

## NOTIZEN

## Ein Modellversuch zur Bestimmung der Streufunktionen nicht kugelförmiger Teilchen mit 3 cm-Wellen

Von R.-H. GIESE und H. SIEDENTOPF

Mitteilungen des Astronomischen Instituts  
der Universität Tübingen Nr. 63

(Z. Naturforsch. 17 a, 817—819 [1962]; eingegangen am 12. Juli 1962)

Für gewisse Probleme der meteorologischen Optik und der interplanetaren Materie ist es notwendig, die Winkelabhängigkeit der Intensität des an Partikeln von ca. 0,5 bis einigen Mikron Durchmesser gestreuten Lichtes zu kennen.

Die Streuung einer ebenen elektromagnetischen Welle an einem solchen Streukörper lässt sich durch die Gleichung

$$\begin{pmatrix} \mathfrak{E}_{s1} \\ \mathfrak{E}_{s2} \end{pmatrix} = \frac{e^{-ikr}}{kr} \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathfrak{E}_{01} \\ \mathfrak{E}_{02} \end{pmatrix} \quad (1)$$

beschreiben. Dabei ist  $\mathfrak{E}_{01}$  bzw.  $\mathfrak{E}_{02}$  die senkrecht bzw. parallel zur Visionsebene polarisierte elektrische Feldstärkenkomponente der einfallenden Welle am Ort des Streukörpers. Die Visionsebene ist durch die Mittelpunkte von Strahlungsquelle, Streukörper und Strahlungsempfänger definiert.  $\mathfrak{E}_{s1}$  und  $\mathfrak{E}_{s2}$  sind die unter dem Streuwinkel  $\vartheta$  (gegen die Richtung des einfallenden Strahles) in genügend großem Abstand  $r$  vom Streukörper (Fernfeld) gemessenen Feldstärkekomponenten der Streustrahlung. Die Wellenlänge ist  $\lambda$  und somit  $k = 2\pi/\lambda$ . Das Material des Streukörpers ist durch den komplexen Brechungsindex  $m = m_1 + m_2 i$  charakterisiert. Für nicht absorbierende Stoffe ist  $m_2 = 0$ , für absorbierende  $m_2 < 0$ . Die komplexen Elemente (Amplitude, Phase) der Streumatrix hängen von Größe, Form und Orientierung des Streukörpers im Feld  $\mathfrak{E}_{01}$ ,  $\mathfrak{E}_{02}$  sowie von  $m$  und  $\vartheta$  ab. Für kugelförmige, homogene Streukörper ist  $S_{12} = S_{21} \equiv 0$ . Speziell hierfür sowie allgemein auch dann, wenn jeweils nur in der einen Polarisationsrichtung sowohl eingestrahlt als auch gemessen wird, folgt<sup>1</sup> aus (1) nach Umrechnung in Intensitäten  $J$  bei analoger Bezeichnungsweise der Indizes

$$J_{s1} = [\lambda^2 / (4\pi^2 r^2)] i_1 J_{01}, \quad (2a)$$

$$J_{s2} = [\lambda^2 / (4\pi^2 r^2)] i_2 J_{02}. \quad (2b)$$

$i_1$  und  $i_2$  sind die Streufunktionen. Sie lassen sich für kugelförmige Streuobjekte exakt nach der Mieschen Theorie berechnen<sup>2</sup>. Für unregelmäßiger geformte Streukörper kann man  $i_1$  und  $i_2$  im Modellversuch mit

Mikrowellen<sup>3</sup> bestimmen, indem man  $\lambda$  und die Körperlängen des Streuobjektes im selben Maße vergrößert und im Mikrowellenbereich ein Material benutzt, das dort den gleichen Brechungsindex hat wie der interessierende Stoff im optischen Gebiet.

Mit der Wellenlänge 3,13 cm wurden seit 1960 derartige Modellversuche an folgenden zylindrischen Probekörpern aus Paraffin (Modell für Dielektrikum  $m = 1,5$ ) und aus Messing (praktisch totalreflektierend) durchgeführt.

Form	Material	Durchmesser bzw. Seitenlänge in cm	Bemerkungen
Kreis-Zylinder	Paraffin	2,8; 4,3; 7,3; 8,7	homogen
Kreis-Zylinder	Paraffin	2,8; 4,3; 7,3; 8,7	mit konzentrischem Messingkern 1 cm $\phi$
Kreis-Zylinder	Messing	3,0; 4,5; 7,5; 9,0	
Quadrat-Zylinder	Messing	2,0; 3,0; 4,0; 7,0; 9,0	

Tab. 1. Gemessene zylindrische Streukörper (Länge durchweg 20 cm).

Zur Kontrolle der Genauigkeit des Verfahrens wurde außerdem der Verlauf der Streufunktionen an 3 Paraffinkugeln (Durchmesser 3,7; 8,5; 10,5 cm) gemessen

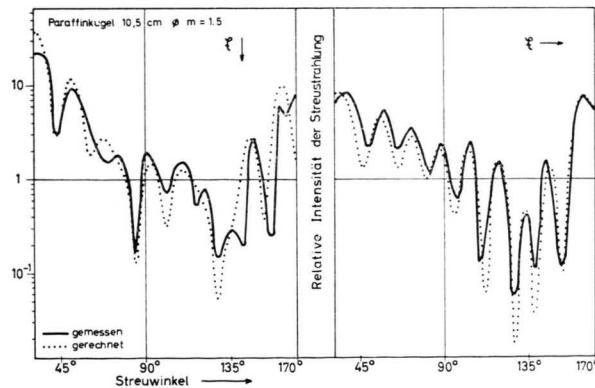


Abb. 1. Streufunktion einer Paraffinkugel. Wellenlänge 3,13 cm; Durchmesser 10,5 cm; Brechungsindex  $m = 1,5$ . Links: Relative (in willkürlichen Einheiten gemessene) Intensität der gestreuten Strahlung proportional  $i_1$ ; Elektr. Vektor senkrecht zur Visionsebene. Rechts: Relative Intensität der Streustrahlung  $\sim i_2$ ; Elektr. Vektor parallel zur Visionsebene. —— gemessen, ····· berechnet. Abszisse: Streuwinkel  $\vartheta$  gegen die Richtung der einfallenden Strahlung.

<sup>1</sup> J. M. GREENBERG u. N. E. PEDERSEN, J. Appl. Phys. 32, 233 [1961].

<sup>2</sup> H. C. VAN DE HULST, Light Scattering by Small Particles, John Wiley and Sons, Inc., New York 1957.

<sup>3</sup> M. BORN u. E. WOLF, Principles of Optics, Pergamon Press, New York 1959.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

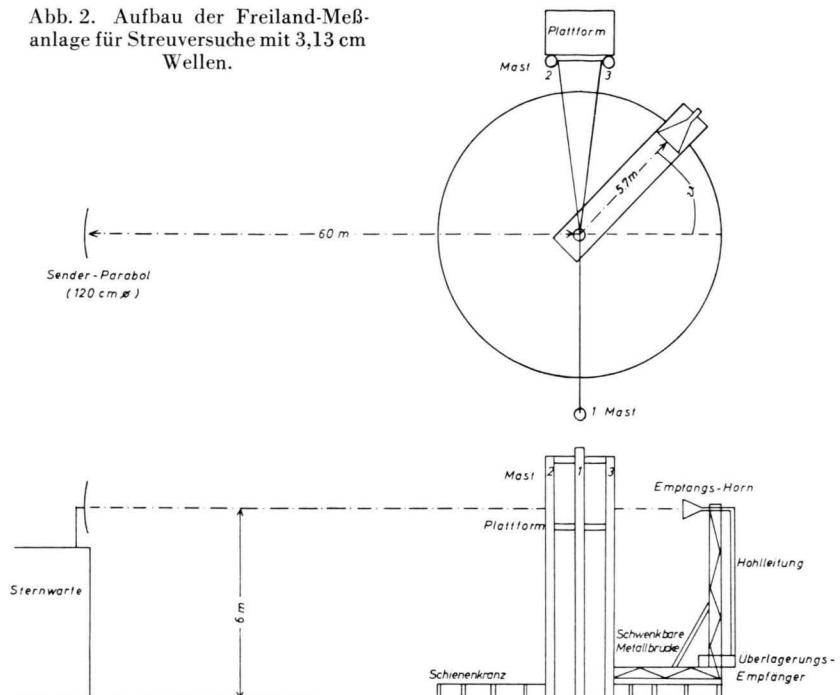
This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

und mit den für  $m = 1,5$  an der Tübinger Siemens-Rechenanlage 2002 nach der Mieschen Theorie berechneten Werten verglichen (Abb. 1).

Aufbau und Dimensionen der Meßapparatur gehen aus Abb. 2 hervor. Die Anlage war im Freigelände des Astronomischen Instituts aufgebaut, um störende Reflexionen an Laborwänden und Boden zu vermeiden. Als Sender diente ein 25 mW Klystron (2K25), das über einen angepaßten, horngepeisten Parabolspiegel (Durchmesser  $D = 120$  cm) unmodulierte Hochfrequenz auf den im Fernfeld des Parabols ( $60\text{ m} > D^2/\lambda$ ) an 4 Perlondrähten justierbar in 6 m Höhe aufgehängten Streukörper strahlte. Die Streustrahlung konnte außerhalb des Bereichs der ca.  $40 - 50$  db stärkeren Primärstrahlung (Hauptkeulenbreite  $2 \times 70^\circ \cdot (\lambda/D) \approx 4^\circ$ ) mit einem Rechteckhorn von  $11,5 \times 14,5\text{ cm}^2$  Öffnung aufgefangen und über regelbare Dämpfungsglieder dem 3 cm-Überlagerungsempfänger Telefunken MS 307/E zugeleitet werden, dessen Ausgangsgleichspannung schließlich registriert wurde. Während der Registrierungen bewegte sich die den Mast mit Empfangshorn tragende horizontale Fachwerkbrücke längs eines horizontalen Schienenkreises mit einer Winkelgeschwindigkeit von  $0,2$  Grad/sec auf Rollen, die durch einen Elektromotor angetrieben wurden. Zur Umrechnung der registrierten Ausgangsspannungen in Intensitätswerte der Streustrahlung dienten Eichkurven, welche durch Registrierung der konstanten Primärstrahlung bei verschiedenen, definierten Einstellungen der kalibrierten Dämpfungsglieder gewonnen waren. Die Resultate der Messungen lassen sich an den in Abb. 3 und Abb. 4 gezeigten Beispielen demonstrieren. Bei allen Figuren ist als Abszisse der Streuwinkel (linear) und als Ordinate die – den Streufunktionen proportionale – gemessene Intensität der Streustrahlung in willkürlichen Einheiten (logarithmisch) aufgetragen. Das linke Bild zeigt jeweils den Verlauf der Streufunktion  $i_1$ , das rechte den für  $i_2$ . Wie Abb. 3 zeigt, weisen die Streufunktionen der Paraffin-Kreiszylinder, ähnlich wie die berechneten Funktionen für Paraffinkugeln gleichen Durchmessers, sowohl für  $i_1$  als auch  $i_2$  zahlreiche Extrema auf. Die Zahl dieser Maxima und Minima nimmt mit wachsendem Durchmesser zu. Bemerkenswert ist, daß dieser Charakter der Streufunktionen auch bei den Zylindern mit Messingkernen erhalten bleibt. Dagegen verhalten sich die reinen Messing-Kreiszylinder (Abb. 4) ähnlich

Abb. 2. Aufbau der Freiland-Meßanlage für Streuversuche mit 3,13 cm Wellen.



wie totalreflektierende Kugeln. Der Verlauf von  $i_1$  ist hier nahezu isotrop. Auch das Verhalten von  $i_2$  ist den berechneten Fällen für totalreflektierende Kugeln und den früher veröffentlichten berechneten Streufunktionen<sup>4</sup> für absorbierende Kugeln ähnlich. Das gilt auch noch für zwei einzelne ebenfalls gemessene Sechseckzyliner von 2,1 bzw. 3,6 cm Durchmesser. Im Gegensatz dazu weisen die Quadratzylinder erhebliche Abweichungen auf. Hier macht sich selbst bei dem kleinsten Zylinder (Kantenlänge  $\approx \lambda$ ) das bei der vorliegenden Orientierung nach dem Reflexionsgesetz der geometrischen Optik zu erwartende Maximum bei  $90$  bzw.  $270^\circ$  bemerkbar. Dazu treten bei den größeren Zylindern noch Nebenmaxima.

Der Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Streufunktionen an Kugeln erweist die Brauchbarkeit von Modellmessungen im Mikrowellenbereich, und die Ähnlichkeit des Verlaufes der gemessenen Streufunktionen von Kreiszylindern mit der Streuung an Kugeln ermutigt dazu, die aus der Mieschen Theorie abgeleiteten Resultate wenigstens als ausreichende erste Näherung für das Gemisch der sicher nicht durchweg kugelförmigen interplanetaren Staubteilchen zu betrachten. Sehr wünschenswert wären Messungen der gesamten Streumatrix für mehrere nicht so spezielle Orientierungen zur einfallenden Welle. Die Messungen werden gegenwärtig fortgesetzt mit dem Ziel, zuverlässige Daten über die Winkelabhängigkeit der Polarisation von nicht kugelförmigen Streuobjekten zu erhalten.

Die vorliegende Arbeit wurde durch eine Sachbeihilfe der Deutschen Forschungsgemeinschaft ermöglicht. Außer allen Institutsangehörigen, die freundlicherweise

<sup>4</sup> R.-H. GIESE, Z. Astrophys. 51, 119 [1961].

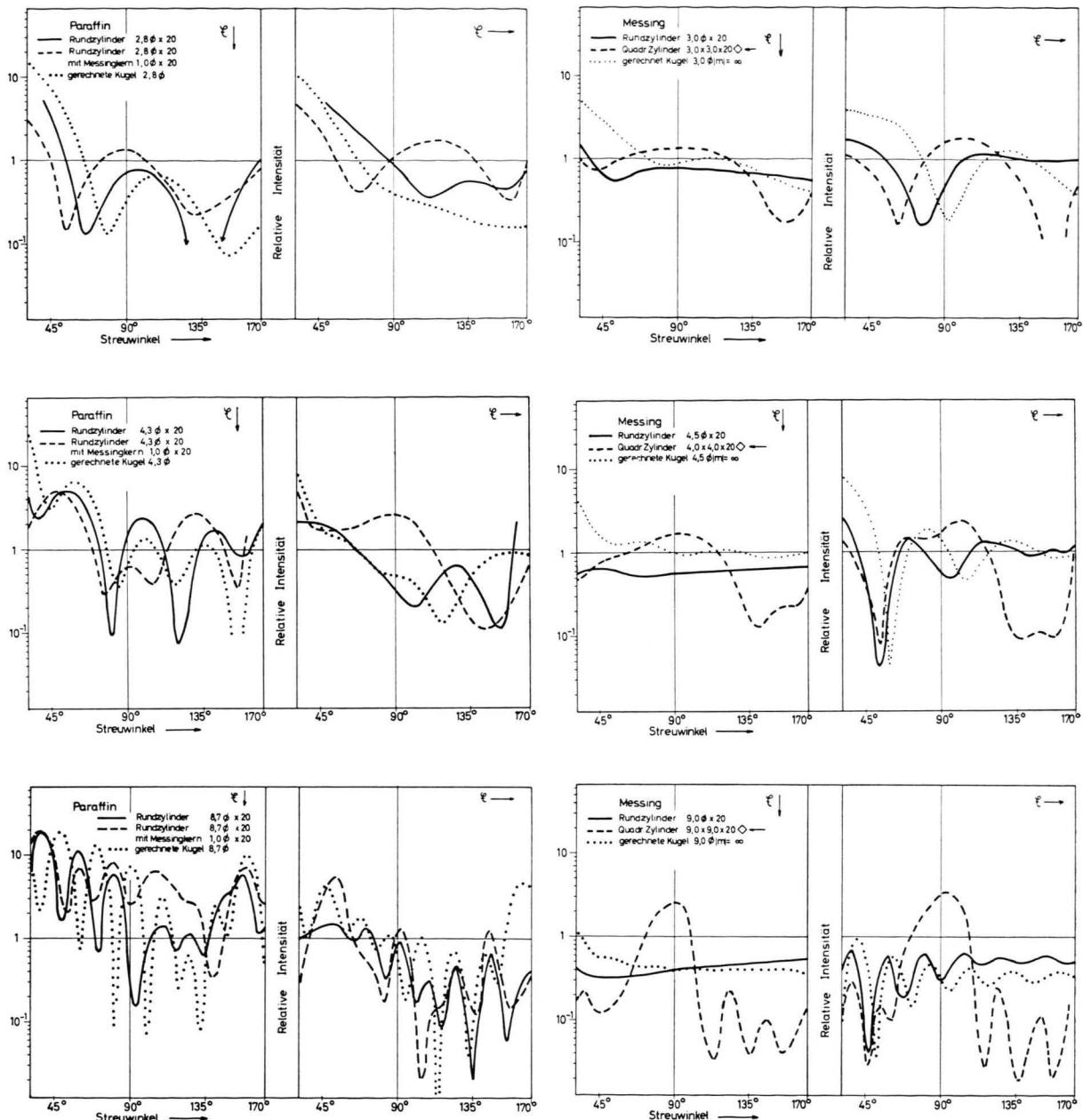


Abb. 3. Streufunktionen von Probekörpern aus Paraffin, Brechungsindex  $m=1,5$ ; Maßangaben in cm, Bezeichnungen vgl. Abb. 1.

bei der Durchführung der Messungen geholfen haben, möchten die Verfasser insbesondere noch Herrn Professor M. MÜLLER für Überlassung geodätischer Geräte

Abb. 4. Streufunktionen von Probekörpern aus Messing (Totalreflexion), Maßangaben in cm, Bezeichnungen vgl. Abb. 1.

zur Einmessung der Anlage und Herrn Professor K. ZELLER für Rechenzeit am Siemens-Rechner 2002 der Universität Tübingen danken.