

**MASTER**

**Onderzoek naar versterking van het indexprofiel in lassen van vlambooggelaste glasvezels**

van de Mortel, P.P.

*Award date:*  
1984

[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.

AFDELING DER ELEKTROTECHNIEK  
TECHNISCHE HOGESCHOOL EINDHOVEN  
VAKGROEP TELECOMMUNICATIE EC

ONDERZOEK NAAR VERSTORING VAN  
HET INDEXPROFIEL IN LASSEN VAN  
VLAMBOOGGELASTE GLASVEZELS

door: P.P. van de Mortel

Verslag van het afstudeerwerk  
uitgevoerd van sept 82 tot nov 83  
Afstudeerhoogleraar: Prof. ir. J. van der Plaats.  
Begeleider: Dr. ir. W.C. van Etten

De afdeling der elektrotechniek van de Technische Hogeschool  
Eindhoven aanvaardt geen verantwoordelijkheid voor de inhoud  
van stage- en afstudeerverslagen.

Bij het afstudeerwerk en voor de opbouw van dit verslag is dankbaar gebruik gemaakt van de adviezen van prof. ir. J. van der Plaats en dr. ir. W.C. van Etten. Aan ir. T. Lammers is dank verschuldigd voor de praktische adviezen inzake optische technieken.

Samenvatting:

Vlambooglassen is een geaccepteerde techniek om op eenvoudige wijze in het veld vezels met elkaar te verbinden. Bij deze methode vloeien de vezeluiteinden door verhitting in een vlamboog ineem.

Het indexprofiel wordt hierdoor verstoord en extra demping is het gevolg.

Met behulp van een reflectometrische methode is getracht het verloop van het indexprofiel in een las na te gaan. De preparatie van de vlakken, waaraan gemeten kon worden, gebeurt met een polijstproces. De reflectometrische methode kent een begrensde nauwkeurigheid voor de indexwaarde. Betere resultaten dan  $5 \cdot 10^{-4}$  bleken niet te bereiken. Bovendien treedt ten gevolge van het polijsten een tweede en mogelijk veel grotere verstoring van het indexprofiel op. Dit wordt veroorzaakt doordat door het polijstproces materiaal van het te bewerken oppervlak wordt verplaatst.

Als hinderlijk effect bleek bovendien dat het indexprofiel van een gepolijste vezel sterk met de tijd verandert.

Door etsen en passifere van het oppervlak kan het uitgesmeerde materiaal worden verwijderd en het indexprofiel stabiel worden gemaakt.

Het etsproces legt echter een te ruw oppervlak bloot om met de reflectometrische methode gemeten te kunnen worden.

Op grond van het bovenstaande, de bijzonder sterke stoorgevoeligheid en de zeer omslachtige preparaatvoorbereiding is bovenstaande methode niet aan te bevelen.

Inhoudsopgave:

	Samenvatting	3
1.	Inleiding	6
2.	Meetmethode	
2.1	Inleiding	10
2.2	Beschrijving van de meetmethode	10
2.3	Theoretische beschouwingen	12
2.4	Reflectie aan inhomogene media	15
3.	Rekenkundige correcties	
3.1	Deconvolutie voor het lichtvlekprofiel	19
3.2	Transformatie van indexprofielen bepaald bij golflengte 1 naar golflengte 2	24
3.3	Lichtstraalberekening	29
4.	Polijsten	32
4.1	Oppervlaktetoleranties voor het polijstproces	35
5.	Resultaten	36
	Bijlage 1 Wisselspanningsamplitudestabilisatie	41
	Bijlage 2 Binnenhalen van meetwaarden via GPIB-bus	47
	Literatuurlijst	50

I have yet to see any problem, which, when you look at it the right way, did not become still more complicated.

Poul Anderson 1970.

Door meten tot weten.

Kamerlingh Onnes.

## 1. Inleiding

Daar glasvezels meer en meer aan betekenis winnen voor een steeds breder wordend gebied van toepassingen komt de noodzaak van een fundamenteel onderzoek op het gebied van de materiaaltechnologie opnieuw naar voren.

Zo zou bijvoorbeeld een beter begrip van het huidige fabricageproces de productie kunnen verbeteren en de kosten kunnen verlagen. Geheel analoog zou een diepgaande studie van dempingsmechanismen in glasvezelkoppelingen kunnen leiden tot een verbetering van de systeemmarge.

Bij het koppelen van glasvezels blijken namelijk extra verliezen op te treden. Deze extra demping van zo'n koppeling zal in het vervolg lasdemping worden genoemd. In [1] wordt aangetoond dat de vereiste systeemmarge voor een groot gedeelte wordt opgesoupeerd door de lasdemping. Bij uitkomende toekomstverwachtingen voor de vezeldemping in de golflengtegebieden van 1300, 1500 en 10000 nm zal de resterende systeemmarge in nog sterkere mate worden bepaald door de lasdemping.

Het is daarom zaak de aandacht te concentreren op verlaging van de lasdemping.

Een aantal onderzoekers [2] heeft zich reeds beziggehouden met een theoretische analyse van lasdemping. Voor een aantal categorieën, met name de losneembare verbindigen, zijn de modellen voldoende onderbouwd. Maar voor vlambooglassen, die voor in het veld als belangrijk worden beschouwd, ontbreekt echter elke toetsing van de theoretische modellen.

Het onderzoek beschreven in dit rapport geeft een eerste aanzet in deze richting.

Daar vlambooglastechniek tevens bruikbaar is voor het vervaardigen van koppelingen tussen meer dan twee structuren is het gewenst dat de onderzoeksmethode die gevolgd wordt algemeen geschikt is voor het analyseren van koppelingen.

Omdat het vermoeden gerechtvaardigd is dat in een las dezelfde dempingsmechanismen optreden als in een vezel beschouwen we de verliesmechanismen in  $\text{SiO}_2$ -vezels weergegeven in Fig. 1.

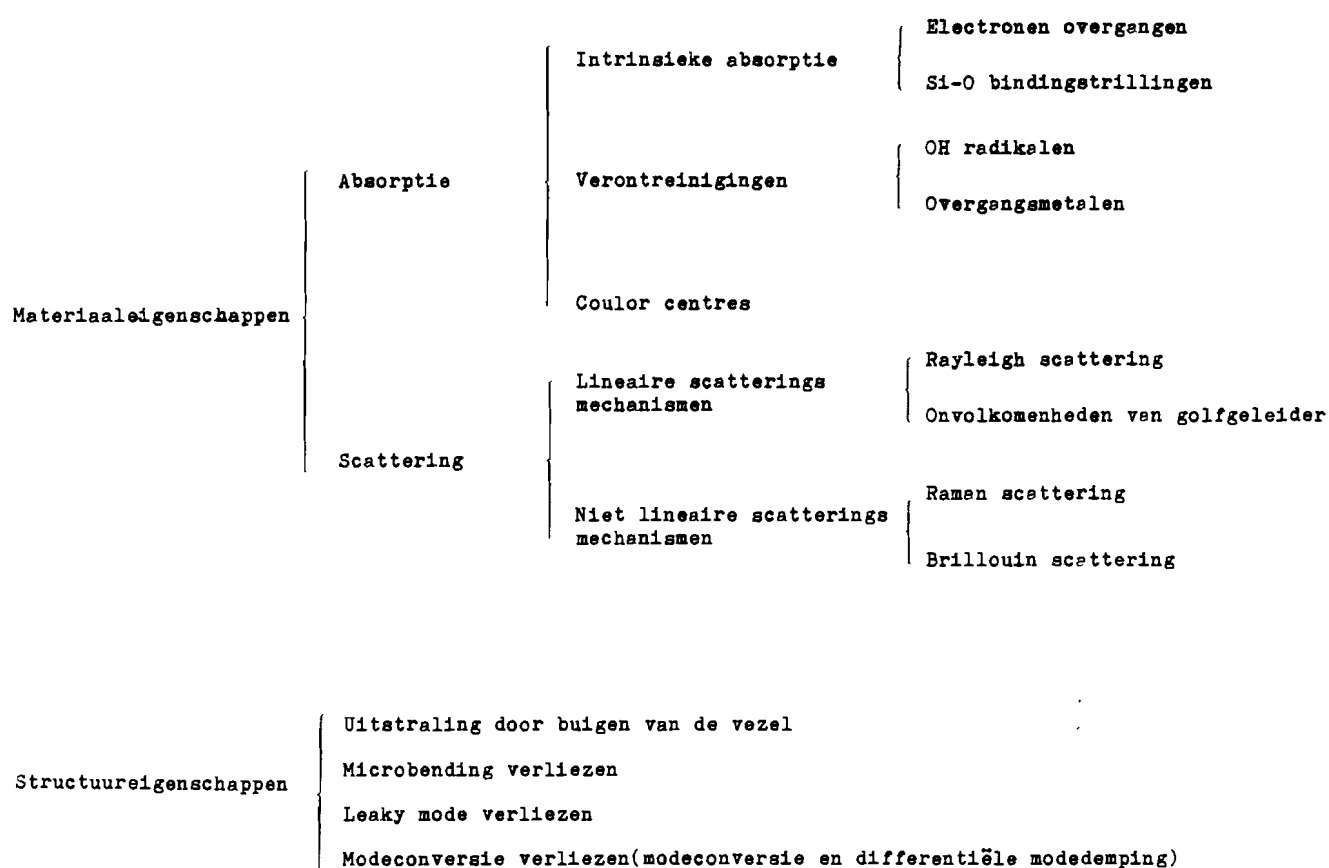


Fig. 1. Verliesmechanismen in  $\text{SiO}_2$ -vezels



Het totale verlies is opgebouwd uit een deelverlies ten gevolge van materiaaleigenschappen en een deelverlies als gevolg van de vorm der structuur. Het deelverlies door materiaaleigenschappen is opgebouwd uit absorptie en scattering.

De intrinsieke absorptie ten gevolge van elektronenovergangen in kwarts bevindt zich voornamelijk in het UV terwijl de SiO bindings-trillingen hun voornaamste bijdrage aan de demping leveren in het IR. De absorptie door colour centres is het gevolg van het verbreken van SiO-bindingen door het vezeltrekproces.

Rayleigh-scattering is een fundamenteel mechanisme veroorzaakt door brekingsindexvariaties door deeltjes klein ten opzichte van de golflengte. Deze variaties ontstaan door thermische fluctuaties in het glas tijdens het verloop van het stollingstraject.

De onvolkomenheden van de golfgeleider worden voornamelijk veroorzaakt door het vezeltrekproces.

Bij lineaire scattering is er een lineaire afbeelding van het vermogen in de modi naar het weggescatterde vermogen in diezelfde modi.

De niet lineaire scatteringsmechanismen treden pas op boven een bepaalde vermogensdrempel en zijn voor de huidige vermogens verwaarloosbaar ten opzichte van de Rayleigh-scattering.

Microbending-verliezen ontstaan door kleine verbuigingen van de golfgeleider ten gevolge van coating en verkabeling.

Leaky modes zijn modes beneden hun afsnijffrequentie die niettemin over grote afstanden met verschillende dempingscoëfficiënten nog een bijdrage kunnen leveren aan het vermogen [12].

Differentiële modedemping ontstaat doordat verschillende groepen modi waarvan de "evanescent fields" in de cladding penetreren verschillende demping ondervinden.

Door statistische fluctuaties van de vezeleigenschappen in de lengterichting van de golfgeleider kan vermogen gekoppeld worden naar modi met een hoge demping en zo ontstaan verliezen door modeconversie. Welke mechanismen komen in aanmerking voor lasdemping?

Tijdens het samensmelten van de stukken vezel zal op de lasplaats naar alle waarschijnlijkheid een verstoring van het indexprofiel ontstaan en bovendien kunnen op de lasplaats materialen in en uit de vezel komen.

Als belangrijke verliesmechanismen voor een las komen dan in aan  
aanmerking: OH radicalen, Overgangsmetalen, leaky mode verliezen en  
modeconversie. Door onderzoek van de lasplaats op verstoring van  
het indexprofiel kan worden nagegaan of de groep verontreinigingen  
een belangrijke rol speelt.

Voor het meten van een indexprofiel staat een uitgebreid scala  
van meetmethoden ter beschikking. [3]

Tot slot van deze inleiding dient te worden opgemerkt dat men slechts  
kan spreken over een lasdamping (niet de) omdat de verdeling van het  
vermogen over de modi vóór de las afhangt van de inkoppelings-  
verdeling en van de afstand las-bron. De las wijzigt de verdeling  
van het vermogen over de modi en afhankelijk van de verdeling vóór  
de las is de demping groter dan wel kleiner.

Na de meting van het verloop van het indexprofiel kan met behulp  
van een lichtstraalberekening dan ook niet een enkel getal worden  
gegenereerd wat een maat is voor de lasdamping maar slechts  
worden aangegeven hoe de verdeling van het vermogen over de modi  
zich gewijzigd heeft.

## 2. Meetmethode.

### 2.1 Inleiding.

In het voorgaande is al aangegeven dat een uitgebreid scala van meetmethoden ter beschikking staat voor het meten van het indexprofiel. Uit dit scala is een keuze gemaakt op grond van de volgende motieven: kostprijs, technische eenvoud, resolutie en algemene geschiktheid voor het analyseren van koppelingen.

Gekozen werd voor een reflectometrische methode waarbij de index bepaald kan worden uit de gereflecteerde intensiteit.

De ruimtelijke resolutie van deze methode is van de grootte orde van de gebruikte golflengte, de resolutie voor de index wordt geschat [4] op  $5 \cdot 10^{-4}$ . Voor het uitvoeren van dispersieberekeningen is zowel voor de ruimtelijke als voor de index-resolutie een 10 maal betere waarde nodig [5].

### 2.2 Beschrijving van de meetmethode.

Het verloop van het brekingsindexprofiel in een las  $n(x,y,z)$  wordt gemeten door het opnemen van het brekingsindexprofiel voor een aantal lasdoorsneden  $n(x,y,z_i)$ . Zie Fig. 2.

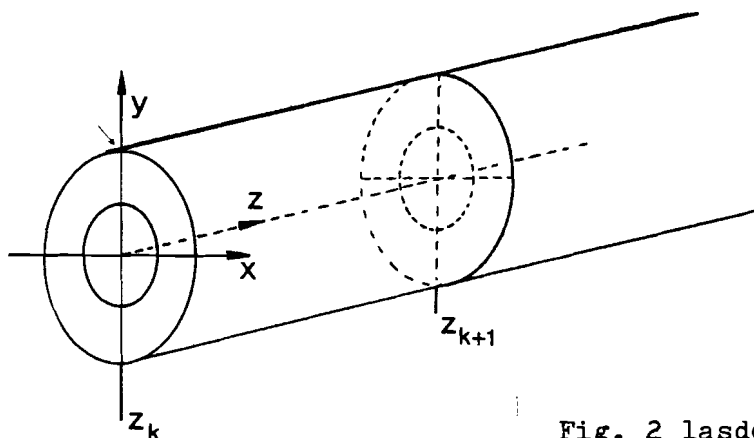


Fig. 2 lasdoorsneden  $z_k$  en  $z_{k+1}$

De lasdoorsnede  $z_{k+1}$  wordt bereikt door vanuit de doorsnede  $z_k$  de gewenste hoeveelheid materiaal te verwijderen met een polijstproces.

Fig. 3. geeft een schematische weergave van het experiment om het brekingsindexprofiel van een lasdoorsnede te bepalen.

Een lichtbundel van een halfgeleiderlaser LD wordt met lens  $L_1$  omgezet in een evenwijdige bundel. Deze bundel passeert de beam-splitter BS en wordt met lens  $L_2$  gefocussieerd op de lasdoorsnede.

Het gereflecteerd licht van de lichtvlek op de lasdoorsnede gaat via lens  $L_2$  naar de beamsplitter en komt terecht op fotodiode PD. Het gereflecteerd licht van het achtervlak van de beamsplitter komt via de regelbare verzwakker RV terecht op de fotodiode  $\bar{P}D$ .

Het signaal van de met tegengestelde polariteit parallel geschakelde fotodioden wordt door de versterker A omgezet in een spanning die een maat is voor de brekingsindex ter plaatse van de lichtvlek op de lasdoorsnede.

Het lichtniveau dat gemeten moet worden, is ernstig gestoord door ruis en interferentie van het lichtnet.

Tussenschakelen van een lock-in amplifier LIA biedt de mogelijkheid een redelijke signaal/ruis verhouding te behalen. Hiertoe is het nodig de laser te moduleren.

Het uitgangssignaal van de LIA wordt door de analoog digitaal converter ADC omgezet in een digitale waarde die aan de computer COMP wordt toegevoerd.

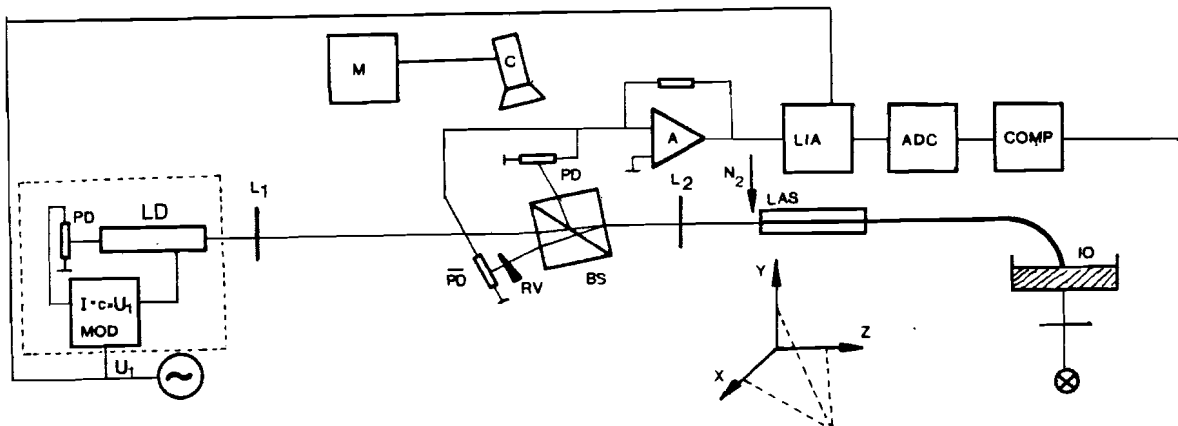


Fig. 3 Schematisch overzicht meetopstelling

Om het indexprofiel te meten wordt de lasdoorsnede afgetast. De beweging van de las vindt plaats onder computerbesturing door middel van micromanipulators die stappen van  $1 \mu\text{m}$  kunnen maken. Reflecties van het vrije uiteinde van de vezel worden sterk gereduceerd door dit onder te dompelen in een immersieolie IO. Om te kunnen localiseren waar gemeten wordt kan de fotocel PD worden weggeklapt. Licht wat dan aan het vrije uiteinde van de vezel wordt ingestraald geeft op camera C een afbeelding van het vlak waaraan gemeten wordt. Op de monitor M geeft de reflectie van het meetvlak een heldere vlek binnen deze afbeelding. Teneinde te voorkomen dat stofdeeltjes zich vasthechten op het meetvlak (statisch) wordt een gefilterde stikstofstroom langs het meetvlak geleid. De gemeten waarden worden door de computer verder bewerkt tot bijvoorbeeld een grafische weergave.

### 2.3 Theoretische beschouwingen.

Het verband tussen de indexwaarde en de reflectie wordt gegeven door de Fresnelformules voor de intensiteitsreflectie. Fig. 4. geeft een grafische weergave van de intensiteitsreflectie voor loodrechte en evenwijdige polarisatie alsmede voor circulaire polarisatie. De gebruikte halfgeleiderlaser heeft twee componenten: een lineair gepolariseerde laserbijdrage van 2,5 mW en een ongepolariseerde ledcomponent van 0,2 mW (in het instelpunt). Rekening gehouden met het verschil in stralingspatroon tussen led en laser is de ledbijdrage in het meetvlak 0,4% van de laserbijdrage. Het is dan ook geoorloofd de ledbijdrage te verwaarlozen. Voor kleine variaties in de brekingsindex geldt de volgende Taylorreeks voor de intensiteitsreflectie.

$$R = R(\theta_i, n) = R(\theta_i, n_0) + \frac{\partial R}{\partial n} \Delta n + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 R}{\partial n^2} (\Delta n)^2 + \dots \quad (1)$$
$$\Delta n = n - n_0$$

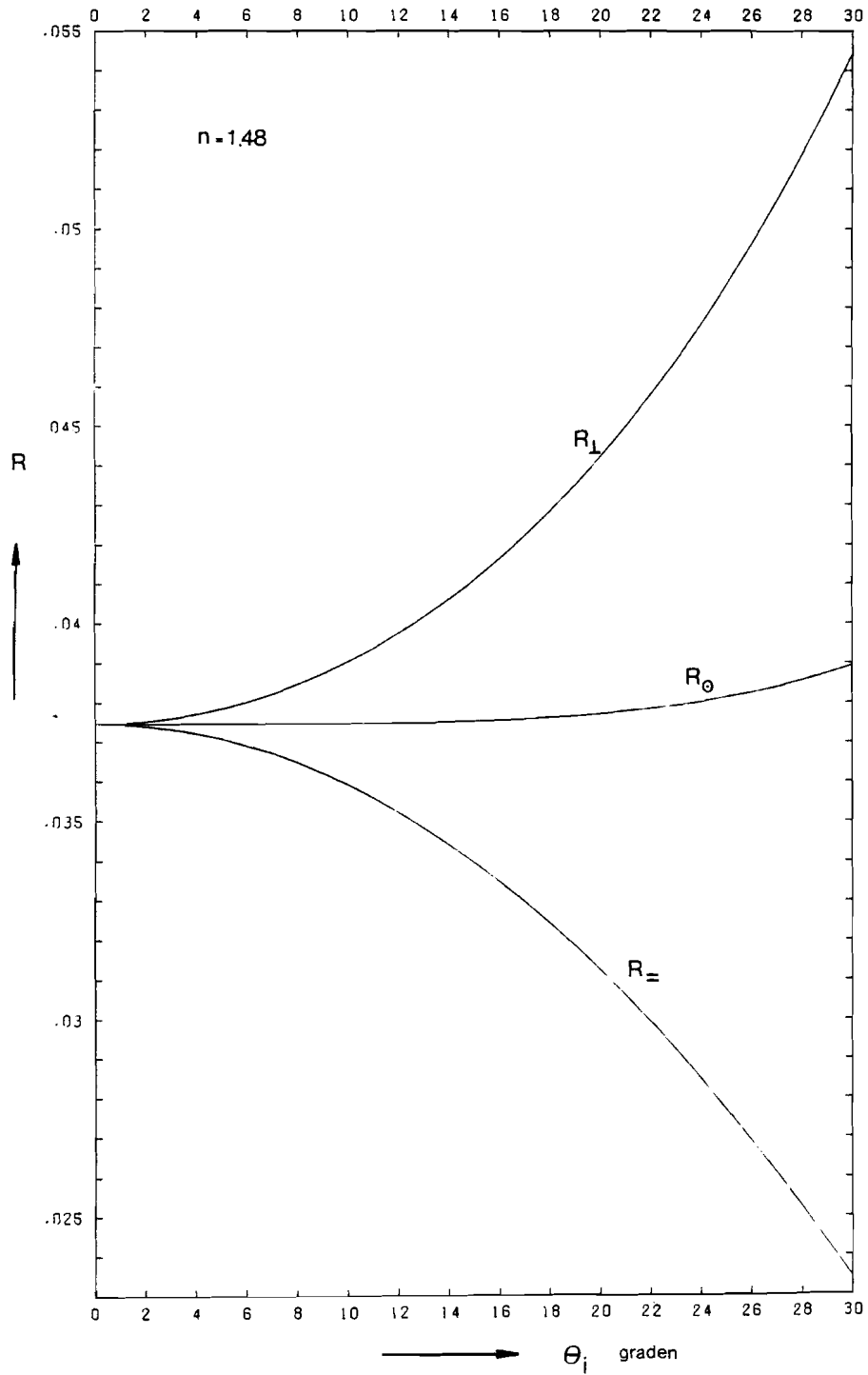


Fig. 4. Fresnelreflectie als functie van de hoek van inval voor loodrechte, evenwijdige en circulaire polarisatie.

Uitgaande van een model voor de ruimtelijke veldverdeling in een open resonator zoals die gegeven wordt door [6], de meetgegevens van de verre veldverdeling uit [13] en de verre veldverdeling zoals die gegeven wordt door [7] valt op te maken dat een benadering met uitsluitend de TEM<sub>00</sub> mode verantwoord is. Deze fundamentele mode heeft een gaussisch intensiteitsprofiel. Uit de theorie van "gaussian beams" zoals die gegeven wordt door [14] volgt dan dat het veld in het brandpunt van L<sub>2</sub> voorgesteld kan worden als een loodrecht invallende vlakke golf. Door deze modelaannamen kan de  $\theta$ -afhankelijkheid van de reflectiecoëfficiënt achterwege blijven. De Taylorreeksontwikkeling voor de reflectiecoëfficiënt ziet er dan als volgt uit:

$$R = R(n) = R(n_0) + \left. \frac{dR}{dn} \right|_{n_0} \Delta n + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2R}{dn^2} \right|_{n_0} (\Delta n)^2 + \dots$$

$$\Delta n = n - n_0$$

$$R(n_0) = (n_0 - 1)^2 \cdot (n_0 + 1)^{-2} \quad (2)$$

$$R'(n_0) = 4 \cdot (n_0 - 1) (n_0 + 1)^{-3}$$

$$R''(n_0) = 8 \cdot (2 - n_0) (n_0 + 1)^{-4}$$

Neem als voorbeeld een vezel in lucht met  $n_0 = 1,48$  dan volgt:

$$R = 3,746 \cdot 10^{-2} + 1,25876 \cdot 10^{-1} \cdot \Delta n + 5,49865 \cdot 10^{-2} (\Delta n)^2 + \dots$$

$$\frac{\Delta R}{R(n_0)} = 3,36 \Delta n + 1,46 (\Delta n)^2 + \dots \quad (3)$$

Voor een resolutie in de index van  $10^{-4}$  is het met deze coëfficiënten slechts geoorloofd de tweede orde term te verwaarlozen indien het verschil in index dat gemeten moet worden kleiner is dan  $10^{-2}$ .

Voor de meest gebruikelijke vezels is hier aan voldaan zodat tussen de brekingsindex en de reflectiecoëfficiënt een gelineariseerde relatie gehanteerd kan worden.

#### 2.4 Reflectie aan inhomogene media.

Door het vervloeien van het kernmateriaal tijdens het lasproces kan ter plaatse van de las een in de z-richting inhomogeen medium ontstaan. Door het polijstproces ontstaat aan het oppervlak een dun laagje met afwijkende brekingsindex. Beide effecten kunnen de meting ernstig verstoren.

Allereerst wordt nagegaan wat de invloed is van een dun laagje. Stel de dikte van het laagje  $h$ , de index van het laagje  $n_2$ , de index van de achtergrond  $n_3$  en de index van het medium waarin de reflectiecoëfficiënt  $R$  gemeten wordt  $n_1$  dan geldt volgens [5] :

$$R = \frac{\left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right)^2 + \left(\frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3}\right)^2 + 2 \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right) \left(\frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3}\right) \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} n_2 h\right)}{1 + \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right)^2 + \left(\frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3}\right)^2 + 2 \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right) \left(\frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3}\right) \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} n_2 h\right)} \quad (4)$$

Ter vereenvoudiging wordt aangenomen:

$$n_1 = 1, \quad n_2 = n + \delta n, \quad n_3 = n, \quad \delta n \ll n \quad (5)$$

De formule voor de reflectiecoëfficiënt gaat dan over in:

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \left(1 + \frac{4\delta n}{n^2-1}\right) - \frac{4(n-1)\delta n}{(n+1)^3} \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} n h\right) \quad (6)$$

Merk op dat de reflectie voor een overgang lucht en medium met index  $n + \delta n^*$  gegeven wordt door:

$$R^* = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \left(1 + \frac{4\delta n^*}{n^2-1}\right) \quad (7)$$

De relatieve verandering wordt gegeven door:

$$\epsilon_r = \frac{R - \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2}{R^* - \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2} = \frac{\delta n}{\delta n^*} \cdot \left(1 - \cos \frac{4\pi \cdot n \cdot h}{\lambda}\right) \quad (8)$$



Voor een typische laagdikte van 30 nm en een brekingsindex  $n=1,48$  gemeten bij een golflengte van 800 nm wordt een verstoring geïntroduceerd van:

$$\frac{\delta n}{\delta n^*} \cdot (1 - 0,76) = 0,23 \frac{\delta n}{\delta n^*} \quad (9)$$

Aangezien het polijstproces materiaal van de mantel naar de kern kan verplaatsen en omgekeerd ( $\delta n$  is dan van de orde grootte  $\delta n^*$ ) is de verstoring in de reflectie zeer ernstig.

Als tweede wordt nagegaan wat de invloed van een in de z-richting verlopende brekingsindex op de reflectie is.

In een isotroop medium met  $n = n(z)$ , neemt de golfvergelijking voor het elektrisch veld E de volgende vorm aan voor een vlakke golf die loodrecht invalt:

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + k_0^2 n^2(z) E = 0 \quad (10)$$

en deze vergelijking geldt zowel voor de component  $E_x$  als  $E_y$ . Deze tweede orde gewone differentiaalvergelijking geeft slechts voor zeer speciale functies  $n(z)$  oplossingen in gesloten vorm in termen van bekende functies.

Wentzel, Kramers en Brillouin construeerden onafhankelijk van elkaar een benaderde oplossing voor de golfvergelijking.

De WKB oplossing, ook wel geometrisch-optische benadering genoemd, is een goede benadering voor de exacte oplossing van de differentiaalvergelijking als de eigenschappen van het medium voldoende langzaam over de afstand van een golflengte veranderen.

Een goede benadering voor de oplossing van de differentiaalvergelijking wordt gegeven door

$$E(z) = \frac{C_1}{\sqrt{n}} \exp\left(-ik_0 \int_{z_0}^z n dz\right) + \frac{C_2}{\sqrt{n}} \exp\left(+ik_0 \int_{z_0}^z n dz\right) \quad (11)$$

als voldaan is aan de voorwaarde  $\left[ \frac{1}{k_0 n^2} \right] \left| \frac{dn}{dz} \right| \ll 1 \quad (12)$

$C_1$ ,  $C_2$  en  $z$  zijn willekeurige constanten

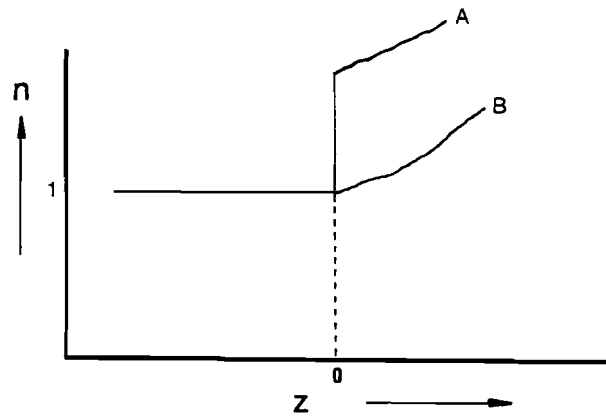


Fig. 5. In z-richting inhomogeen brekingsindexprofiel.

Beschouw een brekingsindexprofiel zoals dat is afgebeeld in Fig. 5 a.

Dit geeft de situatie weer zoals die bij meting van een las kan optreden. Voor  $z > 0$  is de situatie overdreven getekend.

Een indexprofiel zoals dat is weergegeven in Fig. 5b en dat niet de stapvormige verstoring bij  $z=0$  bevat, levert eenvoudiger formules. De stapvormige verstoring kan later op zeer simpele wijze in rekening worden gebracht.

De oplossing van de golfvergelijking in het homogene gebied rond  $z=0$  luidt

$$E(z) = C_1 \exp(-ik_0 z) + C_2 \exp(ik_0 z) \quad (13)$$

Dit is een invallende golf met amplitude  $C_1$  en een gereflecteerde golf met amplitude  $C_2$ .

Veronderstel dat in het medium met inhomogeen karakter alleen een doorgelaten golf aanwezig is. In het inhomogene gebied geldt:

$$E(z) = \frac{C_3}{\sqrt{n}} \exp\left(-ik_0 \int_{z_0}^z n dz\right) \quad (14)$$

De randvoorwaarden voor de velden leiden tot een uitdrukking voor de reflectiecoëfficiënt  $R = C_2/C_1$ .

Voor het kwadraat van de modulus van  $R$  geldt:

$$|R|^2 = \left[ 1 + \frac{16 k_0^2}{\left\{ \frac{dn}{dz} \right\}_{z=0}} \right]^{-1} \quad (15)$$

Uit deze vergelijking concluderen we dat als de eerste afgeleide van de brekingsindex  $n(z)$  in  $z=0$  continu is, de reflectiecoëfficiënt gelijk wordt aan 0. Treden er in het medium met het inhomogene karakter inwendige reflecties op dan geldt bovenstaande beschouwing niet.

In [8] wordt aangetoond dat de reflectiecoëfficiënt verloopt volgens  $(k_0 \cdot h)^{-p}$  als de brekingsindex en de eerste  $p-1$  afgeleiden continu zijn in de rand van de laag met dikte  $h$ .

Het is aannemelijk dat bij het lassen van vezels een positioneringsfout optreedt. Voor het lasgebied dat ca 300  $\mu\text{m}$  lang is zou het brekingsindexprofiel zoals dat is weergegeven in Fig. 6 een redelijke aanname kunnen zijn.

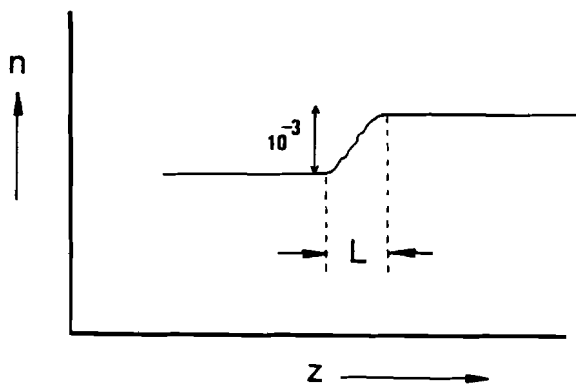


Fig. 6. Voorstelling van verstoring  $n(z)$  bij een las. ( $L=300 \mu\text{m}$ ).

Rekening moet worden gehouden met eerste dan wel tweede orde effecten. De afwijkingen die hierdoor ontstaan zijn van de orde  $10^{-3}$  tot  $10^{-6}$ . Dit volgt met behulp van de eerder genoemde vergelijking uit [8] en een correctie voor de stapvormige verstoring.

### 3. Rekenkundige correcties.

#### 3.1 Deconvolutie voor het lichtvlekprofiel.

Door de afmetingen van de lichtvlek ontstaat een gemeten waarde die afwijkt van het echte indexprofiel. Allereerst wordt nagegaan wat de invloed van de lichtvlekafmetingen is daarna zal een methode worden behandeld om eenvoudig te deconvolueren.

Beschouw een eendimensionaal indexprofiel van de vorm  $n(x)$  wat wordt afgetast door een eendimensionale intensiteitsfunctie  $I(x)$ . De waargenomen reflectie wordt gegeven door de volgende uitdrukking:

$$R(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{n(x_0) - 1}{n(x_0) + 1} \right)^2 I(x - x_0) dx_0 \quad (16)$$

Geheel analoog volgt de tweedimensionale convolutie:

$$R(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{n(x_0, y_0) - 1}{n(x_0, y_0) + 1} \right)^2 I(x - x_0, y - y_0) dx_0 dy_0 \quad (17)$$

In Fig. 7 wordt weergegeven wat de worst case relatieve afwijking is die door dit proces kan ontstaan.

Voor de meeste vezels die volgens het "inside CVD-proces" worden vervaardigd is het indexprofiel in het centrum al door het fabricageproces verstoord.

Een goede mathematische beschrijving van zo'n profiel wordt gegeven door:

$$n(r; \alpha, \beta) = \begin{cases} n_0 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^2} (1 - \alpha \cdot \exp(-\beta r)) & r \leq a \\ n_0 (1 - \alpha \cdot \exp(-\beta a)) & r \geq a \end{cases} \quad (18)$$

Fig. 8 geeft weer wat de worst case afwijking in relatieve zin is voor een profiel wat voldoet aan 18.

De grootste afwijkingen ontstaan daar waar de afgeleide in absolute waarde het grootst is.

Deconvolutie is mogelijk met behulp van FFT. Het bleek echter dat voor het verkrijgen van een gladde kromme opnieuw gefilterd moest

Fig. 7 Worst case relative afwijking bij aftasting van een afgeknapt parabolisch indexprofiel door een afgekapt Gausse intensiteitsfunctie met effectieve breedte van 1 en 5 micrometer ( $e^{-2}$ )

1E-3

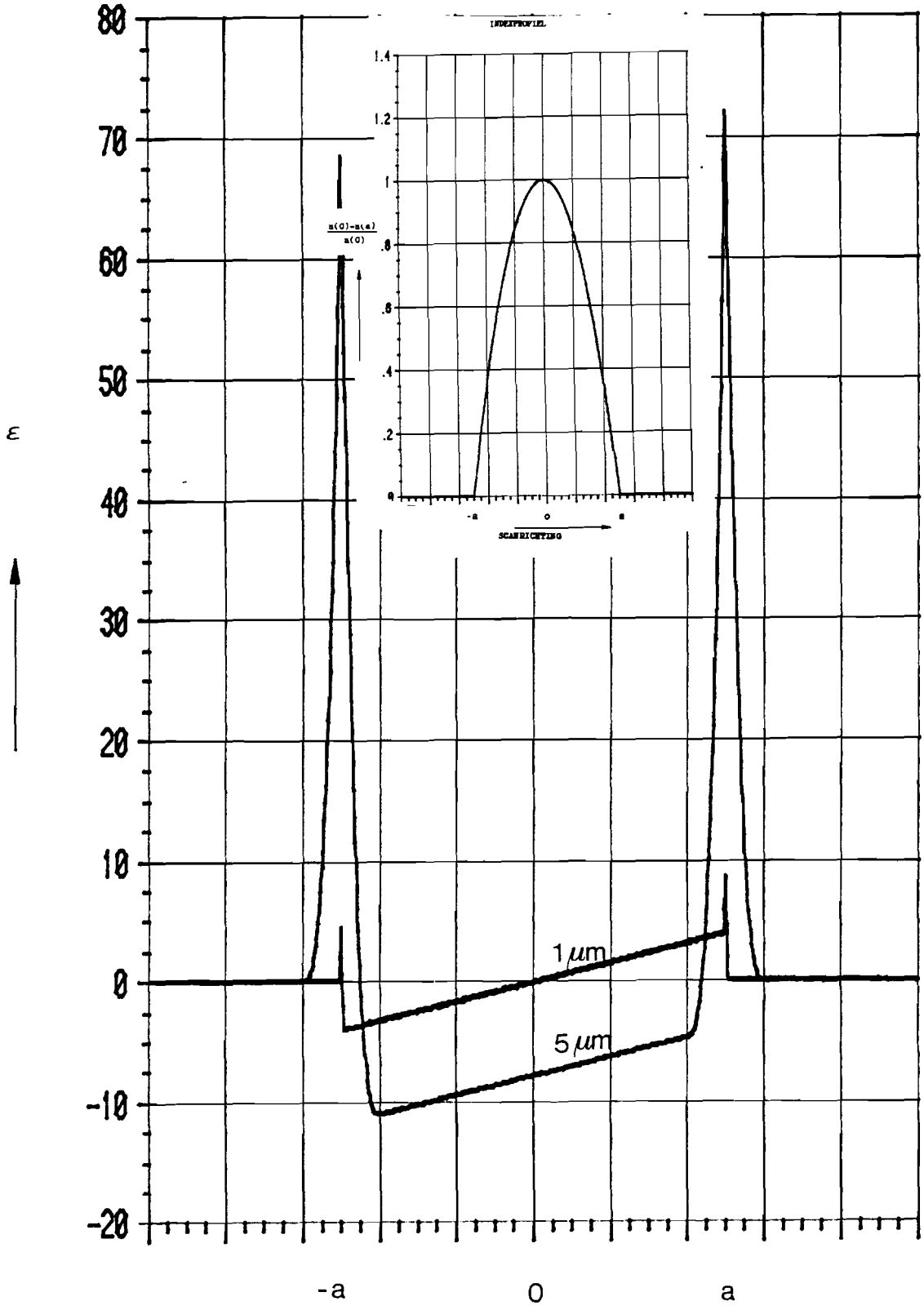
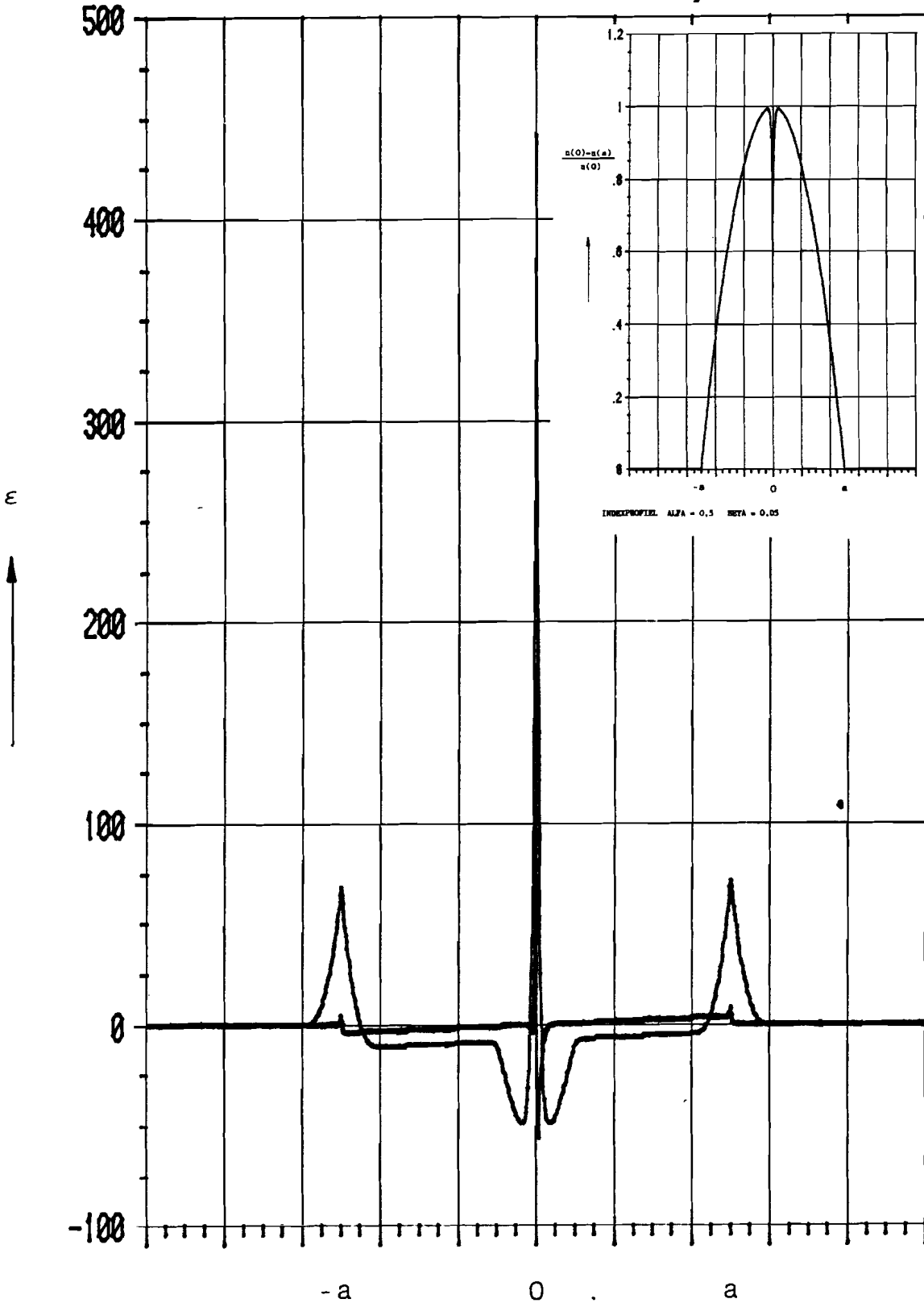


Fig. 8  
1E-3 Worst case relative afwijking bij aftasting van een afgekap  
parabolisch indexprofiel met centrale dip door een afgekapte  
Gausse intensiteitsfunctie met effectieve breedte van 1 en 5 micrometer. ( $e^{-2}$ )



worden met een filter wat nog slechtere resultaten dan voor de convolutie opleverde dan wel met extreem lange arrays gewerkt moest worden. Door de zeer lange rekestijden en vanwege de beperkte rekennauwkeurigheid geven lange arrays echter problemen.

Onderstaande oplossing geeft goede en veel snellere resultaten.

Om de impulsresponsie van een lineair systeem  $h(x)$  uit te drukken in het uitgangssignaal  $g(x)$  en het ingangssignaal  $f(x)$  veronderstellen we dat  $f(x)$  in het  $x$ -domein veel compacter van vorm is dan  $h(x)$ .

Gebruik makende van de ontwikkeling uit [14] :

$$F(u) = a_0 - j a_1 u - \frac{a_2}{2} u^2 + j \frac{a_3}{6} u^3 + \dots \quad (19)$$

is aan te tonen dat indien  $a_0 \neq 0$ ,  $v = \frac{a_1}{a_0}$  en  $w = a_2 - \frac{a_1^2}{a_0}$

er geldt:

$$h(x) \approx \frac{1}{a_0} g(x+v) - \frac{w}{2a_0^2} g''(x+v) \quad (20)$$

Voor voldoende gladde meetkrommen blijkt dit deconvolutieproces goed te voldoen. Bij krommen die sterk gestoord zijn ontstaan echter problemen zoals scherpe pieken in de indexwaarde.

In Fig. 9 staat uitgezet de gemiddelde afwijking als functie van de spotdiameter. Waargenomen is dat voor krommen waarbij de storing groter is dan 2% bovenstaand deconvolutieproces aanleiding geeft tot verslechtering. Het is dan beter niet te deconvolueren.

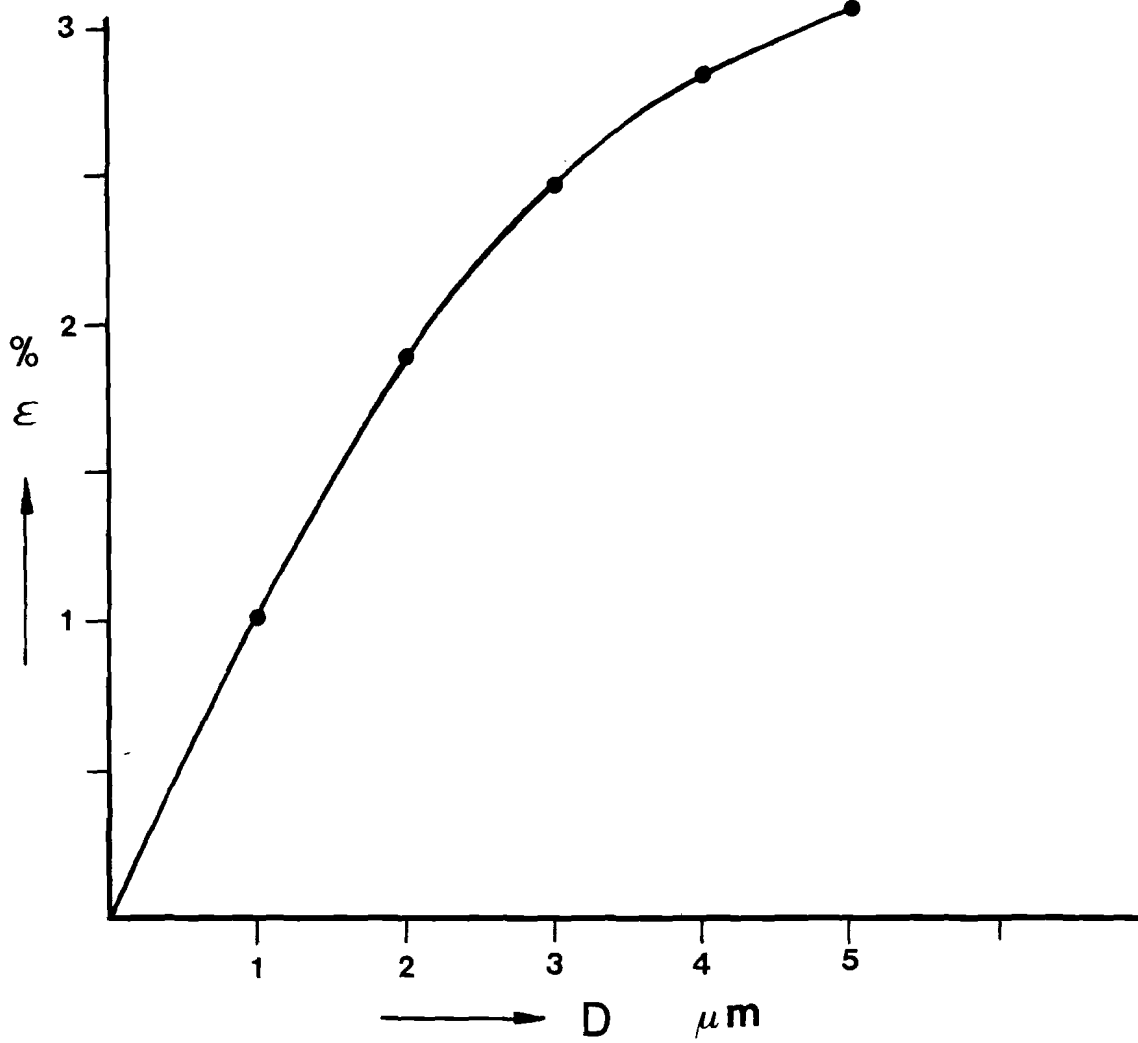


Fig. 9. Gemiddelde relatieve afwijking ontstaan door aftasting van een parabolisch indexprofiel met lichtvlek als functie van de effectieve breedte van die lichtvlek.



### 3.2 Transformatie van indexprofielen bepaald bij golflengte 1 naar golflengte 2.

Vezels worden gefabriceerd voor een bepaald golflengtegebied. Met één laser kan het indexprofiel slechts bij één golflengte gemeten worden. Kan men uit deze meting het profiel bij een andere golflengte bepalen? Deze vraag kan positief worden beantwoord indien de vezel slechts één dopedstof bevat. Deze transformatie is als volgt bepaald. In [12] zijn voor diverse dopeconcentraties de coëfficiënten  $A_i$  en  $\gamma_i$  ( $i:1..3$ ) berekend voor een curve volgens

$$n^2 - 1 = \sum_{i=0}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \quad (21)$$

Deze Sellmeiercoëfficiënten geven de mogelijkheid bij een willekeurige golflengte  $\lambda$  de brekingsindex  $n$  te bepalen. In een eerste experiment is gebruik gemaakt van een HeNe-laser i.p.v. een halfgeleiderlaser. In het volgende voorbeeld wordt uitgewerkt hoe een parabolisch profiel voor 840 nm gemeten wordt bij 633 nm.

We bepalen met behulp van de Sellmeiercoëfficiënten eerst hoe bij 840 nm  $n^2$  afhangt van de dopeconcentratie.

De Sellmeiergetallen zijn berekend uit indexmetingen nauwkeurig tot op  $10^{-4}$ , hetgeen inhoudt dat bij optimaal gebruik van deze gegevens we met het verband tussen  $n^2$  en de dopeconcentratie niet meer dan  $10^{-4}$  van de berekende gegevens af mogen wijken. Bovendien ligt het voor de hand de relatie zo eenvoudig mogelijk te houden.

Het blijkt dat met kwadratische regressie hieraan voldaan kan worden. Voor  $\text{SiO}_2$  vezels met  $\text{GeO}_2$  doping vinden we de volgende vergelijking:

$$n^2 = u + v \cdot x + w \cdot x^2 \quad (22)$$

Hierin is  $x$  de dopeconcentratie in %.

Tabel 1. geeft de coëfficiënten  $u, v$  en  $w$  voor de twee golflengten van belang.

	u	v	w
632,8 nm	$2,003837886 \cdot 10^{-5}$	$4,4489419 \cdot 10^{-3}$	2,123026138
840 nm	$2,127270136 \cdot 10^{-5}$	$4,3073295 \cdot 10^{-3}$	2,110302059

De gehele transformatie berust op het onveranderlijk karakter van de dopeconcentratie die als derde onafhankelijk variabele gehanteerd kan worden. Zie Fig.10.

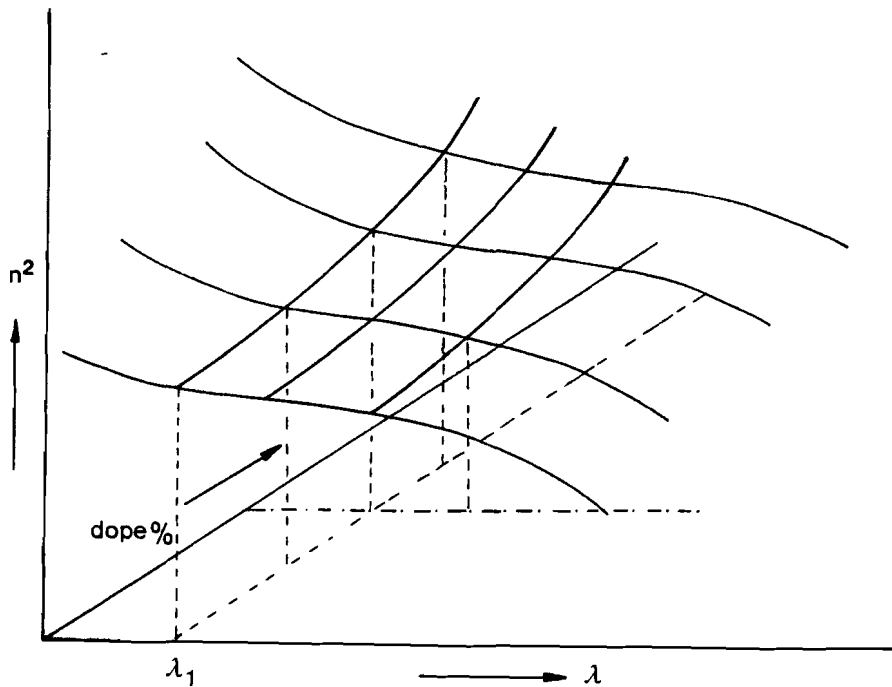


Fig. 10. Drie dimensionale weergave van  $n^2$  als functie van golflengte en dopeconcentratie.

Veronderstel dat bij golglengte 1 bekend is dat het profiel voldoet aan:

$$\begin{aligned} n_1(r) &= n_1(0) \sqrt{1 - 2A \left(\frac{r}{a}\right)^2} & r \leq a \\ &= n_1(0) & r \geq a. \end{aligned} \quad (23)$$

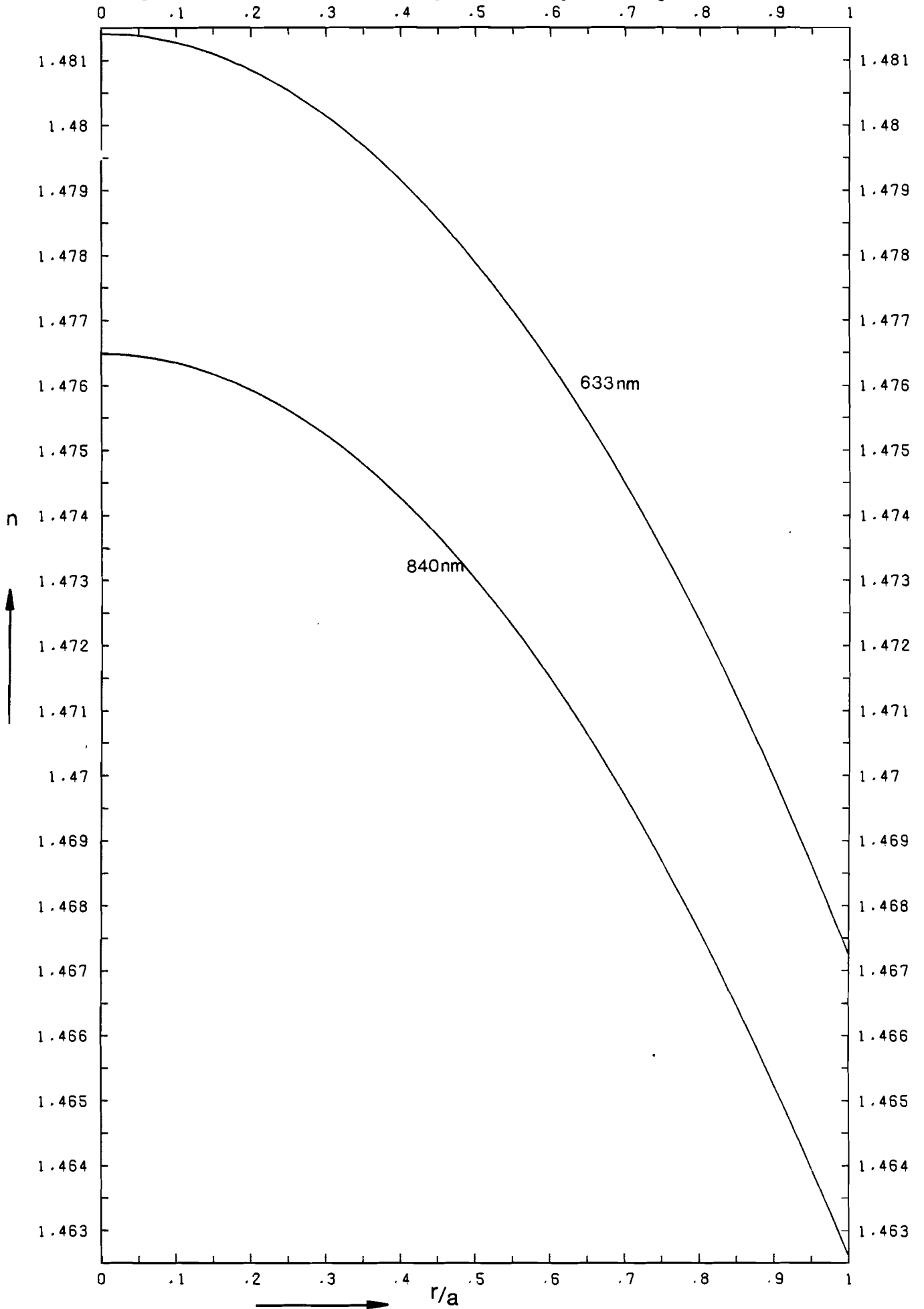
Bekend zijn bovendien de regressiecoëfficiënten  $u_1$ ,  $v_1$  en  $w_1$ .  
Gevraagd wordt het indexprofiel bij golflengte 2 waar de regressiecoëfficiënten respectievelijk  $u_2$ ,  $v_2$  en  $w_2$  zijn.  
Via de dopeconcentratie als onveranderlijke wordt gevonden:

$$\begin{aligned} n_2^2(r) &= \frac{u_2}{u_1} n_1^2(r) - \frac{v_1}{2u_1} \gamma + w_2 - \frac{u_2}{u_1} w_1 + \\ &+ \frac{1}{2u_1} \gamma \cdot \sqrt{v_1^2 + 4u_1(n_1^2(r) - w_1)} \end{aligned} \quad (24)$$

$$\gamma = v_2 - \frac{u_2}{u_1} v_1$$

In Fig. 11 is weergegeven hoe een ~~zuiver~~ parabolisch profiel bij 840 nm zich manifesteert bij 633 nm.

Fig. 11 Transformatie van een parabolisch profiel bij 840→633 nm



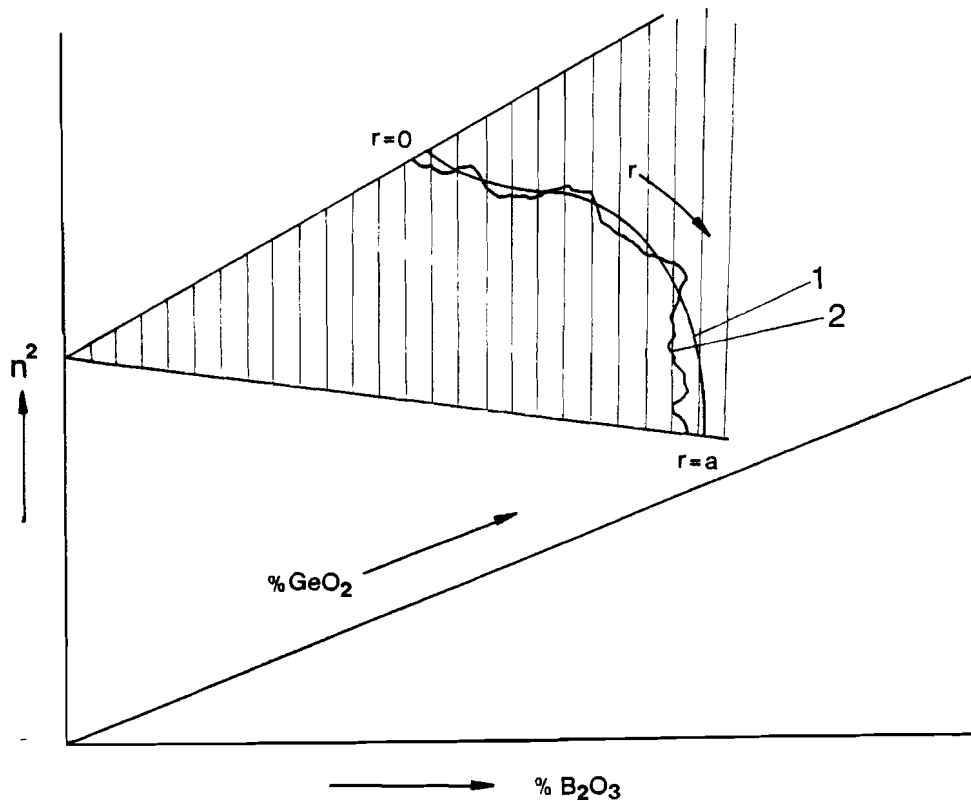


Fig. 12.  $n^2$  als functie van twee dopeconcentraties  
1 het spoor van een parabolisch profiel met  
twee dopestoffen, 2 hetzelfde spoor na lassen.

Voor vezels met meerdere dopestoffen wordt in Fig. 12 door kromme 1 het verloop van de index weergegeven in een onverstoorde situatie. Kromme 2 geeft aan hoe het verstoorde indexprofiel er na het lassen uit ziet.

Daar nu niet bekend is welk wiskundig voorschrift  $n^2$  bepaald en bovendien 2 onafhankelijke variabelen in het spel zijn, kan uit de meting van de index bij één golflengte niet de indexwaarde bij een afwijkende golflengte worden bepaald. Worden  $m$  dopestoffen gebruikt dan zijn ook  $m$  metingen bij verschillende golflengtes nodig om voor een willekeurige golflengte het profiel te bepalen.

### 3.3 Lichtstraalberekening.

De uiteindelijke bedoeling van de meting van het indexprofiel is om de resultaten van deze meting te gebruiken voor een berekening van de verstoring in de verdeling van het vermogen over de modi. Hiertoe wordt uitgaande van een homogene verdeling van het vermogen over de modi in een vezel met parabolisch indexprofiel. Voor een parabolisch indexprofiel wordt de verwantschap tussen stralencongruenties en modi gegeven door [7]. In het rekenprogramma worden alleen geleide lichtstralen beschouwd. Hiervoor is aantoonbaar dat geldt:

$$1 \leq 2m+n+1 \leq \pi \cdot \frac{a}{\lambda_0} \cdot NA. \quad (25)$$

Hierin zijn  $n$  en  $m$  de parameters die een mode karakteriseren,  $a$  de straal van de kern van de vezel en  $NA$  de centrale numerieke apertuur.

Een homogene verdeling van het vermogen over de modi houdt een homogene verdeling van het vermogen over de geleide lichtstralen in. In [12] wordt aangetoond dat een modus gekarakteriseerd door het paar  $m, n$  correspondeert met een binnen kaustische vlak met straal  $r_1$  en een buiten kaustische vlak met straal  $r_2$  voor de lichtstralen. Binnen deze kaustische vlakken is de projectie van de baan van de lichtstraal op een vlak loodrecht op de  $z$ -as een ellips met hoofdassen  $2r_1$  en  $2r_2$ .

Kies nu binnen deze kaustische vlakken een verzameling ellipsen en op elke ellips een verzameling punten. Dan horen bij ieder punt twee lichtstralen te weten een linksdraaiende en een rechtsdraaiende. Met deze keuze van lichtstralen voor een parabolisch profiel initieren we een rekenprogramma dat van elk element waarvan de index gemeten is nagaat wat de invloed is van de afwijkende brekingsindex.

Een lichtstraal die een bepaald segment binnenkomt heeft vijf mogelijkheden dit weer te verlaten.

Beschouw daartoe Fig. 13.

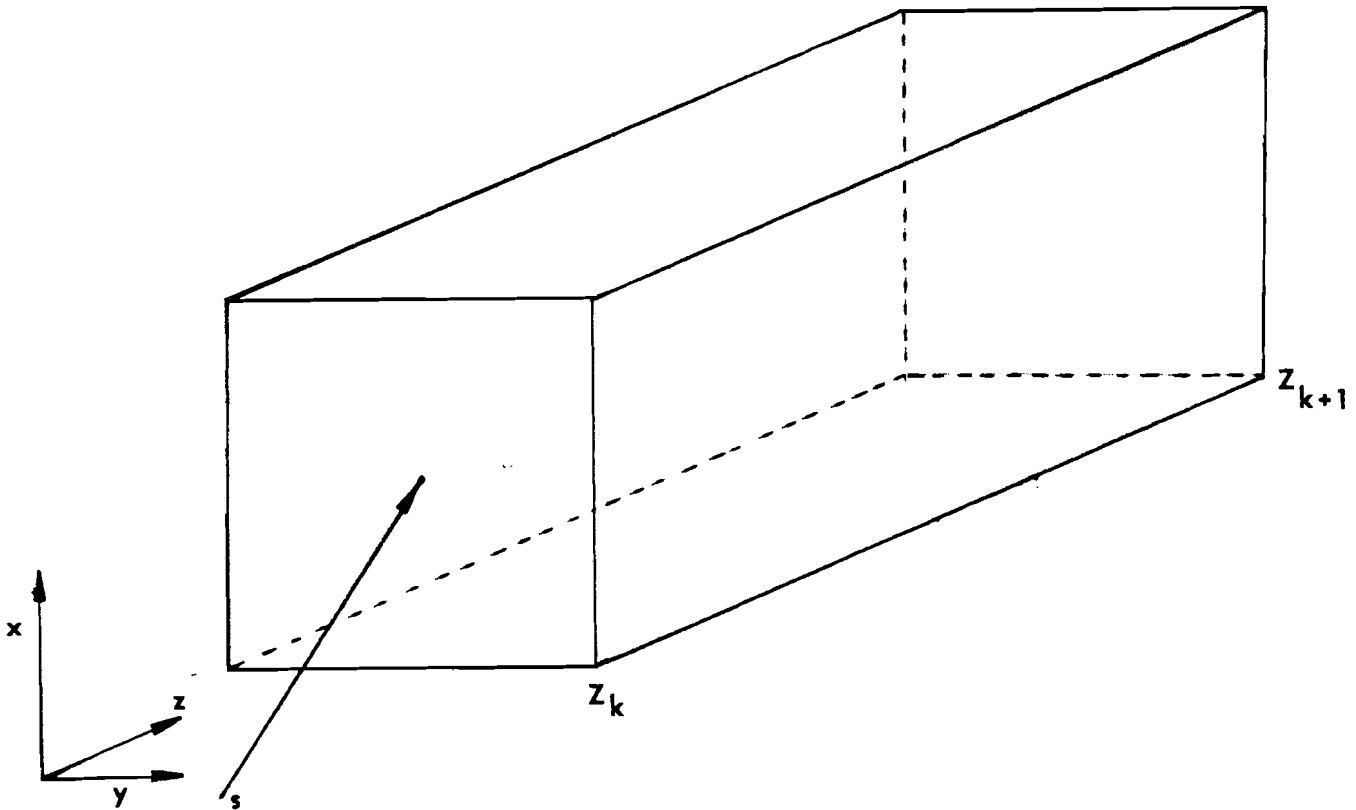


Fig. 13 Een lichtstraal  $s$  die binnenkomt op het voorvlak van element  $x_i, y_j, z_k$  kan dit element via vijf andere vlakken verlaten.

Een lichtstraal die binnenkomt op een bepaald vlak wordt in het punt van inval gekarakteriseerd door zijn richtingscosinussen. Voor de waarde van de index in het element tussen  $z_k$  en  $z_{k+1}$  nemen we als benadering:

$$n \approx \frac{1}{2} \{ n(x_i, y_j, z_k) + n(x_i, y_j, z_{k+1}) \} \quad (26)$$

Met behulp van de wet van Snellius volgen voor de overgang van de straal van element  $j$  naar element  $j+1$  nieuwe waarden voor de richtingscosinussen.

In een boekhouding wordt na elk element bijgehouden hoe de verdeling over de modi eruit ziet waarbij lichtstralen die buiten het gebied voor geleide stralen vallen als verloren worden beschouwd.

Om de zeer lage waarde van de demping van een las (0,3 dB) met voldoende nauwkeurigheid in de verdeling over de modi te kunnen beschrijven moeten minstens  $10^4$  lichtstralen worden berekend. Hiermee zijn zeer lange rekestijden gemoeid.



#### 4. Polijsten.

Reeds eerder is vermeld dat door middel van een polijstproces de las wordt opgedeeld in segmenten door successievelijk stukjes weg te polijsten. De keuze van het aantal segmenten waarin een las moet worden opgedeeld, gezien uit het oogpunt van een lichtstraalberekening, wordt mede bepaald door wat polijsttechnisch haalbaar is.

Om de reproduceerbaarheid van het polijstproces te onderzoeken zijn een aantal preparaten op gelijke wijze behandeld.

Deze behandeling bestond uit:

- 1) 15 minuten schuren op schuurschijf grid 600 onder overmaat water
- 2) 10 minuten polijsten met diamantpasta korrel 1  $\mu\text{m}$ .
- 3) 5 minuten napolijsten met aluminiumoxide korrel 0,05  $\mu\text{m}$ .

Alle vezels waren ingelijmd in een glascapilair nadat de coating van de vezels verwijderd was.

Na het schuurproces bleek een grote spreiding aanwezig in de kwaliteit van het oppervlak. Deze spreiding wordt veroorzaakt door het feit dat de rand van het kopvlak op nieuw schuurpapier ernstig gekarteld wordt. Er scheuren kleine stukjes uit de rand die ernstige beschadigingen van het kopvlak veroorzaken.

Naast het feit dat het schuurproces erg grof werkt maakt het bovengestane het proces minder geschikt om reproduceerbaar laagjes weg te nemen.

Door het polijstproces worden de vezels in lichte mate afgerond d.w.z. het kopvlak wordt in geringe mate bolvormig. Het oppervlak is relatief glad maar vertoont krasjes ter diepte van 1  $\mu\text{m}$  die worden veroorzaakt door voorbischietende polijstkorrels.

Het napolijstproces maakt het oppervlak bijzonder glad zelfs op een opname gemaakt met een scanning electronenmicroscop (vergroting 10.000 maal) was geen structuur zichtbaar.

Vervolgens is onderzocht de verspaansnelheid van het proces.

Immers om laagjes van ongeveer gelijke dikte af te nemen is het nodig de afname in  $\mu\text{m}/\text{min}$  te kennen en bovendien te weten hoe goed dit reproduceerd.

In Fig.14 staat uitgezet voor diamantkorrel 1  $\mu\text{m}$  de afname tegen de tijd. De grote spreiding wordt veroorzaakt door de begrensde meetnauwkeurigheid voor de afstand

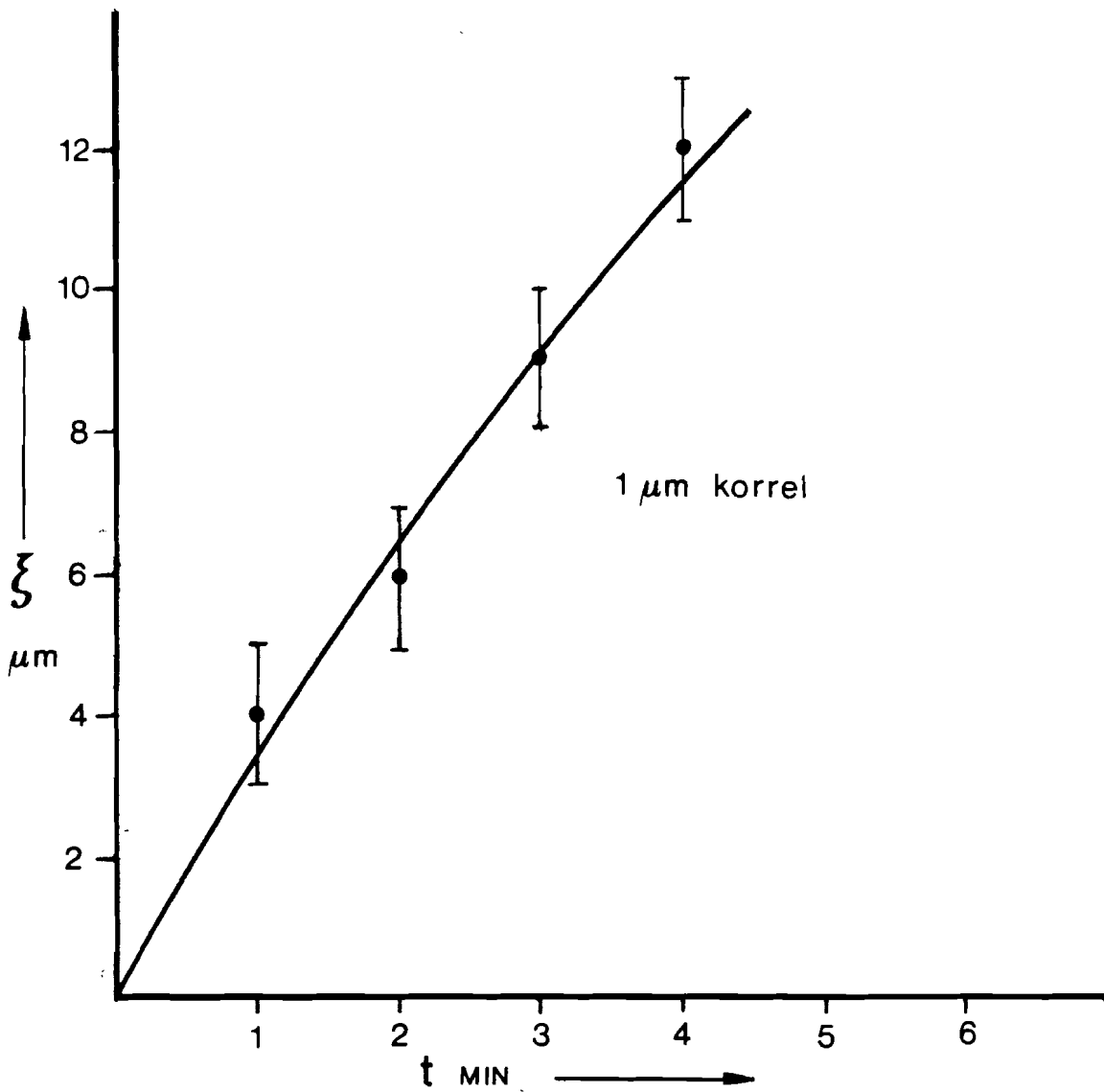


Fig. 14 Afname van diamantpasta korrel 1 μm als functie van de tijd.

Verder is in Fig.15 weergegeven de gemiddelde verspaansnelheid gemeten over 10 preparaten. Het is waarneembaar dat er sprake is van een zekere achteruitgang in dit proces, als de pasta niet ververst wordt neemt de verspaansnelheid vrijwel exponentieel af. Over het algemeen reproduceert het proces goed al moet worden opgemerkt dat polijsten voor een groot gedeelte meer een kunst is dan een kunde. Voor een goed oppervlakteresultaat is het met

name van belang dat het preparaat zeer snel van de draaiende schijf wordt verwijderd.

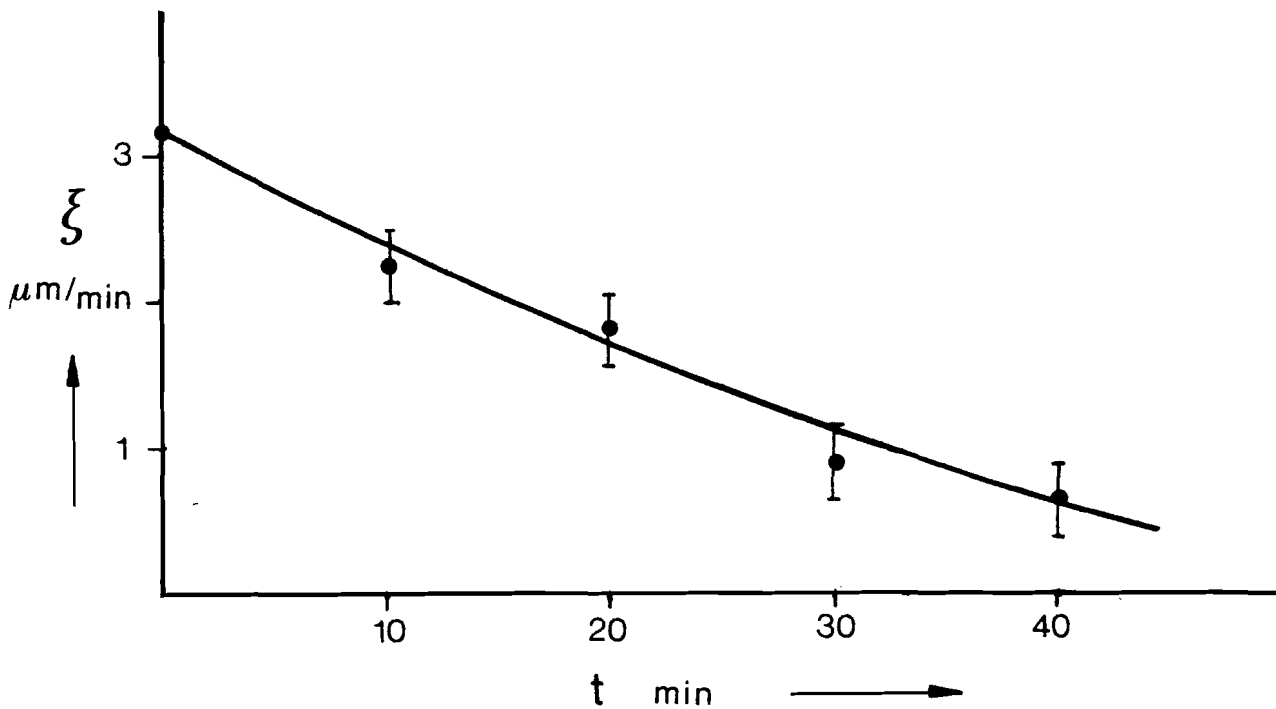


Fig. 15. Gemiddelde verspaansnelheid van diamantpasta korrel  $1 \mu\text{m}$  als functie van de tijd.

Voor het lichtstraalberekingsgedeelte is uitgegaan van een gemiddelde laslengte van  $300 \mu\text{m}$ . Voor de verdeling in segmenten is uitgegaan van het verschil tussen het continue verloop in een medium met parabolische index en het verloop van de stapsgewijze approximatie. Als criterium is gebruikt de maximale hoekafwijking, daar tengevolge van afwijkingen qua hoek lichtstralen juist tot een andere categorie (bijvoorbeeld uitgestraalde stralen) kunnen gaan behoren. Bij een verdeling in zones van  $10 \mu\text{m}$  bleek de hoekafwijking kleiner dan  $0,01$  graad.

#### 4.1 Oppervlaketoleranties voor het polijstproces.

Ofschoon polijsten een op het oog glad oppervlak tot resultaat heeft blijven er microscopische oppervlakteruwheden aanwezig. Zulke ruweden geven aanleiding tot scattering. Enerzijds zal een deel van het zo verstrooide licht buiten de numerieke apertuur van  $L_2$  vallen anderzijds zullen hoogteverschillen in het meetoppervlak aanleiding geven tot interferentie ter plaatse van de fotocel PD. Duidelijk is dat de totale intensiteit af zal hangen van de aard der hoogteverschillen. Als basis voor de analyse van de invloed van hoogteverschillen is uitgegaan van de volgende modelaannamen: het oppervlak heeft ten opzichte van de golflengte slechts een kleine gemiddelde kwadratische afwijking  $\sigma$ , gerekend wordt met een invallende vlakke golf.

Zie Fig. 16

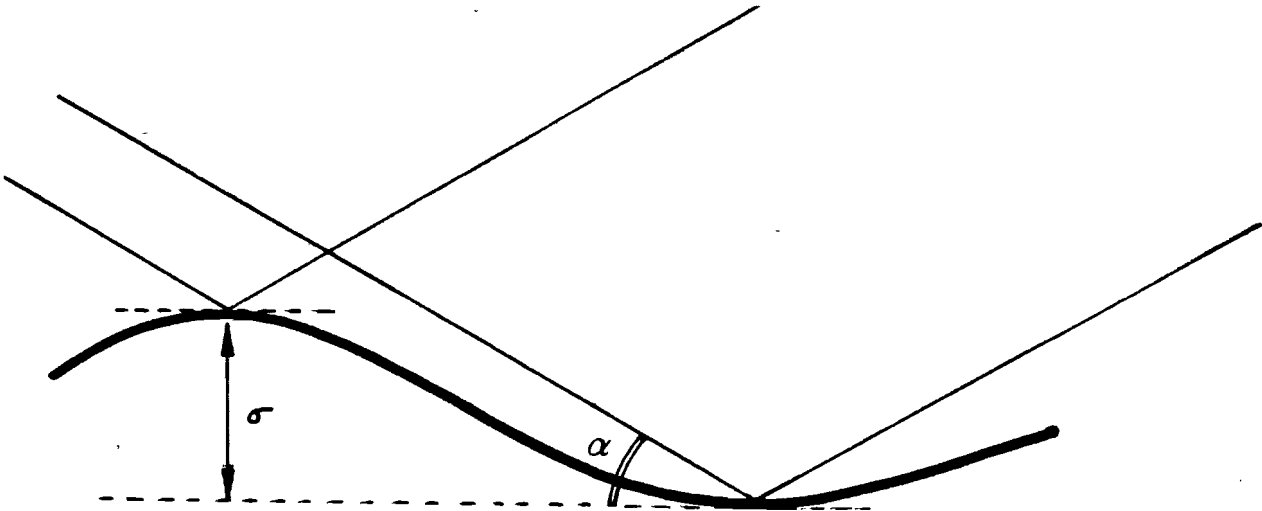


Fig. 16. Invallende vlakke golf op een niet vlak medium.

Voor de relatieve variatie  $\epsilon$  in de intensiteit geldt in eerste orde benadering [2] :

$$\epsilon = \left( \frac{2\pi}{\lambda} \sin \alpha \right)^2 \cdot \sigma^2 \quad (27)$$

De variatie die toegestaan kan worden is van de orde  $10^{-4}$ . Dit houdt in dat de gemiddelde kwadratische afwijking  $\sigma$  niet meer dan  $10^{-3} \lambda$  mag bedragen. De laatste stap in het polijstproces gebeurt met een korrel van 50 nm, terwijl gemeten wordt met een golflengte van 800 nm. Het is twijfelachtig of met dit proces de gewenste oppervlaketolerantie bereikt kan worden.

## 5. Resultaten

Na een aantal metingen aan vezels die niet waren gepolijst doch met behulp van een kapapparaat waren gekapt, bleek dat de stabiliteit van de amplitude van de modulerende bron onvoldoende was.

Door gebruik te maken van een extra afkijkdiode, een tweede lock-in versterker en een gelijkspanningsgeregelde wisselspanningsversterker kon de stabiliteit van de wisselspanningsamplitude worden opgevoerd tot 1 op  $10^4$ . Het schema van deze stabilisatieschakeling is opgenomen in bijlage 1.

In Fig. 17 is een resultaat weergegeven van een één-dimensionale scan van het indexprofiel van een aangesneden vezel.

Gemeten is hier met een lichtvlekdiometer van 2  $\mu\text{m}$ . De piekvormige verstoring is afkomstig van een miniscuul vloeistofdruppeltje dat met de stikstofstroom niet verwijderd wordt.

Wordt na enige tijd (enkele uren) de meting herhaald dan blijkt het indexprofiel zich gewijzigd te hebben. De conclusie dat het indexprofiel zich wijzigt is gerechtvaardigd omdat de meetopstelling in beide gevallen 10 krommen binnen de meetnauwkeurigheid aan elkaar gelijk aflevert. De resultaten in Fig. 17 en Fig. 18 zijn de gemiddelde waarden van steeds 10 metingen. Bovendien is de maximale afwijking tussen de twee figuren ongeveer 6 maal de meetnauwkeurigheid. Meting van het indexprofiel van gepolijste vezels levert zeer onnauwkeurige resultaten. De reden hiervoor is in het voorgaande al genoemd: door het polijstproces wordt materiaal uitgesmeerd als gevolg van het polijst ontstaat een dun oppervlaktelaagje met afwijkende brekingsindex.

Door etsen met een 4% HF oplossing (3 minuten etsen bij kamertemperatuur) blijkt het achterliggende indexprofiel weer tevoorschijn te komen. Echter het etsen legt een te ruw oppervlak bloot om met voldoende nauwkeurigheid te kunnen meten. Door meermaals herhalen van de laatste stap van het polijstproces (50 nm korrel) en het etsen is een geschikt oppervlak te bereiken.

Ook dit indexprofiel blijkt zich in de tijd te wijzigen en in nog ernstiger mate als bij de aangekapte vezels.

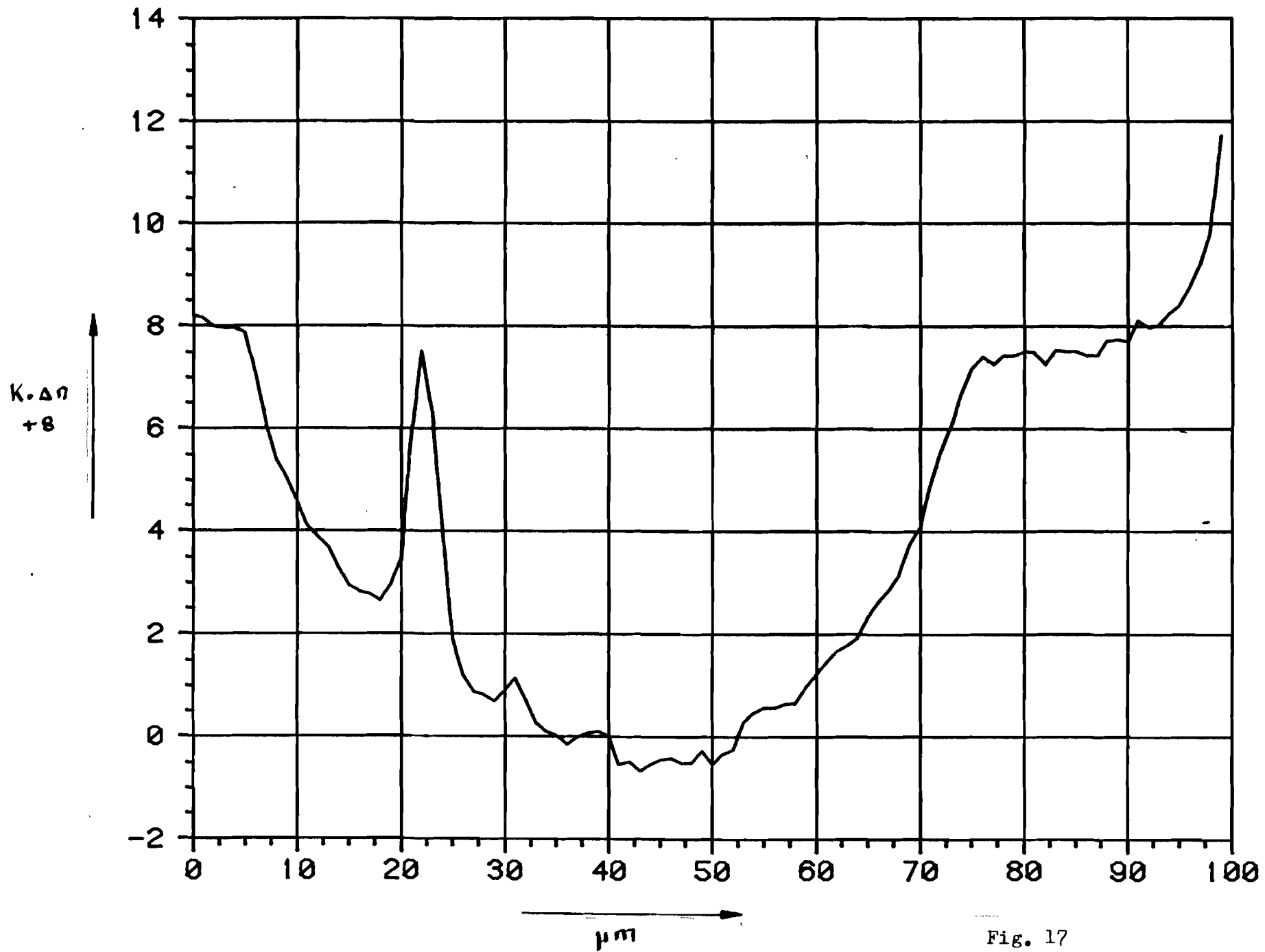


Fig. 17

Eendimensionele eifasting van aangekapte vezel met per. profiel

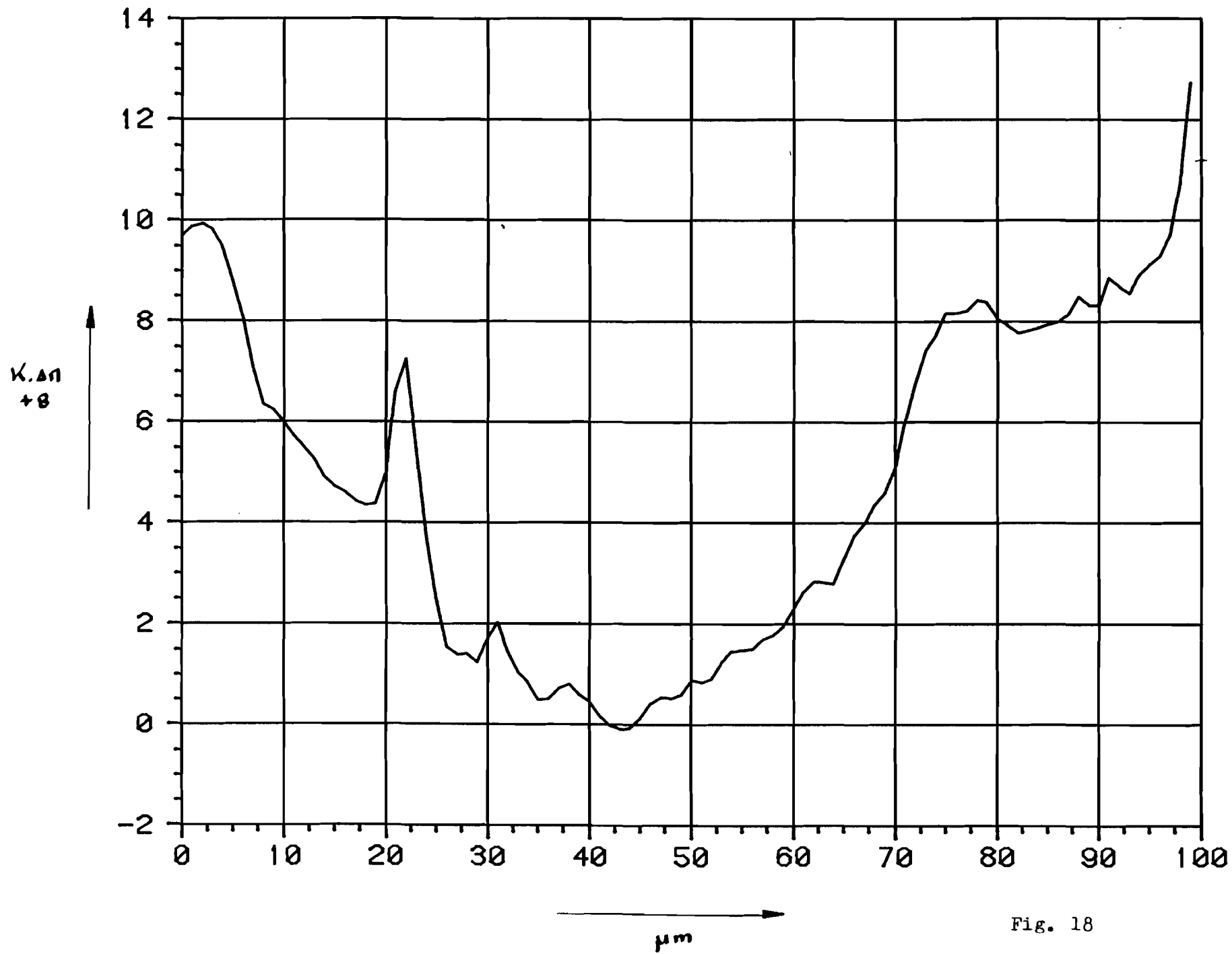


Fig. 18

Eendimensionale aftasting van aangekapte vezel met par. profiel

Het indexprofiel blijkt stabiel te worden als de vezel enige tijd wordt ondergedompeld in een verzadigde oplossing van  $\text{SiO}_2$  en HF. In de optische materiaalbehandelingstechnieken staat dit bekend als passiferen. De vraag blijft of op deze manier het echte indexprofiel wordt gemeten.

Door nu een las te behandelen volgens het normale polijstproces het herhaalde proces van etsen en laatste stap van het polijsten en het passiferen wordt een oppervlak verkregen dat geschikt is om aan te meten. Grondige reiniging met SBS 25 is noodzakelijk. In Fig. 19 is weergegeven hoe het resultaat van een op deze manier behandelde las eruit ziet. (een tweedimensionale scan)

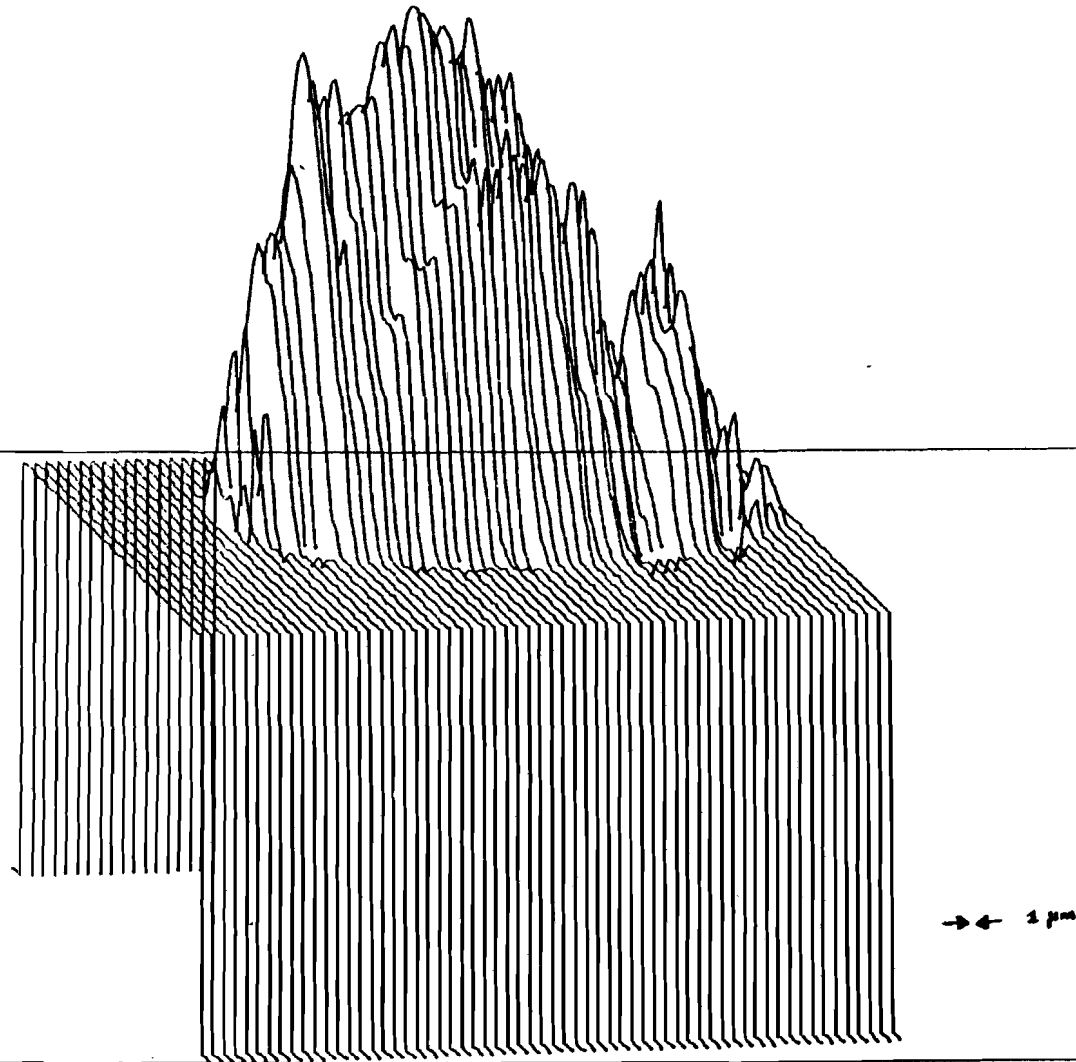
De resultaten die op deze moeizame wijze bereikt zijn blijven ondermaats. De meetmethode is zeer gevoelig voor storingen in de vorm van trillingen en kleine vloeistofdruppels. Bovendien is het niet duidelijk of op deze manier echt het indexprofiel gemeten wordt.



METING 27

19-SEP-83

Fig. 19. Weergave van indexprofiel van een lasdoorsnede



Bijlage 1

In deze bijlage zijn opgenomen:

- 1) Het schema van de wisselspanningsamplitudestabilisator Fig. 20
- 2) Meetresultaten van de kwaliteit van deze schakeling. Fig. 21 t/m 24

Met de schakeling van Fig. kan een verbetering van een factor 100 in amplitudestabiliteit worden verkregen. De uiteindelijke amplitudestabiliteit is beter als 1 op  $10^4$ .

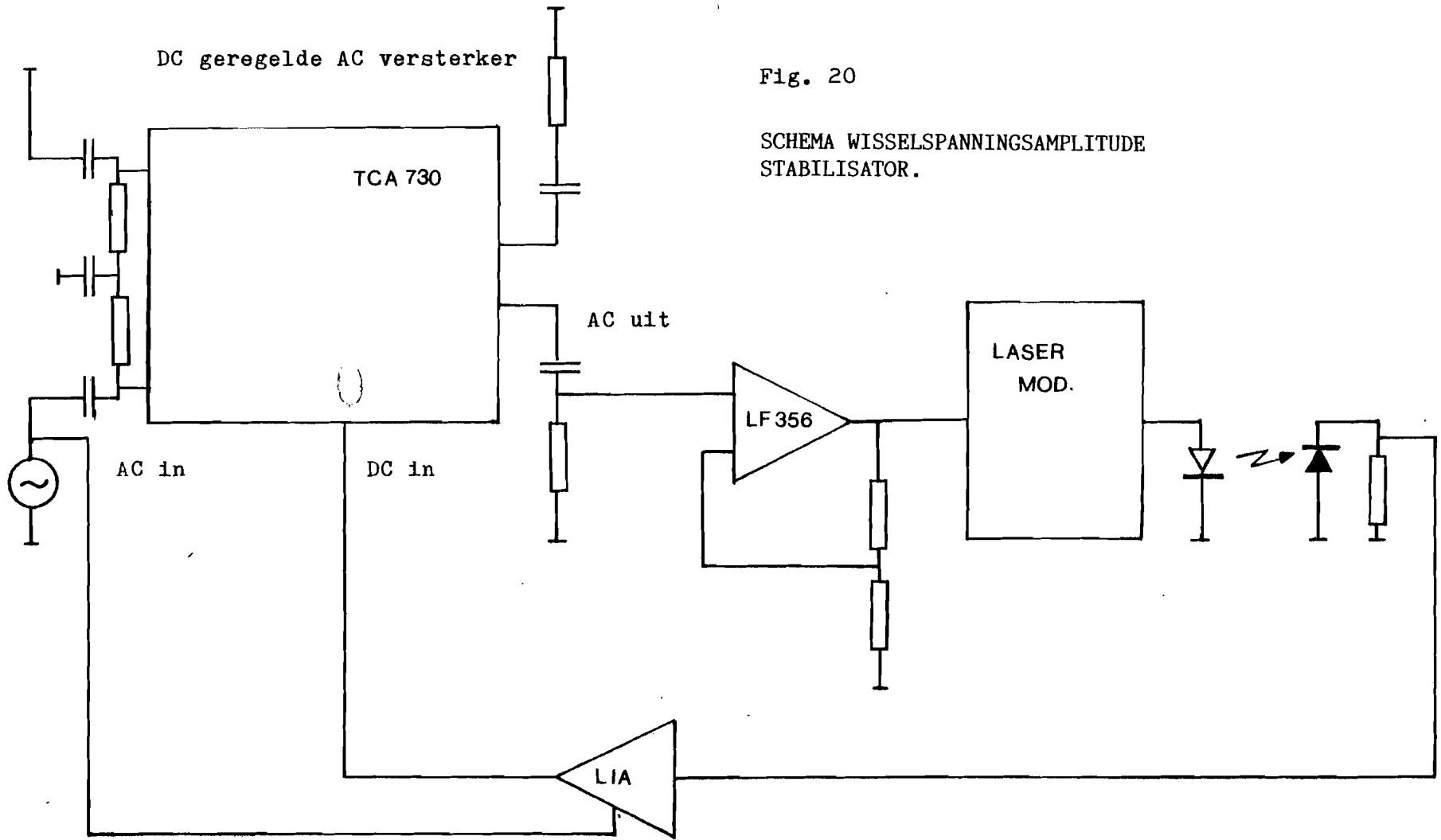


Fig. 20

SCHEMA WISSELSpanningsAMPLITUDE  
STABILISATOR.

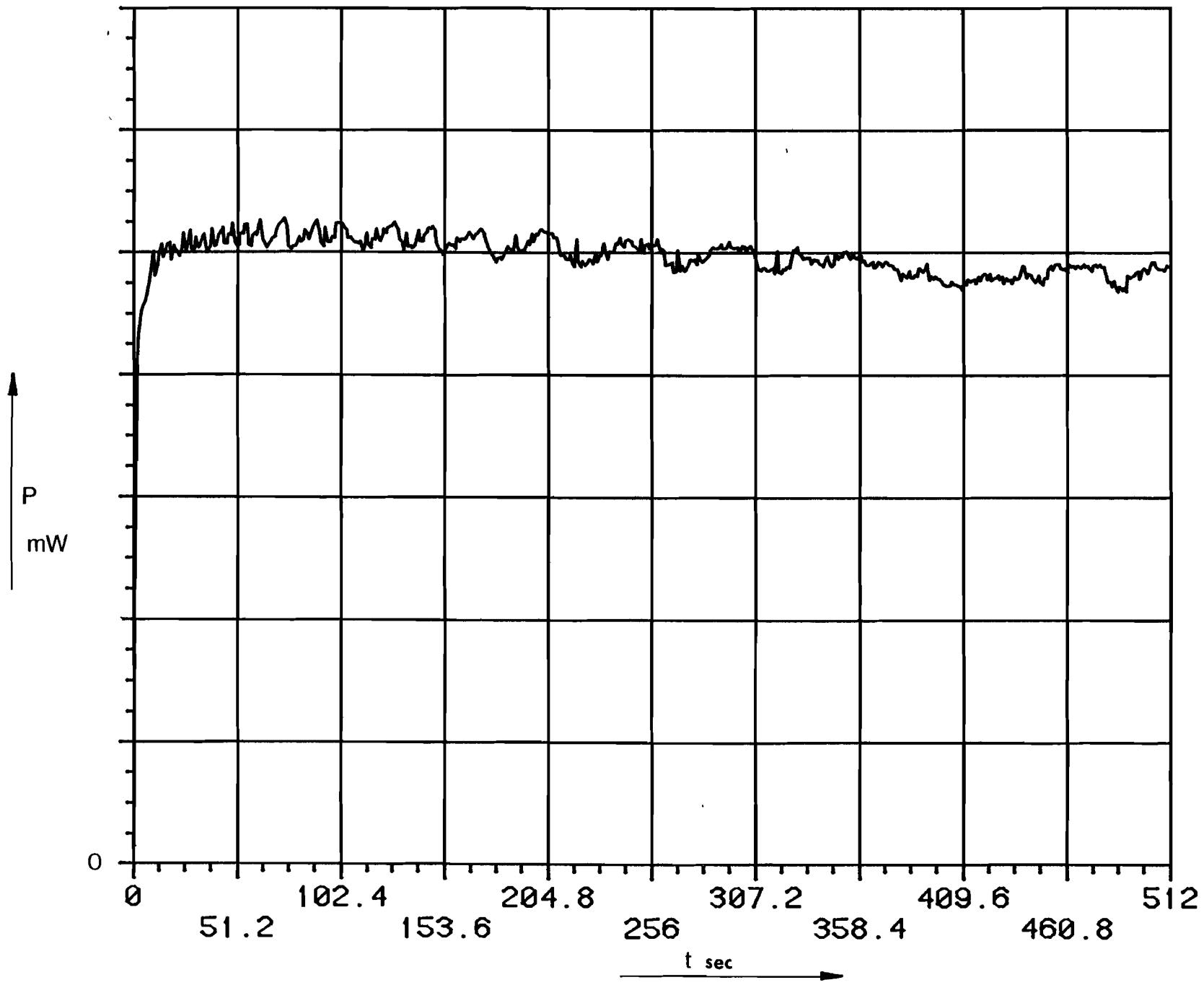


Fig. 21

INSCHAKELCURVE

LASER

ZONDER AC-STAB

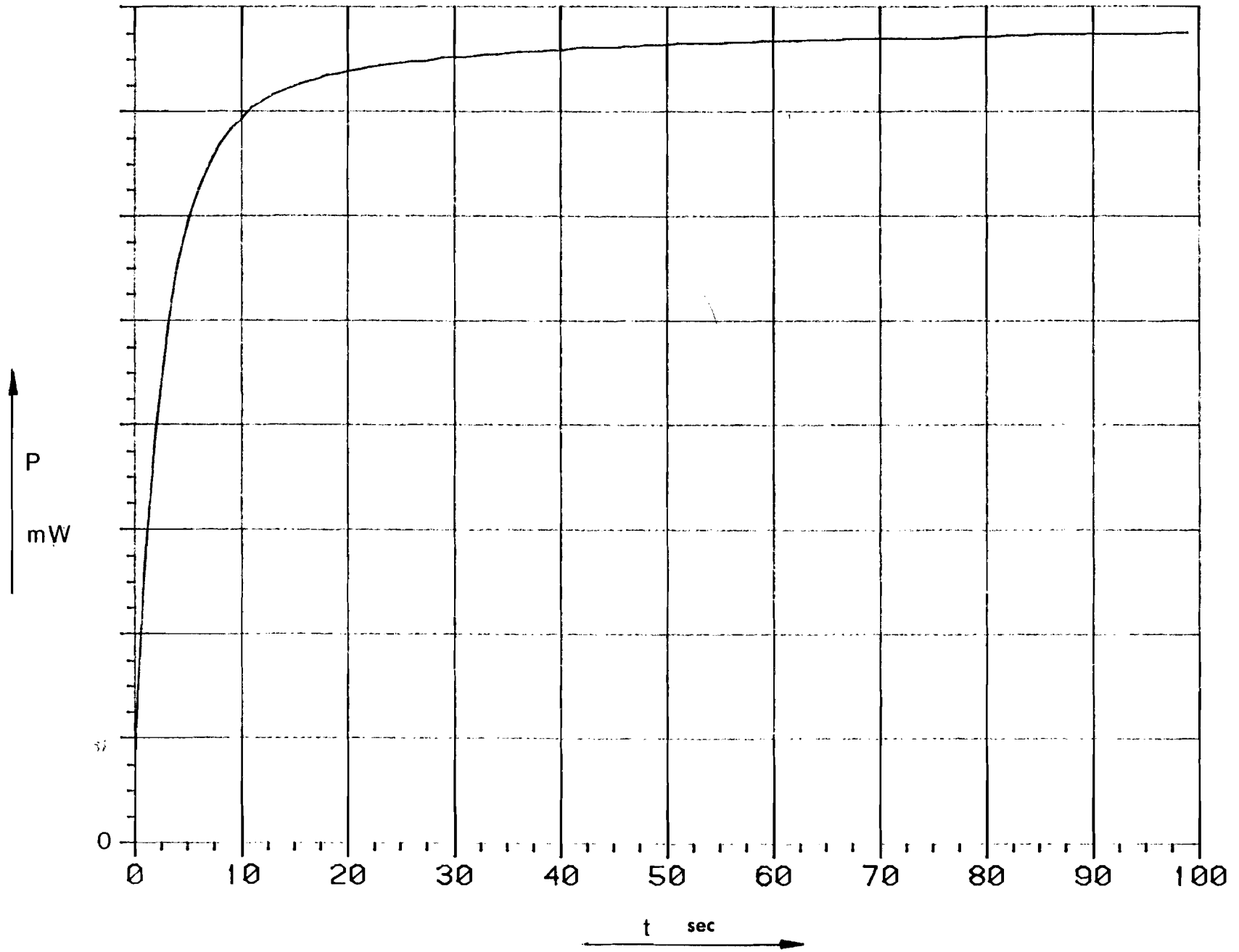
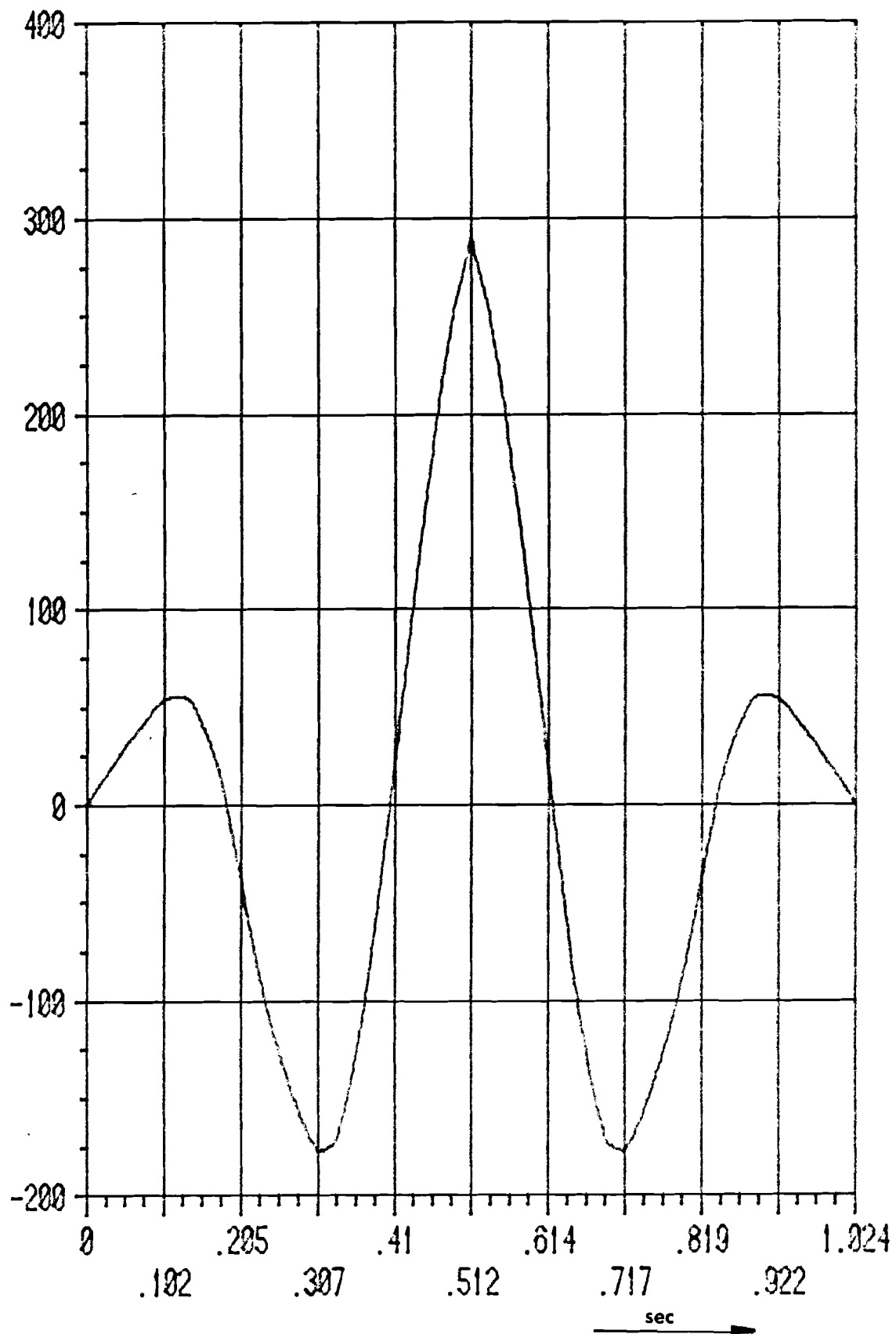


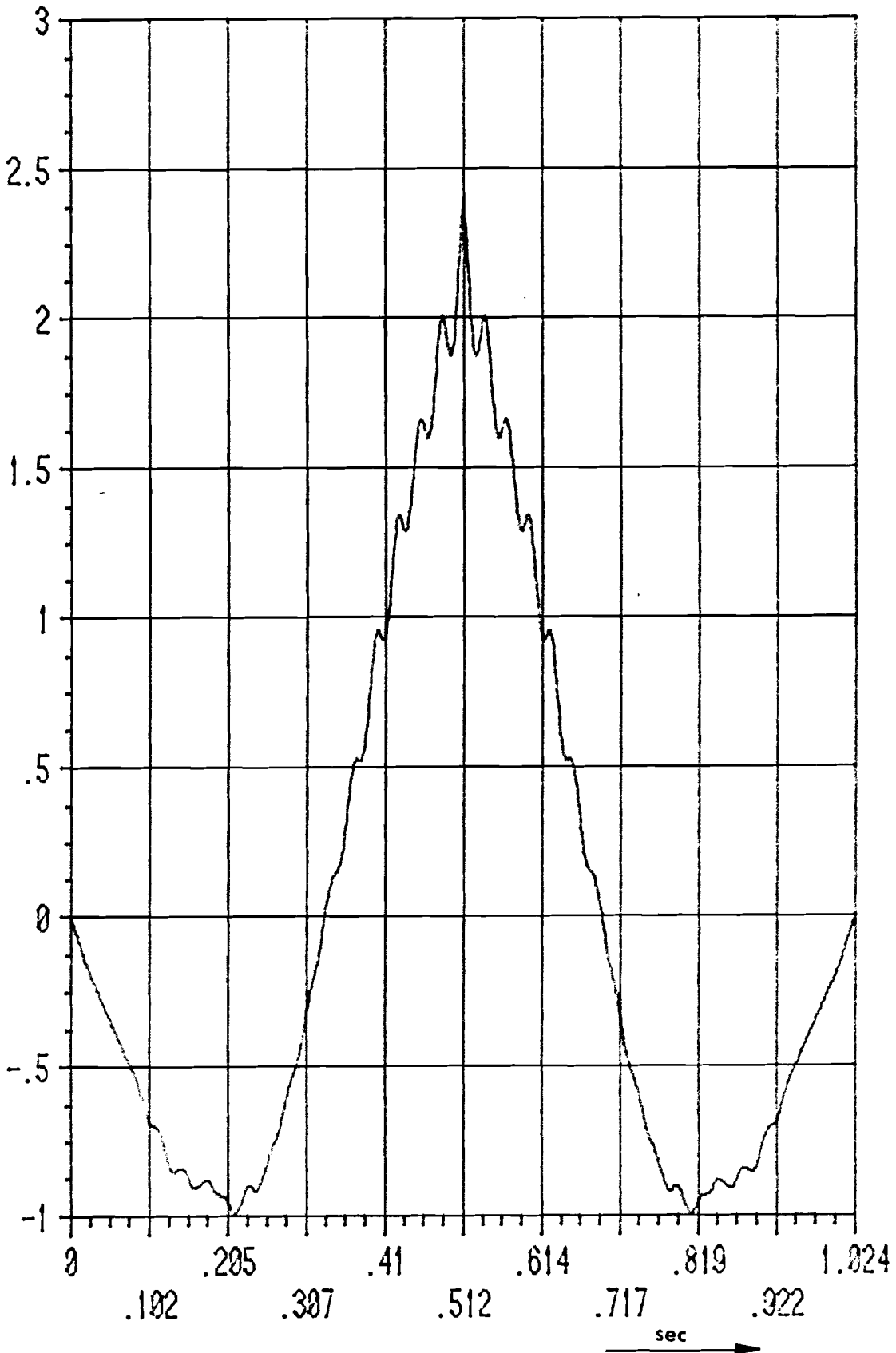
Fig. 22

INSCHAKEL-  
CURVE  
NA AC-  
STAB.

1E-6 Fig. 23 AUTOCOR. FUNCTIE VAN DE STORINGEN IN LASERAMPLITUDE.



1E-6 Fig. 24 AUTOCOR. FUNCTIE VAN STORINGEN NA STABILISATIE.



## Bijlage 2

Het binnenhalen van meetwaarden en besturing van de stappenmotoren.

Voor het op correcte wijze binnenhalen van meetwaarden via de IEEE-bus zijn vier zaken van belang:

- 1) juiste keuze van de wachttijden,
- 2) bij herhaald meten van een interval onder besturing van stappenmotoren moeten maatregelen genomen worden om hysteresis te vermijden,
- 3) bij zeer lange meettijden moet rekening worden gehouden met drift,
- 4) nagegaan moet worden of het bereik van de ADC zo gunstig mogelijk wordt gebruikt.

Ad 1.

In het systeem bevinden zich twee tijdconstanten te weten:

De tijdconstante van het LDF van de LIA en de conversietijd van de ADC.

De wachttijd bij het binnenhalen van een meetwaarde na het plaatsvinden van een stap d.m.v. een stappenmotor dient tenminste 2 maal de waarde van de tijdconstante van de LIA te zijn.

Voor het verzenden van de meetwaarde van de ADC naar de COMP moet een wachttijd van 80  $\mu$ sec worden opgenomen (conversietijd ADC). De keuze van de tijdconstante van de LIA wordt mede bepaald door de gewenste signaalruisverhouding en de drift.

Ad 2.

Het opvangen van de hysteresis van de stappenmotoren kan gebeuren door het meetinterval steeds in dezelfde richting te doorlopen. Hiervoor is het bovendien nodig dat bij terugkeer naar het oorspronkelijke startpunt dit met minstens twee stappen wordt overschreden waarna twee stappen in voorwaartse richting nodig zijn bij het startpunt te arriveren.



Ad 3.

Door de zeer lange meettijden(24 uur voor een doorsnede) ontstaat drift. Om hiervoor te kunnen compenseren is het vermogensspectrum van het driftsignaal bepaald teneinde de snelste veranderingen ten gevolge van drift vast te kunnen stellen. Omdat het hier een niet stationair proces betreft is dit enige male gebeurt om het ergste geval vast te kunnen stellen. Deze snelste verandering van enige betekenis ligt bij 1/100 Hz.

Voor het bereiken van een goede driftcompensatie staan een aantal wegen open. Onder andere kan een Kalmanfilter worden geïmplementeerd op de computer. Hiervoor dient men echter te beschikken over een set orthogonale basisfunctie voor de te verwachten signaalvorm. Aangezien deze signaalvorm zich steeds wijzigt bij aftasten van een lasdoorsnede is dit niet de meest geeignende oplossing.

De driftcompensatie kan ook worden bereikt door de opeenvolgende meetkrommes met elkaar te vergelijken qua gemiddelde waarde over de gehele kromme(tijd tussen twee opnamen is ca 100 sec). Van het totaal aantal krommes wordt bovendien een gemiddelde kromme bepaald waarmee sterke stoorpieken uit meetkrommes kunnen worden weggesneden.

Ad 4.

Het meetsignaal mag i.v.m de drift te kan worden verwacht geen grotere ingestelde waarde bij aanvang bereiken dan  $2/3$  van de halve zwaai van de uitgang van de LIA(van -10 tot 10 volt).

Uiteraard is het zo gunstig mogelijk de volledige zwaai te benutten.

Besturing van de stappenmotoren.

Aansluitnummer bus in	functie	benodigde HEXDEC code
0	+ x puls	FFFE
1	- x puls	FFFD
2	+ x continu	FFFB
3	- x continu	FFF7
4	continu snel x	FFEF
5	+ y puls	FFDF
6	- y puls	FFBF
7	+ y continu	FF7F
8	- y continu	FEFF
9	continu snel y	FDFE
10	+ z puls	FBFF
11	- z puls	F7FF
12	+ z continu	EFFE
13	- z continu	DFFF
14	continu snel z	BFFF
15	output	7FFF

De hexdec codes FFEF, FDFE en BFFF hebben op zichzelf geen uiwerking  
continu snel plus x snel heeft de code FFE7 enz.

Gegevens stappenmotoren

Ingang	Uitgang
1 + met puls	+ puls
2 - met puls	- puls
3 + continu	einde +
4 - continu	einde -
5 continu snel	continu snel

Aansluitnummer bus uit

0 x	einde plus
1 x	einde min
2 y	einde plus
3 y	einde min
4 z	einde plus
5 z	einde min

LITERATUURLIJST:

- 1 B. Bendow and S. Mitra  
Advances in ceramics volume 2,  
The American Ceramic society Inc. 1981
- 2 F. Bass and I. Fuks,  
Wave scattering from statistically rough surfaces,  
Pergamon Press,1979
- 3 M.Srinath and P. Rajesekaran,  
An introduction to statistical signal processing with  
applications,  
John Wiley and sons,1979
- 4 L. Chernov,  
Wavepropagatiopn in random media,  
Mc. Grawhill,1960
- 5 M. Born and E. Wolf  
Principles of optics,sith edition,  
Pergamon Press,1980
- 6 Hecht and Zajac,  
Optics  
Adisson Wesley,1980
- 7 J. van der Plaats en W. van Etten,  
Dictaat Glasvezelcommunicatie  
THE,1983
- 8 B. Costa and B. Sordo,  
Measurements of the refractive index profile in optical  
fibres:comparison between different techniques,  
Communication III.4,C-Selt,pp. 81-86,1977.
- 9 E. Maron, B. Chen and O. Ramer,  
Spotsize of focused truncatedgaussian beams,  
Optical Engineering,Vol. 18,pp. 79-81,jan-feb 1979,
- 10 K. White,  
Practical application of the refracted near-field technique  
for the measurement of optical fibre refractive index profiles,  
Optical and Quantum Electronics,Vol 11,pp 185-196,1979,
- 11 P. Francois, I. Sasaki and M. Adams,  
Practical three-dimensional profiling of optical fiber  
preforms,  
IEEE J. of Quantum Electronics, Vol 18,pp 524-535,april 1982,
- 12 M. Adams,  
An introduction to optical waveguides,  
John Wiley and sons, 1981,
- 13 Hitachi Laserdiodes Manuel
- 14 A. Papoulis,  
Signal Analysis,  
Mc. Grawhill,1977.