Lichtverstrooiing door kleine deeltjes: een experimentele opstelling

F. Kuik, J. W. Hovenier.
Vakgroep Sterrenkunde en Atoomfysica
Vrije Universiteit te Amsterdam

0. INLEIDING

De fysica is vandaag de dag opgesplitst in vele vakgebieden die ieder op zich weer zo gespecialiseerd zijn dat de éne fysicus gedurende zijn hele carrière niet in aanraking hoeft te komen met het vakgebied van de andere. Er zijn natuurlijk uitzonderingen, en één daarvan is het vakgebied van de lichtverstrooiing Lichtverstrooiing is een verschijnsel waar iedereen dagelijks mee geconfronteerd wordt Om een paar voorbeelden betreffende onze atmosfeer te noemen, de blauwe lucht, regenbogen, halo's en bijzonnen.

Lichtverstrooiing is op dit ogenblik zeer actueel vanwege het broeikaseffect. De studie van stralingstransport in een atmosfeer waarin zich vele soorten kleine deeltjes (aerosolen) bevinden, is van groot belang om voorspellingen te kunnen doen over ons klimaat. Daarnaast is er ook belangstelling vanuit de Astronomie: lichtverstrooiing in steratmosferen, door interplanetair en interstellair stof, door stof in komeetcoma's, in planeetatmosferen, etc.. Bovengenoemde onderwerpen omvatten ook het gebied van de meervoudige lichtverstrooiing, maar om theoretische berekeningen te kunnen doen op dit gebied heeft men eerst resultaten nodig van enkelvoudige verstrooiing.

Het onderzoek van enkelvoudige lichtverstrooiing kan ruwweg in drie gebieden verdeeld worden aan de hand van de grootte van de verstrooiende deeltjes t o v. de gebruikte golflengte (de brekingsindex is ook een factor van belang maar die laten we hier buiten beschouwing)

1] *Rayleigh gebied*

De verstrooiende deeltjes zijn veel kleiner dan de golflengte van het licht. De theorie voor dit gebied is goed uitgewerkt en men kan dan ook goed berekenen hoe deze deeltjes licht verstrooien (inclusief polarisatie)

2] *Geometrische Optica gebied*

De verstrooiende deeltjes zijn veel groter dan de golflengte van het licht. De manier waarop het licht verstrooid wordt is te berekenen met behulp van wetten uit de geometrische optica (reflectie, refractie en diffractie) Dit wordt ook wel *"ray-tracing"* genoemd.

3] *Resonantie gebied*

De afmetingen van de deeltjes zijn van dezelfde grootte-orde als de golflengte van het licht. Voor bepaalde vormen van deeltjes (bv. bolletjes en omwentelingsellipsoïden) zijn er theorieën voor handen om te berekenen hoe ze licht verstrooien. Echter, voor de meeste soorten deeltjes zal alleen het experiment uitsluitsel kunnen brengen

In de vakgroep Sterrenkunde en Atoomfysica van de V.U. te Amsterdam is een experimentele opstelling ontworpen en gebouwd [1], die geschikt is om lichtverstrooiingsmetingen te doen aan deeltjes in de drie bovengenoemde gebieden De groep Sterrenkunde houdt zich vooral bezig met lichtverstrooiing in planeetatmosferen. Daarom willen we de lichtverstrooiing meten van allerlei deeltjes die zowel in onze atmosfeer als in die van andere planeten voorkomen. Een stof die veel op onze planeet voorkomt is SiO_2, en onze eerste metingen zijn daarom gedaan aan dit soort deeltjes. Het doel van dit artikel is een beknopte beschrijving te geven van de experimentele opstelling en van de eerste meetresultaten.

1. ENIGE BASISBEGRIPPEN

Voordat de experimentele opstelling besproken zal worden is het noodzakelijk eerst enige basisbegrippen uit de enkelvoudige lichtverstrooiingstheorie te bekijken. Om te beginnen moeten we een referentievlak definieren waarvoor we het verstrooiingsvlak zullen nemen. Stel een electromagnetische golf plant zich voort in een richting gegeven door zijn golfvector $\mathbf{k}_0$. De golf wordt in alle richtingen verstrooid door een ensemble van kleine deeltjes, en we kiezen een bepaalde richting in de ruimte, gegeven door de golfvector $\mathbf{k}_{sca}$, waarin we het verstrooide licht bekijken. De twee golfvectoren $\mathbf{k}_0$ en $\mathbf{k}_{sca}$ definiëren het verstrooiingsvlak. De hoek tussen $\mathbf{k}_0$ en $\mathbf{k}_{sca}$ noemen we de verstrooiingshoek θ (zie Fig. 1). Ensembles van willekeurig georienteerde deeltjes verstrooien het licht zodanig dat er geen azimuthafhankelijkheid is voor het verstrooide licht. Verder kiezen we nog twee eenheidsvectoren $\mathbf{r}$ en $\mathbf{l}$ zodanig dat $\mathbf{r}$ loodrecht (perpendicular) op het verstrooiingsvlak staat, en $\mathbf{l}$ er parallel aan is. De oriëntatie van $\mathbf{l}$ is zo dat $\mathbf{r}\times\mathbf{l}$ de voortplantingsrichting van de golf geeft (zie Fig. 1).

We kunnen nu het totale electrische veld schrijven als $\mathbf{E} = \mathrm{Re}[E_l\mathbf{l} + E_r\mathbf{r}]$, waarin E_l en E_r complexe functies zijn. Aan de hand van deze grootheden definiëren we nu de zogenaamde Stokesvector {I,Q,U,V} [2] met de Stokesparameters (op een constante factor na)

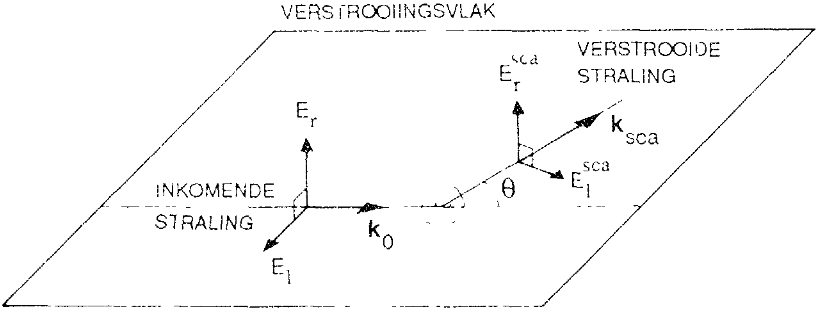
$$I = \langle E_lE_l^* + E_rE_r^* \rangle \quad (1.1)$$

$$Q = \langle E_lE_l^* - E_rE_r^* \rangle \quad (1.2)$$

$$U = \langle E_lE_r^* + E_rE_l^* \rangle \quad (1.3)$$

$$V = i\langle E_lE_r^* - E_rE_l^* \rangle, \quad (1.4)$$

waarbij de asterisk inhoudt dat de complex geconjugeerde genomen moet worden. Deze vier componenten van de Stokesvector kunnen we als volgt interpreteren. I stelt de totale intensiteit voor, Q



Figuur 1 Het verstrooiingsvlak met de electrische-veldcomponenten E_l en E_r van de inkomende straling en E_l^{sca} en E_r^{sca} van de verstrooide straling. θ is de verstrooiingshoek

het verschil tussen de horizontaal en verticaal gepolariseerde intensiteiten, U het verschil tussen de +45° en −45° gepolariseerde intensiteiten, en V de circulair gepolariseerde component De haken < > geven aan dat we met tijdgemiddelden te maken hebben; een lichtbundel bestaat immers uit een superpositie van vele miljoenen electromagnetische golven. Een simpel voorbeeld is de Stokesvector van een bundel ongepolariseerd licht (met de intensiteit genormeerd op 1): $\{I,Q,U,V\} = \{1,0,0,0\}$. Valt nu een lichtbundel, waarvan de eigenschappen vastliggen door middel van de bijbehorende Stokesvector $\{I_0,Q_0,U_0,V_0\}$, op een ensemble van verstrooiende deeltjes, dan kunnen we voor verschillende verstrooiingshoeken θ de Stokesvector van het verstrooide licht, $\{I_{sca}(\theta),Q_{sca}(\theta),U_{sca}(\theta),V_{sca}(\theta)\}$, bekijken Deze Stokesvector is natuurlijk afhankelijk van de Stokesvector van de inkomende bundel, en daarnaast van de verstrooiingseigenschappen van de deeltjes. De relatie tussen de Stokesvector van het verstrooide licht en die van de inkomende bundel wordt gegeven door de zogenaamde (4×4) verstrooiingsmatrix $\mathbf{F}(\theta)$, waarin tevens de afhankelijkheid van de verstrooiingshoek θ is vervat

$$\begin{pmatrix} I_{sca}(\theta) \\ Q_{sca}(\theta) \\ U_{sca}(\theta) \\ V_{sca}(\theta) \end{pmatrix} \propto \mathbf{F}(\theta) \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix}. \tag{1.5}$$

2. DE VERSTROOIINGSMATRIX

De manier waarop deeltjes licht verstrooien hangt af van hun eigenschappen zoals.

- brekingsindex (reëel of complex)
- vorm
- grootte (t.o.v. de golflengte van het gebruikte licht)

Hoe het verstrooiingsproces afhangt van deze eigenschappen vinden we terug in de elementen van de verstrooiingsmatrix $\mathbf{F}(\theta)$. Daarom kunnen we $\mathbf{F}(\theta)$ opvatten als een soort "vingerafdruk" van de verstrooiende deeltjes. Lichtverstrooiingsexperimenten hebben dan ook veelal tot doel het bepalen van de gehele verstrooiingsmatrix of van enige elementen ervan.

Zoals gezegd is de verstrooiingsmatrix een 4×4 matrix en heeft dus 16 elementen. Echter, als we te maken hebben met een ensemble van deeltjes die willekeurig georienteerd zijn en een vlak van symmetrie hebben, dan zijn er acht elementen gelijk aan nul. $\mathbf{F}(\theta)$ heeft dan de vorm [2]

$$\begin{pmatrix} F_{11}(\theta) & F_{12}(\theta) & 0 & 0 \\ F_{21}(\theta) & F_{22}(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F_{33}(\theta) & F_{34}(\theta) \\ 0 & 0 & F_{43}(\theta) & F_{44}(\theta) \end{pmatrix}, \tag{2.1}$$

waarbij geldt $F_{12} = F_{21}$ en $F_{43} = -F_{34}$ (voor het gemak zal de θ-afhankelijkheid verder weggelaten worden). We hebben dan acht matrixelementen die niet-identiek nul zijn, maar slechts zes die onafhankelijk van elkaar zijn. Als we met bolvormige deeltjes te maken hebben geldt bovendien $F_{22} = F_{11}$ en $F_{44} = F_{33}$. Bij ons lichtverstrooiingsexperiment gaan we er steeds van uit dat de vorm van de verstrooiingsmatrix gegeven wordt door (2.1). Het doel van ons experiment is de acht matrixelementen die niet-identiek nul zijn te meten.

Om enig inzicht te krijgen in de fysische betekenis van de verstrooiingsmatrixelementen, kunnen we enige voorbeelden bekijken. Voor een ongepolariseerde opvallende bundel, $\{I_0,Q_0,U_0,V_0\} = \{1,0,0,0\}$, vinden we dat $F_{11}(\theta)$ de intensiteit van het verstrooide licht als functie van de verstrooiingshoek θ representeert, en dat $-F_{12}(\theta)/F_{11}(\theta)$ de lineaire polarisatiegraad is. Voor de overige matrixelementen is het minder eenvoudig om een fysische betekenis aan te geven.

3. HET EXPERIMENT

3.1 Muellermatrices

In de theorie behorende bij het experiment wordt veelvuldig gebruik gemaakt van zogenaamde Muellermatrices (de verstrooiingsmatrix **F** is bijvoorbeeld een Muellermatrix). Dit zijn 4×4 matrices waarmee men kan beschrijven hoe de polarisatietoestand van een lichtbundel, gegeven door zijn Stokesvector, verandert als hij door één of andere optische component (bv. polarisator, kwart-lambda plaatje, etc.) gaat [3]. Als bijvoorbeeld een lichtbundel door een lineaire polarisator gaat waarvan de doorlaatrichting evenwijdig staat aan het verstrooiingsvlak dan kunnen we dit beschrijven met

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix}, \quad (3.1.1)$$

waarbij $\{I_0,Q_0,U_0,V_0\}$ de Stokesvector is behorende bij de bundel voor de polarisator, $\{I,Q,U,V\}$ die van de bundel erna, en de 4×4 matrix de polarisator representeert. Uit (3.1.1) volgt dat $I = Q = \frac{1}{2}(I_0 + Q_0)$, en $U = V = 0$. De bundel is nu dus volledig lineair gepolariseerd.

Hoe de Muellermatrix van een bepaald optisch element eruit ziet, is afhankelijk van de oriëntatie van dit element t.o.v. een referentievlak, hier het verstrooiingsvlak. Ieder optisch element bezit een optische as en de oriëntatie van het element wordt gegeven door de hoek tussen het verstrooiingsvlak en deze optische as.

De optische elementen die bij onze opstelling gebruikt worden zijn lineaire polarisatoren, kwart-lambda plaatjes en een modulator (over de laatste straks meer). De Muellermatrices van al deze componenten zijn bekend voor een bepaalde oriëntatie. Voor een willekeurige oriëntatie kunnen ze uitgerekend worden m.b.v. de rotatiematrix

$$\mathbf{L}(\gamma) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\gamma & \sin 2\gamma & 0 \\ 0 & -\sin 2\gamma & \cos 2\gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.1.2)$$

waarbij γ de hoek voorstelt tussen de optische as van het element en het verstrooiingsvlak, gerekend tegen de wijzers van de klok in als men met de lichtbundel mee kijkt. Voor de Muellermatrix van een willekeurige optische component met oriëntatie γ geldt

$$\mathbf{X}_{\gamma} = \mathbf{L}(-\gamma)\, \mathbf{X}_{0^{\circ}} \mathbf{L}(\gamma)\,. \quad (3.1.3)$$

Als een lichtbundel met Stokesvector $\mathbf{I}_0$ door N optische componenten gaat, dan kunnen we de Stokesvector $\mathbf{I}_{uit}$ van de uitgaande bundel als volgt vinden

$$\mathbf{I}_{uit} = \mathbf{X}^N\mathbf{X}^{N-1}.......\mathbf{X}^2\mathbf{X}^1\ \mathbf{I}_0\ , \quad (3.1.4)$$

waarbij $\mathbf{X}^i$ de Muellermatrix van de i^e optische component voorstelt.

3.2 Polarisatiemodulatie

Bij het experiment wordt gebruik gemaakt van polarisatiemodulatie. Hiervoor is een modulator in de opstelling opgenomen Dit is een apparaat dat bestaat uit een kristal dat dubbelbrekend wordt als er een electrische spanning over wordt aangelegd (Pockelseffect) Gaat er nu een electromagnetische golf door het kristal dan wordt de electrische veldvector daarvan gesplitst in twee loodrechte componenten die een faseverschuiving ϕ t o.v. elkaar krijgen, evenredig met de aangelegde spanning. We kunnen voor een modulator twee assen definiëren, de langzame as, waarlangs de electrische veldvector het kristal vertraagd passeert, en de snelle as waarlangs de snellere component van het electrische veld passeert. 'Om de orientatie van de modulator aan te geven gebruiken we de snelle as als referentie-as. Is de oriëntatie van de modulator 0° dan geldt voor zijn Muellermatrix **M**

$$\mathbf{M}_{0^\circ}(\phi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\phi & \sin\phi \\ 0 & 0 & -\sin\phi & \cos\phi \end{pmatrix} \quad (3.2.1)$$

waarbij ϕ de faseverschuiving tussen de snelle en de langzame component van het electrische veld is

Bij het experiment leggen we een wisselspanning $V = V_0\sin\omega t$ aan over het kristal. Voor de faseverschuiving geldt dan

$$\phi = \phi_0\sin\omega t\ . \quad (3.2.2)$$

Met behulp van (3.2.2) kunnen we $\cos\phi$ en $\sin\phi$ uit (3.2.1) uitdrukken in Besselfuncties van de eerste soort [4]

$$\sin\phi = \sin(\phi_0\sin\omega t) = 2\sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(\phi_0)\sin(2n-1)\omega t\ , \quad (3.2\ 3)$$

$$\cos\phi = \cos(\phi_0\sin\omega t) = J_0(\phi_0) + 2\sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\phi_0)\cos 2n\omega t\ . \quad (3.2.4)$$

In de reeksontwikkeling voor $\cos\phi$ verschijnt de constante term $J_0(\phi_0)$ Voor het experiment is het handig deze nul te maken door de amplitude V_0 van de wisselspanning zo in te stellen dat ϕ_0 precies het eerste nulpunt van J_0 oplevert (ϕ_0 = 2.40483 rad). De reeksontwikkelingen gaan dan over in

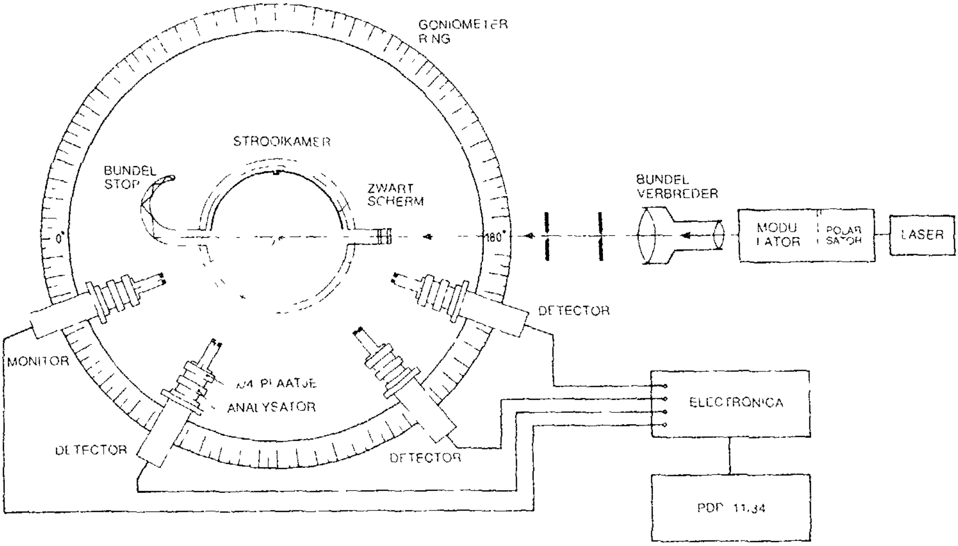
$$\sin\phi = 1.0383\ \sin\omega t + \cdots + (\sin 3\omega t, \sin 5\omega t, \text{etc}\ )\ , \quad (3.2.5)$$

$$\cos\phi = 0.8635\ \cos 2\omega t + \cdots + (\cos 4\omega t, \cos 6\omega t, \text{etc.})\ . \quad (3.2\ 6)$$

Het nut van deze reeksontwikkelingen zal blijken bij de discussie van het experiment

3.3 De Opstelling

De experimentele opstelling zal besproken worden aan de hand van Fig. 2, waarin een schematisch bovenaanzicht is getoond. Als lichtbron wordt een He-



Figuur 2. Een schematisch bovenaanzicht van de experimentele opstelling

Ne laser gebruikt die lineair gepolariseerd licht produceert met een golflengte van 632.8 nm. De laserbundel passeert een polarisator en een modulator, waarvan de optische assen onder een hoek van 45° t.o.v elkaar zijn gemonteerd. Nadat de laserbundel enige diafragma's is gepasseerd wordt hij in de strooikamer verstrooid door een ensemble van kleine deeltjes waarvan we de verstrooiingsmatrix willen meten.

Rondom de strooikamer loopt een goniometerring waarover de detectoren (photomultipliers), die gemonteerd zijn op verrijdbare karretjes, kunnen bewegen. Eén detector, de zogenaamde monitordetector, staat altijd onder een vaste hoek. Hiermee worden fluctuaties in de intensiteit van het verstrooide licht ten gevolge van bv. fluctuaties in de deeltjesdichtheid, in de gaten gehouden. Indien nodig kan hiervoor achteraf gecorrigeerd worden. De goniometerring is voorzien van een gradenindeling waarmee de ingestelde detectorhoeken kunnen worden afgelezen. Voordat het verstrooide licht een detector treft gaat het desgewenst eerst door een kwart-lambda plaatje, en vervolgens door een analysator. Zoals we zullen zien, bepalen de oriëntaties van deze componenten welke verstrooiingsmatrixelementen er gemeten worden. De photomultiplierstromen worden omgezet in spanningen, waarna de resultaten weggeschreven worden op de harddisk van een PDP 11/34. Met behulp van een SUN 3/50 werkstation worden vervolgens op de 'ruwe' data enige bewerkingen uitgevoerd, waarna we curven van de gemeten verstrooiingsmatrixelementen (alle gedeeld door het F_{11} element, behoudens F_{11} zelf) als functie van θ, verkrijgen.

3.4 De Metingen

Het licht dat uiteindelijk één van de photomultipliers bereikt kunnen we beschrijven met de Stokesvector van het inkomende licht en de Muellermatrices van alle optische componenten die het licht op zijn weg naar de detector passeert. De notatie die gebruikt zal worden om de Muellermatrices van de optische componenten weer te geven is als volgt:

P_{γ_P} : Muellermatrix voor polarisator onder hoek γ_P

M_{γ_M} : Muellermatrix voor modulator onder hoek γ_M.

A_{γ_A} : Muellermatrix voor analysator onder hoek γ_A.

K_{γ_K} : Muellermatrix voor kwart-lambda plaatje onder hoek γ_K

$F(\theta)$: verstrooiingsmatrix

De Stokesvector van het licht dat de detector bereikt kunnen we nu schrijven als

$$\mathbf{I}_{det} \propto \mathbf{A}_{\gamma_A}\left[\mathbf{K}_{\gamma_K}\right]\mathbf{F}(\theta)\,\mathbf{M}_{\gamma_M}\mathbf{P}_{\gamma_P}\,\mathbf{I}_0\,. \quad (3.4\ 1)$$

De haakjes om $\mathbf{K}_{\gamma_K}$ geven aan dat het kwart-lambda plaatje niet altijd gebruikt wordt. De Muellermatrices van alle optische componenten zijn bekend; alleen $\mathbf{F}(\theta)$ moet bepaald worden. Werken we matrixvergelijking (3.4.1) verder uit dan vinden we een uitdrukking voor $\mathbf{I}_{det}$ in termen van de matrixelementen van $\mathbf{F}(\theta)$. De detectoren kunnen slechts intensiteiten meten, d.w.z. alleen de eerste component van de Stokesvector. Gebruiken we nu voor de hoeken γ_P, γ_M, γ_K en γ_A vier verschillende combinaties van 0°, +45° en −45° zoals aangegeven in Tabel 1, dan zien we dat de door de detectoren gemeten intensiteiten alle verstrooiingsmatrixelementen bevatten die niet-identiek nul zijn. In het algemeen is de gemeten intensiteit, en dus ook de stroom die de photomultiplier levert, te schrijven als een constante term plus een term evenredig met $\sin\omega t$ en een term evenredig met $\cos 2\omega t$. Deze laatste twee termen zijn afkomstig van de reeksontwikkelingen uit de Muellermatrix van de modulator. De hogere orde termen in de reeksontwikkelingen (3.2 3) en (3.2.4) mogen in principe niet weggelaten worden (ze worden niet nul en de bijbehorende coefficienten ook niet). Aangezien we echter voldoende hebben aan de $\sin\omega t$ en de $\cos 2\omega t$ termen om alle matrixelementen te bepalen (zie Tabel 1), worden de hogere orde termen niet ge-

Combinatie	γ_P	γ_M	γ_K	γ_A	Detectorintensiteit $\propto$
1	0°	−45°	–	0°	$F_{11} + F_{21} + (F_{12} + F_{22})\cos\phi$
2	0°	−45°	–	45°	$F_{11} - F_{34}\sin\phi + F_{12}\cos\phi$
3	45°	0°	–	45°	$F_{11} - F_{34}\sin\phi + F_{33}\cos\phi$
4	45°	0°	0°	45°	$F_{11} - F_{44}\sin\phi + F_{43}\cos\phi$

Tabel 1 De vier combinaties van instellingen voor de hoeken γ_P, γ_M, γ_K en γ_A met de daarbij behorende gemeten detectorintensiteiten Een streepje in de tabel betekent dat in die combinatie geen kwart-lambda plaatje aanwezig is

bruikt. De stromen van de photomultipliers gaan naar lock-in versterkers, waar ze omgezet worden in spanningen, en vervolgens worden alleen de relevante delen eruit gefilterd, d.w.z. een dc-gedeelte, een $\sin\omega t$-evenredig deel en een $\cos 2\omega t$-evenredig deel. Hierna worden de signalen weggeschreven voor verdere bewerking.

Uit Tabel 1 zien we dat combinaties 2, 3 en 4 een dc-deel leveren waaruit F_{11} volgt. Uit het $\sin\omega t$-evenredig deel van combinatie 2 en 3 volgt het F_{34} element, het F_{12} element uit het $\cos 2\omega t$-evenredig deel van combinatie 2, het F_{33} element uit het $\cos 2\omega t$-evenredig deel van combinatie 3, en het F_{44} element uit het $\sin\omega t$-evenredig deel van combinatie 4. Om het F_{22} element te bepalen moeten we van het $\cos 2\omega t$-evenredig deel van combinatie 1 een meting van het F_{12} element (bepaald met combinatie 2) aftrekken.

4. RESULTATEN

4.1 Testresultaten

Om de opstelling te testen zijn er metingen gedaan aan bolvormige deeltjes, omdat voor die deeltjes de verstrooiingsmatrix theoretisch bepaald kan worden met de zogenaamde Mie-theorie. Er is gemeten aan zowel waterdruppeltjes als latexbolletjes, maar alleen de eerste zullen hier besproken worden.

Daar we willen meten aan bolletjes met diameters van dezelfde grootte-orde als de golflengte van het laserlicht, moeten we waterdruppeltjes maken met een diameter van enige micrometers of kleiner. Daarvoor hebben we een zogenaamde "nevelaar" gebruikt. Dit is een apparaatje dat uit een reservoir, gevuld met water en toegevoerde perslucht, een fijne nevel van waterdruppeltjes produceert in de vorm van een bundeltje met een diameter van ongeveer 0.5 cm. De druk van de perslucht is instelbaar, zodat de grootte van de waterdruppeltjes gevariëerd kan worden.

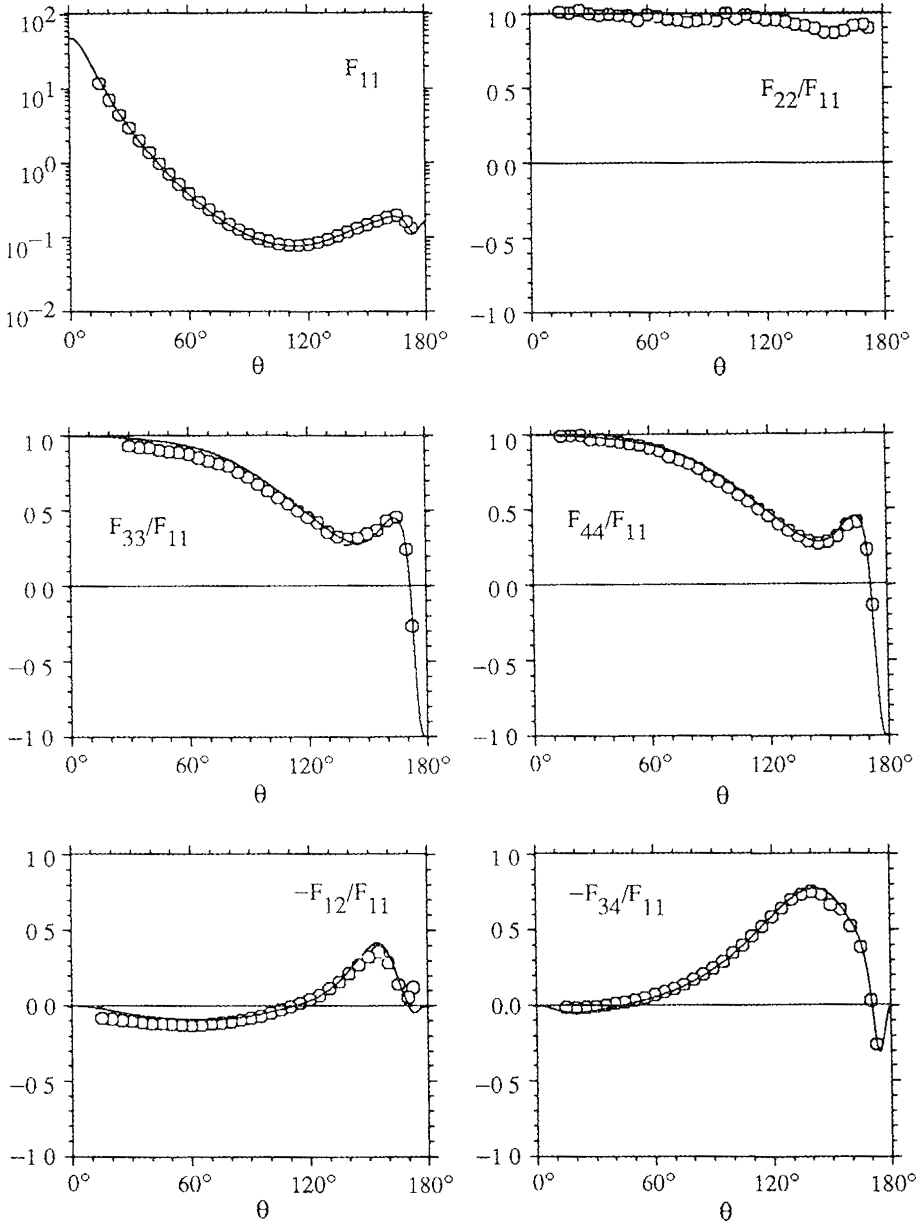
De gemeten matrixelementen zijn getoond in Fig. 3. De doorgetrokken lijnen representeren resultaten van Mie-berekeningen voor bolletjes met een log-normaal grootteverdeling met een effectieve straal $r_{eff} = 0.75\ \mu m$ en een effectieve standaardafwijking $\sigma_{eff} = 0.45$. Deze getallen zijn gevonden door de theoretische resultaten te fitten aan de experimentele resultaten. Voor de normering van het berekende F_{11} element is de volgende relatie gebruikt

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} F_{11}(\cos\theta)\, d\Omega = 1 , \qquad (4.1.1)$$

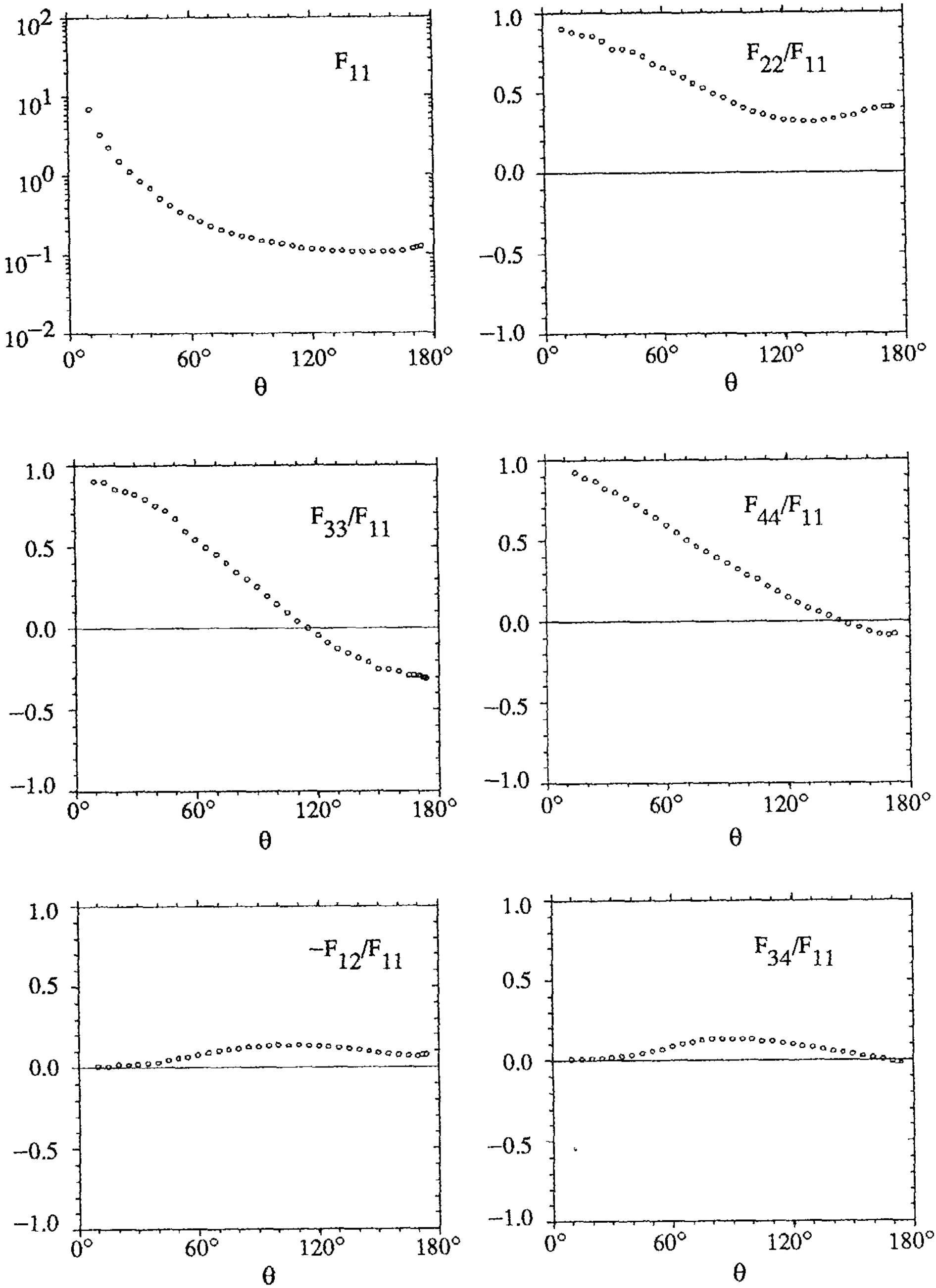
waarbij $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$, een ruimtehoek voorstelt. De druppeltjes waaraan gemeten is zullen slechts bij benadering voldoen aan de grootteverdeling die bij de theoretische berekeningen gebruikt is. Toch lijken de theoretische resultaten goed overeen te komen met de meetresultaten. Als de waterdruppeltjes exact bolletjes zouden zijn dan zou gelden dat $F_{22} = F_{11}$. Uit Fig. 3 zien we echter dat F_{22}/F_{11} niet overal gelijk is aan 1. Dit kan een indicatie zijn dat de druppeltjes niet geheel bolvormig zijn. Een andere mogelijkheid die nog bekeken moet worden, is dat er misschien toch meervoudige verstrooiing optreedt. De overeenkomst tussen theorie en metingen is voor de overige matrixelementen goed.

4.2 SiO_2 deeltjes

De eerste metingen zijn gedaan aan



Figuur 3. De gemeten verstrooiingsmatrixelementen van waterdruppeltjes (o) als functie van de verstrooiingshoek θ. De doorgetrokken lijnen representeren Mie-berekeningen voor een log-normaal grootteverdeling met een effectieve straal r_{eff} = 0.75 μm en een effectieve standaardafwijking σ_{eff} = 0.45



Figuur 4. De gemeten verstrooiingsmatrixelementen van SiO_2 deeltjes met een effectieve straal r_{eff} = 30 µm en een effectieve standaardafwijking σ_{eff} = 0 7

een grootteverdeling van SiO_2 deeltjes-met een effectieve straal r_{eff} = 30 µm en een effectieve standaardafwijking σ_{eff} = 0.7 De deeltjes hebben een ruw, onregelmatig oppervlak en ook de vorm is onregelmatig.

De gemeten matrixelementen zijn weergegeven in Fig. 4. Het F_{11} element (er staan nu willekeurige éénheden langs de y-as) loopt vrij vlak en vertoont geen structuur. Dit wordt veroorzaakt doordat we aan een grootteverdeling meten, en doordat de deeltjes onregelmatige vormen hebben. Alle structuren die op zouden kunnen treden in vooral het F_{11}-element voor één deeltje in een vaste orientatie, worden uitgemiddeld Een soortgelijk effect treedt op als we naar grootteverdelingen van bolletjes kijken in plaats van naar bolletjes met één grootte. In het laatste geval vinden we sterke pieken in het F_{11} element die echter verdwijnen als we grootteverdelingen bekijken F_{22}/F_{11} wijkt duidelijk af van 1, een effect dat sterker is bij grotere verstrooiingshoeken Dit is een duidelijke indicatie voor de niet-bolvormigheid van de deeltjes. De lineaire polarisatie, $-F_{12}/F_{11}$, is klein en positief, hetgeen vaak het geval is voor willekeurig georiënteerde onregelmatige deeltjes.

5. CONCLUSIES EN SLOTOPMERKINGEN

- In de huidige vorm is de experimentele opstelling geschikt om metingen te doen aan aerosolen (vloeibare of vaste deeltjes in lucht) en aan deeltjes in suspensie. Voor metingen aan vaste aerosolen is er een aerosolgenerator aanwezig die een constante bundel van deeltjes produceert. Voor de vloeibare aerosolen hebben we de nevelaar. Echter, voor sommige deeltjes die in planeetatmosferen voorkomen is het veel moeilijker om er een bundel van te maken, of om ze in één of andere statische situatie te produceren en ze voor een tijdsduur van één meting (ongeveer 20 min) constant te houden. Dit is bijvoorbeeld het geval voor waterijskristallen, ammoniakijskristallen en methaanijskristallen, die in de atmosferen van Jupiter en Saturnus voorkomen. Er zullen enige verbeteringen in het electronica-gedeelte van de opstelling aangebracht worden, waardoor de tijdsduur voor één meting met ongeveer de helft gereduceerd zal worden. Dit levert wel enige winst op maar lost bovenstaande problemen zeker niet op. Er wordt momenteel gewerkt aan de bouw van een ijskristallengenerator die zowel waterijskristallen als ammoniakijskristallen moet gaan produceren.

- Theoretische berekeningen van de verstrooiingsmatrix zijn slechts mogelijk voor een beperkt aantal deeltjes-vormen (bolletjes, omwentelingsellipsoïden, oneindige cilinders). Onregelmatige deeltjes hebben deze vormen niet, maar toch is het zeer nuttig om meetresultaten te vergelijken met theoretische berekeningen. Een probleem is dat realistische deeltjes niet één grootte hebben maar een spreiding in grootte, die bovendien vaak niet goed bekend is Voor de theoretische berekeningen is de grootteverdeling echter een belangrijke parameter die op één of ander wijze bepaald zal moeten worden. Daarom wordt er gewerkt aan een methode om uit de gemeten diffractiepiek van de deeltjes de grootteverdeling (bij benadering) te bepalen.

- Tot slot wilen wij een woord van dank richten tot P Stammes, die een groot deel van de opbouw van het experiment voor zijn rekening heeft genomen, en tot M.L.F. Grimberg en I.J. Opstelten, die een belangrijke bijdrage hebben geleverd bij het testen van de experimentele opstelling, en bij het uitvoeren van de metingen. J.F. de Haan en W.M.F. Wauben zijn wij erkentelijk voor hun commentaar op eerdere versies van dit artikel.

Referenties

1. P Stammes, *Light Scattering Proprties of Aerosols and the Radiation inside a Planetary Atmosphere*, proefschrift VU Amsterdam, 1989

2. H.C van de Hulst, *Light Scatterring by Small Particles*, Wiley & Sons, New York, 1957 (ook Dover, New York, 1981)

3. W.A Shurcliff, *Polarized Light: Production and Use*, Harvard University Press, Cambridge, 1962

4. G Arfken, *Mathematical Methods for Physicists*, Academic Press, New York, 1980