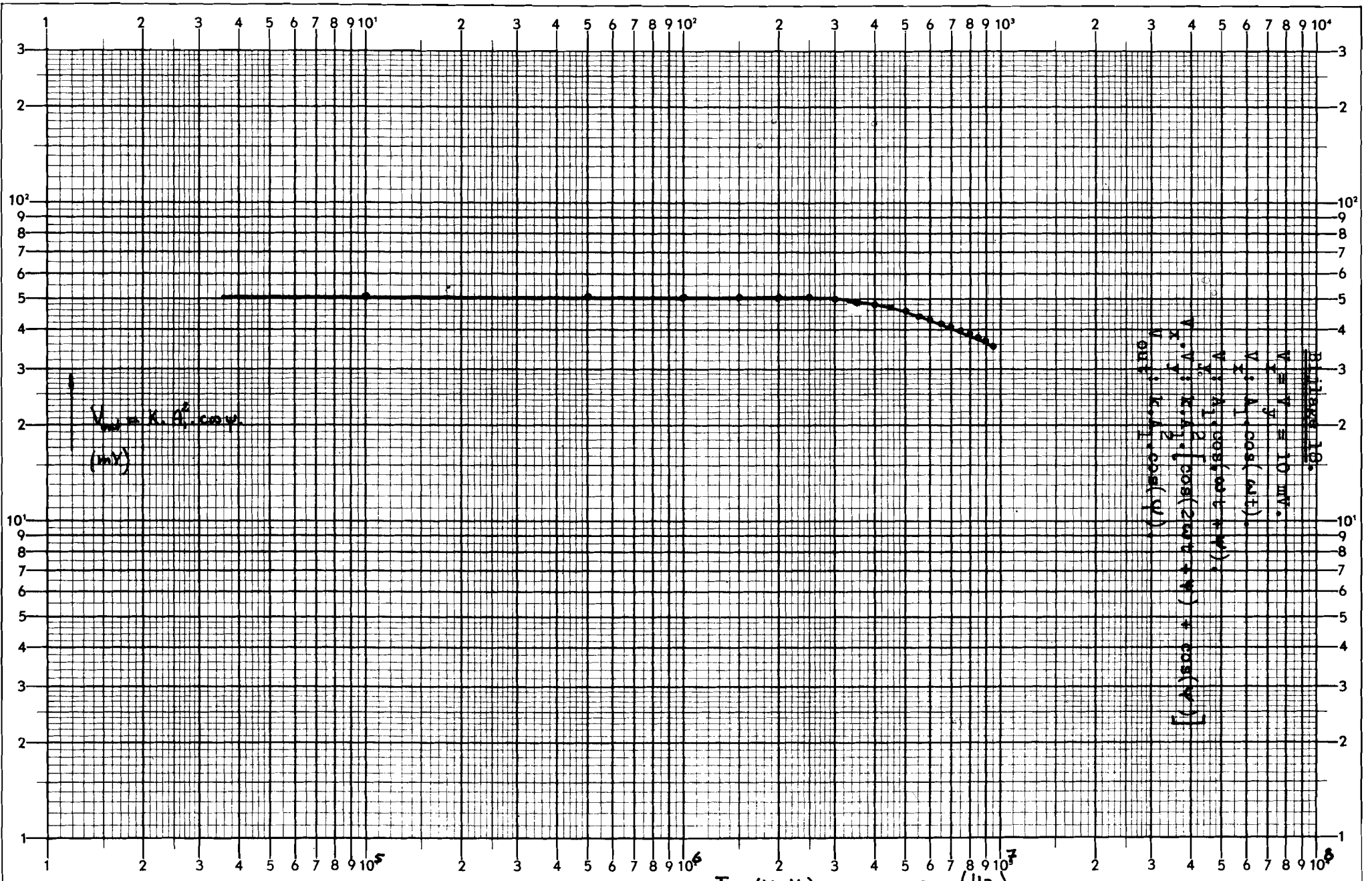
Multiplicatief systeem.

Groepen van 10 en 11 elementen.

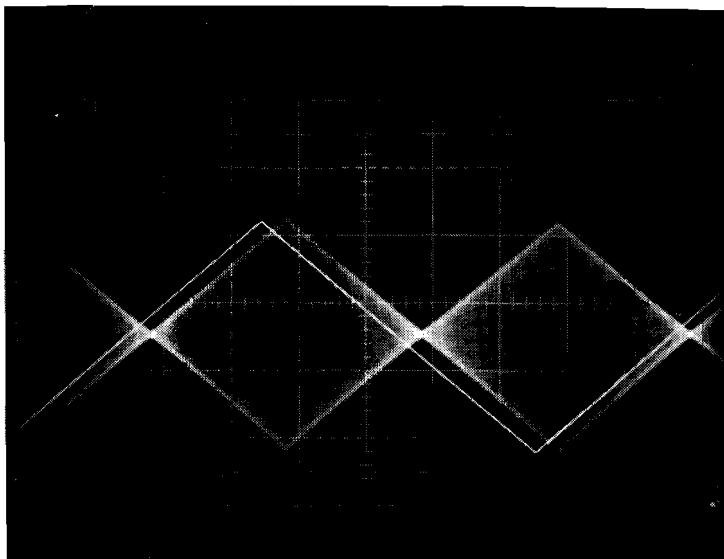
$R = 2 \text{ cm.}$



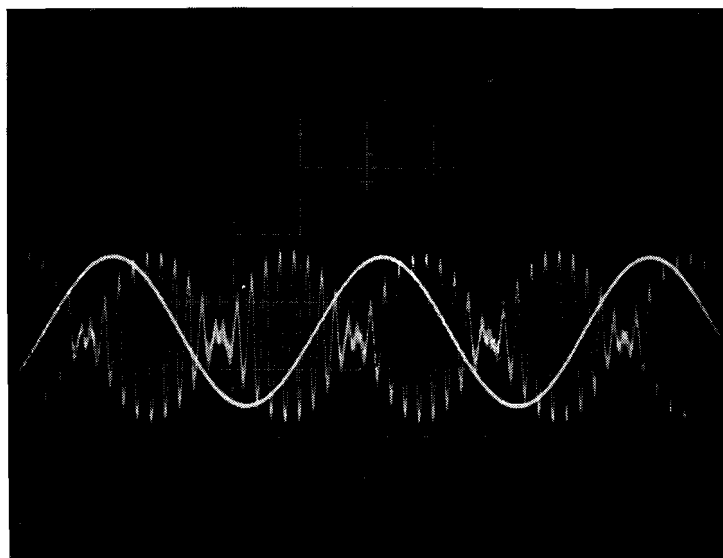




Bijlage 19.



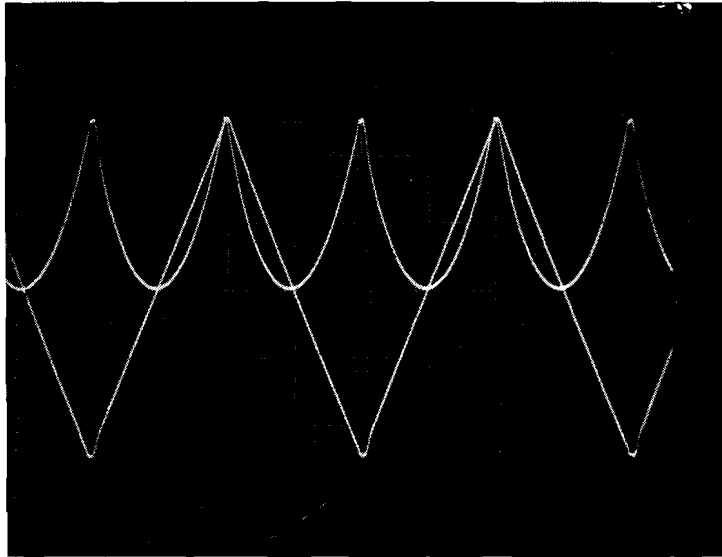
Horizontaal : 5 μ sec./cm.
Draaggolf : 6 Mc.
Omhullende : 25 Kc.



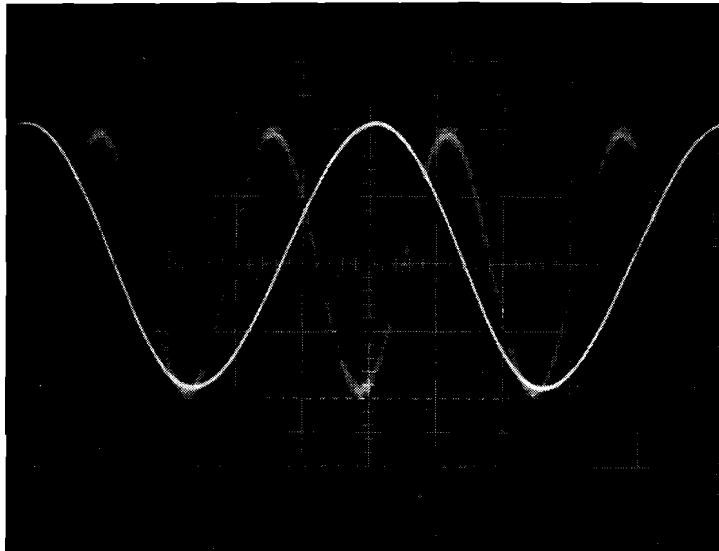
Horizontaal : 0,5 μ sec./cm.
Draaggolf : 10 Mc.
Omhullende : 0,5 Mc.

Bijlage 20.

Kwadrateren:



Horizontaal : 1 μ sec./cm.
Frekwentie (**W**) : 250 Kc.



Horizontaal : 0,020 μ sec./cm.
Frekwentie (in) : 9,5 Mc.
Frekwentie (uit) : 19 Mc.