

Ontwerpstudie van een fourierspectrometer voor het UV

R.G. Klaver, Zonnestraat 15, 2291 XT Wateringen, (01742) 954 49
TNO-TPD, Afdeling Fysische Optica
TU Delft, Faculteit der Technische Natuurkunde, Vakgroep Optica

1. Inleiding

De Technisch Fysische Dienst (TPD), een instituut van TNO, houdt zich onder meer bezig met de ontwikkeling van spectrometers. Voorbeelden daarvan zijn GOME en Sciamachy voor onderzoek van de ozonlaag vanuit aardobservatiesatellieten. Dit zijn zogenaamde dispergerende spectrometers: de spectrale scheiding geschiedt door tralies en prisma's.

De laatste jaren is er een trend zichtbaar om voor dit soort toepassingen – waarbij ook in het UV bereik moet worden gemeten – een fourierspectrometer te gebruiken. Dit type spectrometer wijkt sterk af van de dispergerende: voor de spectrale scheiding wordt gebruik gemaakt van een interferometer met verstelbare armen in plaats van tralies of prisma's.

Om een beter inzicht te verkrijgen in de specifieke voor- en nadelen van fourierspectrometers ten opzichte van dispergerende, is besloten een experimentele fourierspectrometer te ontwikkelen die voldoet aan de specificaties van GOME (een van de genoemde dispergerende spectrometers).

Allereerst zal in paragraaf 2 de theorie worden beschreven. Vervolgens zullen in paragraaf 3 de specificaties van GOME worden gepresenteerd, waarna in paragraaf 4 het ontwerp van de spectrometer wordt beschreven. Tenslotte worden de resultaten vermeld in paragraaf 5.

2. Theorie

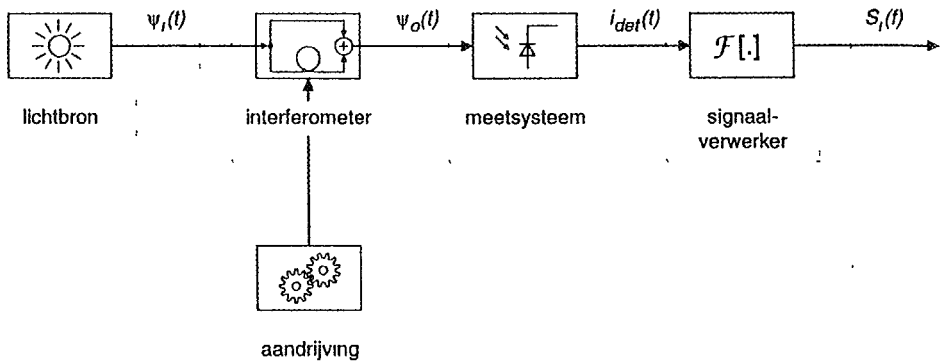
In paragraaf 2.1 zal de werking van de fourierspectrometer worden beschreven met een model van een "volmaakte" fourierspectrometer. Aansluitend zullen we in paragraaf 2.2 de verschillen tussen een volmaakte en een werkelijke fourierspectrometer beschrijven en de verbanden tussen die verschillen en de kwaliteit van het gemeten spectrum. Die verbanden zullen in paragraaf 3 worden gebruikt om de fourierspectrometer te dimensioneren.

2.1. Volmaakte fourierspectrometer

De volmaakte fourierspectrometer kunnen we opgebouwd denken uit vier onderdelen: een interferometer, een aandrijving, een meetsysteem en een signaalverwerker, zie figuur 2.1.

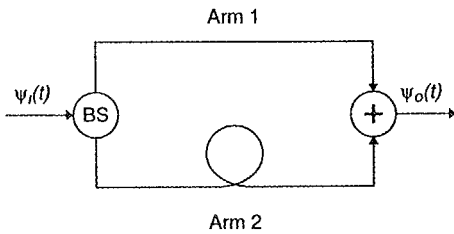
Interferometer

Het licht dat de lichtbron verlaat beschrijven we met de golf functie $\psi_i(t)$. Dit licht wordt naar de interferometer geleid. De interferometer is in figuur 2.2 schematisch weergegeven. De inkomende lichtbundel wordt door een volmaakt deelelement gesplitst in twee lichtbundels waarvan de vermogens gelijk zijn. Deze twee lichtbundels worden respectievelijk via Arm 1 en Arm 2 van de interferometer naar de lichtgevoelige detector van het meetsysteem geleid. De tijd die het licht er over doet om vanaf de lichtbron de detector te bereiken via Arm 1 is Δt_1 en via Arm 2 duurt het Δt_2 .



fourierspectrometer

Figuur 2 1
De volmaakte fourierspectrometer



Figuur 2 2
De volmaakte interferometer

De golf functie $\psi_o(t)$ van het licht dat op de detector valt kan dus geschreven worden als:

$$\psi_o(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_i(t - \Delta t_1) + \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_i(t - \Delta t_2) \quad (2.1)$$

We veronderstellen dat de sterkte van de stroom die in de detector wordt geregeneerd recht evenredig is met de verwachtingswaarde van het vermogen $P_o(t)$ van het licht dat op de detector valt. $E[P_o(t)]$ is per definitie gelijk aan.

$$E[P_o(t)] = E[|\psi_o(t)|^2]. \quad (2.2)$$

Hierin geeft $E[\cdot]$ de verwachtingswaarde aan. Door substitutie van (2.1) in (2.2) vinden we voor $E[P_o(t)]$:

$$\begin{aligned} E[P_o(t)] = & \frac{1}{2} E[\psi_i(t - \Delta t_1) \psi_i^*(t - \Delta t_1)] \\ & + \frac{1}{2} E[\psi_i(t - \Delta t_2) \psi_i^*(t - \Delta t_2)] \\ & + \frac{1}{2} E[\psi_i(t - \Delta t_1) \psi_i^*(t - \Delta t_2)] \\ & + \frac{1}{2} E[\psi_i^*(t - \Delta t_1) \psi_i(t - \Delta t_2)]. \end{aligned} \quad (2.3)$$

We nemen aan dat $\psi_i(t)$ stationair is. Daardoor kan $E[P_o(t)]$ worden geschreven als

$$\begin{aligned} E[P_o(t)] = & E[\psi_i(t) \psi_i^*(t)] + \frac{1}{2} E[\psi_i(t) \psi_i^*(t + \tau)] \\ & + \frac{1}{2} E[\psi_i^*(t) \psi_i(t + \tau)]. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Hierin is $\tau = \Delta t_1 - \Delta t_2$, ofwel het verschil in de tijd die het licht er over doet om vanaf de lichtbron de detector te bereiken via beide armen.

Ook wordt verondersteld dat $\psi_i(t)$ reëel is,

waardoor $E[P_0(t)]$ gelijk is aan:

$$E[P_0(t)] = E[\psi_i(t)^2] + E[\psi_i(t)\psi_i(t + \tau)], \quad (2.5)$$

De eerste term in het rechterlid van (2.5) is gelijk aan de verwachtingswaarde van het vermogen van het licht dat uit de lichtbron komt. Omdat $\psi_i(t)$ stationair is verondersteld, duiden we $E[\psi_i(t)^2]$ in het vervolg aan met de constante P_i . De tweede term is per definitie de autocovariantiefunctie $R_i(\tau)$ van $\psi_i(t)$ [1]. Hieruit volgt dat de verwachtingswaarde van $P_0(t)$ een functie van τ is. Om de notatie in te korten wordt in het vervolg gesproken over "optisch vermogen" wanneer eigenlijk "verwachtingswaarde van het optisch vermogen" bedoeld wordt. Ook de $E[\cdot]$ operator vervalt. Het optisch vermogen van het licht dat op de detector valt is dus gelijk aan:

$$P_0(\tau) = P_i + R_i(\tau). \quad (2.5)$$

De functie $R_i(\tau)$ wordt ook wel interferogramfunctie genoemd, omdat de grootte van $R_i(\tau)$ een maat is voor de interferentie van het licht dat op de detector valt. Zonder interferentie zou $P_0(\tau)$ namelijk gelijk zijn aan P_i . In het vervolg zullen we de functie $R_i(\tau)$ met de term "autocovariantie" aanduiden wanneer het gaat om de statistische beschrijving van $\psi_i(t)$. Wanneer het gaat om de interferentie van het licht dat op de detector valt, wordt de term "interferogramfunctie" gebruikt.

Meetsysteem

De sterkte $i_{det}(\tau)$ van de stroom die door de detector wordt gegenereerd is volgens [2] gelijk aan

$$i_{det}(\tau) = vP_0(\tau). \quad (2.7)$$

Hierin is v de responsiviteit van de detector. Door substitutie van (2.6) in (2.7) vinden we:

$$i_{det}(\tau) = v(P_i + R_i(\tau)). \quad (2.8)$$

Aandrijving

De aandrijving varieert het optisch weglengteverschil tussen de beide armen van de interferometer. Daardoor kan $i_{det}(\tau)$ voor verschillende waarden van τ gemeten worden.

Signaalverwerker

De signaalverwerker berekent uit de stroomsterkte $i_{det}(\tau)$ het spectrum van de lichtbron. Dat spectrum duiden we aan als de spectrale-dichtheidsfunctie $S_i(f)$. Die spectrale-dichtheidsfunctie $S_i(f)$ van $\psi_i(t)$ is volgens het Wiener-Khinchine theorema gelijk aan de fouriergetransformeerde van de autocovariantiefunctie $R_i(\tau)$, op voorwaarde dat $\psi_i(t)$ stationair is [1]:

$$S_i(f) = F[R_i(\tau)]. \quad (2.9)$$

De interferogramfunctie kan met behulp van (2.8) berekend worden uit de gemeten stroomsterkte $i_{det}(\tau)$:

$$R_i(\tau) = \frac{i_{det}(\tau) - \frac{1}{2}i_{det}(0)}{v} \quad (2.10)$$

Substitutie in (2.9) levert de volgende uitdrukking voor $S_i(f)$:

$$S_i(f) = v^{-1}F[i_{det}(\tau) - \frac{1}{2}i_{det}(0)]. \quad (2.11)$$

Tot nu toe is het verschil tussen de twee armen van de interferometer beschreven met τ , het verschil in de tijd die licht er over doet om vanaf de lichtbron de detector te bereiken via Arm 1 en via Arm 2. We kunnen dat verschil echter ook beschrijven met het optisch weglengteverschil χ tussen de beide armen. Dat optische weglengteverschil χ is gelijk aan $\chi = c\tau$, met c de lichtsnelheid in vacuüm.

Daarmee kunnen $R_i(\tau)$ en $i_{det}(\tau)$ worden geschreven als functies van het optisch weglengteverschil χ in plaats van het tijdverschil τ .

$$i_{det}(\chi) = v(P_i + R_i(\chi)). \quad (2.12)$$

Deze schaling van de onafhankelijke variabele van de stroomsterkte leidt tot een schaling van de spectrale-dichtheidsfunctie zelf en van de onafhankelijke variabele van de spectrale-dichtheidsfunctie [3].

$$S_f(\sigma) = \frac{c}{v} F [I_{det}(\chi) - \frac{1}{2} I_{det}(0)] \quad (2\ 13)$$

Hierin is σ de reciproke van de golflengte, gedefinieerd als $\sigma = f / c$

2.2. Onvolmaakte fourierspectrometer

Met de volmaakte fourierspectrometer die in de vorige paragraaf is behandeld kan de werkelijke spectrale-dichtheidsfunctie $S_f(\sigma)$ worden gemeten. In de praktijk zal een fourierspectrometer op een aantal punten afwijken van de volmaakte spectrometer, waardoor slechts een benadering $S'_f(\sigma)$ van $S_f(\sigma)$ kan worden bepaald. Van die afwijkingen worden in deze paragraaf degenen beschreven die worden gebruikt bij de dimensionering van de fourierspectrometer in paragraaf 3.

Allereerst is natuurlijk het spectraal bereik van de optische componenten van de interferometer beperkt, waardoor $S'_f(\sigma)$ voor een beperkt bereik van σ kan worden gemeten. Daarnaast is het optisch weglengteverschil, dat met de interferometer kan worden gerealiseerd, beperkt. Daardoor neemt de spectrale resolutie van $S'_f(\sigma)$ af. Die verslechtering van de spectrale resolutie duiden we aan met de reciproke grootte $\Delta\sigma_X$. Wanneer χ gevarieerd kan worden tussen en $-X$ en X , dan is $\Delta\sigma_X$ gelijk aan:

$$\Delta\sigma_X = \frac{0,6}{X} \quad (2\ 14)$$

Ook het feit dat in werkelijkheid de lichtbron niet puntvormig is, maar een bepaald grootte heeft, leidt tot een verslechtering van de spectrale resolutie. Die verslechtering duiden we aan met de reciproke grootte $\Delta\sigma_\theta$:

$$\Delta\sigma_\theta = \frac{1}{2} \theta^2 \sigma \quad (2\ 15)$$

Hierin θ is de voorwerpsgezichtsveldhoek van de interferometer.

De fouriertransformatie uit (2.13) zal worden benaderd met het FFT algoritme, waardoor de stroomsterkte $I_{det}(\chi)$ bemonsterd moet worden. Om te voorkomen dat informatie verloren gaat zal het bemonsteringsinterval $\Delta\chi$ aan het nyquisttheorema [3] moeten voldoen.

Hoogfrequente afwijkingen in $\Delta\chi$ (bemonsteringsjitter) zullen leiden tot een slechtere signaal-ruisverhouding van $S'_f(\sigma)$. In paragraaf 3 zal een vuistregel worden gegeven waaraan deze bemonsteringsjitter moet voldoen. Laagfrequente afwijkingen in $\Delta\chi$ leiden tot een verslechtering van de spectrale resolutie, aangeduid met $\Delta\sigma_\gamma$. In dit artikel wordt niet ingegaan op het wiskundige verband tussen die laagfrequente fouten en $\Delta\sigma_\gamma$, er zal alleen een schatting van $\Delta\sigma_\gamma$ worden gegeven.

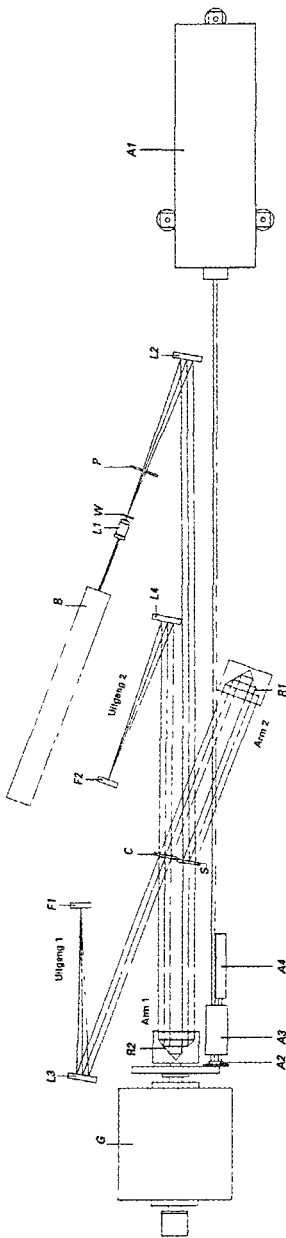
3. Dimensioneren

De dimensionering van de fourierspectrometer wordt gebaseerd op de volgende specificaties van GOME: het spectraal bereik, de spectrale resolutie, de étendue en de meettijd. In tabel 1 staan de waarden van die grootheden.

Uit het spectraal bereik van GOME volgt ten eerste het spectraal bereik van de interferometer en ten tweede het bemonsteringsinterval: $\Delta\chi \leq 120$ nm. De fout in $\Delta\chi$ moet voldoen aan de volgende vuistregel [4]: periodieke fouten dienen kleiner te zijn dan 1 nm en ongecorrleerde kleiner dan 2 nm

Uit de spectrale resolutie van GOME kunnen de bijdragen $\Delta\sigma_X$ en $\Delta\sigma_\theta$ worden berekend (op enkele randvoorwaarden die noodzakelijk zijn voor die berekening wordt in dit artikel niet ingegaan). Daaruit volgt dat het maximale optische weglengteverschil X gelijk is aan 1,5 mm en de voorwerpsgezichtsveldhoek θ gelijk is aan 13 mrad.

Uit de étendue van GOME en de gezichtsveldhoek θ wordt berekend dat de bundeldiameter in de interferometer gelijk aan of groter dan 21,6 mm moet zijn.



Figuur 4 1
De gerealiseerde fourierspectrometer
De verklaring van de symbolen staat in tabel 2

nr. omschrijving

A1	laser van de afstandsmeter
A2	referentiespiegel van de afstandsmeter
A3	interferometer van de afstandsmeter
A4	detector van de afstandsmeter
B	helium-neonlaser
C	combinatie-element
F1	detector
F2	detector
G	rechtgeleiding
L1	microscopobjectief
L2	collimator, sferische concave spiegel
L3	collimator, sferische concave spiegel
L4	condensor, sferische concave spiegel
P	intreepupil, irisdiaphragma
R1	cube corner
R2	cube corner
S	deelelement
W	intreewenster, puntdiaphragma

Tabel 2.

Verklaring van de symbolen in Figuur 4.1

4. Ontwerp

De fourierspectrometer die is gerealiseerd is in figuur 4.1 schematisch weergegeven. De verschillende onderdelen worden hieronder toegelicht.

4.1. Lichtbron

Als testlichtbron (zie ook paragraaf 5) wordt een monochromatische puntbron gebruikt die gevormd wordt door een helium-neonlaser ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$), een microscopobjectief en een puntdiaphragma.

4.2. Interferometer

De interferometer is een zogenaamde connesinterferometer. Dit type heeft in beide armen retroreflectoren, die ongevoelig zijn voor verdraaiingen. Een ander kenmerk van de connesinterferometer is dat er twee uitgangen zijn. Door het verschil te nemen van de signalen van de detectoren in de beide uitgangen is de fourierspectrometer minder gevoelig voor intensiteitsfluctuaties van de lichtbron tijdens de meting dan wanneer het detectorsignaal van slechts één uitgang zou worden genomen. De hoek tussen de beide armen van de interfe-

rometer is 10° om de polariserende werking van de collimatoren te verminderen. Het optisch weglengteverschil tussen de beide armen wordt veranderd door de retroreflector in Arm 2 te verplaatsen. Daartoe is die retroreflector bevestigd aan een rechtgeleiding die bestaat uit een as opgehangen in een stelsel parallelle bladveren

Het spectraal bereik van de gehele interferometer wordt bepaald door het spectraal bereik van de deel- en combinatie-elementen:

$$1,25 \times 10^6 \text{ m}^{-1} \leq \sigma \leq 4,17 \times 10^6 \text{ m}^{-1} \quad (4.1)$$

$(800 \text{ nm} \geq \lambda \geq 240 \text{ nm})$

Dit spectraal bereik voldoet aan de GOME eis in tabel 1.

Door te grote lengten van de armen van de interferometer – veroorzaakt door de afmetingen van de afstandsmeter – is de gezichtsveldhoek θ gelijk 8,4 mrad in plaats van de gewenste 13 mrad. Substitutie van deze waarde in (2.15) levert:

$$\Delta\sigma_\theta = \begin{cases} 45 \text{ m}^{-1} (\sigma = 1,27 \times 10^6 \text{ m}^{-1}), \\ 147 \text{ m}^{-1} (\sigma = 4,17 \times 10^6 \text{ m}^{-1}). \end{cases} \quad (4.2)$$

Doordat de gezichtsveldhoek kleiner is dan gewenst, is ook de étendue te klein, namelijk $7,68 \times 10^{-8} \text{ sr m}^2$ in plaats van $1,84 \times 10^{-7} \text{ sr m}^2$. Door de afstandsmeter op een andere wijze in de interferometer te integreren kunnen de armen worden verkort en daarmee de gezichtsveldhoek en étendue worden vergroot

4.3. Meetsysteem en signaalverwerker

Het meetsysteem en de signaalverwerker zijn weergegeven in figuur 4.3. Het meetsysteem bestaat uit een bemonsterings- en een synchronisatiesysteem. Het bemonsteringssysteem bestaat op zijn beurt uit de detectoren in de beide uitgangen van de interferometer en twee analoog-digitaal-omzeters die de detectorsignalen bemonsteren. De signaalverwerker wordt gevormd door de computer die met het

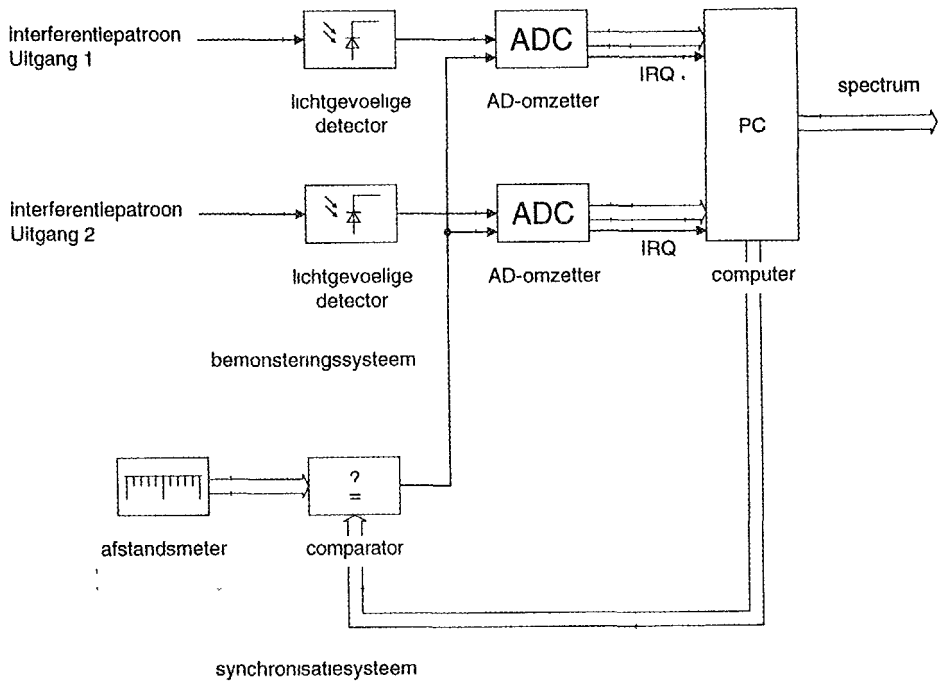
	spectraal bereik			
	σ_{\min} (10^6 m^{-1})	σ_{\max} (10^6 m^{-1})	λ_{\min} (10^{-9} m)	λ_{\max} (10^{-9} m)
GOME	1,27	4,17	240	790
bereikt	1,25	4,17	240	800

	spectrale resolutie			
	$\Delta\sigma_{\sigma_{\min}}$ (m^{-1})	$\Delta\sigma_{\sigma_{\max}}$ (m^{-1})	$\Delta\lambda_{\lambda_{\min}}$ (10^{-12} m)	$\Delta\lambda_{\lambda_{\max}}$ (10^{-12} m)
GOME	640	3.800	220	400
bereikt	468	622	36	290

	étendue
	E ($10^{-9} \text{ m}^2 \text{ sr}$)
GOME	184
bereikt	76,8

	meettijd			
	$t_m(\sigma_{\min})$ (s)	$t_m(\sigma_{\max})$ (s)	$t_m(\lambda_{\min})$ (s)	$t_m(\lambda_{\max})$ (s)
GOME	1,5	30	30	1,5
bereikt	12	12	12	12

Tabel 1
De specificaties van GOME en de specificaties van de gerealiseerde fourierspectrometer



Figuur 4 3
Het meetsysteem en de signaalverwerker

FFT algoritme uit de bemonsteringen de spectrale-dichtheidsfunctie $S_f(s)$ berekent. Het synchronisatiesysteem bepaalt de tijdstippen waarop de detectorsignalen moeten worden bemonsterd. Daartoe wordt een afstandsmeter gebruikt die de positie van de retroreflector in Arm 2 meet met behulp van een referentiespiegel die aan de retroreflector is bevestigd. Deze afstandsmeter is een zeeman-gesplitste laserafstandsmeter met een resolutie van 2,5 nm. Een comparator vergelijkt de gemeten positie met een computergeneerde positie waarbij de volgende bemonstering moet worden uitgevoerd. Zodra deze posities aan elkaar gelijk zijn genereert de comparator een synchronisatiesignaal. De afstand tussen twee opeenvolgende posities komt overeen met een bemonsteringsinterval $\Delta\chi$ van 100 nm,

daarmee wordt voldaan aan de eis uit paragraaf 3.

Omdat de afstandsmeter alleen de positie van de retroreflector in Arm 2 meet, worden andere factoren die het optisch weg-lengteverschil beïnvloeden, niet meegenomen in de bepaling van de tijdstippen waarop de bemonsteringen moeten worden uitgevoerd. Een verplaatsing van bijvoorbeeld de retroreflector in Arm 1, door thermische drift of door trillingen, zal dus leiden tot fouten in die bemonsteringstijdstippen en daarmee tot fouten in $\Delta\chi$. Daarom is getracht de interferometer te stabiliseren. Het resultaat daarvan is dat de (hoogfrequente) fouten in $\Delta\chi$ door trillingen verwaarloosbaar zijn. De laagfrequente fouten in die ontstaan door thermische drift zijn echter niet verwaarloosbaar. De verslechtering van de spectrale resolutie

die daardoor ontstaat is gelijk aan:

$$\Delta\sigma_{\gamma} = \begin{cases} 23 \text{ m}^{-1} (\sigma = 1,27 \times 10^6 \text{ m}^{-1}), \\ 75 \text{ m}^{-1} (\sigma = 4,17 \times 10^6 \text{ m}^{-1}). \end{cases} \quad (4.3)$$

Een andere oorzaak van (hoogfrequente) fouten in $\Delta\chi$, is de vertraging van 3 μs tussen het bereiken van een bemonsteringspositie en het daadwerkelijk uitvoeren van die bemonstering. Indien gedurende die 3 μs de retroreflector niet met constante snelheid beweegt leidt dat namelijk tot een fout in het tijdstip waarop de detector-signalen worden bemonsterd. Om te voldoen aan de in paragraaf 3 genoemde eisen aan de fout in $\Delta\chi$, zal de aandrijving de retroreflector in Arm 2 eenparig moeten voortbewegen met afwijkingen kleiner dan 1 nm. De snelheid van de retroreflector wordt beperkt tot 125 $\mu\text{m s}^{-1}$ door de maximale bemonsteringsnelheid van het meet-systeem (3200 bemonsteringen per seconde).

4.4. Aandrijving

Uit paragrafen 3 en 4.3 volgt dat de aandrijving de retroreflector in Arm 2 eenparig moet verplaatsen over een afstand van 1,5 mm met een snelheid van 125 $\mu\text{m s}^{-1}$ en dat de afwijkingen van die beweging kleiner dan 1 nm dienen te zijn. We kiezen voor een aandrijving die bestaat uit een spreekspoel opgenomen in een servo-systeem met een PID-regelaar. Daarmee is een beweging gerealiseerd met de gewenste slag van 1,5 mm. Substitutie in (2.14) leidt tot de volgende bijdrage aan de verslechtering van de spectrale resolutie:

$$\Delta\sigma_{\chi} = 400 \text{ m}^{-1} \quad (4.4)$$

De gerealiseerde snelheid is gelijk aan de gewenste snelheid. De meettijd is daardoor gelijk aan 12 s. Uit een vergelijking met de GOME meettijden in tabel 1 blijkt dat die meettijd alleen voldoet bij grote σ , bij kleine σ is hij groter dan vereist. Om de meettijden te verkleinen zou de bemonsteringsnelheid van het meetsysteem moe-

ten worden verhoogd.

De afwijkingen van de eenparige beweging voldoen niet aan de eisen, die hebben namelijk een maximale waarde van 15 nm. Dat heeft een lagere signaal-ruisverhouding van $S'(\sigma)$ tot gevolg.

5. Resultaten

Om de eigenschappen van de fourierspectrometer te bepalen is allereerst de spectrale-dichtheidsfunctie van de monochromatische puntbron bepaald. Een nog niet achterhaalde fout in het meetsysteem leidt tot een verschuiving van 0,4 nm in de gemeten golflengte van de lichtbron tijdens de metingen. Vanwege deze fout kunnen uit de gemeten spectrale-dichtheidsfunctie geen zinvolle conclusies worden getrokken over de prestaties van de fourierspectrometer. Daarom zullen we die prestaties schatten aan de hand van de specificaties van de verschillende onderdelen van de fourierspectrometer – waarbij wordt verondersteld dat het defect wat aanleiding geeft tot de verschuiving is hersteld. Deze resultaten staan in tabel 1.

De spectrale resolutie $\Delta\sigma$ is de som van $\Delta\sigma_{\theta}$, $\Delta\sigma_{\gamma}$ en $\Delta\sigma_{\chi}$, gegeven door respectievelijk (4.2), (4.3) en (4.4)

$$\Delta\sigma = \begin{cases} 468 \text{ m}^{-1} (\sigma = 1,27 \times 10^6 \text{ m}^{-1}), \\ 622 \text{ m}^{-1} (\sigma = 4,17 \times 10^6 \text{ m}^{-1}). \end{cases} \quad (5.1)$$

Uit een vergelijking van dit resultaat met de spectrale resolutie van GOME, zie tabel 1, blijkt dat de berekende spectrale resolutie hoger is dan vereist.

Het spectraal bereik, de étendue, de meettijd en de grootte van de fouten in $\Delta\chi$ zijn al in paragraaf 4 beschreven en geëvalueerd.

6. Conclusies

Uit deze ontwerpstudie van de fourierspectrometer blijkt dat het relatief eenvoudig is de gewenste spectrale resolutie, spectraal bereik en étendue te behalen. De moeilijkheid is om met hoge snelheid te meten en de fout in het bemonsteringsinterval $\Delta\chi$

klein te houden. Daartoe zal het meet-systeem nauwkeuriger en sneller het optisch weglengteverschil moeten meten en ook de aandrijving dient te worden geoptimaliseerd, opdat de afwijkingen van de eenparige beweging kleiner zijn.

7. Referenties

- [1] Priestley, M.B., Spectral Analysis and Time Series, Academic Press, Londen, 1981.
- [2] Ramaswami, C., e.a., "Amplifier induced crosstalk in multichannel optical networks", Journal of Lightwave Technology, vol. 8, no. 12, 1990.
- [3] Oppenheim, A.V., Signals and Systems, Prentice-Hall International, Londen, 1983.
- [4] Beer, R., Remote sensing by Fourier transform spectrometry, John Wiley & Sons, 1992.