

## MASTER

### Ontwerp van een probe voor PXE-5 transducers : meting van de geluidsintensiteit met behulp van Raman-Nath diffractie van laserlicht

de Vries, H.R.A.

*Award date:*  
1975

[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.

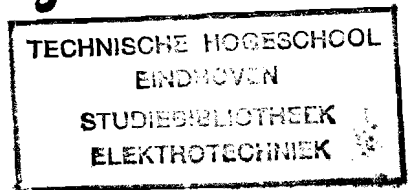
- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain

#### **Take down policy**

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

1900 bse

- 1 -



AFDELING DER ELEKTROTECHNIEK  
TECHNISCHE HOOGESCHOOL  
EINDHOVEN  
groep meten en regelen.

ONTWERP VAN EEN PROBE VOOR PXE-5  
TRANSDUCERS.  
METING VAN DE GELUIDSINTENSITEIT  
MET BEHULP VAN RAMAN-NATH DIFFRACTIE  
VAN LASERLICHT.  
door H.R.A.de Vries.

Rapport van het afstudeerwerk,  
uitgevoerd van januari 1974 tot en met december 1974  
in opdracht van prof. C.E.Mulders  
onder leiding van drs. M.Stapper.

Samenvatting:

Dit rapport beschrijft het ontwerp en de uitvoering van een probe voor PXE-5 transducers (res.freq. 4,1.Mc/s).

Eisen waaraan de geluidsbundel i.v.m. de meetmethode moest voldoen waren:

- 1) moet een cilindersymmetrische geluidsbundel hebben.
- 2) moet vlakke lopende golf produceren.
- 3) moet rond de resonantiefrequentie een gelijkmatig impedantie (of admittantie)verloop hebben.
- 4) moet akoestische vermogens tot ca. 1 á 2 Watt. kunnen leveren.

De probe bestaat uit een houder en een kristal-kop.

Om het frequentiegedrag bij verschillende typen kristal-koppen te analyseren, is gebruik gemaakt van polaire admittantie diagrammen. Uit een vergelijk van 6 verschillende typen backing bleek dat een cilindervormige perspex-backing (10  $\varnothing$  x 30 mm.) het beste voldeed. Er moesten echter wel voorzieningen worden getroffen om te voorkomen dat staande golven in de backing optraden, want deze beïnvloedden in sterke mate het frequentie-gedrag. Hiertoe werd de achterzijde (einde) van de backing opgeruwd (ruwheid  $\approx$  golflengte van het geluid in medium).

Met deze probe zijn metingen van de akoestische intensiteit m.b.h.v. Raman-Nath diffractie van laserlicht uitgevoerd met als resultaat:

- 1) het rendement  $\eta$  is hoog, nl. 13%
- 2) alleen in het far-field werd redelijk voldaan aan de eis  $\int$
- 3) in het near-field bleek de bundel asymmetrisch, met als gevolg 4)
- 4) dat vanwege de verwerkingsmethode de intensiteit in het geheel niet berekend kon worden.

Summary:

Designing a probe for PXE-5 transducers.

Measuring the acoustical intensity by means of Raman-Nath diffraction of laser light.

This report describes the design of a probe for PXE-5 transducers (res. freq. 4.1 Mc/s).

Requirements of the sound beam in respect with this diffraction method :

- 1) sound beam has to be symmetric.
- 2) the transducer has to produce a flat progressive wave.
- 3) the transducer impedance around resonant frequency has to have a smooth character.
- 4) the transducer has to enable a production of acoustical power up to 2 Watts.

The probe consists of a body (with impedance transformer to match the power amplifier) and a transducerhead.

In order to analyse the frequency behaviour at different types of transducer backings, we have used polar admittance diagrams.

By comparing 6 different types of transducer heads the analysis made clear that a cylindershaped perspex backing (10  $\phi$  x 30mm.) gave the best results.

In order to prevent longitudinal waves in the backing, the rear end of it had to be roughened (roughness  $\approx$  Wavelength in medium)

With this probe measurement of the acoustical intensity has taken place, showing that:

- 1) the efficiency proved to be good 13%.
- 2) only in the far-field the demand for symmetry has been satisfied.
- 3) in the near-field the sound beam proved to be asymmetric, which made it impossible to calculate the acoustical intensity. This was the consequence of the calculation method in which the starting-point is a symmetrical function.

Inhoudsopgave:

Hoofdstuk 1 : Inleiding.	pag. 5
Hoofdstuk 2 : Beschrijving meetmethode	
2.1 Afleiding van de diffractie vergelijking	pag. 6 t/m 10
2.2 Afleiding van de relatie tussen $\mu$ en de akoestische intensiteit.	pag. 10, 11.
2.3 Relatie tussen $v$ en $\mu$ bij een cilindrische geluidsbundel.	pag. 11, 12.
2.4 Oplossing van de diffractie vergelijking onder Raman-Nath condities.	pag. 13 t/m 17
Hoofdstuk 3 : Beschrijving van de meetopstelling.	pag. 18 t/m 22.
Hoofdstuk 4 : Ontwerp van een probe voor PXE-5 transducers.	pag. 23 t/m 31.
Hoofdstuk 5 : Akoestische metingen met behulp van diffractie.	pag. 32 t/m 37.
Hoofdstuk 6 : Conclusies.	pag. 38.
Hoofdstuk 7 : Aanbevelingen.	pag. 39.
Bijlage 1 : Lijst van gebruikte elektronische apparatuur.	pag. 40.
Bijlage 2 : Lijst van literatuurverwijzingen.	pag. 41.

## Hoofdstuk 1. Inleiding.

Op het gebied van de medische techniek wordt tegenwoordig in steeds toenemende mate gebruik gemaakt van ultrasone transducers.

Daarbij is het van groot belang de geluidsintensiteit te weten, aangezien er t.g.v. een te grote geluidsintensiteit cellulaire-en weefselbeschadigingen kunnen optreden.

Om op eenvoudige wijze een relatie te kennen tussen het elektrisch opgenomen vermogen en de akoestische intensiteit, zijn we dus geïnteresseerd in het rendement van de transducer bij de gebruikte frequentie. Bovendien is het van groot belang de vorm van de geluidsbundel te kennen, en de intensiteitsverdeling daarin.

Derhalve is het wenselijk om een "standaard" transducer te hebben, waar we verschillende geluidsmetingen mee kunnen uitvoeren.

Het akoestisch vermogen wordt gegeven door  $V_{\text{eff.}}^2 \cdot \eta$ . Door  $V_{\text{eff.}}$  te meten kennen we dan de intensiteit.

In dit onderzoek wordt de geluidsintensiteit gemeten volgens de optische methode. Hierbij wordt gebruik gemaakt van het feit dat het ultrageluid als fase-rooster werkt voor de lichtbundel. Door het periodieke karakter van dit fase-rooster ontstaat dan een discreet diffractiepatroon.

Het doel van dit onderzoek is daarom geweest het maken van een betrouwbare meetopstelling, waarmee het akoestisch vermogen van een (in dit geval PXE-5) transducer volgens deze optische methode gemeten kon worden. Het ontwerp van een "standaard" transducer die bij deze en verdere metingen gebruikt kon worden, behoorde uiteraard ook tot de opdracht. De eis die aan deze transducer moet worden gesteld is dat hij een cilinder-symmetrische geluidsbundel produceert, waarbinnen het geluid zich als een vlakke lopende golf voortplant.

Hoofdstuk 2. Beschrijving van de meetmethode.

2.1 Afleiding van de diffractie-vergelijking.

We beschouwen de volgende figuur (fig. 2.1):

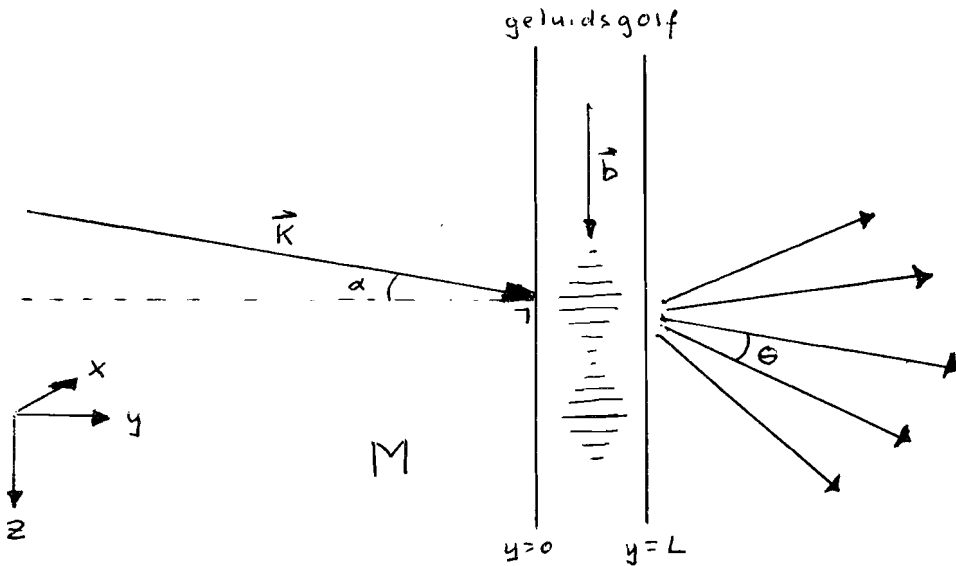


fig. 2.1

In deze figuur onderscheiden we:

- a/  $\vec{k}$ , de golfvector van de vlakke monochromatische lichtgolf, gelegen in het  $y$ - $z$ -vlak, invallend onder een kleine hoek  $\alpha$  met de positieve  $y$ -as. De lichtgolf is in de  $z$ -richting onbegrensd.
- b/  $\vec{b}$ , de golfvector van het geluid dat zich als een vlakke golf voortplant in de  $z$ -richting en periodiek is. De breedte van deze bundel strekt zich uit van  $y=0$  tot  $y=L$ .
- c/  $M$ , het medium, onbegrensd, homogeen en isotroop voor zowel licht als geluid. Bovendien is het medium voor de lichtgolf niet dubbelbrekend of magnetisch.

Uitgaande van de vergelijking  $\frac{\delta^2 E}{\delta t^2} = \frac{c^2}{\mu_0} \nabla^2 E$ , vinden we voor  $y < 0$

een genormaliseerde oplossing voor  $E$  nl.:  $E = e^{i(\omega t - \mu_0 \vec{k} \cdot \vec{r})}$  (2.1)

$E$  stelt de elektrische component van het licht voor.

De transversale geluidsgolf in de  $z$ -richting kan opgevat worden als een drukgolf die een brekingsindex-variatie teweegbrengt voor  $0 < y < L$ .

We kunnen dus schrijven  $\mu = \mu(z, t) = \mu_0 + \Delta\mu(z, t)$ .

Voor  $0 < y < L$  geldt dan voor de lichtgolf:

$$E = B(y, z, t) \cdot e^{i(\omega t - \mu_0 \vec{k} \cdot \vec{r})} \tag{2.2}$$

$B$  geeft de invloed van het geluid weer.

Daar de geluidsgolf periodiek is in  $z$  ( $z=z(t)$ ), zal  $B$  dat ook zijn m.b.t. de frequentie  $\Omega$  en het golfgetal  $b$  van het geluid. We kunnen dan  $B$  in een Fourier-reeks ontwikkelen en krijgen:

$$B(y,z,t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n(y) \cdot e^{in(\Omega t - bz)} \quad (2.3)$$

(2.2) en (2.3) geven dan

$$E = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n(y) \cdot e^{i(\omega t + n\Omega t - nbz - \mu_0 \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

Stellen we  $\vec{k}_n = \mu_0 \vec{k} + n\vec{b}$ , dan wordt de vergelijking

$$E = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n(y) \cdot e^{i(\omega + n\Omega)t - \vec{k}_n \cdot \vec{r}}. \quad (2.4)$$

Binnen de geluidsbundel ( $0 < y < L$ ) bestaat het licht uit een oneindig aantal vlakke golven, die de volgende eigenschappen hebben:

1] De richting wordt gegeven door  $\vec{k}_n \cdot \vec{r}$ . (zie fig)

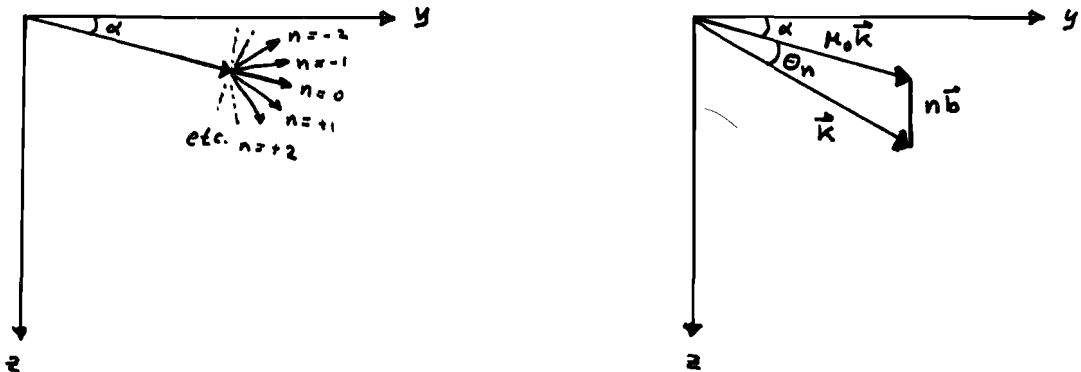


fig. 2.2.

$\alpha$  is klein. Indien  $\theta_n$  ook klein, dan  $\tan(\theta_n + \alpha) \approx \theta_n + \alpha$ ,  $\tan \alpha \approx \alpha$ ,  $\cos \alpha \approx 1$

$$\tan(\theta_n + \alpha) = \frac{n\vec{b} + \mu_0 \vec{k} \cdot \sin \alpha}{\mu_0 \vec{k} \cdot \cos \alpha} = \frac{n\vec{b}}{\mu_0 \vec{k} \cdot \cos \alpha} + \frac{\tan \alpha \cdot \mu_0 \vec{k}}{\mu_0 \vec{k}} \approx \theta_n + \alpha$$

$$\text{dus } \theta_n \approx \frac{n\vec{b}}{\mu_0 \vec{k}} = n \cdot \frac{\lambda}{\lambda_{ak}}. \quad (2.5)$$

2] De frequentieverschuiving van het licht wordt gegeven door

$$\omega_n = \omega + n\Omega. \quad (2.6)$$

Het bijzondere aan bovenstaande eigenschappen is dat de hoek  $\theta_n$  alsmede de frequentie  $\omega_n = \omega + n\Omega$  slechts discrete waarden kunnen aannemen t.g.v. de periodiciteit van het geluid.



Het discrete karakter van de diffractie kan ook aannemelijk worden gemaakt door het licht en het geluid quantum-mechanisch te beschouwen, met als quasi-deeltjes het foton (energ.  $\hbar\omega$ ) en het fonon (energ.  $\hbar\Omega$ ). Als in de lichtbundel geen interactie is tussen de fotonen onderling en als het medium geen energie absorbeert, dan kan men zich de discrete frequentieverschuiving voorstellen als gevolg van een interactie tussen een foton en een fonon, waarbij dan de energie van de fotonen in de negatieve z-richting afneemt en in de positieve z-richting toeneemt. De totale energie van het licht blijft echter gelijk (zie fig. 2.3.). De conclusie zou dan kunnen zijn dat het geluid als "energiedrager" fungeert, hetgeen ondersteund wordt door het verdwijnen van de diffractie als er geen ultra-geluid meer is.

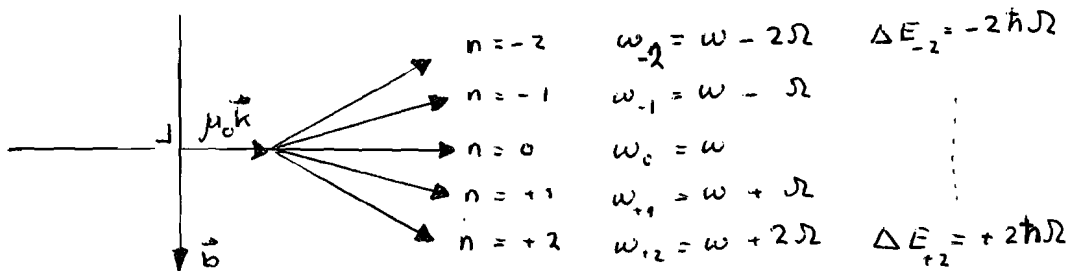


fig.2.3

3] De termen  $A_n(y)$  zijn de amplitudines van de respectievelijke lichtgolven uit het diffractie-patroon. De berekening hiervan vergt wel enig rekenwerk.

We gaan weer terug naar de differentiaal-vergelijking van de lichtgolf:

$$\text{In de geluidsbundel geldt } \nabla^2 E = \frac{\mu^2(z,t)}{c^2} \cdot \frac{\delta^2 E}{\delta t^2} \quad (2.7)$$

We definiëren de tijdsafhankelijke functie  $\psi$  als volgt:

$$E(y,z,t) = \psi(y,z) \cdot e^{i\omega t} \quad (2.8)$$

We vinden dan:  $\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = - \frac{\mu^2(z)}{c^2} \cdot \omega^2 \cdot \psi = -k^2 \cdot \mu^2(z) \cdot \psi$  (2.9 a),  
mits  $n\Omega \ll \omega$ .

Met (2.4) resulteert dit in een oplossing voor  $\psi$  in de vorm van

$$\psi(y,z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n(y) \cdot e^{i \cdot \vec{k}_n \cdot \vec{r}} \quad \text{met } \vec{k}_n \cdot \vec{r} = (\mu_0 \vec{k} + n\vec{b}) \cdot \vec{r} \quad (2.9 b)$$

$$\vec{k}_n \cdot \vec{r} = \mu_0 \cdot k(y \cdot \cos\alpha + z \cdot \sin\alpha) + n b z. \quad (2.10)$$

De brekings-index is een functie van  $z$ , dus kunnen we schrijven  $\mu(z) = \mu_0 + \mu_1$ . Daar  $\mu_1 \ll \mu_0$ , kunnen we schrijven

$$\mu^2(z) = \mu_0^2 + 2\mu_0 \cdot \mu_1 \quad (2.11)$$

Aangezien  $\mu_1$  t.g.v. geluid een periodieke functie is van  $z$ , kunnen we voor  $\mu_1$  een Fourier-reeks vinden nl.

$$\mu_1 = \sum_{s=1}^{\infty} \mu_s \cdot \sin(sbz - \delta_s), \quad \delta_s = \text{fase van de resp. termen}, \delta_1 = 0.$$

Verg. (2.11) wordt nu:  $\mu^2 = \mu_0^2 + 2\mu_0 \cdot \sum_{s=1}^{\infty} \mu_s \cdot \sin(sbz - \delta_s)$  of

$$\mu^2 = \mu_0^2 - i\mu_0 \sum_{s=1}^{\infty} \mu_s \cdot \left[ e^{i(sbz - \delta_s)} - e^{-i(sbz - \delta_s)} \right] \quad (2.12)$$

Substitueren we (2.12), (2.10) en (2.9 b) in (2.9 a) dan vinden we na enig rekenen voor elke  $n$ , vergelijking:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A_n}{dy^2} - \frac{dA_n}{dy} \cdot 2i\mu_0 k \cos\alpha - A_n (n^2 b^2 + 2bk\mu_0 n \sin\alpha) = \\ = \sum_{s=1}^{\infty} ik^2 \mu_0 \mu_s \cdot A_{n+s} \cdot e^{-i\delta_s} - \sum_{s=1}^{\infty} ik^2 \mu_0 \mu_s \cdot A_{n-s} \cdot e^{i\delta_s}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Omdat  $A_n$  slechts langzaam met  $y$  varieert, is  $\frac{d^2 A_n}{dy^2} \ll k \cdot \frac{dA_n}{dy}$  (kan worden verwaarloosd)

We definiëren nu de volgende parameters waarmee we de vergelijking dimensieloos maken:

$v_s = k\mu_s L$  Deze hangt samen met de totale hoeveelheid geluid die het licht tegenkomt ( $L =$  weglengte). (2.14)

$Q = b^2 L / k\mu_0$  Dit is de Raman-Nath-parameter, de waarde van  $Q$  wordt door de opstellingseigenschappen gegeven. (2.15)

$\beta = -k\mu_0 / b \sin\alpha$  Geeft invloed van hoek van inval weer. (2.16)

Als we (2.14 t/ 2.16) gebruiken en de vergelijking opnieuw ordenen, krijgen we de diffractie-vergelijking:

$$\frac{dA_n}{dy} - \frac{1}{2L} \cdot \sum_{s=1}^{\infty} \left[ v_s \cdot A_{n-s} \cdot e^{+i\delta_s} - v_s \cdot A_{n+s} \cdot e^{-i\delta_s} \right] = \frac{inQ}{2L} \cdot (n - 2\beta) \cdot A_n \quad (2.17).$$

Is het geluid zuiver sinus-vormig, zodat  $v_s = 0$  voor  $s \neq 1$ , dan vinden we een vereenvoudigde betrekking nl.:

$$\frac{dA_n}{dy} - \frac{v}{2L} \cdot (A_{n-1} - A_{n+1}) = \frac{inQ}{2L} (n - 2\beta) \cdot A_n \quad (2.18)$$

Beide diffractie vergelijkingen zijn slechts dan geldig indien:

a'  $\mu_1 \ll 1$  Komt overeen met  $\frac{d^2 A_n}{dy^2} \ll k \cdot \frac{dA_n}{dy}$

b'  $\Omega \ll \omega$

c'  $\alpha \ll 1$  zodat  $\cos \alpha \approx 1$

2.2. Afleiding van de relatie tussen  $\mu$  en de akoestische intensiteit.

In de diffractie vergelijking komt de parameter  $v_s = k\mu_s L$  voor. De  $\mu_s$  is, zoals reeds eerder gezegd, de brekingindex-variatie t.g.v. het periodieke geluid. De variatie van  $\mu$  is het gevolg van een variatie van  $\rho$ , welke veroorzaakt wordt door het geluid. In de wet van Lorentz-Lorenz vinden we de relatie tussen  $\rho$  en  $\mu$  nl.:

$$A \cdot \rho = - \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} \quad \left( \begin{array}{l} \rho = \text{massadichtheid} \\ A = \text{molaire refractiviteit} \end{array} \right) \quad (2.19)$$

Door links en rechts de differentiaal te nemen, er van uitgaande dat de variaties zeer klein zijn, en A te elimineren, krijgen we in eerste orde benadering:

$$\Delta \rho = \frac{6\rho\mu_0}{(\mu_0^2 + 2)(\mu_0^2 - 1)} \Delta \mu \quad (2.20)$$

De wet van Hooke geeft bovendien nog de volgende <sup>(benaderde)</sup> relatie tussen  $\Delta \rho$  en  $\Delta p$ :  $\Delta \rho = \Delta p \cdot c_a^{-2}$  ( $\Delta p$  = drukvariatie,  $c_a$  = voortplant. snelheid) (2.21)

(2.21) in (2.20) geeft in eerste orde benadering: ↑ van het geluid.

$$\Delta p = \frac{6\rho\mu_0 c_a^2}{(\mu_0^2 + 2)(\mu_0^2 - 1)} \Delta \mu \quad (2.22)$$

Met behulp van het elektrisch analogon zullen we een uitdrukking beschrijven voor de akoestische intensiteit I. Uitgangspunt hierbij zijn de sinus-vormige spanning v en de stroom i.

$v = \hat{V} \cdot e^{i(\omega t + \varphi_v)}$	Volt.	$\Delta p = \hat{\Delta p} \cdot e^{i(\omega t + \varphi_p)}$	N/m <sup>2</sup> .
$i = \hat{I} \cdot e^{i(\omega t + \varphi_i)}$	Amp.	$\Delta u = \hat{\Delta u} \cdot e^{i(\omega t + \varphi_u)}$	m/s.
$Z_{el} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{v}{i}$	Ohm.	$Z_a \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\Delta p}{\Delta u}$	Ns/m <sup>3</sup>
$P_{el} \stackrel{\text{def}}{=} v_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}}^*$	Watt.	$P_a \stackrel{\text{def}}{=} \Delta p_{\text{eff}} \cdot \Delta u_{\text{eff}}^*$	Watt/m <sup>2</sup> .
$I_{el} = \frac{1}{T} \int_0^T P_{el} dt = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{v_{\text{eff}} \cdot v_{\text{eff}}^*}{Z_{el}} dt$		$I_a = \frac{1}{T} \int_0^T P_a dt = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{\Delta p_{\text{eff}} \cdot \Delta p_{\text{eff}}^*}{Z_a} dt$	
$I_{el} = \frac{1}{2} \cdot \hat{V}^2 / Z_{el}$	Watt	$I_a = \frac{1}{2} \hat{\Delta p}^2 / Z_a$	Watt/m <sup>2</sup> .

In het geval van een lopende golf, waar deeltjessnelheid  $u$  en druk  $p$  met elkaar in fase zijn, is de akoestische impedantie reëel. Bovendien geldt voor een ideale, niet visceuze vloeistof in eerste orde benadering:

$$Z_a = \rho_0 \cdot c_a \cdot \frac{1}{2} \frac{\Delta p^2}{\rho_0 c_a} \quad (2.23)$$

(2.22) en (2.23) geven dus:

$$I_a = \frac{18(\mu_0 c_a)^2 \cdot \rho_0 c_a}{(\mu_0 + 2)(\mu_0 - 1)^2} \Delta \mu_{\text{max}} \quad \text{Stellen we } \Delta \mu_{\text{max}} = \mu, \text{ dan wordt}$$

$$I_a = K(T) \cdot \mu^2 \quad (2.24)$$

$K(T)$  is een temperatuurafhankelijke materiaal constante, die rond kamertemperatuur  $\pm 1\% / ^\circ\text{C}$ . varieert.  $K(20^\circ\text{C.}) = 0,1236$ .  
water

### 2.3 Relatie tussen $v$ en $\mu$ bij een cilindersymmetrische geluidsbundel.

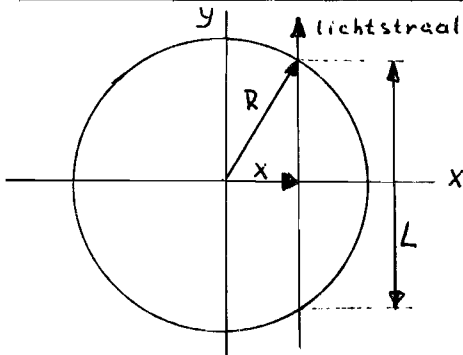


fig. 2.4.

Stel dat de  $\mu = C$  (homogeen over de bundel)

$$L = 2\sqrt{R^2 - x^2} \quad \text{Zie fig 2.4.}$$

Dan wordt  $v = v(x)$  en krijgen we

$$v(x) = 2k\mu\sqrt{R^2 - x^2} = k\mu L$$

De geluidsbundel zal in het algemeen niet homogeen zijn, m.a.w.  $\mu = \mu(x, y)$ . Echter, daar de bundel cilindrisch symmetrisch is mogen we aannemen dat  $\mu$  alleen van  $r$  afhangt en niet van  $\phi$ , dus  $\mu = \mu(r)$ .

Beschouwen we nu onderstaande figuur (fig.2.5):

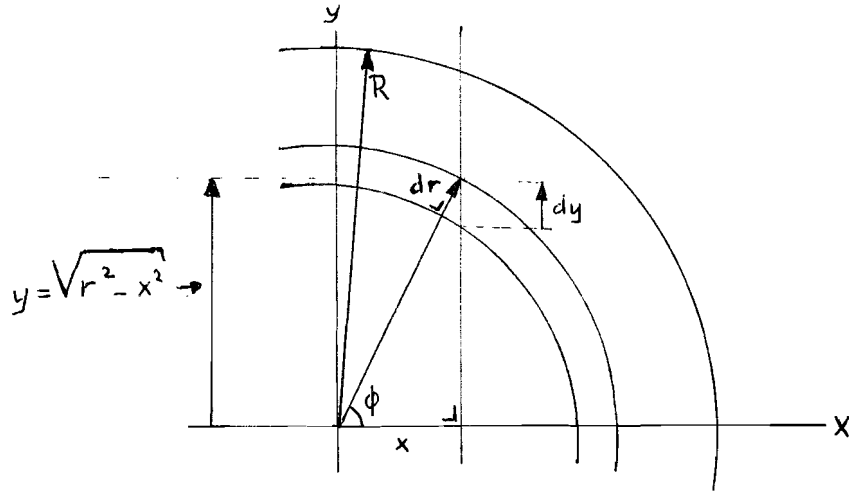


fig.2.5.

$$v(x) = \int_L k\mu(x, y) dy = k \int_{\sqrt{R^2-x^2}}^R \mu(x, y) dy. \text{ Daar } \frac{dr}{dy} = \frac{\sqrt{r^2-x^2}}{r}, \text{ kunnen we}$$

afleiden dat

$$v(x) = 2k \int_x^R \frac{\mu(r) \cdot r \cdot dr}{\sqrt{r^2-x^2}} \quad (2.25)$$

Met inverse Abel-transformatie is dit om te zetten in :

$$k\mu(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{d\{v(x)\}}{\sqrt{x^2-r^2}} \cdot dx \quad (2.26)$$

Voor Abeltransformatie zie litt. 2 .

De transformatie van  $v(x)$  naar  $k\mu(r)$  is een lineaire transformatie, dus kunnen we (2.26) opvatten als een matrix-vergelijking nl.:

$$\vec{k\mu}(r) = A \cdot \vec{v}(x). \quad (2.27)$$

Met  $\vec{k\mu}(r) = \{k\mu(r_i)\}$  voor equidistante  $r_i, i = 1, 2, \dots, n, r_1 = 0, r_n = R$ .

Idem  $\vec{v}(x) = \{v(x_i)\}$  voor equidistante  $x_i, i = 1, 2, \dots, n, x_1 = 0, x_n = R$ .

A is een  $n \times n$ -matrix

Voor  $n = 10$  en  $n = 20$  heeft Bockasten de elementen van deze matrix getabelleerd. Litt. 2.

2.4. Oplossing van de diffractie vergelijking onder Raman-Nath-condities.  
Geluid zuiver sinus-vormig.

2.4.1. Het bestaan van een oplossing.

Voor een zuivere sinus hadden we de diffractie vergelijking (2.18)

$$\text{gevonden nl.: } \frac{dA_n}{dy} - \frac{v}{2L} \cdot (A_{n-1} - A_{n+1}) = \frac{inQ}{2L} (n - 2\beta) \cdot A_n$$

Schrijven we voor  $A_n(y) = a_n \cdot e^{i\phi_n(y)}$ ,  $a_n$  reëel,  $\phi_0 = 0$  met randvoorwaarden

$$A_n(y=0) = \begin{cases} 1 & \text{voor } n=0 \\ 0 & \text{" } n \neq 0 \end{cases}, \text{ en vullen we dit in in de vgl. (2.18),}$$

dan krijgen we een uitdrukking, die slechts dan voor iedere  $y$  geldig is indien er fase-synchronisatie optreedt tussen de verschillende gediffracteerde lichtgolven.

Aangezien  $\phi_0(y) \equiv 0$  moet ook  $\phi_n(y) \equiv 0$ , m.a.w.  $A_n = a_n$  is reëel.

Door dit resultaat in de diffractie vergelijking in te vullen ontstaat:

$$\frac{da_n}{dy} - \frac{v}{2L} \cdot (a_{n-1} - a_{n+1}) = \frac{inQ}{2L} (n - 2\beta) \cdot a_n \quad (2.28)$$

Daar  $I_n = a_n^2$ , krijgen we door (2.28) met  $a_n$  te vermenigvuldigen en de vergelijkingen te sommeren voor alle  $n$ :

$$\sum_n a_n \cdot \frac{da_n}{dy} = \frac{1}{2} \sum_n \frac{dI_n}{dy} = \sum_n \frac{inQ}{2L} (n - 2\beta) \quad (2.29)$$

Daar de totale intensiteit van de gediffracteerde bundels gelijk is aan die van de oorspronkelijke bundel omdat geen absorptie optreedt,

volgt hieruit dat 
$$\sum_n \frac{dI_n}{dy} = \frac{dI}{dy} = 0$$

Vgl. (2.29) wordt dan: 
$$\sum_n nQ(n - 2\beta) \cdot I_n = 0$$
, zodat een goede benadering

kan worden gevonden in: 
$$\sum_n nQ(n - 2\beta) \cdot I_n \approx 0 \quad (2.30)$$

Aan (2.30) wordt voldaan door 
$$I_n \begin{cases} = 0 & \text{voor } n \neq 0 \\ \neq 0 & \text{" } n = 0 \end{cases}$$
 bij alle mogelijke

waarden van  $Q$  en  $\beta$ . Er treedt dan echter geen diffractie op, zodat deze oplossing niet erg interessant is.

Voor  $Q \ll 1$ ,  $\beta = 0$  is ook aan de benadering voldaan.

Bovenstaande zijn de Raman-Nath-condities.

$Q \ll 1$  houdt in dat  $b =$  geluidsfrequentie niet te hoog. (2.31)

$L =$  weglengte door geluid niet te groot

$\beta = 0$  betekent dat de hoek van inval  $\alpha = 0$  (2.32)

Verder moet ook gelden dat  $n^2 I_n \ll 1$  en  $n^2 I_n \rightarrow 0$  voor  $n \rightarrow \infty$ , d.w.z. dat, tenminste voor de hogere orde diffractie-bundels, de intensiteit snel moet afnemen.

2.4.2. Oplossing van de diffractie vergelijking voor zuiver sinus-vormig geluid.

In 2.1 hadden we deze vergelijking (2.18) afgeleid. Onder de bovenstaande condities

houden we dan over: 
$$\frac{dA_n}{dy} - \frac{v}{2L} (A_{n-1} - A_{n+1}) = 0 \quad (2.33)$$

Hieraan wordt voldaan door Bessel-functies van de eerste orde,

want  $\frac{d}{dy} J_n(ay) = \frac{1}{2} a [J_{n-1}(ay) - J_{n+1}(ay)]$  met  $a = \frac{v}{L}$

De algemene oplossing is dan te schrijven als  $A_n(y) = J_n\left(\frac{vy}{L}\right)$

Met de randvoorwaarden  $A_n(y) = \begin{cases} 1 & \text{voor } n=0 \\ 0 & \text{,, } n \neq 0 \end{cases}$  geeft dit

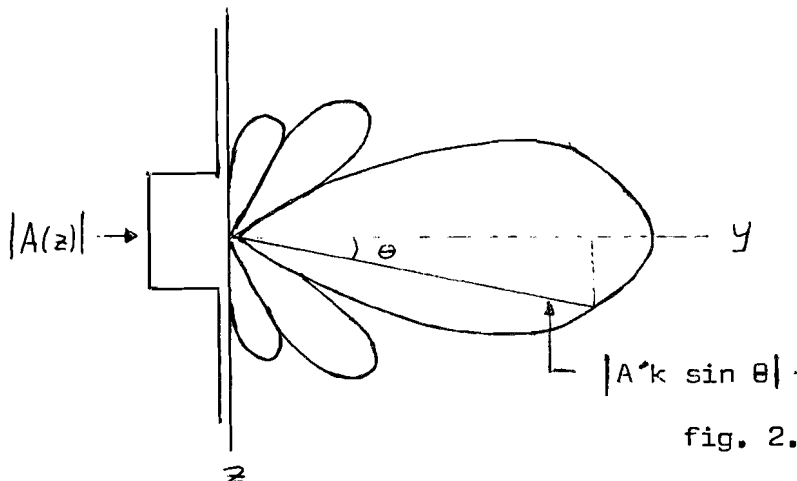
$$A_n = J_n(v) \text{ en } I_n = J_n^2 \quad (2.34)$$

2.4.3. Korte beschouwing aan de hand van de algemene golf-theorie.

De golfvergelijking van een zich, in een medium met brekings-index  $\mu_0$  voortplantende vlakke lichtgolf kan geschreven worden als:

$$E = \hat{E}_0 e^{i(\omega t - ky)} \quad , \text{ met } k = \text{golfgetal} \quad (2.35)$$

We zullen nu onderstaande figuur bekijken (fig. 2.6)



Stel dat de amplitudo van de lichtgolf op de z-as gegeven is :  $E = A(z)$ . Volgens het Huygens-principe is dan ieder punt van de lichtgolf op de z-as de bron van een nieuwe sferische golf die zich in alle richtingen voortplant.

Op voldoende grote afstand van de z-as , is dan een relatie te vinden tussen  $A'(\theta)$  en  $A(z)$  nl.:

$$A'(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} A(z) \cdot e^{-ikz \sin \theta} \cdot dz$$

en met  $\eta = k \sin \theta$   $A'(\eta) = \int_{-\infty}^{\infty} A(z) \cdot e^{-i\eta z} \cdot dz.$  (2.36 a)

m.a.w.  $A(\eta) = F \{ A(z) \} .$

Mits  $\int_{-\infty}^{\infty} |A(z)|^2 \cdot dz = 1 < \infty$  geldt dan ook  $A(z) = \int_{-\infty}^{\infty} A'(\eta) \cdot e^{+i\eta z} \cdot d\eta.$  (2.36 b).

Het geluid werkt als een zuiver fase-tralie, want t.g.v.  $\mu(z) = \mu_0 + \mu_1(z)$  treedt een periodieke variatie van de fasehoek op:

$\phi = kL\mu_0 + kL\mu_1(z)$ . Voor  $A(z)$  kunnen we dan schrijven :

$$A(z) = e^{ikL\mu_0} \cdot e^{ikL\mu_1(z)} = C \cdot e^{ikL\mu_1 \sin bz} .$$
 (2.37)

$A(z)$  is periodiek, dus is  $A'(\eta)$  discreet met  $A'(\eta) \neq 0$  voor  $n = \frac{nb}{\mu_0}$ , vgl. (2.5)

Door dit discrete karakter van  $A'(\eta)$  gaat de integraal over in een sommatie over alle  $n$  , en met  $v = kL\mu_1 \sin bz$  krijgen we ((2.36 b) + (2.37))

$$e^{iv(z)} = C \cdot \sum A'_n(\eta) e^{inbz} .$$

Dan is  $A'_n = J_n(v(z))$  vgl. (2.34)

Bovendien is aan te tonen dat  $C = 1$  en  $A'_n$  reëel, dus geldt:

$$\cos\{v(z)\} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A'_n(\eta) \cdot \cos nbz \quad \text{of in matrix-notatie}$$

$$\boxed{\vec{v} = M \cdot \vec{a}} \quad (2.38)$$

$\vec{v} = \cos\{v(z)\}$  voor equidistante  $z_i$  ,  $i = 1, 2, \dots, n$  ;  $z_0 = 0$  ;  $z_n = R$ .

N.B.  $\cos\{v(z)\}$  is een directe maat voor  $\{\mu_1(z)\}$



$a_n = A_n = \sqrt{I_n}$  ( $I_n$  gemeten lichtintensiteiten).

$M_{z,n} = \cos nbz$ . Als  $\vec{v}$  en  $\vec{a}$  evenveel elementen bevatten, is  $M$  een reguliere  $n \times n$ -matrix, waarmee we door  $M^{-1}$  te bepalen bij een gegeven geluidsgolf het diffractie patroon kunnen berekenen.

$$\vec{a} = M^{-1} \cdot \vec{v} \quad (2.39)$$

#### 2.4.4. Oplossing van de diffractie vergelijking voor niet monochromatisch geluid.

Als we de fasetermen van de diffractie vergelijking (2.17) buiten beschouwing laten, dan is aan te tonen dat alle oplossingen van deze vergelijking aan de volgende recurrente betrekking voldoen

$$\sum_{s=1}^{\infty} \frac{sv_s y}{L} [A_{n-s} + A_{n+s}] = 2 \cdot n \cdot A_n \quad (2.40)$$

Door  $y = L$  te substitueren vinden we de amplitudines van de diffractie maxima in de nieuwe recurrente betrekking

$$\sum_{s=1}^{\infty} s \cdot v_s [A_{n-s} + A_{n+s}] = 2 \cdot n \cdot A_n \quad (2.41)$$

Voor alle  $n$  krijgen we dan in matrix-notatie:

$$\vec{b} = M \cdot \vec{a} \quad \text{met} \quad \begin{aligned} a_s &= s \cdot v_s, \\ b_n &= 2 \cdot n \cdot A_n, \\ M_{n,s} &= A_{n-s} + A_{n+s}. \end{aligned}$$

Met behulp van pseudo-inversie (omdat  $M^{-1}$  niet bestaat) kan  $\vec{a}$  berekend

worden nl.:

$$\vec{a} = (M^T M)^{-1} M^T \cdot \vec{b} \quad (2.42)$$

2.4.5. Korte toelichting op de numerieke verwerking van de meetgegevens.

Bij het meten van de geluidsbundel worden, voor de opeenvolgende equidistante scans, de intensiteiten van de diffractie maxima gemeten. Dit gebeurt op een x-y recorder. Deze intensiteiten worden op ponskaarten getypt en vormen de data voor de computer verwerking.

Uitgangspunt bij de verwerking is nu dat het geluid niet monochromatisch is, derhalve wordt vgl. (2.42) gebruikt om  $\{v_s\}$  te berekenen.

In onderstaand vereenvoudigd schema ziet men de verwerking (fig. 2.9 a,b)

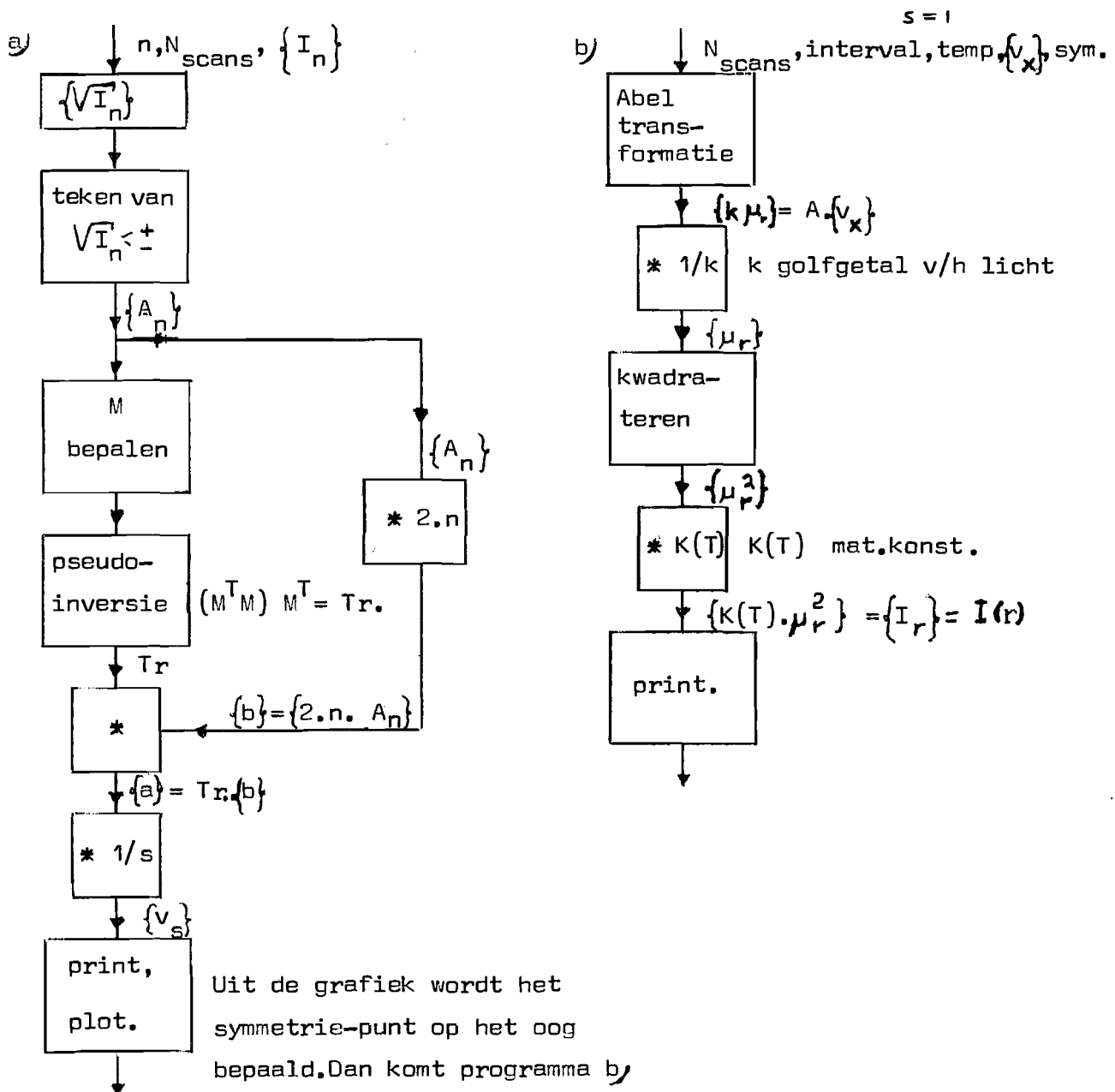


fig. 2.9 a,b

Hoofdstuk 3. Beschrijving van de meetopstelling.

Onderstaande figuur geeft een principe-schets van de meetopstelling (fig 3.1)

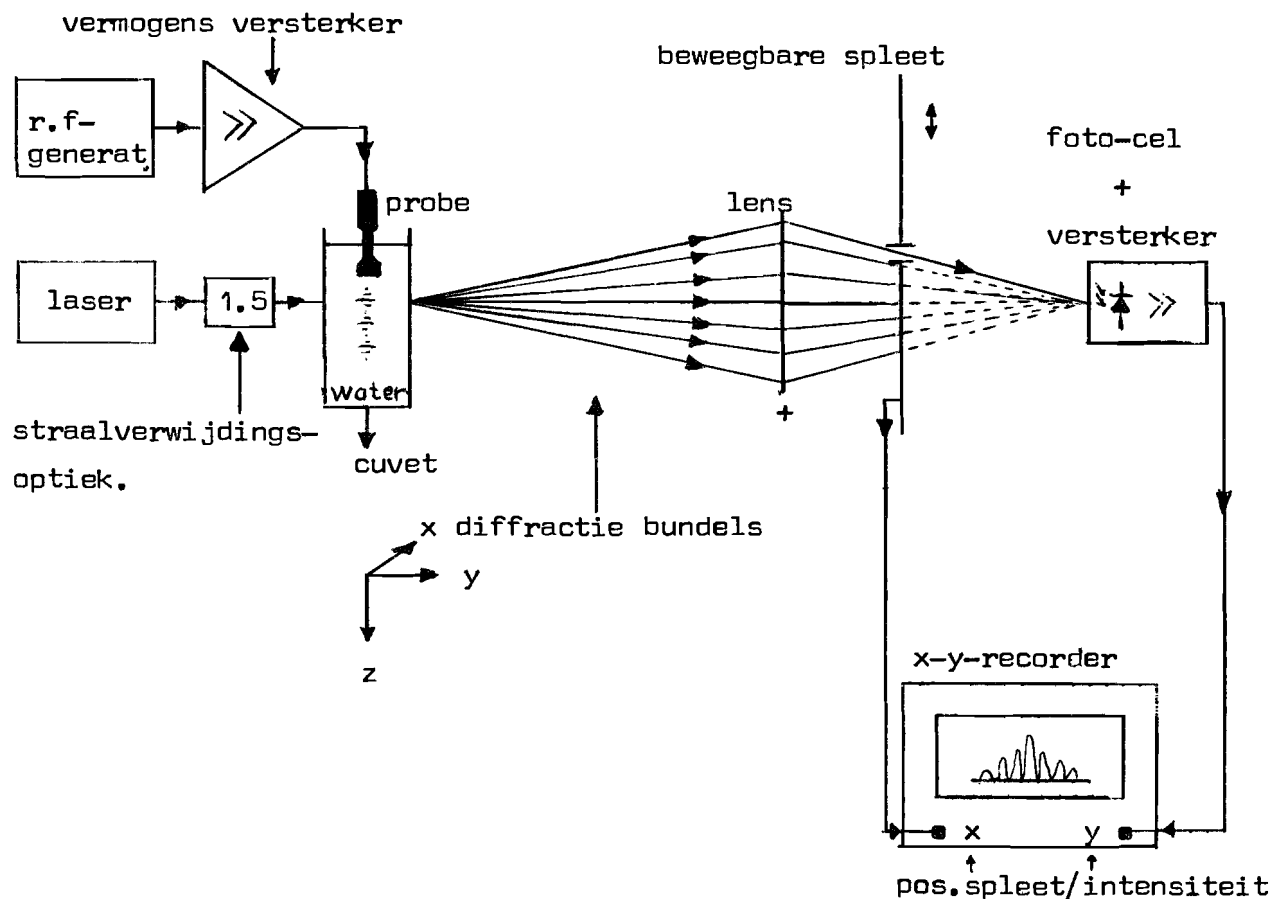


fig. 3.1.

In deze figuur kunnen we het volgende onderscheiden:

- 1) het optische gedeelte,
- 2) het akoestische gedeelte en
- 3) het verwerkings gedeelte.

ad 1) Het optische gedeelte:

Als lichtbron dient de laser (straalbreedte  $1/e^2 = 0.65 \text{ mm.}$ , vermogen  $5 \text{ mW.}$ , golflengte  $\lambda = 6.328 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ ).

Aangezien de laserstraal breed moet zijn t.o.v. de golflengte van het geluid, gaat deze door een straalverwijdings-optiek ( $1.5 \times$ ). Zou de lichtstraal n.l. smaller zijn dan de golflengte van het geluid, dan treedt geen diffractie op. Als de bundel te breed wordt, dan is het oplossend vermogen

onvoldoende om de maxima nog onderling te kunnen onderscheiden.

In het cuvet gaat het licht loodrecht door het ultra-geluid, waarbij diffractie ontstaat.

De lens is nu zodanig geplaatst, dat alle orde-maxima afgebeeld worden op de foto-diode van de "lichtversterker".

ad 2) Het akoestisch gedeelte:

Dit bestaat uit een r.f.-generator, die een vermogens versterker stuurt, waarvan de probe van de ultrasonen-transducer zijn spanning betreft.

De positie van de probe, d.w.z. de afstand tót - en de hoek mét de lichtstraal (in y-z-vlak) kan worden ingesteld met een mechanisme. Bovendien wordt ook de verticale positie (z-as) hiermee ingesteld.

Dit in verband met het feit dat de Raman-Nath condities inhouden dat het licht loodrecht door het geluid gaat.

In de opstelling is dit te controleren door diè stand van de probe te zoeken waarbij het grootste aantal maxima optreedt.

Het cuvet is gevuld met gedestilleerd water en aan bodem en twee zijwanden voorzien van dempingsmateriaal (para-rubber) teneinde reflecties te voorkomen.

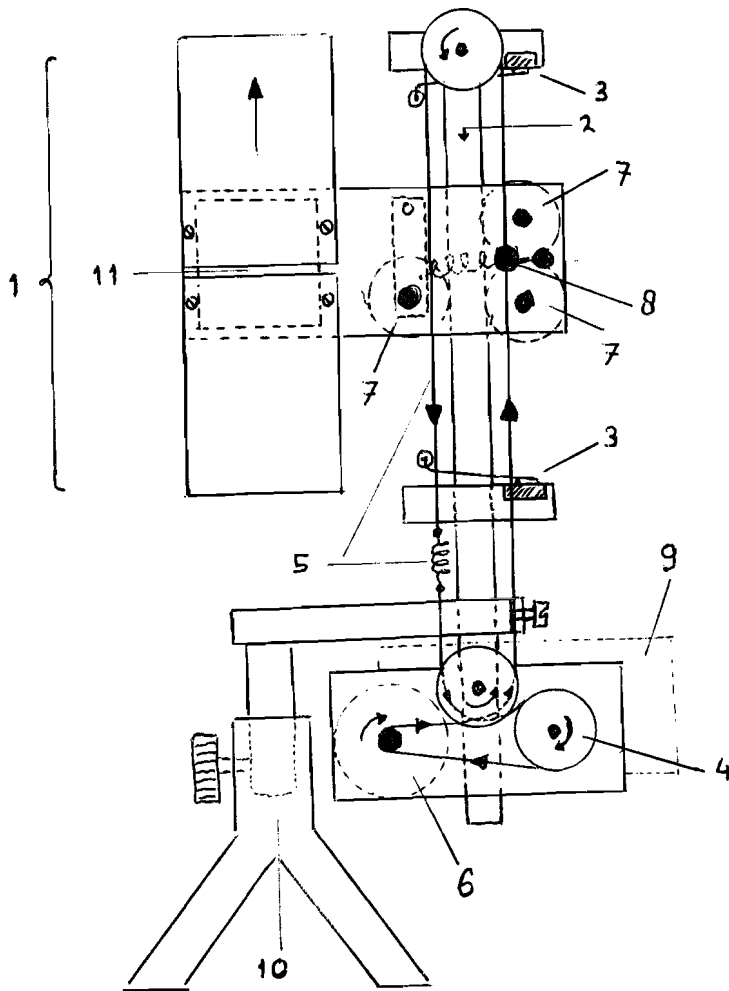
Afmetingen van het cuvet zijn: 20 x 15 x 10 cm. (x, z, y).

ad 3) Het verwerkings gedeelte:

Het verwerkings gedeelte bestaat uit een spleet, een foto-diode met versterker en een x-y-recorder.

De spleet die door een kleine elektromotor wordt aangedreven, laat, als deze in de z-richting omhoog of naar beneden gaat, successievelijk de orde-maxima door, zodat deze, ieder afzonderlijk, tijdens deze beweging gemeten kunnen worden.

Tekening van het spleet-mechanisme fig. 3.2.



- 1 wagen.
  - 2 wagengeleiding  
(staaf met □-profiel).
  - 3 micro-switches  
(autom. eindstop).
  - 4 motorpoelie
  - 5 aandrijfsnaar + spanveer.
  - 6 potentiometer(x-as sturing).
  - 7 kogellagers.
  - 8 bevestiging van wagen  
aan aandrijfsnaar.
  - 9 besturingsprint.
  - 10 ruiters op optische rail.
  - 11 spleet.
- totale hoogte ca. 25 cm.

fig.3.2.

Zoals uit de tekening blijkt, loopt de aandrijfsnaar van de wagen ook om de potentiometer-as, hierdoor is de verdraaiing van de potentiometer rechtevenredig met de verplaatsing van de wagen en kan dit gebruikt worden om de x-ingang van de recorder te sturen.

Schema van de motor-en x-as sturing fig. 3.3.

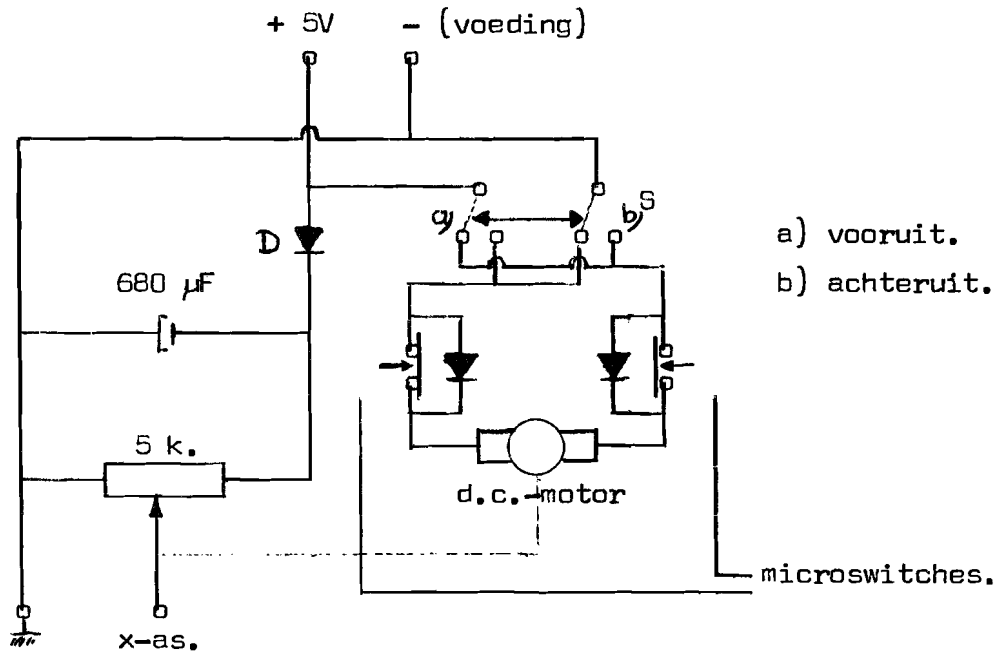


fig. 3.3.

De microswitches schakelen de motor bij de aanslag uit.

Wordt de spanning met de schakelaar S omgekeerd dan overbrugt de diode het open kontakt en kan de motor weer lopen.

De d.c.-motor is voorzien van een vertraging van 7200 x omdat, wanneer de spleet snel beweegt, de recorder het signaal van de y-ingang (intens.) niet meer kan volgen.

De diode D en de elco zorgen ervoor dat het inschakeleffect van de motor niet doorwerkt in de spanning over de potentiometer.

De "lichtversterker".

Deze bestaat uit foto-diode en een 10 x versterker.

De foto-diode is geschakeld als foto-voltaïsche cel en geeft dan een stroom af die rechtevenredig is met de lichtintensiteit.

Het I.C. werkt tevens als low-pass filter t.g.v. interne frequentie-compensatie, en heeft een lage uitgangs-impedantie.

Schema van de lichtversterker fig. 3.4.

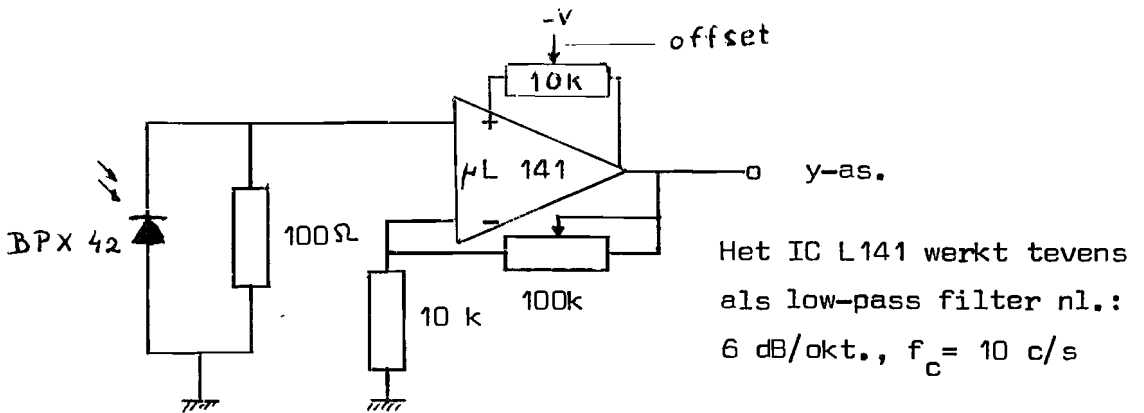


fig 3.4.

De totale meetfout van het verwerkings gedeelte is  $< 2\%$ . Hierbij zijn meegenomen de eventuele lineariteits-afwijkingen van de foto-diode, het strooieffect van het licht t.g.v. de spleet, ruis en drift van het IC, en niet te vergeten het aflezen van het signaal op de x-y-recoder. De grootte van de meetfout komt te voorschijn als spreiding in de meetwaarden van de orde-maxima. Deze meetwaarden zijn een uitstekende test voor de lineariteit van de foto-diode en versterker. Immers bij verschillende reeksen van orde-maxima moet de totale intensiteit weer gelijk zijn aan die van de oorspronkelijke lichtstraal.

De x-y-recorder registreert zoals reeds eerder gezegd het diffractiepatroon. Hieronder een voorbeeld. fig.3.5.

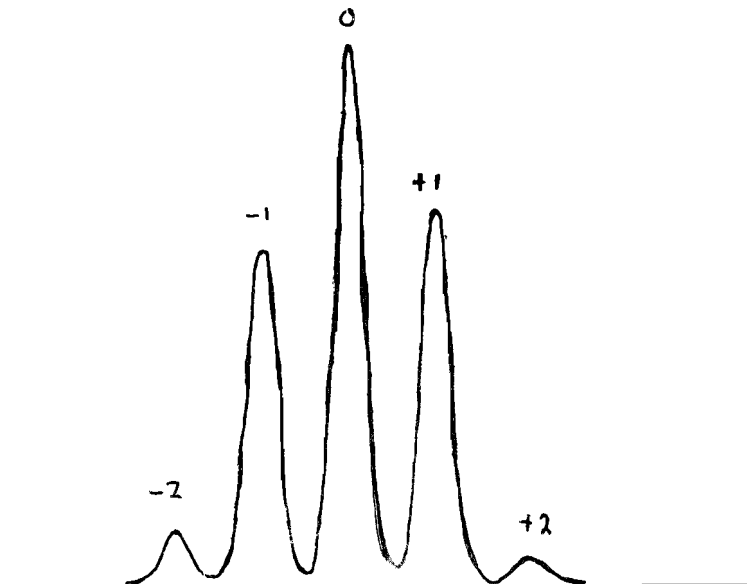


fig. 3.5.

#### Hoofdstuk 4. Ontwerp van een probe voor PXE-5 transducers.

In hoofdstuk 2 hebben we eisen gevonden welke moeten gelden voor de geluidsbundel als we volgens de optische methode willen gaan meten.

Die eisen waren

- 1) cilindersymmetrische geluidsbundel,
- 2) geluid moet zich als een vlakke lopende golf voortplanten.

Daar komt van elektrische kant bij:

- 3) kristal moet een gelijkmatig impedantieverloop hebben rond de te gebruiken zend-frequentie.

Voor een zo groot mogelijk toepassingsgebied is het bovendien wenselijk

- 4) om akoestische vermogens tot ca. 1 á 2 Watt te kunnen produceren.

4) heeft tot gevolg dat

- 5) voldoende koeling van het kristal gewaarborgd moet zijn.

De kristallen die zijn gebruikt, zijn van PXE-5 materiaal (Philips).

De diameter is 10.0 mm., dikte 0,5 mm., resonantiefrequentie ca. 4.0 Mc/s.

Deze frequentie komt overeen met de kristaldikte van een  $\frac{1}{2}\lambda$ .

Bij het ontwerp van de probe is rekening gehouden met de wenselijkheid om de kristalhouder (kop) op eenvoudige wijze te kunnen verwisselen, ook was reeds uit voorgaande onderzoeken bekend dat een impedantie transformator nodig zou zijn om een aanpassing te krijgen aan de ter beschikking staande vermogens versterker (litt. 3)

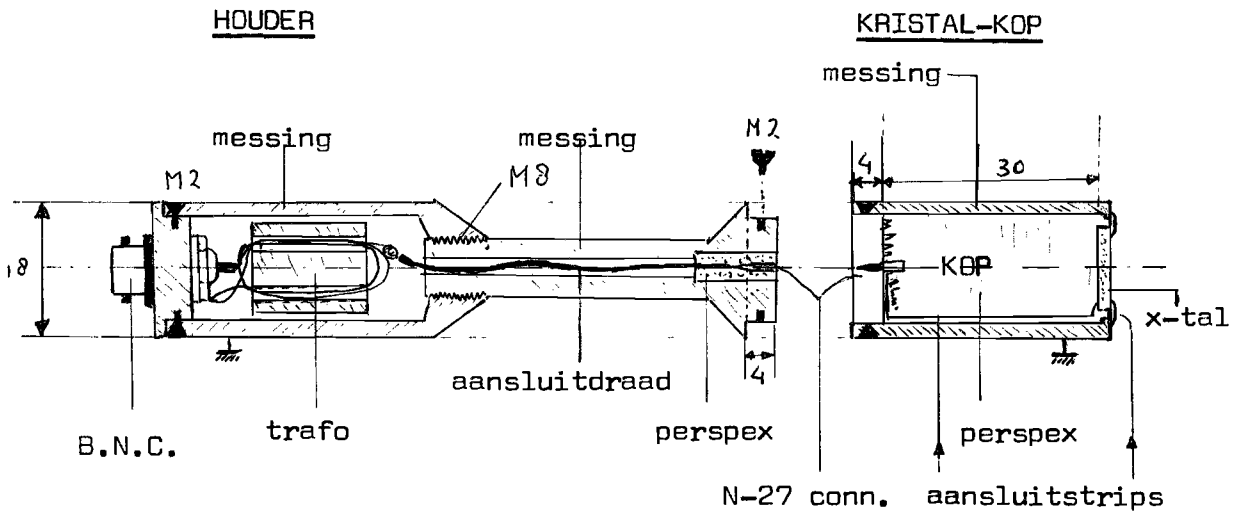
Het lag dan ook voor de hand om deze trafo zo dicht mogelijk bij het kristal te plaatsen nl. in de probe.

De transformatie-verhouding werd bepaald op grond van metingen van het polaire diagram (i.c. admittantie diag.), dat m.b.h.v. een vector-voltmeter en een aanpassings-unit voor een x-y-recorder gemaakt kon worden. Hoewel het plot van de recorder quantitatief niet zo betrouwbaar bleek, gaf het toch een meer gedetailleerde informatie dan de meetwaarden van de vector-volt-meter, aangezien binnen relatief korte tijd een zeer groot aantal meetpunten geplot kon worden. Daarom is bij de metingen van het dynamisch gedrag van verschillende typen kristal-koppen het plot steeds uitgangspunt bij het onderling vergelijken geweest.



De constructie van de probe op ware grootte (zie fig 4.1.)

In deze figuur zien we ook de kristal-kop met 30 mm. perspex-backing.



alle afmetingen in mm.

fig.4.1.

Op grond van de eerste meetresultaten (plots) waarbij ook op de T.H. vervaardigde kristallen gebruikt werden, is voor de trafo eerst een wikkerverhouding van 9:2 gekozen. Deze bleek achteraf voor de Philips kristallen te hoog te zijn en is later veranderd in een wikkerverhouding van 6:2.

In onderstaande figuur is het polaire diagram van een ongemonteerd kristal te vinden fig. 4.2. (zie ook litt. 4.)

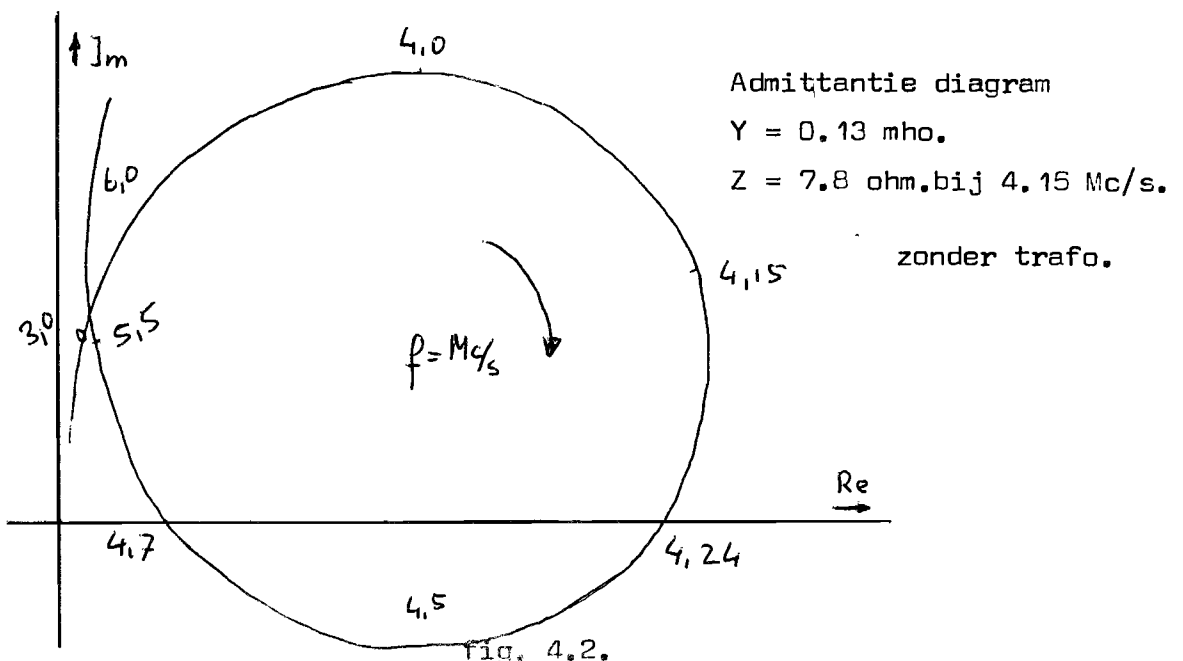


fig. 4.2.

Om een idee te krijgen van de invloed van de backing op het elektrische gedrag, is een aantal koppen gemaakt te weten:

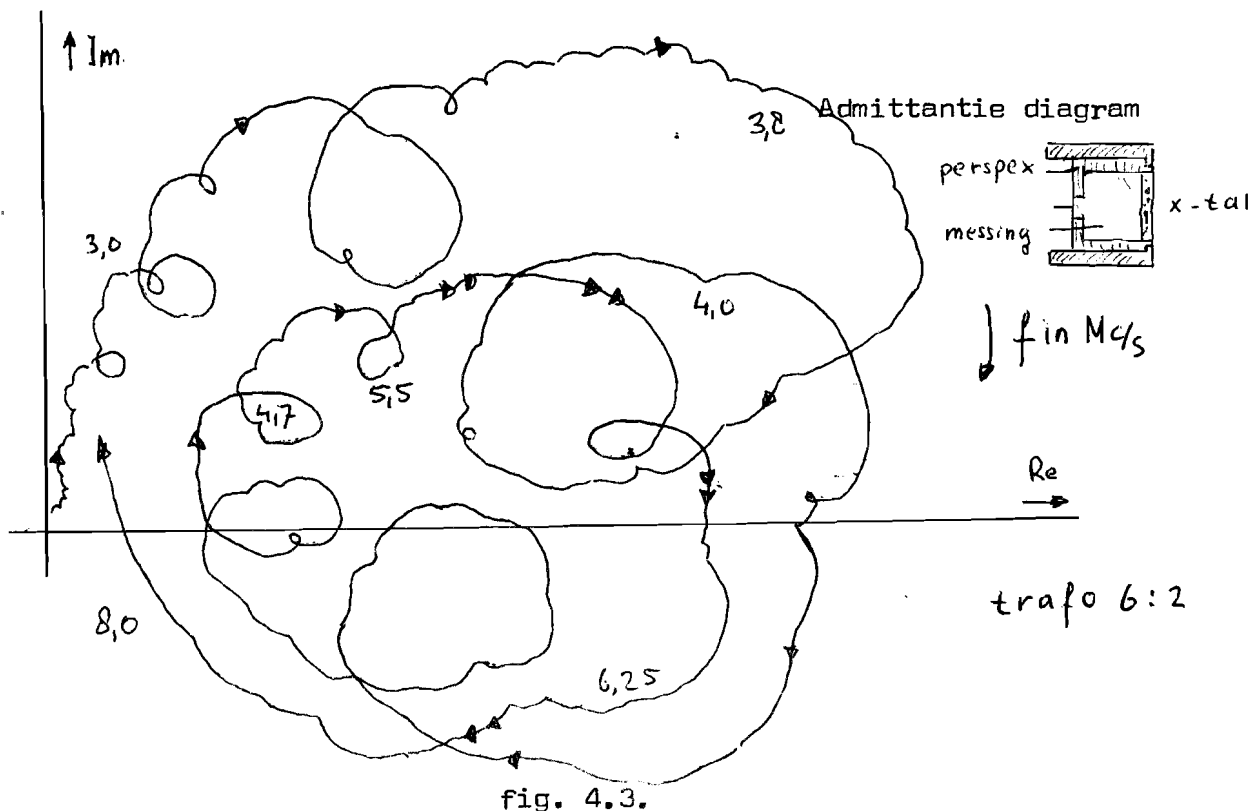
- 1) kristal gesoldeerd op messing cilinder  $10 \phi \times 8 \text{ mm.}$
- 2) kristal gelijmd op perspex cilinder  $10 \phi \times 7 \text{ mm.}$
- 3) hetzelfde kristal als in 2), nu echter achtervlak van het perspex opgeruwd.
- 4) kristal gelijmd op perspex cilinder  $10 \phi \times 30 \text{ mm. (opgeruwd)}$
- 5) "vrij" opgehangen kristal
- 6) kristal gesoldeerd op messing cilinder met kegelvormig uiteinde

Van bovenstaande typen is daarna een admittantie diagram gemaakt.

Bij alle montage methoden moest er op gelet worden dat bij het solderen van de aansluitdraadjes het kristal niet boven de  $140^{\circ}\text{C.}$  werd verhit. Gebeurt dit wel dan kan gedeeltelijke of gehele depolarisatie het gevolg zijn. De massa van het soldeerpunt moet bovendien klein zijn i.v.m. de akoestische belasting. Ook moet dit punt zo vlak mogelijk zijn, omdat anders fase-verschillen aan het kristal-oppervlak kunnen ontstaan, die dan bovendien nog de rotatie-symmetrie kunnen verstoren.

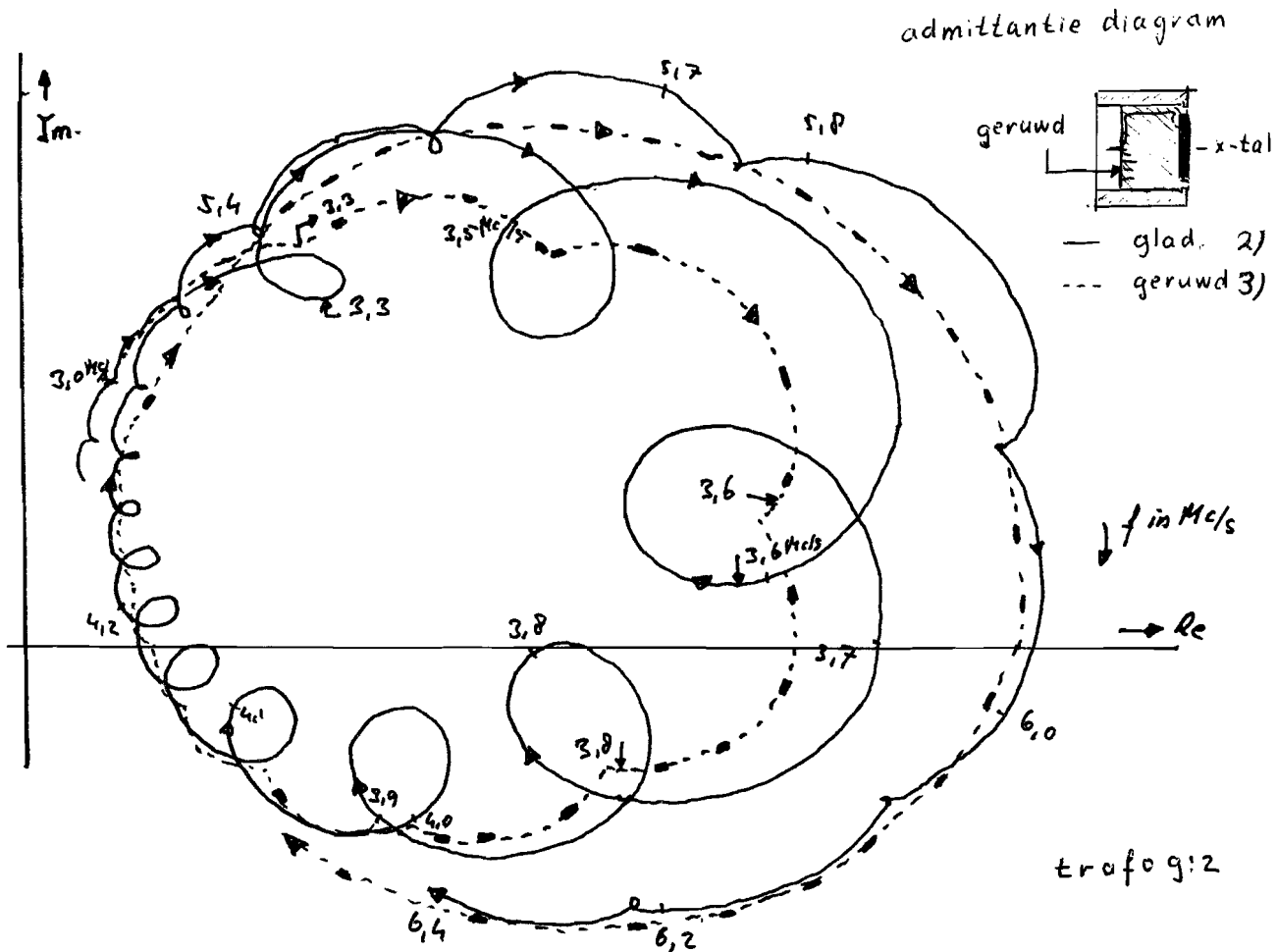
Als aansluitdraadjes zijn zeer dunne ( $0.05 \times 1.0 \text{ mm.}$ ) zilverstrips gebruikt die bovendien een lage weerstand hadden ( $30 \text{ m}\Omega / \text{cm.}$ ).

1) kristal gesoldeerd op messing-cilinder zie fig 4.3.



Het frequentie-gedrag van dit kristal is zeer onregelmatig, dit heeft, zoals in 2) en 3) zal blijken, zijn oorzaak in mechanische subresonanties.

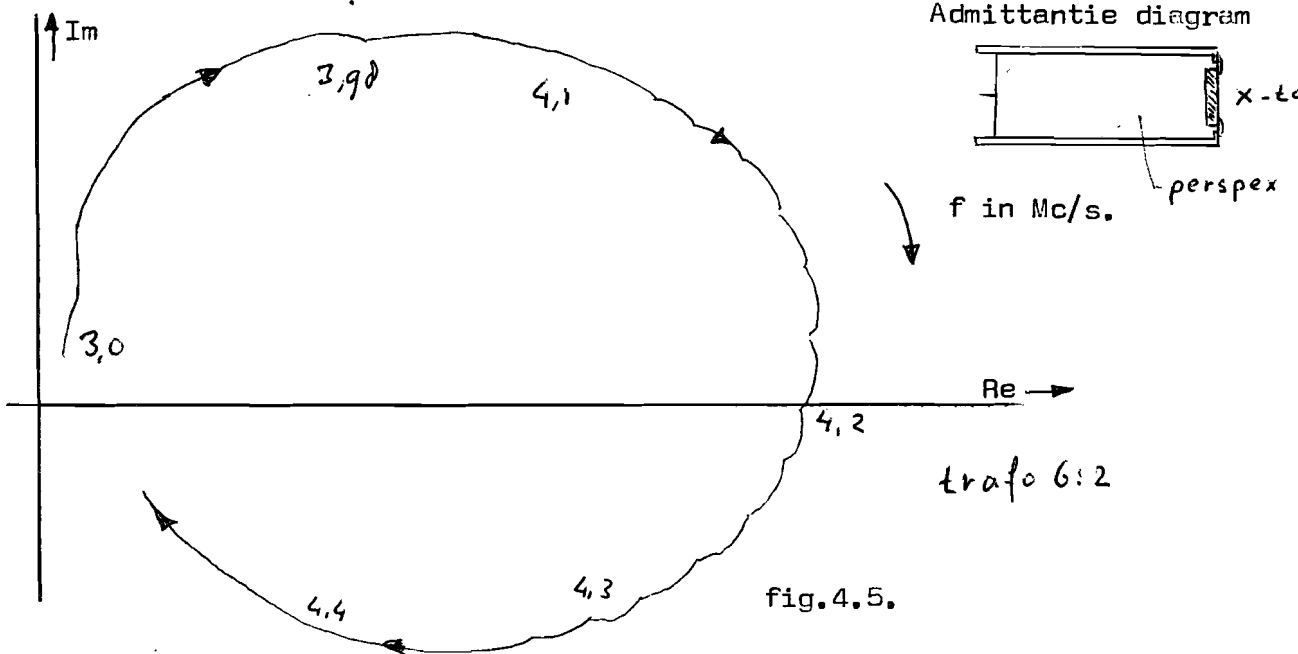
2) en 3) kristal met perspex-backing 10  $\Phi$  x 7mm .zie fig. 4.4.



In 2) vertoont het admittantie diagram een systematische afwijking t.o.v. de cirkel. Het blijkt nl. dat bij discrete frequenties, waartussen een vast frequentie-verschil bestaat, lussen optreden op de cirkel. De oorzaak hiervan is het ontstaan van staande golven in de backing, zodat de akoestische belasting van het kristal bij deze frequenties verandert. De lus is in feite een kleine cirkel die gesuperponeerd is op de grote en wordt veroorzaakt doordat voor deze bepaalde frequenties een mechanische resonator op het kristal is aangesloten. Deze frequenties treden steeds op als <sup>halve</sup> de golflengte (of een veelvoud hiervan) in de lengterichting van de backing past.

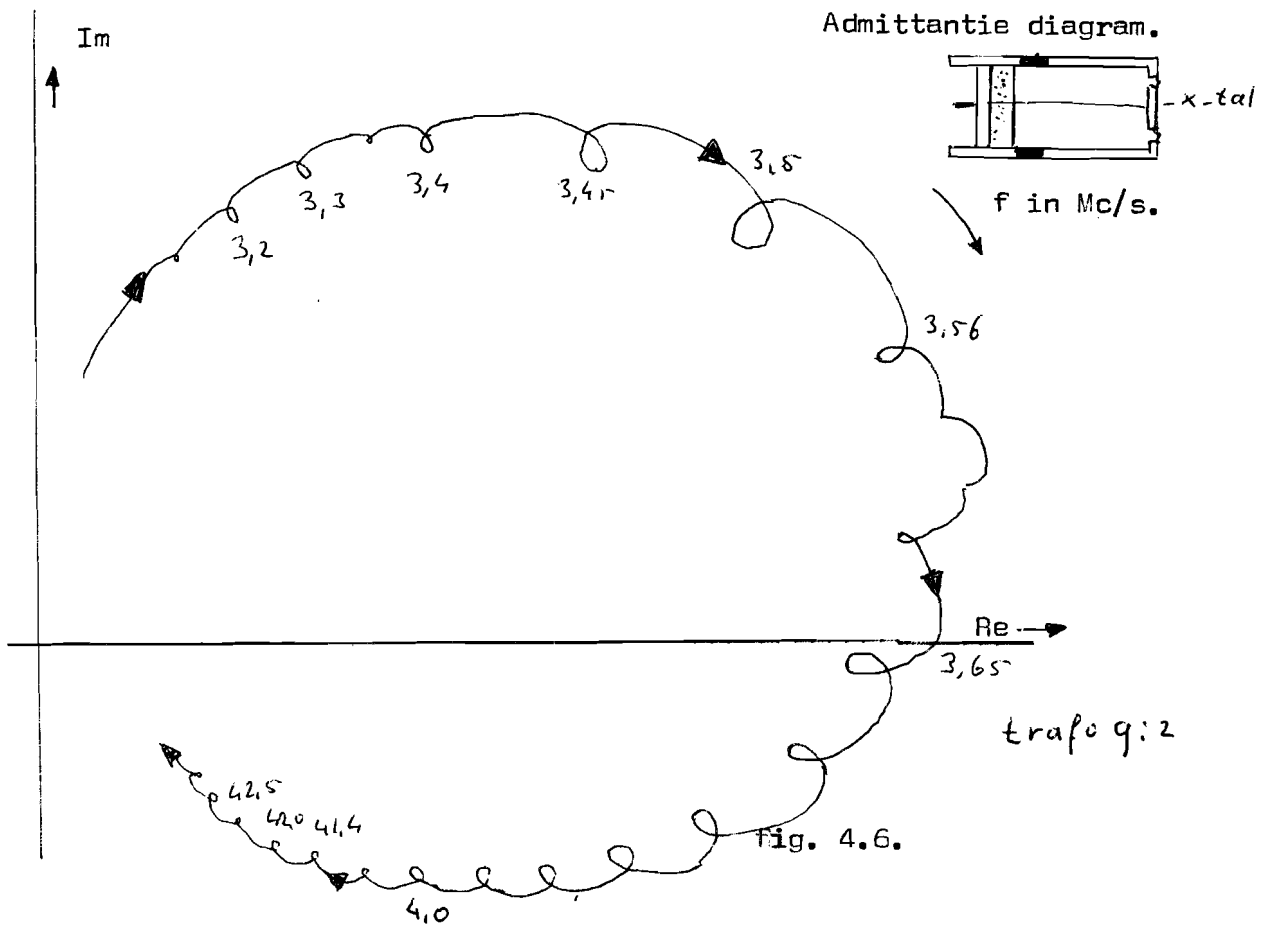
In 3) zien we het gedrag van dezelfde kristal-kop nadat de achterzijde van de backing opgeruwd is m.b.h.v. de punt van een soldeerbout. De oppervlakte ruwheid ligt in de orde grootte van de  $\lambda_0$  van het geluid in perspex. Hierdoor worden de reflecties onderling uit fase gebracht en is de invloed hiervan op het kristal minder groot.

4) kristal met perspex-backing(30 mm lang) geruwd zie fig 4.5.



Dit kristal vertoont een gelijkmatig gedrag; de beïnvloeding door mechanische resonanties is te verwaarlozen. N.B. de structuur wordt fijner. Dit komt omdat de backing langer is geworden.

5) "vrij" opgehangen kristal zie fig. 4.6.



Dit kristal is aan de voor-en de achterkant door water omgeven; ken- nelijk dempt het para-rubber op deze korte afstand toch niet voldoende om de reflectie en daarmee de mechanische resonantie te voorkomen. Ook hier treden op regelmatige frequentie afstanden de resonanties op ( $\Delta f$  50 - 60 kc/s).

6) kristal gesoldeerd op messing cilinder met kegelvormig einde. zie onderstaande figuur fig. 4.7.

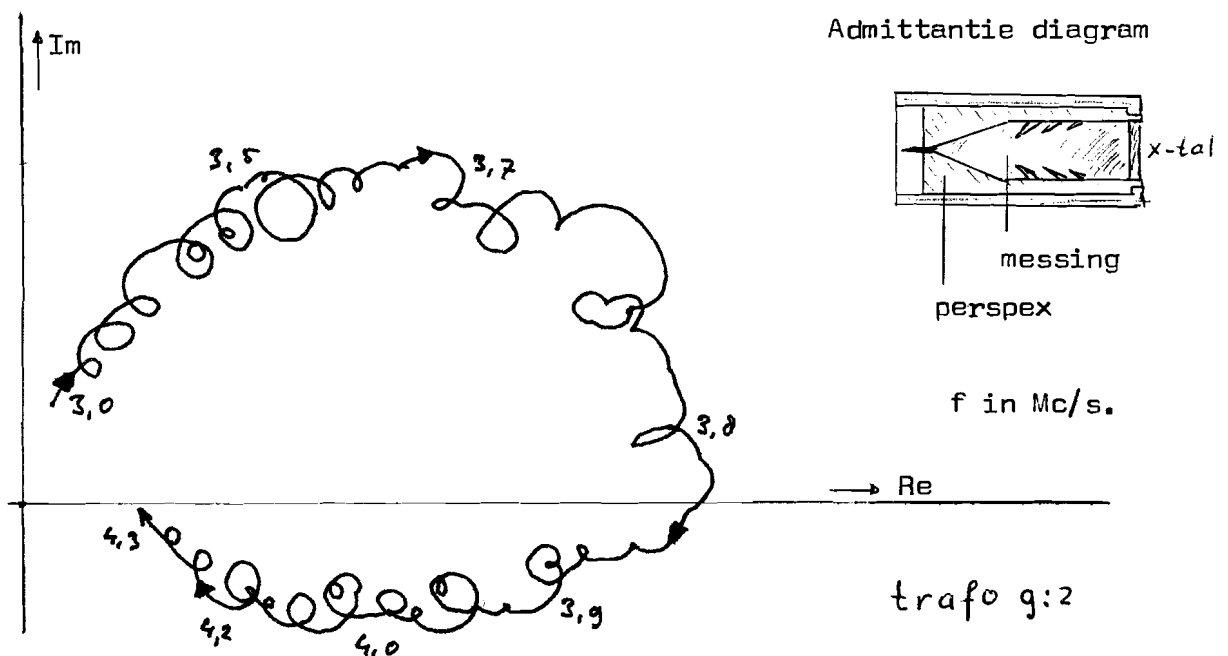


fig.4.7.

Op grond van bovenstaande beschouwingen is gekozen voor kop 4), daar deze het gelijkmatigste admittantie verloop heeft. In tegenstelling tot bij de andere koppen, zal hier de kans niet groot zijn dat door de impedantie variaties rond de zendfrequentie de spanning zal fluctueren als de frequentie iets verandert.

In theorie zou het polaire diagram een cirkel moeten zijn. Dit is af te leiden uit het elektrische vervangingsschema. Kijken we naar het gedrag rond de resonantiefrequentie dan kunnen we hierbij het volgende vervangingsschema gebruiken (zie fig 4.8.)

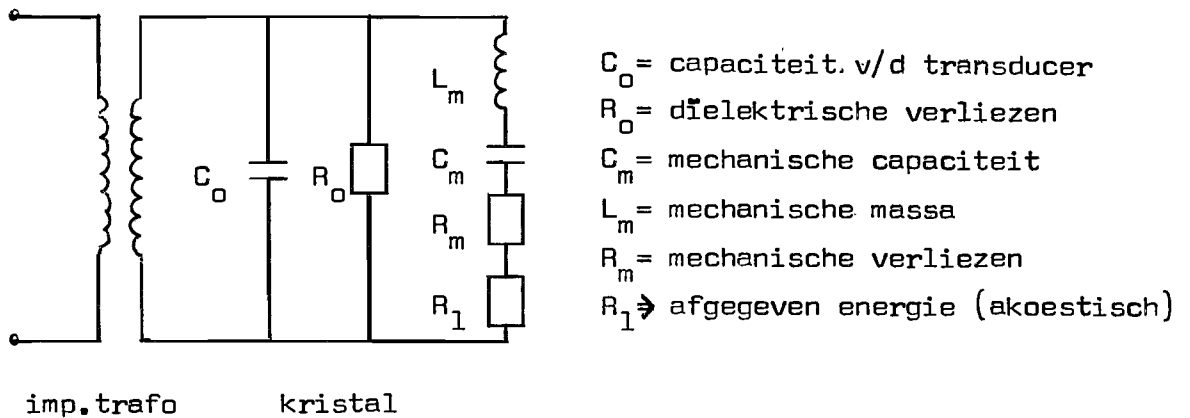


fig. 4.8.

Het admittantie diagram ziet er als volgt uit fig.4.9

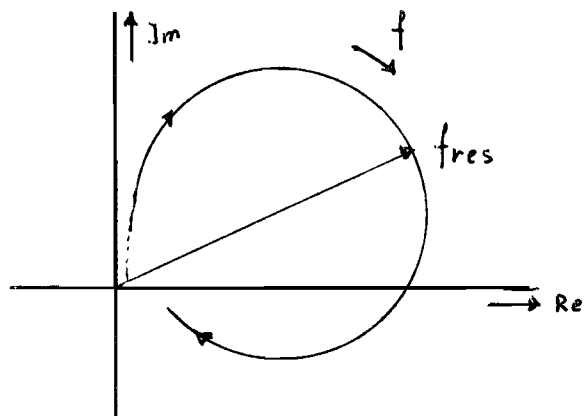


fig. 4.9.

De verschillen in vorm tussen deze theoretische figuur en de admittantie diagrammen van de figuren 4.2 t/m 7, worden veroorzaakt door:

- de lussen t.g.v. resonanties in de backing
- ellips-achtige vervorming t.g.v. de aanpassings-unit voor de x-y-recorder (x-en y-versterking niet gelijk)
- invloed van de transformator (zie verschil in eerste doorsnijding met de reële as bij 3,7 en 4,2 Mc/s voor resp. 9:2 en 6:2 als wikkelverhouding voor de trafo, zie fig.4.6 en fig 4.5.)

ad c) de invloed van de trafo is moeilijk quantitatief te berekenen, daar er door de trafo nieuwe afgestemde kringen ontstaan, waarvan met name de componenten van het kristal moeilijk te bepalen zijn, hetgeen ook geldt

voor de spreidings-zelfinductie van de trafo.

Zoals op blz. 23 gezegd, hebben de diagrammen gediend om een gedetailleerd beeld te krijgen over het dynamisch gedrag van de kristallen bij verschillende soorten backing. Quantitatief is de betrouwbaarheid hiervan niet zo groot. Daarom is de impedantie en de fase als functie van de frequentie vervolgens nog m.b.h.v. de vector-voltmeter gemeten. Daarbij is de volgende schakeling gebruikt zie fig.4.10.

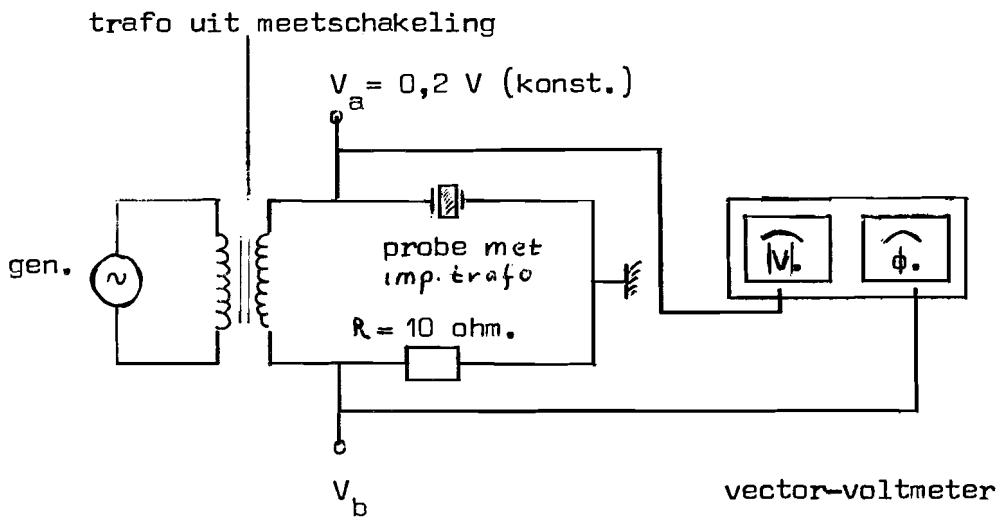


fig.4.10.

$\phi$  = fase-verschil tussen  $V_a$  en  $V_b$ .

$$\text{Im}(Z) = \left| \frac{RV_a}{V_b} \right| \cdot \sin \phi.$$

$$\text{Re}(Z) = \left| \frac{RV_a}{V_b} \right| \cdot \cos \phi.$$

De resultaten van deze metingen zijn weergegeven in fig.4.11. en 4.12. zie blz. 31

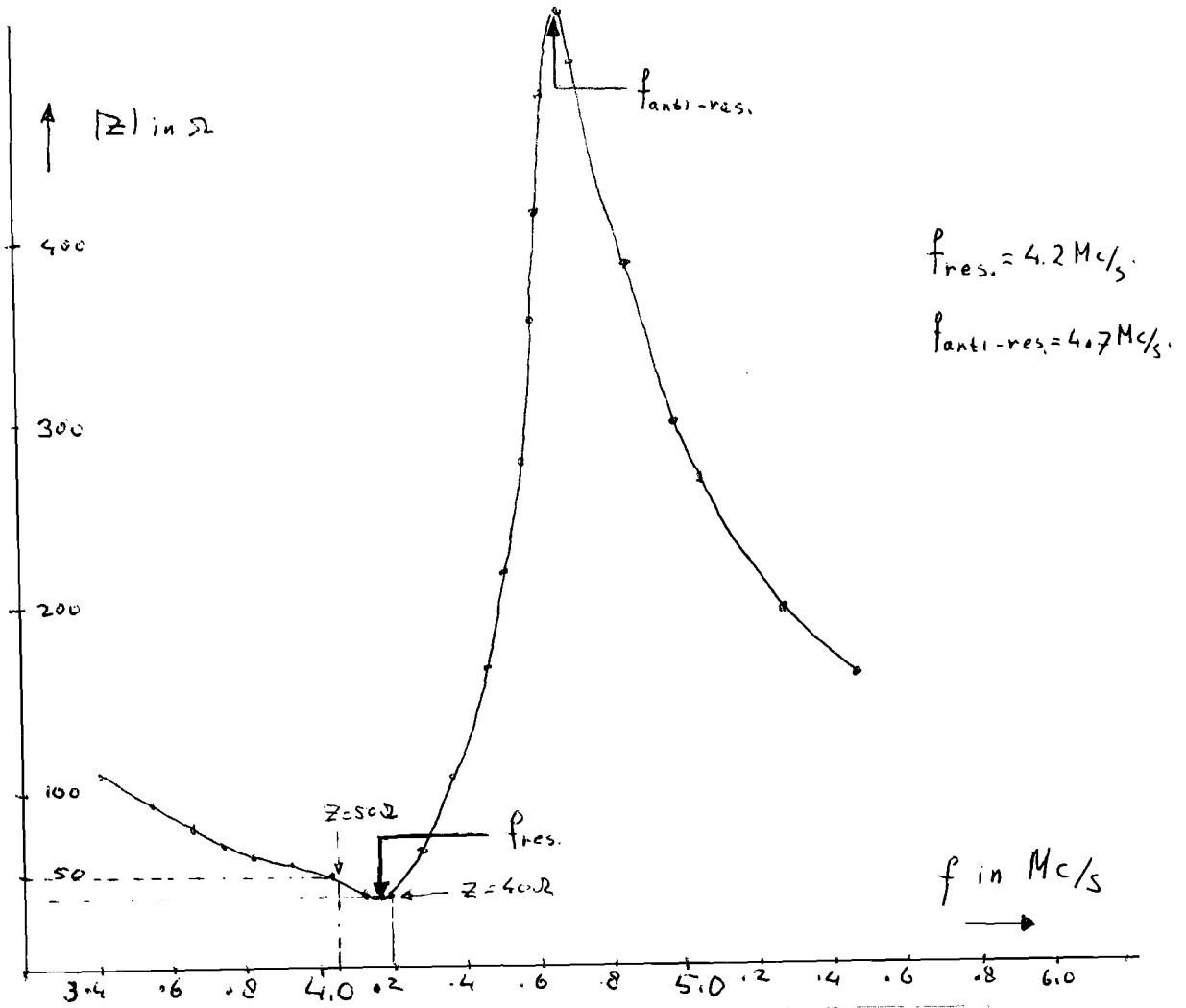


fig.4.11.

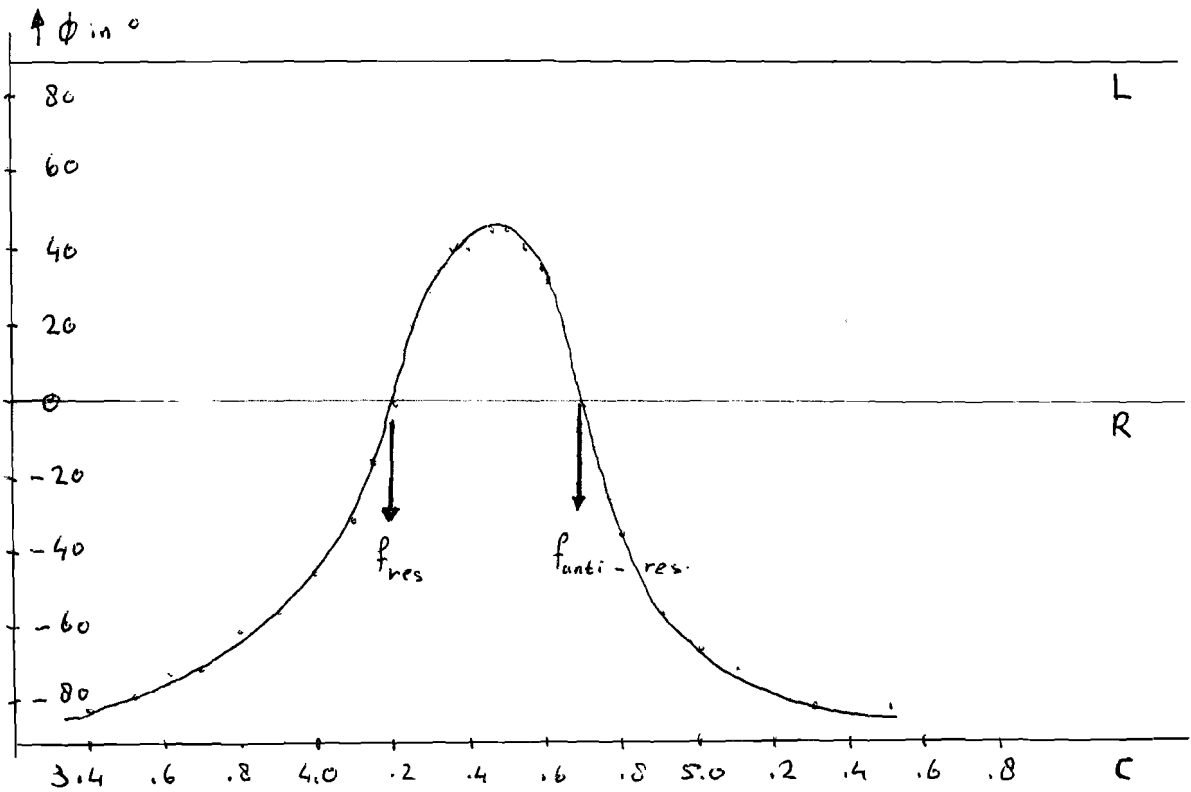


fig.4.12.



Hoofdstuk 5. Akoestische metingen met behulp van diffractie.

- 1) In fig. 5.1 blz. 34 staan het reëel elektrisch opgenomen vermogen en het relatief akoestisch afgegeven vermogen uitgezet als functie van de frequentie. Daar met de bestaande apparatuur waarmee de diffractie gemeten wordt geen diffractie ontstaat wanneer het ultra-geluid erg zwak is, (komt overeen met spanningen onder ca. 2 Volt voor de probe), en de vector-voltmeter daarentegen geen spanningen boven 1 Volt mag hebben, zijn de resultaten afkomstig uit respectievelijk een meting zoals in het laatste deel van hoofdstuk 4 beschreven én een meting m.b.h.v. diffractie. Bij deze laatste is het diffractie-patroon gemeten voor slechts één waarde van  $x$ , tw. die  $x$  behorend bij het midden van de bundel (vandaar relatief vermogen).

In deze figuur valt op te merken dat de toppen van de grafieken 0,1 Mc/s uit elkaar liggen. Op grond van de akoestische kromme is echter besloten om bij alle verdere metingen 4,1 Mc/s te gebruiken.

- 2) In fig. 5.2 blz. 34 staat  $v$  als functie van de  $V_{\text{probe}}$  uitgezet. Aangezien  $v = kL\mu$  en  $\mu \propto V_{\text{probe}}$  moet er een lineair verband bestaan tussen  $v \propto V_{\text{probe}}$ .

We zien echter in de grafiek dat voor spanningen boven ca. 17 Volt dit lineaire verband niet meer blijkt te gelden.

Dit kan volgende oorzaken hebben:

- a) luchtbelvorming aan het kristal,
- b) spanningsinstabiliteit van de vermogensversterker,
- c) thermische effecten in de vloeistof dicht bij het kristal.

Het probleem van luchtbelvorming kan vermeden worden door het water te ontgassen, bovendien treden de luchtbelllen bij spanningen onder ca. 10 Volt, zelfs bij niet ontgast water, niet of nauwelijks op. Daarom is bij de hierop volgende metingen een spanning gebruikt van 8 Volt.

Evenals in 1) is bij deze meting alleen door het midden van de geluidsbundel gemeten.

5.3) Metingen van het diffractie-patroon t.g.v.geluid op 10,30,60,80 mm. afstand van het kristal. Er zijn ca. 30 meetpunten per bundeldiameter. In de figuren 5.3 t/m 5.6 staat de curve  $v = v(x)$  uitgezet voor de afstanden 10,30,60, en 80 mm. tot het kristal.

Hieruit moge blijken dat in het near-field (nl. 10 en 30 mm.) de curven asymmetrisch zijn. Het is dan ook onjuist (vanwege de symmetrie-eis aan de bundel) om hier een symmetrie-as aan te geven. Dit heeft echter als onplezierig gevolg dat de akoestische intensiteit in deze gevallen niet bepaald kan worden.

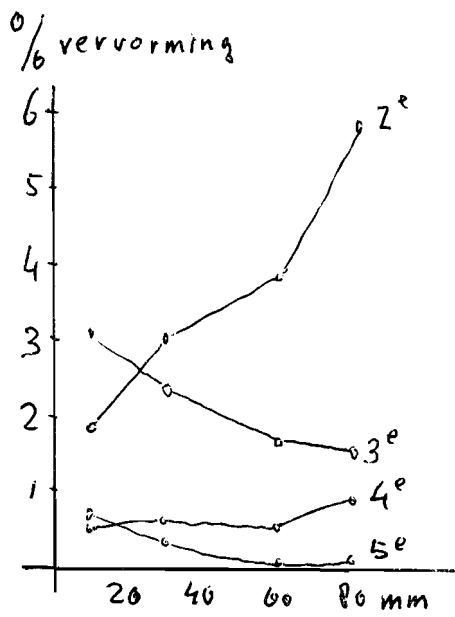
De asymmetrie komt in het near-field volledig tot uiting, en kan veroorzaakt zijn door bijvoorbeeld de aansluitstrips met soldeerpunten.

Bij de curven van  $v = v(x)$  op 60,80 mm. afstand is, op het linkse staartje van 5.6. na, wel voldaan aan de symmetrie-eis, bovendien zijn de curven opvallend gelijk van vorm. De totale intensiteit in de bundel is, zoals na berekening ook blijkt, gelijk nl. 161 en 163 mW.

Het rendement van de probe blijkt zonder meer goed te zijn  $\pm 13\%$ . In fig. 5.7. staat  $I = I(r)$  uitgezet, voor 60 resp. 80 mm.. Het blijkt dat de divergentie van de geluidsbundel op deze afstanden betrekkelijk klein is. De cilinder-symmetrie wordt in het far-field aardig benaderd, hetgeen komt omdat de asymmetrie-effecten hier enigzins uitgemiddeld worden.

Bij de berekening van  $v = v(x)$  is ook nog bepaald hoe groot de bijdrage van de hogere harmonische vervorming is. Uit onderstaande figuur blijkt dat de 2<sup>e</sup>-en de 4<sup>e</sup> harmonische toenemen, de 3<sup>e</sup>-en de 5<sup>e</sup> harmonische nemen af. Dit is in overeenstemming met de theorie dat de geluidsgolf vervormd wordt als de afstand toeneemt (zgn. "finite wave amplitude").

Het afnemen van de 3<sup>e</sup>-en 5<sup>e</sup> harmonische komt doordat de demping  $\alpha :: \text{freq.}^2$



gemiddeld percentage vervorming in  $v(x)$  als functie van de afstand.

fig 5.8

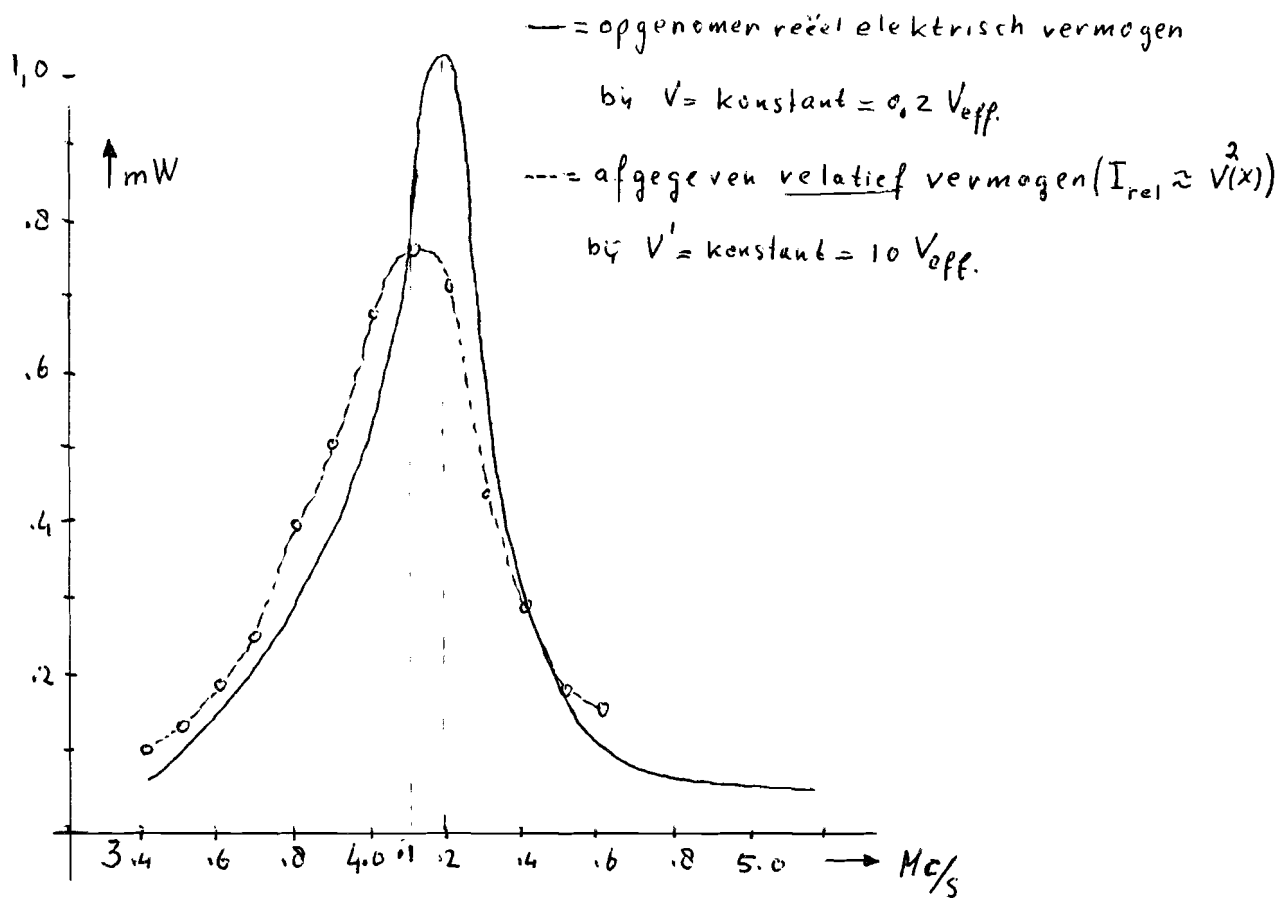


fig.5.1.

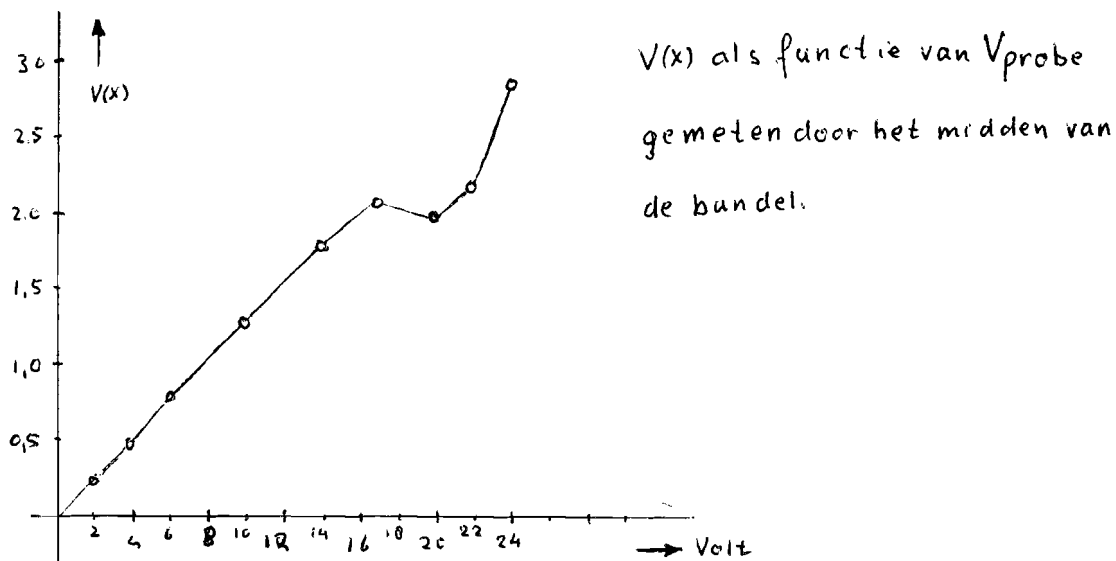


fig.5.2

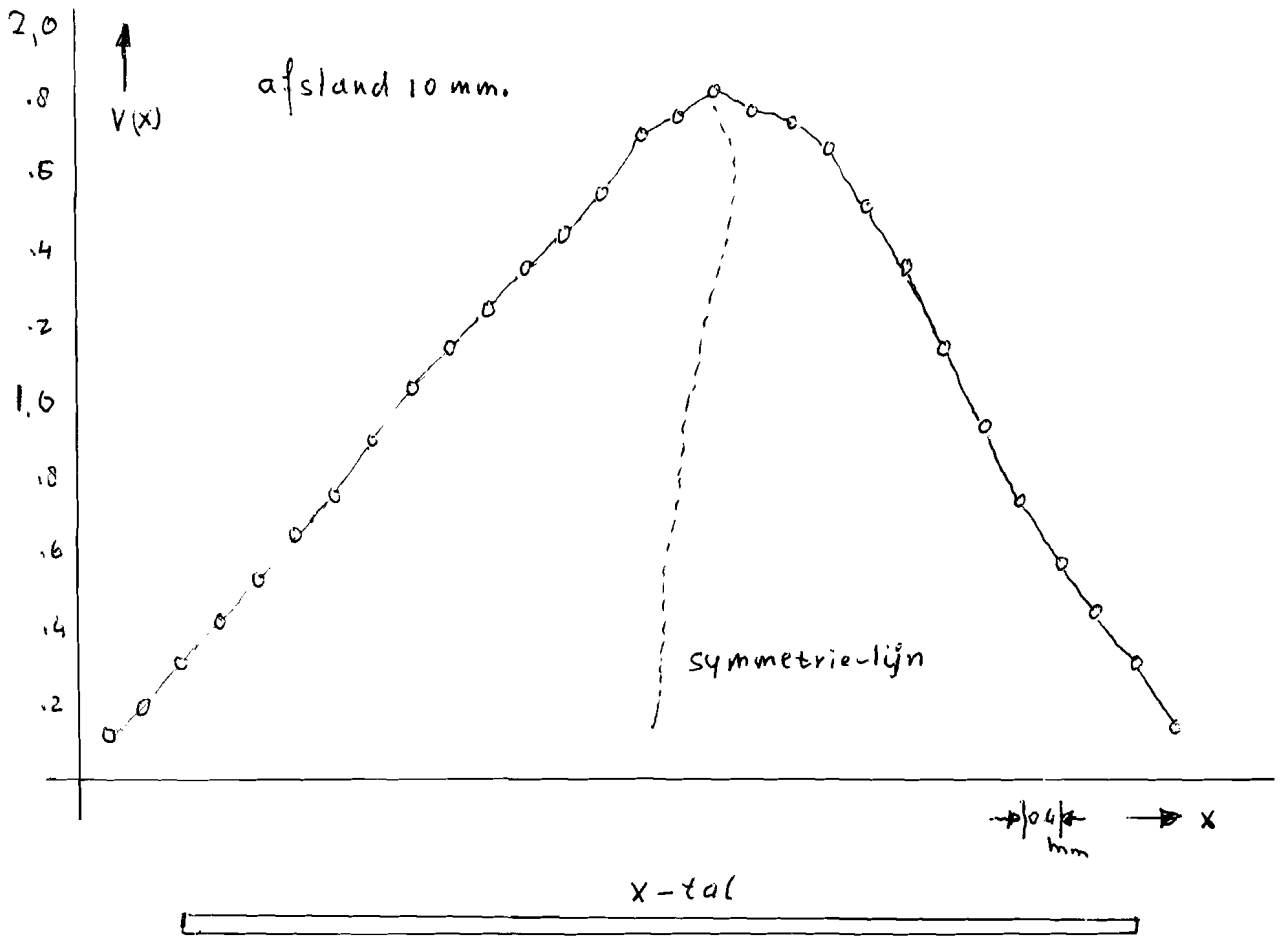


fig. 5.3.

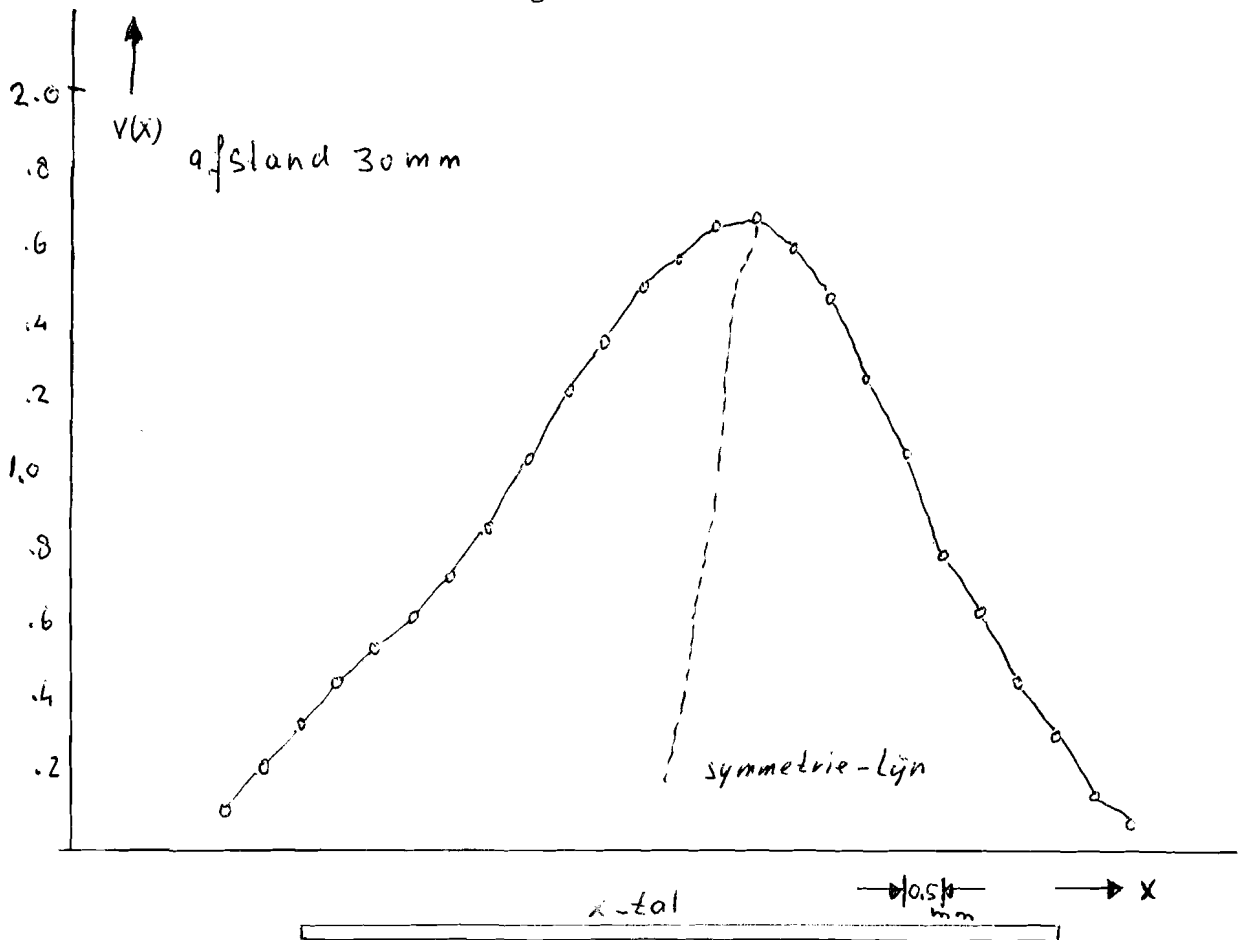


fig. 5.4.

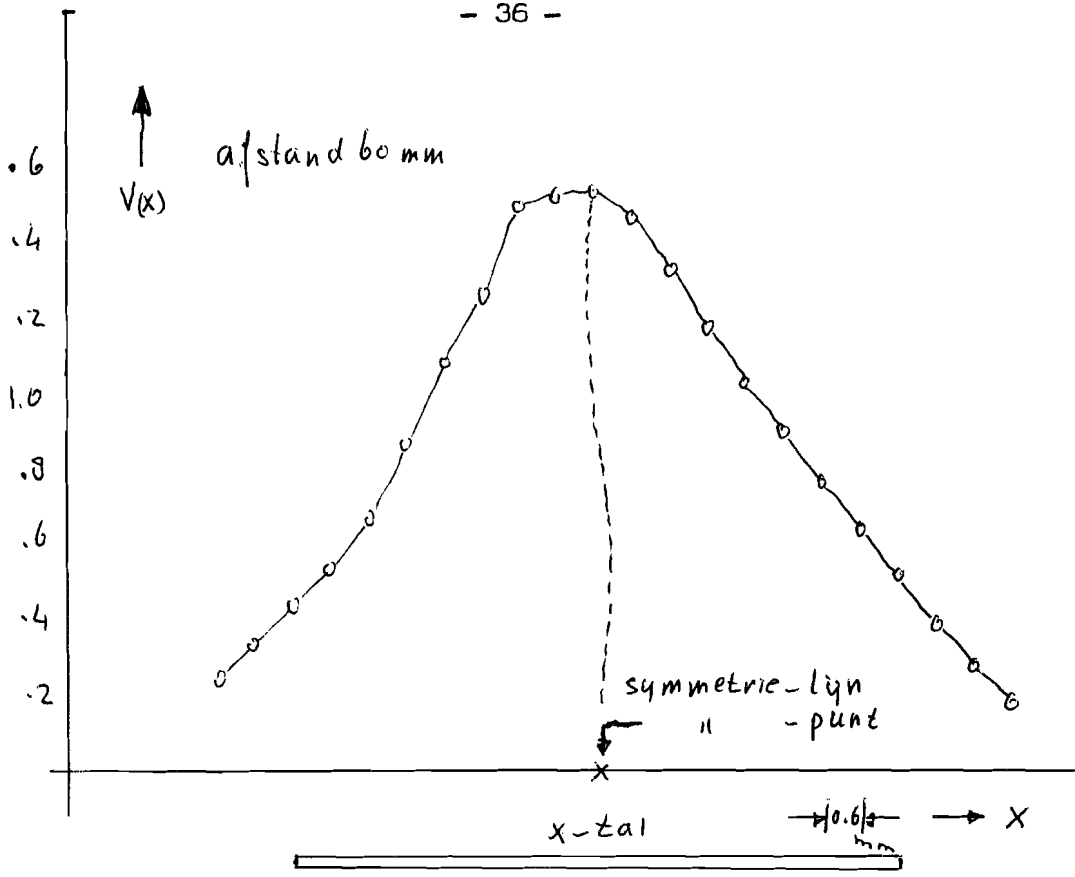


fig.5.5

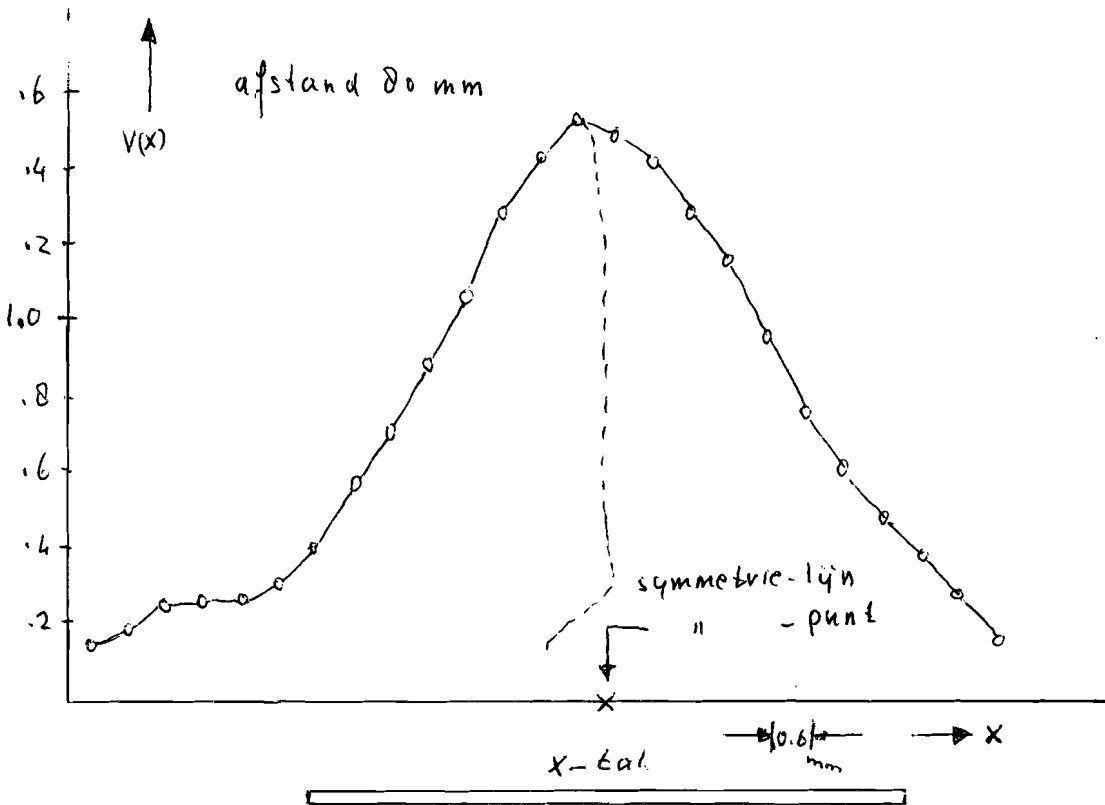


fig.5.6.

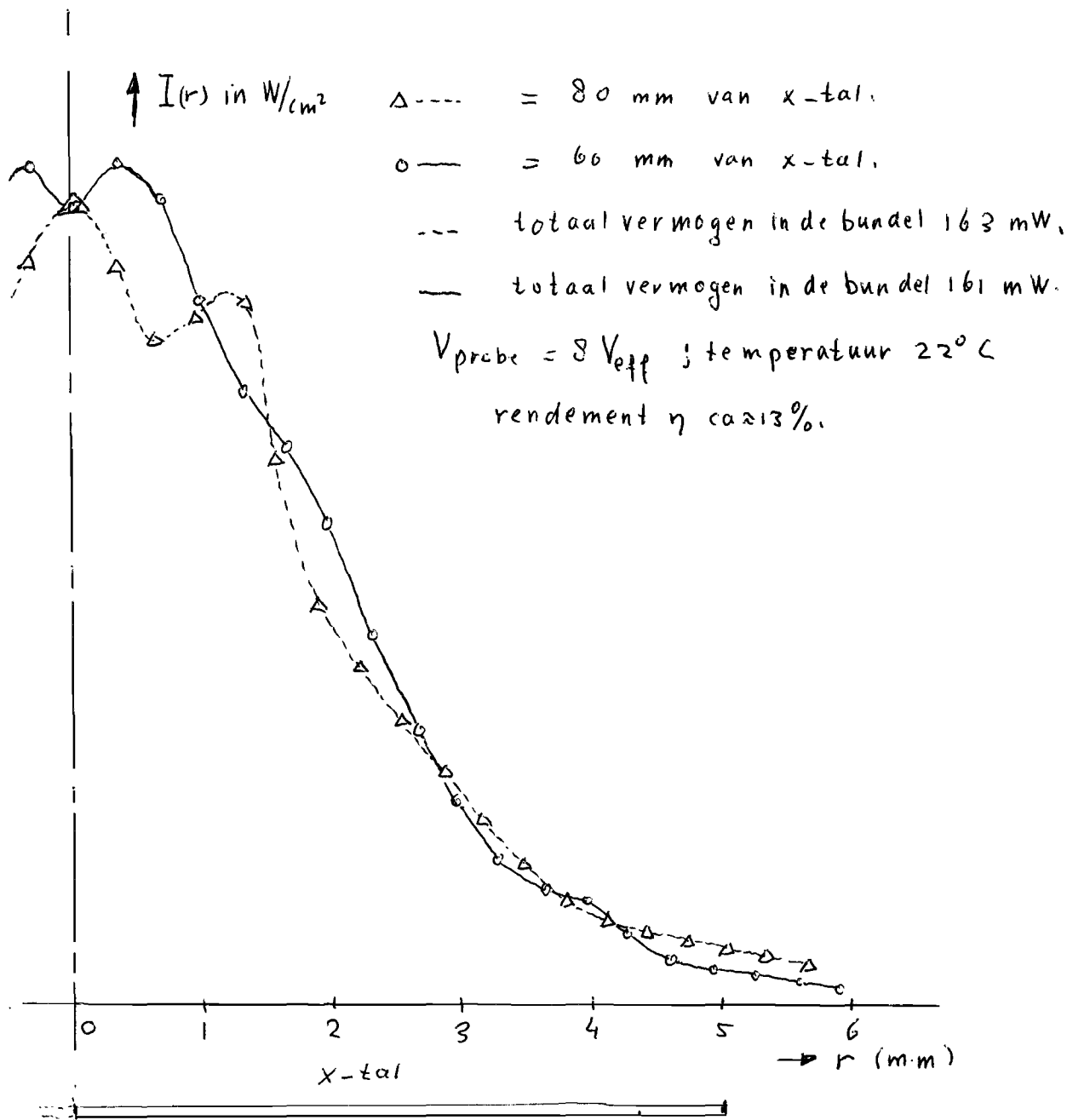


fig.5.7.

## Hoofdstuk 6. Conclusies.

De probe, die een goed rendement heeft (13%), blijkt buiten het near-field redelijk aan de eisen van cilindersymmetrie te voldoen.

Bovendien is de probe geschikt voor vermogens tot ca. 2 Watt. Er kunnen zich dan echter problemen voordoen t.g.v. luchtbelvorming aan het kristaloppervlak. Door het water te ontgassen kan dit voorkomen worden.

Thermische effecten dicht bij het kristal kunnen echter lastiger vermeden worden, de vloeistofstromingen die hier uit voortkomen kunnen op een gegeven moment het meten onmogelijk maken.

In het near-field voldoet, zoals gebleken is, de geluidsbundel niet meer aan de zware eis van cilindersymmetrie. Dit heeft tot gevolg dat de  $v=v(x)$ -curve asymmetrisch wordt en daarmee ongeschikt voor verdere verwerking.

Hierbij komt dan naar voren dat de verwerkingsmethode geen enkele betrouwbare uitkomst kan geven voor de akoestische intensiteit en daarmee is de informatie dan onbruikbaar geworden. Hoewel  $v(x)_{\text{gem.}}$  berekend kan worden, geeft dit nl. toch geen informatie omtrent  $I_a$  (totaal vermogen), want er is geen verband tussen  $(v(x)_{\text{gem.}})^2$  en  $I_a$ . De aanname is, dat de ~~een~~-dimensionale informatie, dankzij rotatiesymmetrie, met de Abel-transformatie omgezet kan worden in een twee-dimensionale informatie, vanwaaruit dan de  $I = I(r)$  berekend kan worden.

Wat betreft het verwerkingsmechanisme kan gesteld worden dat dit lineair werkt en ook in de praktijk goed blijkt te voldoen.

Zie ook de noot op pagina 42.

### Hoofdstuk 7. Aanbevelingen.

Naar aanleiding van het feit dat bij een asymmetrische curve  $v = v(x)$  geen enkele bruikbare waarde voor  $I(r)$  te voorschijn komt, zou het aan te bevelen zijn om na te gaan of het mogelijk is om het verwerkingsprogramma zodanig te wijzigen dat tenminste nog het totale vermogen van de bundel te berekenen is.

Ook is het belangrijk dat het cuvet, waarin het kristal straalt, van een betere demping wordt voorzien, omdat, zoals in de Schlieren-opstelling gebleken is, onder sommige hoeken van het kristal met de verticaal toch reflectie optreedt.

De positie-instelling van de probe verdient ook duidelijk verbetering omdat deze in de huidige situatie eigenlijk te licht is uitgevoerd.



Bijlage 1 lijst van gebruikte elektronische apparatuur.

1. Bridge oscillator	: Gen. radio corporation type: 130-A
2 Elektronic counter	: Hewlett Packard. type: 5245 M.
3 Vermogens versterker	: Geheniau (Stage-opdracht '73).
4 Voedingen	: Delta Electronic type: D030-1 en D10.
5 "Lichtversterker"	: eigen ontwerp.
6 Spleet-mechanisme	: " "
7 Probe voor transducer	: " "
8 Laser + voeding	: Spectra Physics type: 120 Stabilite + 256.
9 Vector-voltmeter	: Hewlett Packard type: 8405 A
10 X-y-recorder	: Hewlett Packard type: 1135 A.

Bijlage 2. Lijst van literatuurverwijzingen.

1. M. Stapper; "*Measurement of the intensity of progressive ultrasonic waves by means of Raman-Nath diffraction*" T.H.-rapport 74-E-53, november 1974.
2. K. Bockasten; "*Transformation of observed radiances into radial distribution of the emission of a plasma*". J.Opt.Soc.Amer., Vol. 51, 1961, pp. 943/947.
3. J.B.J.J. Geheniau; "*Een vermogensbreedbandversterker*". Stageverslag vakgroep ER, THE, 1974.
4. J. van Randerat; "*Piezo-electric ceramics*". Philips Application Book. Philips, Eindhoven.
5. L.M.H. Faessen; "*Het meten van de intensiteit van ultrageluid door diffractie van licht*". Afstudeerverslag vakgroep ER, THE, 1974.

Noot:

Men kan een twee-dimensionale functie  $I(x,y)$  principieel niet berekenen uit een één-dimensionale gemeten functie  $v(x)$ , tenzij apriori informatie omtrent  $I$  voorhanden is (b.v.  $I$  is symmetrisch). De functie  $v(x)$  opzichzelf houdt voor deze berekening onvoldoende informatie in.

Uit de gemeten functie  $v(x)$  kan wel worden berekend  $v_{\text{gem}}$  over de bundel en daaruit de over de bundel gemiddelde brekingsindexvariatie  $\mu_{\text{gem}}$ . Daar echter de relatie tussen  $I$  en  $\mu$  niet-lineair is ( $I \propto \mu^2$ ), kan  $I_{\text{gem}}$  niet uit  $\mu_{\text{gem}}$  worden verkregen, zonder apriori informatie over de gedaante van de functie  $I$ . Daardoor kan ook  $I_a = I_{\text{gem}}$  x bundeldoorsnede niet uit  $\mu_{\text{gem}}$  worden verkregen.

Conclusie: in een niet-symmetrische bundel kunnen noch  $I(x,y)$ , noch  $I_a$  uit  $v(x)$  worden berekend, tenzij andere apriori informatie over  $I$  voorhanden is. (b.v. gegevens over aard en mate van asymmetrie).

Het is bovendien gebleken technisch zeer moeilijk te zijn een probe te maken, waarvan ook het near-field cylinder-symmetrisch is.

Deze combinatie van factoren biedt dus nog wel wat moeilijkheden.

M. Stapper.