

MASTER

De constructie van een roterende analysator ellipsometer t.b.v. in situ laagdikte meting bij het project plasma-etsen

de Zeeuw, C.J.H.

Award date:
1985

[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.

Technische Hogeschool Eindhoven
Afdeling der Technische Natuurkunde
Vakgroep Deeltjesfysica
Onderwerpgroep Atoom- en Plasmafysica

De constructie van een roterende analysator
ellipsometer t.b.v. in situ laagdikte
meting bij het project plasma-etsen

C.J.H. de Zeeuw VDF-NT/85-12
 juni 1985

Verslag van het afstudeerwerk van C.J.H. de Zeeuw

Afstudeer hoogleraar : Prof. Dr. Ir. D.C. Schram
Begeleider : Ir. G.M.W. Kroesen
 Prof. Dr. F.J. de Hoog

Dankwoord

Graag wil ik op deze plaats alle medewerkers van de onderwerpgroep Atoom- en plasmafysica bedanken voor de prettige samenwerking.

Een speciaal woord van dank gaat hierbij uit naar Gerrit Kroesen, voor de bijzonder aangename samenwerking.

Verder wil ik nog de volgende personen (in alfabetische volgorde) met name bedanken:

Theo Bisschops

John Bleize

Frits de Hoog

Rob Janson

Fred van Nijmweegen

Ries v.d. Sande

Lex Straaijer

Jan Voskamp

Sten de Wit

Samenvatting

In deze periode is ten behoeve van laagdikte metingen bij het project plasma-etsen een roterende analysator ellipsometer gebouwd. Hiermee zijn de ellipsometrische hoeken Δ en ψ tot op 0.1° te meten. De maximaal haalbare meetsnelheid bedraagt 100 metingen per seconde. Met deze ellipsometer zijn metingen verricht aan het effect dat een RF plasma in CF_4 en Ar had op een silicium wafer waarop zich een laag oxide bevond. Voor zover het proces zuiver etsen van de oxidelaag betrof was de verandering van de laagdikte goed te volgen. Het ellipsogram bood echter nog veel meer informatie die nog verder geïnterpreteerd moet worden.

Verder is als voorstudie voor een te bouwen infrarood Fourier interferometer aandacht besteed aan het functioneren van de Fast Fourier Transform procedure, zoals die bij dergelijke instrumenten gebruikt wordt. Ook zijn er enkele eisen voor de nauwkeurigheid van de positionering van de beweegbare spiegel geformuleerd.

Inhoud

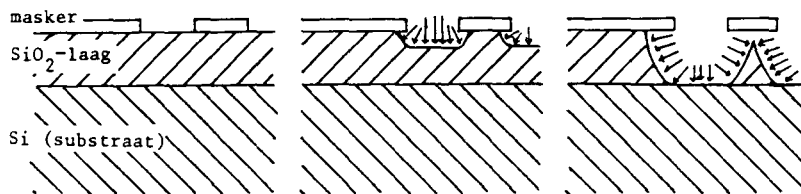
1.	Inleiding	1.1
2.	Theorie	2.1
2.1	Het principe van een ellipsometer	2.1
2.2	Gepolariseerd licht	2.2
2.3	Voortplanting van gepolariseerd licht	2.7
2.4	Meetprincipe van de roterende analysator ellipsometer	2.10
2.5	Andere ellipsometers	2.14
2.5.1	Roterende polarisator ellipsometer	2.14
2.5.2	Spectroscopische ellipsometer	2.14
2.5.3	Polarisatie modulatie ellipsometer	2.15
3.	Het berekenen van de ellipsometrische constanten van een substraat met een of meer lagen	3.1
3.1	Isotrope media	3.1
3.1.1	Enkelvoudig substraat	3.1
3.1.2	Substraat met een dunne laag	3.2
3.1.3	Substraat met meer lagen	3.5
3.2	Anisotrope media	3.6
4.	Beschrijving van de roterende analysator ellipsometer	4.1
4.1	Optisch gedeelte	4.1
4.2	Het computer systeem	4.2
4.3	De software	4.3
4.3.1	Meting met gebruik van Fourier analyse	4.3
4.3.2	Correctie voor stand van de analysator	4.5
4.3.3	Blokanalyse	4.6
4.3.3.1	Inleiding	4.6
4.3.3.2	Mathematische beschrijving	4,7
4.3.3.3	Meetprocedure bij blokanalyse	4.12

5.	Resultaten	5.1
5.1	Inleiding	5.1
5.2	Interpretatie grafieken	5.1
5.2.1	$\Delta\psi$ -plaatjes	5.1
5.2.2	laagdikte	5.3
5.3	'Nat'-etsen	5.5
5.4	Plasma etsen	5.6
5.4.1	Wafer op aardelectrode	5.6
5.4.2.1	Wafer op RF electrode	5.9
5.4.2.2	Afwijkende vormen	5.12
5.4.2.3	Eindpunt gedrag	5.15
5.5	Etssnelheden	5.16
5.6	Polarisatie modulatie ellipsometer	5.19
5.6.1	Inleiding	5.19
5.6.2	Tijdsopgeloste metingen	5.20
5.6.3	Spectroscopische metingen	5.21
6.	Fouten theorie	6.1
6.1	Signaalverwerking	6.1
6.1.1	Ruisfouten	6.1
6.1.2	Offset	6.2
6.1.3	Reproducerende fouten	6.2
6.1.4	Triggerfouten	6.3
6.2	Invloed van fouten in a en b op Δ en ψ	6.3
6.2.1	Inleiding	6.3
6.2.2	Absolute fouten	6.4
6.2.3	Relatieve fouten	6.5
6.2.4	Systematische storingen	6.8
6.3	Systematische fouten	6.8
6.3.1	Uitlijnfouten	6.8
6.3.1.1	Inleiding	6.8
6.3.1.2	Polarisator	6.9
6.3.1.3	Analysator	6.9
6.3.1.4	Vensters	6.10
6.3.2	Niet idealiteit componenten	6.12
6.3.2.1	Polarisator	6.12
6.3.2.2	Analysator	6.13
6.3.2.3	Diversen	6.13

7.	Mogelijke verbeteringen van de RA ellipsometer door het gebruik van een kwartlambda plaatje	7.1
7.1	Inleiding	7.1
7.2	Theorie	7.2
8.	Conclusies	8.1
8.1	In situ ellipsometrie	8.1
8.2	Plasma etsen	8.1
8.3	Spectroscopie	8.1
8.4	Vergelijking van de Roterende Analysator Ellipsometer met de Polarisatie Modulatie Ellipsometer	8.2
8.4.1	Snelheid	8.2
8.4.2	Nauwkeurigheid	8.2
8.4.3	Gebruikersgemak	8.3
8.4.4	Kosten	8.3
8.4.5	Conclusie	8.3
8.5	Enkele suggesties voor de toekomst	8.4
9.	Referenties	
	appendix A uitlijnprocedure	
	laser	
	motor + detector	
	stand polarisator	
	appendix B beschrijving van het programma ELLMET	
	appendix C gebruikte programma's	
	gebruiksaanwijzing plotprogramma's	
	listings EI6, EIREF, EI, ELLIB, ELLMET	
	appendix D volledige metingen met de ellipsometer aan etsreactor	
	appendix E Fourier interferometer	
	1 Inleiding	E.1
	2 Eigenschappen FFT	E.2
	2.1 Apparaatprofiel	E.2
	2.2 Fouten door fase van de meetpunten	E.7
	2.3.1 Niet constante sampleafstand	E.9
	2.3.2 Fase triggerpunten	E.10
	2.3.3 Integratietijd detector	E.11
	2.3.4 Interpolatie in het interferogram	E.12
	2.4.1 Periodiciteit spectrum	E.14
	2.4.2 Filteren	E.15
	2.5 Referenties	E.18

1. Inleiding

Vroeger werden bij het fabriceren van I.C.'s isotrope etstechnieken gebruikt. Hierbij wordt de te etsen wafer in een etsbad (b.v. HF) gedompeld, waarbij de oxidelaag op het Si plaatselijk wordt weggeëtsd. Het nadeel van deze techniek is, dat er ook onder de beschermende laklaag materiaal wordt weggeëtsd (fig.1.1).

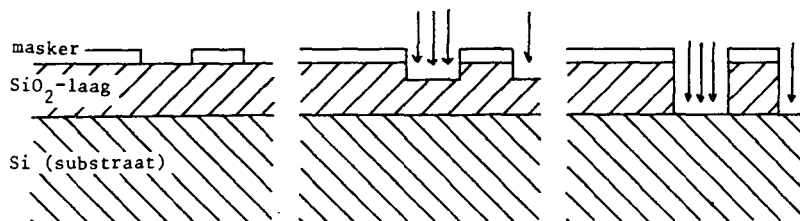


Figuur 1.1

Het effect van isotroop etsen.

Ook onder het masker wordt geëtsd, zodat de kleine details van het masker niet goed worden overgebracht op de resterende oxidelaag.

Als bij verdere verkleining van de detailgrootte de afmetingen van het kleinste detail vergelijkbaar worden met de dikte van de laag, is het niet meer mogelijk op deze manier de kleinste details betrouwbaar te reproduceren. Als daarentegen anisotroop geëtsd kan worden, zodat de laag onder het masker niet meer wordt aangetast (fig.1.2), kunnen deze kleine details wel gerealiseerd worden.



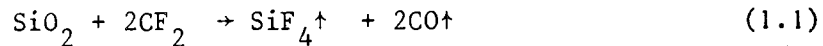
Figuur 1.2

Anisotroop etsen.

Door het gerichtte ionenbombardement wordt alleen op de niet door het masker bedekte plaatsen geëtsd.

In de onderwerpgroep plasma-etsen wordt dit anisotrope etsen onderzocht in een etsreactor, waarin een RF plasma in een mengsel van CF_4 , Ar en H_2 gecreëerd wordt. Een plak Si met daarop een laag SiO_2

(1,6 μ dik) bevindt zich op de RF-bekrachtigde electrode. In het plasma wordt uit CF₄ onder andere CF₂ geproduceerd. Als dit CF₂ op het oppervlak komt wordt het SiO₂, naar men aanneemt, weggeetst volgens de reactievergelijking



Tussen het plasma en de SiO₂-laag bevindt zich een donkere ruimte. Hierin worden ionen uit het plasma (Ar⁺, CF₃⁺ enz.) versneld in de richting van het oppervlak van het te etsen substraat. Door dit ionen bombardement blijken de etsreacties te worden versneld, waarbij als mogelijkheid wordt aangenomen dat SiO₂ vibrationeel wordt aangeslagen, er locale temperatuurverhoging optreedt, en dat de chemisorptie (CF₂ --> C + 2F) vergroot wordt. Het ionenbombardement heeft alleen effect op plaatsen waar zich geen masker bevindt. De versterkende werking is hierdoor anisotroop.

De selectiviteit (etsnelheid SiO₂ t.o.v. die van Si) van het etsen is nog te beïnvloeden door het toevoegen van H₂ of O₂:

-Door toevoeging van H₂ wordt de hoeveelheid F atomen verminderd via de reactie [WIN.78]:

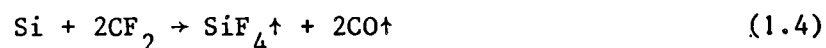


De etsreactie op Si ,



wordt in dit geval geremd door depositie van koolstof, terwijl de etsreactie op SiO₂ niet gehinderd wordt.

-Door toevoeging van O₂ wordt de hoeveelheid F groter. De etsreactie op Si wordt nu:



Alle reactieproducten zijn nu gasvormig, en de etsreactie wordt niet meer geremd. In dit geval wordt Si sneller geëetst dan SiO₂.

Om het verloop van het etsproces te kunnen volgen, is een in situ laagdiktemeting nodig. Hiervoor komen twee optische methoden in aanmerking: reflectometrie en ellipsometrie. Bij reflectometrie wordt de totale reflectiecoëfficiënt van het preparaat gemeten. Deze methode is gevoelig voor variaties in de intensiteit van de lichtbron, en emissie en absorptie door het plasma, dat zich in de lichtweg bevindt. Bij ellipsometrie wordt de (complexe) verhouding van de reflectiecoëfficiënten voor de p- en de s-polarisatierichtingen van het preparaat gemeten. Deze verhouding is veel nauwkeuriger te meten dan een absolute intensiteit. Bovendien geeft deze meting twee onafhankelijke gegevens (reëel en imaginair deel van de verhouding r_p/r_s), zodat behalve over de laagdikte ook nog informatie over de brekingsindices verkregen kan worden.

2. Theorie ellipsometer

2.1 Het principe van een ellipsometer

Als een lichtbundel een discontinuïteit in de brekingsindex treft, zoals het grensvlak tussen twee media (zie hoofdstuk 3), wordt een gedeelte hiervan gereflecteerd, en een gedeelte doorgelaten. De reflectie- en transmissiecoëfficiënten zijn verschillend voor golven met polarisatierichting in het vlak van inval (p richting), en golven met polarisatie loodrecht op dit vlak (s richting). De reflectie- en transmissiecoëfficiënten worden gegeven door de formules van Fresnel [HEC.74]:

$$R_p = \frac{n_2 \cos \phi_1 - n_1 \cos \phi_2}{n_2 \cos \phi_1 + n_1 \cos \phi_2} \quad R_s = \frac{n_1 \cos \phi_1 - n_2 \cos \phi_2}{n_1 \cos \phi_1 + n_2 \cos \phi_2} \quad (2.1,2)$$

Als het object dat door het licht getroffen wordt bestaat uit een substraat met daarop een dunne laag met een andere brekingsindex, treedt interferentie in deze laag op. Ook dan zijn er reflectiecoëfficiënten te berekenen voor de p- en s-golven.

Het principe van de ellipsometer berust op het meten van de polarisatieverandering die licht ondergaat bij reflectie aan een oppervlak. Een maat hiervoor is de complexe verhouding tussen de reflectiecoëfficiënten voor p- en s-golven. Deze grootte ρ is gedefinieerd als:

$$\rho = \frac{R_p}{R_s} \quad (2.3)$$

Bij het meten zijn zowel de onderlinge fase als de amplitude verhouding van de p- en s-golven van belang. Omdat dit twee onafhankelijke grootheden zijn, zijn er in principe ook twee onafhankelijke parameters van het oppervlak te bepalen.

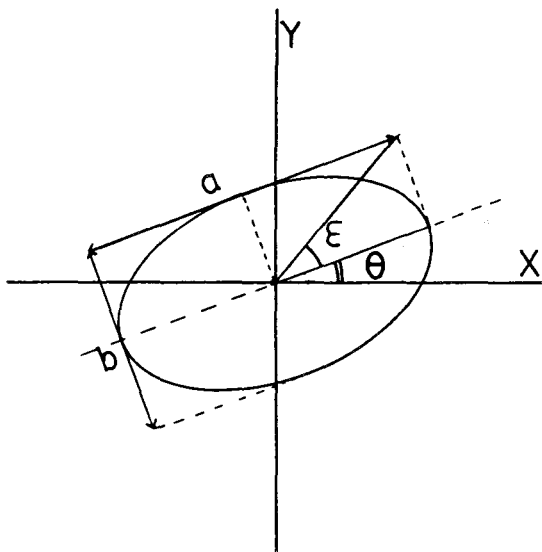
Dit kunnen bijvoorbeeld zijn: het reële en imaginaire deel van de brekingsindex van laag of substraat, of een combinatie van laagdikte en een reële brekingsindex. Voor een betrouwbare bepaling van een paar parameters moeten alle andere brekingsindices en laagdiktes bekend zijn.

2.2 Gepolariseerd licht

We gaan in eerste instantie uit van een strikt monochromatische, vlakke, TE golf, die zich in de Z-richting voortplant.

$$E_{xy}(z,t) = \hat{E}_x e^{j(\omega t - kz + \delta_x)} + \hat{E}_y e^{j(\omega t - kz + \delta_y)} \quad (2.4)$$

Als de fasen δ_x en δ_y niet afhankelijk zijn van t en z , en bovendien de verhouding van de amplitudes E_x/E_y , constant is, is er sprake van een elliptisch gepolariseerde golf [KRO.84] (zie fig 2.1).



Figuur 2.1

Voorstelling van elliptisch gepolariseerd licht.

De figuur toont de baan van de E-vector zoals die met de frequentie van het licht doorlopen wordt. Tevens zijn de ellipticiteitshoek ϵ ($\tan \epsilon = b/a$) en de azimuth hoek θ aangegeven.

Een elliptische golf kan beschreven worden met de ellipticiteitshoek ϵ en de azimuth hoek θ . Een ellipticiteitshoek van 0 of 90° wil zeggen dat de ellips ontaard is in een lijn. Er is dan sprake van linear gepolariseerd licht. Een ellipticiteitshoek van 45° komt overeen met circulair gepolariseerd licht.

Een andere manier om elliptisch gepolariseerd licht te beschrijven, is met de Jones-vector. Deze is (in x-y coördinaten) gedefinieerd als:

$$\underline{E}_{xy} = \begin{pmatrix} \hat{E}_x e^{j\delta_x} \\ \hat{E}_y e^{j\delta_y} \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

De Jones-vector bevat informatie over de onderlinge fase en amplitude van de x en y component van de golf. Voor linear gepolariseerd licht langs de x-as ($\epsilon=0$, $\theta=0$) is de Jones-vector te schrijven als:

$$\underline{E}_{xy} = A e^{j\delta} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

A is de amplitude, en δ is de fase. Voor een elliptisch gepolariseerde golf met ellipticiteitshoek ϵ en azimuth 0, is de Jones-vector:

$$\underline{E}_{xy} = A e^{j\delta} \begin{pmatrix} \cos \epsilon \\ j \sin \epsilon \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

In de meest algemene vorm, met azimuth θ wordt dit:

$$\underline{E}_{xy} = A e^{j\delta} \underline{R}(-\theta) \begin{pmatrix} \cos \epsilon \\ j \sin \epsilon \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Hierin is $R(\theta)$ de matrix voor rotatie van het coördinaten systeem over een hoek θ .

$$\underline{R}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Behalve in het cartesisch coördinaten stelsel x,y of een stelsel dat over een hoek gedraaid is t.o.v. dit stelsel, kan men het elliptisch gepolariseerde licht ook beschrijven met de basisvectoren E_l en E_r voor respectievelijk links- en rechts draaiend circulair gepolariseerd licht. De overgang tussen deze stelsels vindt plaats met de volgende transformaties:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -j & j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_l \\ E_r \end{pmatrix} \quad ; \quad \begin{pmatrix} E_l \\ E_r \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & j \\ 1 & -j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (2.10, 11)$$

In gevallen waar de absolute amplitude en fase niet van belang zijn, kan men de Jones-vector

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{E}_x e^{j\delta_x} \\ \hat{E}_y e^{j\delta_y} \end{pmatrix} = \hat{E}_x e^{j\delta_x} \begin{pmatrix} 1 \\ \chi_{xy} \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

beschrijven in het complexe vlak met de factor

$$\chi_{xy} = \frac{E_x}{E_y} = \frac{\hat{E}_x}{\hat{E}_y} e^{j(\delta_y - \delta_x)} \quad (2.13)$$

Als we deze strikt monochromatische beschrijving uitbreiden voor quasi monochromatische golven, krijgen we

$$\underline{E}_{xy} = \int_{\omega-\Delta\omega}^{\omega+\Delta\omega} \frac{\underline{E}_x(\omega)}{2\Delta\omega} e^{j\delta_x(\omega)} \begin{pmatrix} 1 \\ \chi_{xy}(\omega) \end{pmatrix} d\omega \quad (2.14)$$

Voor elliptische polarisatie moet $\chi_{xy}(\omega)$ constant zijn als functie van de frequentie. Dat wil zeggen:

$$\frac{\hat{E}_x}{\hat{E}_y} = \text{constant en } \delta_y(\omega) - \delta_x(\omega) = \text{constant} \quad (2.15,16)$$

Hieruit blijkt dat strikt monochromatisch licht en volledig (d.w.z. elliptisch) gepolariseerd, quasi monochromatisch licht in deze beschrijving ononderscheidbaar zijn.

Een derde manier om-gepolariseerd licht te beschrijven, is de Stokes vector. Deze is ook voor niet monochromatisch, en niet volledig gepolariseerd licht toepasbaar. Hij bestaat uit 4 elementen, die uit direct meetbare grootheden zijn samengesteld.

$$S_0 = \langle \hat{E}_x^2(t) + \hat{E}_y^2(t) \rangle \quad (2.17)$$

$$S_1 = \langle \hat{E}_x^2(t) - \hat{E}_y^2(t) \rangle \quad (2.18)$$

$$S_2 = 2 \langle \hat{E}_x(t) \hat{E}_y(t) \cos(\delta_y(t) - \delta_x(t)) \rangle \quad (2.19)$$

$$S_3 = 2 \langle \hat{E}_x(t) \hat{E}_y(t) \sin(\delta_y(t) - \delta_x(t)) \rangle \quad (2.20)$$

Dit is te schrijven als:

$S_0 = I_0 = I_x + I_y = I_+ + I_- = I_r + I_l$; De totale intensiteit.

$S_1 = I_x - I_y$; Preferentie voor horizontale lineaire polarisatie
t.o.v. verticale lineaire polarisatie.

$S_2 = I_+ - I_-$; Preferentie voor lineaire polarisatie onder +45 graden
t.o.v. polarisatie onder -45 graden met de x-as.

$S_3 = I_r - I_l$; Preferentie voor rechtsdraaiend circulaire polarisatie
t.o.v. linksdraaiend.

Hierin zijn I_x , I_y , I_+ en I_- de intensiteiten zoals die gemeten worden na een lineair polarisatie filter onder een hoek van resp. 0, 90, 45 en -45 graden met de x-as. I_r en I_l zijn intensiteiten gemeten via een filter dat alleen rechts- resp. linksdraaiend circulair gepolariseerd licht doorlaat.

De polarisatiegraad van het licht is gedefinieerd als

$$P = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (2.21)$$

Voor totaal (elliptisch) gepolariseerd licht is de polarisatiegraad gelijk aan 1. Met de polarisatiegraad zijn de Stokes parameters ook uit te drukken in ellipticiteit ϵ en azimuth θ (zie fig 2.1) volgens:

$$S_1 = -P \cos 2\varepsilon \cos 2\theta \quad (2.22)$$

$$S_2 = -P \cos 2\varepsilon \sin 2\theta \quad (2.23)$$

$$S_3 = -P \sin 2\varepsilon \quad (2.24)$$

Als voorbeeld volgen hier enkele polarisatietoestanden, uitgedrukt in de drie genoemde representaties (Jones, complex vlak en Stokes).

Linear gepolariseerd langs x-as:

$$\text{Jones: } \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{complex vlak: } 0 \quad \text{Stokes: } \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Linear gepolariseerd onder hoek p met de x-as

$$\text{Jones: } \begin{pmatrix} \cos p \\ \sin p \end{pmatrix} \quad \text{complex vlak: } \tan p \quad \text{Stokes: } \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2p \\ \sin 2p \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

Circulair linksdraaiend (rechtsdraaiend idem, met + i.p.v. - teken)

$$\text{Jones: } \begin{pmatrix} \frac{1}{2}\sqrt{2} \\ -\frac{1}{2}\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad \text{complex vlak: } -j \quad \text{Stokes: } \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

2.3 Voortplanting van gepolariseerd licht

Als de Jones-vector van een golf \underline{E} is, en na passage van een bepaalde component \underline{E}' , dan is de overgang te beschrijven met een Jones-matrix T volgens:

$$\underline{E}' = \underline{T} \underline{E} \tag{2.28}$$

Deze Jones-matrices worden in een systeem met meerdere componenten samengesteld volgens

$$\underline{T} = \underline{T}_i \underline{T}_{i-1} \dots \dots \dots \underline{T}_1 \tag{2.29}$$

Hierbij is \underline{T}_1 de matrix van de component die het licht op zijn weg het eerste tegenkomt.

Uitgedrukt in de bij de elementen behorende basis, zijn enkele Jones-matrices:

Voortplanting over een afstand d in een medium met brekingsindex n :

$$\underline{T} = e^{-2\pi j n d / \lambda} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.30}$$

Voortplanting door dubbelbrekend medium met indices n_e en n_o langs en loodrecht op de optische as :

$$\underline{T} = \begin{pmatrix} e^{-2\pi j n_e d / \lambda} & 0 \\ 0 & -2\pi j n_o d / \lambda \end{pmatrix} = K_c \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -j \end{pmatrix} \tag{2.31}$$

Hier is de laatste matrix een speciaal geval :een kwartlambda plaatje.

Medium met absorptie k :

$$\underline{T} = e^{-2\pi j(n-jk)d/\lambda} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

De absorptiecoëfficiënt is $\alpha = 4\pi k/\lambda$.

Uniaxiaal, dichroïsch medium :

$$\underline{T} = e^{-2\pi jnd/\lambda} \begin{pmatrix} e^{-2\pi dk_e/\lambda} & 0 \\ 0 & e^{-2\pi dk_o/\lambda} \end{pmatrix} = e^{-2\pi jnd/\lambda} \begin{pmatrix} e^{-\alpha_e d/2} & 0 \\ 0 & e^{-\alpha_o d/2} \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

met $\alpha = 4\pi/\lambda (k_e - k_o) = \alpha_o - \alpha_e$ is het dichroïsme. Het limietgeval hiervan is de totale (lineaire) polarisator:

$$\underline{T} = K_p \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

Reflectie aan een stap in de brekingsindex (in p en s coördinaten) :

$$\underline{T}^{ps} = \begin{pmatrix} R_p & 0 \\ 0 & R_s \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Hierin zijn R_p en R_s de reflectiecoëfficiënten voor licht met p en s polarisatie. Zij worden gegeven door de Fresnelcoëfficiënten [HEC.74]:

$$R_p = \frac{n_2 \cos \phi_1 - n_1 \cos \phi_2}{n_2 \cos \phi_1 + n_1 \cos \phi_2} \quad R_s = \frac{n_1 \cos \phi_1 - n_2 \cos \phi_2}{n_1 \cos \phi_1 + n_2 \cos \phi_2} \quad (2.1,2)$$

Hierin zijn n_1 en n_2 de brekingsindices van de twee media (reflectie in medium n_1 tegen medium n_2), ϕ_1 de hoek van inval en ϕ_2 de hoek die de doorgelaten bundel met de normaal maakt. Als een van deze twee brekingsindices complex is (absorberend materiaal), zijn de coëfficiënten R_p en R_s dit ook. Dit houdt in, dat er een faseverschil

tussen p- en s-golven wordt geïntroduceerd bij reflectie aan zo'n grensvlak. Een linear gepolariseerde bundel is na reflectie in het algemeen elliptisch gepolariseerd.

De voorafgaande matrices zijn uitgedrukt in hun eigencoördinaten. Als een element onder een hoek α met het x-y systeem staat, kan met de rotatie matrix

$$\underline{R}(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

met de transformatie

$$\underline{T}' = \underline{R}(\alpha) \underline{T} \underline{R}(-\alpha) \quad (2.37)$$

de bijbehorende matrix in het x-y systeem berekend worden.

Gegeneraliseerd: een coördinaten transformatie met overgangsmatrix \underline{F} , transformeert \underline{T} als

$$\underline{T}' = \underline{F}^{-1} \underline{T} \underline{F} \quad (\underline{F}\underline{F}^{-1} = \underline{I}) \quad (2.38)$$

Bij een Jones-matrix kunnen eigenvectoren en eigenwaarden gevonden worden. Zo'n eigenvector, of ook wel eigenpolarisatie, van een systeem wordt, afgezien van een (complexe) amplitude factor (de eigenwaarde) ongewijzigd doorgelaten. Als de determinant van de matrix, $\det(\underline{T})$, nul is, is er een eigenvector met eigenwaarde nul. Dat wil zeggen dat een van de eigenpolarisaties volledig wordt tegengehouden; de andere wordt, met gewijzigde amplitude, doorgelaten. Het beschouwde systeem gedraagt zich dan als een elliptische polarisator.

Als een Jones-matrix wordt getransformeerd naar zijn stelsel eigenpolarisaties, komen op de diagonaal de eigenwaarden te staan; de rest van de elementen is nul. Een elliptische polarisator heeft dus als matrix in zijn eigenpolarisaties (te,transmissie extinctie) :

$$\underline{T}'_{p}{}^{te} = K_p \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

met K_p de verliesfactor. Een niet ideale polarisator, met extinctie β ,

wordt voorgesteld door:

$$\underline{T}_P^{te} = K_P \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \beta \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

Met verg 2.38 kan deze matrix getransformeerd worden naar een willekeurige basis.

2.4 Het meetprincipe van de roterende analysator ellipsometer

We beperken ons hier tot reflectie ellipsometrie, berekend met Jones-vectoren en matrices. De matrix van een reflecterend oppervlak, al dan niet voorzien van een of meer lagen van een ander materiaal, is:

$$\underline{T}_S^{ps} = \begin{pmatrix} R_p & 0 \\ 0 & R_s \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

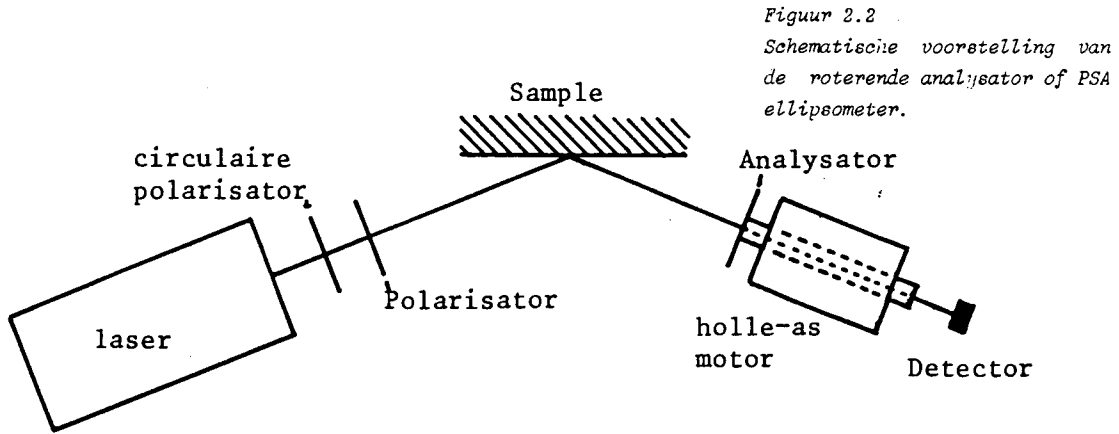
Hierin is R_p de (totale) reflectiecoëfficiënt van het oppervlak voor polarisatie in het vlak van inval, en R_s de reflectiecoëfficiënt voor polarisatie loodrecht op dit vlak. Alle effecten van meervoudige reflectie en interferentie zijn in deze coëfficiënten verwerkt. In de ellipsometrie worden de polariserende eigenschappen van een oppervlak meestal uitgedrukt in de verhouding tussen de reflectie voor p- en s-golven met het complexe getal ρ , of met twee hoeken Δ en ψ volgens de definitie:

$$\rho = R_p/R_s = \tan \psi e^{j\Delta} \quad (2.42)$$

De matrix van het oppervlak is nu ook te schrijven als:

$$\underline{T}_S^{ps} = R_s \begin{pmatrix} \rho & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

De basisopstelling voor de RA (Roterende Analysator) ellipsometer, die ook wel PSA (Polariser Sample Analyser) ellipsometer genoemd wordt, is geschetst in fig 2.2



Als lichtbron wordt een laser gebruikt, die dankzij een circulair polarisatiefilter een circulair gepolariseerde bundel produceert. De Jones-vectoren en matrices van de elementen zijn:

Invallende bundel:
$$\underline{E}^{te} = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

Polarisator:
$$\underline{T}_P^{te} = K_P \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

Sample:
$$\underline{T}_S^{ps} = R_s \begin{pmatrix} \rho & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

Analysator:
$$\underline{T}_a^{te} = K_a \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

Rotatie van sample (ps) naar polarisator (te):
$$\underline{R}(P) = \begin{pmatrix} \cos P & \sin P \\ -\sin P & \cos P \end{pmatrix}$$

Rotatie van analysator (te) naar sample (ps):
$$\underline{R}(A) = \begin{pmatrix} \cos A & \sin A \\ -\sin A & \cos A \end{pmatrix}$$

Hierin zijn P en A de standen van de polarisator en de analysator t.o.v. het sample.

Voor de ellipsometrie zijn de absolute fase en de amplitude van het signaal niet van belang. Effecten van de lichtweg tussen de componenten kunnen daarom buiten beschouwing gelaten worden.

De transformatie wordt nu, de lichtweg in figuur 2.2 volgend, van achter naar voren opgebouwd:

$$\underline{E}_a^{te} = \underline{T}_a^{te} \underline{R}(A) \underline{T}_s^{ps} \underline{R}(P) \underline{T}_p^{te} \underline{E}_p^{te} \quad (2.48)$$

Het gedetecteerde signaal is evenredig met de intensiteit van \underline{E}_a^{te} (de detectorconstante K_d , wordt geacht niet gevoelig te zijn voor de polarisatietoestand van het invallende licht):

$$I_{det} = K_d (\underline{E}_a^{te\dagger} \underline{E}_a^{te}) \quad (2.49)$$

Uitwerken van verg 2.48 levert :

$$\begin{aligned} I_{det} &= K_d (K_a R_s K_p)^2 \frac{1}{2} E_o^2 * & (2.50, 51) \\ &(\rho\rho^* \cos^2 A \cos^2 P + (\rho + \rho^*) \cos A \sin A \cos P \sin P + \sin^2 A \sin^2 P) \\ &= K_d (K_a R_s K_p)^2 \frac{1}{2} E_o^2 * \{ \cos 2A (\cos 2P (\rho\rho^* + 1) + (\rho\rho^* - 1)) \\ &\quad + \sin 2A \sin 2P (\rho - \rho^*) \\ &\quad + \cos 2P (\rho\rho^* - 1) + \rho\rho^* + 1 \} \end{aligned}$$

Als we dit splitsen in Fouriercomponenten (van 2A) volgens:

$$I_{det} = g (a \cos 2A + b \sin 2A + 1)$$

volgt voor a, b en g:

$$a = \frac{\cos 2P (\rho\rho^* + 1) + (\rho\rho^* - 1)}{\cos 2P (\rho\rho^* - 1) + (\rho\rho^* + 1)} = \frac{\cos 2P - \cos 2\psi}{1 - \cos 2P \cos 2\psi} \quad (2.52)$$

$$b = \frac{(\rho + \rho^*) \sin 2P}{\cos 2P (\rho \rho^* - 1) + (\rho \rho^* + 1)} = \frac{\sin 2\psi \cos \Delta \sin 2P}{1 - \cos 2P \cos 2\psi} \quad (2.53)$$

$$g = K_d (K_a K_p)^2 \frac{1}{2} E_0^2 R_s^2 \left\{ (1 + \rho \rho^*) \cos 2P (\rho \rho^* - 1) / (\rho \rho^* + 1) + 1 \right\} \quad (2.54)$$

$$= F R^2 (1 - \cos 2P \cos 2\psi) \quad (2.55)$$

met $F = K_d (K_a K_p)^2 \frac{1}{2} E_0^2$; een constante die niet van het gebruikte preparaat afhangt en $R^2 = (R_s^2 + R_p^2)$ de (intensiteits) reflectiecoëfficiënt voor ongepolariseerd licht.

Voor $P=45^\circ$ volgt

$$a = -\cos 2\psi \quad (2.56)$$

$$b = \sin 2\psi \cos \Delta \quad (2.57)$$

$$g = F R^2 \quad (2.58)$$

Uit a en b zijn de ellipsometrische hoeken Δ en ψ (geen onderscheid tussen Δ en $360^\circ - \Delta$ te maken), en uit g de reflectiecoëfficiënt voor ongepolariseerd licht te bepalen. Met behulp van een kwartlambda plaatje tussen polarisator en preparaat verandert de formule voor b in (zie hoofdstuk 7):

$$b = \sin 2\psi \sin \Delta \quad (2.59)$$

Uit een combinatie van metingen met en zonder kwartlambda plaatje is het mogelijk Δ eenduidig te bepalen.

Als we de polarisator op 0° instellen, wordt de gemeten intensiteit:

$$I_{\text{det}} = F R^2 (1 - \cos 2\psi) (\cos 2A + 1) \quad (2.60)$$

In deze stand (uitlijnstand) is het mogelijk de fase (stand motoras als $A=0$) en de offset te bepalen (de intensiteit in de minima moet exact 0 zijn).

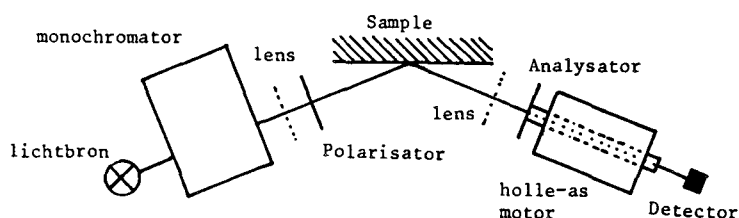
2.5 Andere ellipsometers

2.5.1 Roterende polarisator ellipsometer

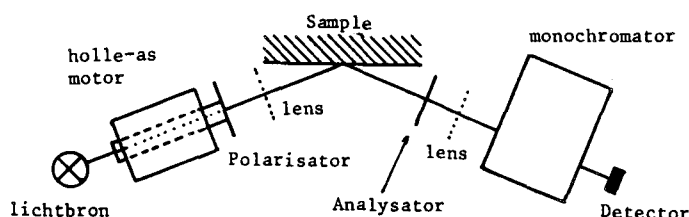
Omdat de hoeken van de polarisator en de analysator P en A, symmetrisch voor komen in verg 2.44 t/m 2.55, kan in plaats van een roterende analisator ook een roterende polarisator (RP) gebruikt worden. In dit geval is het nodig dat de lichtbron strikt circulair gepolariseerd of strikt ongepolariseerd is. (Bij de RA ellipsometer mocht de detector niet gevoelig zijn voor de polarisatietoestand van het invallende licht.)

2.5.2 Spectroscopische RA of RP ellipsometer

Bij het gebruik van een monochromator als golflengteselektor, moet er rekening mee worden gehouden, dat een dergelijk apparaat de polarisatietoestand van het doorvallende licht kan beïnvloeden. De monochromator moet dan opgesteld staan aan de kant van de vaste polarisator (of analysator). Aan de kant van de roterende polarisator mogen geen elementen voorkomen die de polarisatietoestand van het licht beïnvloeden, of hiervoor gevoelig zijn. Ook optische componenten zoals spiegels en lenzen kunnen, indien niet onder loodrechte inval gebruikt de polarisatietoestand van het licht, en daarmee de ellipsometrische meting verstoren.



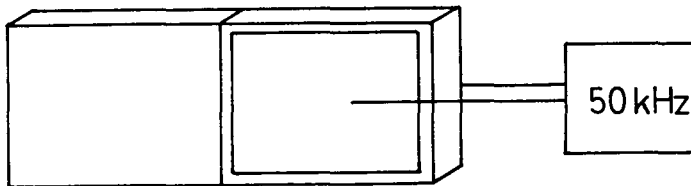
Figuur 2.3
Schematische voorstelling van de spectroscopische roterende analysator ellipsometer. Het optische gedeelte na de analysator mag niet polarisatiegevoelig zijn.



Figuur 2.4
Schematische voorstelling van de spectroscopische roterende polarisator ellipsometer. De lichtbron moet of circulair gepolariseerd of strikt ongepolariseerd zijn.

2.5.3 Polarisatie modulatie ellipsometer

Deze ellipsometer gebruikt een optoacoustische modulator. Dit is een kwartsplaat, die via twee electrodes op zijn eigenfrequentie (50 kHz) in trilling wordt gebracht. Door deze trillingen ontstaat periodiek anisotropie in het kwarts. Het gevolg hiervan is een fase verschil tussen golven met polarisierichtingen langs en loodrecht op de snelle as van de kwartsplaat.



*Figuur 2.5
De optoacoustische modulator.
Het rechter gedeelte bestaat uit kristallijn kwarts dat via twee electrodes in resonantie wordt gebracht. In het linker gedeelte ontstaan hierdoor periodiek spanningen die een fase verschil tussen f- en s-golven introduceren.*

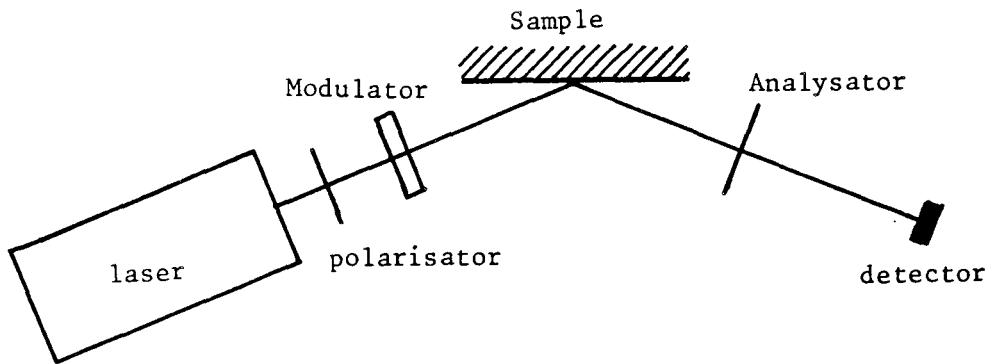
De grootte van dit faseverschil is evenredig met de amplitude van de spanning die de kwartsplaat in trilling brengt volgens:

$$\delta(t) = A \sin \omega t \quad (2.61)$$

De Jones-matrix van deze modulator is:

$$T_m^{ps} = K_m \begin{pmatrix} e^{j\delta(t)} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = K_m \begin{pmatrix} e^{jA \sin \omega t} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.62)$$

In fig 2.6 is de opstelling waarin deze modulator gebruikt kan worden geschetst.



Figuur 2.6
De polarisatie modulatie
ellipsometer.

De transmissie van deze opstelling wordt gegeven door:

$$\underline{E}_a^{te} = \underline{T}_a^{te} \underline{R}(A) \underline{T}_s^{ps} \underline{R}(M) \underline{T}_m^{fs} \underline{R}(P_m) \underline{T}_p^{te} \underline{E}_p^{te} \quad (2.63)$$

Hierin is : P_m de hoek tussen modulator (fs) en polarisator (te),
 M de hoek tussen sample (ps) en modulator (fs),
 A de hoek tussen analyser (te) en sample (ps),

$$\underline{T}_s^{ps} = \begin{pmatrix} \rho & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{de matrix van het sample}$$

Uitwerken in de vorm:

$$I(t) = I_o + I_c \cos \delta(t) + I_s \sin \delta(t) \quad (2.64)$$

geeft [DRE.82]

$$I_o = \frac{1}{4} |R_p^2 + R_s^2| * \{1 + \cos 2A \cos 2M \cos 2P_m - (\cos 2A + \cos 2M \cos 2P_m \cos 2\psi)\} \quad (2.65)$$

$$I_c = \frac{1}{4} |R_p^2 + R_s^2| * \{\sin 2P_m (\sin 2M (\cos 2\psi - \cos 2A) + \cos 2M \sin 2A \sin 2\psi \cos \Delta)\} \quad (2.66)$$

$$I_s = \frac{1}{4} |R_p^2 + R_s^2| * \{\sin 2P_m \sin 2A \sin 2\psi \sin \Delta\} \quad (2.67)$$

Omdat $\delta(t) = A \sin \omega t$ geldt voor $\sin \delta$ en $\cos \delta$ de volgende reekontwikkeling [DRE.82]:

$$\sin \delta(t) = 2 \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m+1}(A) \sin((2m+1)\omega t) \quad (2.68)$$

$$\cos \delta(t) = J_0(A) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m}(A) \cos(2m\omega t) \quad (2.69)$$

Hier is $J_v(A)$ de Besselfunctie van de orde v met argument A . Door het meten van de waarden R_ω en $R_{2\omega}$, de verhoudingen tussen de 1^e en de 2^e harmonische component van het signaal en de DC component, is het mogelijk de waarden van I_c en I_s te achterhalen:

$$R_\omega = \frac{2 J_1(A) I_s}{I_o + J_0(A) I_c} \quad R_{2\omega} = \frac{2 J_2(A) I_c}{I_o + J_0(A) I_c} \quad (2.70, 71)$$

Door de waarde van $J_0(A)$ 0 te maken ($A = 2.405$ rad), volgt voor de stand van de componenten $P_m = 45^\circ$; $M = 0^\circ$; $A = -45^\circ$:

$$R_\omega = 2J_1(A) \sin 2\psi \sin \Delta \quad (2.72)$$

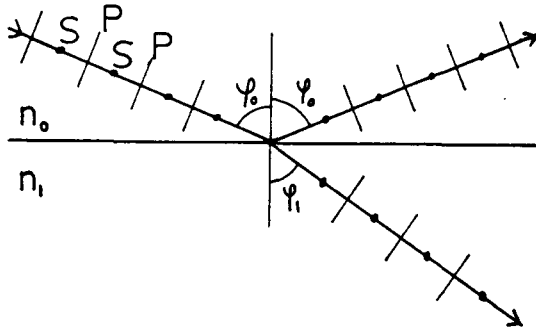
$$R_{2\omega} = 2J_2(A) \sin 2\psi \cos \Delta \quad (2.73)$$

Hieruit zijn Δ en ψ te bepalen.

3. Het berekenen van de ellipsometrische constanten van substraat met een of meer lagen

3.1 Isotrope media

3.1.1 Enkelvoudig substraat



Figuur 3.1
Reflectie aan een enkelvoudig substraat.

Beschouw een substraat met brekingsindex n_1 in een omgeving met brekingsindex n_0 . De reflectie voor de p en de s golf wordt gegeven door de Fresnel coëfficiënten:

$$r_{p01} = \frac{n_1 \cos \phi_0 - n_0 \cos \phi_1}{n_1 \cos \phi_0 + n_0 \cos \phi_1} \quad (3.1)$$

$$r_{s01} = \frac{n_1 \cos \phi_1 - n_0 \cos \phi_0}{n_1 \cos \phi_1 + n_0 \cos \phi_0} \quad (3.2)$$

(Opmerking : het teken van de r_s coefficient is hier anders dan eerder (verg.2.1,2) gedefinieerd. Dit komt door een andere definitie van het coördinatenstelsel aan het oppervlak. Het voordeel van deze definitie is een volledige overeenkomst voor de vergelijkingen voor p- en s-golven. Aan het eind van de berekening, bij het bepalen van ρ , Δ en ψ , wordt dit weer gecorrigeerd.)

Definieer [PER.85] de impedantiefactoren g_i , voor een materiaal met brekingsindex n_i volgens:

$$g_{pi} = \frac{n_i}{\cos \phi_i} = \frac{n_i^2}{\sqrt{(n_i^2 - n_0^2 \sin^2 \phi_0)}} \quad (3.3)$$

$$g_{si} = n_i \cos \phi_i = \sqrt{(n_i^2 - n_0^2 \sin^2 \phi_0)} \quad (3.4)$$

Substitutie in de Fresnel vergelijkingen geeft:

$$r_{p01} = \frac{g_{p1} - g_{p0}}{g_{p1} + g_{p0}} \quad r_{s01} = \frac{g_{s1} - g_{s0}}{g_{s1} + g_{s0}} \quad (3.5,6)$$

De vergelijkingen voor p- en s-golven zijn nu qua formulering identiek. Bij een vaste invalshoek ϕ_0 , zijn de g-factoren een maat voor de golfimpedantie van een materiaal. In plaats van de brekingindex kan ook g gebruikt worden (voor p en s een verschillende waarde) om het materiaal te karakteriseren.

De met een ellipsometer te meten ρ -factor is gelijk aan :

$$\rho = \tan \psi e^{j\Delta} = -r_p / r_s \quad (3.7)$$

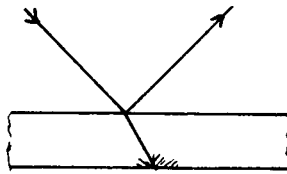
Invullen in de Fresnel vergelijkingen, en oplossen naar n_1 geeft [KRO.84]:

$$n_1 = n_0 \tan \phi_0 \sqrt{(1-4\rho/(1+\rho)^2) \sin^2 \phi_0} \quad (3.8)$$

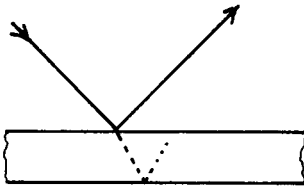
Uit een ellipsometrische meting is dus direct de complexe brekingsindex van een materiaal te berekenen. Voorwaarde hiervoor is dat het beschouwde preparaat 'dik' is; dat wil zeggen dat het zich gedraagt als een half-oneindig medium. Dit is zo als aan een van de volgende voorwaarden voldaan is (zie fig. 3.2):

- Het preparaat is zo dik, dat reflecties tegen de achterkant ervan niet op de detector terecht komen.
- De absorptie is voor de gebruikte golflengte zo groot dat een tegen de achterkant gereflecteerde golf een verwaarloosbare intensiteit heeft als hij weer aan de voorkant komt.
- De achterkant van het preparaat is ruw; zodat er alleen maar diffuse reflecties optreden. Deze hebben een lagere intensiteit dan directe reflecties.
- De achterkant is niet evenwijdig aan de voorkant, zodat reflecties niet op de detector komen.

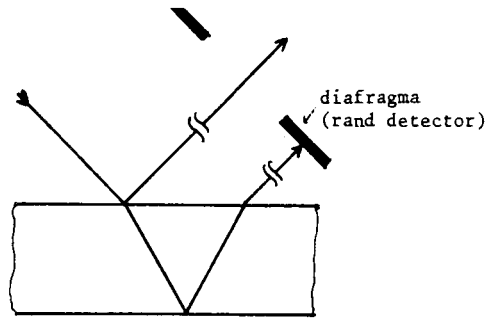
Figuur 3.2
Voorbeelden van substraten die als half-oneindig medium gezien kunnen worden.



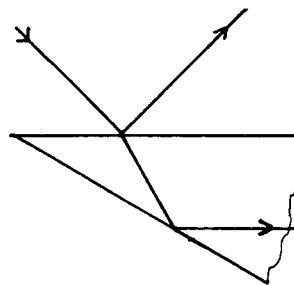
-Diffuse reflectie aan de achterkant.



-Grote absorptie; De intensiteit van de bundel die na reflectie op de achterkant op de detector komt is verwaarloosbaar.



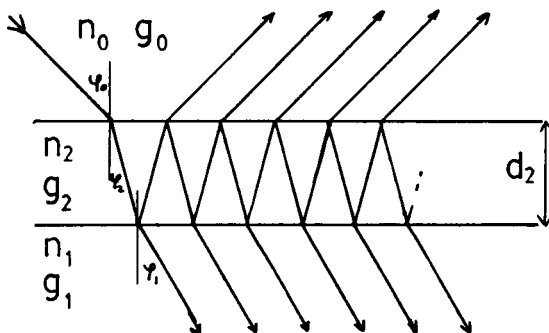
-Dik preparaat; De reflecties tegen de achterkant komen niet op de detector.



-De achterkant van het preparaat is niet evenwijdig aan de voorkant zodat reflecties hiertegen de detector niet treffen.

3.1.2 Substraat met een dunne laag

Als op het substraat een dunne laag aanwezig is wordt de situatie ingewikkelder doordat er meervoudige reflectie optreedt.



Figuur 3.3
Substraat met 1 dunne laag.
In de laag treedt meervoudige reflectie op.

Definieer de fasedikte van de film als:

$$\beta_i = (2\pi d_i n_i \cos \phi_i) / \lambda = g_{si} 2\pi d_i / \lambda \quad (3.9)$$

De totale reflectie wordt nu:

$$\begin{aligned}
 R &= r_{02} + t_{02} t_{20} t_{21} e^{-2j\beta_2} \\
 &\quad + t_{02} t_{20} r_{02} r_{21}^2 e^{-4j\beta_2} \\
 &\quad + t_{02} t_{20} r_{02}^2 r_{21}^3 e^{-6j\beta_2} \\
 &\quad + \dots\dots\dots \\
 &= r_{02} + \frac{t_{02} + t_{20} r_{21} e^{-2j\beta_2}}{1 - r_{20} r_{21} e^{-2j\beta_2}} = \frac{r_{02} + r_{21} e^{-2j\beta_2}}{1 + r_{02} r_{21} e^{-2j\beta_2}} \quad (3.10)
 \end{aligned}$$

met $r_{02} = -r_{20}$ en de transmissiecoëfficiënten $t_{02} t_{20} = 1 - r_{02}^2$.
 Beschouwen we het substraat + laag als een nieuw medium met effectieve impedantie g_x . Voor de reflectie moet nu gelden [PER.85]

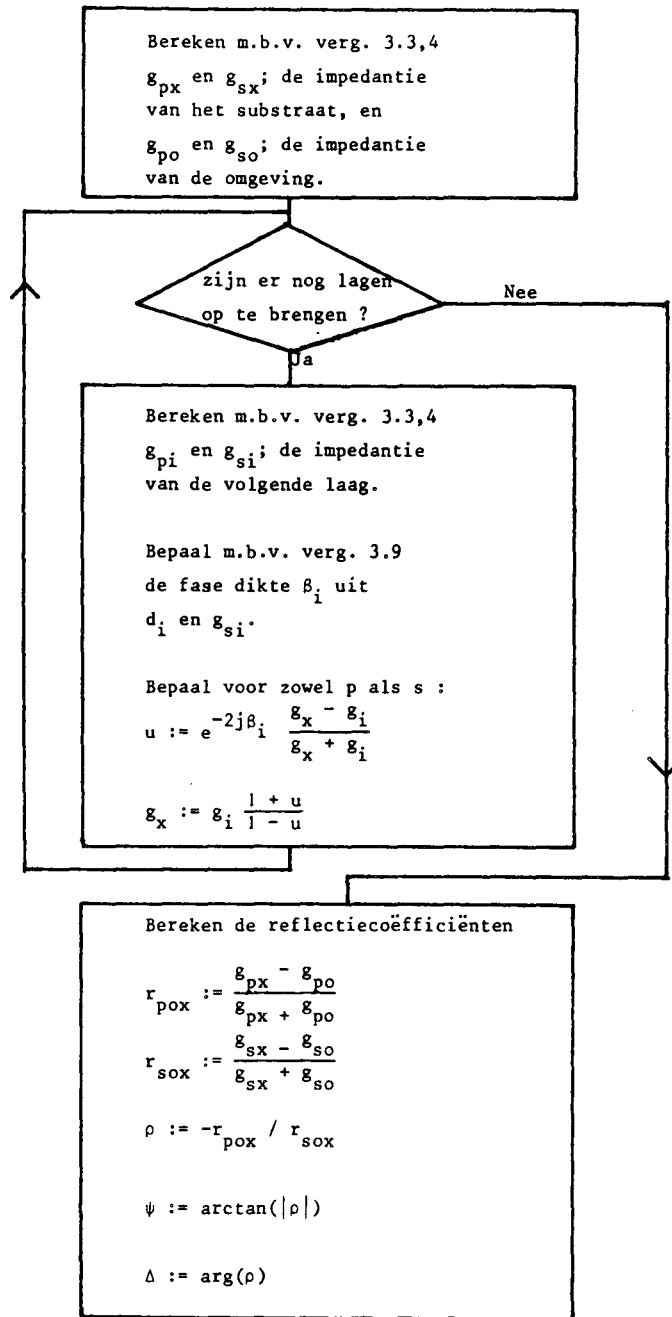
$$R = r_{ox} = \frac{g_x - g_o}{g_x + g_o} = \frac{r_{02} + r_{21} e^{-2j\beta_2}}{1 + r_{02} r_{21} e^{-2j\beta_2}} = \frac{r_{02} + u}{1 + r_{02} u} \quad (3.11)$$

$$\text{met } u = r_{21} e^{-2j\beta_2} = \frac{g_1 - g_2}{g_1 + g_2} e^{-2j\beta_2} \quad (3.12)$$

Oplossen naar g_x geeft:

$$g_x = g_2 (1 + u)/(1 - u) \quad (3.13)$$

Het preparaat (substraat + 1 laag) gedraagt zich nu als een medium met een impedantie g_x (g_{px} en g_{sx} voor p- en s-golven). Uit deze g_x zijn met het eerste gedeelte van verg. 3.11 de reflectiecoëfficiënten en met verg. 3.7 de ellipsometrische hoeken Δ en ψ te berekenen. In figuur 3.4 is dit gedaan voor een laag SiO₂ op een Si-substraat met toenemende laagdikte. De figuur wordt bij toenemende laagdikte periodiek doorlopen.



3.2 Anisotrope media

Voor anisotrope media is deze theorie nog te verfijnen [PER.85]:

Nemen we voor elk materiaal de brekingsindices n_{pi} en n_{si} , voor golven parrallel resp loodrecht op het oppervlak. De impedanties worden nu

$$g_{si} = n_{si} \cos \phi_{si} = \sqrt{(n_{si}^2 - n_o^2 \sin^2 \phi_o)} \quad (3.14)$$

$$g_{pi} = \frac{n_{si}}{\cos \phi_{pi}} = \frac{n_{pi} n_{si}}{\sqrt{(n_{pi}^2 - n_o^2 \sin^2 \phi_o)}} \quad (3.15)$$

$$\beta_{si} = 2\pi g_{si} d_i / \lambda \quad \text{of} \quad H_{si} = -4\pi j g_{si} / \lambda \quad (3.16, 17)$$

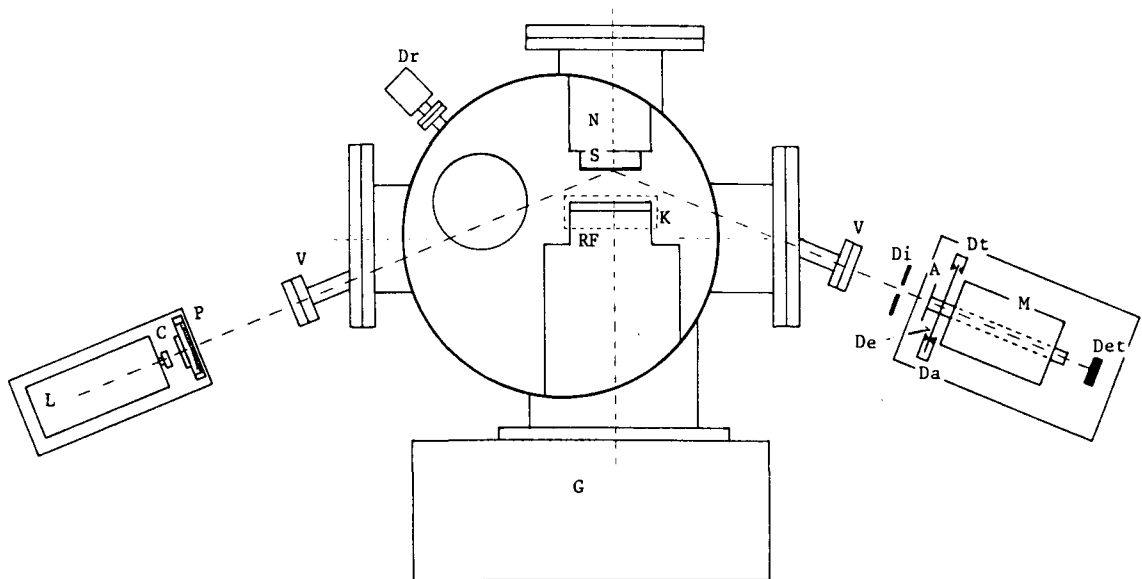
$$\beta_{pi} = 2\pi n_{si}^2 d_i / g_{pi} \lambda \quad \text{of} \quad H_{pi} = -4\pi j n_{si}^2 / g_{pi} \lambda \quad (3.18, 19)$$

Het getal H is een hulpconstante, die alleen afhankelijk is van de brekingsindices en de invalshoek van een bepaald materiaal. In plaats van $\exp(-2j\beta_i)$ kan nu $\exp(H_i d_i)$ gebruikt worden. Dit bespaart rekenwerk als de reflectie van een laag met steeds toenemende dikte berekend wordt alsof het een groot aantal dunne lagen met dezelfde brekingsindex zou betreffen.

4. Beschrijving van de roterende analysator ellipsometer

4.1 Optisch gedeelte

In dit hoofdstuk wordt de opstelling beschreven, waarmee de roterende analysator ellipsometer gerealiseerd is (zie fig 4.1).



Figuur 4.1
De etsreactor en de roterende analysator
ellipsometer.

Ellipsometer:

L : Laser
C : Circulair polarisatie filter
P : Polarisator (sheet polariser) in rotator
V : Venster (de vensters staan onder een
vaste hoek van 68° met de normaal van
het sample)
S : Sample op de niet bekrachtigde electrode
Di : Diafragma
A : Analysator (sheet polariser) op motoras
De : Decoderschijf
Dt : Decoder triggerpulsen
Da : Decoder aftelpunt
M : Motor met holle as
Det: Detector (fotodiode Eg&G:sgd100A)

Flow : 0-100 sccm; instelbaar met
flowcontrollers
Druk : 0.001-10 torr
Dankzij het gebruik van een vlinderklep
in de pompleiding (opening variabel van
4 tot 63 mm ϕ) zijn druk en flow
onafhankelijk in te stellen

Gas : CF₄ Ar, H₂
RF-vermogen : 1-100 W
Frequentie : 13.56 MHz
Diameter electrode : 60 mm
Afstand electrodes : 10-60 mm
Diameter reactor : 300 mm
Pomp : rootsblower 250 m³/h

Reactor:

g : Aanpassingsnetwerk
RF : RF-bekrachtigde electrode.
De gastoevoer vindt via deze poreuse
electrode plaats
K : Kwarts ring om RF-electrode
N : Niet bekrachtigde electrode met sample.
Dr : Drukmeter

Als lichtbron wordt een gestabiliseerde HeNe-laser gebruikt. De stabilisatie berust op het gelijkhouden van de amplitude van twee onderling loodrecht gepolariseerde modes, door het regelen van de lengte van de resonator m.b.v. een piezo-electrisch kristal. Bovendien wordt de laser met een thermostaat op constante temperatuur gehouden, om het voorkomen van te grote correcties in de lengte van de resonator tegen te gaan. [KRO.81]

Na de laser volgt een circulair polarisatie filter. Dit dient enerzijds om de uittredende bundel circulair gepolariseerd te maken, zodat de intensiteit van het licht na de polarisator niet te veel varieert met de stand van de polarisator. Anderzijds worden door dit filter reflecties tegen optische componenten in de lichtweg, die, als ze in de laser teruggestrooid worden, de stabilisatie van de laser kunnen verstoren, tegengehouden.

De polarisator bestaat uit een sheet polariser. Hiervoor is gekozen vanwege de lage prijs en de beperkte eisen aan de nauwkeurigheid van het instrument.

De polarisator is gemonteerd op een precisie rotator (afleesnauwkeurigheid 1 boogminuut).

De analysator is ook een sheet polariser, die op de holle as van de (synchroon-)motor is gemonteerd. Op de zelfde as bevindt zich ook de decoderschijf. Dit is een plastic schijf met 128 doorzichtige strepen langs de omtrek op een zwarte ondergrond. De decoderschijf is een fotografisch negatief van een m.b.v. een computer en plotter getekend strepenpatroon. Op deze schijf bevindt zich ook een langere streep, het zogenoemde 'aftelpunt'. Deze dient om de absolute stand van de decoderschijf en dus van de analysator te kunnen bepalen. De triggerpulsen voor de meting worden geproduceerd met een combinatie van een IR LED plus fotodiode. Ook het signaal van het aftelpunt wordt met een dergelijke combinatie gemaakt.

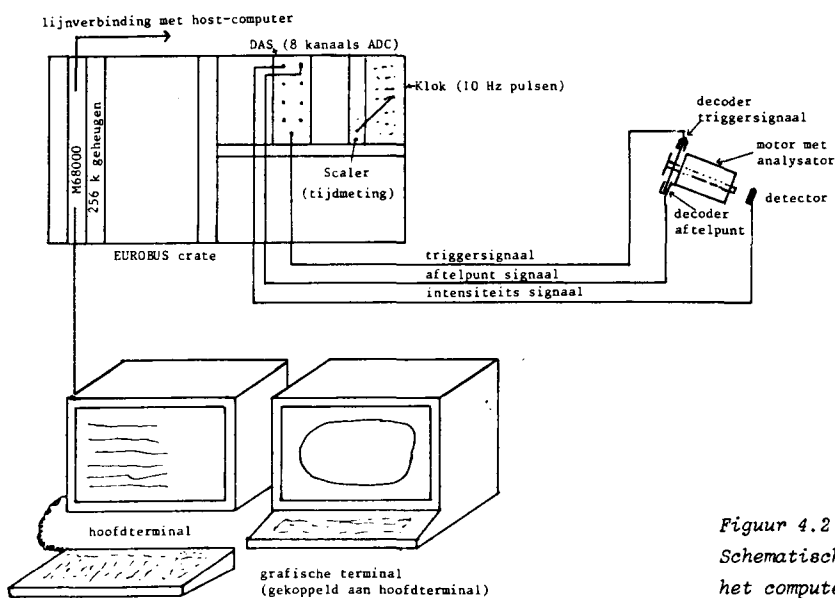
Als detector wordt een fotodiode (EG&G:sgd100A) gebruikt, die via een versterkerschakeling spanningen tussen 0 en 10 volt afgeeft, die direct door de computer (AD-converter) te meten zijn.

Zowel de laser als de motor/detector combinatie zijn d.m.v. micrometers instelbaar. De uitlijnprocedure om de gewenste invalshoek en de stand van de polarisator in te stellen is beschreven in appendix A.

4.2 Het computer systeem

Het gebruikte computersysteem is een M68000 microprocessor, met 256 kbyte geheugen, die werkt via een VME-bus in een Eurobus crate [VOS.84, NIJ.79, VER.80]. Het achtergrondgeheugen van deze computer wordt gevormd door een lijnverbinding met een hostcomputer (PDP11/23) die over twee disks beschikt.

In de Eurobus crate bevinden zich ten behoeve van de ellipsometer ook een DAS (Data Acquisition System; een 8 kanaals 12 bits AD converter), een pulsgenerator en een scaler.



Figuur 4.2
Schematische voorstelling van
het computer-systeem

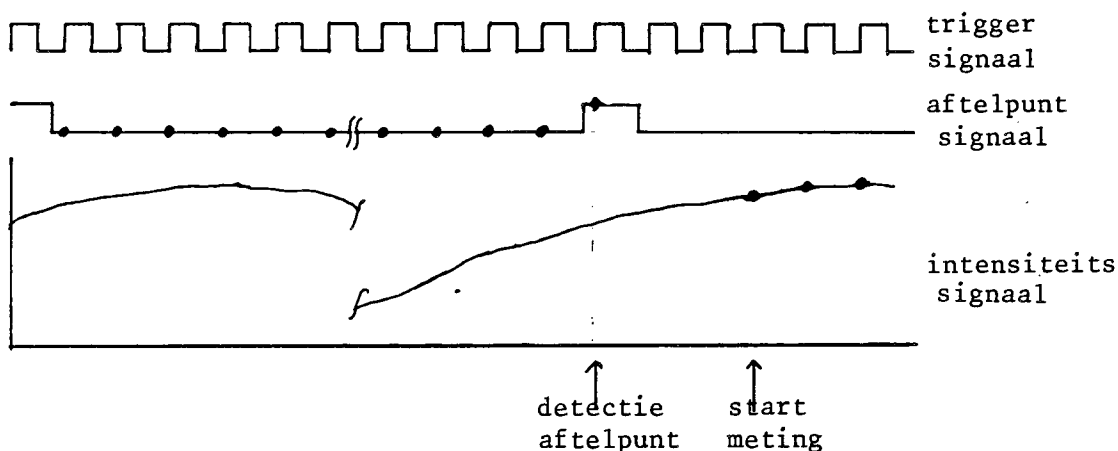
Het systeem werkt normaal in de taal PEP. Dit is een op de TH ontwikkelde, interpreterende, pascalachtige taal [VER.81]. Vanuit deze taal zijn alle apparaten op de Eurobus direct te besturen. Alleen voor programma's waarvoor hoge eisen aan de snelheid gesteld worden, is er gebruik gemaakt van procedures die in assembler geschreven zijn. Deze zijn ook weer vanuit gewone PEP programma's te gebruiken.

4.3 De software

4.3.1 Meting met gebruik van Fourier analyse

Het verloop van een meting:

Via de decoderschijf ontvangt de DAS per omwenteling van de analysator 128 triggerpulsen, en wordt een aftelpuls gegenereerd. Bij het begin van een meting wordt bij elke triggerpuls de spanning van het aftelpunt signaal gemeten. Eerst wordt er gewacht tot een meting een resultaat geeft, dat kleiner is dan een ingestelde waarde (halve hoogte aftelpuls). Vervolgens wordt er gewacht totdat een meting een resultaat geeft, dat hoger is dan de ingestelde waarde. Het effect hiervan is dat de computer wacht op de stijgende flank van de aftelpuls (zie fig 4.3). Vervolgens wordt een opgegeven aantal metingen van de intensiteit ($I(t) = g(a \cdot \cos A(t) + b \cdot \sin A(t))$, met A de stand (hoek) van de analysator) verricht, en opgeslagen in een array.



Figuur 4.3

De signalen van de detectoren als functie van de tijd.

Na de positieve flank van het aftelpunt start na enige tijd de meting. De dikke punten geven de meetpunten aan.

Dit aantal metingen moet een geheel veelvoud zijn van N_t , het aantal triggerpunten per halve omwenteling. Met een andere procedure wordt, uit een stuk van het array met een lengte N_t punten, de sinuscoëfficiënt, de cosinuscoëfficiënt en het gemiddelde bepaald volgens

$$g = 1/Nt * \sum_{i=0}^{Nt-1} x(i) \quad (4.1)$$

$$a' = 1/(g*Nt) * \sum_{i=0}^{Nt-1} x(i) \cos(2\pi i/Nt) \quad (4.2)$$

$$b' = 1/(g*Nt) * \sum_{i=0}^{Nt-1} x(i) \sin(2\pi i/Nt) \quad (4.3)$$

Hierin is Nt het aantal punten van een periode (halve omwenteling), x het array met de metingen en a' , b' en g de cos-, sin-, en gemiddelde component van het signaal. Deze coëfficiënten worden voor achtereenvolgende stukken array ter lengte Nt uitgerekend. Deze coëfficiënten kunnen afzonderlijk worden gebruikt, in het geval van snelle metingen of worden gemiddeld om een betere signaal ruisverhouding te krijgen.

4.3.2 Correctie voor stand analysator

Het tijdstip van het aftelpunt komt in het algemeen niet overeen met de 0-stand van de analysator. Bovendien treed er, door de traagheid van PEP, nog een (constante) vertraging op tussen het vinden van het aftelpunt en de eerste intensiteitsmeting. Hierom moeten de a' en b' waarden gecorrigeerd worden voor deze hoekfout. In de uitlijnstand van de ellipsometer ($P =$ hoek polarisator $= 0$), moet het signaal er uit zien als (verg. 2.60):

$$I(t) = g(1 + \cos 2A(t)) \quad (4.4)$$

Door het regelen van de offset is de modulatie diepte zo in te stellen dat het minimum van de sinus overeenkomt met spanning 0. In dit geval moet gelden:

$$a'^2 + b'^2 = 1 \quad (4.5)$$

De in deze situatie gemeten waarden a' en b' , kunnen nu gebruikt worden voor het bepalen van de waarden van a en b , zoals die nodig

zijn voor het berekenen van de hoeken Δ en ψ volgens:

$$a = a_u a' + b_u b' \quad (4.6)$$

$$b = b_u b' - a_u a' \quad (4.7)$$

Hierin zijn a_u en b_u de factoren a' en b' zoals die in de uitlijnstand zijn bepaald, en a' en b' de nieuwe metingen. Als a_u en b_u eenmaal bekend zijn kan de polarisator in de meetstand gezet worden, en kan er gemeten worden.

4.3.3 Blokanalyse

4.3.3.1 Inleiding

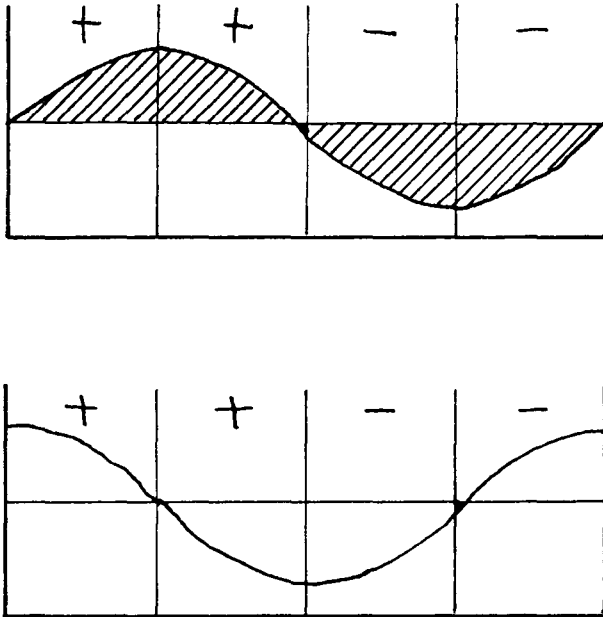
Een alternatieve methode die voor het berekenen van de Fourier coëfficiënten a' en b' te gebruiken is, is de bloktransformatie.

De periode van de te analyseren sinus wordt in 4 gelijke intervallen verdeeld. Over elk interval wordt tijdens de meting de gemiddelde intensiteit bepaald en opgeslagen. Hiertoe worden de 64 metingen, die per halve omwenteling gedaan worden in groepjes van 16 opgeteld. Per periode zijn zo slechts 4 in plaats van 64 geheugen plaatsen nodig. Uit deze 4 getallen x_1 t/m x_4 zijn de cosinus en sinuscomponent van het signaal te berekenen volgens:

$$g = (x_1 + x_2 + x_3 + x_4) / n \quad (4.8)$$

$$a' = \pi(x_1 - x_2 - x_3 + x_4) / (2 * n * g) \quad (4.9)$$

$$b' = \pi(x_1 + x_2 - x_3 - x_4) / (2 * n * g) \quad (4.10)$$



Figuur 4.4

Het principe van de sinus blok transformatie.

In de 1^e twee sectoren wordt de spanning positief genomen, in de 3^e en de 4^e sector negatief. Van een sinus vormig signaal (boven) met de goede frequentie wordt zodoende het gearceerde oppervlak gemeten. Van een cosinus functie (onder) die 1 sector in fase verschoven is t.o.v. de sinus is het resultaat 0.

Voor de cosinus blok transformatie geldt een analoge situatie waarbij de + en - factoren 1 sector verschoven zijn (+-- i.p.v. +--). Nu wordt alleen de cosinus (met de goede frequentie) gemeten.

44

Het principe van deze bloktransformatie, is te vergelijken met het gebruik van een chopper in combinatie met een fasegevoelige versterker.

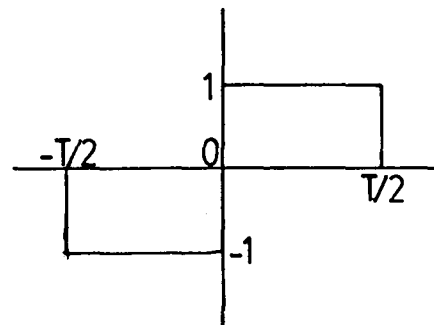
4.3.3.2 Mathematische beschrijving

In deze paragraaf wordt afgeleid hoe gevoelig een bloktransformatie voor de frequentie ω_0 met integratietijd $T=2\pi/\omega_0$ is voor signalen met een frequentie ω .

$F_{AB}(\omega_0, f(t))$ geeft hierbij de waarde van de transformatie integraal (frequentie ω_0) van type A (blok of Fourier) voor een sinus- of cosinus-achtige signalen (index B) voor een functie $f(t)$.

sinus-blok transformatie

De functie $f(t)$ (hier $\cos(\omega t + \phi)$) wordt vermenigvuldigd met de blokfunctie uit nevenstaande figuur, en vervolgens geïntegreerd:



$$F_{BS}(2\pi/T, \cos(\omega t + \phi)) = \int_{-T/2}^0 + \int_0^{T/2} \cos(\omega t + \phi) dt = -4/\omega \sin \phi \sin^2(\omega T/4) \quad (4.11)$$

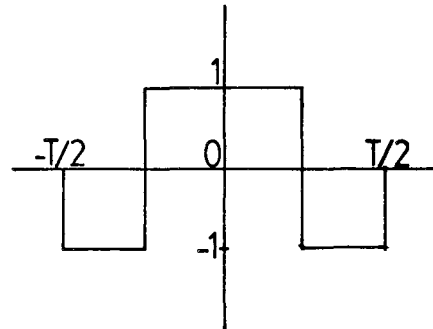
Voor fase $\phi = -\pi/2$ (sinus functies) is dit ook te schrijven als

$$F_{BS}(\omega_0, \sin(\omega t)) = 2/\omega \sin^2(\omega\pi/2\omega_0) \quad (4.12)$$

Voor cosinus functies ($\phi = 0$) geldt $F_{BS}(\omega_0, \cos(\omega t)) = 0$. (4.13)

cosinus-blok transformatie

De functie $\cos(\omega t + \phi)$ wordt vermenigvuldigd met de blokfunctie uit nevenstaande figuur, en vervolgens geïntegreerd.



$$F_{BC}(2\pi/T, \cos(\omega t + \phi)) = - \int_{-T/2}^{-T/4} + \int_{-T/4}^{T/4} - \int_{T/4}^{T/2} \cos(\omega t + \phi) dt$$

$$= 4/\omega \cos \phi \sin(\omega T/4) (1 - \cos(\omega T/4)) \quad (4.14)$$

Voor fase $\phi = 0$ (cosinus) is dit ook te schrijven als

$$F_{BC}(\omega_0, \cos(\omega t)) = 4/\omega \sin(\omega\pi/2\omega_0) (1 - \cos(\omega\pi/2\omega_0)) \quad (4.15)$$

Voor sinus functies geldt $F_{BC}(\omega_0, \sin(\omega t)) = 0$ (4.16)

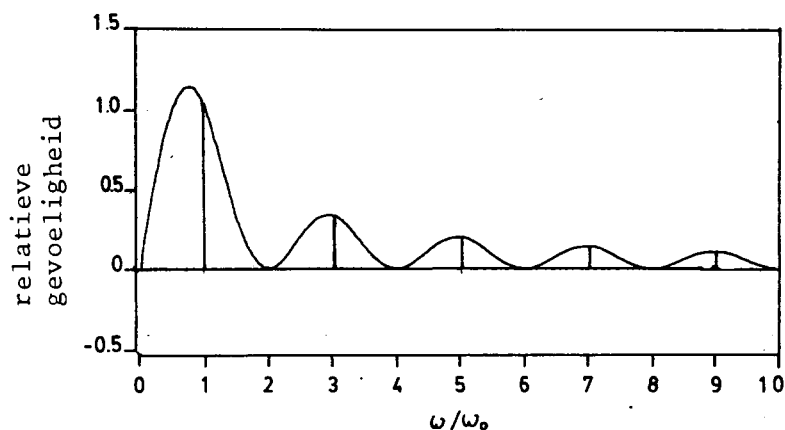
Voor Fourier analyse geldt:

$$F_{FX}(\omega_0, \cos(\omega t + \phi)) = T/2 * \exp(j\phi) \operatorname{sinc}(T/2 * (\omega_0 - \omega)) + T/2 * \exp(-j\phi) \operatorname{sinc}(T/2 * (\omega_0 + \omega)) \quad (4.17)$$

Uit het reële en imaginare deel hiervan is de cosinus- resp. sinustransformatie te halen.

In de volgende figuren zijn deze functies geschetst als functie van ω/ω_0

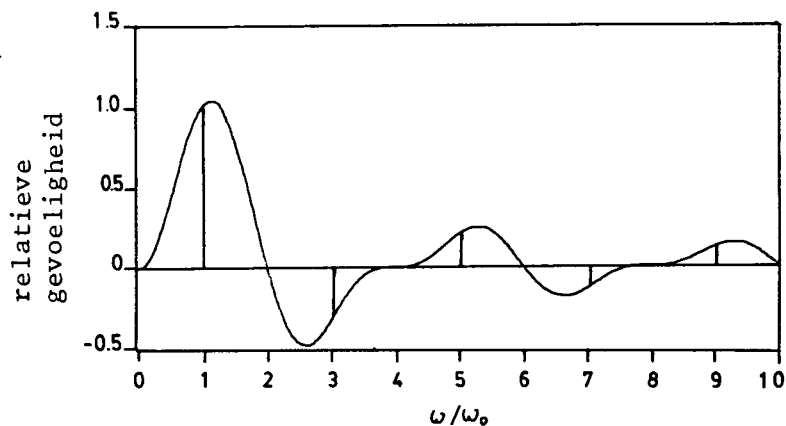
fig 4.5



Figuur 4.5

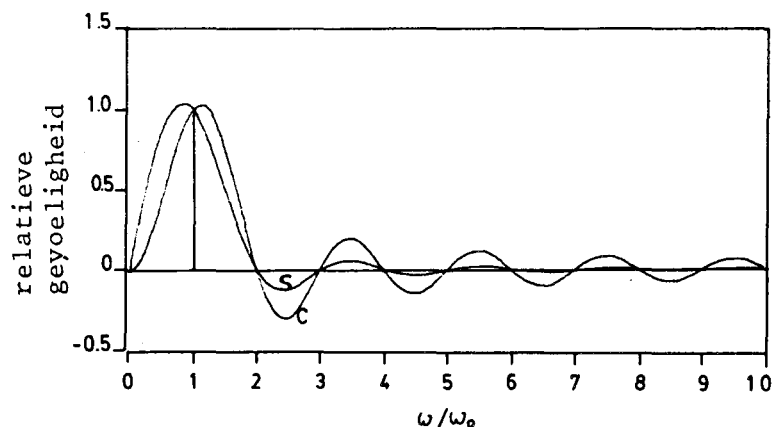
De gevoeligheid van de sinus blok transformatie met frequentie ω_0 voor signalen met frequentie ω . Behalve frequenties in de buurt van ω_0 worden ook oneven hogere harmonischen doorgelaten.

fig 4.6



Figuur 4.6

De gevoeligheid van de cosinus blok transformatie met frequentie ω_0 voor signalen met frequentie ω . Behalve frequenties in de buurt van ω_0 worden ook hogere harmonischen (met wisselend teken) doorgelaten.



Figuur 4.7
 De gevoeligheid van de Fourier
 cosinus en sinus
 transformaties met frequentie
 ω_0 voor signalen met
 frequentie ω . Er worden geen
 hogere harmonischen
 doorgelaten.

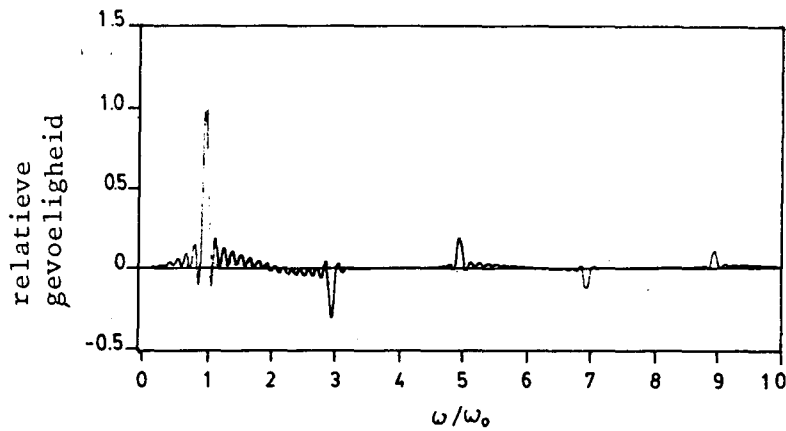
Het belangrijkste verschil tussen blok- en Fouriertransformaties is, dat bij Fourier alle hogere harmonischen worden onderdrukt, en bij de blokanalyse alleen de even harmonischen. Oneven harmonischen van het signaal kunnen bij de bloktransformatie dus bijdragen aan de amplitude van de grondfrequentie zoals die door de transformatie wordt gegeven. Bloktransformatie is dus gevoeliger voor niet lineariteiten in de versterking die leiden tot hogere harmonischen. Bij de halve grondfrequentie (in ons geval 50 Hz!) is er ook verschil in gevoeligheid tussen Fourier en blok, maar dit is minder drastisch. In de praktijk wordt het signaal een aantal (nm) halve omwentelingen direct achter elkaar gemeten. Als over deze perioden gemiddeld wordt, zijn de fasen van de stoorspanningen gecorreleerd. De transformatie wordt dan:

$$F_{XX}(\omega_0, \cos(\omega t + \phi)) = 1/nm \sum_{i=0}^{nm-1} \cos(2\pi\omega i/\omega_0) F_{XX}(\omega_0, \cos(\omega t + \phi)) \quad (4.18)$$

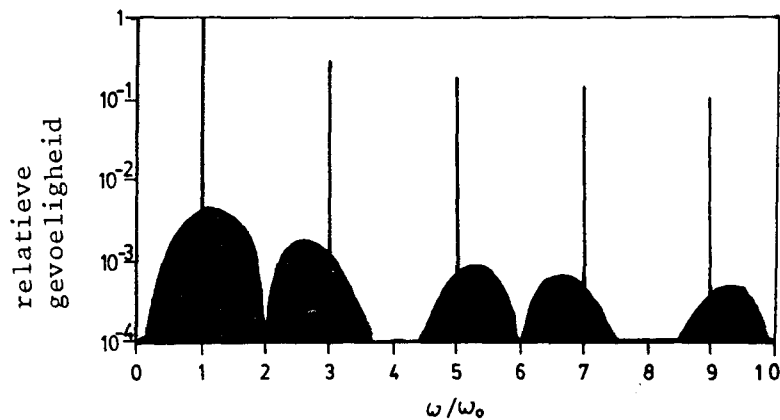
Met F_{XX} een van de blok of Fourier transformaties. Het effect hiervan is, dat in de gevoeligheidscurven (fig 4.5,6,7) nulpunten optreden voor frequenties

$$\omega = k\omega_0/nm \quad (4.19)$$

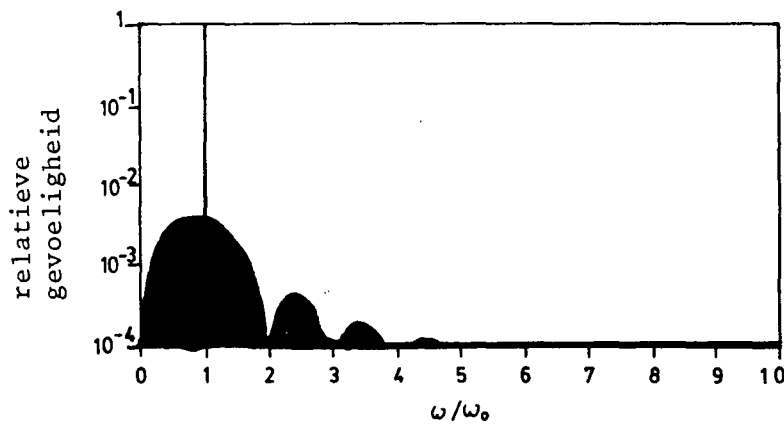
met k geheel, en geen geheel veelvoud van nm . Middelen over meer omwentelingen leidt dus tot steeds meer nulpunten in de gevoeligheidscurve, zodat er dus meer ruis wordt weggefilterd (fig 4.8,9,10).



Figuur 4.8
De gevoeligheid van de cosinus blok transformatie als er over 8 achtereenvolgende perioden wordt gemiddeld. De pieken worden smaller en er ontstaan meer nulpunten. De oneven hogere harmonischen worden echter nog steeds doorgelaten.



Figuur 4.9
De gevoeligheid van de cosinus blok transformatie als er over 250 achtereenvolgende perioden gemiddeld wordt. In de figuur staat de absolute waarde logaritmisch uit. De zwarte gebieden in de figuur zijn ontstaan door het grote aantal nulpunten in de gevoeligheidscurve. De oneven hogere harmonischen worden nog steeds doorgelaten.



Figuur 4.10
De gevoeligheid van de Fourier (cos) transformatie als er over 250 achtereenvolgende perioden gemiddeld wordt. Deze curve ligt vooral bij de hogere frequenties lager dan bij de bloktransformatie. (fig.4.9)

Bij vaak middelen blijft als enige nadeel van de bloktransformatie t.o.v. Fourier over, dat de oneven hogere harmonischen niet worden onderdrukt. Ook is door het iets grotere oppervlak van de gevoeligheidscurve van de bloktransformaties de maximaal te halen signaalruisverhouding bij bloktransformaties iets lager dan bij het

gebruik van Fouriertransformatie.

Wel kan de bloktransformatie stukken sneller zijn, en daardoor tijd overlaten voor meer metingen, die deze slechtere signaalruisverhouding weer goed maken.

4.3.3.3 Meetprocedure bij blokanalyse

Voor de meeste metingen is gebruik gemaakt van de bloktransformatie.

De meetprocedure wordt nu als volgt:

De triggering op het aftelpunt is indentiek aan de beschrijving zoals die in hoofdstuk 4.3.1 voor Fourieranalyse is gegeven. Bij het meten echter worden de metingen niet in afzonderlijke array plaatsen opgeslagen, maar worden per 16 stuks direct opgeteld in een array plaats. Voor een meting die nm halve omwentelingen duurt is zodoende een array met $4*nm$ elementen nodig. Nadat het array gevuld is met metingen, kan van dit array naar keuze een gemiddelde meting of tot nm afzonderlijke metingen gemaakt worden door het optellen van de getallen in het array. Van de gemiddelden kunnen dan a' en b' waarden bepaald worden. Met de transformatie verg.4.6,7 zijn deze waarden om te rekenen naar a en b waarden, en vervolgens naar Δ en ψ .

De procedure die dit middelen uitvoert is zo snel, dat binnen 1 omwenteling 250 punten behandeld kunnen worden.

5. Resultaten

5.1 Inleiding

Het doel van de bouw van de ellipsometer was het meten van de etssnelheid tijdens het plasma-etsen. Door de ellipsometer worden in eerste instantie de ellipsometrische hoeken Δ en ψ gemeten. De interpretatie van de veranderende getalparen (Δ, ψ) naar de laagdikte is echter sterk afhankelijk van het model dat gehanteerd wordt. Daarom wordt dit hoofdstuk als volgt ingedeeld:

Allereerst wordt behandeld hoe uit de metingen een definitieve $\Delta\psi$ -curve en een laagdikteverloop als functie van de tijd geconstrueerd wordt (paragraaf 5.2).

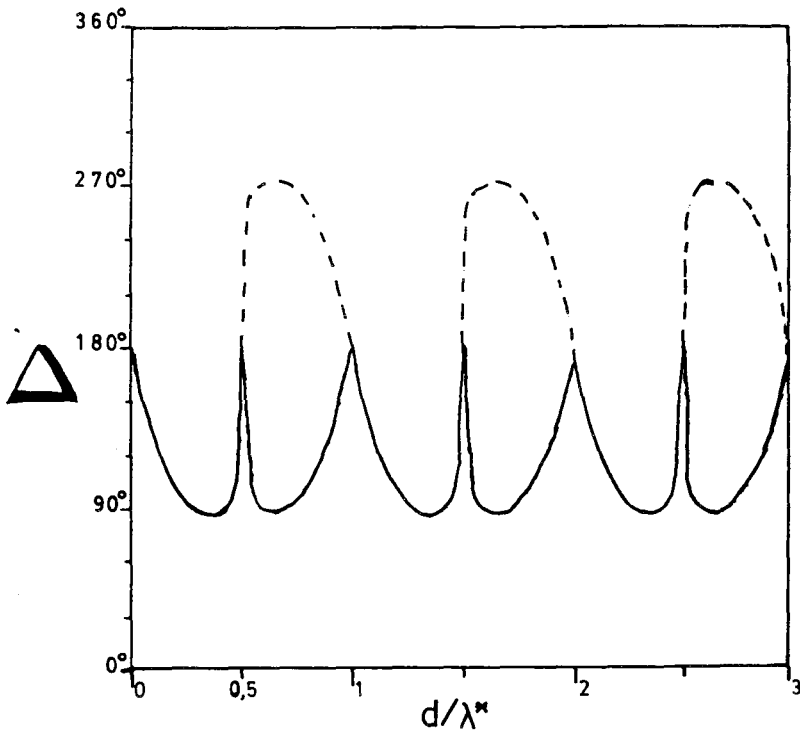
Vervolgens worden enkele metingen besproken die gedaan zijn aan diverse etsende systemen. Hierbij wordt ingegaan op het verloop van de $\Delta\psi$ -curve bij resp. 'nat' etsen (met HF), plasma-etsen met de wafer op de niet bekrachtigde electrode en plasma-etsen met de wafer op de RF-bekrachtigde electrode. Naast de gemeten $\Delta\psi$ -curves worden ook enkele modellen besproken waarmee de $\Delta\psi$ -curves verklaard kunnen worden. Op enkele plaatsen wordt ook een laagdikte interpretatie van de gemeten $\Delta\psi$ -curve gegeven (paragraaf 5.3 en 5.4).

Tenslotte worden de etssnelheden gepresenteerd zoals die berekend zijn uit metingen waarbij het vermogen de druk en de flow gevarieerd werden.

5.2 Interpretatie grafieken

5.2.1 $\Delta\psi$ -plaatjes

Omdat de door ons gebruikte ellipsometer van Δ alleen de \cos meet (vergl. 2.56, 57, 58), is het niet mogelijk uit de metingen verschil te maken tussen Δ en $360^\circ - \Delta$ (fig 5.1). Om toch een duidelijk beeld te krijgen zijn de $\Delta\psi$ -plaatjes in dit hoofdstuk zodanig geplot dat er een gesloten eivormige figuur ontstaat (fig.5.2; zie ook fig.3.4). Omdat bij etsen de figuur rechtsom (met de klok mee) doorlopen moet worden is in gebieden met (als functie van de tijd) toenemende ψ in plaats van Δ $360^\circ - \Delta$ uitgezet. In gebieden met afnemende ψ is Δ ongewijzigd. De heen en weer gaande curve wordt nu als een eivormige (soms spiraal achtige) curve geplot.



Figuur 5.1

Δ als functie van de relatieve laagdikte d/λ^*

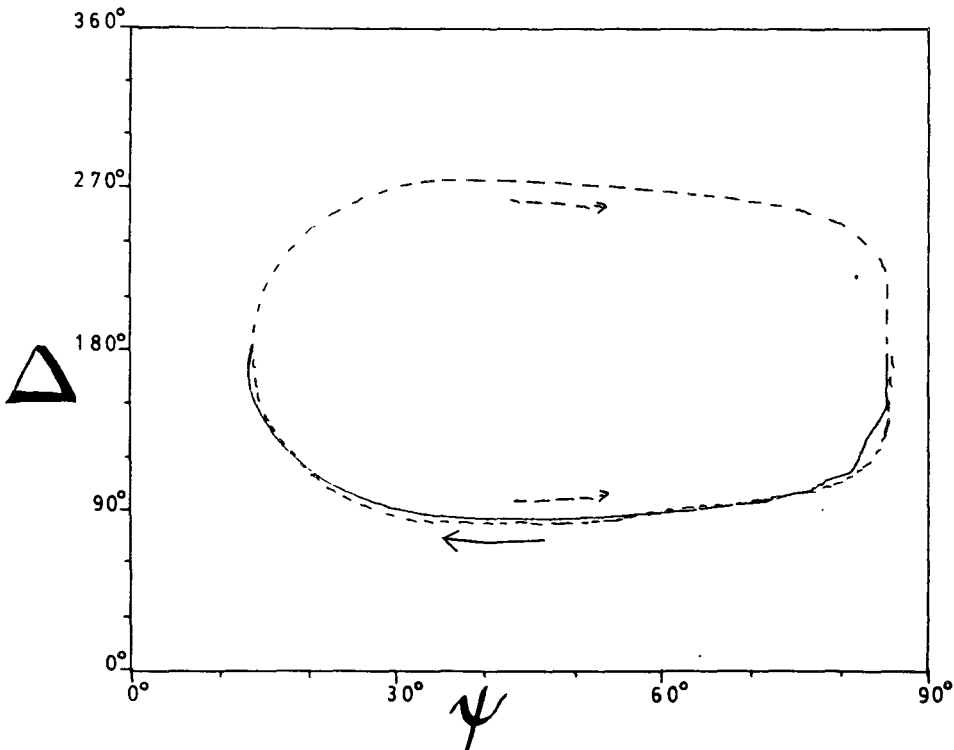
Berekende curve voor

$$n(\text{Si}) = 3.88 - 0.059j$$

$$n(\text{SiO}_2) = 1.48$$

Invalshoek 68°

De onderste helft (getrokken lijn) geeft de Δ zoals die door de RA ellipsometer gemeten wordt. De streeplijn geeft het werkelijke verloop. Tijdens het etsen wordt deze figuur van rechts naar links doorlopen. (zie ook fig. 5.2 en 5.3)



Figuur 5.2

Berekende $\Delta\psi$ -curve voor een etsproces met

$$n(\text{Si}) = 3.88 - 0.059j$$

$$n(\text{SiO}_2) = 1.48$$

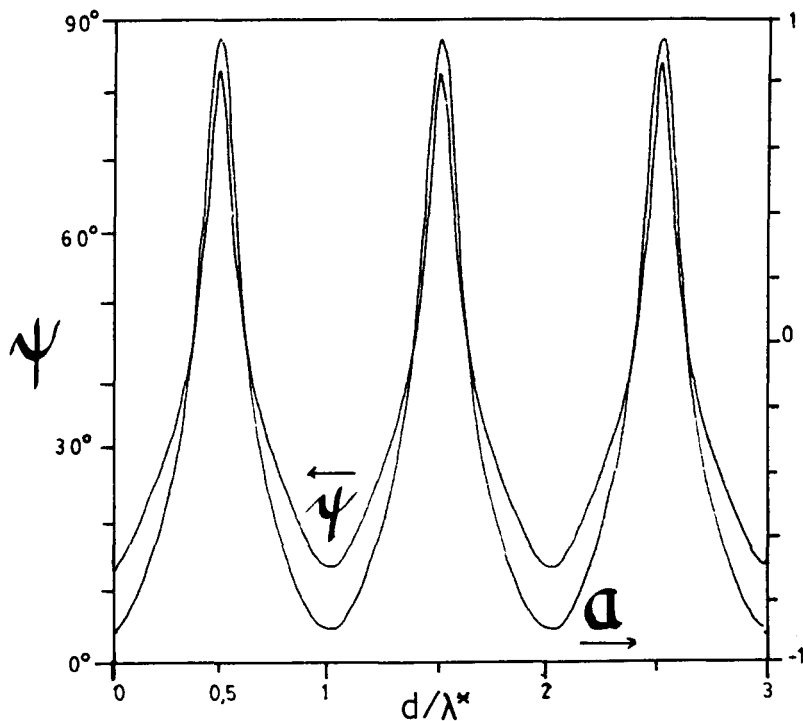
Invalshoek 68°

De onderste helft van de curve volgt direct uit de meting. De bovenste helft (streeplijn) is ontstaan door omklappen van de figuur $(\Delta - 360^\circ - \Delta)$.

De pijl geeft de richting aan waarin de figuur tijdens het etsen doorlopen wordt.

5.2.2 Laagdikte

Δ en ψ zijn periodiek als functie van de laagdikte (fig.5.1, 3), met een periode λ^* ($\lambda^* = \lambda / (4\pi n \cdot \cos \phi_0) = 274 \text{ nm}$ voor $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $n = 1.5$, $\phi_0 = 68'$ zie verg.3.9 en 3.11). Daarom is het niet mogelijk uit een meting van Δ en ψ de absolute laagdikte te halen. Omdat van Δ alleen de \cos bepaald is, is het teken van de verandering van de laagdikte ook niet zonder meer vast te stellen.



Figuur 5.3

ψ en a als functie van de relatieve laagdikte d/λ^* .

Berekende curve voor

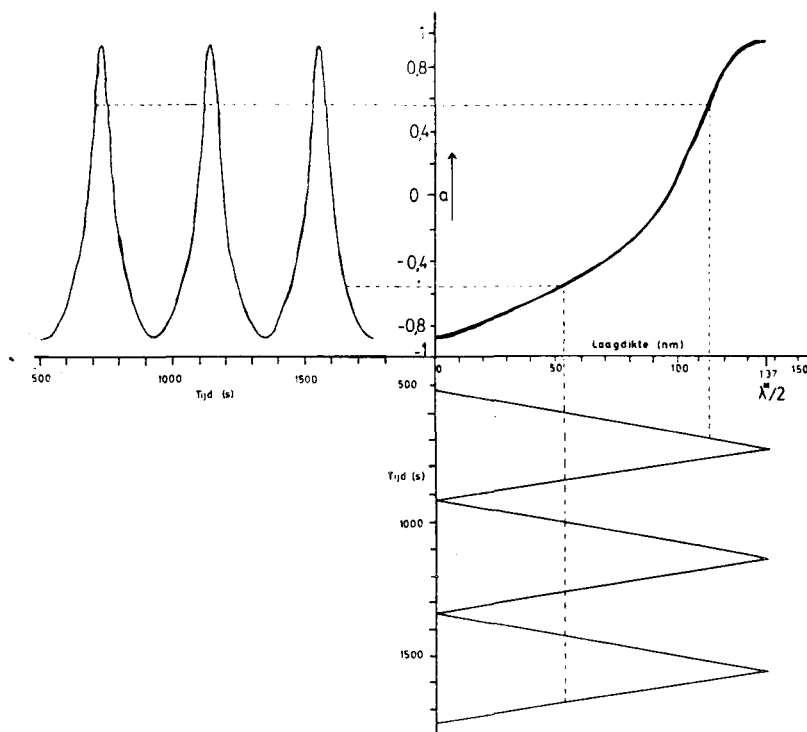
$$n(\text{Si}) = 3.88 - 0.059j$$

$$n(\text{SiO}_2) = 1.48$$

Invalshoek 68°

Omdat ψ en a ($a = \cos 2\psi$) veel op elkaar lijken en omdat a direct uit de metingen volgt wordt de a gebruikt voor de bepaling van de laagdikte.

Uit een tabel met a -waarden ($a = -\cos 2\psi$) als functie van de dikte (kromme rechts-boven in figuur 5.4) is wel een relatieve dikte (d') te bepalen, zoals door figuur 5.4 wordt geïllustreerd.



Figuur 5.4

Constructie van de laagdikte uit de a -waarden. De figuur rechtsboven is een halve periode van de a -laagdikte curve.

$$n(\text{Si}) = 3.38 - 0.059j$$

$$n(\text{SiO}_2) = 1.48$$

Invalshoek 68°

Voor het bepalen van de werkelijke laagdikte moet de driehoek curve nog worden omgevormd tot een continu dalende lijn, door de stijgende flanken om te klappen en bij de laagdikte een geheel aantal malen λ^* op te tellen.

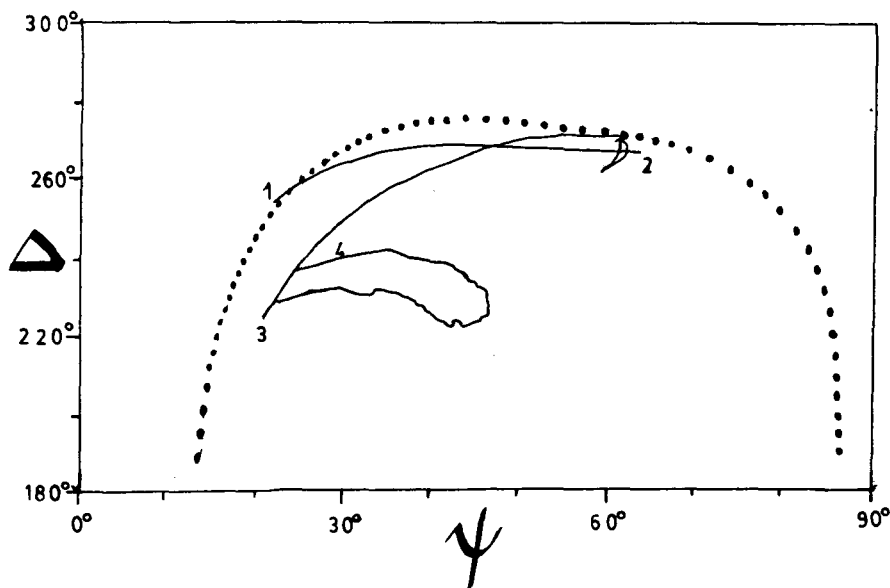
Voor de werkelijke dikte (d) geldt:

$$d = k\lambda^* + d' \quad (5.1)$$

met k een geheel getal. Voor de geplote laagdikte is verg.5.1 zo toegepast dat een continu dalende laagdikte ontstaat. Binnen een halve periode ($\lambda^*/2$) is hierbij steeds de zelfde correctie toegepast. De geplote laagdikte kan een aantal malen λ^* van de echte waarde afwijken. Deze bepaling van de laagdikte is zeer afhankelijk van de bij het maken van de referentie tabel gebruikte brekingsindices. Ook een etsproces dat extra lagen op of in het preparaat introduceert, leidt tot een afwijkende relatie tussen Δ , ψ en de laagdikte. In dit geval is de gebruikte laagdikte bepaling onbetrouwbaar.

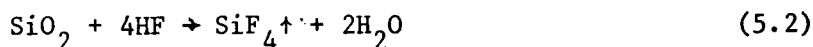
5.3 'Nat'-etsen

Om de ellipsometer uit te proberen is allereerst een stukje wafer met oxidelaag geetst boven een bakje met HF-oplossing. Het resultaat van deze meting is, samen met een berekende curve, te zien in figuur 5.5.



Figuur 5.5
Etsen met 40% HF oplossing
onder het monster.
De stippellijn geeft de
 $\Delta\psi$ -curve voor
 $n(\text{Si}) = 3.88 - 0.059j$
 $n(\text{SiO}_2) = 1.48$
Invalshoek 68°

Het eerste stuk van de meting verliep zoals verwacht. Na ongeveer 100 nm geetst te hebben ontstond er echter een afwijking (traject 2-3). Deze is onder andere te verklaren met een waterfilm die zich op het oppervlak afzet.



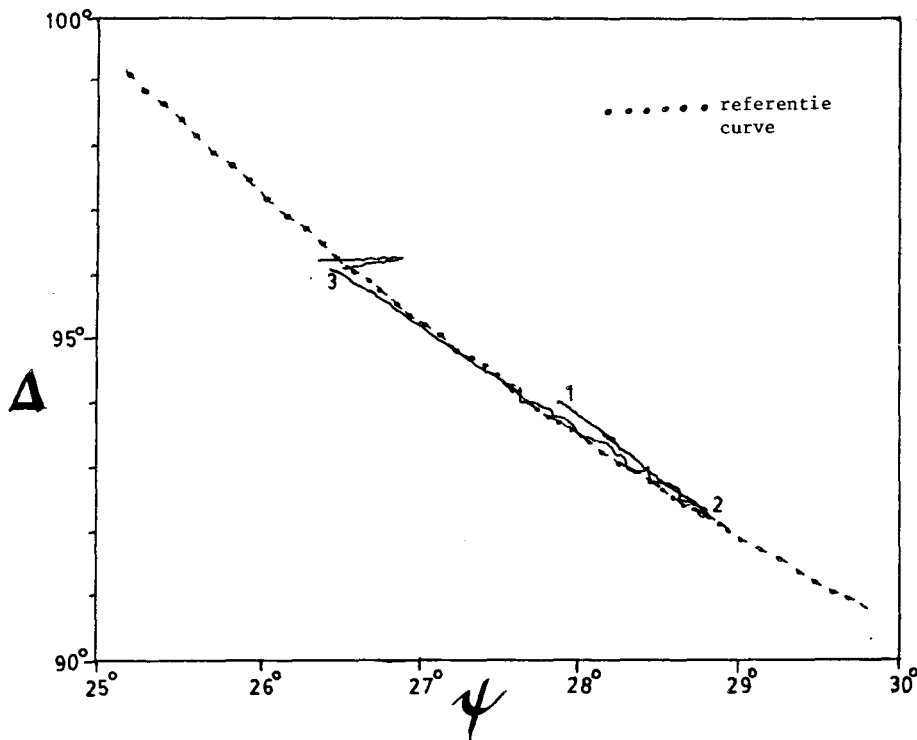
Het traject van punt 1 naar punt 2 in figuur 5.5 duurde ongeveer 2 minuten, en kwam overeen met een laagdikte van 100 a 200 nm. De etssnelheid was dus ongeveer 1 nm per seconde. De grote fouten aan het einde van de meting (traject 3-4) zijn ontstaan, doordat het preparaat een dof uiterlijk kreeg ('beslagen' door het water dat in reactie 5.2 ontstaat), en de laserbundel diffuus reflecteerde. Hierdoor nam de intensiteit op de detector sterk af.

5.4 Plasma etsen

5.4.1 Wafer op aardelectrode

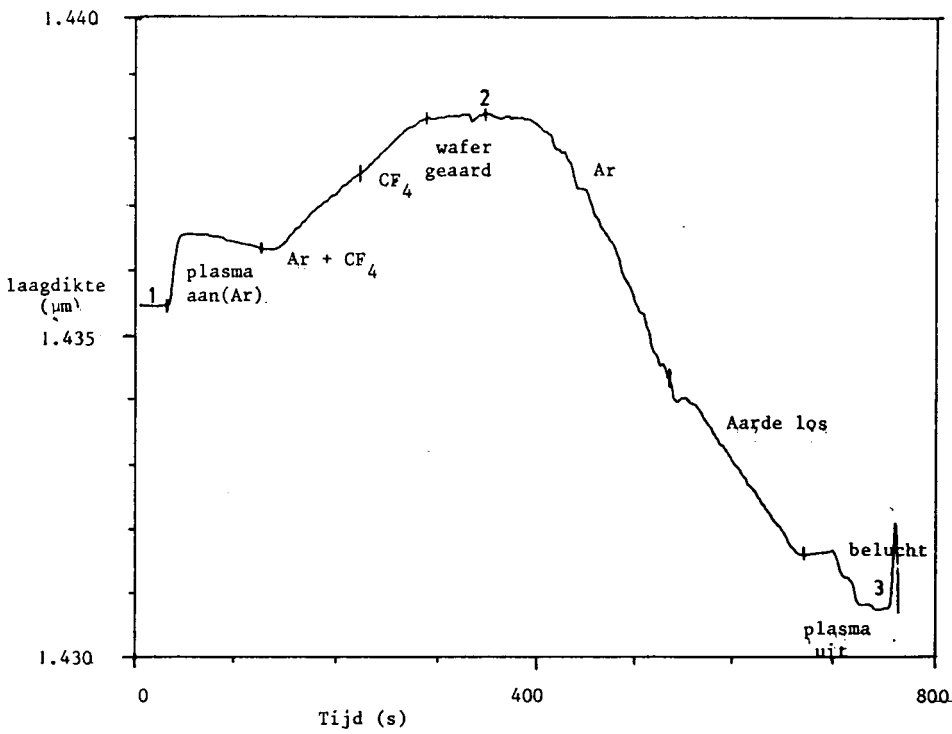
In de eerste opstelling bevond de te etsen Si-wafer zich op een zwevende electrode, die geaard kon worden. Hiertegenover bevond zich de RF bekrachtigde electrode. Deze was van gesinterd aluminium. Door deze poreuze electrode werden de etsgassen toegevoerd.

Bij de eerste meting is het effect van het gebruikte etsgas onderzocht. De $\Delta\psi$ -curve volgt in goede benadering de verwachte kromme (fig.5.6)



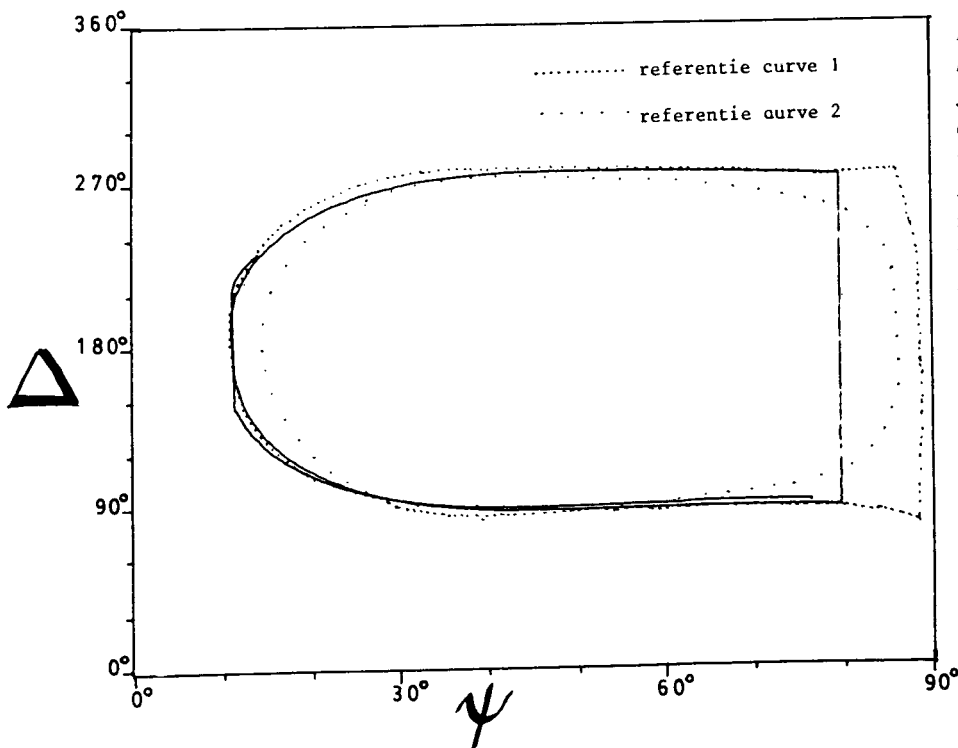
Figuur 5.6
Etsen met diverse plasma
samenstellingen
zie ook fig.5.7
Referentie curve
 $n(\text{Si}) = 3.88 - 0.059j$
 $n(\text{SiO}_2) = 1.48$
Invalshoek 68°

In de dikke interpretatie van figuur 5.7 is te zien dat zuiver Ar etst. Bijmengen van CF_4 leidt tot depositie. Ook zuiver CF_4 lijkt te deponeren. Bij aarding van de electrode met de wafer stopt deze depositie. Zuiver Ar geeft in deze situatie weer een etsreactie, met een etssnelheid die hoger ligt dan in het geval van de zwevende electrode. In figuur 5.7 is ook nog het effect op de meting van het aanschakelen van het plasma en het beluchten van de reactor te zien.

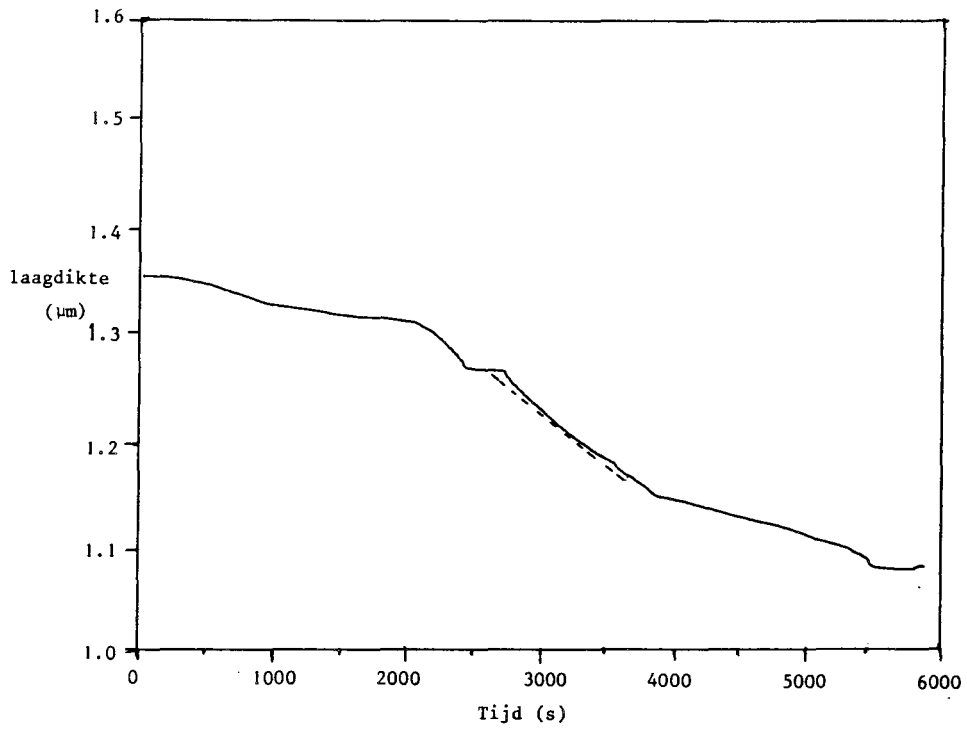


Figuur 5.7
 Laagdikte als functie van de tijd van de meting uit figuur 5.6
 Bij de curve staan de veranderingen aan het plasma aangegeven.

Een plasma met H₂ + CF₄ leidde wel tot etsen (fig.5.8). In figuur 5.9 is een dikte interpretatie van deze meting gegeven. Hieruit valt een maximale etssnelheid van 0,1 nm/s te af te leiden. Bij een meting met zuiver Ar als etsgas werd in 7 uur iets meer dan 1 ei weggeetst. Dit is te interpreteren als een etssnelheid tussen 10 en 20 pm/s.



Figuur 5.8
 Etsen met H₂ en CF₄
 flow 2*90 sccm
 druk 0.05 torr
 vermogen 50 W
 Referentiecurve 1
 $n(\text{Si}) = 3.50 - 0.059j$
 $n(\text{SiO}_2) = 1.46$
 Invalshoek 68°
 Referentiecurve 2
 $n(\text{Si}) = 3.88 - 0.059j$
 $n(\text{SiO}_2) = 1.46$
 Invalshoek 68°
 Totale meettijd 6000 s.

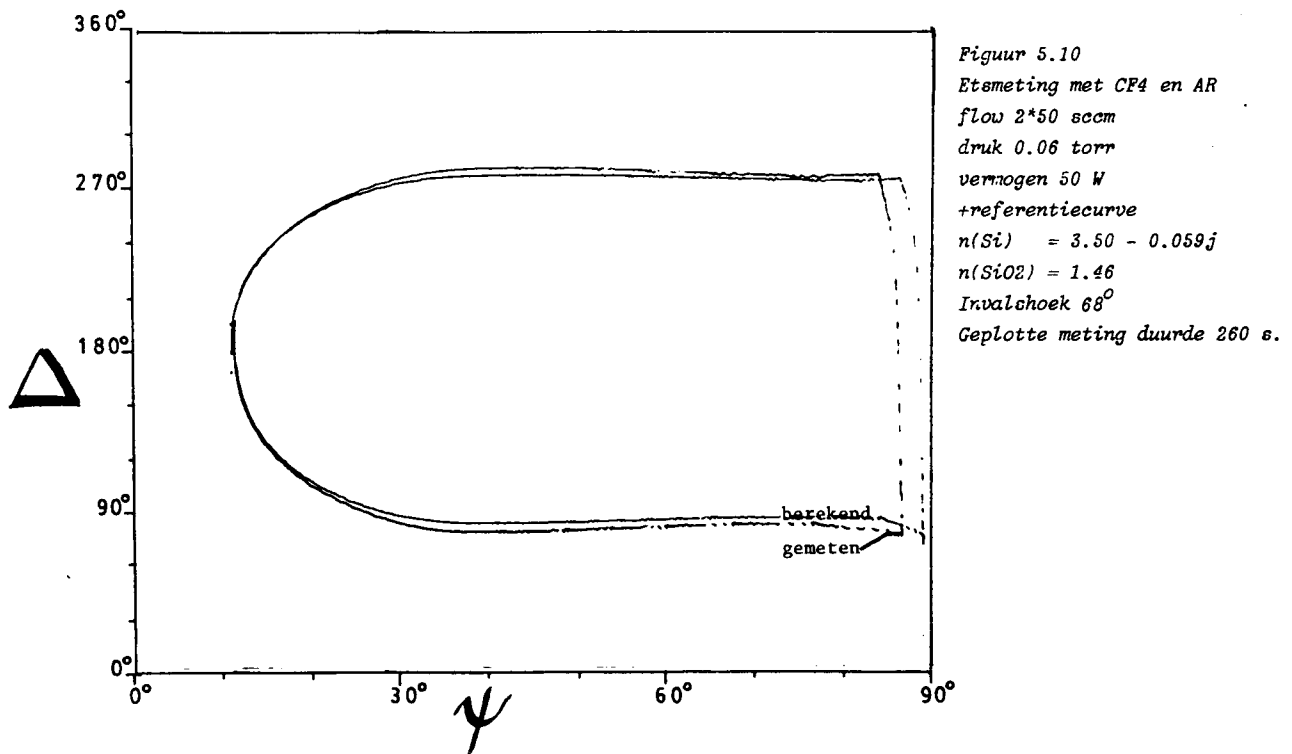


Figuur 5.9
Laagdikte bij de meting van
figuur 5.8
De streeplijn in de figuur
komt overeen met een
(maximale) etssnelheid van 0,1
mm/s
Tijdens de meting zijn de
drukken en flows gevarieerd om
een grote etssnelheid te
zoeken.

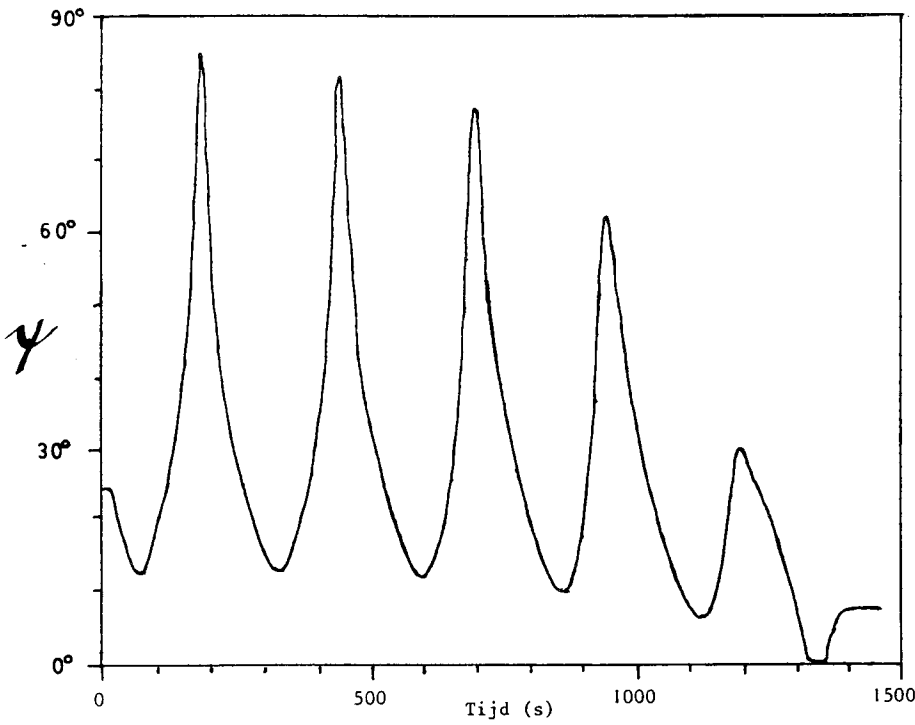
5.4.2.1 Wafer op RF electrode

Om de etssnelheid te vergroten, is daarna de opstelling gewijzigd. De vroegere RF electrode wordt nu geaard, maar wordt nog wel gebruikt voor de gastoevoer. De wafer is nu op een nieuwe electrode gemonteerd, die RF bekrachtigd wordt. Het voordeel van deze configuratie is, dat al het RF vermogen nu door de wafer gaat. Bij alle onderstaande metingen is, tenzij anders vermeld geetst met een mengsel dat uit gelijke delen Ar en CF₄ bestond.

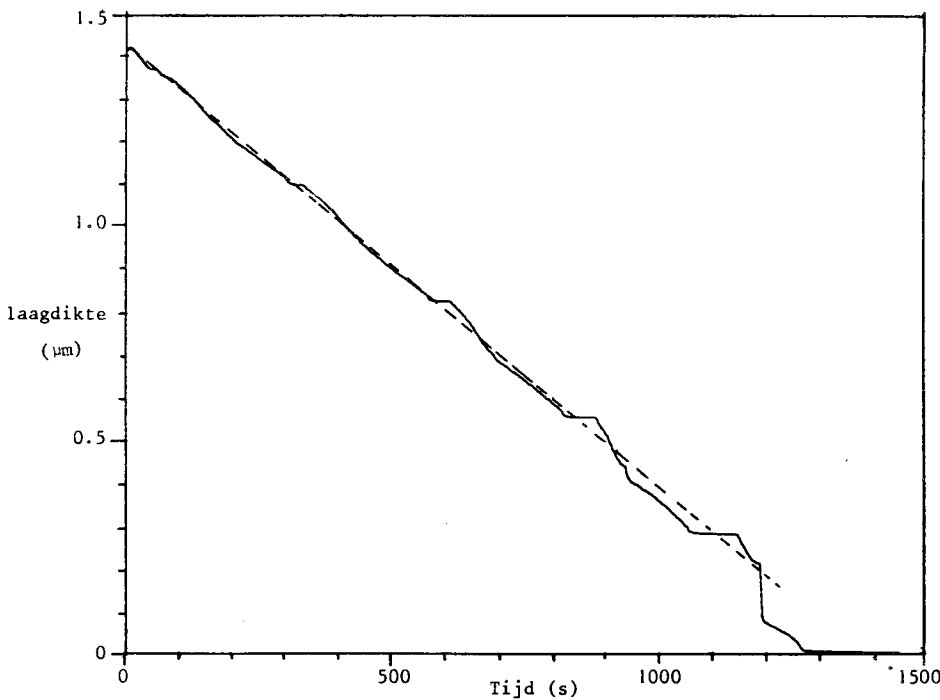
In deze configuratie bleek een mengsel van CF₄ en Ar wel goed te etsen. Figuur 5.10 toont het eerste stuk (280nm) van deze meting, samen met een gefitte curve .



In figuur 5.11 en 5.12 zijn van deze meting de ψ en de laagdikte als functie van de tijd gegeven.



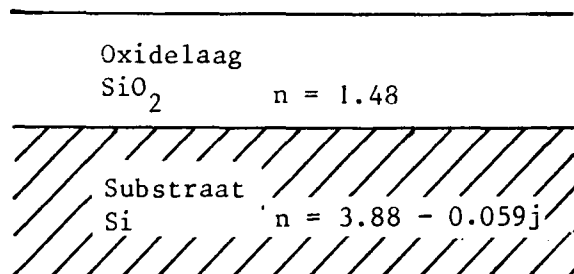
*Figuur 5.11
ψ-tijd-curve voor de totale
meting uit figuur 5.10*



*Figuur 5.12
De laagdikte van de meting uit
figuur 5.10
De streeplijn in de figuur
heeft een richtingscoëfficiënt
van 1.05 nm/s.
Omdat de amplitude van de
steeds kleiner wordt (figuur
5.11) wordt de dikte
interpretatie die hiermee
geen rekening houdt, steeds
minder goed.*

De etssnelheid is nu ruim 1 nm/s. Doordat de ψ steeds minder variatie vertoont (vergelijk figuur 5.11 met 5.3) ontstaan er, vooral aan het einde van de meting, fouten in de dikte interpretatie. Dit is te

wijten aan een te primitief model dat voor het etsproces gebruikt is (figuur 5.13).



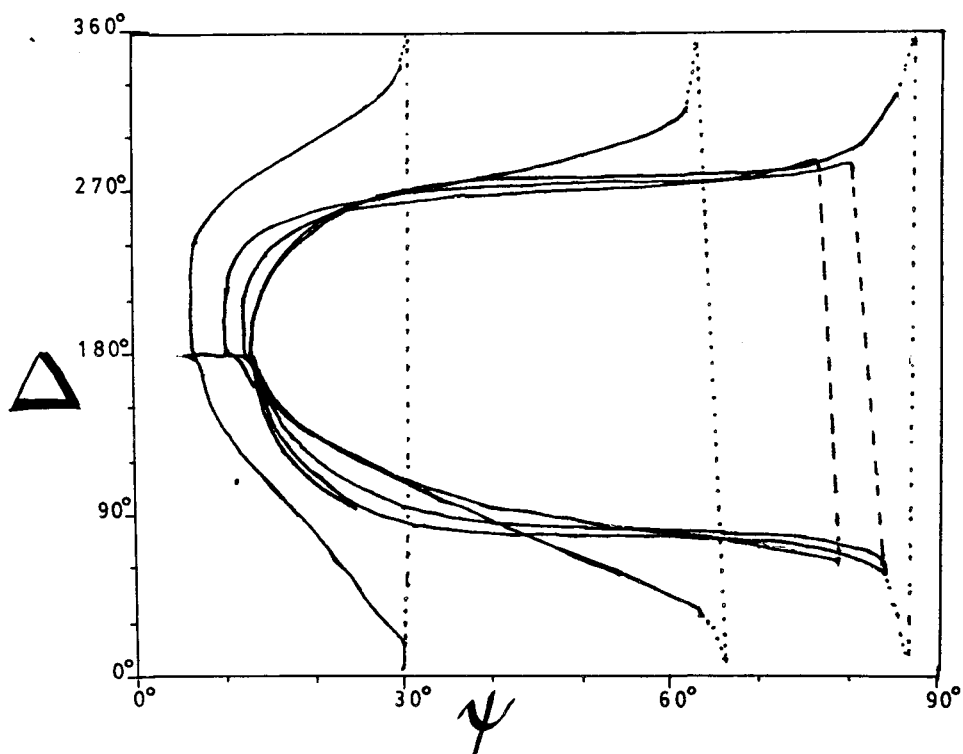
*Figuur 5.13
Eenvoudig etsmodel
Substraat met 1 laag*

Het eenvoudigste model van het etsproces bestaat uit een Si substraat met daarop een laag SiO₂, die door het etsen in de loop van het proces dunner wordt. Het resultaat van dit model is een 'ei' (referentie curve 2 in figuur 5.8 of figuur 3.4) dat tijdens het etsen meerdere malen wordt doorlopen. Een 'ei' komt overeen met een dikte van 274 nm.

In figuur 5.10 is een berekende curve te zien die gemaakt is met bovenstaand model met andere brekingsindices. De brekingsindex van Si en SiO₂ zijn hierbij resp. 10 en 1.3 % lager genomen dan de literatuurwaarde. Deze aanpassing blijkt ook in figuur 5.8 (referentie curve 1) goed te voldoen.

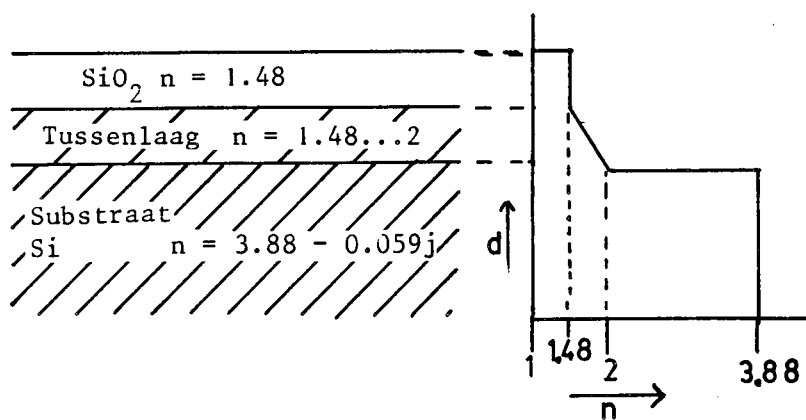
5.4.2.2 Afwijkende vormen

Dat het eenvoudige etsmodel uit fig 5.13 niet voldoet blijkt behalve uit figuur 5.11 ook uit figuur 5.14 die de volledige $\Delta\psi$ -curve uit figuur 5.10 toont. Na ongeveer 3 'eieren' (d.w.z. 820 nm geetst) begint de curve van zijn verwachte baan af te wijken.

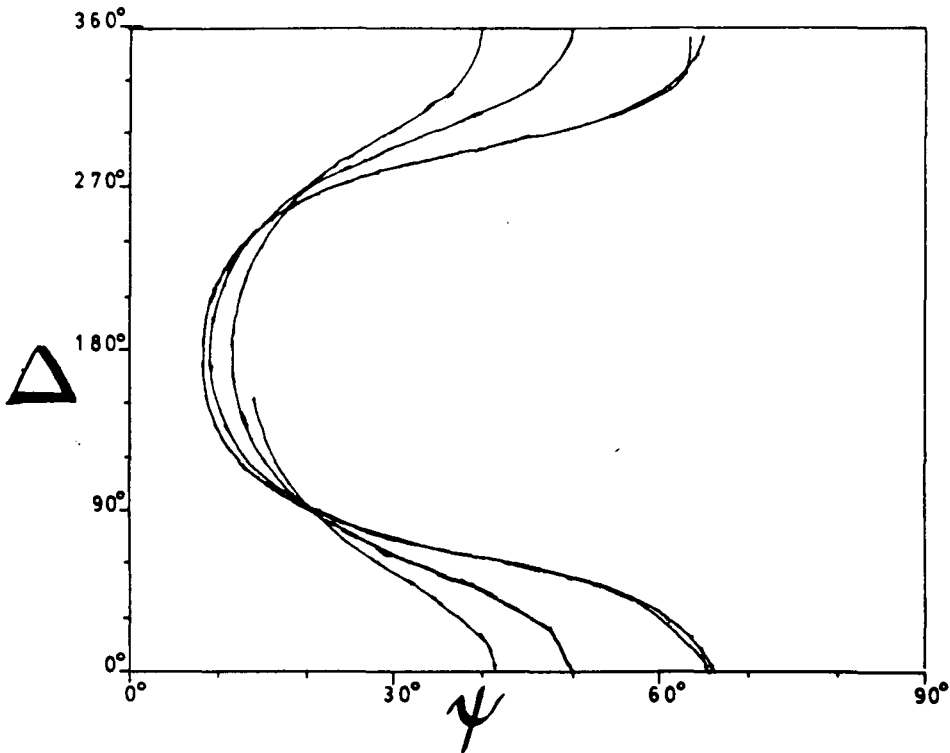


Figuur 5.14
Volledige meting uit figuur 5.10
Na 3 'eieren' krijgt de curve een afwijkend verloop.

Een verfijning van het eerste model, die bestaat uit het aannemen van een overgangsgebied tussen substraat en laag, waarin de brekingsindex verloopt (fig 5.15), leidt tot een $\Delta\psi$ -curve (fig.5.16) die, vooral wat het eindgedrag betreft, overeenkomst vertoont met figuur 5.17.

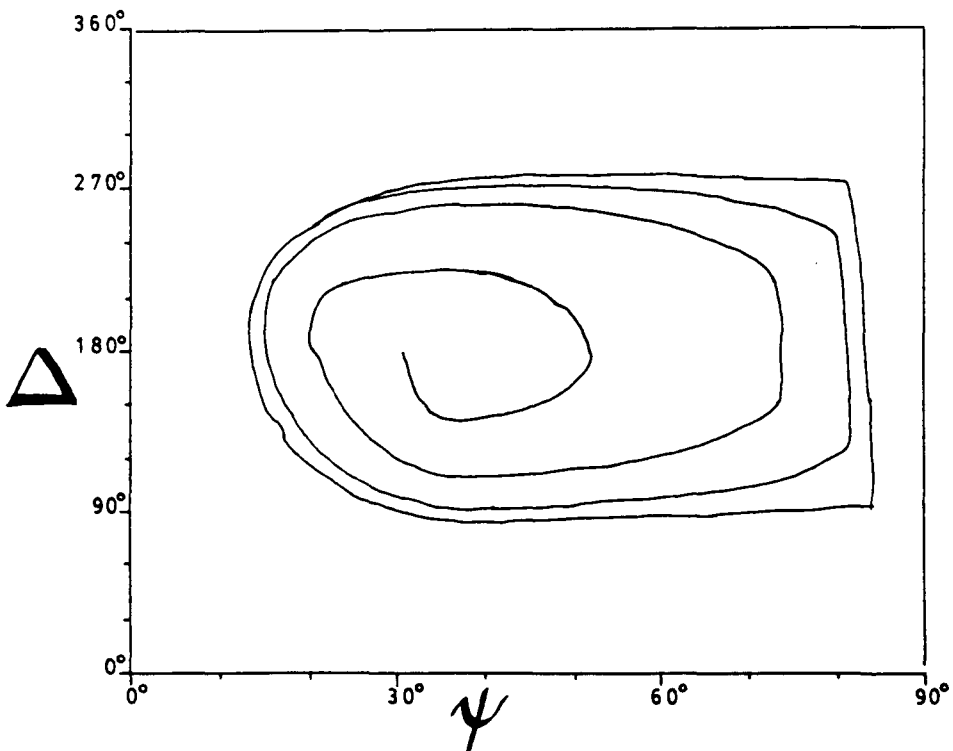


Figuur 5.15
Model met een tussenlaag met verlopende brekingsindex
De bijbehorende $\Delta\psi$ -curve staat in fig 5.16



Figuur 5.16
 $\Delta\psi$ -curve uit het model uit
figuur 5.15
Vergelijk deze curve ook met
het eindgedrag van fig. 5.14

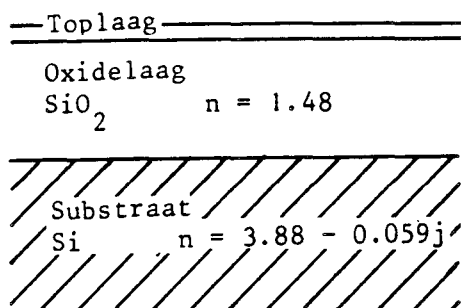
Het verschil tussen deze twee figuren (5.14 en 5.16) is mogelijk te verklaren door aan te nemen dat het bovengenoemde overgangsgedrag pas tijdens het etsen ontstaat. Het begin van de meting is dan 'normaal' (fig 5.10) en na enige tijd gaat de curve over in die van figuur 5.16. Het verloop van de $\Delta\psi$ -curve kan echter ook een ander eindgedrag vertonen zoals te zien in figuur 5.17.



Figuur 5.17
Etsmeting met verschillende
flows
flow ($Ar \approx CF_4$) 2⁴(10, 100,
50, 20, 50) sccm
druk 0.05 torr
50 watt

Ook deze curve is in principe te fitten door een brekingsindex van de laag aan te nemen die als functie van de tijd en de laagdikte verandert.

Het is ook mogelijk dat er op de SiO₂-laag een top laag ontstaat met een afwijkende brekingsindex. Deze laag kan gevormd worden door oppervlaktebeschadiging van de SiO₂-laag of door adsorptie van (kraakproducten van) het etsgas (fig 5.18).

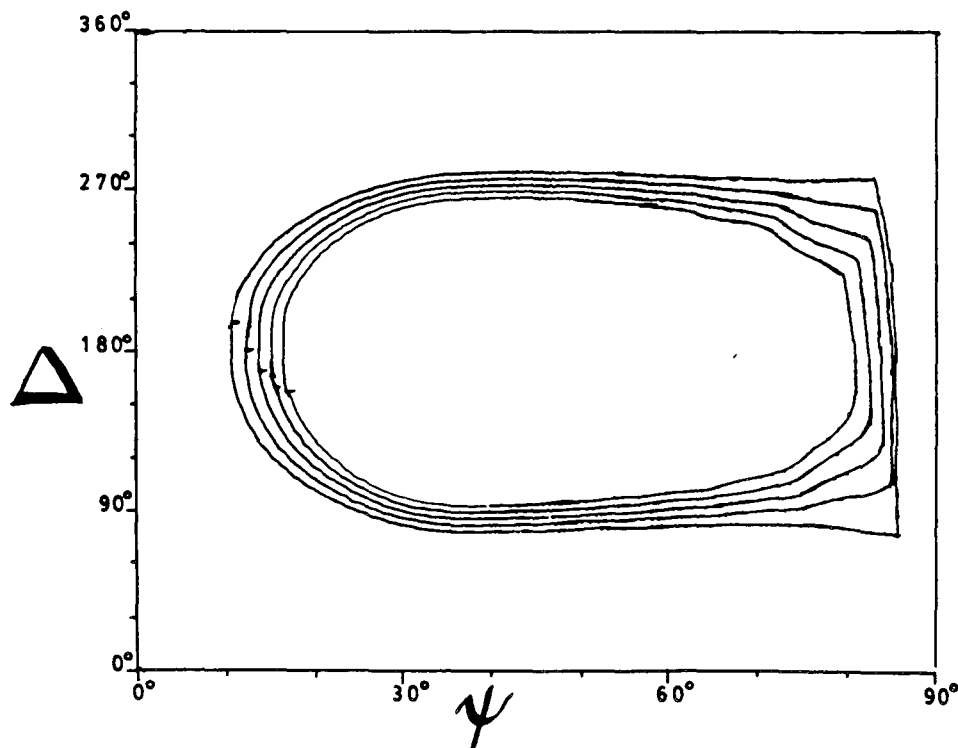


Figuur 5.18

Model met een top laag met een afwijkende brekingsindex. Deze laag kan gevormd worden door oppervlaktebeschadiging van de SiO₂-laag of door adsorptie van (kraakproducten van) het etsgas.

Opmerking

De $\Delta\psi$ -curve van een model is ook afhankelijk van de gebruikte invalshoek. Dit is te zien in figuur 5.19 die het effect toont van een variatie van $\pm 2^\circ$ in de invalshoek.



Figuur 5.19

'Eieren' voor verschillende invalshoeken

Invalshoek van binnen naar buiten 66, 67, 68, 69, 70°.

$n(\text{Si}) = 3.88 - 0.059j$

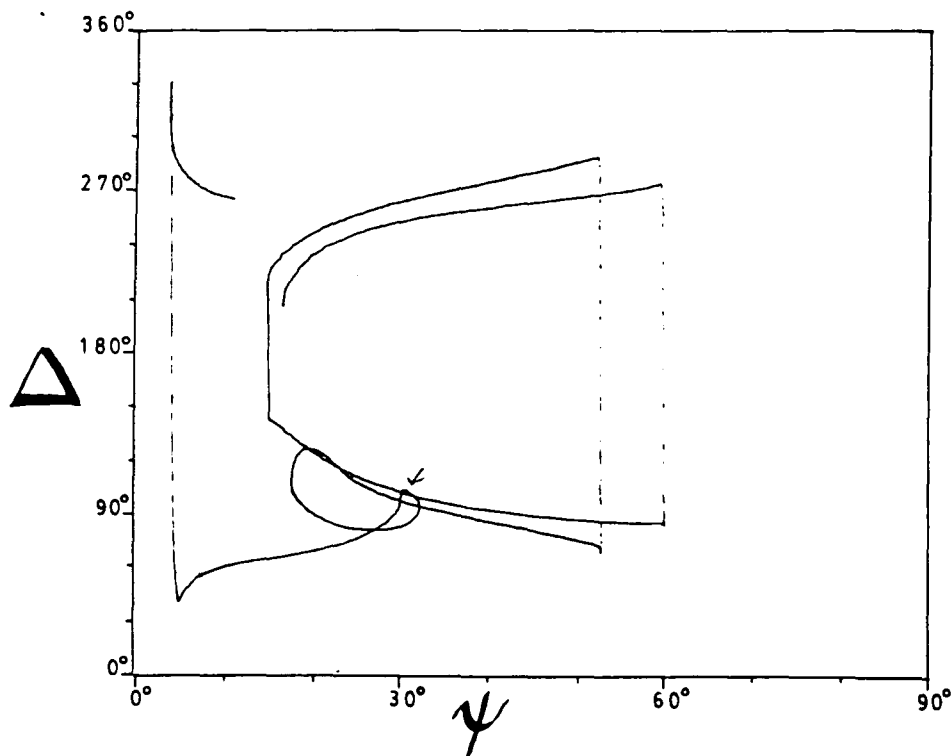
$n(\text{SiO}_2) = 1.48$

De dwarsstreepjes staan bij een laagdikte die overeenkomt met 5 eieren gemeten bij 68°. Uit het verloop van deze streepjes als functie van de invalshoek is bij multi-angle ellipsometrie de absolute laagdikte te bepalen.

In het algemeen zal er een combinatie van bovengenoemde, en nog vele andere processen kunnen plaatsvinden.

Het is weliswaar mogelijk om door de gemeten $\Delta\psi$ -curve een goed 'fittende' modelcurve aan te passen, maar daarvoor zijn verdere, meer geïsoleerde experimenten vereist die het mogelijk maken een verantwoorde keuze te doen uit de genoemde modellen.

5.4.2.3 Eindpunt gedrag

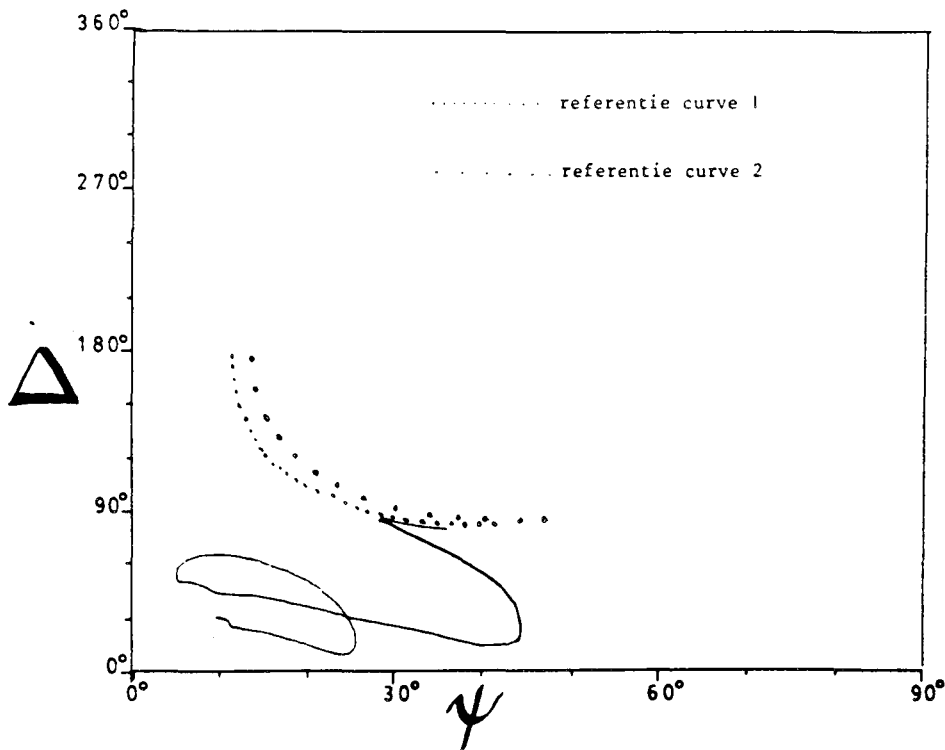


Figuur 5.20
Het laatste stuk van een meting.
Bij de pijl werd alleen met Ar doorgeetst. Ook voor die tijd is er al een plotselinge verandering in de curve opgetreden.
Flow 2 50 sccm Ar CF4
Druk 0,05 torr
Vermogen resp. 50 20.10,5.40 en 20 W.
Alleen de laatste meting met de laatste twee vermogens is geplott.

Nadat er ongeveer de verwachte laagdikte is weggeetst ontstaat er een plotselinge verandering in de $\Delta\psi$ -curve. Figuur 5.20 geeft hiervan een duidelijk voorbeeld. Door tijdens het etsen Δ en ψ te plotten kan deze verandering mogelijk gebruikt worden om het eindpunt (SiO₂-laag weggeetst) te bepalen.

Na het etsen is op de geetste wafer een dof witte aanslag te zien. Deze laag lost niet op in 40% HF en is redelijk krasbestendig.

Ook na 'etsen' met zuiver argon had de wafer een dof wit uiterlijk. De $\Delta\psi$ -curve wijkt bij dit 'argon etsen' ook al snel af van zijn verwachte verloop. Alleen de eerste tientallen nm lijken normaal te verlopen. Daarna verandert het ellipsogram maar erg langzaam. De totale 'ets'tijd van de meting uit figuur 5.21 bedraagt 9 uur!



Figuur 5.21
'Etsen' met argon:
flow 50 cccm
druk 0.05 torr
referentiecurve 1
n(Si) = 3.50 - 0.059j
n(SiO₂) = 1.46
Invalshoek 68°
referentiecurve 2
n(Si) = 3.83 - 0.069j
n(SiO₂) = 1.46
Invalshoek 68°
Totale etstijd 9 uur.

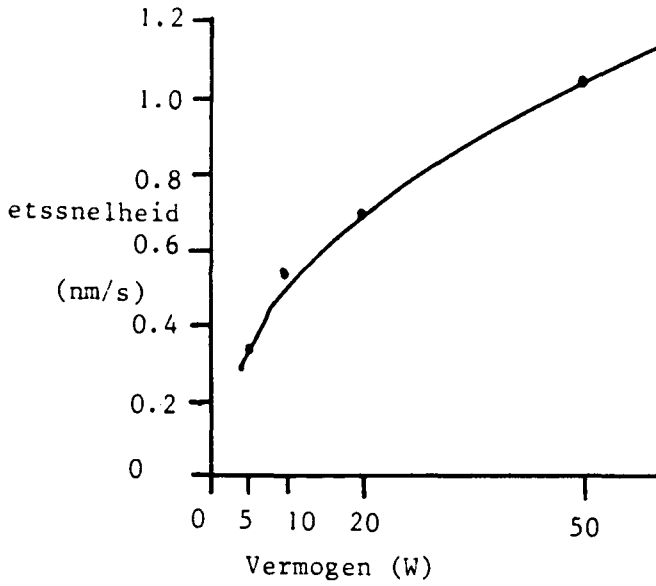
5.5 Etssnelheden

Voor de eerste meting met HF was de etssnelheid ongeveer 1 nm/s.

In de opstelling met de wafer op de aardelectrode is een maximale etssnelheid van 0,1 nm/s gemeten bij een mengsel van H₂ en CF₄. Met Ar lag de snelheid op gemiddeld 20 pm/s.

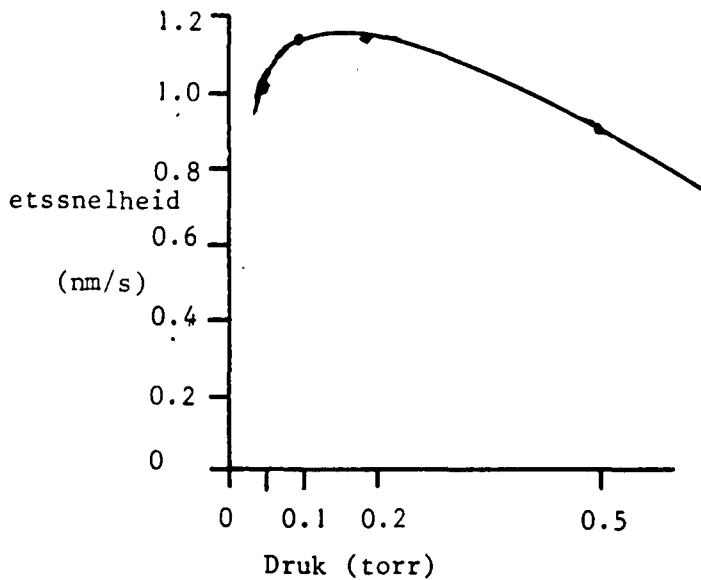
In de opstelling met de wafer op de RF-electrode is de etssnelheid bepaald als functie van vermogen, druk en flow. Dit is gebeurd met een mengsel dat uit gelijke delen Ar en CF₄ bestond.

Figuur 5.22 toont het effect van het toegevoerde vermogen. De toename van de etssnelheid bij toenemend vermogen is te verklaren met een toenemende electronen dichtheid zoals die door [BIS.85] gemeten is.



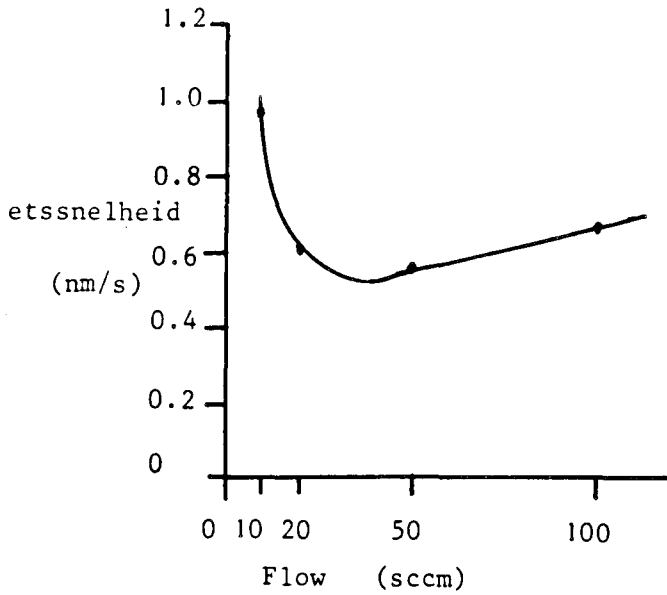
Figuur 5.22
De etssnelheid als functie van het vermogen.
Flow 2*50 sccm (Ar + CF4)
Druk 0,05 torr

In figuur 5.23 staat de etssnelheid als functie van de druk. Het maximum van de etssnelheid bij een druk tussen de 0.1 en 0.2 torr valt samen met een maximum in de electronendichtheid (en de F concentratie) zoals dat door [BIS.85] gemeten is.



Figuur 5.23
De etssnelheid als functie van de druk.
Flow 2*50 sccm (Ar + CF4)
Vermogen 50 W

Figuur 5.24 toont het resultaat van een meting waarbij de flow gevarieerd werd. De daling van de etssnelheid bij toenemende flow is mogelijk te verklaren met een verkorting van de verblijftijd van de reactieve deeltjes in de reactor bij toenemende pompsnelheid.



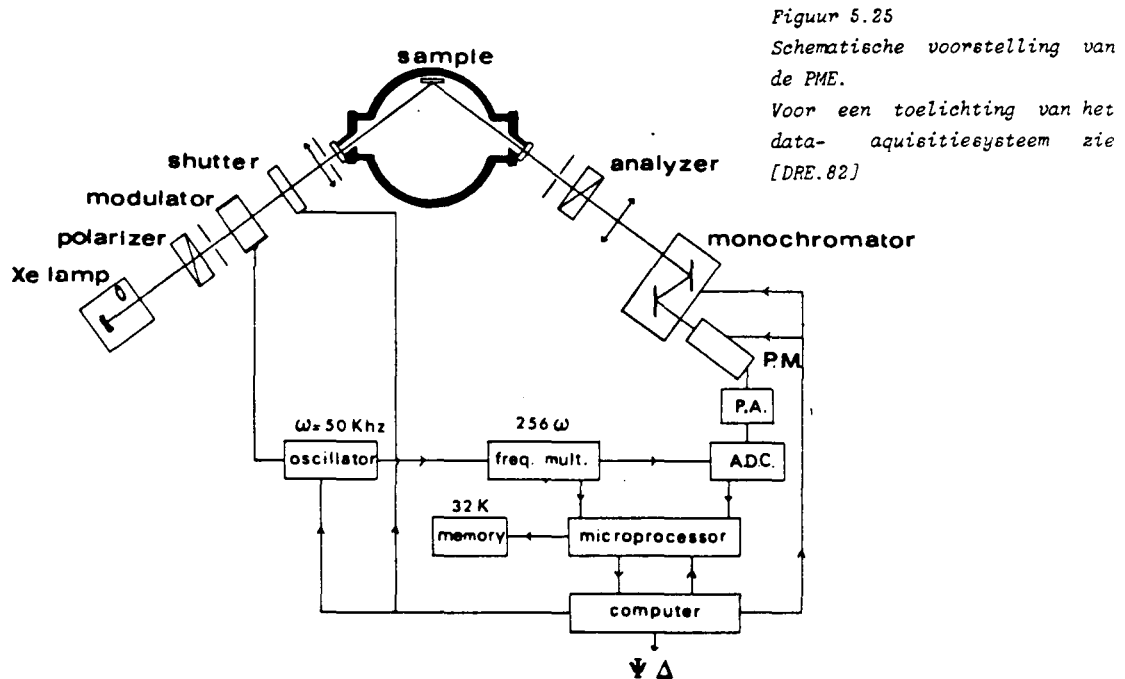
Figuur 5.24
De etssnelheid als functie van
de flow.
Druk 0.05 torr
Vermogen 50 W

Bovenstaande etssnelheden zijn bepaald door de tijd te meten die nodig was om een half 'ei' te doorlopen (tijd tussen minimum en maximum van ψ). Dit komt overeen met een geetste laagdikte $\lambda^*/2$ (=137 nm). Uit de tijdsafgeleide van de laagdikteinterpretatie is ook een etssnelheid te halen, maar deze lijkt vooral aan het einde van de meting erg onbetrouwbaar. In de appendix worden de op verschillende manieren bepaalde etssnelheden vergeleken. Voor een betrouwbare bepaling van de etssnelheid is het beter om voor elke meetconditie van een nieuwe wafer uit te gaan omdat dan de etssnelheid beter te interpreteren is.

5.6 Polarisatie modulatie ellipsometer

5.6.1 Inleiding

Op de Ecole Polytechnique te Parijs wordt een polarisatie modulatie ellipsometer (PME) gebruikt voor het verrichten van metingen tijdens de depositie van Si op een kwarts substraat.



Figuur 5.25

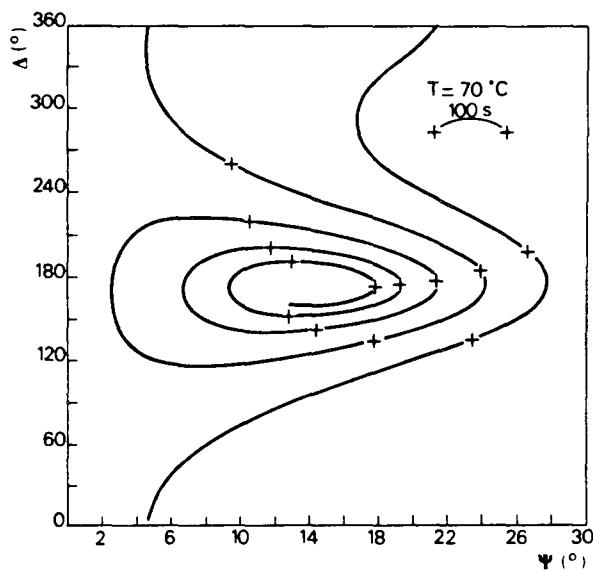
Schematische voorstelling van de PME.

Voor een toelichting van het data-aquisitiesysteem zie [DRE.82]

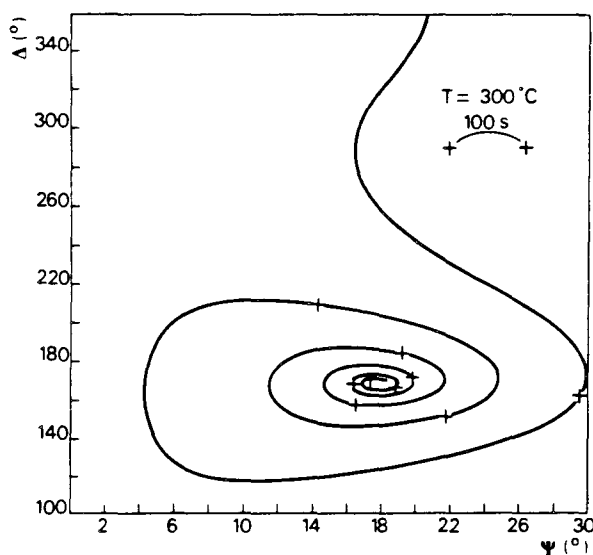
Als onderdeel van deze afstudeerperiode heb ik gedurende een maand een bezoek gebracht aan deze Ecole Polytechnique. Tijdens dit bezoek heb ik geholpen de ellipsometer, die al gebruikt was voor metingen van depositie door een multipool plasma, weer op te bouwen voor metingen aan depositie door een RF plasma. Voor een uitgebreide beschrijving van deze ellipsometer zie [DRE.82]. In hoofdstuk 8 zullen de PME en de RAE (roterende analysator ellipsometer) worden vergeleken wat betreft onder andere prestaties en prijs.

De volgende figuren tonen metingen zoals die eerder met deze ellipsometer zijn verricht.

5.6.2 Tijdsopgeloste metingen



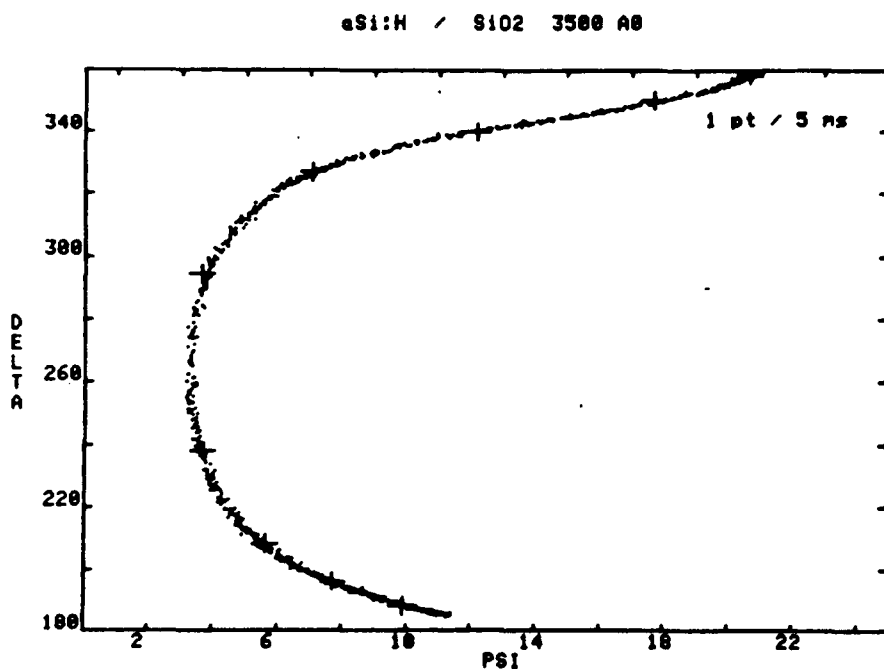
Figuur 5.26
 $\Delta\psi$ -curve voor de depositie van Si bij 70°C gemeten bij een golflengte van 550 nm.
Plasmacondities:
Ptot: 56 mPa
PSiH4: 45 mPa
Elec. energie 60 eV
flow 6.9 sccm
meetinterval 0.84 s
[PER.81]



Figuur 5.27
 $\Delta\psi$ -curve voor de depositie van Si bij 300°C . gemeten bij een golflengte van 550 nm.
Plasmacondities
Ptot : 22.6 mPa
PSiH4 18.6 mPa
Elec. energie 60 eV
flow 19.3 sccm
meetinterval 0.84 s
[PER.81]

Figuur 5.26 en 5.27 tonen een karakteristiek plaatje voor Si depositie. Figuur 5.26, die bij lage temperatuur is opgenomen, toont een veel langzamere convergentie dan figuur 5.27 die bij een hogere temperatuur is gemaakt. Er moeten meer omwentelingen van de spiraal worden doorlopen voordat convergentie bereikt is. Hieruit valt te concluderen, dat de laag die bij hoge temperatuur is opgebracht een grotere absorptie voor de gebruikte golflengte heeft. Het startpunt van de kromme ligt op $\Delta = 360^\circ$, $\psi = 22^\circ$. Dit komt overeen met het gebruikte kwarts substraat, dat onder een hoek van 70° bekeken wordt. Uit het convergentiepunt van de spiraal is de brekingsindex van de laag te berekenen (verg 3.8). In dit eindpunt is de absorptie van de

laag namelijk zo groot, dat er geen effecten van het substraat meer waarneembaar zijn.

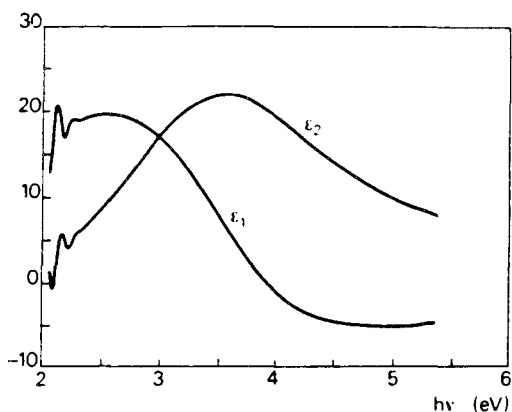


Figuur 5.28
 Δn -curve gemeten tijdens de depositie van Si met een snelheid van 1.2 nm/s golflengte 350 nm meetinterval 5 ms De kruisjes staan om de 0.5 s [DRE.82]

Figuur 5.28 geeft een indruk van de meetnauwkeurigheid bij metingen met een intervaltijd van 5 ms. Met dit type ellipsometer is in principe veel sneller te meten, maar in deze uitvoering wordt er over 256 perioden gemiddeld, om de beperkte 8-bits nauwkeurigheid van de ADC goed te maken.

5.6.3 Spectroscopische metingen

Nadat een sample gedeponerd is, kan er met deze ellipsometer een golflengtescan gemaakt worden. Hieruit is de brekingsindex en de absorptie van de gedeponeerde laag te bepalen als functie van de golflengte.



Figuur 5.29
Meting van de diëlectrische
constante $\epsilon = \epsilon_1 + j\epsilon_2$
van een gedeponeerde Si laag
zoals in figuur 5.25
[PER.81]

De slingeringen links in de figuur (lage energie; grote golflengte), zijn ontstaan doordat de absorptie voor deze golflengten niet groot genoeg is om alle effecten van het substraat te onderdrukken. Met andere woorden voor grote golflengten heeft de spiraal uit fig 5.26 zijn eindpunt nog niet bereikt. Reflecties tegen het kwarts substraat worden nu geïnterpreteerd als variaties in de brekingsindex van de laag.

6. Fouten theorie

6.1 Signaalverwerking

6.1.1 Ruisfouten

Het te meten signaal ziet er uit als

$$I(t) = g + C \cos 2A(t) + S \sin 2A(t) \quad (6.1)$$

Voor de berekening van de hoeken Δ en ψ zijn de genormaliseerde waarden

$a = C/g$ en $b = S/g$ nodig. Per halve omwenteling van de analysator wordt de intensiteit Nt maal gemeten (in onze opstelling geldt: $Nt=64$). Deze meetwaarden worden in groepjes van $Nt/4$ punten opgeteld. Per halve omwenteling worden er dus netto 4 geïntegreerde intensiteiten gemeten. Uit deze getallen wordt met verg.4.6,7 de waarde van a en b berekend. Effectief zijn a en b nu samengesteld uit $Nt/2$ metingen. Een signaal-ruis verhouding S/R in het te meten signaal leidt tot een signaal-ruis verhouding in de waarden van a en b van $\sqrt{(Nt/2)*S/R}$.

In de praktijk worden a en b bepaald uit het gemiddelde van nm halve omwentelingen van de analysator. De uiteindelijke ruisfout in a en b is dan (absolute waarde van a en b is ongeveer 1):

$$1/((S/R)*\sqrt{(Nt*nm/2)}) \quad (6.2)$$

Het signaal wordt gemeten met een 12-bits AD-converter. Omdat de hoogte van het gemiddelde signaal hoogstens op de helft van het bereik van de AD mag komen, is de maximale S/R van een meting met deze AD $2^{11} = 2048$. Als het signaal niet het hele bereik van de AD gebruikt, wordt deze S/R verhouding kleiner. De gevoeligheid van de AD is 2,5 mV (1bit). Voor de signaal grootte geldt in ons geval meestal dat de ruis bijdrage van het signaal zelf groter is dan de ruis die ontstaat door bitfouten in de AD.

Uit metingen met $Nt=64$ en $nm=20$ volgt een ruis in de a en b waarden van 0.001. Terugrekenen naar het oorspronkelijke signaal geeft een S/R verhouding van 40.

6.1.2 Offset

Behalve door ruis wordt het signaal ook nog verstoord door systematische fouten. De meest belangrijke fout is de offset: Bij lichtintensiteit 0 geeft de versterker nog een (positieve of negatieve) spanning door aan de AD-converter. Ook komt er bij onderbroken laserbundel nog licht op de detector van de omgeving of door emissie van het plasma, dat zich in de lichtweg bevindt. Indien voor deze extra DC component in het signaal niet of niet voldoende gecorrigeerd wordt, leidt dit tot relatieve fouten in a en b. Een 1% te hoge DC component leidt tot een 1% te lage waarde van a en b.

De offset is in de instelfase op nul af te regelen, maar als er daarna iets verandert in de strooilichtsituatie, of als de versterker niet voldoende stabiel is, kan hij gedurende de meting verlopen. Een ander effect dat tot fouten leidt die vergelijkbaar zijn met offsetfouten, is het niet vlak zijn van de frequentiekaracteristiek van de versterker. Als de versterking voor DC en 100 Hz niet binnen $5 \cdot 10^{-4}$ gelijk is ontstaan hierdoor meetbare (groter dan 1 bit van de AD) fouten.

6.1.3 Reproducerende fouten

Een andere soort fouten wordt gevormd door storingen die altijd bij de zelfde stand van de analysator optreden. Dit kunnen fouten zijn die ontstaan door reflecties of vuildeeltjes in de as van de motor. Omdat de motor synchroon met het lichtnet draait (50 omw/s), worden stoorsignalen die ontstaan door overspraak van het lichtnet op het meetsignaal niet uitgemiddeld, en hebben dus een systematische fout in a en b tot gevolg. Hierbij moet wel nog worden opgemerkt dat de meest voorkomende frequentie in het stoorsignaal 50 Hz bedraagt. Deze frequentie wordt bij een even aantal middelingen door de Fourier analyse tegengehouden. Alleen oneven hogere harmonischen van de meetfrequentie (100Hz) dragen bij tot fouten in a en b.

6.1.4 Triggerfouten

De gemeten spanning als functie van de index van de meting (i) ziet er uit als:

$$V(i) = g \cdot (1 + a \cos(2\pi i/Nt) + b \sin(2\pi i/Nt)) \quad (6.3)$$

Het maximum verschil tussen twee opeenvolgende metingen is:

$$1 \cdot dV(i)/di = g \cdot (2\pi/Nt) \cdot (a \sin(2\pi i/Nt) + b \cos(2\pi i/Nt)) \quad (6.4)$$

Omdat $a^2 + b^2 \leq 1$ geldt voor dit verschil $\Delta v = g \cdot 2\pi/Nt \approx 0.1 g$. De maximale variatie tussen twee meetpunten is dus 10%. De plaats van de triggerstrepen op de decoderschijf is relatief goed; fouten ontstaan door wisselende intensiteit van het doorgelaten licht naar de triggerdetector. In het ongunstigste geval kunnen afwijkingen van het triggertijdstip plaatsvinden ter grootte van de halve afstand tussen twee triggerpunten. Dit kan leiden tot signaalfouten van 5%. Deze fouten zijn gedeeltelijk ruisachtig, en gedeeltelijk reproducerend, als gevolg van foutjes op de decoderschijf. Controle van het triggersignaal levert dat de afwijking in de triggertijdstippen niet meer dan 10% is van de afstand tussen twee triggerpunten. Dit leidt tot een bijdrage in de signaalruis van niet meer dan 1%.

6.2 Invloed van fouten in a en b op Δ en ψ

6.2.1 Inleiding

Voor het verband tussen a, b, Δ , en ψ gelden de volgende vergelijkingen (verg 2.56,57):

$$a = -\cos 2\psi \quad (6.5)$$

$$b = \sin 2\psi \cos \Delta \quad (6.6)$$

$$\psi = \arccos(-a)/2 \quad (6.7)$$

$$\Delta = \arccos(b/\sqrt{1-a^2}) \quad (6.8)$$

Voor de partiële afgeleiden geldt:

$$\frac{\partial \psi}{\partial a} = \frac{1}{2 \sin 2\psi} \quad (6.9)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial b} = 0 \quad (6.10)$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial a} = \frac{\cos 2\psi}{\sin^2 2\psi \tan \Delta} = -\frac{\cos \Delta}{\tan 2\psi} * \frac{\partial \Delta}{\partial b} \quad (6.11)$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial b} = \frac{-1}{\sin \Delta \sin 2\psi} \quad (6.12)$$

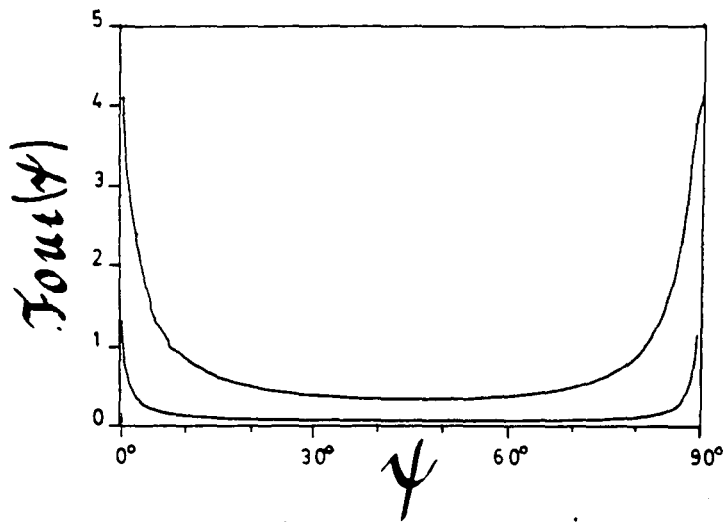
6.2.2 Absolute fouten

Uit een absolute fout α in a en β in b volgt voor de fout in Δ en ψ (in graden)

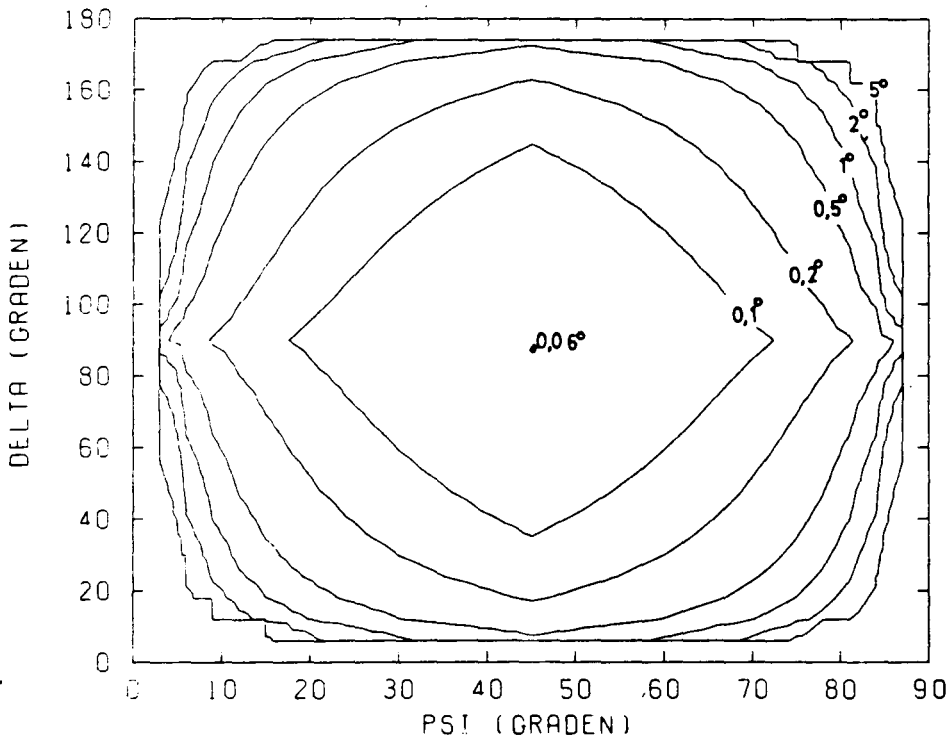
$$\text{Fout}(\psi) = 180/\pi * (\alpha d\psi/da + \beta d\psi/db) = 90 \alpha / (\pi \sin 2\psi) \quad (6.13)$$

$$\begin{aligned} \text{Fout}(\Delta) &= \{ \alpha / (\tan 2\psi \sin 2\psi \tan \Delta) - \beta / (\sin 2\psi \sin \Delta) \} * 180/\pi \\ &= \frac{180}{\pi \sin 2\psi \sin \Delta} \left\{ \frac{\alpha \cos \Delta}{\tan 2\psi} - \beta \right\} \end{aligned} \quad (6.14)$$

In de volgende figuren zijn de fouten in Δ en ψ gegeven, uitgaande van een ruis ter grootte 10^{-3} in a en b (zie ook figuur 6.5 en 6.4 voor een driedimensionale weergave).



Figuur 6.1
De absolute waarde van de fout in ψ als gevolg van absolute fouten ter grootte 10^{-3} en 10^{-2} in a. De grafiek is gemaakt door fouten in a te simuleren en hieruit ψ terug te berekenen en te vergelijken met de ψ zoals die uit de oorspronkelijke a-waarden volgt.



Figuur 6.2
Hoogtekaartje van de absolute waarde van de fout in Δ als functie van Δ en ψ als gevolg van absolute fouten in a en b ter grootte 10^{-3} . Deze grafiek is gemaakt door fouten in a en b te simuleren en uit deze foute waarden Δ te berekenen en te vergelijken met de oorspronkelijke waarden.
Zie ook figuur 6.4 en 6.5 voor een 3-dimensionale weergave.

Deze figuren zijn gemaakt door fouten in a en b te simuleren, en uit deze foute a en b waarden de hoeken Δ en ψ te berekenen. en deze te vergelijken met de ongestoorde waarde. Voor kleine fouten komt dit overeen met de door bovenstaande vergelijkingen gegeven waarde. Voor de grote fouten, zoals die aan de rand van de plaatjes voorkomen, geven de plaatjes een beter beeld. In gebieden (in het $\Delta\psi$ -vlak) waar de fout klein is ($< 1^\circ$) schalen de fouten lineair met de fouten in a en b. De buitengebieden blijven ook voor een kleine waarde van de ruis grote fouten geven.

6.2.3 Relatieve fouten

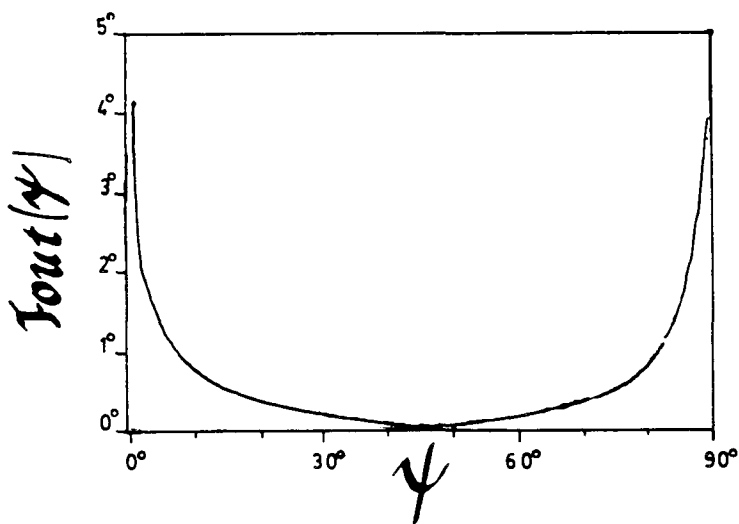
Sommige fouten in het signaal, zoals degene die ontstaan door een verkeerde waarde van de offset van de versterker, of door strooilicht dat de detector treft, veroorzaken relatieve fouten in a en b (fout in a = αa ; fout in b = βb). Deze fouten hebben de volgende fouten in Δ en ψ tot gevolg:

$$\text{Fout}(\psi) = -90 \alpha / (\pi \tan 2\psi) \quad (6.15)$$

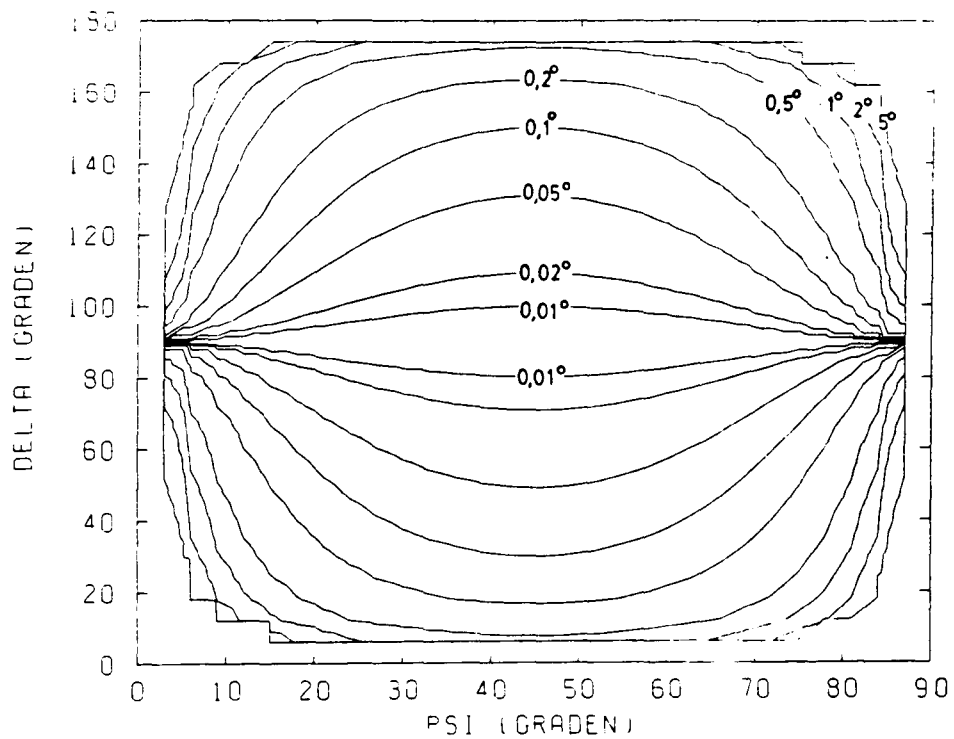
$$\text{Fout}(\Delta) = \{-\alpha / (\tan^2 2\psi \tan \Delta) - \beta / \tan \Delta\} \times 180 / \pi \quad (6.16)$$

In de volgende figuren zijn deze fouten weergegeven voor een relatieve fout van 10^{-3} in zowel a als b. Een dergelijke fout ontstaat bijvoorbeeld als de fout in de offset 0.1% van het DC signaal is.

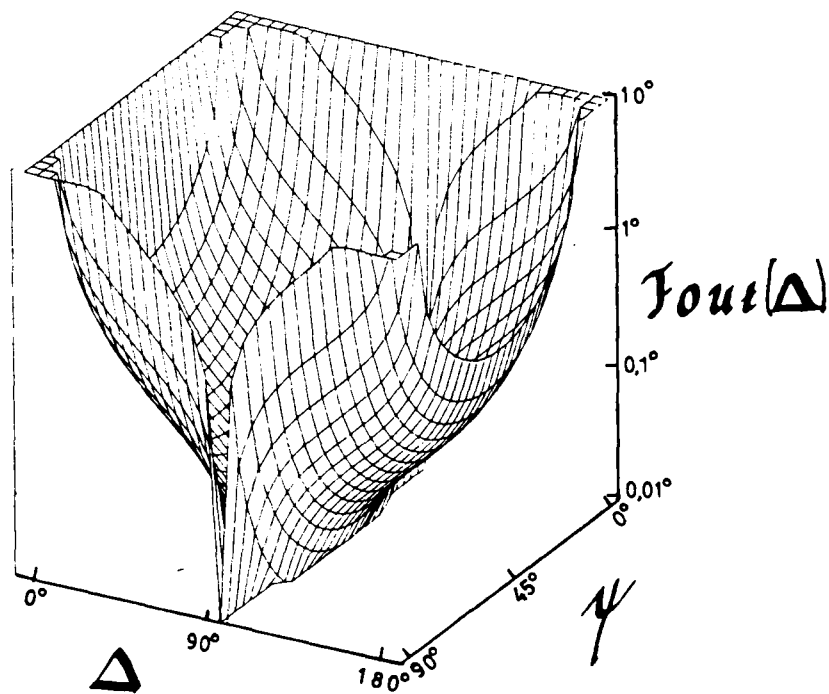
fig6.3



Figuur 6.3
De absolute waarde van de fout in ψ als gevolg van relatieve fouten van 0.1% in de a-waarden.



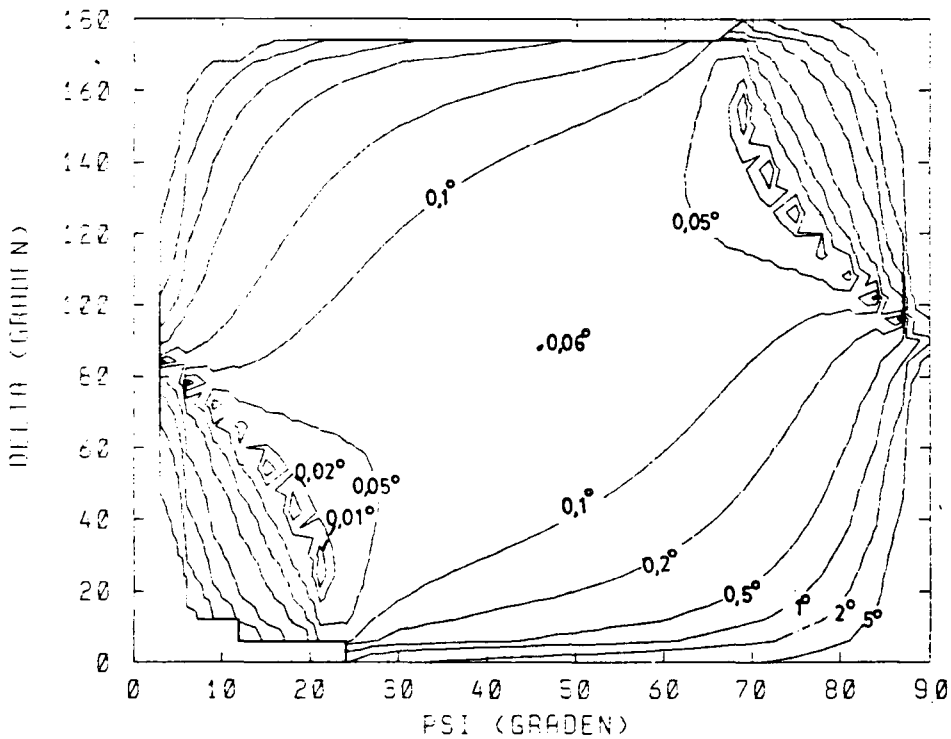
Figuur 6.4
Hoogtekaartje van de fout in Δ
als gevolg van relatieve
fouten van 0.1% in a en b.



Figuur 6.5
Driedimensionale weergave van
figuur 6.4

6.2.4 Systematische storingen

Een derde soort fouten in a en b wordt gevormd door fouten die a en b altijd op de zelfde manier beïnvloeden. Deze fouten kunnen zodanig zijn dat ze elkaar op sommige plaatsen in het $\Delta\psi$ -vlak opheffen. Een voorbeeld hiervan staat in de volgende figuur:



Figuur 6.6
Hoogtekaartje van
de fout in Δ bij
gecorrleerde fouten
in a en b.
In dit geval is ge-
nomen:
Fout(a) =
Fout(b) = 0.001

De fouten kunnen door hun correlatie alleen maar kleiner uitvallen dan de fouten zoals die in figuur 6.2 staan, die getekend is voor gelijke fouten in a en b.

6.3 Systematische fouten

6.3.1 Uitlijnfouten

6.3.1.1 Inleiding

Behalve de fouten die ontstaan bij het omzetten van het intensiteitssignaal naar een digitale waarde, zijn er ook systematische fouten in de ellipsometer, zoals uitlijnfouten, en fouten door het niet ideaal zijn van de gebruikte componenten.

6.3.1.2 Polarisator

Uit verg. 2.52,53 is voor een kleine afwijking α_p (in graden) van de 45° stand van de polarisator af te leiden dat:

$$a' = a - 2\pi\alpha_p/180 * \sin^2 2\psi \quad (6.17)$$

$$b' = b - 2\pi\alpha_p/180 * \cos 2\psi \sin 2\psi \cos \Delta \quad (6.18)$$

Substitutie in 6.13,14 geeft:

$$Fout(\psi) = - \alpha_p \sin 2\psi \quad (6.19)$$

$$Fout(\Delta) = 2\alpha_p/\sin \Delta * (\sin 2\psi - \cos 2\psi \cos \Delta) \quad (6.20)$$

Als Δ in de buurt van 90° ligt, is de fout in Δ en ψ van de zelfde grootte orde als de foutstand van de polarisator. Voor kleine of grote (180°) waarden van Δ is de fout in Δ veel groter dan de uitlijnfout.

6.3.1.3 Analysator

Voor een hoekfout van de analysator, bijvoorbeeld door fouten in de uitlijnstand, is op analoge manier te vinden:

$$Fout(\psi) = \alpha_a \cos \Delta \quad (6.21)$$

$$Fout(\Delta) = 2 \alpha_a \sin \Delta / \tan 2\psi \quad (6.22)$$

Fouten in de uitlijnstand zijn ook terug te vinden in de waarden van a_u en b_u , de uitlijnmetingen die nodig zijn voor de correctie van de hoek van de analysator t.o.v. het aftelpunt. Fouten in deze coëfficiënten werken door in alle gemeten a - en b -waarden. Het effect hiervan is af te schatten met verg 6.13,14

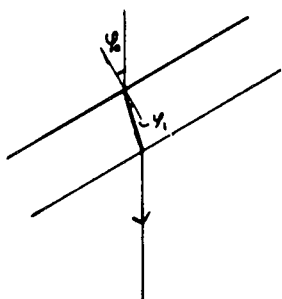
Omdat deze fouten een systematisch karakter hebben, is het effect soms minder ernstig dan fig 6.2 suggereert.

6.3.1.4 Vensters

Een venster dat niet loodrecht op de lichtbundel staat, heeft een nadelig effect op de meting. De Jones matrix van een venster in de lichtweg is te schrijven als:

$$\underline{T}_V^{PS} = t_s \begin{pmatrix} \rho_v & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (6.23)$$

waarin $\rho_v = t_p/t_s$; en t_p en t_s de transmissiecoëfficiënten voor een bepaalde invalshoek zijn.



Figuur 6.7
Een venster dat niet loodrecht op de bundel staat.

Voor de transmissiecoëfficiënten is ook te schrijven:

$$t = t_{01} t_{10} = 1 - r_{01}^2 \quad (6.24)$$

Als er geen rekening gehouden wordt met meervoudige reflectie en interferentie in de vensters, geldt voor ρ_v :

$$\rho_v = t_p/t_s = (1 - r_p^2)/(1 - r_s^2) \quad (6.25)$$

Voor r_p en r_s zijn de Fresnel coëfficiënten te schrijven als [HEC.74]:

$$r_p = \tan(\phi_0 - \phi_1) / \tan(\phi_0 + \phi_1) = -r_s \cos(\phi_0 + \phi_1) / \cos(\phi_0 - \phi_1) \quad (6.26)$$

$$r_s = -\sin(\phi_0 - \phi_1) / \sin(\phi_0 + \phi_1) \quad (6.27)$$

$$\rho_v = 1 - \frac{r_s^2}{1 - r_s^2} \left(\frac{\cos^2(\phi_0 + \phi_1)}{\cos^2(\phi_0 - \phi_1)} - 1 \right) \quad (6.28)$$

Met de wet van Snel ($\sin \phi_0 = n \sin \phi_1$) volgt voor kleine hoeken ϕ_0 :

$$\phi_1 = \phi_0/n; \quad \phi_0 - \phi_1 = \phi_0 (n-1)/n; \quad \phi_0 + \phi_1 = \phi_0 (n+1)/n \quad (6.29)$$

$$r_s = (1-n)/(1+n) \quad (6.30)$$

$$\rho_v = 1 - \{(1-n) \phi_0 / n\}^2 \quad (6.31)$$

Met $n = 1.5$ en ϕ_0 uitgedrukt in graden, wordt dit:

$$\rho_v = 1 - 3 \times 10^{-5} \times \phi_0^2 \quad (6.32)$$

De met de ellipsometer gemeten ρ is, indien de scheefstand van het venster ontstaan is door rotatie om een as evenwijdig aan de p- of s-richting van het sample, $\rho_v \times \rho_s$; waarbij ρ_s de gewenste grootte van het sample is. Omdat ρ_v reëel is, is hij alleen van invloed op ψ ($|\rho| = \tan \psi$). Een relatieve fout α in ρ geeft een fout in ψ van:

$$\text{Fout}(\psi) = \alpha \rho \partial \psi / \partial \rho = 90 \alpha / \pi \sin 2\psi \quad (6.33)$$

Substitutie van 6.32 geeft :

$$\text{Fout}(\psi) = 0.001 \phi_0^2 \sin 2\psi \quad (6.34)$$

Een fouthoek ϕ_0 van 7° leidt tot een fout in ψ van 0.05 . Als de as van de scheefstand over een hoek V gedraaid is met de p-richting van het sample wordt deze fout:

$$\text{Fout}(\psi) = 0.001 \phi_0^2 \sin 2\psi \cos 2V \quad (6.35)$$

Als het venster van een coating voorzien is (bijvoorbeeld door depositie door het plasma!) of onder mechanische spanning staat, kunnen de door het venster geïntroduceerde fouten veel groter zijn [DRE.82].

6.3.2 Niet idealiteit componenten

6.3.2.1 Polarisator

Als de polarisator behalve licht dat linear gepolariseerd is in de doorlaatrichting van de polarisator ook licht doorlaat met een polarisatierichting hier loodrecht op (en in fase hiermee), is het effect hiervan te vergelijken met een foutstand α in de stand van de polarisator. De Jones-matrix is hierbij gekozen als

$$\underline{T}_p^{te} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \alpha \end{pmatrix} \quad (6.36)$$

In het algemeen is de extra doorgelaten bundel elliptisch gepolariseerd. Dit komt overeen met een complexe waarde voor α . Het effect is dan te vergelijken met een Jones matrix die tussen polarisator en sample staat:

$$\underline{T}_x^{ps} = \begin{pmatrix} 1-2\alpha & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (6.37)$$

Voor de absolute waarde van α is het effect vergelijkbaar met dat van een scheefstaand venster (verg.6.33)

$$|Fout(\psi)| = 180/\pi * |\alpha| \sin(2\psi) \quad (6.38)$$

De fout in Δ is te schatten met $\arctan(-im(2\alpha))$.

$$Fout(\Delta) \leq 360 \alpha/\pi \quad (6.39)$$

Als het extra doorgelaten licht ongepolariseerd is, kan de beschrijving met Jones vectoren niet gebruikt worden. Het effect van dit licht is dan in eerste instantie een bijdrage tot de offset. Omdat ongepolariseerd licht door reflectie tegen het sample gedeeltelijk gepolariseerd wordt, geeft dit ook een extra bijdrage in de waarde van a . (De offset beïnvloed a en b op de zelfde manier) De grootte van deze effecten is ongeveer α^2 in a en b . Zie verder verg. 6.13,14 voor het effect hiervan op Δ en ψ .

6.3.1.2 Analysator

Niet idealiteit van de analysator is ook op te vatten als een extra offset (geen volledige uitdoving bij gekruiste polarisatoren). Het effect hiervan is weer af te schatten met de foutenvoortplantingsformules verg. 6.15,16 en de figuren 6.3,4.

6.3.2.3 Diversen

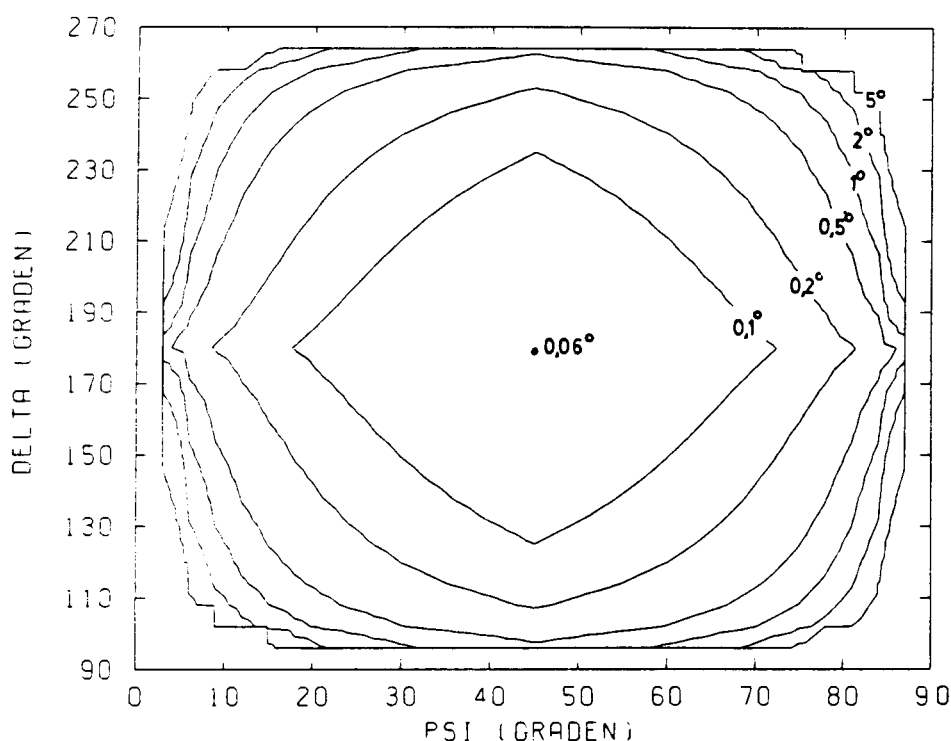
Deze niet-idealiteiten spelen ook een rol in de uitlijnstand, en zullen leiden tot fouten in de uitlijncoëfficiënten a_u en b_u . Deze fouten werken ook weer door in de uiteindelijke metingen.

Door de meeste bovengenoemde fouten zijn de waarden van a en b zoals die gemeten worden niet geheel onafhankelijk van de intensiteit van de laserbundel. Bovendien gaan intensiteitsvariaties van de laser gepaard met veranderingen in de polarisatie van de laserbundel. Deze kunnen niet volledig door de polarisatoren in de opstelling onderdrukt worden. Uit metingen blijkt, dat als de stabilisatie van de laser verstoord wordt, zodat de laser 'door zijn modes loopt', een systematische variatie in a en b op te treden met een grootte van 0.5%, bij een ruisniveau kleiner dan 0.1%.

7. Mogelijke verbeteringen van de RA ellipsometer door het gebruik van een kwartlambda plaatje.

7.1 Inleiding

Met behulp van een kwartlambda plaatje is het mogelijk een bekend extra fase verschil tussen de p en de s golf te introduceren. Als de gemeten Δ in een ongunstig gebied ligt (fig 6.2,4), is het mogelijk door dit extra faseverschil de totale Δ naar een gunstiger gebied te transformeren. Corrigeren voor dit extra fase verschil geeft dan een nauwkeurigere (minder ruisgevoelige) waarde voor Δ .



*Figuur 7.1
Hoogtekaartje van de absolute fout in Δ als functie van Δ en Ψ als gevolg van absolute fouten in a en b ter grootte 10^{-3} voor een RA ellipsometer met een kwartlambda plaatje. De Δ -schaal is 90° verschoven t.o.v. fig. 6.2.*

Bovendien levert de combinatie van metingen met en zonder kwartlambda plaatje uitsluitel over de absolute waarde van Δ (eerst was alleen $\cos(\Delta)$ bekend; nu ook $\sin(\Delta)$).

7.2 Theorie

In het algemeen kan (met de stand van de polarisator niet noodzakelijk 45°) door tussen de polarisator en het sample een compensator (=kwartlambda plaatje) op te nemen, een polarisatie van het op het sample vallende licht verkregen worden, met Jones-vector:

$$\underline{E}_s^{ps} = K_s \begin{pmatrix} j/\rho_0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (7.1)$$

Zonder compensator, met de polarisator onder 45 graden was dit:

$$\underline{E}_s^{ps} = K_s \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (7.2)$$

In plaats van ρ wordt nu $\rho' = j \rho / \rho_0$ gemeten. Als $\rho \approx \rho_0$ ligt de waarde van ρ' in de buurt van j . Dit komt overeen met $\psi' = 45^\circ$ en $\Delta' = 90^\circ$ graden en is dus nauwkeurig te meten (zie fig. 6.2,4). Als ρ_0 voldoende nauwkeurig bekend is, kan ook ρ hieruit nauwkeurig bepaald worden. Voor metingen waarbij ρ slechts weinig verandert, en in een ongunstig gebied ligt is het aan te bevelen deze methode te proberen. De standen van de polarisator en compensator die nodig zijn om de gewenste ρ_0 in te stellen, zijn als volgt te berekenen:

Op het sample moet invallen een bundel met Jones vector $\underline{E}_s^{ps} = K_s \begin{pmatrix} j/\rho_0 \\ 1 \end{pmatrix}$

De matrix van de compensator is $\underline{T}_c^{fs} = K_c \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & j \end{pmatrix}$ (7.3)

Het licht dat de polarisator verlaat heeft een vector

$$\underline{E}_p^{te} = K_p \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (7.4)$$

P_c is de hoek tussen polarisator (te) en compensator (fs).

C is de hoek tussen compensator (fs) en sample (ps).

De op te lossen vergelijking wordt nu:

$$\underline{E}_p^{ps} = \underline{R}(C) \underline{T}_c^{fs} \underline{R}(P_c) \underline{E}_p^{te} \quad (7.5)$$

Uitwerken, met samenvoegen van de constanten, geeft:

$$\begin{pmatrix} j/\rho_0 \\ 1 \end{pmatrix} = K_x \begin{pmatrix} \cos C \cos Pc -j \sin C \sin Pc \\ -\sin C \cos Pc -j \cos C \sin Pc \end{pmatrix} \quad (7.6)$$

Hieruit volgen voor ψ_0 , Δ_0 , Pc en C :

$$\tan \Delta_0 = \frac{\tan Pc}{\sin 2C} \quad (7.7)$$

$$\tan^2 \psi_0 = \frac{1 - \cos 2Pc \cos 2C}{1 + \cos 2Pc \cos 2C} \quad (7.8)$$

$$\tan^2 Pc = \frac{1 + \sqrt{(1 - (\sin 2\psi_0 \sin \Delta_0)^2)}}{\sin 2\psi_0 \sin \Delta_0} \quad (7.9)$$

$$\tan C = \frac{\tan \psi_0 - \sin \Delta_0 \tan Pc}{\cos \Delta_0} \quad (7.10)$$

Een verder voordeel van het afwisselend wel of niet gebruiken van een compensator, is de mogelijkheid om systematische fouten in de meting, zoals offset of uitlijnfouten, te detecteren, en hiervoor zelfs te corrigeren. Fouten in de offset of uitlijning hebben namelijk een verschillend effect op de metingen in de opstelling met of zonder compensator. Wel moet er rekening mee gehouden worden, dat een extra component in de opstelling ook weer de kans op het maken van uitlijnfouten vergroot.

8 conclusies

8.1 In situ ellipsometrie

Uit de metingen blijkt dat de ellipsometer, zoals die gebouwd is, in staat is de ellipsometrische hoeken Δ en ψ te meten. Het is echter nog niet in alle gevallen mogelijk hieruit de etssnelheid te halen, omdat het etsproces veel ingewikkelder verloopt dan werd verwacht. Het is dan ook nodig diepgaander te onderzoeken hoe het etsproces verloopt. Een meting met een andere (eventueel destructieve) techniek kan uitsluitsel geven over de samenstelling van de laag, zoals die na het etsen op het substraat overblijft. Voor de gebruikte meetsnelheden (1 punt per 2 seconden) is de nauwkeurigheid voldoende. Bij hogere meetsnelheden zal de ruis in de metingen toenemen, maar bij een eenvoudig etsproces is hier toch de etssnelheid uit te bepalen.

8.2 Plasma etsen

Het is mogelijk met een mengsel van CF₄ en Ar een redelijke etssnelheid (1,5 nm/s) te halen. Met de huidige etstechniek vinden er echter ook een aantal sterke wijzigingen van het oppervlak plaats, waarvan de aard nog niet bekend is. Mogelijke oorzaken zijn: depositie van CF_x-polymeren, implantatie van ionen en het veranderen van de morfologie van de laag.

8.3 Spectroscopie

Spectroscopische metingen kunnen veel meer informatie geven over de laag dan monochromatische metingen. Bij bekende brekingsindices kan de absolute laagdikte bepaald worden. Bij monochromatische metingen was dit slechts op een veelvoud van $\lambda/4\pi g_s$ mogelijk. Ook met multi-angle ellipsometrie, waar bij verschillende invalshoeken gemeten wordt, is het mogelijk de laagdikte te bepalen. (In beide gevallen wordt de waarde van $g_s = n \cos \phi$ gevarieerd)

Nog veel meer informatie zou te halen zijn uit polychromatische in situ metingen, waarbij Δ en ψ tegelijkertijd bepaald worden als functie van de golflengte en de tijd. Voor processen die erg langzaam verlopen, is het mogelijk tijdens de metingen een vlugge golflengtescan te maken. Voor snellere processen moet men naar een

polychromator, of een Fourier interferometer toe. Het laatstgenoemde apparaat meet alle golflengten waarvoor hij gevoelig is tegelijkertijd.

8.4 Vergelijking van de Roterende Analysator Ellipsometer met de Polarisatie Modulatie Ellipsometer

8.4.1 Snelheid

De PME [DRE.82] kan elke 5 ms een meting doen. Bij een betere signaalverwerking is in principe een meettijd van 20 μ s te halen.

Onze RAE doet elke 10 ms een meting. Met een snellere motor is dit tot ongeveer 1 ms in te korten. Door gebruik te maken van een kleinste kwadraten aanpassing in plaats van Fourier analyse is het mogelijk uit 1/4 sinus al de fase en de amplitude te berekenen. Hiermee is dus nog een factor 4 in snelheid te winnen. De limiet lijkt boven een paar honderd μ s te liggen.

8.4.2 Nauwkeurigheid

Ellipsometer:	meetijd:	Fout in de Fourier coef.
PME [DRE.82]	5 ms	$<10^{-3}$
	10 s	$<10^{-5}$
RAE (TH Eindhoven)	10 ms	$<10^{-2}$
	1 s	$<10^{-3}$
RAE [ASP.75]	7 ms	$0.5 \cdot 10^{-3}$
	7 s	10^{-5}

Hoewel de nauwkeurigheid van ons apparaat voor onze toepassing ruimschoots voldoende is, is deze als gevolg van de eenvoudige opzet van het optische systeem niet bijzonder. Van andere RAE's zijn echter resultaten gepubliceerd, die vergelijkbaar zijn met de resultaten van de PME.

8.4.3 Gebruikersgemak

Bij spectroscopisch gebruik van de PME moet de amplitude van het stuursignaal van de modulator voor elke golflengte apart bepaald worden. De RAE is qua uitlijning en calibratie niet golflengte afhankelijk.

Voor de PME is ook voor langzame metingen een zeer snelle (15 MHz), en dus dure data aquisitie nodig. De RAE is wat dat betreft veel minder veeleisend.

Bij de (eenvoudige) RAE is het alleen mogelijk $\cos \Delta$ te bepalen. De PME geeft ook de sinuswaarde.

8.4.4 Kosten

In een laboratorium, waar al zaken als een monochromator, photomultiplier met toebehoren en een (niet noodzakelijk zeer snelle) microcomputer aanwezig zijn, zijn de belangrijkste kostenposten:

PME	RAE
2 polarisatoren 0,2 - 2 kf	2 polarisatoren 0,2 - 2 kf
Modulator 10 - 20 kf	Motor 0,6 kf
Data aquisitie: Camac + Booster 30 kf	Eurobus DAS 3 kf
3 rotatoren 6 kf	1 rotator 2 kf

8.4.5 Conclusie

In de huidige vorm biedt de PME ondanks zijn hogere prijs geen duidelijke voordelen boven een (goede) RAE. Bij een betere signaalverwerking (nauwkeurigere ADC met voldoende snelheid: 12 bits 15 MHz) zijn met de PME veel hogere meetsnelheden te behalen.

8.5 Enkele suggesties voor de toekomst

- Automatisch de offset meten door een sluiters in de lichtweg op te nemen.
- Alternerend gebruik van een kwartlamdaplacatje
- Ook de intensiteit (g uit de Fourier/blok analyse) voor de interpretatie gebruiken.
- Automatische aanpassing van de versterking aan de intensiteit op de detector
- Meten van de systematische fouten, en hiervoor een correctie bedenken of indien zinvol betere componenten (b.v. polarisatoren, decoder, detector en versterker) toepassen.
- Optisch filter voor de detector, zodat deze alleen maar gevoelig is voor HeNe licht; Het is hierbij wel belangrijk dat het gebruikte (interferentie?) filter vrij is van polariserende effecten.
- Automatisch testen op meetfouten, door ook de frequenties $1/2 f$ en $2f$ te berekenen ($1/2 f \Leftrightarrow$ uitlijnfout; $2 f \Leftrightarrow$ niet lineariteit versterker (vastlopen))
- Uitbreiding naar spectroscopische metingen
- Bij lage lichtintensiteiten is het mogelijk om in plaats van alle intensiteitsmetingen uit een bepaald octant van de analysator op te tellen (bij bloktransformatie), in elk octant alle fotonen te tellen. Dit kan gebeuren met een als fotonenteller geschakelde photomultiplier. Deze meetmethode geeft de best mogelijke signaal-ruis verhouding, omdat het hele signaal gebruikt wordt, in plaats van enkele bemonsteringen [SOP.85].
- Het programma dat de ellipsometrische 'eieren' berekent omschrijven in assembleer-taal, zodat het aanpassen van de modellen aan de meting sneller kan geschieden.
- Verbeteren van de grafische mogelijkheden (grafische terminal, penplotter of matrix printer).

9. Referenties

- ASP.75 D.E. Aspnes
Applied Optics 14 1 (1975), 220
- AZZ.79 R.M.A. Azzam, NM Bashara
Ellipsometry and polarised light
North Holland publ. comp. 1979
- BIS.85 T.J. Bisschops, H. stori, J.A. Engels, F.J. de Hoog,
D.C. Schram
Electron density measurements in a single wafer
etch reactor
ISPC-7 Eindhoven 1985
- DRE.82 B. Drevillion, J. Perrin, R. Marbot, A. Violet, J. Dalby
Rev Sci. Instrum. 53 7 (1982), 968
- HEC.74 Hecht, Zajac OPTICS
Addison-Wesley publishing company 1974
- KRO.81 G.M.W. Kroesen
Fasequadratuur en modestabilisatie van een 2-mode
HeNe-laser t.b.v. laserfeedback interferometrie
Intern rapport VDF-NT/81-06
- KRO.84 G.M.W. Kroesen
Inleiding in de theorie der ellipsometers
Intern rapport VDF-NT/84-14 (Samenvatting van [AZZ.79])
- NIJ.79 F.C. van Nijmweegen
Het Eurobussysteem
Intern rapport VDF/CO 79-10 (1980)
- PER.81 J. Perrin, B. Drevillion
Acta Electronica 24 3 (1981/1982), 239
- PER.85 J. Perrin, B. Drevillion (Ecole Polytechnique)
Mondeling overleg jan 1985
- SOP.85 SOPRA (Bois Colombes France)
mondeling overleg jan 1985
- VER.80 P.W.E. Verhelst
PEP - Eurobus bediening
Intern rapport VDF/CO 80-09 (1980)
- VER.81 P.W.E. Verhelst
PEP - Language Description
Intern rapport VDF/CO 79-18 B (1981)
- VOS.84 J.H. Voskamp
De M68000-MICROGIANT
Software gebruikers-documentatie
Intern rapport VDF/CO 84-36 (1984)
- WIN.78 H.F. Winters
J. Appl. Phys. 49 (1978), 5165

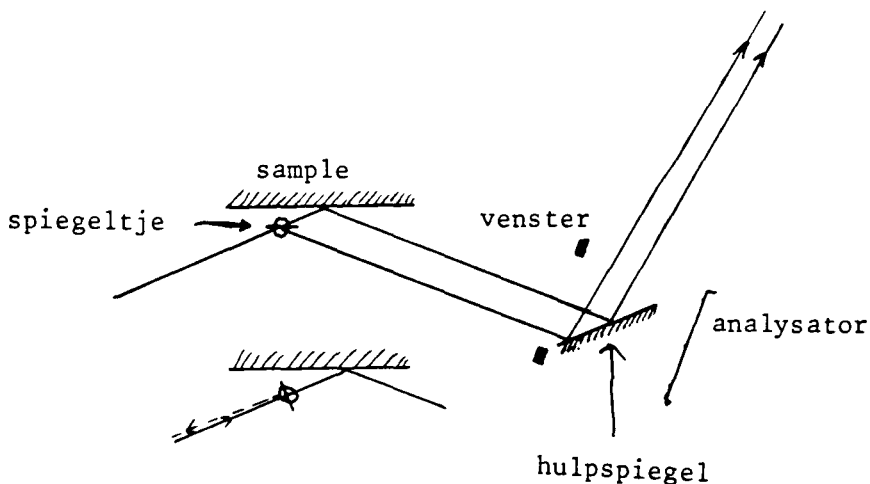
APPENDIX A
Uitlijnprocedure
Laser

Voor het instellen en meten van de invalshoek is een rotator met een gedeeltelijk doorlatende spiegel nodig. In de gebruikte opstelling is als spiegel een (stukje van een) dekglasje voor microscopische preparaten gebruikt.

Allereerst wordt de spiegel zo goed mogelijk evenwijdig aan het sample geplaatst. De laser wordt nu onder ongeveer de gewenste hoek door de spiegel op de gewenste plaats van het sample gericht. De spiegel moet nu zo dicht bij het sample staan dat zowel de tegen het sample gereflecteerde als de tegen de spiegel rereflecteerde bundel door het uittreevenster kunnen. De spiegel kan nu zuiver evenwijdig aan het sample gesteld worden door de twee uittredende bundels evenwijdig te maken. Eventueel kan de weglengte met behulp van een extra spiegel tot enkele meters worden verlengd.

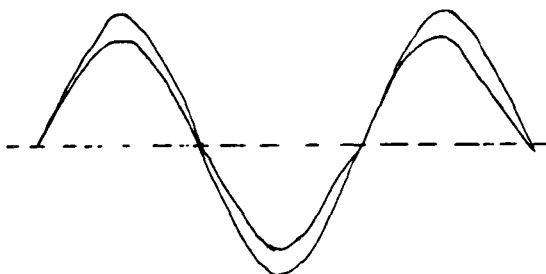
Vervolgens kan de spiegel* over de gewenste hoek gedraaid worden. Nu moet de laserbundel loodrecht op de spiegel gesteld worden. In gunstige situaties (geen vensters en polarisatiefilters in de lichtweg) kan dit, door gebruik te maken van meervoudige reflecties, bijzonder gevoelig geschieden. (1 boogminuut)

De laser staat nu in principe uitgelijnd. Nu kan er voor gezorgd worden dat de bundel door het midden van de vensters gaat. Het is verstandig om de uitlijnprocedure nu nogmaals te herhalen met de laser bundel door de (rotatie) as van de spiegel.



Motor + detector

Als de laser goed staat kan de motor met de detector geplaatst worden. De laser bundel moet zo goed mogelijk door het midden van de motoras gaan. Vervolgens kan de polarisator geplaatst worden. Het signaal van de detector is nu m.b.v. een oscilloscoop te controleren. Het duidelijkste beeld ontstaat als de triggerring zo wordt ingesteld dat om beurten op een oneven en een even flank getriggerd wordt.



Op deze manier zijn effecten van ongewenst signaal met een frequentie van 50 Hz goed te zien. Door verder instellen van de stand van de motor is dit 50 Hz signaal weg te regelen. (Dit 50 Hz signaal ontstaat door reflecties tegen de binnenkant van de motoras).

Als de stand van de motor/detector bijna goed is, is het ook mogelijk om met de computer de 50 Hz component van het signaal te meten.

Stand polarisator

Begin met de offset, bij onderbroken laser bundel, op nul te regelen (MEET_OFFSET in programma ELLMET).

Stel eerst de polarisator grof in de 0-stand door een maximum van het signaal te zoeken. Omdat de polarisator in een willekeurige stand in de rotator zit hoeft de aflezing hiervan niet 0 te zijn.

(het is ook mogelijk dat op deze manier de 90°-stand gevonden wordt. Deze is ook bruikbaar voor de metingen als de a- en b-waarden later van een extra min-teken worden voorzien)

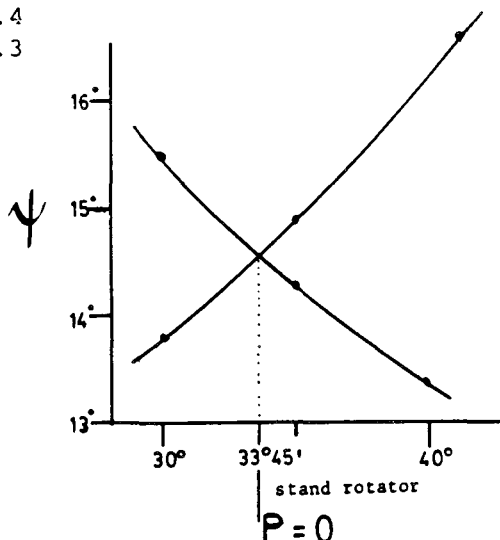
Bij het vinden van de uitlijnstand van de polarisator wordt gebruik gemaakt van het feit dat, bij de goede uitlijnstand, polarisator hoeken van + 45° en - 45° de zelfde waarde voor ψ opleveren (verg.2.52).

Start nu een meetprogramma (b.v. opstarten van ELLMET of de functie INSTELLEN uit ELLMET) dat begint met het bepalen van de uitlijncoëfficiënten a_u en b_u . Meet nu met dit programma de ψ (en .) met de polarisator +45° en -45° verdraaid t.o.v. de uitlijnstand. Dit levert in het algemeen twee verschillende waarden van ψ op. De bovengenoemde procedure kan voor enkele iets verschillende hoeken ('0'-standen) van de polarisator herhaald worden. Bij een optimale instelling moeten de twee ψ waarden ($\pm 45^\circ$) een gelijk resultaat opleveren.

Voorbeeld

Uitlezing bij

'0'-stand	ψ bij + 45°	ψ bij - 45°
30	13.8	15.5
40	16.3	13.4
35	14.9	14.3



Door interpolatie is de 0 stand, in dit voorbeeld 33°45', meestal voldoende nauwkeurig te vinden.

Bij een hoek van 33°45' is het verschil tussen de twee ψ 's 1 boogminuut.

APPENDIX B
BESCHRIJVING VAN HET PROGRAMMA ELLMET

ELLMET is het meetprogramma voor de ellipsometer. Voordat dit programma geladen kan worden moeten eerst ELLIB en een plotbibliotheek (B.V. PLOLBL of PLOSIM) geladen worden.

De metingen worden opgeslagen in de arrays AA, BB en T.

Bij het laden van ELLMET kan de lengte hiervan worden opgegeven.

In AA en BB komen de metingen van de a-en b-waarden van de ellipsometer te staan. T wordt gebruikt voor het aantal pulsen dat de scaler geteld heeft. Dit komt overeen met (pulsfrequentie bekend, meestal 10 Hz) de tijd. Omdat de interne klok tijdens de metingen wordt uitgezet is deze niet te gebruiken.

Ook zijn er (indien dit bij het laden wordt opgegeven) arrays DELTA, PSI1, TT en D beschikbaar. Voor lange metingen met grote arrays is er niet altijd genoeg geheugen om alle arrays te maken.

De arrays DELTA en PSI1 kunnen (na de opdracht MAAK_DELTAPSI) de delta- en psi-waarden van de metingen bevatten. Het array TT kan (na de opdracht MAAK_TIJD) de tijd in seconden bevatten. Het array D wordt gebruikt voor de laagdikte.

Tijdens de meting worden door het programma de indices K0, K en IR bijgehouden.

K0 is de startindex voor de volgende LEES_FILE opdracht.

K is de index van de eerst volgende meting.

IR bevat de index range K0..K-1. De meeste functies gebruiken IR om het gewenste stuk uit de arrays te selecteren.

Enkele andere variabelen

NMAX : Lengte van de AA, BB en T-arrays; maximaal aantal metingen dat kan worden opgeslagen.

nx : Aantal metingen van de volgende/lopende meetserie

nm: Aantal halve omwentelingen waarover gemiddeld wordt.

Met het commando H wordt het scherm gewist en het hoofdmenu plus enkele gegevens over de indices en de arrays op het scherm geplaatst.

De betekenis van de commando's is als volgt:

START_METING

De arrays aa, bb en t worden gecleared en de indices worden op 0 gezet. Het aantal metingen en het aantal middelingen (halve omwentelingen) wordt gevraagd. Als na de vraag: 'meetstand ?' een RETURN gegeven wordt, wordt de klok op 0 gezet en start de meting (aanroep van RESTART_METING).

RESTART_METING

Laat de meting (weer) beginnen op index K. De tijd wordt niet gereset en de meting loopt door tot K0+NX-1. Na elke meting verschijnen de index, de verstreken tijd, delta en psi op het scherm. Voor snelle metingen is het verstandiger om dit schrijven naar het scherm slechts om de 10 metingen te doen. (% weghalen in programma)

Na elke meting worden K en IR bijgewerkt. Als een meting met ctrl-C onderbroken wordt kunnen alle plot- reken- en save-functies gewoon gebruikt worden. De interne tijd loopt door en met een herhaalde aanroep van RESTART_METING is de meting door te starten. De nieuwe metingen worden dan aan de oude toegevoegd.

KO:=K

De volgende LEES_FILE opdracht wordt vanaf index KO uitgevoerd. Door KO gelijk te maken aan de eerst volgende vrije geheugenplaats wordt de volgende file achter de eerste in het geheugen geplaatst. Door later IR:=0..K-1 in te typen kunnen alle plot opdrachten op de twee (of meer) metingen tegelijkertijd worden uitgevoerd, zodat er een vergelijking mogelijk is.

MAAK_FILE

De arrays AA, BB en T (range IR) worden naar file geschreven. Er wordt gevraagd om een filenaam en 3 commentaarregels. Lege commentaarregels worden niet geaccepteerd.

LEES_FILE

De filenaam wordt gevraagd en de file wordt vanaf de index KO in de arrays AA, BB en T geplaatst. De heading van de file verschijnt op het scherm.

MAAK_DELTAPSI

Uit de AA en BB arrays worden de delta- en psi-waarden bepaald en in de arrays DELTA1 en PSI1 geschreven (range IR).

PLOT_AB

Er wordt een plot van AA (x-as) tegen BB gemaakt (range IR). Het hangt van de geladen plotbibliotheek af waar er geplot wordt.

PLOT_DELTAPSI

Er wordt een plot van PSI1 (x-as) tegen DELTA1 gemaakt (range IR).

MAAK_TIJD

Het array TT wordt gevuld met de tijd uit array T (range IR). (berekend met de factor SCALER_FREQ die de frequentie op de scaleringang moet aangeven.)

PLOT()

Door tussen haakjes AA, BB, TT, DELTA1, PSI1, of D in te vullen kan het gewenste array worden geplot tegen de tijd TT (range IR). (MAAK_TIJD moet van te voren aangeroepen zijn)

INSTELLEN

De waarde van $a^2 + b^2$ wordt herhaaldelijk op het scherm weergegeven. Met de polarisator in de uitlijnstand moet deze waarde op 1 worden ingesteld. Dit kan gebeuren door de polarisator bij te stellen (maximum zoeken) en de offset bij te regelen. Na ctrl-C stopt de procedure en worden de uitlijncoëfficiënten aub en bub (opnieuw) gemeten.

MEET_OFFSET

Vraagt de laserbundel te onderbreken en laat de gemeten spanning in de 4 octanten van de analysatorstand op het scherm zien. Op het scherm verschijnen 4 balken met als lengte de gemeten spanning. Deze kan m.b.v. de offset op 1/2 bit geregeld worden (plaats uitroepetekens).

DISPLAY

Laat de gegevens over de arrays, de uitlijncoefficienten en de indices K0, K, en IR zien. DISPLAY wordt ook aangeroepen bij het commando H.

MAAK_DIKTE(D)

Vult het array D met de laagdikte die bepaald wordt door inversie van het array AA m.b.v. het array REF_D dat a-waarden bevat als functie van de laagdikte. Het resultaat is een 'driehoek'-functie, die nog omgeklapt moet worden om een continu stijgende of dalende laagdikte te krijgen. In plaats van het array D kan ook een ander array worden ingevuld. (b.v. deltal, psil, tt, aa[1000..2000]) (range IR)

COMPR_ARRAYS

De index range IR verschijnt op het scherm en er wordt naar een nieuwe indexrange (first..last) gevraagd. Vervolgens worden de arrays T, TT, AA en BB gecomprimeerd van range IR naar de range first..last. Hierbij wordt gemiddeld over de waarden van de oude array's. Als de nieuwe range langer is dan de oude wordt er niet geïnterpoleerd, en krijgen opeenvolgende punten dezelfde waarde. De range IR en de index K wordt aangepast.

De arrays DELTA1, PS11 en D worden niet gecomprimeerd. Deze moeten later met de commando's MAAK_DELTAPSI en MAAK_DIKTE(D) opnieuw gevuld worden. Het voordeel van comprimeren is dat het bepalen van DELTA1, PS11 en D voor korte arrays veel minder tijd kost. Bij het schrijven naar files kan comprimeren ook ruimtebesparend werken.

Let op: Als de oude en de nieuwe ranges elkaar overlappen mag de startindex van de nieuwe range niet groter zijn dan de startindex van de oude range.

EXIT

Stop (UNLOAD) het programma. Alle niet naar file gesavede data gaat verloren.

Enkele andere procedures uit ELLMET

IND1(IR), IND2(IR), INDN(IR) geven resp. de eerste index, de laatste index en het aantal punten van IR.

MEET(nn) doet een meting over nn achtereenvolgende halve omwentelingen. De resultaten van de metingen staan in array x[0..nn-1,0..3].

MIDDEL(x[0..nn-1],a,b,aub,bub) berekent uit de eerste nn metingen uit array x de a- en b-waarden. De correctie met AUB en BUB wordt direct toegepast. Door in plaats van AUB en BUB 1 en 0 in te vullen ontstaan de niet gecorrigeerde a- en b-waarden.

COMPRIMEER(uit_ar,in_ar:vector) comprimeert in_ar naar uit_ar. bijvoorbeeld

COMPRIMEER(DELTA1[0..99], DELTA1[IR]). (IR is b.v 0..1000)

Let op: Als in_ar en uit_ar het zelfde array zijn en de ranges elkaar overlappen moet de eerste index van uit_ar <= de eerste index van in_array zijn.

PLOT_PUNTEN(x,y:vector) plot x tegen y. (de lengte moet gelijk zijn).
Als nadat ELLMET geladen is een andere plotbibliotheek geladen wordt heeft dit comanndo betrekking op de laatst geladen bibliotheek. De andere plotopdrachten (PLOT_AB, PLOT(DELTA1).....) gebruiken de bibliotheek die voor ELLMET geladen is.

In de praktijk is het aan te bevelen eerst een plotbibliotheek te laden die op het scherm werkt (bijvoorbeeld PLOLBI), dan ELLMET te laden, en vervolgens een bibliotheek voor de papierplotter te laden. Met de plotcomando's uit het menu is nu op het scherm te plotten. Met bijvoorbeeld PLOT_PUNTEN(TT{IR}, DELTA1{IR}) (in plaats van PLOT(DELTA1)) is dan een plot op papier te maken.

INIT_LAAGDIKTE

Er wordt om een file met een referentie ei gevraagd. Deze wordt gebruikt om de arrays REF_D en REF_A te vullen. Volgende MAAK_DIKTE(D) opdrachten gebruiken nu het nieuwe referentie ei. Files met referentieeieren zijn met het programma EIREF te maken.

LAAGDIKTE(A: real): real

Geeft m.b.v. de arrays REF_A en REF_D de bij A horende dikte.

APPENDIX C

Gebruikte programma's

Alle programma- en data-files staan (voorlopig) op device PAM:
onder de user KZ.

programma's in deze appendix:

EIREF voorbeeld van een programma dat de ellipsometrische grootheden
berekent van een substraat met 1 laag

EL6 voorbeeld van een programma dat de ellipsometrische grootheden
berekent van een substraat met 2 lagen.

Ef bibliotheek programma voor het werken met complexe getallen
en het berekenen van de ellipsometrische grootheden van
een substraat met dunne lagen.

ELLIB bibliotheekprogramma voor de ellipsometer

ELLMET meetprogramma voor de ellipsometer; zie appendix B.

De overige listings (assembler gedeelte ellib en de plotprogramma's)
zijn te vinden in:

Programmatuur t.b.v. ellipsometrie en fourier interferometrie
VDF-NT/85-13

hierin zijn tevens enkele FFT- programma's opgenomen.

gebruiksaanwijzing plotprogramma's

Alle plotbibliotheken kennen de procedure PLOT_PUNTEN(x,y :vector)
de array's x en y worden voor de hele indexrange van array x geplott.

PLOSIM: plotten op x-y plotter; procedure vraagt om plotvenster

PLOPUN: idem PLOSIM; zet punten in plaats van lijnen

PLOLB1: plotten op ADM5 die aangesloten is op AUX-port van ADM12

bevat ook : line: boolean kiezen uit lijn of puntmode

clplot: boolean al dan niet wissen van scherm

automatische schaling.

PLO12: plotten op ADM12 (blokjes 1/6 karakter); geen assen

PLOTER: plotten op ADM5, ADM12, ADM22 :grove plot (70x20 punten) met assen


```

1000 % PAM:EI6.KZC
1010 % Kees de Zeeuw 11 Jun
1020 % Simulatie ellipsometer met groeiende toplaas.
1030 % FAM:ELLIB.KZC & PAM:FLOLB1 & FAM:ELLMET & PAM:EI zijn nodis.
1040 DECLARE
1050   nn = 1000
1060   n0, n1, n2, n3, gs, gp, hsl, hp1, hs2, hp2,
1062   ss3, sp3, ss2, sp2, ss1, sp1, ss0, sp0: complex
1070   lambda, phi, sf2, d2, d1, d0: real
1080   rho: complex
1085   i: integer
1100 BEGIN
1110   n0 := compl(3.88, -0.059) % Substraat
1120   n1 := compl(1.48, 0) % Geetste laag
1130   n2 := compl(2.48, -0.01) % Toplaas
1135   n3 := compl(1, 0) % Omgeving
1140   lambda := 632.8E-9
1145   phi := 68
1150   sf2 := sin(phi/deggrad)**2
1155   i := k0
1170   s_fact(n0, n0, sf2, ss0, sp0)
1180   h_fact(n1, n1, lambda, sf2, hsl, hp1)
1190   s_fact(n1, n1, sf2, ss1, sp1)
1195   h_fact(n2, n2, lambda, sf2, hs2, hp2)
1200   s_fact(n2, n2, sf2, ss2, sp2)
1205   s_fact(n3, n3, sf2, ss3, sp3)
1210   d0 := -5*pi/im(hs1)/(nn-1)
1220   FOR j IN 0..nn-1 DO
1230     d1 := nn*d0-j*d0
1235     d2 := j*d0/10
1240     write(i) d[i] := d1 t[i] := round(d1*1e10)
1250     sigf(ss, ss0, ss1, hsl, d1)
1260     sigf(sp, sp0, sp1, hp1, d1)
1262     sigf(ss, ss, ss2, hs2, d2)
1264     sigf(sp, sp, sp2, hp2, d2)
1270     maak_rho(rho, gs, gp, ss3, sp3)
1280     psidel(rho, psi[i], delta[i])
1290     ab(rho, aa[i], bb[i])
1305     k := i+1 ir := k0..k-1 i += 1
1306   OD
1320   writeln
1330   h
1430 END

```

```

1000 % FAM:EIREF.KZC
1010 % Kees de Zeeuw 29 apr 1985
1020 % Maak referentie ei
1030 % FAM:EI.KZC & FAM:ELLIB moeten geladen zijn
1040 DECLARE
1045   f: file
1050   nn = 100
1060   n0, n1, n2, gs, gp, hsl, hp1, ss2, sp2, ss1, sp1, ss0, sp0: complex
1070   lambda, phi, sf2, d, d0: real
1080   rho: complex
1090   d2, psi2, delta2, a2, b2: ARRAY nn OF real
1100 BEGIN
1110   n0 := compl(3.88, -0.059)
1120   n1 := compl(1.48, 0)
1130   n2 := compl(1, 0)
1140   lambda := 632.8E-9
1145   phi := 68/deggrad
1150   sf2 := sin(phi)**2
1160
2000   scan_filename('d')
2010   check_filename
2020   enter_file(f, filename, 0)
2030   writeln(f, 6)
2040   writeln(f, 'Referentie ei')
2050   writeln(f, 'N0 (substraat)= ', re(n0): 12: 4, ' +', im(n0): 10: 4, 'i')
2060   writeln(f, 'N1 (laas)= ', re(n1): 12: 4, ' +', im(n1): 10: 4, 'i')
2070   writeln(f, 'N2 (omgeving)= ', re(n2): 12: 4, ' +', im(n2): 10: 4, 'i')
2080   writeln(f, 'Invalshoek= ', phi/deggrad: 10: 2, ' graden')
2090   writeln(f, 'Golflengte= ', lambda*1E9: 10: 2, ' nm')
3000
5000   s_fact(n0, n0, sf2, ss0, sp0)
5010   h_fact(n1, n1, lambda, sf2, hsl, hp1)
5020   s_fact(n1, n1, sf2, ss1, sp1)
5030   s_fact(n2, n2, sf2, ss2, sp2)
5040   d0 := -1*pi/im(hs1)/(nn-1)
5050   FOR i IN 0..nn-1 DO
5060     d := i*d0
5070     write(i: 4) d2[i] := d
5080     sigf(ss, ss0, ss1, hsl, d)
5090     sigf(sp, sp0, sp1, hp1, d)
5100     maak_rho(rho, gs, gp, ss2, sp2)
5110     Xpsidel(rho, psi2[i], delta2[i])
5120     ab(rho, a2[i], b2[i])
5130   OD
5240   put_array(f, nn) put_array(f, a2) put_array(f, b2) put_array(f, d2)
5250   close_file(f)
5260 END

```

```

1000 % PAM:EI .KZC
1010 % Kees de Zeeuw 17 apr 1985
1020 % Ellipsometrisch ei & Rekenen met complexe getallen
1030 DECLARE
1040     complex = range
1050     rts_code = 'Nu'
1060     rts = address(rts_code[0])
1070     desrad = 180/pi
1080
1090     PROCEDURE compl(r, i: real): complex AT rts
1100
1110     PROCEDURE conv_ir(i: integer): real AT rts
1120
1130     PROCEDURE conv_r(i: real): integer AT rts
1140
1150     PROCEDURE im(z: complex): real
1160     BEGIN
1170         RETURN conv_ir(peek_1(address(z)))
1180     END
1190
1200     PROCEDURE re(z: complex): real
1210     BEGIN
1220         RETURN conv_ir(peek_1(address(z)+4))
1230     END
1240
1250     PROCEDURE add_c(a: REF complex, b, c: complex)
1260     BEGIN
1270         a := compl(re(b)+re(c), im(b)+im(c))
1280     END
1290
1300     PROCEDURE sub_c(a: REF complex, b, c: complex)
1310     BEGIN
1320         a := compl(re(b)-re(c), im(b)-im(c))
1330     END
1340
1350     PROCEDURE mul_c(a: REF complex, b, c: complex)
1360     BEGIN
1370         a := compl(re(b)*re(c)-im(b)*im(c), re(b)*im(c)+re(c)*im(b))
1380     END
1390
1400     PROCEDURE div_c(a: REF complex, b, c: complex)
1410     DECLARE h: real
1420     BEGIN
1430         h := re(c)**2+im(c)**2
1440         a := compl((re(b)*re(c)+im(b)*im(c))/h,
1450             (im(b)*re(c)-im(c)*re(b))/h)
1460     END
1470
1480     PROCEDURE abs_c(z: complex): real
1490     BEGIN
1500         RETURN sqrt(re(z)**2+im(z)**2)
1510     END
1520
1530     PROCEDURE sort_c(a: REF complex, b: complex)
1540     DECLARE h: real
1550     BEGIN

```

```

1560         h := abs_c(b)
1570         a := compl(sort((h*re(b))/2), sort((h*re(b))/2))
1575         IF im(b) < 0 THEN a := compl(re(a), -im(a)) FI
1580     END
1590
1600     PROCEDURE exp_c(a: REF complex, b: complex)
1610     DECLARE h: real
1620     BEGIN
1630         h := exp(re(b))
1640         a := compl(h*cos(im(b)), h*sin(im(b)))
1650     END
1660
1670     PROCEDURE ln_c(a: REF complex, b: complex)
1680     BEGIN
1690         a := compl(ln(abs_c(b)), arctan(im(b)/re(b)))
1700     END
1710
1720     PROCEDURE ncos(a: REF complex, x: complex, sp2: real)
1730     BEGIN
1740         mul_c(x, x, x)
1750         sub_c(a, x, compl(sp2, 0))
1760         sort_c(a, a)
1770         IF re(a) < 0 THEN a := compl(-re(a), -im(a)) FI
1780     END
1790
1800     PROCEDURE g_fact(ns, np: complex, sp2: real, gs, gp: REF complex)
1810     BEGIN
1820         ncos(gs, ns, sp2)
1830         ncos(gp, np, sp2)
1840         div_c(gp, np, gp)
1850         mul_c(gp, gp, ns)
1860     END
1870
1880     PROCEDURE h_fact(ns, np: complex, lambda, sp2: real,
1890         hs, hp: REF complex)
1900     BEGIN
1910         ncos(hs, ns, sp2)
1920         mul_c(hs, compl(0, -4*pi/lambda), hp)
1930         ncos(hp, np, sp2)
1940         div_c(hp, hp, np)
1950         mul_c(hp, hp, ns)
1960         mul_c(hp, compl(0, -4*pi/lambda), hp)
1970     END
1980
1990     PROCEDURE sisf(sf: REF complex, si, s: complex, d: real)
2000     DECLARE u, v, w: complex
2010     BEGIN
2020         mul_c(u, h, compl(d, 0))
2030         exp_c(u, u)
2040         sub_c(v, s, si)
2050         add_c(w, s, si)
2060         mul_c(u, v, u)
2070         div_c(u, u, w)
2080         sub_c(v, compl(1, 0), u)
2090         add_c(w, compl(1, 0), u)
2100         div_c(v, v, w)

```

```

2110      mul_c(s1, s, v)
2120  END
2130
2140  PROCEDURE maak_rho(rho: REF complex, ss, sp, ss_oms, sp_oms: complex)
2150  DECLARE s, p, v, w: complex
2160  BEGIN
2170      sub_c(v, ss_oms, ss)
2180      add_c(w, ss_oms, ss)
2190      div_c(s, v, w)
2200      sub_c(v, sp, sp_oms)
2210      add_c(w, sp, sp_oms)
2220      div_c(p, v, w)
2230      div_c(rho, p, s)
2240  END
2250
2260  PROCEDURE psidel(rho: complex, psi, delta: REF real)
2270  BEGIN
2280      psi := arctan(abs_c(rho))
2290      delta := arctan(im(rho)/re(rho))
2295      IF re(rho) < 0 THEN delta += pi FI
2300      IF delta < 0 THEN delta += 2*pi FI
2310      psi := desrad
2320      delta := desrad
2330  END
2340
2350  PROCEDURE ab(rho: complex, a, b: REF real)
2360  DECLARE m: real
2370  BEGIN
2380      a := re(rho)**2+im(rho)**2
2390      a := (a-1)/(a+1)
2400      b := 2*re(rho)/(a+1)
2410  END
2420
2430 BEGIN
2440      monitor
2450 END

```

```

10000 % FAM:ELLIB.KZC
10100 % Kees de Zeeuw      19 dec 1984
10200 % Samenvoeding van diverse bibliotheken voor ellipsometrie
10300 %
10400 % FAM:ER68.KZC
10500 % Kees de Zeeuw      17 dec 1984
10600 % Eurobus routines voor M68000.
10700 DECLARE
10800     eb_code: ARRAY 0 OF integer
10900
11000  PROCEDURE meet1a(x: ARRAY 0 OF int2, das, kan, timo: nat2)
11100  AT eb_code[0]
11200      % Lees array x uit kanaal kan van de das. (extern getriggerd)
11300      % Timo is een limiet teller. Hierin moet de maximale wachttijd
11400      % tussen twee metingen worden aangegeven. Een waarde van 40 is
11500      % meestal voldoende. Als er n-1 of (ind een triggerfout of de
11600      % DAS komt, wordt foutmelding F13 geteneerd.
11700
11800  PROCEDURE dac1a(x: ARRAY 0 OF int2, dac, delay: nat2) AT eb_code[1]
11900      % Schrijf alle waarden van array x naar de dac. De delay is hier
12000      % ongeveer in micro seconden. (minimaal 40)
12100
12200  PROCEDURE copy(das, kan, dac: nat2) AT eb_code[2]
12300      % Copieer alle metingen van kanaal kan van de das naar de dac.
12400      % Extern getriggerd; te stoppen met ctrl-C.
12500
12600  PROCEDURE trigger(das, kan, level: nat2) AT eb_code[3]
12700      % Wacht op een overgang van de spanning of kanaal kan van de das
12800      % van < level naar >= level. (extern getriggerd)
12900
13000  PROCEDURE meet1b(x: ARRAY 0, 4 OF integer, n, das, kan, timo: nat2)
13100  AT eb_code[4]
13200      % Zet op elke plaats van x de som van n metingen of kanaal kan van
13300      % de das. (extern getriggerd). Elke kolom bevat nu 4 sommen;
13400      % verdeeld over 1/2 omwenteling (4n punten).
13500 %
13600 % FAM:CLOCK.KZC
13700 % Kees de Zeeuw 11 oct 1984
13800 % Zet klok M67000 aan en uit.
13900     peek_code: ARRAY 0 OF integer
14000
14100  PROCEDURE peek_1(a: integer): integer AT peek_code[2]
14200
14300  PROCEDURE poke_b(a: integer, d: nat1) AT peek_code[3]
14400
14500     clock = 16XC16001
14600
14700     clock_on = PROCEDURE BEGIN poke_b(clock, 4) END
14800
14900     clock_off = PROCEDURE BEGIN poke_b(clock, 0) END
15000      % Zet de interne klok aan en uit.
15100      % Let op: Als de klok uit staat en het programma stopt is de
15200      % klok niet meer aan te zetten en de computer 'klat'.
15300      % Dit is te voorkomen door bij fouten eerst de klok aan te zetten
15400      % en dan pas te stoppen.
15500 %

```

```

15600 % FAM:FTI68.KZC
15700 % Kees de Zeeuw 28 nov 1984
15800 % Fourier transformatie voor int2 array met lengte 64 (1 freq)
15900     n_ft = 64
16000     % lengte arrays moet voor ft1 en ft 64 zijn!
16100     % De Procedures ft1 en ft kunnen alleen met een veelvoud van 4
16200     % punten werken.
16300     fti_code: ARRAY 0 OF integer
16400
16500     PROCEDURE inprod(a, b: ARRAY 0 OF int2): integer AT fti_code[0]
16600         % Bepaal de som a[*] * b[*]
16700
16800     PROCEDURE sum(a: ARRAY 0 OF int2): integer AT fti_code[1]
16900         % Bepaal de som van alle a[i] waarden
17000
17100     PROCEDURE substr(a, b: ARRAY 0 OF int2) AT fti_code[2]
17200         % maak voor alle i a[i]:=a[i]-b[i]
17300
17400     PROCEDURE ft1(x, s, c: ARRAY 0 OF int2,
17500     s, s, c: REF int2) AT fti_code[3]
17600     ir1 = 0..n_ft DIV 4-1
17700     t14 = 2**14
17800     sin_tab, cos_tab: ARRAY ir1 OF int2
17900
18000     ft = PROCEDURE (x: ARRAY 0 OF int2, s, s, c: REF int2)
18100         % Bepaal het gemiddelde s en de sinus- en cosinus
18200         % coëfficiënten s en c van het array x.(lengte 64)
18300     BEGIN
18400         ft1(x, sin_tab, cos_tab, s, s, c)
18500     END
18600     f_ft = 2*pi/n_ft
18700 %
18800 % FAM:FTBI68.KZC
18900 % Kees de Zeeuw 4 DEC 1984
19000 % Fourier transformatie met blokfunctie (1 freq)
19100
19200     PROCEDURE ftb(x: ARRAY 0 OF int2, s, s, c: REF int2)
19300         % Bepaal met bloktransformatie uit array x het gemiddelde
19400         % s en de sinus- en cosinus coëfficiënten s en c.
19500         % De lengte van x moet een viervoud zijn.
19600     DECLARE x1, x2, x3, x4: integer
19700         n_ftb = length(x)
19800         nd4 = n_ftb DIV 4
19900     BEGIN
20000         x1 := sum(x[0..nd4-1])
20100         x2 := sum(x[nd4..2*nd4-1])
20200         x3 := sum(x[2*nd4..3*nd4-1])
20300         x4 := sum(x[3*nd4..n_ftb-1])
20400         s := round((x1+x2+x3+x4)/n_ftb)
20500         c := round((x1+x4-x2-x3)*pi/2/n_ftb)
20600         s := round((x1+x2-x3-x4)*pi/2/n_ftb)
20700     END
20800 %
20900 % FAM:bit .KZC
21000 % Kees de Zeeuw 17 DEC 1984
21100 % Fourier transformatie met blokfunctie m.b.v. meetbl

```

```

21200
21300     PROCEDURE flbf(x: ARRAY 4 OF integer, n: nat2, s, s, c: REF int2)
21400         % bepaal uit een sub-array (kolom) van een array dat gemeten
21500         % is met MEETBL het gemiddelde en de sinus- en cosinus
21600         % coëfficiënten s en c. n is het aantal meetpunten per
21700         % periode
21800     BEGIN
21900         s := round((x[0]+x[1]+x[2]+x[3])/n)
22000         c := round((x[0]+x[3]-x[1]-x[2])*pi/2/n)
22100         s := round((x[0]+x[1]-x[2]-x[3])*pi/2/n)
22200     END
22300 %
22400 % FAM:VERWER.KZC
22500 % Kees de Zeeuw 19 dec 1984
22600 % Verwerk metingen m.b.v. blok-transformatie tot arb waarden
22700     verwerk_code: ARRAY 0 OF integer
22800
22900     PROCEDURE verwerk(x: ARRAY 0, 4 OF integer, a, b: ARRAY 0 OF real,
23000     au, bu: real) AT verwerk_code[0]
23100         % Bepaal uit het array x (gemeten met MEETBL) m.b.v. de uitkomst
23200         % coëfficiënten au en bu de a en b waarden.
23300
23400     PROCEDURE midde1(x: ARRAY 0, 4 OF integer, a, b: REF real,
23500     au, bu: real) AT verwerk_code[1]
23600         % Bepaal uit het array x (gemeten met MEETBL) m.b.v. de uitkomst
23700         % coëfficiënten au en bu een gemiddelde a en b.
23800 %
23900 % FAM:FFT168.KZC
24000 % Kees de Zeeuw 23 nov 1984
24100 % Integer(int2) fast fourier transform
24200     fft_code: ARRAY 0 OF integer
24300
24400
24500     a_fft = PROCEDURE (x: real, x: real, sin_table: ARRAY 0 OF int2,
24600     nu: nat2, nat2, scale: REF int2) AT fft_code[0]
24700     nstu = 10 % MAX 1024 FUNTIEN
24800     n_st = 2**nstu
24900     f_fft = 2*pi/n_st
25000     sin_table: ARRAY n_st DIV 4+1 OF int2
25100
25200     fft = PROCEDURE (x, y: ARRAY 0 OF int2, scale: REF int2)
25300         % Fast Fourier Transform.
25400         % Scale geeft de macht van 2 aan waarmee het resultaat
25500         % vermenigvuldigd moet worden.
25600     DECLARE nu = round(ln(length(x))/ln(2))
25700     BEGIN
25800         a_fft(x, y, sin_table, nu, nstu, scale)
25900     END
26000 %
26100 % FAM:LCD.KZC
26200 % Kees de Zeeuw 5 oct 1984
26300 % Besturing Eurobus Display's
26400     lcd = 1280
26500
26600     lcd = PROCEDURE (n: integer): integer
26700     BEGIN
26800         IF n > 0 THEN n := n MOD 10+16*bed(n DIV 10) FI

```

```

26800     RETURN n
26900     END
27000
27100     put_display = PROCEDURE (dn, dat: integer)
27200         % Zet de (positieve) waarde dat op Eurobus display dn.
27300         % maximale waarde 9999; over/underflow geeft 0..0
27400     BEGIN
27500         IF dat >= 0 AND dat <= 9999 THEN put_eb(led+dn*8, bed(dat))
27600         ELSE put_eb(led+dn*8, 4080)
27700         FI
27800     END
27900 %
28000 % DELTA % PSI
28100
28200     PROCEDURE arcos(xx: real): real
28300     DECLARE yy: real
28400     BEGIN
28500         IF xx = 0 THEN yy := pi/2 ELSE
28600         yy := arctan(sort(1/xx/xx-1)) IF xx < 0 THEN yy := pi-yy FI FI
28700     RETURN yy
28800     END
28900     :
29000     desrad = 180/pi
29100     % Omrekenings factor van graden naar radialen
29200
29300     PROCEDURE delta(a, b: real): real
29400     % Bepaal delta uit a en b. (in graden)
29500     % illesale a en b waarden geven uitkomst 1000 of <0.
29600     DECLARE xx: real
29700     BEGIN
29800         IF a*a < 1 THEN xx := b/sort(1-a*a)
29900         IF xx*xx <= 1 THEN xx := desrad*arcos(xx) FI
30000     ELSE xx := 1000 FI
30100     RETURN xx
30200     END
30300
30400     PROCEDURE psi(a, b: real): real
30500     % Bepaal psi uit a (b wordt niet gebruikt)
30600     % Te grote of kleine a geeft 0 of 90 graden.
30700     BEGIN
30800         IF a > 1 THEN a := 1 FI
30900         IF a < -1 THEN a := -1 FI
31000     RETURN desrad*arcos(-a)/2
31100     END
31200
31300     BEGIN
31400     load_code(eb_code, 'PAM:EB68.KZA')
31500     load_code(peek_code, 'PAM:PEEK.KZA')
31600     load_code(fti_code, 'PAM:FTI68.KZA')
31700     FOR i IN ir1 DO
31800         sin_tab[i] := round(t14*sin(f_ft*i))
31900         cos_tab[i] := round(t14*cos(f_ft*i))
32000     OD
32100     load_code(verwerk_code, 'PAM:VERNER.KZA')
32200     load_code(fft_code, 'PAM:FFT168.KZA')
32300     FOR i IN 0..n_st DIV 4 DO

```

```

32400         sin_table[i] := round(t14*sin(f_ft*i))
32500     OD
32600     monitor
32700     END

```

```

10000 % pam:lstbl .kzc
10100 % Kees de Zeeuw 22 mei 1985
10200 % Meetprogramma ellipsometer met bloktransformatie
10300 DECLARE
10400     nmax, nx: nat2 nm: nat1
10500     das = 64 dac = 768 dacc = 773 dacy = 774 dacr = 775
10600     dac1 = dac dac2 = dac1+1
10700     tk = 1 mk = 0 l = 1000 n = 64
10800     scaler = 32
10900     scaler_cnt = scaler+1
11000     scaler_freq = 10
11100     x: ARRAY 255, 4 OF integer
11200     aa, bb, delta1, psi1, tt, d: ARRAY 0 OF real
11300     t: ARRAY 0 OF nat2
11400     first: boolean
11500     aub, bub: real
11600     k0, k: nat2
11700     ir: range
11800     aa: char
11900     vt = chr(11)
12000     clr = chr(26)
12100     esc = chr(27)
12200     line_erase = 'T'
12300     lf = chr(10)
12400
12500     PROCEDURE meet(nm: nat2)
12600     BEGIN ON any_fault DURING
12700         clock_off trigger(das, tk, 1)
12800         meetbl(x[0..nm-1], n DIV 4, das, mk, 50) clock_on
12900         DO clock_on show_ec(ayself) error('stop') OD
13000     END
13100
13200     PROCEDURE b_trans(nm: nat2, a, b: REF real)
13300     BEGIN
13400         middel(x[0..nm-1], a, b, aub, bub)
13500         IF first THEN aub := a bub := b first := false FT
13600     END
13700
13800     PROCEDURE ind1(irx: range): integer
13900     BEGIN RETURN peek_l(address(irx)) END
14000
14100     PROCEDURE indn(irx: range): integer
14200     BEGIN RETURN peek_l(address(irx)+4) END
14300
14400     PROCEDURE ind2(irx: range): integer
14500     BEGIN RETURN indn(irx)+ind1(irx)-1 END
14600
14700     PROCEDURE display
14800     BEGIN
14900         writeln('Max. aant. elementen NMAX=', nmax: 1)
15000         write('Lenste array's AA, BB en T=', length(aa): 1)
15100         write(' ; DELTA1 en PSI1=', length(psi1): 1)
15200         writeln(' ; TT=', length(tt): 0, ' ; D=', length(d): 0)
15300         write('Start index K0=', k0: 1, ' ; index K=', k: 1)
15400         write(' ; index range IR=', ind1(ir): 1, '...',
15500             ind2(ir): 1)

```

```

15600         writeln(' ; aant. el. IR=', indn(ir): 1)
15700         write('Aantal middelingen NM=', nm: 1)
15800         writeln(' ; aant. met. volsende serie NX=', n: 1)
15900         writeln('Uitlijn constanten: AUR=', aub: 8; 5, ' ; PUB=',
16000             bub: 8; 5)
16100     END
16200
16300     PROCEDURE instellen
16400     DECLARE a, b: real
16500     BEGIN
16600         writeln('Stop met ctrl-c als abs op 1 is ingesteld')
16700         ON 2 DURING LOOP
16800             meet(50) middel(x[0..49], a, b, -1, 0)
16900             writeln('a**2+b**2=', a**2+b**2: 10; 5, vt)
17000         OD DO writeln OD
17100         first := true aub := -1 bub := 0
17200         meet(255) b_trans(255, a, b)
17300     END
17400
17500     PROCEDURE plot_ab
17600     BEGIN plot_punten(aa[ir], bb[ir]) END
17700
17800     PROCEDURE plot_delta1
17900     BEGIN plot_punten(psi1[ir], delta1[ir]) END
18000
18100     PROCEDURE maak_delta1
18200     BEGIN FOR i IN ir DO delta1[i] := delta(aa[i], bb[i])
18300         psi1[i] := psi(aa[i], bb[i]) OD
18400     END
18500
18600     PROCEDURE plot(ar: vector)
18700     BEGIN plot_punten(tt[ir], ar[ir]) END
18800
18900     PROCEDURE maak_tijd
19000     BEGIN FOR i IN ir DO tt[i] := tt[i]/scaler_freq OD END
19100
19200     PROCEDURE maak_file
19300     DECLARE f: file
19400         text: ARRAY 79 OF char
19500         nc = 3 %aantal in te voeren comm. regels
19600         len: integer
19700     BEGIN
19800         write(clr)
19900         len := indn(ir)
20000         IF k0 < ind1(ir) OR k < ind2(ir)+1 THEN display
20100             warn('Fout in lenste arrays', 'ir=k0..k') FI
20200         writeln('Filename ?') readln next_input
20300         scan_filename('D')
20400         check_filename
20500         enter_file(f, filename, 0)
20600         IF date < 100 THEN writeln('Date ?') readln(date) FI
20700         writeln(f, nc+6) % aantal comment. regels
20800         writeln(f, 'Meting ellipsometer.(A en B waarden)')
20900         write(f, 'Datum:', date: 6, : 40, ' Tijd:')
21000         write_time(f, get_time)
21100         writeln(f, : 0, 'Aantal metingen:', len)

```

```

21150      writeln(f, 'AUB=', aub: 10: 5, ' ; RUB=', bub: 10: 5)
21200      writeln(f, 'Aantal middelingsen:', nm)
21300      writeln(f, 'Tijdas: 1 stap =', 1/scalar_frea: 10: 3, ' sec.')
21400      FOR i IN 1..nc DO writeln(i: 1, '-e commentaar regel ?')
21500          readln(text) writeln(f, text) OD
21600      writeln('Wacht')
21700      put_array(f, len)
21800      put_array(f, aa[ir]) put_array(f, bb[ir]) put_array(f, t[ir])
21900      close_file(f)
22000      writeln('File ', filename, ' gesaved.')
22100  END
22200
22300  PROCEDURE lees_file
22400  DECLARE f: file
22500      text: ARRAY 79 OF char
22600      len: integer
22700      nc: nat1
22800  BEGIN
22900      writeln(clr, 'Filename ?') readln next_input
23000      scan_filename('D')
23100      lookup_file(f, filename)
23200      readln(f, nc)
23300      FOR i IN 1..nc DO readln(f, text) writeln(text) OD
23400      set_array(f, len)
23500      IF len > length(aa)-k0 THEN
23600          writeln('>>> File te land:', len: 1,
23700              ' punten: restant arrays=', nmax-k0-1: 1, ' punten')
23800          display error('Niet gelezen') FI
23900      k := k0+len ir := k0..k-1
24000      writeln writeln('Wacht')
24100      set_array(f, aa[ir]) set_array(f, bb[ir]) set_array(f, t[ir])
24200      close_file(f)
24300      writeln('File ', filename, ' gelezen.')
24400  END
24500
24600  PROCEDURE restart_aetins
24700  BEGIN
24800      WHILE k <= k0+nx-1 DO
24900          meet(nm) t[k] := set_eb(scaler_cnt)
25000          b_trans(nm, aa[k], bb[k])
25100          %IF k MOD 10 = 0 THEN
25200              write(k: 4, t[k]/scaler_frea: 8: 1)
25300              writeln(delta(aa[k], bb[k]): 10: 2, psi(aa[k], bb[k]): 10: 3)
25400          %FI
25500          ir := k0..k k += 1
25600      OD
25700  END
25800
25900  PROCEDURE start_aetins
26000  BEGIN
26100      write(clr)
26200      clear(aa) clear(bb) clear(t) k0 := 0 k := 0 ir := 0..0
26300      writeln('Aantal aetinsen (<=', nmax: 1, ')')
26400      write(nx: 1)
26500      readln(nx) IF nx+k0 > nmax THEN error('Te veel aetinsen') FI
26600      writeln('Aantal middelingsen') write(nm: 1) readln(nm)

```

```

26700      writeln('Meetstand ?') readln
26800      put_eb(scaler, 3) put_eb(scaler_cnt, 0)
26900      restart_aetins
27000  END
27100
27200  PROCEDURE meet_offset
27300  DECLARE xx: integer
27400  BEGIN
27500      writeln('Onderbreek lichtbundel ?') readln
27600      writeln('Stop met ctrl-C als offset goed is')
27700      writeln(i: 16, ' ')
27800      ON 2 DURING LOOP
27900          meet(20)
28000          FOR k IN 0..3 DO
28100              xx := 0 FOR j IN 0..9 DO xx += x[j, 1] OD
28200              xx := xx DIV 10 IF xx > 75 THEN xx := 75 FI
28300              writeln(escr_line_erase, '#': xx) OD
28400              writeln(vt: 5)
28500              DD DO writeln(i: 5) OD
28600      writeln('Herstel lichtbundel') readln
28700  END
28800
28900  PROCEDURE comprimeer(uit_ar: invar: vector)
29000  DECLARE
29100      l_in = length(in_ar)
29200      l_uit = length(uit_ar)
29300      fac = l_uit/l_in
29400      m1 = round(1/fac(0.4999))
29500      m: integer
29600      s: real
29700  BEGIN
29800      FOR i IN 0..l_uit-1 DO
29900          s := 0 m := round(i/fac-0.4999)
30000          FOR j IN m..m+1-1 DO
30100              s += in_ar[j]
30200          OD
30300          uit_ar[i] := s/m1
30400      OD
30500  END
30600
30700  PROCEDURE compr_arrays
30800  DECLARE t1: vector
30900      inf, inl, inn: integer
31000      ir1 = ind1(ir)
31100  BEGIN
31200      writeln(clr, 'IR was:', ind1(ir): 0, '..', ind2(ir): 0)
31300      writeln('First & last index OUTPUT arrays ?')
31400      readln(inf, inl) inn := inl-inf+1
31500      IF length(t1) < indn(ir) THEN extend(t1, indn(ir))
31600          FOR i IN ir DO t1[i-ir1] := t1[i] OD
31700          comprimeer(t1[0..inn-1], t1)
31800          FOR i IN inf..inl DO t1[i] := round(t1[i-inf]) OD
31900      ELSE nax_tijd comprimeer(t1[inf..inl], t1[ir])
32000          FOR i IN inf..inl DO t1[i] := round(t1[i]*scaler_frea) OD
32100      comprimeer(aa[inf..inl], aa[ir])
32200      comprimeer(bb[inf..inl], bb[ir])

```

```

32300      ir := inf..inl k0 := inf k := inl+1
32400      END
32500
32600      ref_n: integer
32700      ref_d, ref_a: ARRAY 0 OF real
32800      PROCEDURE laasdikte(xx: real): real
32900      DECLARE
33000          min, max, t1: nat2
33100          h: real
33200      BEGIN
33300          max := ref_n-1
33400          WHILE max > min+1 DO
33500              t1 := (max+min) DIV 2
33600              IF ref_a[t1] > xx THEN max := t1
33700              ELSE min := t1 FI
33800          OD
33900          h := (xx-ref_a[min])/(ref_a[min+1]-ref_a[min])
34000          IF min+1 > ref_n-1 THEN h := ref_d[ref_n-1]
34100          ELSIF min+1 < 0 THEN h := ref_d[0]
34200          ELSE h := (ref_d[min]+h*(ref_d[min+1]-ref_d[min])) FI
34250          RETURN h
34300      END
34400
34500      PROCEDURE init_laasdikte
34600      DECLARE b1: ARRAY 0 OF real
34700          f: file
34950          txt: ARRAY 79 OF char
34960          in_first = ref_n = 0
35000      BEGIN
35010          IF in_first THEN lookup(f, 'FAM:EIREF.KZC')
35020          ELSE writeln(clr, 'Filename referentie ei ?')
35040              readln next_input scan_filename('d')
35100              lookup(f, filename) FI
35200          readln(f, ref_n) FOR i IN 0..ref_n-1 DO readln(f, txt)
35250              writeln(txt) OD
35300          set_array(f, ref_n)
35400          IF in_first THEN resize(ref_a, ref_n) resize(ref_d, ref_n) FI
35500          resize(b1, ref_n)
35510          IF length(ref_a) < ref_n THEN error('Ref. arrays te kort') FI
35600          set_array(f, ref_a[0..ref_n-1]) set_array(f, b1[0..ref_n-1])
35602          set_array(f, ref_d[0..ref_n-1])
35900      END
36000
36100      PROCEDURE maak_dikte(xx: vector)
36200      BEGIN FOR i IN ir DO xx[i] := laasdikte(aa[i]) OD
36300      END
36400
36500      PROCEDURE h
36600      BEGIN
36700          writeln(clr) writeln
36800          writeln('START_METING')
36900          writeln('RESTART_METING')
37000          writeln('k0:=k')
37100          writeln('MAAK_FILE')
37200          writeln('LEES_FILE')
37300          writeln('MAAK_DELTAPSI')

```

```

37400          writeln('FLOT_AR')
37500          writeln('FLOT_DELTAPSI')
37600          writeln('MAAK_TIJD')
37700          writeln('FLOT(')
37800          writeln('INSTELLEN')
37900          writeln('MEET_OFFSET')
38000          writeln('DISPLAY')
38100          writeln('MAAK_DIKTE(D)')
38200          writeln('COMPR_ARRAYS')
38300          writeln('EXIT')
38400          writeln
38500          display
38600          write(chr(30)) ZHOME
38700      END
38800      a, b: real
38900      maxlen = 2**14-1
39000      BEGIN
39100          write(clr)
39200          writeln('Maximaal aantal metingen (=16383?) write(1000)')
39300          readln(nmax)
39400          IF nmax > maxlen THEN writeln('***** SLECHTS ', nmax MOD maxlen, '
39500              ' WAARDEN NAAR ARRAY TE SCHRIJVEN!') FI
39600          extend(aa, nmax) extend(bb, nmax) extend(tt, nmax)
39700          writeln('Delta1 en Psi1 array's maken (Y/N)') write('Y')
39800          readln(aa) IF aa = 'Y' OR aa = 'y' THEN
39900              extend(delta1, nmax) extend(psi1, nmax) FI
40000          writeln('Real tijd array (T) maken (Y/N)') write('Y')
40100          readln(aa) IF aa = 'Y' OR aa = 'y' THEN
40200              extend(tt, nmax) FI
40300          writeln('Laasdikte array (D) maken (Y/N)') write('Y')
40400          readln(aa) IF aa = 'Y' OR aa = 'y' THEN
40500              extend(d, nmax) FI
40600          nm := 2 nx := nmax
40700          writeln('Uitlijnpprocedure is te stoppen met ctrl-c.')
40800          ON 2 DURING
40900              meet_offset
41000              instellen
41100          DO writeln(clr, '***** Niet ingesteld; seen meting modelijk !!!') OD
41200          writeln('Wacht')
41300          init_laasdikte
41400          h
41500          monitor
41600      END

```


APPENDIX D

Volledige metingen met ellipsometer aan etsreactor

Meting (filenaam)	beschrijving	figuren
EI1TM5	Etsen met AR op aardelectrode	D1 (ref curve zie 5.8) D2
EI7	Etsen op aardelectrode met diverse plasmasamenstellingen	5.6, 5.7
EI8	Etsen met H2 en CF4 op aardelec. flow 2x 90 sccm druk 0.05 torr vermogen 50 W	5.8, 5.9
EI10	Diverse Ar en CF4 flows + eindpunt	D3
EI11	Etsen met CF4 en Ar flow 2x 50 sccm druk 0,05 torr vermogen 50 W	5.10, 5.11, 5.12, 5.14
EI12	Etsen met CF4 en AR bij variërend vermogen flow 2x 50 sccm druk 0.05 torr vermogen zie tijdas	5.20, D4, D5, D6, D7, D8

Tabel D.1 Etssnelheid als functie van het vermogen

vermogen	etssnelheid uit richtings coëf. D6	etssnelheid uit tijdstip omslagpunten
W	nm/s	nm/s
5	0.27	0.32
10	0.40	0.54
20	0.60	0.67
40	0.41	0.42
50	0.93	1.05

EI14	Etsen met CF4 en Ar bij variërende druk flow 50 sccm druk zie tijdas vermogen 50 W	D9 (ref. curve zie 5.5) D10, D11, D12
------	--	--

Tabel D.2 Etssnelheid als functie van de druk

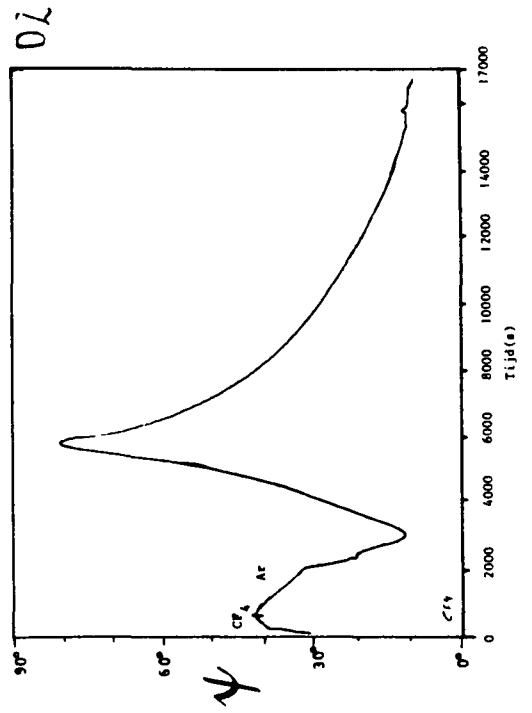
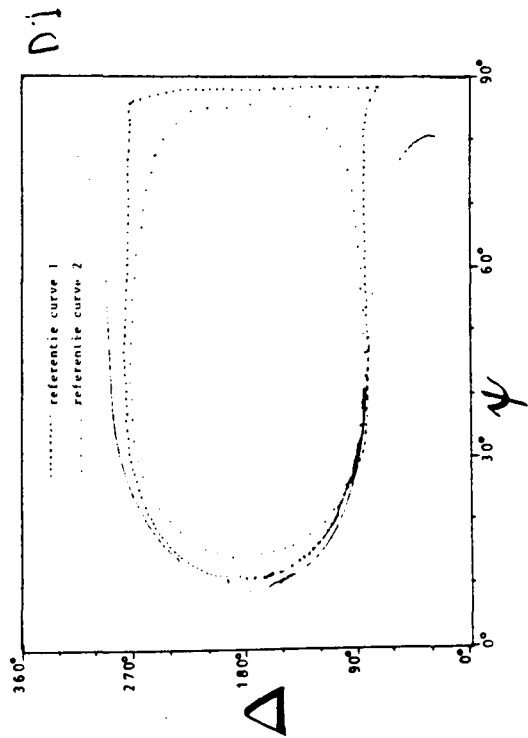
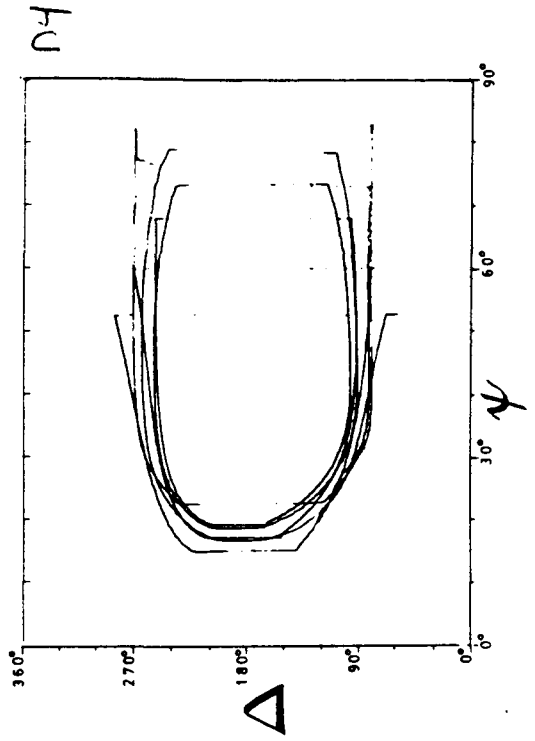
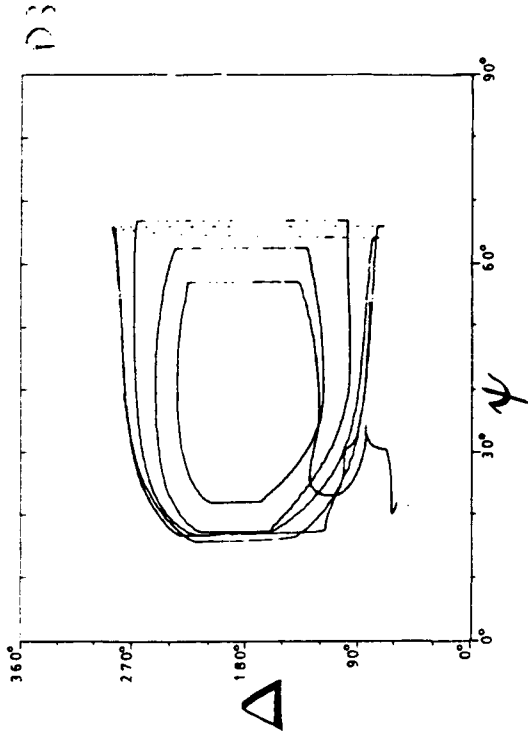
druk	richtings coëf. 1(D10)	richtingscoëf.2 (D10)	uit tijd
torr	nm/s	nm/s	nm/s
0.05	1.00	0.96	1.01
0.05	0.84	0.43	0.99
0.1	1.04	0.84	1.14
0.2	0.87	0.56	1.14
0.5	0.78	0.46	0.89

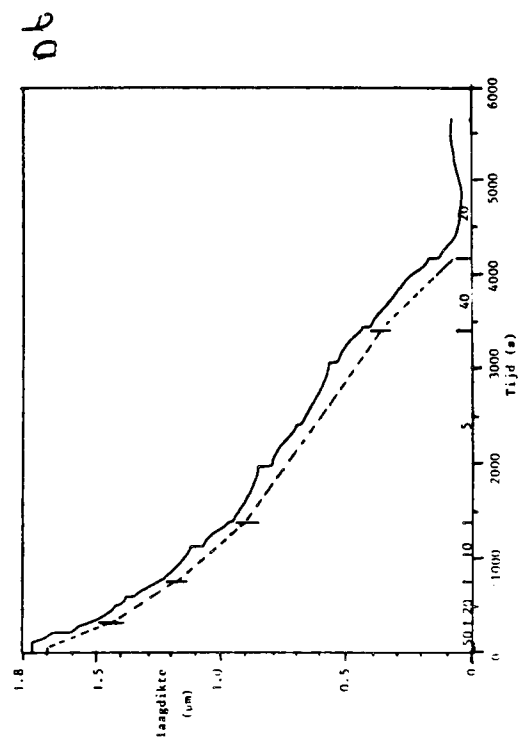
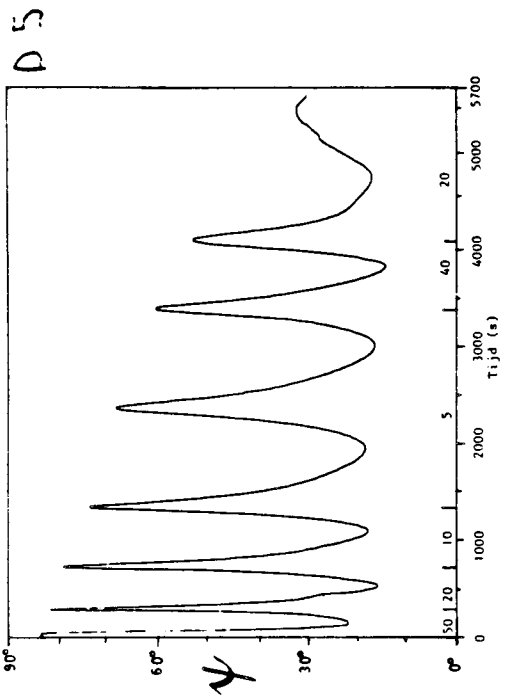
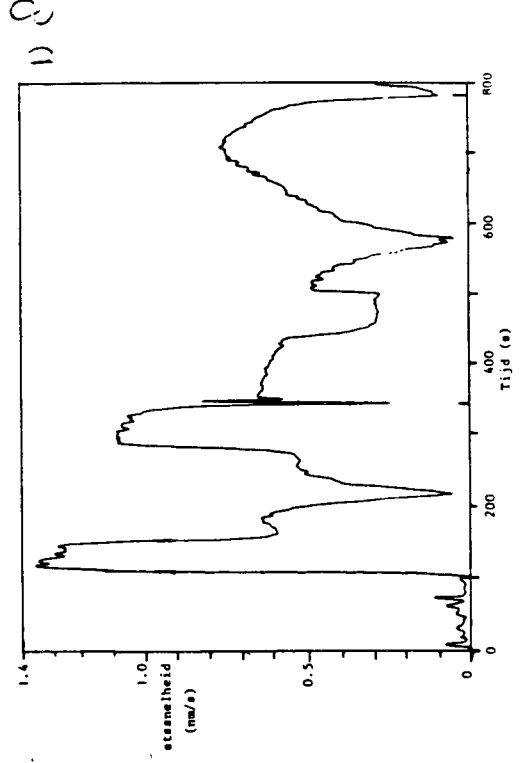
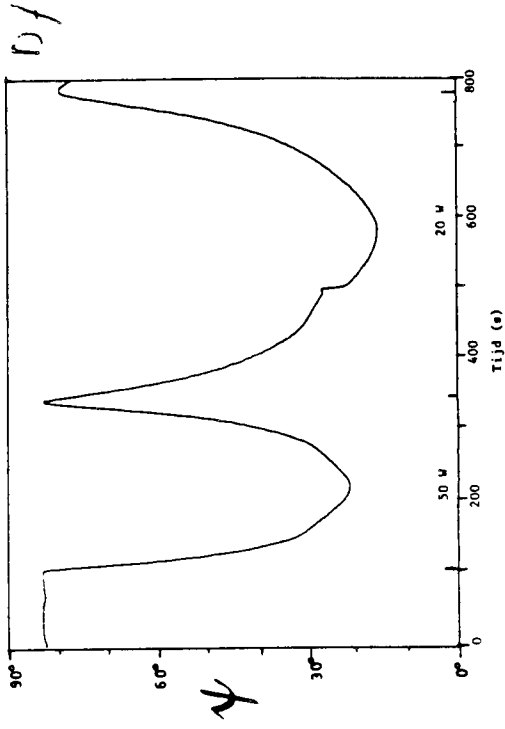
EI15	Etsen met CF4 en Ar bij variërende flow flow zie tijdas druk 0.05 torr vermogen 50 W	D13 (=5.17) D14, D15
------	--	-------------------------

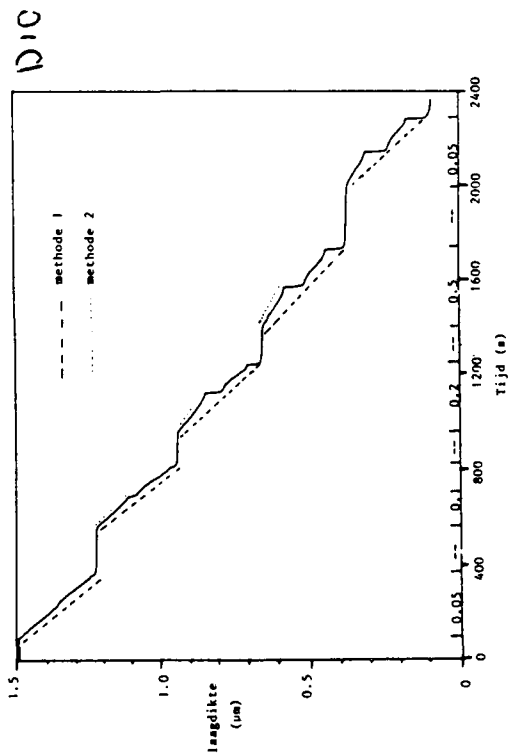
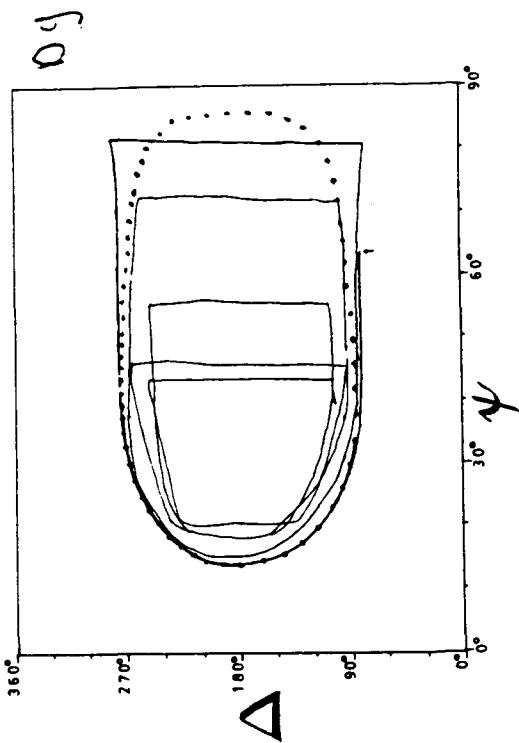
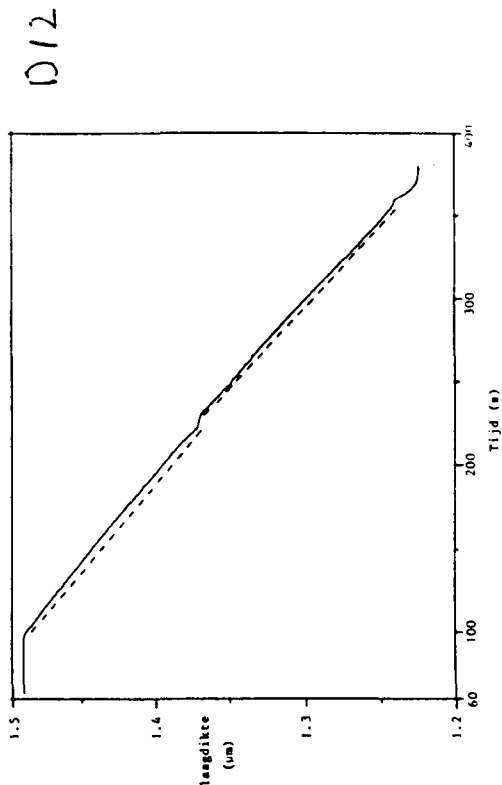
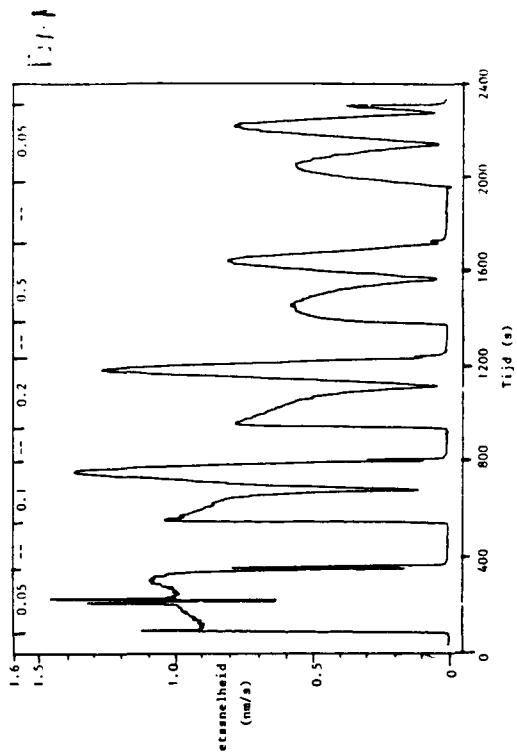
Tabel D.3 Etssnelheid als functie van de flow

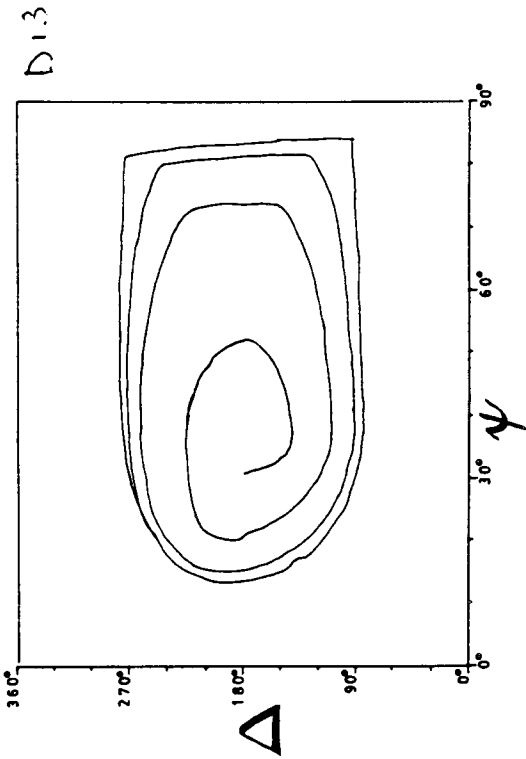
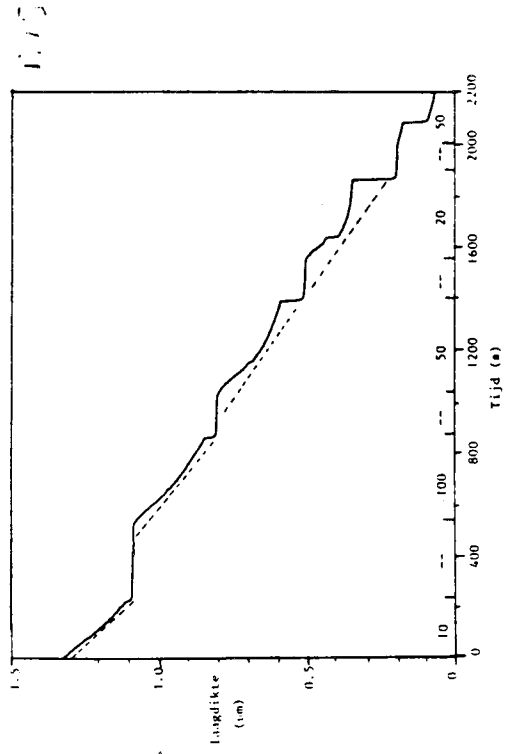
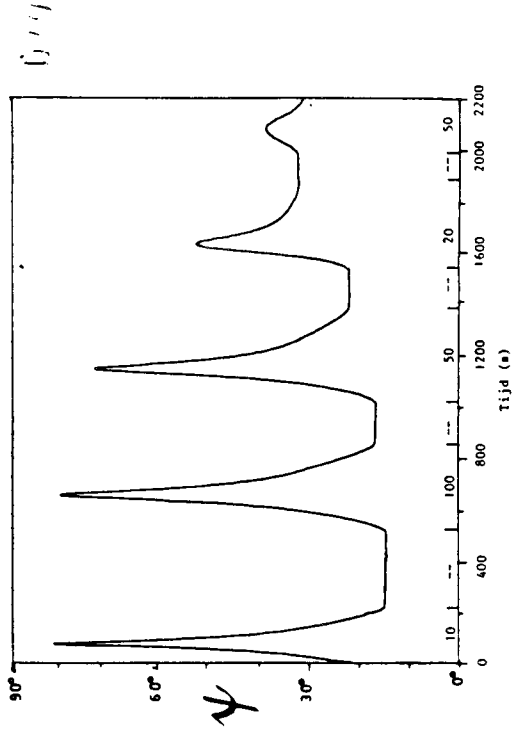
flow (Ar = CF4)	uit richtings coëf. (D15)	uit tijd
sccm	nm/s	nm/s
10	0.97	0.97
20	0.62	0.60
50	0.62	0.57
100	0.72	0.67

EI1622	'Etsen' met Ar	5.21
--------	----------------	------





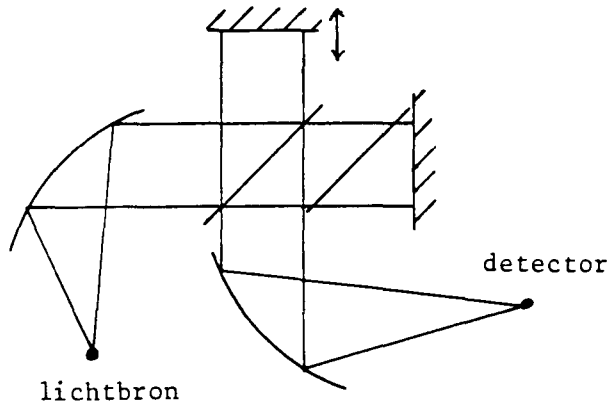




Fourier Interferometer

1 Inleiding

Om de dichtheid van radicalen te bepalen bij het plasma-etsen [VEL.84,VLI.34] wordt er in de vakgroep plasmafysica een Fourier interferometer gebouwd.



*Figuur 1
Principe schets van
de interferometer*

Deze Fourier interferometer bestaat uit een Michelson interferometer, waarvan de lengte van een van de armen gevarieerd kan worden. Voor een monochromatische bron met golfgetal of spatieele frequentie σ ($=1/\lambda$) geldt voor de amplitude op de detector

$$E = E_0 \exp(-2\pi j \sigma L_0) + E_0 \exp(-2\pi j \sigma (L_0 + x))$$

$$= E_0 \exp(-2\pi j \sigma L_0) (1 + \exp(-2\pi j \sigma x)) \quad (1)$$

Hier is L_0 de totale lengte van de lichtweg door de vaste arm; x het weglengteverschil tussen de armen en E_0 de (gelijk veronderstelde) amplitude van de twee lichtbundels. De intensiteit is evenredig met EE^* volgens:

$$I(x) = I_0 (1 + \cos 2\pi \sigma x) \quad (2)$$

Voor licht met een spectrale verdeling $B(\sigma)$ wordt dit

$$I(x) = I_0 \int_0^{\infty} B(\sigma) (1 + \cos 2\pi \sigma x) d\sigma \quad (3)$$

Nu is door de Fourier transformatie

$$B(\sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} (I(x) - I(0)/2) \cos 2\pi\sigma x \, dx \quad (4)$$

de spectrale intensiteit $B(\sigma)$ uit het interferogram I te berekenen. Meestal wordt de complexe Fourier transformatie gebruikt. Deze geeft:

$$B(\sigma) = \text{RE} \int_{-\infty}^{\infty} (I(x) - I(0)/2) \exp(-2\pi j\sigma x) \, dx \quad (5)$$

$$\text{of} \quad 2\text{RE} \int_0^{\infty} (I(x) - I(0)/2) \exp(-2\pi j\sigma x) \, dx \quad (6)$$

Deze integraal wordt benaderd door een sommatie

$$B(\sigma) = 2\text{RE} \sum_{i=1}^N (I(i\Delta x) - I(0)/2) \exp(-2\pi j\sigma i\Delta x) \quad (7)$$

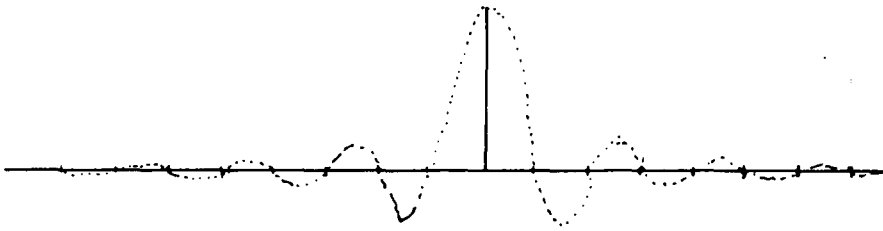
2 Eigenschappen FFT

2.1 Apparaatprofiel

Omdat deze functie (7)

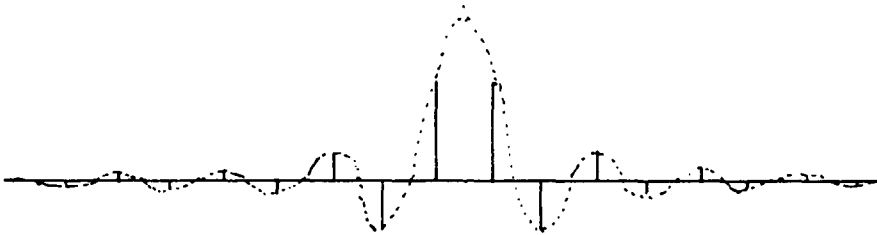
slechts over N punten wordt gesommeerd, is het oplossend vermogen, wat betreft het golfgetal, beperkt tot $1/N\Delta x = 1/L$ met $L=N\Delta x$ het maximale weglengteverschil van de scan.

De FFT procedure zoals die gebruikt wordt voor de transformatie, geeft alleen maar punten voor $\sigma = k/N\Delta x = k\sigma_0$. De afstand σ_0 tussen de punten is gelijk aan het oplossend vermogen [BEL.72, LOE.70]. Tusseliggende punten in het frequentiedomein kunnen wel worden berekend, maar bieden geen extra informatie. Wel kan met tussenpunten het profiel beter bekeken worden zie figuur 2 en 3



Figuur 2

Het gemeten spectrum (lijn) en het werkelijke lijnprofiel (gestippeld)



Figuur 3

Het lijnprofiel uit figuur 2, maar 1/2 maal het oplosend vermogen verschoven. De lijnen geven het gemeten spectrum aan. De weergave van het lijnprofiel is dus afhankelijk van de frequentie. Door interpolatie kan het profiel wel goed geïnterpreteerd worden.

Met de tussenpunten is het eenvoudiger de hoogte van een piek te schatten. Het apparaatprofiel van de FFT ontstaat doordat het interferogram afgekapt wordt op een lengte L . Dit komt overeen met vermenigvuldigen van het interferogram met een blokfunctie.

Omdat vermenigvuldigen in het ruimte domein overeenkomt met convolutie in het frequentiedomein, is het effect dat het apparaatprofiel gelijk wordt aan de fourier getransformeerde van een blok. Dit is een sinc functie.

$$\text{FFT}(a(x) \cdot b(x)) = \text{FFT}(a(x)) * \text{FFT}(b(x)) = A(\sigma) * B(\sigma) \quad (8)$$

$$\text{FFT}(\text{blok}(x) \cdot I(x)) = \text{sinc}(\sigma) * B(\sigma) \quad (9)$$

Hier is blok(x) gedefinieerd door

$$\begin{aligned} \text{blok}(x) &= 0 \text{ voor } |x| > L/2 \\ &1 \text{ voor } |x| \leq L/2 \end{aligned} \quad (10)$$

voor een symmetrisch opgenomen interferogram

en

$$\begin{aligned} \text{blok}(x) &= 0 \text{ voor } x > L \text{ of } x < 0 \\ &1 \text{ voor } 0 \leq x \leq L \end{aligned} \quad (11)$$

voor een 'half' interferogram (begint bij $x=0$)

Door het interferogram in plaats van met een blok (afkappen), met een andere functie te vermenigvuldigen, kan een ander apparaatprofiel worden gecreerd.

Een sinc functie als apparaatprofiel heeft als nadeel dat er negatieve zijlobben ontstaan. Als het interferogram met een driehoek wordt vermenigvuldigd, wordt het apparaatprofiel een sinc-kwadraat functie; deze heeft alleen maar positieve zijlobben. Nog een andere mogelijkheid is het vermenigvuldigen van het interferogram met een Gauss functie. Het apparaatprofiel wordt dan ook weer een Gaussfunctie. Het nadeel van deze apodisaties (apodiseren wil zeggen: ontdoen van nevenpieken) is wel dat het apparaatprofiel breder wordt.

Het apparaatprofiel kan smaller gemaakt worden, door een langere scan toe te passen. Het signaal moet dan wel groot genoeg zijn. Als het laatste gedeelte van de scan alleen maar ruis bevat, kan men beter nullen aan het interferogram toevoegen. Het resultaat is dan een spectrum dat een apparaatprofiel heeft, dat overeenkomt met de scanlengte die zinvolle data bevat. De extra nullen zorgen ervoor dat het spectrum meer punten krijgt, zodat er een beter beeld van de lijnprofielen ontstaat. Dit is dus een methode om in het spectrum te interpoleren. Een andere mogelijkheid om in het spectrum te interpoleren, is het uitrekenen van de convolutie van het niet geapodiseerde spectrum met het gewenste apparaatprofiel. De convolutie hoeft dan niet over het volledige aantal punten van de scan te lopen [CON.70]. Een convolutie die benaderd wordt door een sommatie over enkele tientallen punten, kan ook een bruikbaar resultaat geven.

$$B(\sigma) * A(\sigma) \quad (12)$$

$A(\sigma)$ is het gewenste apparaatprofiel = FFT($a(x)$) met a de weegfunctie van het interferogram. Wel moet er rekening mee worden gehouden dat het afkappen van de convolutie weer tot fouten kan leiden. Om dit te vermijden moet bij de convolutie weer apodisatie worden toegenast door het vermenigvuldigen met bijvoorbeeld een driehoekfunctie. Een apodisatie functie die bruikbare resultaten geeft is [CON.70]:

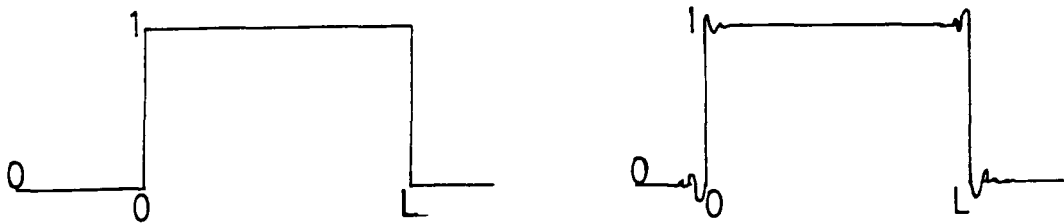
$$a(x) = (1 - (x/L)^2)^2 \quad (13)$$

Zonder apodisatie is de convolutie te benaderen door $B(\sigma)$ is alleen bekend voor $\sigma = k\sigma_0$, met $\sigma_0 = 1/L$:

$$B^{\wedge}(\sigma) = \sum_{\text{Round}(\sigma/\sigma_0) - Nc}^{\text{Round}(\sigma/\sigma_0) + Nc} B(k\sigma_0) \text{Sinc}(\sigma - k\sigma_0) \quad (14)$$

met $\text{Sinc}(\sigma) = \sin(2\pi\sigma)/(2\pi\sigma)$ (15)

$2Nc + 1$ is het aantal termen dat voor het bepalen van de convolutie gebruikt wordt. Door dit afkappen van de convolutie in het frequentiedomein wordt het interferogram (tijd domein) a.h.w. vermenigvuldigd met een vervormde blok.



Figuur 4
 Het effect op het interferogram van het afkappen van de convolutie. links ideale convolutie; rechts afgekapte convolutie.

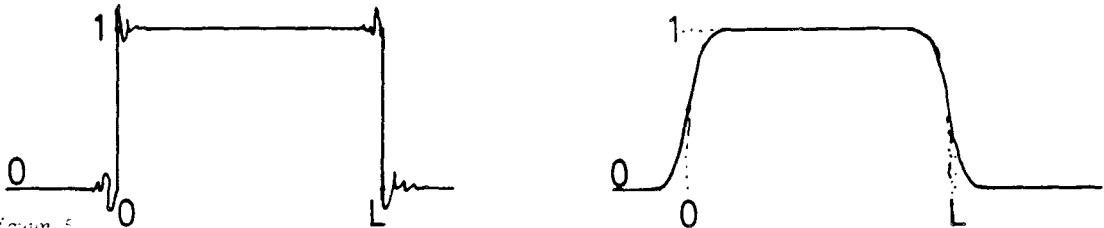
Door bij de convolutie ook apodisatie toe te passen wordt de som:

$$B'(\sigma) = \sum_{\text{Round}(\sigma/\sigma_0) - Nc}^{\text{Round}(\sigma/\sigma_0) + Nc} B(k\sigma_0) \text{sinc}(\sigma - k\sigma_0) C(\sigma - k\sigma_0) \quad (16)$$

Voor de apodisatiefunctie C kan bijvoorbeeld

$$C(\sigma) = (1 - (\sigma / (Nc\sigma_0))^2)^2 \quad (17)$$

genomen worden. Het gevolg is nu een 'nette' filterfunctie die met het interferogram vermenigvuldigd wordt.



Figuur 5
Het effect van apodisatie op de convolutie.
links : afgekapt , rechts : met apodisatie

In plaats van de genoemde sinc-functie kan voor het apparaatprofiel ook een andere functie $A(\sigma)$ genomen worden. Voorwaarde voor deze profielfunctie is dat de Fourier getransformeerde (=weegfactor van het interferogram) niet breder is dan de interferogramlengte L. Met andere woorden: een functie in het tijd domein (interferogram) die niet verandert door het vermenigvuldigen met de 'apparaatweegfactor' $\text{blok}(x)$ geeft als nieuw apparaatprofiel zijn Fourier-getransformeerde. Voor andere functies ontstaat een nieuw apparaatprofiel dat de convolutie is van een sinc en de Fourier-getransformeerde van de weegfactor.

Het berekenen van een convolutie over n punten kost een hoeveelheid rekentijd die evenredig is met N^2 . Een FFT procedure heeft voor N punten een tijd nodig die evenredig is met $N \log(N)$. Voor convoluties met grote aantallen loont het de moeite eerst FFT toe te passen, vervolgens de punten te vermenigvuldigen en dan weer terug te transformeren.

Samengevat:

Voor een duidelijk spectrum zijn meer punten nodig dan de FFT uit het interferogram haalt. Dit kan bereikt worden door

A) nullen aan het spectrum toe te voegen

of door

B) de convolutie $B'(\sigma) = B(\sigma) * \text{FFT}(a(x))$ uit te voeren.

Omdat de convolutie wordt afgekapt bij $Nc\sigma_0$, moet deze met een apodisatie worden gecorrigeerd:

$$B'(\sigma) = \int B(t) C(\sigma-t) A(\sigma-t) dt \tag{18}$$

of

$$B'(\sigma) = \sum_{\text{Round}(\sigma/\sigma_0) - Nc}^{\text{Round}(\sigma/\sigma_0) + Nc} B(k\sigma_0) A(\sigma - k\sigma_0) C(\sigma - k\sigma_0) \tag{19}$$

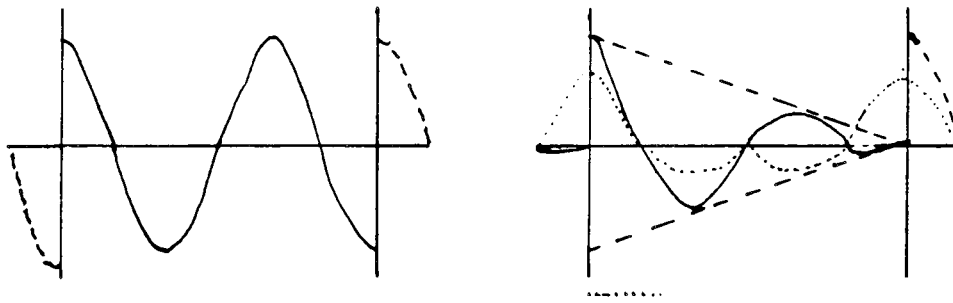
Hierin is C een gewichtsfunctie en A het gewenste apparaatprofiel.

2.2 Fouten door fase van de meetpunten

Voorbeeld

Als men FFT toepast op de functie $\cos(1.5 \cdot 2\pi \sigma_0 x)$ ontstaat er doordat het 'interferogram' periodiek gedacht wordt een antisymmetrische functie. De cosinus transformatie is 0! Door een geschikte apodisatie kan er voor gezorgd worden dat er weer een symmetrisch gedeelte in het interferogram komt. Dit is te vinden door

$$I_{\text{even}}(x) = (I(x) + I(L-x))/2 \quad (20)$$



Figuur 6
Links is beeld van
een halfcyclische frequentie
de shiften.
rechts door gemiddelde
met een enkel omkeer
weer een even gedeelte

De reële component van de FFT geeft dan weer een bruikbaar spectrum.

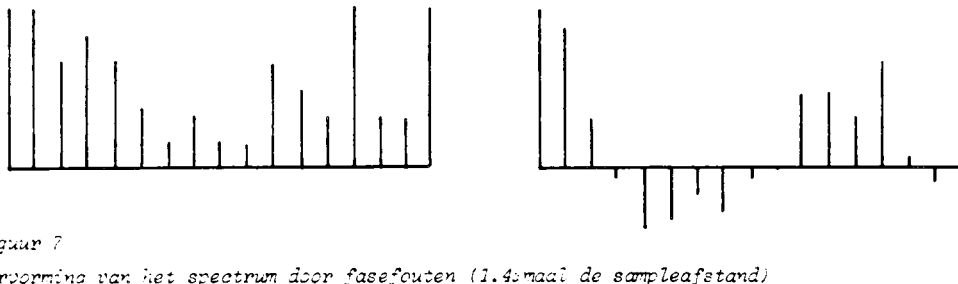
Als het nulpunt van de scan verschoven is, wordt het interferogram:

$$I(x) = \int B(\sigma) \exp(-2\pi j \sigma(x+\delta)) d\sigma = \int B(\sigma) \exp(-2\pi j \sigma x) \exp(-2\pi j \sigma \delta) \quad (21)$$

FFT geeft voor de spectrale verdeling $B'(\sigma)$:

$$B'(\sigma) = B(\sigma) \exp(-2\pi j \sigma \delta) \quad (22)$$

Het reële gedeelte is dus vermenigvuldigd met een cosinus.



Figuur 7
Vervorming van het spectrum door fasefouten (1.4-maal de sampleafstand)

Als de fase (nulpunts) fout 2% van de sampleafstand Δx bedraagt, ontstaat bij hoge frequenties een amplitudefout van

$$1 - \cos(2 \cdot 0.02) \approx 0.01$$

Als het faseverschil exact bekend is, kan hiervoor gecorrigeerd worden door het (complexe) spectrum met $\exp(2\pi j \sigma \delta)$ te vermenigvuldigen.

De grootte van een nulpunts-verschuiving kan worden vastgesteld door een (klein deel van het) interferogram symmetrisch t.o.v. de nulstand op te nemen. Nu kan uit het argument van het (complexe) spectrum het

verloop van de fase als functie van de frequentie bepaald worden. Als dit fase-verloop linear is in de frequentie is er alleen sprake van een nulpuntsfout. Als het fase-verloop niet linear, maar wel 'rustig' is, bijvoorbeeld als gevolg van een niet ideale compensator in de interferometer kan uit deze meting ook een correctie voor het spectrum worden bepaald.

2.3.1 Niet constante sampleafstand

Een sinusvormige modulatie (met amplitude v) op de afstand tussen de samples volgens

$$x_i = i \Delta x + v \sin 2\pi f x \quad (23)$$

geeft [SAK.70]

$$I(x') = B(\sigma) \cos 2\pi(\sigma x + \sigma v \sin 2\pi f x) \quad (24)$$

$$= B(\sigma) [J_0(\sigma v) \cos 2\pi \sigma x \\ + J_1(\sigma v) (\cos 2\pi(\sigma-f)x + \cos 2\pi(\sigma+f)x)]$$

$$\approx B(\sigma) (\cos 2\pi \sigma x + 0.25 \sigma v (\cos 2\pi(\sigma-f)x + \cos 2\pi(\sigma+f)x)) \quad (25)$$

In het spectrum krijgt elke frequentie hierdoor twee satellieten, met een amplitude van $0.25 \sigma v$ van de amplitude van de hoofdpiek.

In het algemeen is de afwijking niet sinusvormig. Deze kan dan in een reeks worden ontwikkeld. Dit geeft een groot aantal satellieten met een willekeurige (beperkte maximale grootte) amplitude. Dit kan gezien worden als ruis in het spectrum

concluderend:

Ruis in de meetafstanden leidt dus tot ruis in het spectrum.

Voor het aantal metingen N is het verband tussen de ruisamplitude in het spectrum en die in de sample afstand gegeven door [SAK.70]

$$S_v = \sqrt{N} S_x \quad (26)$$

$$S_b = 0.25 \sigma_0 S_x \sqrt{N} \quad (27)$$

Met S_v , S_x , S_b de standaarddeviaties in v, x en B.

Als we als voorwaarde stellen dat $S_b < \alpha B$ (d.w.z. de signaal-ruis verhouding in het spectrum is kleiner dan α) wordt de voorwaarde voor S_x :

$$S_x < \alpha^4 / (\sqrt{N} \sigma_0) = 4 \alpha (2 \lambda_{max} / L)^{\frac{1}{2}} * \lambda_{min} \quad (28)$$

Voor $\alpha = 0.01$ en $N = 10^4$, $\lambda_{min} = 5 \mu\text{m}$

$$S_x < 2.10^{-3} \text{ meter.} \quad (29)$$

Dit stelt hoge eisen aan de electronica die de triggerpulsen levert

2.3.2 fase triggerpunten

Als de electronica afkapt bij een frequentie $\omega = 1/\tau$ wordt de faseverandering in het gedetecteerde signaal

$$\psi = -\arctan(4\pi V\tau/\lambda) \quad (30)$$

$$\approx -4\pi V\tau/\lambda \quad (31)$$

Hier is λ de golflengte van de HeNe -laser die als afstandsmeter wordt gebruikt, en V de (halve) snelheid van de spiegel.

De verandering in de gemeten plaats als gevolg van deze faseverschuiving is:

$$dx = \lambda \psi / 4\pi = -V\tau \quad (32)$$

Als we bovengenoemde (#29) eisen hierin invullen wordt dit

$$V\tau < 2.10^{-3} \text{ s} \quad (33)$$

Voor een snelheid van 0,1 m/s volgt voor τ :

$$\tau < 2 \cdot 10^{-8} \text{ s} \quad (34)$$

$$\omega > 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1} \quad (35)$$

$$f > 10 \text{ MHz} \quad (36)$$

Indien de snelheid constant en reproduceerbaar is met een afwijking kleiner dan ΔV is deze eis ook te formuleren als:

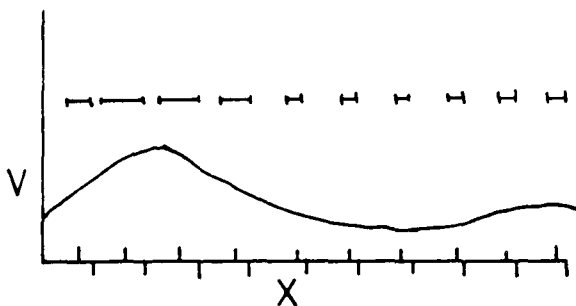
$$\Delta V \tau < 2 \cdot 10^{-9} \text{ m} \quad (37)$$

2.3.3 Integratietijd detector

Een verandering van de snelheid van de spiegel ΔV leidt tot een verandering in de meetplaats dx volgens:

$$dx = 0.5 \tau \Delta V \quad (38)$$

Hierin is τ de integratietijd van de (interferogram signaal) detector.



Figuur 8

Het effect van de spiegelsnelheid op het integratieinterval.

De streepjes boven de snelheidscurve geven het integratieinterval.

De streepjes boven de x-as geven de effectieve meetplaats. De verschuiving van de meetplaats t.o.v. het triggerpunt is snelheidsafhankelijk.

Als we een maximale variatie S_x in de meetplaats toestaan volgt voor de integratietijd:

$$\tau < \frac{2S_x}{\Delta V} \quad (39)$$

Met de bovengenoemde vergelijkingen voor S_x wordt dit

$$\tau < \frac{8\alpha}{\sqrt{N} \sigma_{\Delta V}} = \frac{16\alpha \Delta x}{\sqrt{N} \Delta V} \quad (40)$$

Definieer nu [SAK.70] de observatie efficiency η :

$$\eta = \tau / \Delta T = \frac{\tau V}{\Delta x} \quad (41)$$

Met substitutie van τ :

$$\eta < \frac{16\alpha V}{\sqrt{N}\Delta V} \quad (42)$$

Met $\alpha = 0.01$ en $N = 32000$ wordt dit

$$\eta < 10^{-3} V / \Delta V \quad (43)$$

Dit leidt tot een degradatie van de maximaal haalbare signaal-ruis verhouding met een factor $\sqrt{\eta}$.

$\Delta V / V$: 0.5 0.1 0.05 0.01 0.005 0.001

$\sqrt{\eta}$: 0.05 0.1 0.15 0.3 0.5 1

Een variatie van 10% in de spiegelsnelheid leidt in dit voorbeeld tot een maximaal haalbare signaal-ruis verhouding die een factor 10 kleiner is dan in principe mogelijk is.

Als de integratietijd van de detector naar beneden beperkt is (maximale frequentie) moet ook aan de bovengenoemde voorwaarden voor de triggerdetector worden voldaan. Dit leidt tot een absoluut maximum van de toelaatbare variatie van de spiegelsnelheid.

2.3.4 Interpolatie in het interferogram

[CON.70] geeft aan hoe het mogelijk is om in het interferogram te interpoleren. Als de fout in de afstand tussen de meetpunten bekend is, is het misschien mogelijk door het uitvoeren van de nodige convoluties toch weer een serie equidistante meetpunten te krijgen. Voor niet equidistante punten is het echter niet zonder meer mogelijk de FFT-procedure toe te passen. De convolutie kan dan niet vervangen

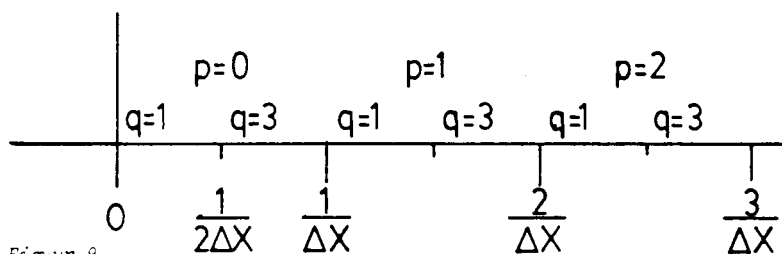
worden door een vermenigvuldiging in het spectrum, en zou dan relatief veel rekentijd vergen.

Definieer [CON.70] de functie U(x):

$$U(x) = \frac{\sin(\pi x / (2\Delta x))}{\pi x / (2\Delta x)} \cos(\pi x (4p+q) / (2\Delta x)) \quad (44)$$

met p de orde van het spectrum 0,1,...

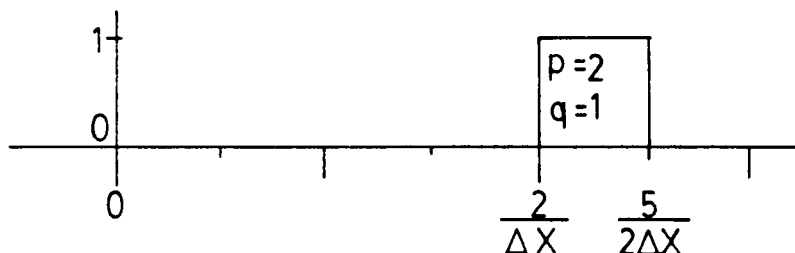
q 1 of 3 voor het spectrum resp. links of rechts van het midden.



Figuur 9

Waarden van P en Q voor de gedeelten van het spectrum

Deze U(x) komt overeen met de fourier getransformeerde van een filterfunctie die alleen het spectrum van de orde p (linker of rechterhelft) doorlaat.



Figuur 10

Voorbeeld filterfunctie voor P=2 Q= 1

De intensiteit is nu als volgt te interpoleren (I' is het gemeten interferogram):

$$I(x) = U(x) * I'(x) \quad (45)$$

$$= \int U(x-t) I'(t) dt \quad (46)$$

Omdat de integraal (sommatie) slechts over een beperkte afstand kan worden berekend, bijvoorbeeld van -X₀ tot X₀, moet er een apodisatiefunctie worden toegepast.

$$C(x) = (1 - (x/X_0)^2)^2 \quad (47)$$

Omdat het interferogram alleen op discrete plaatsen $X'(i)$ bekend is, wordt de sommatie

$$I(x) = \sum_{i(x-X'(i)=-X_0)}^{i(x-X'(i)=X_0)} U(x-X'(i)) I'(X'(i)) (1 - ((x-X'(i))/X_0)^2)^2 \quad (48)$$

De sommatie grenzen zijn hierbij zo gekozen dat de functie $U(x)$ doorlopen wordt van $-X_0$ naar X_0 .

Als de plaats van de metingen te schrijven is als

$$X'(i) = i\Delta x + E(i) \quad (49)$$

Met $E(i)$ een functie die de (klein t.o.v. Δx veronderstelde) afwijkingen aangeeft is het interferogram zonder afwijkingen in de sample afstand te bepalen door

$$I_j = I(j\Delta x) = \sum_{I=-N_0}^{N_0} U((j-i)\Delta x - E(i)) I'(X'(i)) (1 - ((j-i)\Delta x - E(i))/X_0)^2 \quad (50)$$

2.4.1 Periodiciteit spectrum

Het spectrum dat door de FFT gegenereerd wordt, is als gevolg van de eindige sampleafstand periodiek. Bij een sampleafstand Δx is de periode van het spectrum $1/\Delta x$:

$$\begin{aligned} \exp(-2\pi j\sigma i\Delta x) &= \exp(-2\pi j\sigma i\Delta x) \exp(-2\pi j i k (\Delta x/\Delta x)) \\ &= \exp(-2\pi j(\sigma + k/\Delta x) i\Delta x) \end{aligned} \quad (51)$$

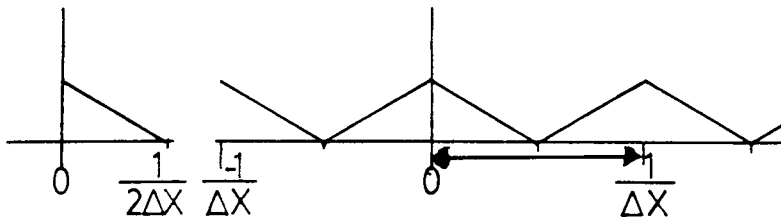
$$B(\sigma) = B(\sigma + k/\Delta x) \quad (52)$$

met k geheel.

Ook is er voor de reële (cos) transformatie geen onderscheid tussen σ en $-\sigma$.

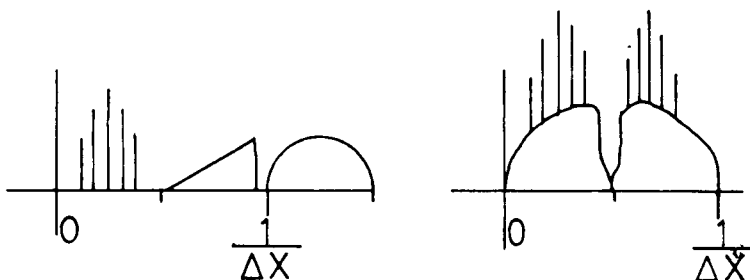
$$\text{Re}(\exp(-2\pi j\sigma i \Delta x)) = \text{Re}(\exp(2\pi j\sigma i \Delta x)) \quad (53)$$

$$\text{Re}(B(\sigma)) = \text{Re}(B(-\sigma)) \quad (54)$$



Figuur 11
Het echte spectrum (links) wordt door de FFT periodiek voortgezet.

In bovenstaande figuur is het venster dat door de FFT gebruikt wordt gegeven. Uit dit spectrum is niet op te maken uit welk gebied van het totale spectrum dit stukje afkomstig is. Het venster bevat de sommatie van alle stukken ter lengte $1/x$ van het oorspronkelijke spectrum.



Figuur 12
Als het spectrum te breed is (links) komt in het FFT-venster de sommatie over de deelspectra te staan-

2.4.2 filteren

Voor een eenduidige bepaling is het daarom noodzakelijk dat de bandbreedte van het interferogram kleiner is dan $1/2\Delta x$. Voor het 0^e orde spectrum wil dit zeggen dat er in het interferogram geen frequenties hoger dan $1/2\Delta x$ mogen voorkomen. (Sample theorema)

In het algemeen geldt voor spectra met de orde k dat de frequentie binnen het gebied

$$\frac{k}{2\Delta x} < \sigma < \frac{k+1}{2\Delta x} \quad (55)$$

moet liggen.

Als het optische spectrum een te grote bandbreedte heeft, zijn er 3 oplossingen:

- 1) In de interferometer een filter (eventueel andere beamsplitter) plaatsen dat alleen de toegestane bandbreedte doorlaat. Dit heeft als nadeel dat er een (groot ?) aantal filters van goede kwaliteit nodig zijn, en dat er niet automatisch (software) van bereik gewisseld kan worden.
- 2) De sample afstand Δx verkleinen. Dit kost, indien het oplossend vermogen constant gehouden wordt en er geen mogelijkheden tot on-line (digitale of analoge) datareductie zijn, meer geheugenruimte en meer rekentijd.
- 3) Het intensiteitssignaal tijdens het opnemen van het interferogram elektrisch filteren. In dit geval moet de snelheid van de spiegel constant zijn. Het verband tussen spatiale frequentie σ en (tijds) frequentie f wordt bij een spiegelsnelheid V gegeven door

$$f = 2V \sigma \quad (56)$$

De factor 2 ontstaat door dat de weglengte 2 maal zo snel verandert als de stand van de spiegel.

Stel dat men met een sampleafstand Δx een spectraal gebied van σ_1 tot σ_2 wil meten. Voor σ_1 en σ_2 moet dan gelden (dit is ook van toepassing op de andere filtermethoden !):

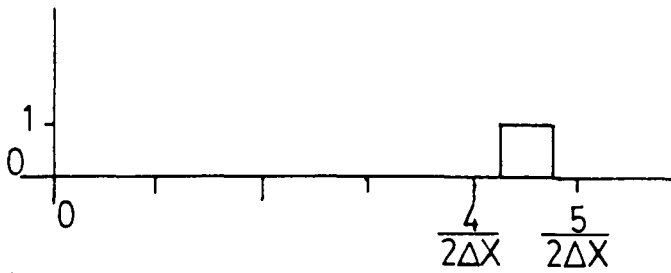
$$k/(2\Delta x) < \sigma_1 < \sigma_2 < (k+1)/(2\Delta x) \quad (57)$$

met k geheel.

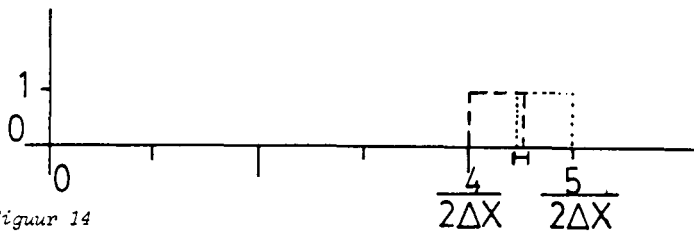
Als de spiegelsnelheid kan variëren met $\pm \alpha V$, wordt deze eis:

$$k/(2\Delta x) < \sigma_1 (1-\alpha) < \sigma_2 (1+\alpha) < (k+1)/(2\Delta x) \quad (58)$$

voor $\alpha > 1/(4\sigma_0 \Delta x)$ (σ_0 centrale frequentie) in hieraan niet meer te voldoen.



Figuur 13
De gewenste filterfunctie



Figuur 14
Het effect van een snelheidsvariatie van 5% op het filter van
figuur 13; Alleen het onderstreepte gedeelte is zonder meer bruikbaar.

Voorbeeld

Als Δx zo gekozen is dat het interval $\sigma_1 - \sigma_2$ midden tussen $k/2\Delta x$ en $(k+1)/2\Delta x$ ligt is voor α af te leiden

$$\alpha < \frac{1/2\Delta x - \sigma_2 + \sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} = \frac{1}{4\sigma_0\Delta x} - \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{2\sigma_0} \quad (59)$$

Voor een weglengte van 0,4 m (spiegel beweegt over 0,2 m) en een maximaal aantal samples van 32000 volgt voor Δx :

$$\Delta x > 0.4/32000 = 12 \text{ } \mu\text{m}$$

Met een golflengte van 5 μm (2000 cm^{-1}) volgt voor α

$$\alpha < 0.1 - (\sigma_2 - \sigma_1)/2\sigma_0 \quad (60)$$

Als de gewenste bandbreedte 10% is van σ_0 ($1900-2100 \text{ cm}^{-1}$) wordt dit

$$\alpha < 0.05$$

In dit voorbeeld moet de afwijking van de snelheid kleiner zijn dan 5%.

2.5 Referenties

- BEL.72 R.J. Bell Introductory Fourier transform spectroscopy,
academic press, New York 1972
- CON.70 J. Connes Computing problems in Fourier spectroscopy
VAN.70, p. 83
- LOE.70 E.V. Loewenstein Fourier spectroscopy: An introduction
VAN.70, p. 3
- SAK.70 H. Sakai Considerations of the signal to noise ratio
in Fourier spectroscopy VAN.70, p. 19
- VAN.70 G.A. Vanasse, A.T. Stair Jr, D.J. Baker
Aspen International conference on Fourier Spectroscopy, 1970
AFCRL-71-0019, Bedford, Massachusetts, 1971
- VEL.84 E.M. van Veldhuizen Voorstudie voor het bouwen van een
Fourier-interferometer
Intern rapport VDF/NT 84-11
- VLI.84 E.J.W. van Vliembergen
intern rapport VDF/NT 84-01