

**Berichte**  
des  
**Deutschen Wetterdienstes**

**Nr. 13**  
**(Band 2)**

DK 551.593.54 : 551.508.93

**Die Optik und Meteorologie**  
**der atmosphärischen Trübung**

von

**Friedrich Volz**

(mit 31 Abbildungen und 10 Tabellen im Text)

Bad Kissingen, 1954

# Inhalt

	Seite	Seite
<b>Zusammenfassung</b> .....	3	
<b>Einleitung</b> .....	3	
<b>Teil I. Theoretische Grundlagen und Meßgeräte.</b> .....	4	
Kapitel A: Grundlagen der Theorie der Himmelsstrahlung und das Meßprinzip. ....	4	
1. Streufunktion und Extinktion (grundlegende Begriffe) .....	4	
2. Die Theorie der Himmelsstrahlung (Himmelslichtgleichung, geschichteter Dunst). ....	4	
Kapitel B: Die Theorie von Streufunktion und Extinktion. ....	6	
3. Definition der Streufunktion einzelner Partikel; Extinktionsfaktor .....	6	
4. Graphische Darstellung der Streulichtwerte für Brechzahl $n = 1,33$ und $1,50$ von $\rho/\lambda = 0,06$ bis $25$ (Streuspektrum und Streufunktion). ...	7	
5. Überblick über die Theorie des Streulichts von Partikeln ( $\rho \ll \lambda$ ; $\rho \gg \lambda$ ) sowie Diskussion der graphischen Darstellungen. ....	9	
6. Folgerungen für die Streulichtmessungen ....	11	
7. Der Extinktionsverlauf bei verschiedenen Brechzahlen. (Dielektrische und absorbierende Partikel, Größenbestimmung). ....	11	
8. Brechzahl des natürlichen Aerosols und von Zigarettenrauch nach Refraktometermessungen. ....	12	
9. Die reale Struktur des atmosphärischen Aerosols und die möglichen Einflüsse auf seine Optik. (Mischkern). ....	13	
10. „Komplexe“ Streufunktion und Extinktion, (für Aerosole nicht einheitlicher Größe). ....	13	
Kapitel C: Die Meßgeräte und Einzelheiten der Untersuchungsmethoden. ....	13	
11. Zusammenfassung der Zielsetzungen. (Himmelslichtgleichung für die Messungen). ....	13	
12. Spektrographische Messung der Sonnen- und Himmelsstrahlung in Arosa (H/S-Anschluß, Polarisationsfehler). ....	14	
13. Extinktionsmessungen in Arosa (Aktinometer). ....	15	
14. Streulichtblende für spektrographische Messungen in Sonnennähe. (Beschreibung der Streulichtblende; Beispiel für instrumentelles Streulicht). ....	15	
15. Das Frankfurter Selenphotometer. a) Das Instrument (H/S-Anschluß). b) Die Filter sowie Beispiele für Extinktionsmessungen. ....	16	
16. Weitere Meßgeräte (Dobson-Photometer, Weitwinkelkamera, Scheinwerfer). ....	18	
17. Visuelle Himmelsbeobachtungen. ....	18	
<b>Teil II. Die Meßergebnisse im Hochgebirge und Tiefland.</b> .....	19	
Kapitel D: Himmelslichtmessungen im Hochgebirge (Arosa). (Lage von Arosa). ....	19	
18. Normale Hochgebirgsstrübungen. a) Streulichttyp B. (Streufunktion und Streuspektrum; Mehrfachstreuung). b) SF-Typ A. (Austausch). ....	19	
19. Vergleich zwischen Messung und Theorie der Mehrfachstreuung. ....	22	
20. Eine vorläufige Methode zur Analyse der Streufunktion. Größenverteilung des Aerosols. ....	23	
21. Streufunktion und Austausch. (Dunst-Aureolen) .....	24	
22. Hochgebirgs-Streufunktionen bei ungewöhnlicher Trübung. a) SF-Typ C (Bishop-Ring). (Virtueller Radius der Dunstpartikel = $0,3 \mu$ ). b) SF-Typ B. (Wolkenauflösung - Trübung). ....	24	
23. Die Streufunktion bei der troposphärischen Rauchtrübung im September 1950 („Blaue Sonne“). (Virtueller Radius der Rauchpartikel um $0,5 \mu$ ; Weite des Bishopringes und Sonnennhöhe). ....	26	
24. Streufunktionen von Wasserwolken und Eiskristallen. a) Wasserwolken. b) Streufunktion von Cirren und Intensitätsverlauf in Halos. ...	27	
Kapitel E: Himmelslichtmessungen im Tiefland. ....	29	
25. Vorbemerkungen. a) Zur Meßmethode; b) empirische Beziehung für H/S; c) Einfluß der Luftfeuchtigkeit auf Trübungsstärke u. Aerosolbrechzahl; d) Höherer Streckung des Dunstes. ....	29	
26. Trübungstyp B — Schichtwolken-Typ. (Sehr starke Dunststrübungen). ....	31	
27. Zur Natur des Aerosols. (Spurengase und Kondensation). ....	31	
28. Bishopringe: Streufunktions-Typ C. ....	31	
29. Trübungstyp A — Grundsicht-Kaltluft. (Negativer Bishopring; Ursache der Kaltlufttrübung). ....	32	
30. Mischtypen. (Vergleichsmessungen im Mittelgebirge; Luftmassenalterung; vollständige Meßwerte für zwei Trübungstypen; Änderungen im Trübungszustand). ....	32	
31. Abnormale Grundsicht-Streufunktionen. a) Vorherrschen sehr kleiner Partikel; b) Dunst-Aureole in Sonnennähe. ....	34	
32. Trübungstypen in der unteren Stratosphäre nach Gruner's Dämmerungsbeobachtungen. ....	34	
33. Vergleiche mit bisherigen Himmelslichtmessungen. ....	34	
34. Zusammenfassende Übersicht über die Trübungstypen. (Streufunktion, Himmelsansicht, Trübungsgrad, Vorkommen). ....	37	
Kapitel F: Die Streufunktion der bodennahen Trübung (Scheinwerfermessungen). ....	37	
35. Diskussion der vorliegenden Meßreihen. (Streufunktionen meist nicht zu den Himmelslichttypen gehörend). ....	37	
36. Scheinwerfermessungen bei kleinen Streuwinkeln (in Frankfurt). ....	39	
<b>Teil III. Die Weiterentwicklung der Streulichttheorie und der Vergleich mit den Meßergebnissen.</b> .....	40	
Kapitel G: Die Theorie komplexer Streufunktionen. (Aerosolspektrum Potenzgesetzen gehorchend). ...	40	
37. Berechnungsweise. (Streufunktion und Extinktion mittels Tabelle errechnet). ....	40	
38. Diskussion der Ergebnisse für verschiedene Potenzfunktionen und Brechzahlen .....	42	
39. Effektive Partikelgröße. ....	42	
40. Grenz-Partikelgröße. ....	42	
41. Die quantitativen Beziehungen zwischen Aerosolspektrum, Streufunktion und Extinktion. (Möglichkeit, aus spektralen Streulicht- und Extinktionsmessungen die Aerosol-Brechzahl zu bestimmen; Absolutwerte von Streulicht und Extinktion). ....	42	
42. Theorie komplexer Streufunktionen - Zusammenfassung des Kapitels G. ....	43	
Kapitel H: Theorie und Messung. ....	44	
43. Potenzverteilungen des Aerosols nach Himmelslichtmessungen (SF-Typ B). (Bestimmung der Aerosolbrechzahl, Bestätigung durch andere Methoden. Molekül- und Mehrfachstreuung im Farbwertverlauf). ....	44	
44. Übersicht über die Weiterentwicklung der Theorie und Andeutung der Ergebnisse. (Hinweise auf merkliche Absorption der Aerosolsubstanz). ....	45	
45. Die Trübungstypen und ihre Aerosolspektren. Beispiele. ....	45	
Literatur .....	46	

Anschrift des Verfassers:

Dr. F. Volz, Mainz, Meteorologisch-Geophysikalisches Institut der Universität

### Zusammenfassung

Die Gesetze der Streuung und Schwächung des Lichtes durch Aerosole ermöglichen, auf Grund von Messungen der Himmels- und Sonnenstrahlung die Größenverteilung des atmosphärischen Aerosols zu bestimmen und ihre Veränderung durch meteorologische und physikalische Vorgänge zu verfolgen.

I. Die theoretischen Grundlagen der Strahlungsverteilung am Himmel werden zunächst dargelegt. Es zeigt sich, daß zur Bestimmung der Abhängigkeit der Streulichtintensität vom Streuwinkel  $\varphi$  (Streuungsfunktion, SF) nur Messungen im Horizontalkreis der Sonne in Frage kommen, da nur dann die vertikale Schichtung des Dunstes keine Rolle spielt und auch Messungen in verschiedenen Spektralbereichen leicht auszuwerten sind. — Die SF- und Extinktionswerte von dielektrischen kugelförmigen Partikeln (Radius  $\rho$ ) der Brechzahl  $n = 1,33$  (Wasser) und 1,5, die auf Grund der Theorien von Mie-Debye ( $\rho \leq \lambda$ ) sowie Fraunhofer-Airy und Wiener ( $\rho \gg \lambda$ ) weitgehend bekannt sind, werden dargestellt (logarithmische Koordinaten) und hinsichtlich der Meßmethode diskutiert. —

Zur Messung der Schwächung der Sonnenstrahlung (Dunstextinktion) und der SF im  $\varphi$ -Bereich von 120 bis 0,2° wird im Hochgebirge (Arosa, 1860 m) ein Spektrograph ( $\lambda$  0,3 bis 0,8  $\mu$ ) benutzt, der mit besonderer Streulichtblende zur Messung in Sonnennähe versehen ist. Zu den Untersuchungen im Tiefland (Frankfurt und Mainz) dient ein Selenphotometer ( $\lambda$  0,43 bis 0,63  $\mu$ ).

II. Die Hochgebirgsmessungen bestätigen theoretische Ergebnisse, wonach auch am dunstfreien Himmel die Mehrfachstreuung bis  $\lambda$  0,3  $\mu$  auf den 10fachen Betrag der Primärstreuung zunimmt. — Die Himmelslicht-SF lassen sich auf Grund ihrer verschiedenen Winkelabhängigkeit, besonders aber auf Grund des spektralen Verhaltens dieser Winkelabhängigkeit (Farbwertfunktion) drei Haupt-Trübungstypen zuordnen. Die auch visuell gut unterscheidbaren Typen stehen in engem Zusammenhang mit der wolkenphysikalischen Vorgeschichte (Kondensation, Wolkenauflösung, Niederschlagsbildung, Austausch) der Luftmassen: „Polarer“ Trübungstyp A in frischer klarer Grundschicht-Kaltluft. Der Himmel wird gegen die Sonne hin stufenlos heller und weißer. „Schichtwolken“ Typ B, namentlich nach Auflösung ausgedehnter Stratus-Wolkenmassen auftretend (Trübung oft sehr stark); winterliche Hochgebirgs-Kaltluft. Die Sonne ist von einer hellen weißen Scheibe von ca. 35° Halbmesser umgeben. „Bishopring“ Typ C in gealterten Luftmassen nach stärkeren Niederschlägen; seltener beobachtet. Sonnenumgebung hell weißblau, bei  $\varphi \approx 30^\circ$  braunroter Saum (effektiver Partikelradius 0,3  $\mu$ ). — Auch im Purpurlicht der Dämmerungen (substratopärische Trübung) kommen die SF-Typen zum Ausdruck. —

Der Bishopring von Waldbrand-Rauch („Blaue Sonne“ im Sept. 1950) hat nur ca. 15° Ausdehnung ( $\rho_{\text{eff}} \approx 0,6 \mu$ ). Charakteristische SF von dünnen Wasser- und Eiswolken (mit Halo) werden besprochen. —

Frühere Himmelslichtmessungen anderer Autoren lassen die neuen Ergebnisse kaum nachweisen, da u. a. meist nur in einem Spektralbereich und in kleinerem  $\varphi$ -Bereich gemessen wurde.

Die SF des bodennahen Aerosols (Scheinwerfermessungen) zeigt mit seltenen Ausnahmen (sehr reine Landluft, Foitzik) einen wesentlich steileren Verlauf als die Himmelslicht-SF, was auf die unterschiedliche Größenverteilung (und Struktur?) von anthropogenem

und natürlichem Aerosol zurückgeführt wird. Bei eigenen Messungen in Frankfurt wird der Meßbereich bis 2° Streuwinkel (früher  $\geq 10^\circ$ ) ausgedehnt.

III. Mittels der theoretischen Werte werden die „komplexe“ SF und Extinktion für Aerosole, deren Größenverteilung einem Potenzgesetz  $dN/dlg \rho \sim \rho^{-v}$  folgt, berechnet. In diesem Fall ist die  $\varphi$ -Abhängigkeit der SF in allen Wellenlängen gleich (Farbwert für alle  $\varphi$  konstant); zwischen den Exponenten der  $\lambda$ -Abhängigkeit der Extinktion ( $\alpha$ ) und der Größenverteilung ( $v$ ) besteht dann die Beziehung  $v = \alpha + 2$ . Durch Vergleich mit den Meßwerten und unter Berücksichtigung der Molekülstreuung ergibt sich hieraus neben der Brechzahl des Aerosols ( $n > 1,53$ ) im optisch erfassbaren  $\rho$ -Bereich von 0,1 bis 5 bzw. 30  $\mu$  für den Trübungs-Typ B der Exponent  $v$  zu 3 bis 4 (in Übereinstimmung mit den direkten Aerosolmessungen von C. Jung e). Gegenüber dieser Aerosol-Größenverteilung besteht beim SF-Typ A eine Einbuchtung bei  $\rho \approx 0,3 \mu$  und beim Trübungstyp C ein schroffer Abfall oberhalb  $\rho \approx 0,25 \mu$ .

### Einleitung

Erst in neuester Zeit erfuhr die Erforschung des atmosphärischen Aerosols eine bedeutende Vertiefung. So gelang es insbesondere Ch. r. Jung e, durch systematische, weitgespannte experimentelle und theoretische Untersuchungen viele der bisher nur teilweise untersuchten Einzelfragen über die Konstitution, Physik, Chemie und Dynamik des natürlichen Aerosols in ein zusammenhängendes Bild zu bringen. Die wesentlichen Züge sind wohl: a) die Größenverteilung des Aerosols gehorcht im Hochgebirge wie im Tiefland im Radiusbereich von ca. 0,05 bis über 20  $\mu$  einem bestimmten Potenzgesetz; b) lediglich nach starken Kondensations- und Niederschlagsvorgängen treten hiervon gewisse Abweichungen auf, und zwar in dem auch für die Optik des Aerosols besonders wichtigen Größenbereich um 0,3  $\mu$ ; c) viele Gründe aus Messung, Experiment und Theorie sprechen dafür, daß (in Zusammenhang mit der Wolkenphysik) Spurengase der Atmosphäre bei der Entstehung der Partikel des natürlichen Aerosols eine bedeutende Rolle spielen.

Auf dem Gebiet der Dunstoptik sind bisher die wesentlichen Wirkungen des Aerosols: einerseits Streuung des Lichts in einer der Größe bzw. der Größenverteilung der Partikel entsprechenden Winkelabhängigkeit (Streuungsfunktion) und andererseits die Lichtschwächung, häufig gemessen worden. Die Ergebnisse lassen aber mit seltenen Ausnahmen kaum Schlüsse zu, die über Fragen der Trübungsstärke hinausgehen, die also genauere Angaben über Trübungsarten (Größenverteilung und Natur des Aerosols) sowie Wetterzusammenhänge gestatten würden. So ist man bei den Streulichtmessungen am Himmel nie den spärlichen Bemerkungen über die Beobachtung verschiedener Farbtonung des Himmels in der weiteren Sonnenumgebung nachgegangen — hier liegt jedoch der Schlüssel für eine sinnvolle optische Trübungsforschung. Ebenso gewährten die üblichen Schätzungen des Himmelsblau, die Polarisationsuntersuchungen in sonnenfernen Himmelszonen und Zenitlichtmessungen die erhofften Einblicke nicht. Auch gelegentliche theoretische Untersuchungen über die Dunstoptik haben wenig Anlaß gegeben, die Meßmethodik vorteilhaft zu gestalten. Erst neuere theoretische Untersuchungen von F. Möller und Mitarbeitern (45), die auf den Ergebnissen von Jung e basieren und besonders die Farbe des Dunsthimmels betreffen, führen hier in mancher Beziehung weiter.

Das Hauptziel der vorliegenden Arbeit ist daher, aus der allgemeinen Theorie des Dunsthimmels und der Streuvorgänge sowie aus Messungen der Strahlungsverteilung am Himmel weitgehende Rückschlüsse auf das atmosphärische Aerosol zu gewinnen. Die Beziehungen der verschiedenen Typen der Streufunktion zur Himmelsansicht und zu Wettervorgängen finden ebenfalls stärkere Berücksichtigung, können jedoch wie andere Untersuchungen, die zum Problemkreis gehören, nicht erschöpfend behandelt werden.

Die Untersuchungen wurden im Sommer 1950 am Lichtklimatischen Observatorium Arosa (Schweiz) in Fortsetzung einer Arbeit von Götze und Schönmann (40) begonnen. Dort, im Hochgebirge, schälten sich schon einige Ergebnisse heraus, aber erst die Fortführung der Messungen in Frankfurt (Ende 1951) und die Vervollkommnung der Methodik im Wechselspiel mit der Weiterentwicklung der Theorie ergaben eine befriedigende Übersicht über das ganze Thema. Sehr förderlich waren auch die Arbeiten von Junge und Diskussionen mit ihm.

Teil I.

Theoretische Grundlagen und Meßgeräte

Kapitel A.

Grundlagen der Theorie des Himmelslichts und das Meßprinzip.

1. Streufunktion und Extinktion (grundlegende Begriffe).

Werden Luft und Aerosol bestrahlt, so bewirken die einzelnen Partikel Streulicht, und das primäre Licht wird entsprechend geschwächt. Dieses sei parallel gebündelt, unpolarisiert, und habe die spektrale Bestrahlungsstärke  $E_\lambda$  (Energie pro Spektralbereich und Flächeneinheit). Unter dem Streuwinkel  $\varphi$  (Ablenkung des gestreuten Lichtes von der Richtung des primären) wird dann die Strahlungsdichte

$$dH_\lambda(\varphi) = E_\lambda \cdot \Gamma_\lambda^*(\varphi) \cdot dM \left( \frac{\text{Energie}}{d\lambda \cdot d\Omega \cdot \omega} \right) \quad [1]$$

ausgesandt, wenn  $dM$  die Dicke der bestrahlten, in Meßrichtung gelegenen Aerosolschicht und  $\Gamma_\lambda^*(\varphi)$  die spezifische Streufunktion (SF) des Elements  $dM$  ist.  $\Gamma^*$  wird auf die in der Luftmasseneinheit ( $M = 1$ ) enthaltene Luft sowie den Raumwinkel  $\omega = 1$  bezogen und kennzeichnet deren wechselnden Aerosolgehalt. Die streuenden Partikel des Elements  $dM$  bestimmen Betrag und Wellenlängenabhängigkeit von  $\Gamma^*$  durch ihre Zahl und Größenverteilung sowie durch ihre optischen Eigenschaften (Brechzahl und geometrische Form).

Die gesamte Streustrahlung eines Teilchens bzw. eines Trübungselements muß gleich dem Betrag der Schwächung (Extinktion) der einfallenden Strahlung  $E_\lambda$  sein:

$$\frac{1}{dM} \int_0^{4\pi} dH_\lambda(\varphi) d\omega = \frac{E_\lambda - E'_\lambda}{dM} = E_\lambda a^*_\lambda \quad [1']$$

wo 
$$a^*_\lambda = 2\pi \int_0^\pi \sin \varphi \cdot \Gamma_\lambda^*(\varphi) d\varphi \quad [2]$$

die Definition des Extinktionskoeffizienten (auch Streuexponent genannt) ist. Innerhalb  $dM$  wird dann  $E_\lambda$  auf den Wert

$$E'_\lambda = E_\lambda e^{-a^*_\lambda dM} \quad [1'']$$

geschwächt. — Der Index  $\lambda$  wird im Folgenden meist weggelassen.

Da die Atmosphäre außer von der Sonne noch von sekundären Lichtquellen (dem Himmelslicht selbst, vom Erdboden und eventuell von Wolken) bestrahlt wird, kann die Gl. (2) für Streufunktionen, die durch Messungen am Himmel bestimmt wurden, nicht streng gelten.

Wird Strahlung auch absorbiert (von Wasserdampf und Ozon in bestimmten Spektralbereichen, eventuell auch vom Aerosol), so ist für die Schwächung des Lichts die Summe  $a + a_k$  ( $a_k =$  Absorptionskoeffizient) maßgeblich. Dagegen wird die Licht-Streuung des Aerosols nur dann durch die Absorption beeinflusst, wenn die Streufunktion als solche verändert wird.

2. Die Theorie der Himmelsstrahlung (Einfluß der Dunstschichtung).

In einfacher Weise läßt sich nun, im Wesentlichen F. Linke (1) folgend, die Strahlungsdichte  $H$  eines jeden Himmelspunktes in Abhängigkeit vom Sonnenstand von der SF und von der Extinktion ableiten. Vom Einfluß sekundärer Lichtquellen wird abgesehen. Vorausgesetzt wird, daß die Atmosphäre horizontal homogen

ist. In vertikaler Richtung soll mit  $a = \int_0^z a^* dz$  ( $z =$  geometrische Höhe, vom Beobachtungsort aus gerechnet)

$\mu(z) = \frac{1}{a} \int_z^\infty a^* dz$  sein;  $\mu$  ist also das Verhältnis der in

der Luftschicht oberhalb  $z$  bestehenden Extinktion  $\int_z^\infty a^* dz$  zur gesamtatmosphärischen Extinktion  $a$ . Am

oberen Rand der Atmosphäre ist  $\mu = 0$  ( $z = \infty$ ), am Beobachtungsort  $\mu(0) = 1$ . In der dunstfreien isothermen Molekületmosphäre wäre  $\mu(z)$  proportional dem

Luftdruck, in der realen Atmosphäre ist aber  $\mu$  eine Funktion der Höhe  $z$ , die nicht nur von der Dunstschichtung, sondern auch von der Lichtwellenlänge abhängt. Beleuchtet nun das Sonnenlicht ( $E$ ), das beim

Passieren höherer Schichten schon geschwächt wurde, ein extingrierendes Element  $dM$  (Abb. 1), so wird das

zufolge Gl. [1] gestreute Licht auf dem Weg zum Beobachter in den unteren Schichten ebenfalls geschwächt. Für den Gesamtbetrag des am Beobachtungsort aus einer Blickrichtung kommenden Lichtes liefert nach

Abb. 1 das Trübungselement  $dM = \frac{d\mu}{\sin h'}$ , in leicht ersichtlicher Weise den Beitrag

$$dH = E_0 \cdot e^{-\frac{a\mu}{\sin h}} \cdot \Gamma_\mu^* \cdot \frac{d\mu}{\sin h'} \cdot e^{-\frac{a(1-\mu)}{\sin h'}} \quad [3]$$

$$= E_0 \cdot \Gamma_\mu^* \cdot e^{-\frac{a}{\sin h'}} \cdot e^{-a\mu \left( \frac{1}{\sin h} - \frac{1}{\sin h'} \right)} \cdot \frac{d\mu}{\sin h'}$$

Hierbei ist  $E_0$  die extraterrestrische bzw. subzonale Sonnenintensität,  $h'$  die Höhe des anvisierten Himmelspunktes über dem Horizont,  $h$  die Sonnenhöhe. Um die



mutwinkeldifferenz  $\delta$  zwischen Sonne und Himmelspunkt ergibt sich dann mittels der Beziehung

$$\cos \varphi = \sin^2 h + \cos^2 h \cos \delta \quad (h = \text{Sonnenhöhe})$$

der Streuwinkel  $\varphi$ , der ja Großkreiswinkel ist. Da  $\varphi$  nicht größer als  $180^\circ - 2h$  werden kann, muß man bei Sonnenhöhen  $h \leq 30^\circ$  messen, um die Streufunktion bis mindestens  $120^\circ$  Streuwinkel zu erhalten. —  $\varphi$  wird übrigens vom Sonnenrand aus gemessen; bei sehr kleinen Sonnenabständen sind besondere Untersuchungen nötig, um den Einfluß der Winkelausdehnung der Sonne auf den Verlauf der Streufunktion zu eliminieren (Mitteilung der Ergebnisse an anderer Stelle).

Die Messung von  $H(\varphi)$  ergibt nun direkt die Winkelabhängigkeit der SF  $I$ , und aus dem Verhältnis  $H(\varphi)/E \cdot M$  erhält man den Betrag von  $I(\varphi)$ . Ist die ganze Winkelabhängigkeit der SF bekannt, so läßt sich nach Gl. [2] der Betrag der Extinktion  $a$  errechnen. Wie schon angedeutet, ist jedoch in dem so bestimmten Wert von  $a$  auch die Mehrfachstreuung und der Erdbodenreflex enthalten; über deren Einfluß, aber auch eventuell über die Absorptionseigenschaften des Aerosols, wird man Auskunft erhalten können, wenn man Vergleiche mit dem aus Messungen der Sonnenstrahlung erhaltenen Extinktionskoeffizienten anstellt.

### Kapitel B

#### Die Theorie von Streufunktion und Extinktion.

##### 3. Definition der Streufunktion einzelner Partikel; Extinktionsfaktor.

Die im vorigen Kapitel untersuchte allgemeine Theorie der Strahlungsverhältnisse in der Erdatmosphäre führte auf einige Richtlinien, wie Messungen der atmosphärischen Streufunktion am günstigsten durchgeführt werden können. Nun sollen die theoretischen Kenntnisse über die Streufunktionen von Einzelpartikeln besprochen werden, da sich hieraus weitere Ansprüche an das Meßverfahren ergeben werden. Auch bei der Besprechung und Analyse der Meßergebnisse interessieren neben den Extinktionswerten die theoretischen Streufunktionen nach Absolutbetrag und Winkelabhängigkeit, und zwar für Partikel von Molekülgröße bis zur Größe von Wolkenelementen. Es sind deshalb zunächst noch die verschiedenen hierüber vorliegenden Rechenresultate kurz zu diskutieren. Dies um so mehr, als eine zusammenhängende und anschauliche graphische Darstellung der mathematisch mit verschiedenen Methoden zugänglichen SF verschiedener Bereiche des Wertes von  $q/\lambda$  ( $q =$  Partikelradius) noch nicht vorzuliegen scheint. Neuerdings sind nicht nur die Werte für Wassertropfen (Brechzahl  $n = 1,33$ ), sondern auch für Partikel mit Brechzahlen bis 2,0 nahezu vollständig bekannt. Dies ist wichtig, da wir zeigen werden, daß die optischen Eigenschaften des Dunstes sich nicht mit denen von Wassertröpfchen verstehen lassen.

Die Streufunktion  $I'$  eines dielektrischen, kugelförmigen Teilchens wird allgemein definiert und tabuliert als

$$I'(q, \lambda, \varphi, n) = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \left( \frac{i'_1 + i'_2}{2} \right) = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} i'(q/\lambda, \varphi, n) \quad [7]$$

$I'$  hat die Dimension  $\text{cm}^2 \cdot \omega^{-1}$  ( $\omega =$  Raumwinkeleinheit) und hängt wesentlich von  $q$ ,  $\lambda$  (in cm) und  $\varphi$  ab, doch spielt auch die Brechzahl  $n$  eine Rolle. — Vorausgesetzt wird, daß das primäre, die Streuung verursachende Licht nicht polarisiert ist. Die Streulichtkomponenten  $i_1$  und  $i_2$ , welche die in dieser Arbeit nicht interessierende Polarisation der Streustrahlen bestimmen, sind im allgemeinen — namentlich bei großen  $q/\lambda$  — mit Reihenentwicklungen komplexen Arguments umständlich zu berechnen. Allerdings lassen sich die Untersuchungen im Falle  $q \gg \lambda$

weitgehend vom Standpunkt der geometrischen Optik und der Beugungstheorie aus durchführen.

Die optischen Eigenschaften der Teilchen kommen in der Brechzahl  $n$  zum Ausdruck. Sie ist im allgemeinen Fall komplex,  $n' = n(1 - i\kappa)$  und von der Wellenlänge abhängig ( $i =$  imaginäre Einheit,  $\kappa =$  Absorptionsindex; Näheres s. Abschnitt 10). Zumindest im Bereich  $q \ll \lambda$  sind die Einflüsse des Wertes von  $n$  und  $\kappa$  auf SF und Lichtschwächung groß. Das atmosphärische Aerosol kann jedoch zunächst mit ausreichender Genauigkeit als nicht-absorbierend und kugelförmig angesehen werden. Wenige Kenntnisse hat man über den Einfluß der Form der Partikel auf die Streuung des Lichtes.

Zwischen dem Betrag der SF  $I'$  und dem Extinktionskoeffizienten  $a'$  gilt die schon angeführte Relation (Gl. [2]), sofern es sich um nichtabsorbierende Partikelsubstanz handelt. Die Extinktion  $a'$  eines Partikels läßt sich aber vorteilhaft auch auf seinen — nach unserer Definition doppelten — geometrischen Querschnitt beziehen; auf den doppelten Querschnitt deshalb, weil (im Beispiel großer Partikel) außer dem geometrischen Schatten nach dem Babinet'schen Prinzip auch das am Partikel gebeugte Licht nochmals denselben Streuquerschnitt bedingt. Es wird so

$$a' \lambda(q) = 2\pi \int_0^\pi I'(\varphi) \sin \varphi d\varphi = 2\pi q^2 \cdot Q(q/\lambda, n) \quad [8]$$

wobei  $Q (= 1$  für  $q/\lambda \rightarrow \infty$ ) der „Extinktionsfaktor“ ist;  $2Q$  wäre dann der „Streuquerschnitt“  $a'/\pi q^2$ . Der Verlauf von  $Q$  in Abhängigkeit von  $q/\lambda$  soll mit Extinktionsverlauf bezeichnet werden. — Hat ein Strahlungsmeßgerät einen endlichen Öffnungswinkel  $\bar{\varphi}$ , so wird die innerhalb dieses Winkels gestreute Strahlung zusammen mit der direkten Strahlung gemessen; nach obiger Gl. [8] wird dann die wirkliche Extinktion durch Integration von  $\bar{\varphi}$  bis  $\pi$  erhalten, für makroskopische Schatten ist deshalb  $Q = 0,5$ ,  $a = \pi q^2$ .

Bei allen graphischen Darstellungen theoretischer und gemessener Streulichtwerte (auch von Extinktionsfunktionen und der Größenverteilung des Aerosols) wird nach dem Vorschlag von Günther (5) das doppelt-logarithmische Koordinatensystem benutzt. Es erscheinen so Potenzfunktionen als Gerade. Neben praktischen Gründen (meist sind große Parameterbereiche zu überbrücken, Vergleichbarkeit von Kurven) ist nämlich wichtig, daß bei den theoretischen Beziehungen und den Meßergebnissen oft Potenzgesetze bestimmend sind und so leicht erkannt werden können. — Auch psychologisch dürfte wohl die Benutzung logarithmischer Koordination für  $H$  und  $\varphi$  bei der Darstellung der Himmelselligkeit gerechtfertigt sein. Denn für das Auge gilt mehr oder weniger ein logarithmisches Intensitäts-Empfindungsgesetz, und beim Bezug der Himmelsansicht auf den Sonnenort kommt einem Winkelgrad in Sonnennähe größeres Gewicht zu als in Sonnenferne ( $\log \varphi \sim d\varphi/q$ ).

Die graphische Darstellung des nach der Theorie oder nach Messungen von einzelnen Partikeln oder von polydispersen Aerosolen ausgehenden Streulichts soll auf zwei Arten durchgeführt werden.

Bei „Streuspektrum“, das hauptsächlich der Untersuchung des Absolutbetrags des Streulichts dient, wird dieser in Abhängigkeit von  $q/\lambda$  (bei den Messungen in Abhängigkeit von  $\lambda$ ) für bestimmte Streuwinkel  $\varphi$  dargestellt;  $q/\lambda$  bzw.  $\lambda$  ist also unabhängige Variable,  $\varphi$  Parameter. Die Bezeichnung Streufunktion (SF) soll nun einen engeren Sinn erhalten und dann benutzt werden, wenn die Abhängigkeit des Streulichts vom Streuwinkel  $\varphi$  für bestimmte Parameterwerte von  $q/\lambda$  bzw.  $\lambda$  gemeint ist. Dieser Darstellungsart wird bei der Diskussion und Analyse der Messungen (Größenverteilung des Aerosols) große Bedeutung zukommen.

4. Graphische Darstellung der Streulichtwerte für die Brechzahlen  $n = 1,33$  und  $1,50$  von  $\varrho/\lambda = 0,06$  bis  $25$  (Streuspektrum und Streufunktion).

Zunächst gibt Abb. 2 die Beträge der in Gl. [7] definierten  $i'$ -Werte in Abhängigkeit von  $\varrho/\lambda$  für einige Streuwinkel, also das „Streuspektrum“. Für  $n = 1,33$  gelten die Ordinaten des rechten Randes, für  $n = 1,50$  die des linken Randes. — Wie in der Schreibweise von Gl. [7] zum Ausdruck gebracht wurde, ist  $i'$  nur von dem Verhältnis  $\varrho/\lambda$  abhängig, dagegen hängt der Betrag von  $i'$  auch noch von  $\lambda$  selbst ab. Man darf deshalb bei der Darstellung von  $i$  ( $\varrho/\lambda$ ) den Radius  $\varrho$  bei festgehaltener Wellenlänge als variabel ansehen; umgekehrt wird, wenn Abb. 2 auch  $i'$  darstellen soll, die geringere  $\lambda$ -Abhängigkeit von  $i'$  (bei festem  $\varrho$ ) erst durch Bezug der eingezeichneten  $i$ -Werte auf geneigte Abszissen der Steilheit  $\frac{d \log i}{d \log \varrho/\lambda} = 2$  realisiert.

Um die Darstellung nicht zu überladen, mußten die bei  $\varrho > \lambda$  und  $\varphi \geq 20^\circ$  sehr starken, wellenartigen Schwankungen der Tabellenwerte, welche gelegentlich eine Zehnerpotenz erreichen, gemittelt werden (s.  $\varphi = 90^\circ$  bei  $n = 1,33$ ). — Im unteren Teil dieser Abbildung ist noch der Verlauf der Extinktionsfaktoren  $Q$  eingezeichnet.

Während diese Darstellung der „Streuspektren“ der Kenntnis der Absolutwerte des Streulichts galt, steht in den zwei folgenden Abbildungen nur die Winkelabhängigkeit des Streulichts, die eigentliche „Streufunktion“, zur Diskussion. Die in Abb. 3 gewählten Koordinatenmaßstäbe werden im folgenden zum Zweck einfacheren Vergleichs auch immer bei der Darstellung gemessener SF benutzt. In Abb. 4 ist der  $i$ -Maßstab stark verkleinert, um auch die Streufunktion großer Partikel für alle  $\varphi$  darstellen zu können.

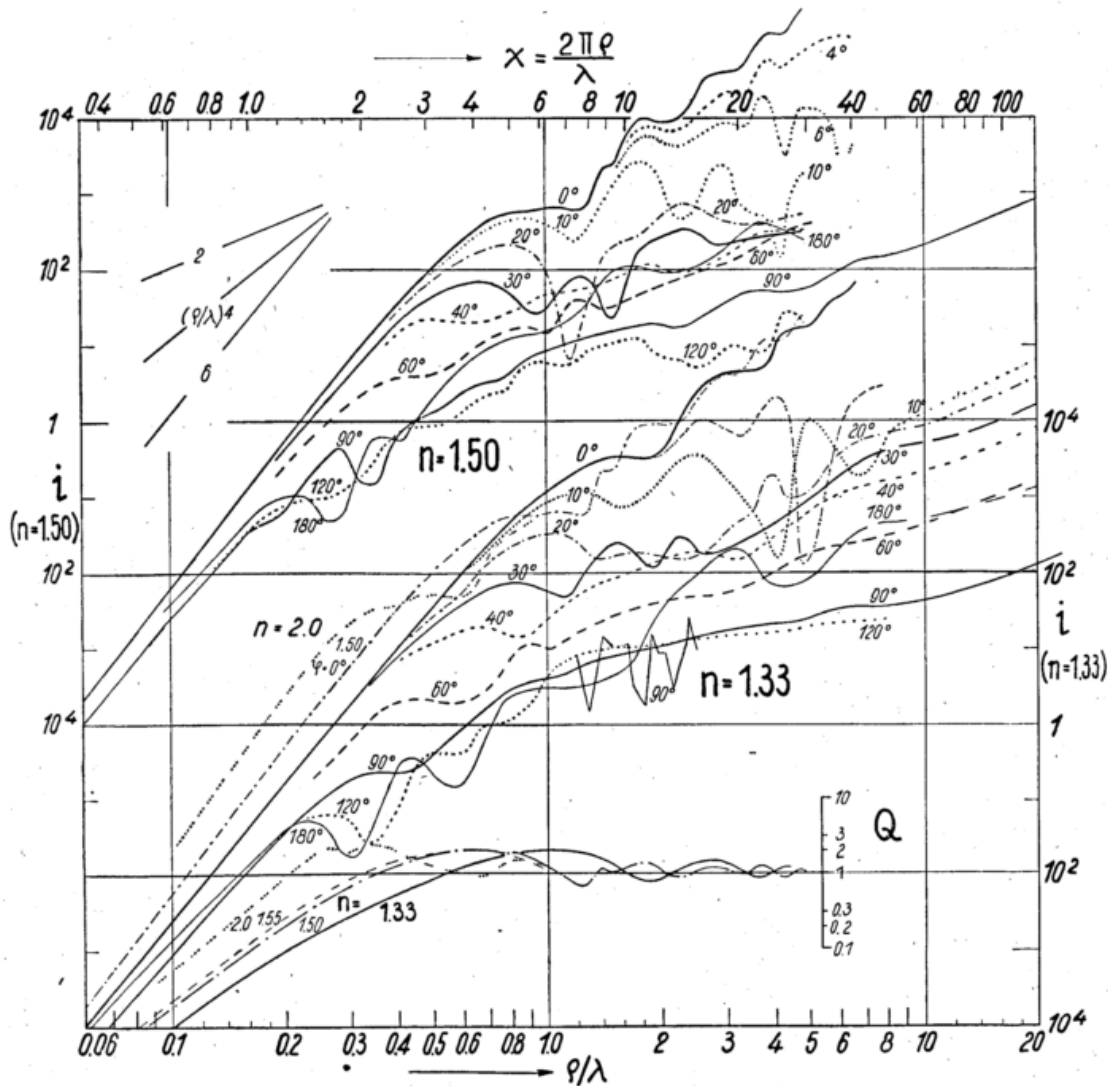


Abb. 2

Absolute Streulichtwerte  $i = \frac{i_1 + i_2}{2}$  (bzw.  $i = i_G + i_B$ ) in Abhängigkeit von  $\varrho/\lambda$  („Streuspektrum“) für verschiedene Streuwinkel  $\varphi$ . Brechzahl  $n = 1,33$  und  $1,50$ . Streulichtverlauf bei  $\varphi \geq 40^\circ$  und  $\varrho/\lambda > 6$  z. T. stark geglättet. Bei  $n = 1,33$  ist der SF-Bereich zwischen  $\varrho/\lambda = 6$  und etwa 20 interpoliert. Untere flachere Kurven: Extinktionsverlauf  $Q$  ( $\varrho/\lambda$ ).

(Bei den 2 untersten Zahlen am rechten und linken Rand fehlt irrtümlich das Minuszeichen im Exponent, also  $10^{-4}$  und  $10^{-2}$ )

Abb. 3  
Winkelabhängigkeit des Streulichts („Streu-  
funktion“) für verschiedene Werte von  $\rho/\lambda$ ,  
Brechzahl  $n = 1,33$  und  $1,5$ ,

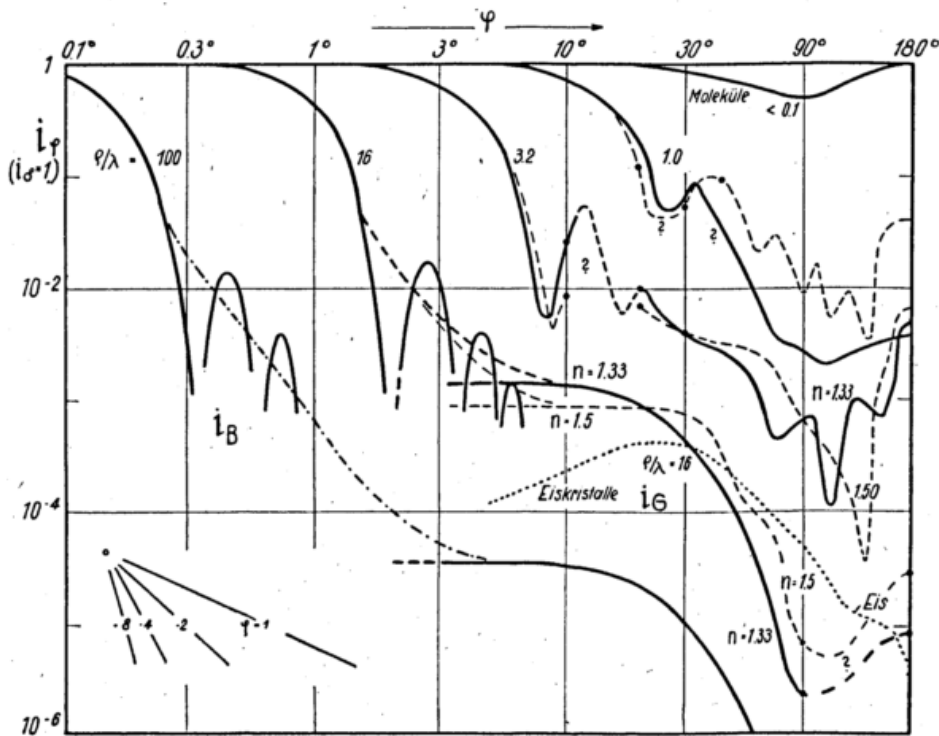
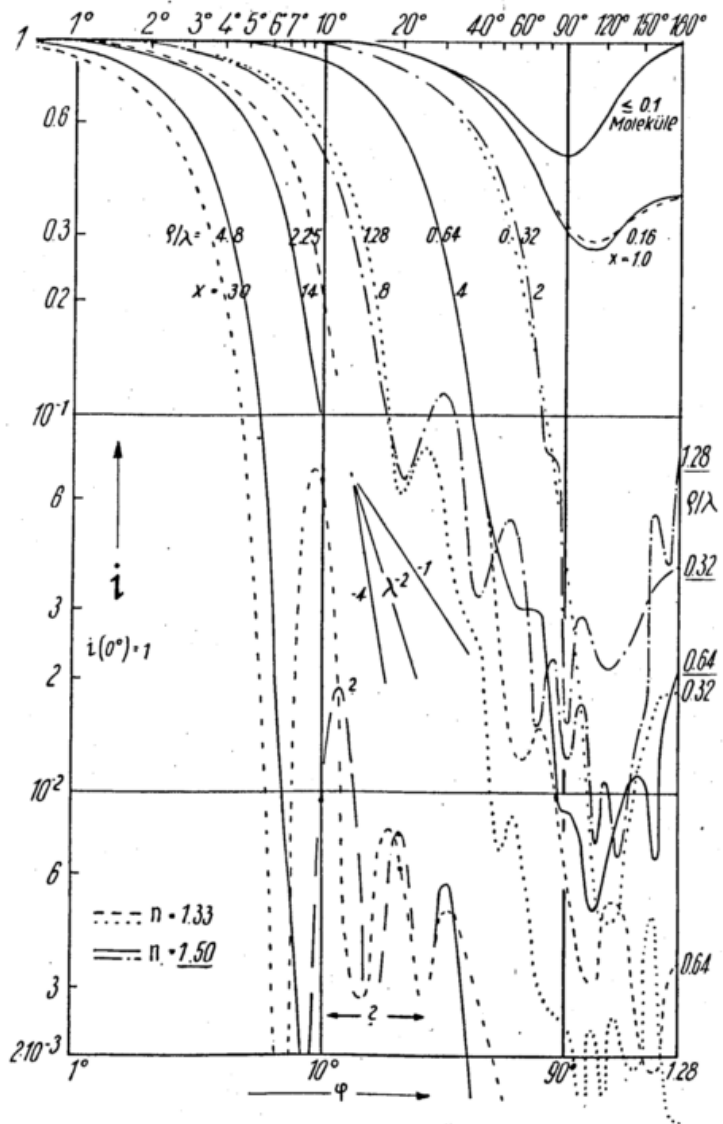


Abb. 4  
Streufunctionen für größere  
Partikel. Bei kleinen Streuwinkel-  
n ist die Beugung ( $i_B$ ) vor-  
herrschend, bei großen die Bre-  
chung und Reflexion ( $i_G$ ).  
—  $i_G(\varphi)$  für  $n = 1,33$ ,  
- - - für  $1,50$ ,  
... für Eiskristalle.

Für welche Brechzahlen sowie  $q/\lambda$ - und  $\varphi$ -Bereiche jetzt Streulichtwerte berechnet vorliegen, ist in Tab. 1 zusammengestellt (ohne spezielle Regenbogen- und

Glorientheorien). Die für die Abb. 2 bis 4 benutzten Werte sind unterstrichen.

Tab. 1

**Zusammenstellung der veröffentlichten Streulichtberechnungen** für kugelförmige Partikel mit  $n = 1,33$  bis  $2,0$ . Unterstrichene Werte wurden zur Zeichnung der Abb. 2 bis 4 benutzt.

Autor	n	$q/\lambda$	Winkelbereich
Blumer (6), Ray (7), Páranjpe (8)	1,33, 1,5	$\leq 1$	Einzelne SF, $0^\circ, 10^\circ, \dots$
Holl <sup>o</sup> (9)	<u>1,33</u> ,	$\leq 1$	$0, 10^\circ, \dots$
Lowan und Stratton (10) <sup>o*</sup>	<u>1,33</u> , 1,44, <u>1,55</u> , 2,0.	$\leq 1$	$0, 10^\circ, \dots$
Holl (11), de Bary (12)	<u>1,33</u>	$1 \leq 2,86$	$0, 30^\circ, \dots$
Mücke (13)	<u>1,33</u>	0,5 bis 4	$\varphi \leq 25^\circ$
Sljepcevič u. Mitarb. (14) <sup>o</sup>	<u>1,33</u>	$\leq 6,4$	$0, 1, \dots, 10^\circ, \dots, 20^\circ, \dots$
Gumprecht (14a)	1,33, 1,50	$\leq 64$	Nur $\varphi = 90^\circ$ .
Penndorf u. Goldberg (15)	<u>1,33</u> , <u>1,44</u> , <u>1,485</u> , <u>1,50</u>	$\leq 4,78$	$0, 1, \dots, 10^\circ, 20^\circ, \dots$
Wiener (16)	<u>1,33</u>	etwa $\leq 15$	beliebig $\left\{ \begin{array}{l} \text{Brechg. +} \\ \text{Reflexion,} \\ i_G \end{array} \right.$
Bucorius (17)	beliebig	"	
Bucorius (17) u. a.	unabhängig von n	$\geq 10$	beliebig $\left\{ \begin{array}{l} \text{Beugung} \\ \text{an Tropfen,} \\ i_B \end{array} \right.$

\* mit Extinktionswerten  
\* mit Extinktions- und Absorptionswerten

**5. Überblick über die Theorie des Streulichts von Partikeln  $q \ll \lambda$ ,  $q \gg \lambda$ , sowie Diskussion der graphischen Darstellungen.**

Zur Zeit der Durchführung unserer Untersuchungen waren jedoch im Bereich zwischen  $q/\lambda = 1$  und  $15$  für  $n = 1,33$  die Werte nur teilweise, für  $n \approx 1,5$  aber überhaupt nicht bekannt. Da die Analyse der Streulichtmessungen (Abschn. 4) und sonstige Messungen und Überlegungen (Abschn. 8) aber eindeutig ergaben, daß die Brechzahl des natürlichen Aerosols merklich größer als die des Wassers sein muß, mußten die allgemeinen Gesetzmäßigkeiten untersucht werden, um den Zwischenbereich näherungsweise interpolieren zu können; hierzu waren auch Analogien zu den etwas besser bekannten Verhältnissen bei  $n = 1,33$  wichtig.

Dieser Überblick über die Theorie soll nun in Verbindung mit der Diskussion der vorhergehenden Abbildungen das für unsere Betrachtungsweise Wesentliche knapp herausstellen (eingehende Studien geben v a n d e H u l s t (18) und S c h i r m a n n (19).

Die physikalische Interpretation der Streulichtvorgänge in den verschiedenen  $q/\lambda$ -Bereichen ist nicht gleich; das beeinflußt auch die mathematische Behandlung.

Solange  $q \ll \lambda$ , kann die Partikel als Dipol in einem elektromagnetischen Feld betrachtet werden. Nach Rayleigh ist dann die Winkelabhängigkeit der Streustrahlung gering; auch die Lichtschwächung ist wesentlich kleiner als dem geometrischen Querschnitt der Partikel entspricht, wächst aber sehr rasch mit  $q/\lambda$ .

Es gelten im Bereich  $q/\lambda \leq 0,05$  die Rayleighschen Beziehungen

$$i' = \frac{1}{2} (2\pi q/\lambda)^6 \left( \frac{n^2-1}{n^2+2} \right) (1+\cos^2 \varphi) \quad [9]$$

und

$$Q' = \frac{1}{3} (2\pi q/\lambda)^4 \left( \frac{n^2-1}{n^2+2} \right) \quad [9']$$

Für Luftmoleküle wird bekanntlich

$$\Gamma_{R\lambda}(\varphi) = \frac{3}{16 \cdot \pi} a_{R\lambda} (1+\cos^2 \varphi) \quad [10]$$

wo

$$a_{R\lambda} = \frac{32\pi^2 (n\lambda-1)^2 \cdot Z_R}{3 N \lambda^4} \approx 2,21 \cdot 10^{-2} \lambda^{-4,05} \quad [10']$$

Die letzte Beziehung, in der  $\lambda$  in  $\mu$  ausgedrückt ist, gilt im UV nicht mehr streng.  $\Gamma_{R\lambda}$  und  $a_{R\lambda}$  sind auf die Luftmasse  $M = 1$  bezogen; es bedeuten

- $n\lambda$  wellenlängenabhängige Brechzahl der Luft,
- $N$  Zahl der Moleküle pro  $\text{cm}^3$ ,
- $Z_R$  homogene Höhe der Molekülatsphäre  
( $= 7,99 \cdot 10^5 \text{ cm} \approx 8 \text{ km}$ );
- alle drei Werte für Normalbedingungen.

Nach C a b a n n e s (20) wäre noch die Anisotropie der Moleküle zu berücksichtigen. Dadurch würde obiger Extinktionswert um 7,4% erhöht. Es wird jedoch in der Arbeit mit dem ursprünglichen Rayleigh'schen Wert gerechnet, da sich die gemessenen Extinktionswerte nach G o e t z (27) und W e m p e (22) zwangloser deuten lassen. Auch eigene, noch unveröffentlichte Bearbeitungen der Smithsonian-Messungen sprechen hierfür, ebenso wie Arosers Spektrographenmessungen.

Ganz anders ist die Betrachtungsweise, wenn  $q \gg \lambda$ . Ein Teil des auf die Partikel auffallenden Lichtes wird gespiegelt, das eindringende gebrochen und z. T. wieder gespiegelt. Die Winkelverteilung dieses Streulichts ist nur von der Brechzahl, nicht aber von  $q/\lambda$  abhängig und läßt sich besonders bei Partikeln, die kugelförmig sind und aus nicht absorbierender Substanz bestehen, nach den Methoden der geometrischen (Strahlen-) Optik berechnen ( $i_G$ ).

So fanden Chr. Wiener (16) und Bucorius (17) für die Brechung und Reflexion an Wasserkugeln, also für  $n = 1,33$   $i'_G(0^\circ) = 4,09(2\pi q/\lambda)^2$  [11] und aus den von Bucorius (17) angegebenen Gleichungen

chungen ergibt sich für  $n = 1,50$   $i'_G(0^0) = 2,32(2\pi q/\lambda)^2$ . [11']

In Abb. 4, rechts unten, ist die — nicht von  $q/\lambda$  abhängige — relative Winkelverteilung des Streulichts  $i_G$  dargestellt, sie ist für beide Brechzahlen ziemlich gleich. Doch bestätigen Rechnungen für  $n = 2,0$ , daß wie auch bei kleinen  $q/\lambda$ , die Winkelabhängigkeit mit zunehmender Brechzahl geringer wird. Nach Angaben *Wieners* ist auch das von regellos orientierten Eiskristallen reflektierte und gebrochene Streulicht eingetragen. Es wurden sehr kleine Eiskristalle vorausgesetzt, so daß insbesondere der 22°-Halo infolge Beugung weitgehend verwaschen ist.

Im Winkelbereich der ausgesprochenen Vor- und Rückwärtsbeugung ( $\varphi$  nahe 0 und 180°) und z. T. beim Regenbogen sind jedoch Beugung und Interferenz maßgeblich, die Streulichtverteilung wird durch  $\varphi$  und  $q/\lambda$  bestimmt. Die Gesetzmäßigkeiten von jedem dieser Vorgänge lassen sich geschlossen darstellen. So gilt für das am Rand einer Kugel nach vorwärts gebeugte Licht  $i_B$  nach *Fraunhofer* und *Airy* (s. (23), vergl. auch (17))

$$i'_B(\varphi) = \frac{x^4}{4} \left( \frac{2J_1(z)}{z} \right)^2 \quad [12]$$

mit  $i'_B(0^0) = \frac{x^4}{4}$  (gültig für  $q/\lambda \geq 10$ ) [12']

wo  $z = 2x$  sind  $\varphi/2$ ,  $x = \pi q/\lambda$  und  $J_1$  die *Bessel'sche* Funktion 1. Grades ist. Wie *Bucerius* bestätigen konnte, ist  $i_B$  bei großen  $q/\lambda$  weitgehend von der Brechzahl unabhängig. — Die der Wellenlänge umgekehrt proportionale Winkellage der Maxima und Minima dieser bekannten Beugungsfigur bedingt bei „weißem“ Licht und einheitlicher Partikelgröße intensive Farberscheinungen, z. B. Wolkenkränze um Sonne und Mond.

$i_B(\varphi)$  ist nun in Abb. 4 für  $q/\lambda = 16$  und 100 eingetragen, und zwar mit dem Wert 1 für  $\varphi = 0^0$ . Man sieht gut, daß  $i_B$  und das Streulicht  $i_G$  der geometrischen Optik, dessen Betrag auf  $i_B$  bezogen wurde, in verschiedener Potenz von  $q/\lambda$  abhängen. Die Verhältnisse bei  $\varphi > 90^0$ , wo das Regenbogen- und Glorienstreulicht (17) größeren Einfluß haben, sollen hier nicht näher betrachtet werden.

Der Vergleich mit dem allgemeinen Verlauf des streng nach der *Mie'schen* Theorie berechneten Streulichts größerer  $q/\lambda$ -Werte, wofür die für  $q/\lambda = 3,2$  eingezeichneten SF durchaus charakteristisch sind, zeigt, daß hier schon gute Übereinstimmung mit dem Verlauf von  $i_B + i_G$  besteht.

Die vereinfachten Betrachtungen sind aber nicht mehr möglich, wenn  $q$  und  $\lambda$  von gleicher Größenordnung sind. Es muß vielmehr die strenge elektromagnetische Theorie nach *Rayleigh-Mie* herangezogen werden, um die in großem Abstand von der Partikel gültigen Streulichtwerte zu erhalten, welche aus den innerhalb und außerhalb der Partikel auftretenden Wellenfeldern von „Multipolen“ resultieren. Die Veröffentlichungen über diesen Bereich findet man in Tab. 1 zusammengestellt.

Nun noch eine nähere Betrachtung des Streuspektrums in Abb. 2, zunächst unterhalb des Geltungsbereiches von Gl. [11] und [12] ( $i_G$  und  $i_B$ ). Der Übergang von der Dipolstreuung ( $i \sim (q/\lambda)^0$ ) zur reinen Beugung bei kleinen  $\varphi$  ( $i_B \sim (q/\lambda)^4$ ) und zur geometrisch-optischen Streuung bei größeren  $\varphi$  ( $i_G \sim (q/\lambda)^2$ ) findet bei kleinen  $\varphi$  in der Gegend von  $q \sim \lambda$ , bei großen  $\varphi$  bei  $q \sim 0,3\lambda$  statt; das ist auch der Bereich, in dem für  $\varphi = 0^0$  die Beträge von  $i_B$  und  $i_G$  gleich werden. Bei  $\varphi = 0^0$  machen sich aber noch bis  $q/\lambda = 6$  interferenzähnliche Vorgänge, die *Mecke* (13) experimentell und theoretisch untersucht hat, stark bemerkbar. Interessant ist nun, daß zwischen

den Streulichtwerten bei  $\varphi = 0^0$  und dem Extinktionsfaktor  $Q(q/\lambda)$  eine recht enge Beziehung besteht; es nämlich in Erweiterung der Gl. [12']

$$i'(0^0) \approx Q \frac{x^4}{4} \quad \text{für etwa } 0,2 < q/\lambda \leq 6 \quad \text{und } n = 1,33 \text{ bis } 2 \quad [12'']$$

Das ist allerdings nicht verwunderlich, denn z. B. bei  $q/\lambda = 0,95$  und  $n = 1,33$  werden vom Streulicht, das innerhalb eines Kegels von  $\varphi = 10^0$  bzw.  $30^0$  (= 1. Beugungsminimum) gestreut wird, 33 bzw. 81% der gesamten Extinktion bedingt. Wie das Maximum des Extinktionsfaktors rückt also mit zunehmender Brechzahl der generelle Wechsel im Potenzgesetz der Vorwärtsstreuung zu kleineren  $q/\lambda$ -Werten.

Man erkennt schließlich aus der Abb. 2 auch, daß sich bei  $n = 1,33$  die fehlenden exakten Streulichtwerte oberhalb  $q/\lambda = 6,4$  leicht bis zu den ab  $q/\lambda = 15$  eingezeichneten Werten nach *Wieners-Fraunhofer* ( $i_G$  und  $i_B$ ) interpolieren lassen und daß deren genaue Gültigkeit etwa in diesem Bereich anfangen dürfte.

Bei Beginn der Untersuchungen waren die Schwierigkeiten, einen Überblick über das gesamte Streuspektrum zu erhalten, jedoch weit größer. Selbst für  $n = 1,33$  waren die Werte für  $1 \leq q/\lambda \leq 2,86$  nur von 30 zu 30° bekannt und für höhere Brechzahl ( $n = 1,55$ ) nur bis  $q = \lambda$ . Die oben skizzierten Betrachtungen waren deshalb von großem Nutzen. Die damit hinsichtlich der Größenverteilung des atmosphärischen Aerosols erzielten Ergebnisse änderten sich nach Zugrundelegung der noch bekanntgewordenen SF-Werte unwesentlich. Denn der Bereich um  $q = \lambda$  ist ausschlaggebend; auch kommt es bei der breiten Größenverteilung des atmosphärischen Aerosols nicht auf die Feinheiten, sondern die wesentlichen Züge im Verlauf der theoretischen Werte an.

Schließlich soll im Hinblick auf die Darstellung und Analyse gemessener Streufunktionen noch der obere Teil der Abb. 3 (und 4) näher betrachtet werden. Bis  $q \sim 0,3 \lambda$  herab sind die Streufunktionen einander sehr ähnlich und gehen — als Folge von  $i_B$  (Gl. [12] im wesentlichen durch Parallelverschiebung auseinander hervor, dies ist ein wesentlicher Grund für die Benutzung logarithmischer  $\varphi$ -Koordinaten. Allerdings besteht bei größeren  $q/\lambda$  ein merklicher Einfluß der Brechzahl (bei  $q/\lambda = 0,18$  haben aber selbst stark absorbierende Kohlepartikel keinen abweichenden Verlauf der Streufunktion (24)). Den konstanten Streulichtwerten im „Kern“ oder Zentrum der SF folgt dann nach einem Übergang ein sehr steiler Intensitätsabfall, der nur im Bereich  $q > \lambda$  durch Beugungsminima und -Maxima stärker unterbrochen wird. Im Übergangsbereich, wo der Abfall richtig einsetzt, kann man einen „Knickwinkel“  $\varphi_k$  (5) bestimmen; es ist näherungsweise  $\varphi_k = 9\lambda/q$ , gültig für  $\varphi_k \leq 30^0$  bzw.  $q/\lambda \geq 0,3$ .

Beleuchtet man Partikel einheitlicher Größe ( $q = \text{const}$ ) mit Licht verschiedener Spektralbereiche (z. B. mit „weißem“ Sonnen- oder Glühlicht), so entstehen bekanntlich farbige Beugungserscheinungen; die Abb. 4 zeigt, daß eine Folge farbiger Ringe (Wirkung der Beugungsminima und -maxima) bei  $q < 0,7 \lambda$  nicht mehr zu erwarten ist. Aber erst bei etwa  $q < 0,3 \lambda$  wird der dann sehr weite „Kern“ der Beugungserscheinung nicht mehr von einem rötlichen Saum umgeben sein, da sich die SF wegen der Annäherung an den Verlauf von  $1 + \cos^2 \varphi$  (Moleküle) nicht mehr ausreichend unterscheiden, wenn sich die Wellenlänge ändert (Grenzfall: die Molekülstreuung besitzt keine Farbdispersion).

Auch gilt die Beziehung  $q' = 0,61 \lambda_w / \sin \varphi_R$  (23) ( $\lambda_w = 0,56 \mu$ , „weißes“ Licht), die oft zur Bestimmung der Partikelgröße aus der Weite  $\varphi_R$  des 1. roten Beugungsringes von Aureolen\* angewandt wird, nicht für

\* Als Ort des 1. Beugungsminimums für  $\lambda_w$  angesehen.

sehr kleine Partikel. So ergäbe sich bei weiten Dunstareolen (Bishopringen) aus  $\varphi_R = 40^\circ$  ein  $\varrho' = 0,53 \mu$ , während unsere Analyse der gemessenen SF auf  $\varrho = 0,25 \mu$  führen wird ( $\varphi_R$  ist außerdem noch eine Funktion der Sonnenhöhe, s. Abschn. 23).

**6. Folgerungen für die Streulichtmessungen.**

Stellt man sich nun die Frage, ob ein mehr auf die Untersuchung des Streuspektrums oder der Streufunktion hinauslaufendes Meßverfahren für Aussagen von Größenverteilungen von Aerosolen zweckdienlicher ist, so wird die Entscheidung zugunsten der SF ausfallen. Die Diskussion eines Streuspektrums setzt nämlich die schwierige Messung der spektralen Zusammensetzung des Himmelslichts in Bezug auf die des Sonnenlichts in einem bestimmten Winkelabstand voraus, wie das z. B. bei den bisher beliebten Zenitlichtmessungen der Fall war. Dagegen kommt es bei der Analyse der SF in erster Linie auf die Kenntnisse der Winkelabhängigkeit des Streulichts bei einer Wellenlänge an. Schon die theoretischen Streuspektren (Abb. 2) haben bei jedem Streuwinkel einen relativ glatten, wenig charakteristischen Gang mit  $\varrho/\lambda$ , und da der Messung praktisch nur ein sehr kleiner  $\lambda$ -Bereich offensteht ( $\lambda_{0,7 \mu} : \lambda_{0,35 \mu} = 2$ ), können die spektralen Meßwerte eines bestimmten Streuwinkels nur über einen ebenso großen  $\varrho$ -Bereich Auskunft geben. Dagegen kann die Winkelabhängigkeit des Streulichts, die SF, relativ einfach im Streuwinkelbereich von Bruchteilen eines Grades bis über  $90^\circ$  gemessen werden ( $\varphi_{\max} : \varphi_{\min} \approx 100^\circ : 0,1^\circ = 10^3$ ). Hierbei ist außerdem noch jedem Streuwinkel ( $\varphi_k$ ) eine bestimmte Partikelgröße zugeordnet, die dort vorzüglich zur Wirkung kommt (s. Abschn. 20). Aus dem Verlauf der gemessenen SF kann deshalb die Größenverteilung eines Aerosols schon grob abgelesen werden. Es wird aber auch das spektrale Verhalten der Winkelabhängigkeit der SF von großer Wichtigkeit sein. Auch die Mitwirkung von Molekül- und Mehrfachstreuung läßt sich bei der Analyse der SF wesentlich leichter überblicken.

**7. Der Extinktionsverlauf bei verschiedenen Brechzahlen.**

Es wurde schon auf die Abhängigkeit des Extinktionsfaktors  $Q$  ( $\varrho/\lambda$ ) =  $a' / 2\pi\varrho^2$  ( $2Q$  = Streuquerschnitt) von der Brechzahl der Partikelsubstanz hingewiesen. So mag in Abb. 5 noch eine Zusammenstellung des Extinktionsverlaufs für verschiedene reelle (9), (10), (11), (25) und z. T. komplexe Brechzahlen (10) gegeben werden. Als nach rechts wachsender Abszissenwert ist entgegen unserem sonstigen Brauch  $\lambda/\varrho$  gewählt, so daß die Darstellung zeigt, wie bei einheitlicher Partikelgröße der spektrale Verlauf der Extinktion ist.

Im Bereich  $\varrho \gg \lambda$  bedingen das durch Reflexion und Brechung ( $i\mathcal{W}$ ) gestreute und das gebeugte Licht ( $i\mathcal{B}$ ) je einen Extinktionsbetrag  $\pi\varrho^2$ , sofern bei genügend kleinem Öffnungswinkel des Meßinstruments „totale“ Extinktion vorliegt (s. Gl. [8]). Bei abnehmendem Wert von  $\varrho/\lambda$  macht sich in erheblichen Schwankungen des Extinktionsfaktors der Einfluß der Eigenstrahlung der Partikel bemerkbar; auch ist die Brechzahl von Bedeutung. Doch lassen sich bei  $\varrho = \lambda$  recht stetige Beziehungen erkennen; so ist für  $n = 1,33$  bis  $n = 2$  der Verlauf des Extinktionsfaktors bei Benutzung von  $\varrho/\lambda \cdot (n-1)$  als Parameter annähernd deckungsgleich — besonders im Bereich des Hauptmaximums ( $\varrho/\lambda (n-1) = 0,33$ ). Der Betrag der Rayleigh-Extinktion ( $\varrho \ll \lambda$ ) wächst mit der Brechzahl (s. Gl. [9]).

Dagegen gelten bei Partikeln aus strahlungsabsorbierender Substanz, wie z. B. Metallstäuben und Kohlepartikeln, andere Gesetzmäßigkeiten. Die Brechzahl ist dann komplex:  $n' = n(1-i\kappa)$ . Der Absorptionsindex  $\kappa$

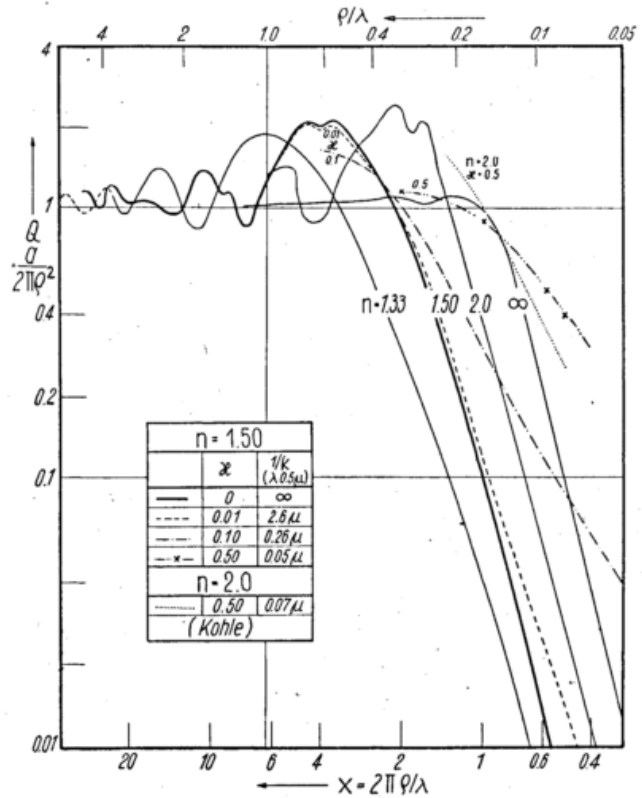


Abb. 5

Verlauf des Extinktionsfaktors  $Q = a'/2\pi\varrho^2$  für verschiedene Brechzahlen. Für  $n = 1,50$  ist auch der Einfluß verschieden stark absorbierender Partikelsubstanz wiedergegeben.

ergibt sich aus dem mikroskopischen Absorptionskoeffizienten  $k$  durch die Beziehung  $k = 4 \cdot \pi \cdot \kappa \cdot n / \lambda$ . Bezeichnen wir den Absorptionskoeffizienten einer Partikel hingegen mit  $a'_k$  (Lichtstreuung unberücksichtigt), so läßt sich bei schwacher Absorption, wenn also die „Reichweite“  $1/k$  der Strahlung in der Partikelsubstanz größer als  $\lambda$  ist (26),  $a'_k$  aus  $k$  mit guter Näherung einfach berechnen (27), (28):

$$a'_k = \frac{12 \cdot \pi \cdot \varrho^3 \cdot n \cdot k}{|n^2 + 2|^2} \approx 2,1 \cdot \pi \cdot \varrho^3 \cdot k$$

$$\text{da } |n^2 + 2|^2 \approx 18 \text{ für } 1,3 < n < 1,6 \text{ und } n\kappa \leq 1 \quad [14]$$

es ist also lediglich das im Strahlengang befindliche Gesamtvolum absorbierender Substanz maßgeblich. Sofern auch  $1/k \ll \varrho$  (also die Strahlung innerhalb einer Partikel nicht merklich absorbiert wird), darf man annehmen, daß für die durch Streuung verursachte Lichtschwächung nahezu der Wert  $a' = 2\pi\varrho^2Q$  bei reeller Brechzahl gilt. — Für die uns interessierenden Brechzahlen sind neuerdings (10) zur einfachen Berechnung der „Schwächungsfaktoren“ (auf  $2\pi\varrho^2$  bezogen, welche Extinktion (Streuung) und Absorption einschließen, auf Grund der strengen Theorie Potenzreihen für  $\kappa \leq 1$  und  $\varrho/\lambda \leq 1$  angegeben worden. So ist in Abb. 5 der Verlauf von  $Q'$  für  $n = 1,50$  und  $\kappa = 0,01, 0,1$  und  $0,5$  eingetragen\*. Bei  $\lambda 0,5 \mu$  entsprechen diese  $\kappa$ -Werte Licht-Reichweiten in der Partikelsubstanz von  $1/k = 2,6, 0,26$  und  $0,07 \mu$ . Sie könnten durchaus für einen Teil des atmosphärischen Aerosols in Frage kommen; bei Niederschlagsrückstand (s. Tab. 2) ist  $1/k$  in der Größenordnung  $10 \mu$ . — Die Darstellung zeigt nun, daß bei  $\kappa = 0,1$  trotz der zusätzlichen Absorption die Lichtschwächung in der Gegend des Hauptmaximums ( $\varrho = 0,6 \lambda$ ) merklich geringer ist als bei  $\kappa = 0$ ; somit muß auch der Betrag der Streustrahlung wesentlich kleiner sein als bei nichtabsorbierender Substanz, und man wird auch an-

\*) Soweit die Reihen konvergieren.

nehmen müssen, daß die Winkelabhängigkeit der SF verändert ist. Bei kleiner werdendem  $q/\lambda$  überwiegt dagegen die Absorptionswirkung stark die Verringerung der Streustrahlung; statt mit  $(q/\lambda)^4$  nimmt  $Q'$  mit  $(q/\lambda)^{1,8}$  ab. — Theoretische Untersuchungen von G ü t t l e r (29) über die Lichtschwächung von Partikeln, die aus einem absorbierenden Kern und einer Wasser- bzw. Eishülle bestehen, erfassen leider nur den uns kaum interessierenden Bereich  $q/\lambda < 0,05$ . Die eben besprochenen Beispiele zeigen ja auch, daß die Einflüsse der Absorption auf den Verlauf von  $Q$  in den Bereichen  $q \ll \lambda$  und  $q \sim \lambda$  ganz verschieden sind.

Natürlich ist  $Q'$  im allgemeinen Fall, wo  $k = 4\pi n \kappa / \lambda$  (und auch  $n$ ) eine vorgegebene Funktion von  $\lambda$  sind, für jeden Wert von  $q$  und  $\lambda$  zu berechnen; nur dann, wenn  $k \sim \lambda$  und  $n = \text{const.}$  wird auch  $\kappa$  konstant, so daß  $Q'$  wie im Falle nichtabsorbierender Partikel nur eine Funktion von  $q/\lambda$  ist. — Bei der besonders interessierenden Kohle (Rußpartikel!) ist  $k$  nahezu unabhängig von  $\lambda$ ; für Licht der Wellenlänge  $0,5 \mu$  beträgt die Reichweite  $1/k$  nur  $0,06 \mu$  ( $n' = 1,95 - i 0,66$ ) (24).

Diese kurzen Betrachtungen über absorbierendes Aerosol können vorläufig keine Anwendung bei den Untersuchungen finden, sie geben jedoch Anhaltspunkte über die Unsicherheit, die in der Benutzung von optischen Daten reeller Brechzahlen in der Optik des natürlichen Aerosols besteht.

Bei Vorliegen von Partikeln einheitlicher Größe (und bekannter, nahezu reeller Brechzahl) gelingt die optische Größenbestimmung durch Messung des spektralen Verlaufs der Extinktion und den Vergleich mit dem markanten und eindeutigen Verlauf von  $Q$  in der Gegend des Hauptmaximums bei  $q(n-1)/\lambda = 0,33$ . Solche Messungen an künstlichen Aerosolen wurden schon mehrfach durchgeführt, so von v o n d e m B o r n e (30)

(ohne Kenntnis dieser Theorie), von Sinclair und L a M e r (25) zur Prüfung der Theorie, und vom Verfasser (28), (31) (weitere experimentelle Untersuchungen noch vorliegend). — Da aber normalerweise nur wenig mehr als der sichtbare Spektralbereich der Messung zugänglich ist, beschränkt sich die Brauchbarkeit der Methode z. B. für  $n = 1,5$  auf den Größenbereich von etwa  $q = 0,5$  bis  $1,8 \mu$ . In anderen  $q/\lambda$ -Bereichen und besonders bei breiter Größenverteilung der Partikel, wie das fast immer für atmosphärisches Aerosol zutrifft, läßt sich hingegen die  $\lambda$ -Abhängigkeit der Dunstextinktion auch in größeren Spektralbereichen als Potenzfunktion darstellen. So gilt i. A. für den Dunst  $a_D \lambda \sim \lambda^{-\alpha}$  mit dem „Dunstexponenten“  $\alpha = 0,5$  bis  $2$  (Mittel  $1,3$ , vgl. A. A n g s t r ö m (32), (22). Ist  $q \gg \lambda$ , so wird  $\alpha \approx 0$  (z. B. bei Wolken).

Das im vorigen Abschnitt über spektrale Streulichtmessungen (Streuspektrum) Gesagte gilt also auch für spektrale Extinktionsmessungen: unter normalen Umständen lassen sich nur in einem Partikelbereich, der etwa dem benutzten Wellenlängenbereich entspricht, zweckvolle Aerosoluntersuchungen durchführen.

### 8. Die Brechzahl des natürlichen Aerosols und von Zigarettenrauch nach Refraktometermessungen.

Sofern das atmosphärische Dunstaerosol nicht einfach als aus Wassertröpfchen bestehend angesehen wurde, hat man z. T. noch einen Staubanteil mit der Brechzahl  $n = \infty$  berücksichtigt oder Tröpfchen gesättigter Salzlösungen ( $n = 1,38$ ) angenommen. Die sich zwingend aus unseren Analysen der gemessenen Streufunktionen (Abschn. 43) ergebenden Einsichten sollen nun, einer eingehenden Veröffentlichung vorgreifend, kurz von einer ganz andern Untersuchungsmethode her belegt werden.

Tab. 2 Brechzahlmessungen mit Abbé-Refraktometer an Niederschlagsrückstand (\* = Schnee), Zigarettenrauch, Salzen und Salzgemischen. Die Substanzen wurden in feuchtem Zustand dünn auf die Refraktometerfläche aufgebracht; Messungen nach Eintrocknen in reflektiertem und z. T. im streifend einfallenden Licht. s, d = scharfe bzw. diffuse Grenzlinien der Totalreflektion. Zigarettenrauch: der größte Teil der wasserlöslichen Substanz ist im Kühlrohr auskondensiert (i. w. Rauchgase); die mit dem Konimeter gesammelten Rauchpartikel bestehen fast nur aus benzollöslicher Substanz. (Manuskript-Auszug.)

Substanz	Refraktometer-Messung $n$ ( $f = 45-55^\circ$ )	Bemerkungen
<b>Niederschlag</b>		
10. 3. 1953	1,48	d
28./29. 3. 52*	1,52 <sub>s</sub>	s
5.+6. 9. 52	1,53	d
8./9. 2. 53*	1,53	dd
<b>Zigarettenrauch</b>		
I wasserlösliche Substanz	1,524	s
benzollösliche "	1,54	d
II wasserlösliche "	1,536 <sub>2</sub>	s
benzollösliche "	1,53 <sub>8</sub>	s
<b>Testsalze (rein)</b>		n nach phys.-chem. Tabellen:
NaCl	1,54 <sub>3</sub>	s
KCl	1,53	d
"	1,50	d
NaNO <sub>3</sub>	1,40 <sub>0</sub>	s-d
NH <sub>4</sub> Cl	1,40 <sub>3</sub>	d
(NH <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> (bleibt feucht)	1,42 <sub>1</sub>	s
<b>Testsalze (etwa 1:1 gemischt)</b>		
KCl+NaCl	1,53	d
NH <sub>4</sub> Cl+NaCl	1,54	d bis dd
" "	1,54 bis 1,63	dd

Wie die Tab. 2 zeigt, haben refraktometrische Messungen an Niederschlagsrückständen (filtriertes und eingedampftes Schnee- und Regenwasser), die wohl in guter Näherung als Dunstsubstanz angesehen werden können, meist deutliche Grenzlinien der Totalreflexion bei  $n = 1,53$  erkennen lassen. Auch eine Zusammenstellung der Brechzahlen von in Frage kommenden Substanzen (anorganische (33) und wohl auch organische Verbindungen) führt auf einen ebensolchen Schwerpunkt. Die für Zigarettenrauch erhaltene Brechzahl gilt sicher auch für den Rauch von Wald- oder Grasbränden, denn das bei diesen fehlende (wasserlösliche) Nikotin hat  $n = 1,524$ . Die Testmessungen an NaCl und KCl zeigen, daß die angewandte Untersuchungsmethode richtige Werte liefert; zu klären ist allerdings noch, wieso bei den drei anderen angeführten Salzen keine Übereinstimmung mit den phys.-chem. Tabellenwerten besteht (Doppelbrechung, hoher Wassergehalt); nach den Tabellen ziehen alle untersuchten Testsalze erst oberhalb 76—86% Luftfeuchtigkeit Wasser an. Über den Einfluß der Luftfeuchtigkeit auf  $n$  siehe Abschn. 25.

**9. Die reale Struktur des atmosphärischen Aerosols und die möglichen Einflüsse auf seine Optik.**

Es sei nun noch kurz auf die reale Struktur des atmosphärischen Aerosols in optischer Hinsicht hingewiesen, denn die theoretische Voraussetzung, daß Kügelchen aus homogener Partikelsubstanz definierter (reeller) Brechzahl vorliegen, ist sicher meist nicht erfüllt. Jede Partikel besteht chemisch gesehen meist aus verschiedenen, mehr oder weniger wasserlöslichen und hygroskopischen Salzen und unlöslichen Substanzen (Staub-, Kohle- und Rußpartikel); diese bilden einen „Mischkern“ (Junge (34), (35)), mehr in Gestalt eines Kristallhaufens als eines echten Mischkristalls. Im Partikel sind also innere Korngrenzen, und Brechzahlunterschiede in der Größenordnung 0,1 müssen angenommen werden, schon deshalb, weil viele in Frage kommende Kristalle (besonders Ammoniumsulfat) Doppelbrechung aufweisen. Bei geringer Luftfeuchtigkeit ist die Partikelform oft kristallin und scharfkantig, auch Flocken-Gebilde (Ruß) kommen vor (vergl. die Diskussion elektronenmikroskopischer Untersuchungen (35), (36)). Bei Luftfeuchten über etwa 70% besteht eine weitere Mischstruktur der Partikel, denn durch die Wasseraufnahme („Quellung“) bilden sich Lösungströpfchen mit einem festen Kern (s. Abschn. 25c).

Am bedenklichsten sind diese Abweichungen vom Idealzustand des Aerosols sicher im Bereich  $\rho/\lambda (n-1) = 0,33$ . Hier zeigt die Theorie, vor allem an Hand des Extinktionsverlaufs (Extinktionsmaximum), daß die Partikel besonders stark das Strahlungsfeld beeinflussen; auch die Brechzahl ist von wesentlicher Bedeutung (Abb. 5). Hinzu kommt, daß bei der normalen Größenverteilung des Aerosols Partikeln dieses Parameterwertes optisch größtes Gewicht zukommt.

**10. „Komplexe“ Streufunktion und Extinktion.**

Bisher wurden nur die theoretischen Streufunktionen  $\Gamma'$  bzw. die Extinktionskoeff.  $a'$  einzelner Partikel betrachtet. Natürliche und künstliche Aerosole besitzen aber in der Regel eine breite Größenverteilung. Sind in der als Einheit definierten optischen Masse (hier meist in der Luftmasseneinheit  $M = 1$ ), also in der vertikalen Einheitssäule,  $dN(\rho)$  Partikel der Größe  $\rho + d\rho$  enthalten, so wird

$$\Gamma_{\lambda}(\varphi) = \int \frac{\Gamma'(\rho/\lambda)}{\rho} dN(\rho) = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \int \frac{i(\rho/\lambda)}{\rho} dN(\rho) \quad [15']$$

und

$$a_{\lambda} = \int \frac{a'(\rho)}{\rho} dN(\rho) = 2\pi \int \frac{Q(\rho/\lambda)}{\rho} dN(\rho) \quad [15'']$$

Diese Größen sollen „komplex“ genannt werden. Wir

beziehen wie Junge (34) in der analytischen Fassung (und der graphischen Darstellung) der Größenverteilung des Aerosols die Teilchenzahl  $dN(\rho)$  auf  $d\rho/\rho = \text{const.}$  genauer auf  $d \log \rho$ ; es wird dann mit  $\mathfrak{N}(\rho)$ , der Verteilungsfunktion (von Junge „Teilchendichte“ genannt)

$$dN(\rho) = \mathfrak{N}(\rho) \cdot d \log \rho \quad [16]$$

Besondere Bedeutung werden die meist (wenn auch oft nur in bestimmten Radienbereichen) realisierten Fälle haben, in denen für das „Kernspektrum“  $\mathfrak{N}(\rho)$  eine Potenzfunktion gilt (beim natürlichen Aerosol ist  $\mathfrak{N}(\rho) \sim \rho^{-v}$  mit  $2 < v < 4$  angenähert), da dann für die spektralen Eigenschaften der komplexen SF und Extinktion einfache, aber wichtige Beziehungen bestehen.

Für  $\mathfrak{N}(\rho) = dN(\rho)/d \log \rho = c \cdot \rho^{-v}$  kann übrigens auch geschrieben werden  $dN/d\rho = c \cdot 0,434 \rho^{-(v+1)}$ .

**Kapitel C.**

**Die Meßgeräte und Einzelheiten der Untersuchungsmethoden.**

**11. Zusammenfassung der Zielsetzungen.**

Um einen klaren und umfassenden Einblick in die Optik des atmosphärischen Aerosols zu erhalten, hatten sich bisher für die Messung folgende Zielsetzungen und Bedingungen ergeben:

a) Die Messung der Himmelsstrahlung ist im Horizontalkreis der Sonne, bei Sonnenhöhen unter etwa 30°, durchzuführen.

b) Die SF ist in einem möglichst großen Streuwinkelbereich zu messen, also von etwa  $\varphi = 120^\circ$  bis an den Sonnenrand. Es ist zweckmäßig, bei Streuwinkeln zu messen, die nicht in linearer, sondern in geometrischer Progression zueinander stehen (entsprechend der doppeltlogarithmischen Darstellung der SF, Abb. 3 und 4).

c) Die SF soll möglichst für verschiedene Wellenlängen bekannt sein; dies wird sich als eine sehr wichtige Forderung herausstellen.

d) Die Kenntnis der spektralen Schwächung der Sonnenstrahlung ist unerläßlich.

e) Das Verhältnis der spektralen Strahlungsintensität zwischen Sonne und Himmel ist zu bestimmen.

Zum letzten Punkt ist noch eine Ergänzung anzufügen. In der Himmelslichtgleichung (S. 5)

$$H_{\lambda}(\varphi) = E_{\lambda} \cdot \Gamma_{\lambda}(\varphi) \cdot M \quad [6]$$

ist  $H$  die Strahlungsdichte des Himmels,  $E$  aber die Bestrahlungsstärke. Da jedoch bei unseren Meßmethoden die Strahlungsdichte der Sonne ( $S$ ) und des Himmels ( $H$ ) gemessen wird, soll  $E$  auch noch in dieses Maß umgerechnet werden, um so mehr als dieses für unseren zum Himmel gerichteten Blick (Blendung durch die Sonne) das Naheliegendere ist. — Würde die Sonne von der Erde aus gesehen den Raumwinkel  $\omega = 1$  am Himmel einnehmen, so wäre  $S = E$ . Da sie aber unter dem Raumwinkel  $\omega_{\odot} = d\pi \sin^2 \varphi_{\odot} = d \cdot 67,5 \cdot 10^{-6}$  erscheint, wird die über die Sonnenscheibe gemittelte Strahlungsdichte  $S = E/\omega_{\odot}$ ;  $\varphi_{\odot}$  ist der Winkelhalbemesser der Sonne, und der Faktor  $d (= 1,033$  im Perigäum) berücksichtigt die wechselnde Entfernung Sonne — Erde. Da bei unseren Messungen die Strahlungsdichte der Sonnenmitte ( $S^{\circ}$ ) erhalten wird, muß beachtet werden, daß diese wegen der (wellenlängenabhängigen) Randverdunklung der Sonne um den Faktor  $R > 1$  ( $M. Waldmayer$  (37) und s. Abb. 7) größer ist als  $S$ , also  $S^{\circ} = R \cdot S$ .

Die im Folgenden benutzte Form der Himmelslichtgleichung lautet somit

$$\frac{H_{\lambda}(\varphi)}{S_{\lambda}} = M \cdot \Gamma_{\lambda}(\varphi) \cdot \omega_{\odot}, \quad [6']$$

- $H_{\lambda}(\varphi)$  spektrale Strahlungsdichte des Himmels  
 $S_{\lambda} = S^{\circ}_{\lambda} R_{\lambda}$  mittlere spektrale Strahlungsdichte der Sonne  
 M Luftmasse im Höhenkreis der Sonne, in dem auch  $H(\varphi)$  gemessen wird.  
 $\Gamma_{\lambda}(\varphi)$  auf  $M = 1$  und Raumwinkel  $\omega = 1$  bezogene absolute Streufunktion (Luft + Aerosol)  
 $\omega_{\odot}$  Raumwinkel, den die Sonne einnimmt  
 (=  $67,5 \cdot 10^{-6}$ ).

Vor der Wiedergabe und Diskussion der Meßergebnisse sind nun die benutzten Geräte zu beschreiben und Einzelheiten über die Durchführung des Meßprogramms wie sie im Laufe zweier Jahre aus den Zielsetzungen heraus entwickelt wurden, darzulegen.

### 12. Spektrographische Messung der Sonnen- und Himmelsstrahlung in Arosa.

In erster Linie stand in Arosa der vorzügliche Ultraviolett-Quarzspektrograph von Schmidt und Haensch, mit Öffnung 1:10, Brennweite 60 cm, zur Verfügung (38). Er ist in Abb. 6 dargestellt; über dem Kollimatorrohr ist die Streulichtblende für Messungen am Sonnenrand (s. u.) zu sehen. — Durch Umbau der Kassettenhalterung und die Benutzung von panchromatischen Ilford-Platten (später Ultrarotplatten Kodak I-L) konnte der Spektralbereich von ca. 0,32 bis

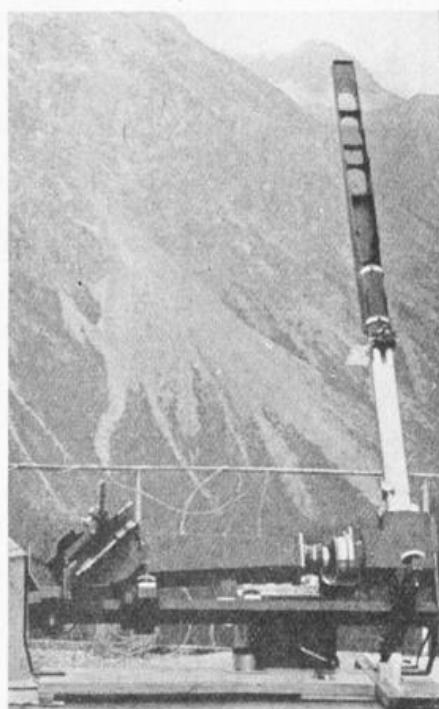


Abb. 6  
Großer Spektrograph mit Streulichtblende

0,63 bzw. 0,86  $\mu$  erfaßt werden. Es gelangte somit ein wesentlicher Teil des Spektrums der Sonnen- und Himmelsstrahlung in seinen Beziehungen zur atmosphärischen Trübung wohl in erstmaliger Vollständigkeit experimentell zur Untersuchung.

Die Messungen in Sonnennähe erforderten sehr stabile Aufstellung des Spektrographen und große Einstell- und Nachführsicherheit. Der Spektrograph wurde in

seiner horizontalen Achse drehbar gelagert; Anschläge und Schrauben ermöglichten die Feineinstellung des Höhenwinkels. In azimutaler Richtung war das Lager des Spektrographen auf Rollen leicht drehbar. Sonnenmitte und Himmelsstellen in kleinem Sonnenabstand konnten mit Hilfe eines Linsendiopters sehr genau eingestellt und nachgeführt werden.

Eine achromatische Quarzlinse (Brennweite 27 cm) bildete die Sonne bzw. die Himmelsgegend auf den Kollimatorschlitz ab. Die Verschiedenheit der Intensität der Lichtquellen (Sonne, Himmel und Eichlampe) und ihre bei der Größe des untersuchten Spektralbereichs auch sehr bedeutsame, recht unterschiedliche spektrale Zusammensetzung (hochstehende Sonne gab gleichmäßigste Schwärzung der Spektren) machten sorgfältige Lichtschwächung nötig, damit bei dem Umfang eines einzelnen Meßsatzes — etwa 20 Meßpunkte — mit möglichst wenig Aufnahmen brauchbarer Schwärzung auszukommen war. Einheitliche Belichtungszeit war nötig (bei den UR-Platten 30 sec.), um die photometrische Auswertarbeit zu vereinfachen (Schwarzschildeffekt), auch wurden Sonnen- und Himmelsstrahlung auf die gleiche Platte aufgenommen.

Die Schwächung des Sonnenlichts geschah anfangs durch eine vor der Objektivlinse angebrachte Lochblende mit 0,17 mm Radius, doch bei den besonders im Rot empfindlicheren UR-Platten wurden zwei Platin-Aufdampffilter in Kombination mit einer Spaltblende von 0,20 mm Weite benutzt. Da der rotierende Sektor, mit dem die weitere Abschwächung und der Ausgleich an die (besonders im UV mit der Sonnenhöhe sehr variable) Sonnenintensität vorgenommen wurde, im Strahlengang nach den Dispersionsprismen angebracht ist, mußte wegen der sehr engen Lichtbündel auf sorgfältige Justierung obiger Blenden geachtet werden. — Durch mikrometrische Ausmessung ließ sich die Durchlässigkeit der Lochblende genau errechnen, die geringe Verwischung des Sonnenbildes durch Beugung wurde berücksichtigt (nach Nagaoaka (39) war die Helligkeit der Sonnenmitte bei  $\lambda$  0,60  $\mu$  (0,30  $\mu$ ) um 7 (3,5)% vermindert). Bei der späteren Anordnung Spaltblende + Platinfilter wurde die Durchlässigkeit der Spaltblende ebenfalls mikrometrisch festgestellt und die spektrale Durchlässigkeit der einzelnen Pt-Filter spektrographisch bestimmt (s. Abb. 8b). Der Anschluß der Strahlungsdichte der Sonne an die des Himmels, der nach drei Messungen bei beiden Methoden übereinstimmte, dürfte bis auf einen Fehler von höchstens 4% gesichert sein. Da durch den Kollimatorschlitz (0,2 mm Weite) nur die Strahlung der Sonnenmitte hindurchtrat (Durchmesser des Sonnenbildes 2,35 mm), war noch die Randverdunkelung der Sonne zu berücksichtigen (Abschn. 11 und Abb. 7a).

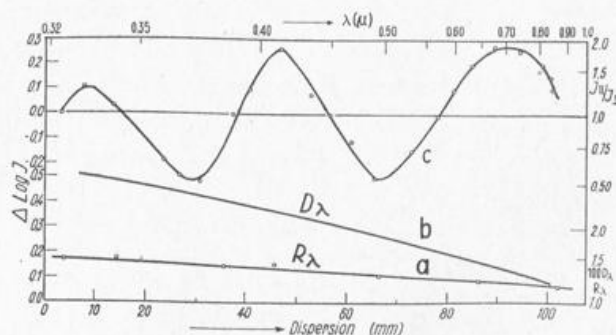


Abb. 7  
 a) Randverdunklung  $R_{\lambda}$  der Sonne; b) spektrale Durchlässigkeit  $D_{\lambda}$  der zwei Pt-Filter; c) Einfluß der Quarzprismen des Spektrographen auf unpolarisiertes Licht, das durch einen // und  $\perp$  zum Spektrographenschlitz orientierten Foucault'schen Polarisator gegangen war.

Um bei den ungünstigen Intensitätsverhältnissen des Himmelslichts in großem Sonnenabstand (sehr geringer Rotgehalt) größeren Schwärzungsspielraum auf den einzelnen Spektren zu erhalten, wurde für solche Aufnahmen der Spektrographenspalt stufenförmig ausgebildet (0,8 mm und Normalspaltweite 0,2 mm). Bei den Messungen in Sonnennähe wurde die Öffnung der Objektivlinse verkleinert; dies war ohnehin bei Benutzung der besonderen Streulichtblende nötig.

Da die Quarzprismen des Spektrographen polarisiertes Licht — also Himmelslicht in größerem Sonnenabstand — in sinusartig verfälschter spektraler Intensitätsverteilung wiedergaben (Abb. 7c; s. Götz (40), Bolla (41)) und es praktisch unmöglich gewesen wäre, bei fest zum Spalt orientiertem Polarisator von jeder Himmelsstelle zwei Spektren (Spektrograph II und I zur Polarisationssebene) aufzunehmen, wurden die Spektren nur bei den sechs Wellenlängen ausgewertet, die den Fehler nicht zeigten.

Der rotierende Sektor überschreitet die von Kodak angegebene kritische Frequenz zur Vermeidung des Intermitzeneffektes (100 Unterbrechungen je Aufnahme) fast um das Doppelte; auch bei Kontrolluntersuchungen wurden keine über der Auswertegenauigkeit liegenden Fehler festgestellt.

Die Eichspektren aller Platten wurden in gleicher Weise mit einer Philips-UV-Lampe (Fadènlampe mit UVglas-Kolben) unter Benutzung des rotierenden Sektors gewonnen (Spaltweite 0,04 mm, Wellenlängenmarken mit Hg-Lampe). Für jede der ausgemessenen, gleichmäßig über das Spektrum verteilten Plattenstellen wurde die Schwärzungskurve gezeichnet. Zur visuellen Schwärzungsmessung diente ein Töpfer'sches Mikrophotometer.

### 13. Extinktionsmessungen in Arosa.

Für genaue spektrographische Bestimmungen der Wellenlängenabhängigkeit der im Hochgebirge meist geringen Dunstextinktion waren die Bedingungen selten erfüllt (Tagesgang der Trübung nach Art und Stärke, Auswertegenauigkeit, ev. Temperaturabhängigkeit der Plattenempfindlichkeit und schwacher Intermitzen-effekt). Wenigstens konnte mit dem Michelson-Aktinometer immer  $T_K$ , der Trübungsfaktor für Kurzstrahlung gemessen werden ( $\lambda_{eff} \approx 0,45 \mu$ , Auswertung nach (1) Abb. 105 und (42)). Merklicher Ozon- und Wasserdampfeinfluß besteht in diesem Spektralbereich nicht. Die erhaltenen Werte stehen in recht guter Übereinstimmung mit einigen spektrographischen Messungen. — Auch  $T_L$ , der sonst mit  $T_R$  bezeichnete Trübungsfaktor für  $\lambda \geq 0,63 \mu$ , der allerdings auch Wasserdampfabsorption enthält, wurde nach (42) bestimmt. — Da im späteren Frankfurter Meßprogramm die spektralen Eigenschaften des Himmelsstreulichts und der Dunstextinktion immer gleichzeitig sehr genau bestimmt werden konnten, ist die Unvollständigkeit der Arosener Messungen von geringer Bedeutung.

### 14. Streulichtblende für spektrographische Messungen in Sonnennähe.

Bei bisher bekanntgewordenen Untersuchungen der Himmelselligkeit wurde meist nicht näher als 5 bis  $10^\circ$  an die Sonne herangegangen. Bei einigen Versuchen, die Helligkeitsverhältnisse bis zum Sonnenrand hin zu verfolgen, sind zumindest die Fälle sehr geringer Aufhellung nicht erkannt worden, da man die bis  $10^0$  mal intensivere Sonnenstrahlung nicht von der Optik des Instruments fernhielt und deshalb Linsen- und Blendenstreulicht mitgemessen hat (Staubpartikel und Kratzer auf der Linse; vergl. Einarrsson (43)). Die Sonnenforschung weiß seit Lyot dieser Schwierigkeit mit Ko-

ronographen (kleinster Sonnenabstand  $40''$ ) weitgehend zu begegnen. Da bei diesen Instrumenten erst das in der Brennebene des Objektivs erzeugte Sonnenbild ausgeblendet wird, ist die Güte des Objektivs ausschlaggebend. Systematische Meßreihen über Verlauf und Stärke des Himmelsstreulichts in Sonnennähe ( $2' < \varphi < 16''$ ) hat Günther (5) 1949 im Hochgebirge durchgeführt. Instrumentelles Streulicht ließ sich bei geringer Himmelselligkeit nicht ganz vermeiden; er schlug deshalb vor, derartige Messungen im Schatten von Blenden vorzunehmen — also gewissermaßen in Umkehrung des Koronographenprinzips —, so daß die Optik nicht von direkter Sonnenstrahlung getroffen wird und keine besonderen Anforderungen an die Linsengüte bestehen. Den Vorschlag noch etwas erweiternd, wurde für den Arosener Spektrographen eine Blendenanordnung entwickelt, die absolut streulichtfreie Himmelslichtmessungen bis  $12'$  an den Sonnenrand heran erlaubt.

Es folgt nun die Beschreibung der Streulichtblende: Solange — nach Abb. 8 — der Schirm  $B_1$  kein direktes Sonnenlicht auf die Eintrittsöffnung B (Objektivlinse L) gelangen läßt und außerdem das durch die Lage des Kollimatorspaltes KS bestimmte sonnennächste Lichtbündel, das zur Abbildung auf der photographischen Platte gelangt, nicht den Schirmrand tangiert, ist in

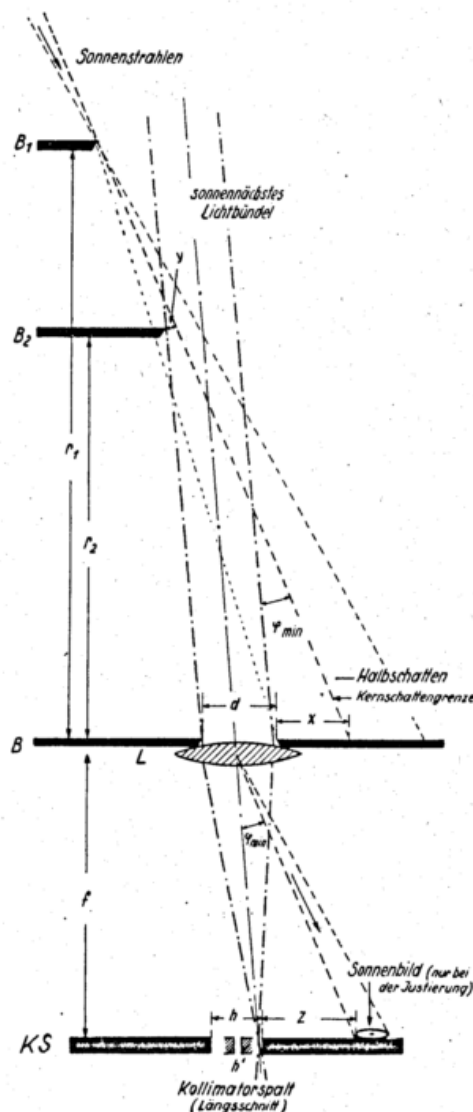


Abb. 8  
Spektrograph Arosa. Streulichtblende für Himmelslichtmessungen in Sonnennähe. Schnitt I zur Dispersionsrichtung.

nicht zu großer Sonnennähe die Messung möglich. Mit Annäherung an die Sonne rückt jedoch die Beugungsfigur der schmalen Rechtecköffnung B (Breite  $d = 1$  mm), welche von dem intensiver werdenden Beugungssaum des Randes von  $B_1$  herrührt, in der Kollimatorebene näher an den Kollimatorspalt heran, so daß besonders im Ultrarot, wo  $H/S < 10^{-6}$  sein kann und die Beugungsfigur auch große Winkelausdehnung hat, die sonnen nächsten Lichtbündel überstrahlt werden. Das Licht des Beugungssaumes kann aber durch eine sorgfältig justierte Blende  $B_2$  ( $B_1$  darf von der Öffnung B aus nicht mehr zu sehen sein, der Rand von  $B_2$  muß aber noch im Schatten von  $B_1$  bleiben) von B ferngehalten werden, womit das Ziel, auf die Spektrographenoptik kein unerwünschtes Licht gelangen zu lassen, erreicht ist.

Aus einfachen geometrischen Überlegungen ergibt sich für den kleinsten Winkelabstand des sonnennächsten Lichtbündels, das durch  $B_2$  nicht mehr vignettiert ist, vom Sonnenrand aus gemessen

$$\operatorname{tg} \varphi_{\min} = \frac{x+d-y}{r_2}, \quad [17]$$

$y$  ist der Abstand der vom Schirm  $B_1$  erzeugten „Kernschattengrenze“ vom Rand des Schirmes  $B_2$ , und  $r_2$  ist der Abstand zwischen B und  $B_2$ .

Erst nach Fertigstellung der Apparatur wurde mir Lyots fast gleiche Lösung des Problems für visuelle Photometrie am Sonnenrand ( $\varphi \geq 0,5^\circ$ ) bekannt; es wird dabei an Stelle der Streulichtblenden  $B_1$  und  $B_2$  eine schwach gebogene Planplatte benutzt, um zu verhindern, daß das Sonnenlicht „um die Ecke“ kann.

Zur Justierung der Blenden unseres Gerätes wird bei entfernter Blende B zunächst die richtige Lage des Sonnenbildes ( $z \geq f \cdot \operatorname{tg} \varphi_{\min}$ ), wo  $z$  der Abstand zwischen Spalt- und Sonnenrand ist und  $f$  die Brennweite von L) zum Kollimatorspalt mittels des am Spektrographen angebrachten Diopters fixiert, und dann werden die Blenden  $B_1$  und  $B_2$  mit Feinstellschrauben in die richtige Lage zur Blende B gebracht. Mit einem Papierstreifen kann schließlich das Verschwinden der durch  $B_1$  bewirkten Beugungserscheinung in der Kollimatorebene kontrolliert werden.

Nachführsicherheit, Justiergenauigkeit und benötigte Lichtstärke erlaubten, bei der selbstgebaute Blendenanordnung (s. Abb. 6)  $r_2 = 550$  mm,  $r_1 = 960$  mm und  $x = d = 1,0$  mm zu wählen (Öffnung der Blende B:  $1,0 \times 19$  mm), so daß Aufnahmen bis  $16'$  Abstand vom Sonnenrand gemacht werden konnten. Der Kollimatorspalt hatte für diese Aufnahmen die Länge  $h = 7,6$  mm (senkrecht zur Dispersionsrichtung) und wurde radial zur Sonne gestellt; eine Aufnahme erfaßte dann den in  $\log \varphi$  recht großen Winkelbereich von  $\varphi = 0,27^\circ$  bis  $1,5^\circ$  Sonnenabstand, was für die Auswertung sehr vorteilhaft war. — Die am Spektrographen fest montierten Streulichtblenden störten bei den normalen Aufnahmen des Himmels- und Sonnenlichts nicht, da hierfür nur die Mitte des Kollimatorspalts ( $h = 1,5$  mm) benutzt wurde.

Welche großen Fehler durch Nichtbeschatten der Eintrittsöffnung des Spektrographen entstehen, wurde einmal bei mäßiger Aufhellung des sonnennahen Himmels (24. 4. 1951, siehe Abb. 12 a auf S. 21) untersucht. Während mit der Streulichtblende die wirkliche Himmels-helligkeit im UV etwa mit  $H(\varphi) = \varphi^{-1}$ , in Gelb mit  $\varphi^{-0,4}$  verläuft, ergibt sich ohne Streulichtblende für das (Linsen-) Streulicht  $HL$  praktisch  $\lambda$ -unabhängig  $HL = \varphi^{-1,5}$ . Letzteres hat genau die spektrale Zusammensetzung des Sonnenlichts S, und zwar mit dem Betrag  $HL/S \approx 3 \cdot 10^{-4} S$  für  $\varphi = 2^\circ$  und fast  $100 \cdot 10^{-4}$  für  $\varphi = 20'$ , ist also 10 bzw. 100 mal intensiver als das Himmelslicht bei denselben Streuwinkeln.

Übereinstimmend hiermit ist bei den z. T. noch zu besprechenden Untersuchungen der Himmels-helligkeit in Sonnennähe, die ohne jegliche Vorsicht durchgeführt wurden, der Anstieg von  $H$  (d. h.  $HL$ ) zu etwa  $\varphi^{-1,5}$  gefunden worden; hingegen erhält man bei richtiger Messung auch im Tiefland selten einen steileren Anstieg von  $H$  als mit  $\varphi^{-1}$ . Bei Wolken (Wassertröpfchen, Cirren) ist es natürlich anders.

Bis in wesentlich geringeren Abstand vom Sonnenrand lassen sich nach dem gleichen Prinzip die Himmelslichtmessungen durchführen, wenn man größeren Schirmabstand wählen kann und auf gleichzeitige Messung in verschiedenen Spektralbereichen (Spektrograph) verzichtet. So wurde später in Frankfurt die Sonnenumgebung aus dem „Kernschatten“ eines weit entfernten Dachgiebels heraus photographiert; ein kleinster Sonnenabstand von  $1,5'$  ( $\approx 1/10$  des Arosers Wertes) ließ sich — ohne Benutzung der Doppelblende — oft erreichen. Über Meßverfahren und Ergebnisse wird an anderer Stelle berichtet.

### 15. Das Frankfurter Selenphotometer.

Da auf den Frankfurter photometrischen Filtermessungen neben mehreren speziellen Untersuchungen eine ganz neuartige Methode der Streulichtanalyse beruht und aus ihr mehrere wichtige Schlüsse gezogen werden, sind die meßtechnischen Probleme und Untersuchungen (Filterdurchlässigkeiten, Auswertung, Genauigkeit) etwas näher zu diskutieren. — Voll ausgenutzt wurden die Möglichkeiten des Instruments erst in der zweiten Periode des Frankfurter Meßprogramms, doch soll die Meßweise schon hier besprochen werden, um die Darstellung der Meßergebnisse nicht zu unterbrechen.

#### 15a) Das Instrument.

Ein Ballontheodolith (Objektivöffnung 40 mm  $\Phi$ , Brennweite 300 mm) wurde an Stelle des Okulars mit einem älteren Selenphotoelement von Lange sowie mit Filter- und Blendenanordnungen ausgestattet. Der Photostrom ist an einem empfindlichen Spiegelgalvanometer abgelesen worden (Empfindlichkeit etwa  $1,3 \cdot 10^{-9}$  Amp. pro Skalenteil;  $R_i = 100 \Omega$ ,  $R_{ap} = 450 \Omega$ ). Daß streng spektrale, immer einen großen Zeitaufwand erfordernde Untersuchungen nicht nötig sind, zeigten die Arosers Himmelslichtmessungen. —

Das Galvanometer war in der Nähe des Photometers im Freien aufgestellt und deshalb mit einem wirkungsvollen Windschutz versehen. Das Meßprinzip war, die Bestrahlung der Selenzelle durch passende Blendenwahl immer in der gleichen Grenze (wenigen Lux entsprechend) zu halten und dauernd mit der vollen Empfindlichkeit des Galvanometers zu arbeiten. Bei solchen Zellen sind allerdings erst weit oberhalb  $10^3$  Lux Nichtlinearität der Anzeige und starke Ermüdungserscheinungen festgestellt worden (44). Solche Mängel konnten im benutzten Meßbereich bei eigenen speziellen Untersuchungen nicht beobachtet werden, auch keine merkliche Temperaturabhängigkeit der Empfindlichkeit (für die ganze Meßanordnung, also Galvanometer + Photometer, ist sie bei  $25^\circ$  Temperaturdifferenz kleiner als 3%). Auch die Luftfeuchtigkeit hatte keinen Einfluß. Eine Reduktion der Skalenablesung war nicht nötig.

Das Gerät hatte einen maximalen Öffnungswinkel von ca.  $2,5^\circ$ ; bei den Himmelsstrahlungsmessungen in Sonnennähe wurde dieser jedoch durch eine Blende in der Brennebene des Objektivs in radialer Richtung zur Sonne auf  $0,3^\circ$ , in tangentialer Richtung auf  $1,5^\circ$  herabgesetzt. Durch sorgfältiges Beschatten der Eintrittsöffnung des Instruments mit einem an einem Stativ befestigten Schirm wurde instrumentelles Streulicht vermieden. Der kleinste Streuwinkel, bei dem so noch si-

cher gemessen werden konnte, war  $1^0$ , wenn die Objektivöffnung noch durch eine schmale Rechteckblende verkleinert war.

Die Sonnenstrahlung ließ sich mit Hilfe einer Objektivblende von 5 mm  $\phi$  und einer im Brennpunkt befindlichen, rückwärtig mit Mattglas bedeckten Lochblende (gleichmäßige Ausleuchtung der Photozelle!) von 0,4 mm  $\phi$  auf die normale Bestrahlungsstärke der Zelle abschwächen. Wie beim Aroscher Spektrographen wurde also die Strahlungsdichte der Sonnenmitte gemessen.

Der Faktor, mit dem die für die Strahlungsdichte des Himmels erhaltenen Galvanometerausschläge  $H$  zu multiplizieren sind, um sie auf die mit dem gleichen Filter gemessenen Werte  $S^0$  der Sonnenmitte beziehen zu können, wurde experimentell bestimmt. Zwei Meßreihen wurden mit dem Photometer selbst durch Kombination verschiedener Blenden und Lichtquellen (sonnenbeschienene Mattglasscheiben) durchgeführt; auch bei dreimaligem Vergleich mit einer photographischen Methode ergab sich für die benutzten Normalblenden (und Grünfilter):

$$H/S \text{ (absolut)} = k \cdot 8,00 \cdot 10^{-6} H/S^0 \text{ (Galvanometerausschläge)} \quad [18]$$

Die Genauigkeit ist etwa 2%. Der Zahlenfaktor erfährt noch Korrekturen  $k$  wegen der in den einzelnen Filterbereichen unterschiedlichen Durchlässigkeit des zur Messung der Sonnenstrahlung benutzten Mattglases und zum Bezug auf die mittlere Strahlungsdichte  $S = S^0/k = S^0/R$  der Sonnenscheibe (Randverdunkelung, s. S. 13).

Tab. 3

Korrektur für	Filter		
	Rot	Grün	Blau
Mattglas	1,14	1,00	0,91
Mattglas $\times$ Randverd. $R(=k)$	1,40	1,26	1,22

15b) Die Filter sowie Beispiele für Extinktionsmessungen.

Nach anfänglichen Messungen mit Orange-Filter (H und S) und Blaufilter (H) wurden erst bei Vervollständigung des Meßprogramms (Juli 1952) alle Untersuchungen systematisch mit Blau-, Grün- und Rotfilter gemessen. Mit dieser einfachen Methode ergaben sich besonders in Anbetracht der Schwierigkeiten bei den umständlichen Aroscher Spektrographenmessungen auch überraschend genaue Extinktionswerte, wobei besonders die Wellenlängenabhängigkeit der Dunstextinktion interessierte.

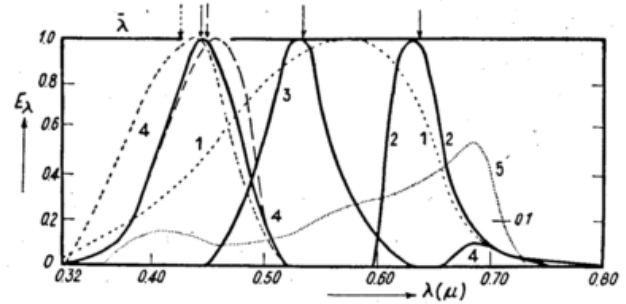


Abb. 9

Frankfurter Photometer.  
Relative spektr. Empfindlichkeit der Selenzelle (Kurve 1).  
Energieverteilung der zur Wirkung kommenden Strahlung bei Filter:  
RG1 (2) ; Grün (3)  
BG1 { vor Sonne,  $M = 2$  --- } (4)  
          { vor Sonne,  $M = 4,6$  ——— }  
          { Himmel ( $\varphi = 90^\circ$ ) ..... }  
Durchlässigkeit der Sonnenbrille . . . (anderer Ordin.-Maßst. (5))

Die spektrale Empfindlichkeit der Selenzelle (dem zugehörigen Prospekt der Lieferfirma entnommen) ist in Abb. 9 wiedergegeben. Es wurden folgende Schott-Strahlungsfiler (2 mm Dicke) verwendet:

Tab. 4

Filterbereiche des Photometers.  $\bar{\lambda}$  = effektive Wellenlänge,  $S_0\bar{\lambda}$  = nach Tab. 3 reduzierter Galvanometerwert für extraterrestr. Sonnenstrahlung. Koeffizienten der Molekülextinktion ( $a_{R\bar{\lambda}}$ ) und Ozonabsorption ( $a_{Ozon}$ ).

Spektralbereich	Filter	$\bar{\lambda}$ in $\mu$	$S_0\bar{\lambda}$	$a_{R\bar{\lambda}}(M^{-1})$	$a_{Ozon}$	Bemerkung
Grün G	RG 1	0.63 <sub>5</sub>	35	0.053	0.021	B = B* - 0,077 R
Rot R	11169	0.53 <sub>5</sub>	55 <sub>4</sub>	0.10 <sub>5</sub>	0.021	B = B* - 0,06 R
Blau B	BG 1	S: 0.44 <sub>5</sub> H: 0.42 <sub>5</sub>	69	0.23	—	

Die Durchlässigkeit des Rotfilters wurde den Katalogen entnommen, die der anderen Filter mit Spektrograph und Spektralphotometer bestimmt. — Zur Kenntnis der spektralen Schwerpunkte  $\bar{\lambda}$  der gemessenen Strahlung wurden die Durchlässigkeitswerte der Filter noch mit der Intensitätsverteilung von Sonnen- und Himmelslicht (1) sowie der Empfindlichkeit der Selenzelle multipliziert; die Ergebnisse sind in Abb. 9 eingetragen. Lediglich bei Blaufilter ist  $\bar{\lambda}$  beim Licht sonnenferner Himmelszonen merklich kleiner als bei Sonnenstrahlung. Bei Sonne und Himmel wurde jedoch einheitlich mit  $\bar{\lambda} = 0,44 \mu$  gerechnet. — Im Rot wurde das Blaufilter zunehmend durchlässig, doch nimmt hier die Empfindlichkeit der Selenzelle rasch ab. Nach Rechnung und Messung waren vom Blaufilter-Galvanometerauschlag  $B^*$  7,7% des Rotfilterwertes  $R$  abzuziehen (Reduktion praktisch unabhängig von Sonnenhöhe und Trübungsstärke), um den richtigen Blaufilterwert  $B$  zu

erhalten. Diese Reduktion machte bei hoher Sonne etwa 10% von  $B^*$  aus, bei tiefer ( $M \approx 7$ ) bis 30%, und dennoch zeigten die Extinktionswerte an günstigen Tagen selbst bei minimalster Trübung ( $Tr \approx 2$ ) keinerlei Tagesgang\*. — Bei Himmelstrahlung war der Reduktionsfaktor für das Blaufilter etwa 6%, konnte aber wegen des geringen Rotgehaltes des Himmelslichts oft vernachlässigt werden.

In den zur Messung gelangenden Filterbereichen ist keine Wasserdampfabsorption wirksam (schwache Banden nur bei  $\lambda$  0,59 und 0,70  $\mu$ ), aber die Ozonabsorption ist in Grün und Rot (Chappuis-Bande) mit  $a_{Ozon} = 0,021$  für 0,25 cm Ozon (Sommermittel) zu berücksichtigen.

\*) Die spätere Hinzunahme eines UV-Filters ( $\bar{\lambda}$  0,38  $\mu$ ) bestätigte die Richtigkeit der Reduktion.

Die extraterrestrischen Filterwerte der Sonnenstrahlung ( $S_0\lambda$ ) konnten im Laufe der einjährigen Messungen mehrmals gleichlautend bestimmt werden; im Rahmen der Genauigkeit (ca. 2%) konnte keine Alterung der Zelle festgestellt werden. Die  $S_0\lambda$ -Werte (für mittlere Sonnenentfernung gültig) sind in Tab. 4 aufgeführt, ebenso die Molekül-Extinktionswerte.

In der Tab. 5 werden nun noch auszugsweise einige bei sehr verschiedenen Sonnenhöhen bestimmte Werte des Dunst-Extinktionskoeffizienten  $a_{D\lambda}$  und die daraus graphisch abgeleiteten „Dunstexponenten“,  $\alpha = \frac{-\Delta \log a_{D\lambda}}{\Delta \log \lambda}$ , (s. Abschn. 7) sowie der Trübungsfaktor  $T_R = a_{D\lambda} / a_{Rayl, \lambda}$

Tab. 5

**Beispiele für Extinktionsmessungen.** (Se-Photometer)  
Extinktionskoeff.  $a_{D\lambda}$  für Dunst, Dunstexponent  $\alpha$  und Trübungs-  
faktor  $T_R$  für  $\lambda = 0,63 \mu$ .

Datum	21. 7. 1952				3. 8. 1952		
Zeit (MEZ)	1250	1400	1738		1710	1840	1928
Luftmasse M	1,17	1,29	2,42		2,24	4,55	10,0
R	.09 <sub>7</sub>	.10 <sub>3</sub>	.11 <sub>5</sub>	.11 <sub>5</sub>	.14 <sub>7</sub>	.14 <sub>7</sub>	.14 <sub>2</sub>
G	.15	.14 <sub>0</sub>	.15 <sub>6</sub>	.14 <sub>5</sub>	.17 <sub>3</sub>	.19 <sub>6</sub>	.19 <sub>6</sub>
B	.24 <sub>1</sub>	.24 <sub>1</sub>	.23 <sub>5</sub>	.23 <sub>7</sub>	.30 <sub>3</sub>	.30 <sub>4</sub>	—
$\alpha$	2,3		1,8		1,9		
$T_R$	2,9 <sub>0</sub>	2,9 <sub>4</sub>	3,1 <sub>7</sub>		3,7		

wiedergegeben. Die Trübung war an diesen Tagen recht konstant und für Frankfurter Verhältnisse ausnehmend gering (frische Kaltluft), so daß sich gut die Genauigkeit der photometrischen Messungen zeigen läßt. Bemerkenswert ist, daß am 21. 7. 1952 im Laufe des Nachmittags die Rottrübung zunimmt, die Blautrübung abnimmt. — Bei einigen Meßreihen wird bei  $M \geq 8$  der  $\alpha$ -Wert deutlich geringer, was offenbar durch geringen Wasserdampfeinfluß (Rotfilter) und Verschiebung der  $\lambda$ -Werte verursacht ist. — Jedenfalls scheint diese photometrische Methode bei der Messung der Kennwerte der Dunstextinktion aktinometrischen Methoden weit überlegen zu sein; der große Einfluß der Wasserdampfabsorption läßt sich bei letzteren bekanntlich nur schwer eliminieren.

### 16. Weitere Meßgeräte.

In Arosa wurden viele SF-Messungen auch mit dem sonst zur Bestimmung des atmosphärischen Ozons dienenden Dobs on'schen lichtelektrischen Spektral-photometer gemacht. Es wurde zu diesem Zweck mit einem Umlenktubus und Blenden versehen, so daß in gleicher Weise wie mit dem Spektrographen im Horizontalkreis gemessen werden konnte ( $\varphi_{\min} = 2^\circ$ ). Dem Vorteil, die sehr genauen Messungen rasch auswerten und deshalb noch mit den Augenbeobachtungen vergleichen zu können, stand allerdings der Nachteil gegenüber, daß die längste nutzbare Wellenlänge von  $0,45 \mu$  noch fast im UV liegt, wo das Streulicht des Dunstes sich noch wenig vom dem der Moleküle abhebt.

### 17. Visuelle Himmels-Beobachtungen.

Großer Wert wurde auf den Vergleich der gemessenen SF mit Augenbeobachtungen gelegt. So können die drei festgestellten Trübungstypen sogar bei geringer

Hochgebirgstrübung mit etwas Übung recht eindeutig auch visuell erkannt werden, so daß sich in meteorologisch-synoptischer Hinsicht Messungen erübrigen. Tatsächlich wurden in Frankfurt nach einem Vierteljahr sehr systematischer Messungen und Beobachtungen nur noch stichprobenartig SF-Messungen gemacht.

Die Ursache für die sichere Unterscheidbarkeit der Trübungstypen (und ihrer Übergangsstufen) liegt wohl weniger in der Winkel- und Wellenlängenabhängigkeit der SF (Helligkeitsverlauf) als in dem damit verbundenen unterschiedlichen Verlauf des Farbeindrucks mit Annäherung an die Sonne. Es ist ja bekannt, daß das Auge gegenüber stetigen Helligkeitsveränderungen auf einer Fläche großer Winkelausdehnung weit weniger empfindlich ist als gegen Änderungen des Farbtones (47). Allerdings kann auch die Art des Helligkeitsverlaufs ausreichen, denn auch am Vollmondhimmel läßt sich der Trübungstyp noch gut erkennen.

Da Blau die Grundfarbe des Himmels ist, wird nicht verwunderlich sein, daß deren Zurückdrängen durch Benutzen eines geeigneten Farbfilters die Farb- und Helligkeitskontraste am Himmel bedeutend erhöht. Braunrote „Sonnenbrillen“ mit gegen Grün und Blau stark abnehmender Durchlässigkeit sind sehr günstig; die normalen käuflichen Filter sowie Neophangläser bringen wenig Nutzen. Nicht unwichtig ist auch, daß die Filter die Helligkeit der sonnennäheren Himmelszonen, die bei normaler Tieflandtrübung nahezu die Blendungsgrenze ( $10^6$  Apostilb) erreicht, herabsetzen.

Über die Höhenverteilung des atmosphärischen Dunstes läßt sich durch die Beobachtung der Schlagschatten von sonnennahen Wolken im Dunst meist leicht ein Eindruck gewinnen.

Einige Streufunktionen wurden auch durch Auswertung von Aufnahmen mit einer gegen den Zenit gerichteten AEG-Weitwinkel-Kamera (Gesichtsfeld etwa  $200^\circ$ , Öffnungsverhältnis 1:50 und Brennweite 12 cm) erhalten (s. S. 20 u. S. 33). Im Strahlengang der Kamera war ein RG-1-Filter eingefügt, und — wie bei allen unseren photographischen Untersuchungen — wurden die panchromatischen Platten mit zeit- und spektralrichtigen Schwärzungsmarken versehen. Die großen Linsenflächen der Kamera mußten zur Vermeidung von Reflexlicht natürlich auch sorgfältig vor direktem Sonnenlicht geschützt werden. Es würde in etwa 3 m Abstand von der Kamera ein Schirm passender Größe gehalten. Die photometrische Auswertung der Platten erfolgte wie sonst im Höhenkreis der Sonne.

Neuerdings erwies sich ein Kugelspiegel nicht nur zum Festhalten der allgemeinen (45) und der für unsere Untersuchungen wichtigen speziellen Himmelsfarben (und des Purpurlichtes) mittels Farbfilm (46) als sehr vorteilhaft, sondern auch zu visuellen Beobachtungen.

Einige Messungen wurden auch mit einer Scheinwerferanordnung ausgeführt. Sie gestattet bekanntlich, die Streufunktion kleiner getrübler Volumelemente (boden-nahe Luftschicht) zu bestimmen. Es entfällt hierbei die Mehrfachstreuung, sofern bei nicht zu starker Trübung gemessen wird, auch bestehen keine witterungsbedingten Einschränkungen wie bei der Messung der Himmelsstrahlung. Hauptziel unserer Messungen war jedoch vorläufig, die SF der bodennahen Trübung in dem Winkelbereich zu messen, der bisher großzügig extrapoliert worden war (s. Abschn. 35). Die photographische Durchführung der Messungen wird an anderer Stelle beschrieben.

Teil II.

Die Meßergebnisse im Hochgebirge und Tiefland.

Nach den vorbereitenden Darstellungen von Theorie, Meßverfahren und Meßgeräten sind nun die charakteristischen Ergebnisse der zahlreichen Messungen mitzuteilen. Bei den Beschreibungen wird eine Einteilung in drei Trübungstypen (A, B, C) durchgeführt. Schon im Hochgebirge (1950/51) zeichneten sich diese Typen in Messung, Beobachtung und Wetterzusammenhang ab, doch erst die deutlichere Ausprägung im Tiefland, besonders aber die systematische Verbindung von Theorie und Messung (1952) ergab die klare Übersicht. — Eine zusammenfassende Beschreibung der Typen wird in Abschn. 34, eine graphische Übersicht über Streufunktion und Aerosol-Größenverteilung in Abb. 31 gegeben; Himmelsansichten nach Farbphotographien (Kugelspiegel) finden sich in (46).

Kapitel D

Himmelslichtmessungen im Hochgebirge (Arosa).

Es mag angebracht sein, zunächst die Lage von Arosa zu skizzieren (48): Nördlich des Alpenhauptkammes liegt — rings von 2500 m hohen Bergen umgeben — Arosa in 1800 m Höhe (Observatorium in 1860 m) in einem relativ engen Tal, das steil in nördlicher, dann westlicher Richtung zum Rhein hin abfällt. Im Winter bewirken die schneebedeckten Berghänge auch tagsüber einen kräftigen Talabwind, und im Sommer ist bei Strahlungswetter der Luftaustausch zwischen dem Tal und den höheren Schichten stark. Das Observatorium liegt ziemlich außerhalb des locker gebauten Ortes und hat zudem Hanglage. Dunst- und Rauchansammlungen kommen kaum vor (soweit es sich bei ersteren nicht um meteorologische Vorgänge handelt!). — Es ist so die Gewähr gegeben, daß die Himmelslichtmessungen i. A. die Trübungsverhältnisse der über den Alpen befindlichen Luftschichten wiedergeben und besonders im Winter für die freie Atmosphäre in ca. 2 bis 4 km Höhe charakteristisch sind. — Die Bergschale, in der Arosa liegt, verstärkt bei Winden aus Sektor S bis W noch die Föhnwirkung des Alpenkammes. Dagegen muß bei Wetterlagen mit Winden aus NW bis NE (Kaltluft) das Absinken innerhalb der Luftmassen kräftig sein, wenn keine starken Stauerscheinungen auftreten sollen.

18. Normale Hochgebirgstrübungen.

Zuerst wenden wir uns bei der Besprechung der Hochgebirgsmessungen den Fällen mit schwacher Dunsttrübung zu. Besonders an Hand einiger Ergebnisse, die in der kalten Jahreszeit gewonnen wurden, läßt sich die Frage klären, inwieweit die atmosphärische Streufunktion (SF) sich dem bekannten Verlauf der Molekülstreuung nähern kann. In den spektrographischen Untersuchungen kommt auch der Einfluß des variablen Verhältnisses von Dunst- und Molekülstreuung zum Ausdruck, dann läßt sich aber auch die Einwirkung von „Fremdstrahlung“ — Schneereflex und Himmelsstrahlung — studieren. Da diese letzteren Strahlungsanteile sich nur unsicher angeben lassen, werden prinzipiell an den Meßwerten keine entsprechenden Reduktionen vorgenommen.

18a) Streulichttyp B.

Zunächst sei eine Meßreihe vom 4. 3. 1951 besprochen. Sie dürfte in Hochgebirgshöhe für winterliche Kaltluft charakteristisch sein (Trübungstyp B).

Wetterlage: Seit Tagen stark ausgeprägtes Höhentief über Mitteleuropa, mit Kern über den Alpen. Bei in Alpenhöhe anhaltenden südöstlichen Winden am 4. 3. mäßiges Absinken in der hochreichenden Kaltluft arktischen Ursprungs (Grönland). Aktinometrische Trübung relativ groß,  $T_K = 1,52$  (in Abb. 10 steht irrtümlich  $T_K = 1,92$ ).

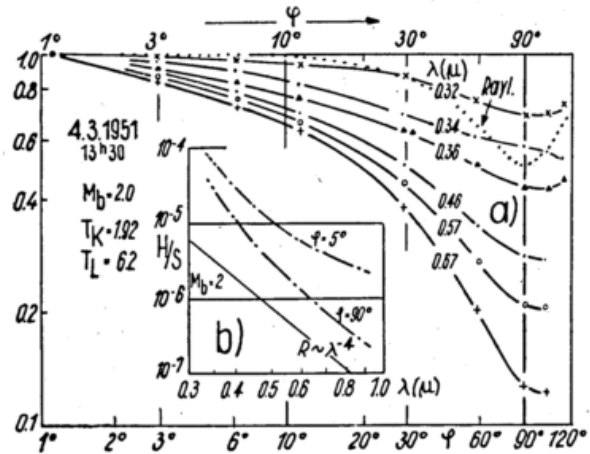


Abb. 10

Himmelslichtmessungen in Arosa, SF-Typ B (winterliche Höhenkaltluft). a) relativer Verlauf der Streufunktion ( $I'(1^\circ) = 1$ ) b) H/S-Spektrum für zwei Streuwinkel ( $\varphi = 90$  u.  $5^\circ$ ).

In der Abb. 10a ist in derselben doppellogarithmischen Darstellung wie Abb. 3 für verschiedene Wellenlängen der relative Verlauf der Winkelabhängigkeit des Streulichts wiedergegeben (Meßprinzip nach Abschn. 11, S. 11). Im UV zeigen diese SF sehr flachen Verlauf, bei  $\lambda 0,32 \mu$  ist das Himmelslicht sogar fast unabhängig vom Streuwinkel — jedenfalls flacher, als nach der bisher dargestellten Theorie möglich wäre. Das zeigt der eingezeichnete Verlauf der Molekül-SF. Die Verflachung wird also durch Fremdstrahlung verursacht: durch die im UV besonders große Strahlung des Himmels selbst (Sekundär- und Mehrfachstreuung), sowie an diesem Wintertag durch das vom Schnee reflektierte Sonnen- und Himmelslicht, das durch die Atmosphäre in die Blickrichtung gestreut wird. — Mit zunehmender Wellenlänge versteilt jedoch bei diesem Trübungstyp die SF im Streuwinkelbereich von  $\varphi \approx 90$  bis  $30^\circ$  rasch, da gegenüber dem mit  $\lambda^{-4}$  abnehmenden Betrag des Rayleigh-Streulichts das mit weit geringerer Potenz abnehmende Streulicht des Dunstes nun auch zur Geltung kommt und die Mehrfachstreuung zurücktritt. So zeigt, wie sich später ergeben wird, die in Rot gemessene SF nur noch bei großen  $\varphi$  eine gewisse Abweichung von der dem Dunst allein zukommenden SF.

Welchen enormen Einfluß die Mehrfachstreuung und der Schneereflex tatsächlich haben, zeigt die andere Darstellungsart des Streulichts, das Streuspektrum (Abb. 10b), noch viel deutlicher. Dort ist für  $\varphi = 90^\circ$  und  $5^\circ$  die  $\lambda$ -Abhängigkeit des gemessenen Absolutwertes des Verhältnisses der Strahlungsdichten von Himmel und Sonne (H/S) dargestellt. Die mit „R“ bezeichnete Gerade, die auch in den weiteren Abbildungen von Streuspektren eingetragen ist, gibt (nach Gl. [6] und [10] (S. 14 und 9)) für alleinige Molekülstreuung — also ohne Mehrfachstreuung — den Wert

$$(H/S)_{\text{Rayl.}} = M \cdot \Gamma_R(90^\circ) \cdot \omega \odot \sim M \lambda^{-4}$$

Der Messung zufolge ist bei  $\varphi = 90^\circ$  im Sichtbaren das gemessene Streulicht noch fast dreimal, im UV aber bis 10 mal stärker als aus obiger Beziehung folgen würde, der  $\lambda$ -Exponent nimmt also im UV Beträge über 6 an. Da im UV der Betrag des Dunststreulichts im Bereich  $\varphi > 40^\circ$  sicher nicht größer ist als der des Molekülstreulichts (aus  $T_K = 1,52$  folgt mit  $\alpha \leq 1,5$ :  $T_{\lambda 0,32 \mu} \leq 1,2$ , also auch  $\Gamma_D \ll \Gamma_R$ ) ist diese große Abweichung von  $(H/S)_{\text{Rayl.}}$  fast ausschließlich durch Mehrfachstreuung und Schneereflex verursacht. Damit wird auch verständlich, daß die SF in diesem Spektralbereich so sehr verflacht ist. — Im sichtbaren Spektralbereich verursacht allerdings wohl auch der Dunst eine Erhöhung des Streulichts bei  $\varphi = 90^\circ$ .

Wichtig und kennzeichnend für diesen Trübungstyp B ist noch, daß nach Abb. 10a die SF bei  $\varphi < 25^\circ$  in allen Wellenlängen fast den gleichen, flachen Verlauf hat; erst bei größeren Streuwinkeln fällt die SF mit zunehmender Wellenlänge rasch ab. Der in Sonnennähe (gegenüber sonnenfernen Himmelszonen) wesentlich rothaltigeren Himmelsstrahlung entspricht daher visuell ein nahezu konstanter Farbeindruck. So beobachtet man auch bis etwa  $20^\circ$  Sonnenabstand eine je nach Trübungsstärke mehr oder weniger deutliche, weißliche Trübungsscheibe.

Auf der Zugspitze (2960 m) konnte Junge (49) in Verbindung mit direkten Messungen der Größenverteilung des Aerosols (Konimetermethode u. a.) freundlicherweise mit der Panorama-Kamera (S. 18) Himmelsaufnahmen machen. Die photometrische Auswertung ergab jeweils den gleichen SF-Typ, wie er oben dargestellt wurde. ( $\lambda = 0,63 \mu$ ). Dies war am 27. März und nach Durchzug neuer Störungen am 3. und 4. April 1952 bei starkem Absinken in frischer und klarer arktischer Kaltluft.

Der bisher besprochene Streulichttyp B konnte im Rahmen der Aroser Messungen in wenig getriebter, frischer und advektiv herbeigeführter arktischer Kaltluft nur drei- bis viermal in deutlicher Ausprägung festgestellt werden. Infolge ungewöhnlich schlechter Witterung im Winter 1950/51 (Lawinenkatastrophen) waren entsprechende Wetterlagen selten; über die Trübungsart in den sonst charakteristischen, langdauernden Winter-Hochdrucklagen kann deshalb noch nichts Verbindliches gesagt werden.

Neben den Junge'schen Aufnahmen von der Zugspitze zeigten aber auch mehrere visuelle Beobachtungen, die Verfasser bei späteren Hochgebirgsaufenthalten im Winter machen konnte (unter Ausnutzung der Frankfurter Erfahrungen), daß diese Trübungsart tatsächlich in ungestörter Kaltluft der mittleren Troposphäre die Regel ist. „Ungestört“ will heißen, daß keine Beeinflussung durch die andersartige Kaltlufttrübung der Grundschicht stattfand — in Hochgebirgshöhe also i. A. nur im Winter bei fehlender Konvektion. Weiterhin scheint noch wichtig, daß die Kaltluft seit ihrer „Entstehung“ nur mäßig abgesunken war. — Der Trübungstyp B kann aber auch bei einer anderen typischen Wetterlage beobachtet werden; die Trübung ist dann aber meist wesentlich stärker als bei obiger (Zwischenhoch-) Kaltluft (vergl. Abschn. 22b).

18b) SF-Typ A.

An Hand einer weiteren Meßreihe wird nun die SF einer Trübungsart besprochen, die derjenigen in Grundschichtkaltluft verwandt ist und wohl auch genetisch mit ihr zusammenhängt. — Im Verlauf der zwei wolkenlosen Tage einer Zwischenhochlage, am 24. und 25. 4. 1951 (arktische Polarluft mit NE-Winden seit dem 21. 4. von Skandinavien her einfließend) lassen sich auch die zeitlichen Veränderungen verfolgen.

Abb. 11 und 12  
SF-Typ A im Hochgebirge in verschieden guter Ausprägung.

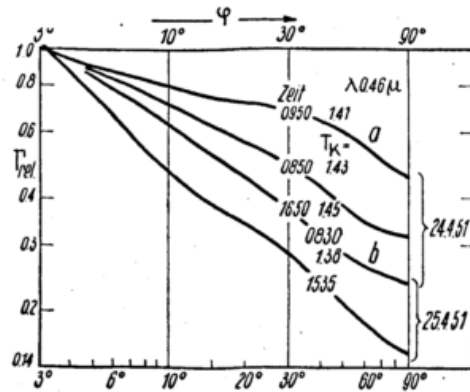


Abb. 11  
Wohl austauschbedingte Zunahme der SF-Steilheit (bei  $\lambda 0,46 \mu$ ) im Laufe zweier Tage. — Die Werte des Trübungsfaktors  $T_K (\lambda 0,45 \mu)$  sind vermerkt.

Diese Variationen sind zunächst in der Abb. 11 für  $\lambda 0,45 \mu$  (z. T. Messungen mit Dobson-Photometer) dargestellt. Am Vormittag des 24. 4., gegen 10 Uhr, hat die SF den flachsten Verlauf; an der Station wird gleichzeitig scharfe Feuchteabnahme registriert — ein Zeichen, daß aus höheren Schichten reinere Luft in das Aroser Hochtal eindrang. Der Übergang zu leicht föhniger SW-Strömung, die offenbar feuchtere, aber weniger getriebene Luft heranzführt ( $T_L$  angestiegen, während  $T_K$  geringer wird), bringt im Verlauf des nächsten Tages deutliche Zunahme der Himmelselligkeit gegen die Sonne hin.

Die zwei vorliegenden spektrographischen Meßreihen sind auch noch dargestellt; so ist in Abb. 12a (flachster Verlauf der SF) der in Rot bei größeren Streuwinkeln an Rayleigh-Streuung erinnernde Verlauf der SF bemerkenswert. In diesem Spektralbereich hat der Dunst-Trübungsfaktor aber wohl mindestens den Wert 2; es muß also angenommen werden, daß die optisch besonders wirksamen Partikel bei dieser Trübung etwa  $0,1 \mu$  Radius hatten, da deren SF nach Abb. 3 noch wenig von derjenigen der Moleküle abweicht ( $\rho/\lambda \approx 0,13$ ). — Bei der am Nachmittag des gleichen Tages gemessenen SF (Abb. 12b) nimmt mit wachsender Wellenlänge die Steilheit der SF bis nahe  $90^\circ$  Streuwinkel zu. In unserer doppeltlogarithmischen Darstellung ergeben sich Geraden, so daß z. B. für  $\lambda 0,57 \mu$  die Potenzfunktion  $\Gamma(\varphi) \sim \varphi^{-0,55}$  gilt ( $0,3 < \varphi \leq 90^\circ$ ). Da jede SF einer einheitlichen Partikelgröße einen ganz anderen charakteristischen Verlauf hat (Abb. 4), erkennt man, daß Partikel verschiedenster Größe — bis mindestens  $30 \mu$  Radius — in dieser gemessenen Himmelslicht-SF wirksam sind (vergl. Abschn. 20).

Für diese beiden Meßreihen liegen auch noch die H/S-Spektren vor (Abb. 12a' und b'). Bei der Aufnahme des Sonnenspektrums um 0950 Uhr wurde allerdings nicht die genaue Einstellung des rotierenden Sektors notiert, so daß in Abb. 12a' der Absolutbetrag von H/S nicht sicher ist. — Im UV ist die Himmelsstrahlung wieder ähnlich stark erhöht wie in Abb. 10b, während bei der Aufnahme um 1650 Uhr die Abweichung von  $(H/S)_{\text{Rayl.}}$  im sonstigen Spektralbereich nicht mehr so groß ist, was wohl an der anders garteten SF und dem schon geringeren Schneereflex (Tallagen schneefrei) liegen mag. — Am Nachmittag des 24. 4. ergab sich spektrographisch mit mäßiger Genauigkeit für die Dunstextinktion  $a_D(\lambda) = 0,03 \lambda^{-1}$ .

Bei der um 0950 Uhr gemachten Aufnahmeserie war, wie schon auf S. 16 beschrieben, die Messung in Son-

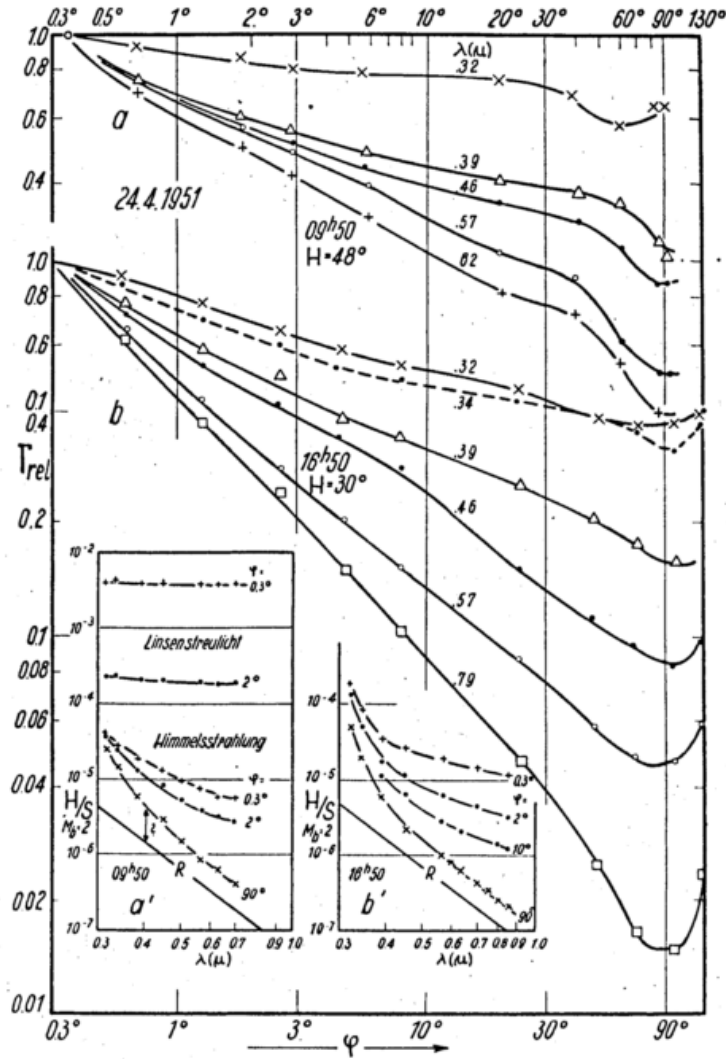


Abb. 12  
 Hierzu zwei vollständige spektrographische Meßreihen mit SF  
 und H/S-Spektrum.  
 In Abb. 12a Vergleichsmessungen in Sonnennähe ohne Blenden-  
 anordnung („Linsenstreulicht“).

nennähe (von  $\varphi = 0,3$  bis  $20^\circ$ ) zur Demonstration des instrumentellen Streulichts auch ohne die Blendenanordnung gemacht worden; für die beiden Grenzstreuwinkel ist nun in der Abb. 12a' noch der wirkliche und der um Größenordnungen verfälschte Verlauf eingetragen. Wie zu erwarten, hat das Linsen- und Blendenstreulicht genau die spektrale Zusammensetzung des Sonnenlichts.

Nun sei für den SF-Typ A noch eine weitere vollständige Meßreihe aus Arosa wiedergegeben, bei der die SF in einem wichtigen Zug von der in Abb. 12b gezeigten abweicht. Wie schon angedeutet, wird im Tiefland der A-Typ als Kaltlufttrübung gefunden — dort allerdings mit noch steilerem Anstieg — und ist deshalb bei stärkerem Austausch zwischen der Grundschicht und den oberen Schichten, bzw. wenn die Grundschicht bis in größere Höhen reicht (Sommer), auch im Hochgebirge fast immer zu beobachten. Der flachere Verlauf dieses SF-Typs in Hochgebirgsnähe geht z. T. wohl auf den mit der Größe der Partikel zunehmenden Einfluß der Sedimentation (Entmischung) zurück — das gilt also besonders für den Streulichtverlauf in Sonnennähe.

So war am 30. 8. 1951 der Himmel klarblau und nur in nächster Sonnennähe stark aufgehellt. Seit Tagen führte zeitweise starke SW-Strömung recht warme maritime

Luftmassen (Zugspitze gibt  $+9^\circ\text{C}$  an) über die Alpen. In Abb. 13a ist zunächst wieder die SF für verschiedene  $\lambda$  in ihrem relativen Verlauf dargestellt. Gegenüber der stellen, sehr angenähert „geradlinigen“ SF (Potenzfunktion) vom 24. 4. (Abb. 12b) fällt diese SF bei großen  $\varphi$  noch verstärkt ab, so daß in Rot bei  $\varphi \approx 50^\circ$  ein deutlicher Knick zu erkennen ist (im UV bei etwa  $30^\circ$ ).

Austauschfragen ergeben sich aus den Unterschieden bei kleinen Streuwinkeln. Während die SF vom 24. 4. in nächster Sonnennähe noch unvermindert steilen Anstieg zeigt, verflacht die SF vom 30. 8. bei etwa  $1,5^\circ$  sehr merklich. Das sind zwei durchaus typische Arten des Verlaufs des sonnennahen Streulichts. Auch die von Günther (5) auf dem Wendelstein (gleiche Meereshöhe wie Arosa) mit dem Koronographen bis  $2'$  Abstand vom Sonnenrand durchgeführten Messungen zeigen das. Wie die Analyse ergibt (s. Abb. 28), gilt im Falle der Verteilung des Aerosols von etwa  $\rho = 0,5 \mu$  bis zur beachtlichen Größe von ca  $40 \mu$  ein Potenzgesetz, während bei der anderen, in Sonnennähe verflachenden SF diese Gesetzmäßigkeit nur bis etwa  $\rho = 10 \mu$  besteht und größere Partikel nur in wesentlich geringerer Zahl vorhanden sind. — Als Hinweis auf die Empfindlichkeit von Streulichtmessungen mag angedeutet werden, daß sich z. B. bei der Analyse der in Abb. 12b dargestellten SF ergab, daß über dem Beobachtungsort in einer Luftsäule

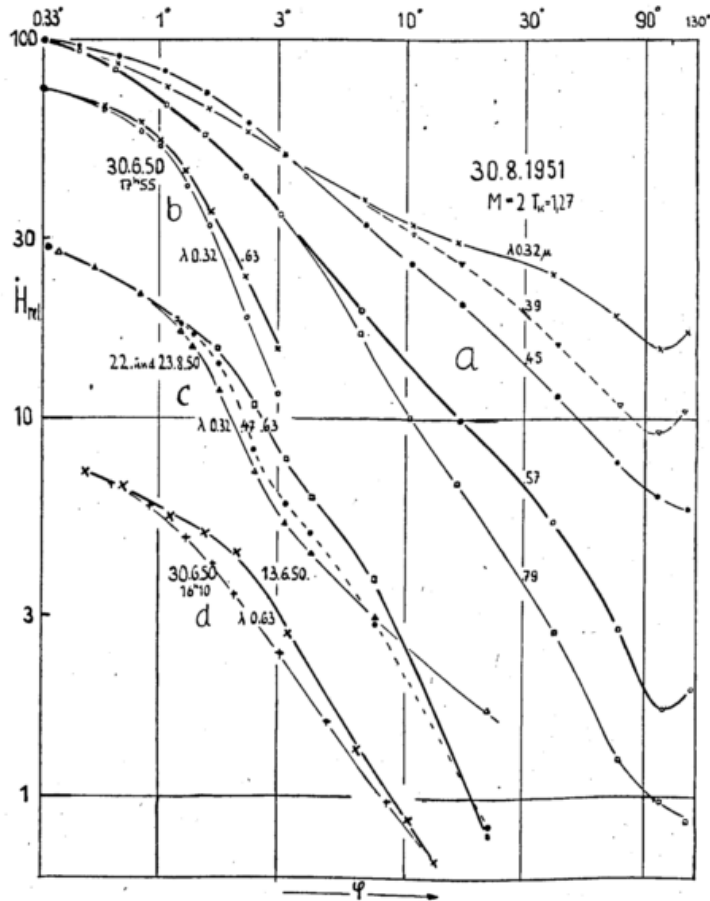


Abb. 13

a) SF für Typ A. In Sonnennähe flacherer Verlauf als in Abb. 12b (unterschiedlicher Austausch) b und d) Normale sommerliche Hochgebirgs-Trübung (d) wird durch Grundsicht-Aerosol (b) abgelöst. c) Schwache Aureole, durch Unstetigkeit in der Größenverteilung des Dunstes bedingt.

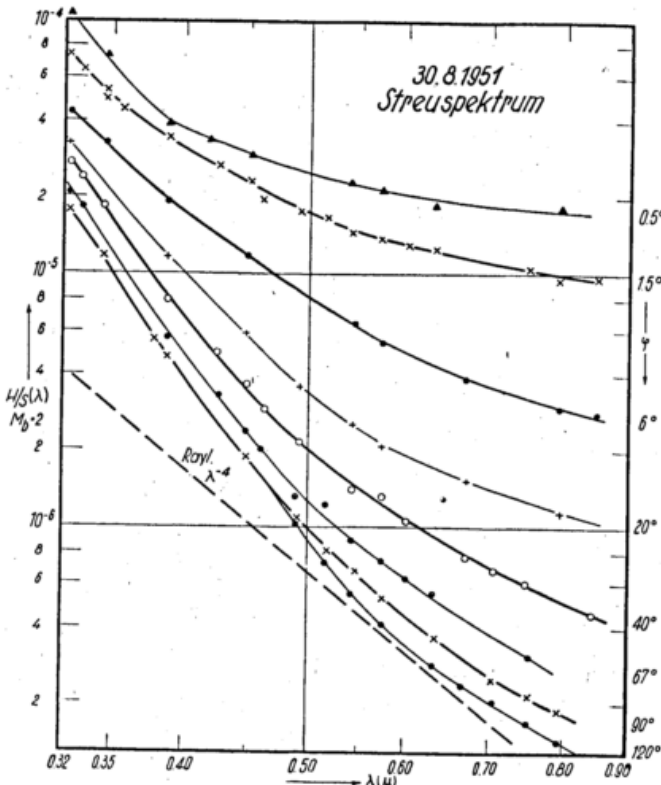


Abb. 14  
H/S-Spektrum zu Abb. 13a.

von 10 cm<sup>2</sup> Bodenfläche nur etwa 2 Partikel mit Radien zwischen 20 und 40 μ waren (s. Abschn. 24). Ein Teil dieser nicht mehr unter den eigentlichen Dunst zu rechnenden Partikel befindet sich sicher in der bodennäheren Luftschicht; bei abgedeckter Sonne kann man gut sehen, wie einzelne solcher mineralischer und organischer Stäubchen in engstem Winkelabstand an der Sonne vorbeifliegen.

Das H/S-Spektrum vom 30. 8. 1951 ist noch in Abb. 14 dargestellt, diesmal für zahlreiche Streuwinkel. Wieder ist ersichtlich an der kurzwelligen Grenze des gemessenen Spektralbereichs die Himmelselligkeit infolge Mehrfachstreuung (praktisch kein Dunst und kein Schneereflex vorhanden!) groß, jedoch nur vom halben Betrag bisheriger Befunde. Bei größeren Wellenlängen und  $\varphi = 120^\circ$  übersteigt das gemessene H/S-Verhältnis den Rayleigh-Wert nur um einige Prozent.

19. Vergleich zwischen Messung und Theorie der Mehrfachstreuung.

Die vorstehend dargestellten Meßergebnisse über die Mehrfachstreuung seien noch kurz mit theoretischen Untersuchungen verglichen. Solange man sich auf geringen Dunsteinfluß beschränkt, also bei den Arosen Messungen auf das UV, wird es genügen, die Rechnungen über die Molekül-atmosphäre heranzuziehen. Hess und Linke (50) haben sogar eine winkelunabhängige SF vorausgesetzt; das auf Grund ihrer Formel für verschiedene Extinktionskoeffizienten a errechnete Verhältnis  $x = H_2/H_1$  von Sekundärstreulicht  $H_2$  zu Primärstreuung  $H_1$  gibt Abb. 15 (Erdbodenreflex nicht berücksichtigt). Mit Ausnahme sehr großer Extinktion,

also im UV, und in nicht zu großer Horizontnähe ist für alle Sonnenhöhen und Himmelspunkte  $x$  für jeden Wert von  $a$  praktisch konstant. Die in erster Näherung wohl in geometrischer Reihe abnehmenden Beiträge mehrfacher Streuprozesse können berücksichtigt werden, wenn man für das gesamte Streulicht  $H_g$  eines Himmelspunktes setzt

$$H_g = K \cdot H_1 \text{ wo } K = \frac{1}{1-x} \text{ für } x \ll 1.$$

Auf die Ableitung von *Tousey* und *Hulburt* (51) zurückgehend (Strahlungsstrom-Methode) und durch eigene Entwicklung haben *Möller* und Mitarbeiter (45) die Mehrfachstreuung  $K$  bzw. die Sekundärstreuung  $x$  ( $0,034 \leq a \leq 0,34$ , Erdbodenalbedo  $A = 0,2$ ) für  $M = 2$  berechnet. Die Ergebnisse stimmen — zumindest im Horizontalkreis der Sonne bei  $\varphi = 120^\circ$  sehr gut mit denen von *Hess* und *Linke* überein. Auf etwa die doppelten  $x$ -Werte kommt jedoch *Sato* (52). — Interes-

bedo um 10% die Helligkeit des *Rayleigh*-Himmels um 5% ändern würde ( $\lambda 0,55 \mu$  bzw.  $a = 0,1$ ). Gegenüber normaler Bodenbedeckung ( $A$  etwa 0,1 bis 0,2) wäre also über einer weiten Schneefläche ( $A \leq 1$ ) der Molekülhimmel höchstens 45% heller ( $K_{\text{Schnee}} \leq 1,45$ ).

Für einige Messungen ist nun in der Abb. 15 noch für  $\varphi = 90^\circ$  und  $M \approx 2$  das Verhältnis  $H_{\text{Mess.}}/H_{\text{Rayl.}} = K'$  in Abhängigkeit von  $a = a_{\text{Rayl.}} \cdot T$  eingetragen. (Durch  $T$  ist angedeutet, daß in den Meßwerten noch etwas *Eintrittsstreulicht* enthalten ist). — Auch bei fehlendem *Schneereflex* (30. 8.) ist die gemessene Mehrfachstreuung  $K'$  bei  $a \approx 1$  wesentlich größer als der Wert von *Hess*-*Linke* und *Möller*; es scheint also die Theorie von *Sato* richtig zu sein.

20. Eine vorläufige Methode zur Analyse der Streufunktion. Größenverteilung des Aerosols.

Die Berechnung des Aerosol-Größenspektrums aus der gemessenen SF auf mehr graphischem Weg sei hier kurz an einem Beispiel behandelt. Wohl besser als bei den später anzuwendenden exakten Methoden läßt sich das Zusammenwirken des Streulichts von Partikeln verschiedener Größe und der Vorteil der doppeltlogarithmischen SF-Darstellung zeigen. Allerdings versagt das Verfahren, wenn die Winkelabhängigkeit des Streulichts gering ist, besonders aber bei großen Streuwinkeln, da sich hier der Einfluß von Molekül- und Mehrfachstreuung kaum überblicken läßt.

In Abb. 16 werden nun in die am 30. 8. 1951 gemessene SF (Abb. 15,  $\lambda 0,57 \mu$ ; mit  $H_a$  bezeichnet) die der Abb. 4 entsprechenden theoretischen SF für einige Partikelgruppen  $\bar{\rho}_v$ , deren Radienbereich  $\Delta \rho$  möglichst proportional  $\rho$  sein soll, derart eingezeichnet, daß  $H_a$  die Umhüllende bildet. Addiert man nun bei einigen Streuwinkeln die durch die Ordinatenverteilung der Abb. 16 angegebenen Beträge  $H(\bar{\rho}_v)$  der Einzel-SF, so erhält man eine SF  $H_b$ , die in erster Näherung den Verlauf der gemessenen SF  $H_a$  hat. Die vorgenommene Aufteilung scheint also berechtigt. Jedoch hat die Summen-SF 2- bis 3mal größeren Absolutbetrag, was bei der numerischen Auswertung mit dem mittleren Faktor 2,5 berücksichtigt werden wird.

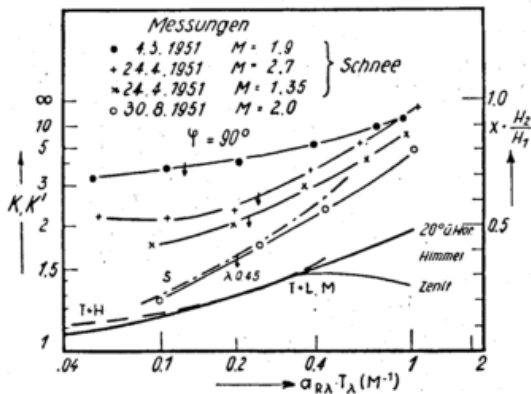


Abb. 15

Mehrfachstreuung nach der Theorie (*Rayleigh*-Atmosphäre) und nach spektrographischen Messungen im Hochgebirge.  $x =$  Verhältnis von Sekundär- zu Primärstreulicht, in Abhängigkeit vom Extinktionskoeffizienten.  
Theorie: — *Hess* und *Linke*; *Möller* (x) — — — *Tousey* und *Hulburt* (K) — — — *Sato* (x).

sant ist noch, daß nach eigener Auswertung der Formeln von *Tousey* und *Hulburt* eine Änderung der Al-

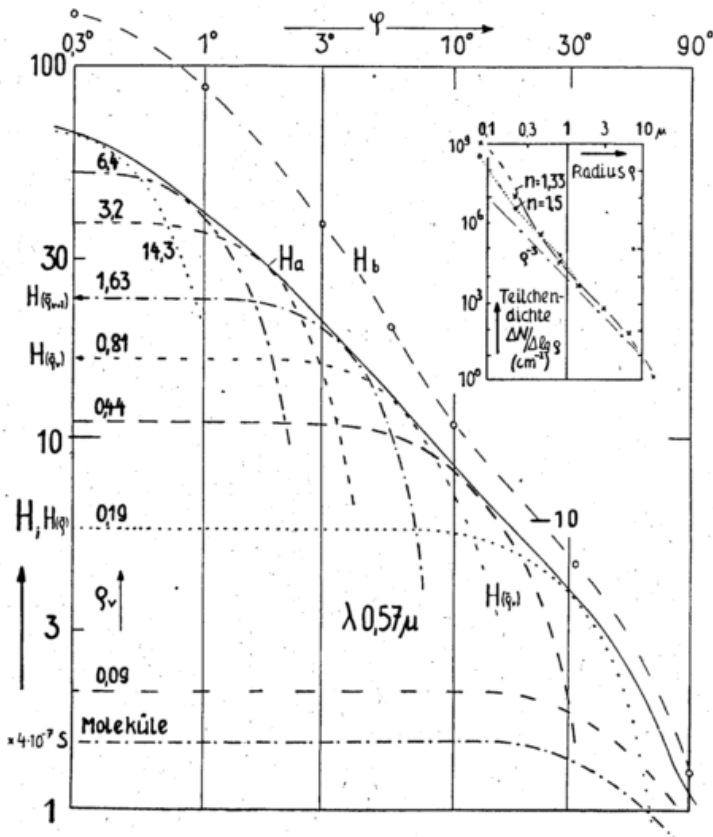


Abb. 16

Vorläufige Methode zur Analyse des Aerosol-Größenspektrums aus der Streufunktion. Die SF verschiedener Partikelgruppen  $\bar{\rho}_v$  bauen die gemessene „komplexe“ SF auf.

Nach unserer Himmelslichtgleichung [6] (S. 14) ergibt sich aus den Werten von  $H(\bar{q}_v)$ , die mit dem Faktor  $4 \cdot 10^{-7}$  auf  $S$  bezogen sind,

$$H(\bar{q}_v)/S = M \cdot I(\bar{q}_v) \cdot \omega_0$$

wo nach Gl. [15'] (S. 13)

$$I(\bar{q}_v) = \int_{q-\Delta q/2}^{q+\Delta q/2} I' \cdot dN(\bar{q}_v) = I' \cdot \Delta(\bar{q}_v)$$

Es ist hierbei  $\Delta N(\bar{q}_v)$  die gesuchte Partikelzahl im Intervall  $\Delta q$  und in der vertikalen Luftsäule von  $1 \text{ cm}^2$  Querschnitt. Man erhält schließlich

$$\frac{\Delta N(\bar{q}_v)}{\Delta q} = \frac{H(\bar{q}_v, \varphi, \lambda)}{2.5 \cdot S \cdot M \cdot \omega_0 \cdot I'(q, \lambda, \varphi)}$$

$I'$ , die theoretische SF für ein Partikel, entnimmt man der Abb. 2 (mit Gl. [7] Umrechnung von  $i'$  in  $I'$ ); am einfachsten ist es,  $\varphi = 0^\circ$  zu wählen. Wird noch  $\Delta N(\bar{q}_v)$  auf

$\Delta \log q = 0,43 \frac{\Delta q}{q}$  bezogen, so ergibt sich der in Abb. 16 rechts oben eingetragene Verlauf des Aerosolspektrums. Von Bedeutung ist noch die Wahl der Brechzahl; wie aus Abb. 2 ersichtlich, geben die kleinsten optisch erfassbaren Partikel ( $q/\lambda \approx 0,2$ , d. h. in unserm Fall  $q \approx 0,1 \mu$ ) bei höherer Brechzahl ( $n = 1,5$ ) mehr Streulicht als gleichgroße Wassertropfchen; im ersten Fall ist also eine geringere Zahl solcher Partikel nötig, um gleichen Streulichtbetrag zu liefern. Für das erhaltene Kernspektrum gilt im untersuchten Radienbereich von ca  $0,1$  bis  $14 \mu$  nahezu eine Potenzfunktion:

$$N(q) = \frac{\Delta N(q)}{\Delta \log q} \sim q^{-3.5}$$

Dieses Verfahren sollte durch Abb. 18 vor allem zeigen, daß jede Partikelgruppe nur in einem relativ kleinen  $\varphi$ -Bereich, nämlich beim Knickwinkel  $\varphi_K$ , wesentlichen Einfluß auf die integrale SF hat. Namentlich bei  $\varphi > \varphi_K$  sinkt ihre Wirkung rasch ab, und bei  $\varphi < \varphi_K$  bestimmen größere Partikel den Streulichtverlauf. Im Bereich großer Streuwinkel (kleine Partikel, Molekül- und Mehrfachstreuung) ist die Methode recht unsicher, und eine saubere Analyse der Trübungstypen ist nur möglich, wenn die spektralen Unterschiede der SF berücksichtigt werden. Solche Untersuchungen führten aber im Wesentlichen zum gleichen Kernspektrum.

## 21. Streufunktionen und Austausch.

In der Abb. 13 sind noch einige Aroser SF für Sonnennähe dargestellt, die von den schon besprochenen Fällen, die normaler Wetterentwicklung angehören, in interessanter Weise abweichen. Nach der Erfahrung sind solche Variationen im Tiefland viel seltener zu beobachten — wohl weil sich dort, wo die ganze Grundschrifttrübung zur Geltung kommt, die in der Wolkenzone abspielenden Veränderungen des Aerosolspektrums (Kondensationskerne!) weniger gut erkennen lassen. Auch die sich an der Schichtgrenze zwischen Grundschrift und reinerer Höhenluft abspielenden Austausch- und Entmischungsvorgänge wird man nur an der Schichtgrenze selbst optisch erfassen können.

### 21a) Blendende enge Streulichtscheibe.

Am 30. 6. 1950 wurde von Sonnenaufgang bis 14 Uhr in Sonnennähe ( $\varphi \leq 12^\circ$ ) mehrmals die gleiche SF wie die in Abb. 12b dargestellte gemessen („gerader“ Verlauf bis mindestens  $0,3^\circ$ ); doch um 1610 Uhr zeigte sich innerhalb  $\varphi = 1,5^\circ$  eine deutliche Verflachung, nach außen eine leichte Versteilung (SF d in Abb. 13). Gegen 18 Uhr veranlaßte die Beobachtung einer ungewöhnlich kräftigen und blendenden, engen Streulichtscheibe (in ca  $3^\circ$  Sonnenabstand rötlicher Aureolensaum angedeutet) eine weitere Messung (Abb. 13b). Der tagsüber konstante Trübungsfaktor  $T_K = 1,6$  hatte nun den Wert 2 erreicht. — Es wurde damals vermutet, die Trübung sei

durch Saharastaub hervorgerufen worden; so ist auch die Wetterlage durch das Abwandern einer Hochdruckzelle und einsetzende SW-Strömung gekennzeichnet. Der Vergleich mit den späteren Frankfurter Messungen zeigt jedoch, daß sie durch gewöhnliches sommerliches Grundschriftaerosol bedingt war. Es wurden also offenbar Teile der mediterranen Grundschrift, sei es durch Anstau an den Alpen oder nach konvektiver Verfrachtung in höhere Schichten, mit der beginnenden SW-Strömung über die Alpen getrieben. Während aber im Tiefland ein bis nahezu  $0,3^\circ$  anhaltender Anstieg der SF festgestellt wird, findet er hier schon bei etwa  $1,5^\circ$  sein Ende. Bei der Aroser Messung machte sich demnach die Sidermentation der größten Partikel ( $q \geq 6 \mu$ ) deutlich bemerkbar. Aus diesem Beispiel erhellt die Bedeutung solcher vergleichender Messungen zu Austauschuntersuchungen.

### 21b) Dunstaureole.

Wiederum ähnlichen Verlauf hatten am 22. und 23. 8. 1950 die in Abb. 13 (c) dargestellten SF, jedoch gaben die für Dunst abnormalen spektralen Verhältnisse bei  $\varphi \approx 1,5^\circ$  bis  $10^\circ$  (höherer Rotgehalt als am Sonnenrand) Anlaß zur Beobachtung eines leicht bräunlichen Ringes in ca 2 bis  $4^\circ$  Sonnenabstand (Aureole). Bemerkenswert ist noch, daß diese bei stärkerer Warmluftadvektion (ziemlich föhnig, zeitweise Altocumuli lenticularis und Castellati in Mittelmeer-Tropikluft,  $T_K = 1,6$ ) zwei Tage lang anhaltende Erscheinung offenbar eine Luftmassen-Eigenschaft war. Wie im Falle der SF Abb. 13 (b) ist die Aureole durch relativ geringfügige Unstetigkeiten in der Größenverteilung des Aerosols bedingt, und zwar im Radienbereich um 1 bis  $3 \mu$ . Es ist aber ganz unwahrscheinlich, daß Wolkentropfchen direkt beteiligt waren. Doch Kondensations- und Niederschlagsvorgänge, die vermutlich unter etwas ungewöhnlichen Bedingungen in der früheren Lebensgeschichte der Luftmasse stattfanden, dürften die abnormale Größenverteilung verursacht haben. — Daß die zarten aber deutlichen Farbkränze, die nachts am klaren Himmel um den Mond oder um Lampen, Kerzen und dergleichen zu sehen sind, durch im Auge befindliche beugende Teilchen verursacht werden und demnach bei Abdecken der Lichtquelle verschwinden, dürfte allgemein bekannt sein.

## 22. Hochgebirgs-Streufunktionen bei ungewöhnlicher Trübung.

An einer relativ großen Zahl von Beobachtungstagen wurden in Arosa zunächst als abnormal betrachtete Streufunktionen gemessen, denen schon wegen ihrer visuellen Auffälligkeit (starke Trübung und z. T. ausgesprochene Farberscheinungen) besondere Beachtung geschenkt wurde. Auch deutliche Zusammenhänge mit typischen Wetterlagen und die sich aufdrängenden Fragen nach der kausalen Verknüpfung mit der Wolkenphysik gestalteten die Untersuchungen besonders interessant.

### 22a) SF-Typ C (Bishopring).

Über einen Bishopring, eine auffällige Beugungserscheinung großer Winkelausdehnung liegt vom 24. 8. 1951 eine vollständige Meßreihe vor; sie sei ausführlicher beschrieben.

Wetterlage: Nach tagelang anhaltender schwacher Staulage hat sich in der vorhergehenden Nacht der Nebel aufgelöst, und bei nun wolkenlosem Himmel ist am Morgen das Aroser Tal gleichmäßig mit ungewöhnlich starkem Dunst erfüllt, der offenbar bis in größere Höhen reicht (Sichtweite ca 20 km). Auch in Deutschland wird an diesem Tage fast überall stärkerer Dunst gemeldet, besonders auch von den höher gelegenen Stationen. — Schon vor drei Tagen hatte bei flacher Luftdruckverteilung eine Kaltfront die Alpen passiert, doch auch in Mitteldeutschland löste sich nach anfangs star-

ken Niederschlägen erst im Verlaufe des der Messung vorausgehenden Tages die Bewölkung größtenteils auf. Mit schwachen nordöstlichen Winden wird nun die ehemalige, zum Teil ausgereinete „Wolkenluft“ über die Alpen geführt.

Bei dieser Trübung ließ sich visuell — besonders bei Benutzung der Sonnenbrille — bis in etwa 18° Sonnenabstand eine helle Scheibe weißblauer Tönung wahrnehmen; nach außen schloß sich der für Bishopringe charakteristische braunrötliche Ring an. Das Himmels-

blau begann bei ca 40° Sonnenabstand, wenn auch vor dem Erscheinen der Sonne über den Bergen die „Dunstrahlen“ bis in ca 60° Sonnenabstand gut verfolgt werden konnten.

Die spektralen Messungen erklären die Augenbeobachtung sehr gut. Zunächst zeigt die SF (Abb. 17) eine überraschende Übereinstimmung mit dem Verlauf theoretischer Streufunktionen (Abb. 3), besonders im Bereich des Knickes ( $\varphi_K$ ). Das läßt auf eine gut definierte obere Grenzgröße der Partikel schließen. Tatsächlich erkennt

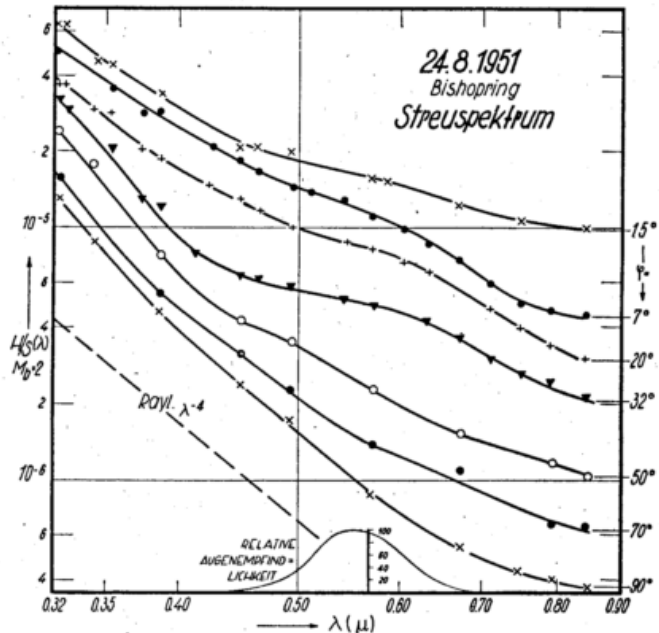
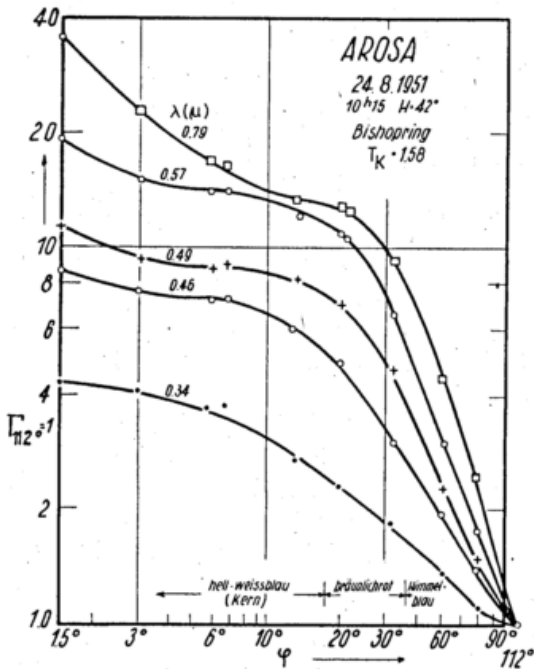


Abb. 17 und 18

Schöner Bishop-Ring (SF-Typ C) nach niederschlagsreicher Stauung und Wolkenauflösung. Streufunktion und H/S-Spektrum. Effektiver Partikelradius um 0,3  $\mu$ .

man auch das Kriterium für einheitliche Partikelgröße: die Verbreiterung des „Kerns“ der SF mit wachsender Wellenlänge. Das führt zu der beobachteten Verstärkung des Rotgehaltes des Himmelslichtes in 25 bis 30° Sonnenabstand. Durch Vergleich der (sehr weitgehend von der Brechzahl unabhängigen) Lage des Knickes von beobachteter und gemessener SF ergibt sich in guter Näherung für alle Wellenlängen der „virtuelle“ Radius der trübenden Partikel zu  $\varrho = 0,27 \pm 0,02 \mu$ . Die an anderer Stelle mitzuteilende genaue Analyse wird ergeben, daß im Vergleich zum normalen Verlauf im Aerosolspektrum die Partikelzahl oberhalb  $\varrho \approx 0,30 \mu$  auf etwa 1/100 abnimmt. Größere Partikel bis mindestens 5  $\mu$  Radius bewirken in Sonnennähe einen Wiederanstieg der SF, besonders auffällig ist dies bei größeren  $\lambda$ .

Aber auch die Darstellung des H/S-Spektrums ist interessant (Abb. 18), ist sie doch ein Beispiel dafür, daß man in seltenen Fällen — bei solcher abnormaler Trübungsart — aus der Diskussion des Spektrums eines Himmelspunktes (im richtigen Sonnenabstand!) im Vergleich zu dem der Sonne die effektive Partikelgröße ableiten kann. Dies wird im Beispiel durch den wellenförmigen Verlauf von H/S im Streuwinkelbereich um 30° ermöglicht: gemessen ist das H/S-Maximum bei  $\lambda_M \approx 0,6 \mu$ , in Abb. 2 ist es bei  $\varrho/\lambda_M = 0,6$  ( $n = 1,50$ ), woraus  $\varrho_{eff} = 0,6 \cdot 0,6 = 0,36 \mu$  folgt; für  $n = 1,33$  wäre  $\varrho_{eff} = 0,45 \mu$ , der Unterschied gegenüber dem obigen, aus der SF abgeleiteten Radius also noch größer.

22b) SF-Typ B.

Eine wenig verschiedene Wetterlage — die Beschreibung derjenigen vom 24. 8. gilt hier fast wörtlich, also auf der Alpennordseite Staubewölkung und nachlassende Niederschläge vorausgehend — und eine ähnliche Trübung ist z. B. für den 2. und 3. 7. 1951 zu verzeichnen. In Arosa lösten sich in der Frühe des 2. 7. für wenige Stunden die vom Stau herrührenden niederen Strato-cumulus-Wolken völlig auf. Bemerkenswert scheint noch, daß im Alpenvorland die Grundschichtinversion in ca. 2 km Höhe lag, so daß also in den Alpen zumindest die tieferen Lagen noch in Grundschichtluft (unterhalb des Wolkenniveaus) waren. In Arosa selbst betrug die Luftfeuchtigkeit am 2. 7. 45%, am nächsten Tag bei der Messung 35%. — Es wurde wieder starker Dunst bemerkt, und um die Sonne war eine kräftige, weißliche Scheibe, die bis etwa 35° Sonnenabstand reichte.

Besondere Farberscheinungen sind nach der in Abb. 19 dargestellten SF nicht zu erwarten. Sie gleicht weitgehend der in Abb. 11 gezeigten SF. — Aus diesen SF möchte man eine Größenverteilung des Aerosols folgern, bei der den Partikeln mit Radien um 0,2 bis 0,1  $\mu$  optisch besonderes Gewicht zukommt, denn sonst ließe sich wegen des in Sonnennähe recht flachen Verlaufs weder die für Arosa starke Trübung ( $TK = 2,0$ ) noch der große Wert des Verhältnisses H/S bei  $\varphi = 90^\circ$  erklären (H/S-Spektrum im unteren Teil der Abb. 19), doch steht der Annahme einheitlicher Partikelgröße das Fehlen eines Bishoprings entgegen.

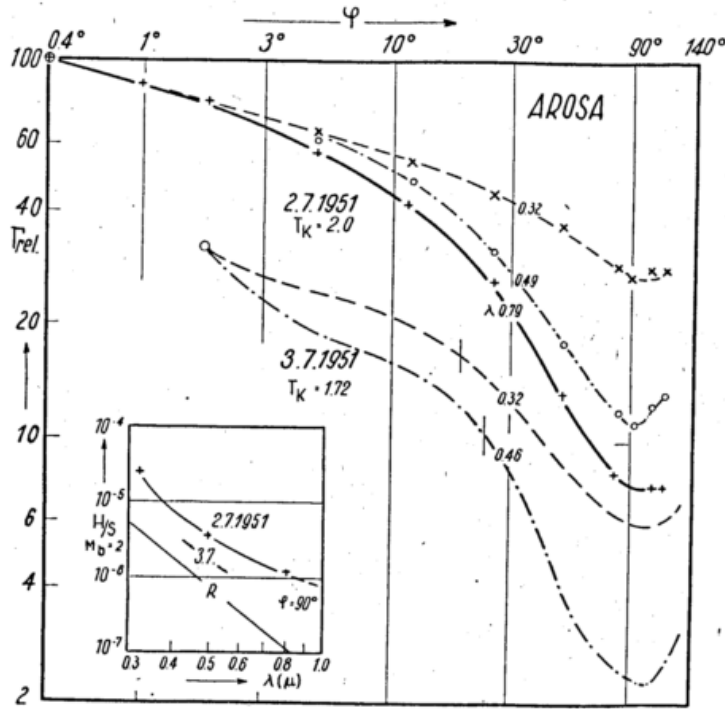


Abb. 19  
Zwei Streufunktionen (Typ B) bei stärkerer Trübung. H/S — Spektrum für  $\varphi = 90^\circ$ .

Diese SF gehört sicher zum Typ der in Abb. 11 besprochenen Messung, nur daß die Trübung stärker ist. Obwohl die charakteristischen Wettervorgänge (frische Höhenkaltluft im Winter — Wolkenauflösung nach Stau) ganz verschieden scheinen, dürfte sich in beiden Fällen die Trübungsursache aus der Auflösung, von verbreiteter und mächtiger Stratusbewölkung herleiten lassen, nur daß in der Kaltluft diese Vorgänge schon am Ursprungsort, in hohen Breiten, stattfand.

Am Nachmittag des folgenden Tages (3. 7. 1951,  $T_K = 1,72$ ) waren wieder Messungen möglich (Dobson-Photometer, nur UV). Nach Messung und Beobachtung (schöner Bishopring) liegen die Verhältnisse wie am 24. 8. (Abb. 19).

Auch alle ähnlichen Trübungsfälle machen es gewiß, daß in großen Gebieten anhaltende, starke Bewölkung in ursächlichem Zusammenhang mit der ungewöhnlichen Stärke sowie der ähnlichen Art der Trübung (SF-Typ B und C) steht, die nach der Wolkenauflösung zu beobachten ist. Schöne Beispiele werden auch die Tiefland-Untersuchungen geben. Damit ist die Bedeutung der Wolkenphysik für die Ausprägung des Trübungstyps umrissen; doch bleibt die Frage, wie in weiterem Sinne atmosphärische „Trübung“ überhaupt zustande kommt.

23. Die Streufunktion bei der troposphärischen Rauchtrübung im September 1950 („Blaue Sonne“).

Von den eben dargestellten Fällen natürlicher atmosphärischer Trübung unterscheidet sich die Trübung vom Ende September 1950, die durch außergewöhnliche Schwächung und Blauverfärbung des Sonnen-, Mond- und Sternenlichts weithin bekanntgeworden war, einmal durch die außergewöhnliche Ursache und chemische Struktur, dann aber insbesondere durch die abnormale Größenverteilung der Partikel und die dadurch bewirkten optischen Erscheinungen. — Die Trübung war durch riesige Waldbrände in Kanada entstanden. Mit kräftiger Westströmung gelangten die Rauchmassen in wenigen Tagen, in den recht trockenen Höhenschichten zwischen 6 und 9 km ziemlich gleichmäßig verteilt, über

unseren Kontinent und wurden von Nordskandinavien bis Nordafrika bemerkt.

Neben zahlreichen Beschreibungen und Diskussionen der Beobachtungen war seinerzeit die Intensitätseinbuße und die  $\lambda$ -Abhängigkeit der Extinktion des Sonnenlichts ((53) bis (56)) mehrfach untersucht worden. In diesem günstigen Falle (vergl. den Schluß von Abschn. 7) war es leicht, aus spektralen Extinktionsmessungen

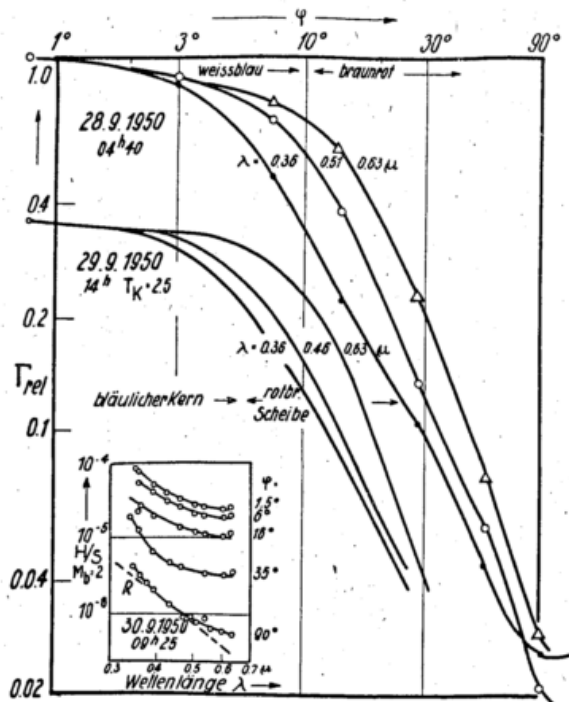


Abb. 20  
Streufunktion und Streuspektrum des Bishopringes der Rauchtrübung, welche zu Ende September 1950 die weithin bekanntgewordene „Blaue Sonne“ bewirkte.

(auch Aktinometer reichten aus) die Partikelgröße auf Grund der Theorie mehr oder weniger richtig (Brechzahl) anzugeben. Aber es fand die Beugungserscheinung, der prächtig ausgebildete Bishopring, nur selten Beachtung. In dem eben durch Ausdehnung der SF-Messung auf große Sonnenabstände erweiterten Arosor Programm war diese Rauchtrübung eine willkommene Abwechslung und Bereicherung (31).

Der Verlauf der SF in verschiedenen Wellenlängen ist in obenstehender Abbildung für zwei Messungen am 28. und 29. 9. 1950 wiedergegeben. Die Streulichtintensität ist in Sonnennähe nahezu völlig konstant, und auch in Sonnenferne ist der Intensitätsabfall in allen Wellenlängen fast gleich. Aber entsprechend der kräftigen Färbung des Bishopringes, die in Abb. 20 mit vermerkt ist, tritt bei  $\varphi \approx 10^\circ$  (bzw.  $5^\circ$ ) infolge des bei kürzerer Wellenlänge bei kleineren Streuwinkeln einsetzenden Intensitätsabfalls eine ungewöhnlich starke Rotverschiebung des Himmelslichts ein.

Durch Vergleich der theoretischen SF (Abb. 3) mit den gemessenen, die bei  $\varphi < 2 \varphi_K$  sehr gut übereinstimmen, läßt sich die obere Grenzgröße  $\varrho_{gr}$  der Rauchpartikel ableiten. Die für vier Messungen für verschiedene  $\lambda$  durchgeführten Bestimmungen (Tab. 6), die auf  $\varrho_{gr} = 0,3$  bis  $0,7 \mu$  führen, passen innerhalb der einzelnen

Tab. 6

**Rauchtrübung „Blaue Sonne“.** a) Obere Grenzgröße  $\varrho_{gr}$  der Rauchpartikel nach SF-Vergleich. b) Mittelwerte von  $\varrho_{gr}$ . c) Mit  $\varrho_{gr}$  und H/S-Wert ergibt sich die Partikelzahl  $N(\varrho_{gr})$ . d) Für  $n = 1,5$  ergibt sich aus der vom Verfasser gemessenen Wellenlängeabhängigkeit der Extinktion  $a_D(\lambda)$  (31) der effektive Radius  $\varrho_{eff}$ .

Tag		28.9.1950		29.9.	30.9.
Zeit (MEZ)		1440	1620	1400	0920
a)	$\varrho_{gr}$	.63	.48	.31	.63
	aus der $\lambda =$	.51	.49		.72
	SF	.31	.52	.42	.71
b)	$\bar{\varrho}_{gr}$	.50	.36	.67	.51
c)	$N$ (für $\varrho_{gr}$ ) pro $cm^2$	50 · 10 <sup>6</sup>			6 · 10 <sup>6</sup>
d)	$a_D$ ( $\lambda = 0,63, M^{-1}$ )	1,1		0,65	
	$\varrho_{eff}$ (Extinkt., $n = 1,5$ )	0,33		0,42	

Meßreihen gut zusammen. Doch variierte  $\varrho_{gr}$  zeitlich stark, was in Übereinstimmung mit den auch in der Mittagszeit, also bei gleichbleibender Sonnenhöhe (s. u.) beobachteten Änderungen der Weite des Bishopringes steht. — Die mit  $n = 1,5$  (vergl. Tab. 2) aus unseren Extinktionsmessungen (31) (Minimum der Lichtschwächung meist bei  $\lambda 0,43 \mu$ ) abgeleiteten Partikelradien  $\varrho_{eff}$  sind etwas kleiner, was aber daran liegt, daß in diesem Fall der Extinktionsverlauf auf das Häufigkeitsmaximum der Größenverteilung anspricht, während die SF die Grenzgröße ergibt. Damit in Zusammenhang weist der bei  $\varphi > \varphi_K$  gegenüber der Theorie (Abb. 3) stark verflachte Abfall der SF darauf hin, daß auch kleinere Partikel relativ zahlreich vorhanden sind. Die genauere Größenverteilung wird sich nach anderen Methoden ableiten lassen. Im übrigen stimmen die mit unseren optischen Messungen erhaltenen Ergebnisse über den Waldbrand-Rauch, der ja einige Tage alt war, recht gut mit experimentellen Befunden an Zigarettenrauch u. ä. überein.

Das H/S-Spektrum, das für eine Messung in Abb. 22 dargestellt ist, zeigt besonders im Winkelbereich des rotbraunen Saumes des Bishopringes ( $\varphi \approx 30^\circ$ ) starken

Gang mit der Wellenlänge. Der eindrucksvolle wellenförmige Verlauf bei Abb. 18 ließ sich hier nicht ganz erfassen, da das H/S-Maximum erst im UR liegt ( $\lambda_M$  ca  $1 \mu$ ).

Bei dieser Rauchtrübung konnte — abgesehen von den Variationen infolge wechselnder Partikelgröße, die sich aber im Mittel herausheben bzw. erkennen lassen — die mit sinkender Sonne zunehmende Weite der Bishopringe bei visueller Beobachtung gut verfolgt werden. Dies wurde besonders von R i g g e n b a c h (57) und D o r n o (58) schon beschrieben, in neuerer Zeit fand die Erscheinung (mangels Gelegenheit?) keine Beachtung mehr. Übereinstimmend ergibt sich, daß z. B. bei  $10^\circ$  Sonnenhöhe jede Farbgenze des Bishopringes doppelt so großen Sonnenabstand aufweist als bei  $45$  bis  $50^\circ$  Sonnenhöhe. Auf die Schwierigkeiten bereitende Erklärung dieser merkwürdigen Tatsache sei nicht eingegangen. Jedenfalls zeigt sich, daß das nicht am Verlauf der relativen Winkelabhängigkeit der SF liegen kann, denn dieser ist weitgehend invariant gegenüber der Sonnenhöhe. Offenbar spielt die von der Sonnenhöhe abhängige spektrale Zusammensetzung (Farbsättigung) des Himmelslichts eine wesentliche Rolle.

Wenn wir hiermit die Beschreibung eines Teils der Arosor Himmelslichtmessungen abschließen, ist die Vielheit der im Hochgebirge gefundenen SF-Formen und deren Wetterbeziehungen zu betonen. Eine richtige Diskussion und Systematik wäre ohne Kenntnis der Tiefland-Messungen und der dort erworbenen Erfahrung kaum möglich gewesen.

#### 24. Streufunktionen von Wasserwolken und Eiskristallen.

In Ergänzung der typischen Dunststreuungen, und auch um den Unterschied zu diesen zu zeigen, seien noch Meßergebnisse über die SF von Wolkenelementen in der Abb. 21 dargestellt und kurz besprochen, zumal derartige Messungen noch kaum gemacht wurden.

##### 24a) Wasserwolken.

Im Gegensatz zur Größenverteilung der atmosphärischen Dunstpartikel, deren Zahl im optisch erfaßbaren Radienbereich etwa mit der dritten Potenz des Radius abnimmt, stellen nach verschiedenen direkten Messungen (z. B. Flugzeugaufstiege von D i e m (59)) die Elemente von Wasserwolken ein mehr oder weniger gleichteiliges Aerosol dar — wenigstens solange keine Niederschlagsbildung und Vereisung einsetzt. Hierdurch erhält die SF wieder besonders charakteristische Züge.

Eine SF, die durch dünne, sehr großflächige und homogene Altopcumuli lenticulares erzeugt worden war, konnte am 7. 8. 1951 spektrographisch ausgemessen werden (Abb. 21a). Visuell ließ sich bei dem schönen Beugungskranz außer den Farben der 1. Ordnung auch noch der zweite rote Ring gut erkennen, so daß der Vergleich der gemessenen SF mit den theoretischen interessant erscheint (ig in Abb. 4). Nach den D i e m'schen Flugzeugmessungen dürften nämlich Tropfenspektren mit einer relativ steilen, engen Häufigkeitsverteilung nicht allzu häufig sein (Fälle, in denen die größten Wolkenelemente höchstens doppelt so großen Radius haben wie die kleinsten, kommen bei As und Cu mit etwa 5 bis 10% Häufigkeit vor, in anderen Wolken mit ca. 20%). Andererseits wächst nach Gl. [12] in Sonnennähe der Betrag des Streulichts sehr stark mit wachsender Partikelgröße (für  $\lambda = \text{const}$  ist im Zentrum der Beugungserscheinung  $i(0^\circ) \sim \varrho^4$ ), wobei die SF sich noch verengt, so daß Betrag und  $\varphi$ -Abhängigkeit in diesem Winkelbereich fast allein von den größten vorhandenen Partikeln bestimmt wird. Im Bereich der Minima und Maxima der SF dieser Partikel wirken dann jedoch die SF der kleineren Partikel (mit breiterer SF) stark verwischend, und nur an dieser verwischenden Wirkung

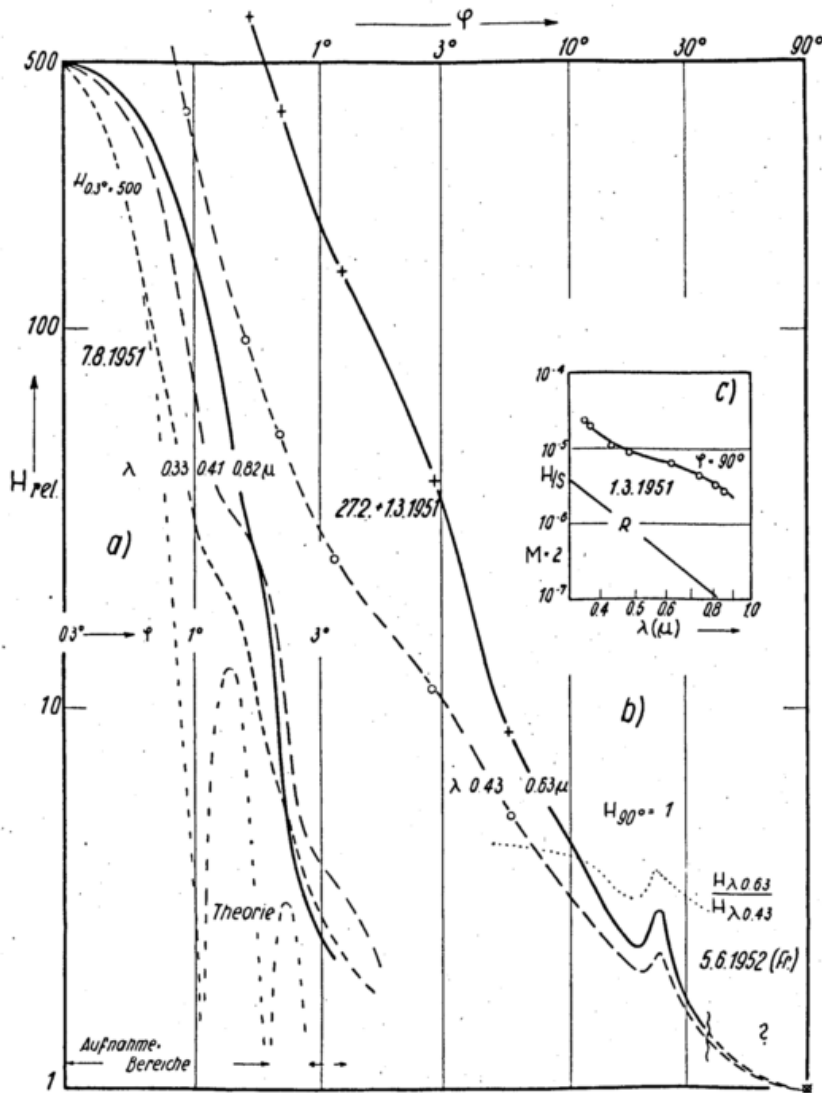


Abb. 21  
 Durch Wolkenelemente erzeugte Streufunktionen:  
 a) Wasserwolke, Tropfenradius  $9 \mu$ .  
 b) Eiskristalle, mit Halo.

läßt sich also das Vorhandensein letzterer erkennen. Natürlich wäre auch noch die Winkelausdehnung der Sonne zu berücksichtigen.

Nun zur Analyse unserer Messung:

Aus der Winkelausdehnung der zentralen Beugungsfigur und aus der Winkellage der nur durch welligen Intensitätsabfall angedeuteten Nebenmaxima wurde der „effektive“ Partikelradius zu  $9,5 \mu$  bestimmt (= obere Grenzgröße nach Vorstehendem). Es wurde aber auch zwischen dem Meßergebnis und den „komplexen“ SF, die für relativ enge Tropfenspektren (D i e m'sche Häufigkeitsverteilung für As und Cu) berechnet wurden, eine gute Übereinstimmung hinsichtlich der Verwischung der Beugungsfigur erzielt.

Um visuelle Farbeindrücke entstehen zu lassen, reicht der gemessene, leicht wellenförmige Verlauf der steil abfallenden SF sicher aus; es kommt hierbei ja wesentlich auf das mit dem Streuwinkel veränderliche Intensitätsverhältnis der SF verschiedener  $\lambda$  an den „Farbverlauf“, nicht auf monochromatische Beugungsminima und -Maxima. — Den bisher veröffentlichten Ergebnissen von Registrierungen der Himmelselligkeit in Sonnennähe (60), (61) ( $2^\circ < \varphi < 15^\circ$ ) kann kaum eine Realität zugesprochen werden. Relativ sehr häufig (in ca. 15 % aller Himmelslichtmessungen) ergaben sich

ausgesprochene Intensitäts-Minima und -Maxima, ohne daß Aureolen bzw. Kränze beobachtet wurden — offenbar war auch die in Sonnennähe gemessene Intensität ganz normal, so daß die Unstetigkeiten als apparative Fehler (Blendenreflexe) angesehen werden müssen (s. Abb. 24). — Eine bessere Ausprägung der Beugungsfigur von Wolkenelementen als in unserer Messung konnte auch B r i c a r d (62) nicht feststellen; Ähnliches zeigten auch weitere eigene Photoaufnahmen.

24b) Streufunktionen von Cirren und Intensitätsverlauf in Halos.

Bei recht gleichmäßiger, schwacher Bedeckung des Himmels mit Cirren und bei gut ausgeprägten Halos konnten an mehreren Tagen Messungen gemacht werden. So in Arosa besonders am 1. 3. 1951 ( $T_{\lambda 0,46} = 3,5$ ) und später in Frankfurt ( $T_R = 27$ ). Nach den übereinstimmenden Ergebnissen (Abb. 21b) fällt die Himmelselligkeit zwischen  $0,3$  und  $10^\circ$  Streuwinkel im Mittel mit  $\varphi^{-2}$  ab. G ü n t h e r s Messungen mit dem Koronographen (39) zeigen dann noch, daß die SF in Rot unterhalb etwa  $0,2^\circ$ , in Blau ab etwa  $0,1^\circ$  Sonnenabstand schon fast konstanten Wert annimmt (wohl nur wegen des Einflusses der Winkelausdehnung der Sonne).

Auch der Helligkeitsverlauf der Haloerscheinung ist durch eigene Messungen mehrfach belegt. Die visuell

immer auffallende Blautönung des Himmels innerhalb des Halos, bis etwa  $10^\circ$  Sonnenabstand, kommt in den spektralen Messungen gut zum Ausdruck (vergl. das eingezeichnete Verhältnis Rot/Blau und die Untersuchungen von E. u. D. Brüche (63) über Kontrastwirkungen). — Nach der Wiener'schen Theorie (Abb. 4. i<sub>w</sub>) sollte das Streulicht von Eiskristallen von  $\varphi = 30$  bis  $90^\circ$  nahezu auf ein Zehntel abnehmen. Die demgegenüber fast konstanten Werte in Abb. 21b können jedoch nicht als gesichert angesehen werden, da sie auf Arosen Messungen basieren, bei denen neben der ziemlich dünnen Ci-Bewölkung noch starker Dunst vorhanden war. Auch sollte in Abb. 21b der Verlauf von H/S bei vorwiegender Eiskristallstreuung weit weniger  $\lambda$ -abhängig sein.

## Kapitel E.

### Himmelssichtmessungen im Tiefland.

#### 25. Vorbemerkungen.

Wenn auch die Messungen, die in Frankfurt ab Juli 1952 auf Grund neuer theoretischer Untersuchungen nach besonderen Gesichtspunkten durchgeführt wurden, viel weitergehende Einblicke in das Wesen der Streufunktion vermitteln und namentlich quantitative Untersuchungen der Aerosol-Größenverteilung fördern, sollen hier doch noch einige Frühjahrsmessungen besprochen werden, um einen Einblick in das Wesentliche der Grundsichtstrübungen zu vermitteln und die Gemeinsamkeiten und Unterschiede zu den Hochgebirgsstrübungen deutlich werden zu lassen. Die SF-Typen, und damit auch die prinzipiellen Zusammenhänge mit der Wetterlage, sind zwar die gleichen, doch treten sie — nicht nur wegen der kräftigeren Trübung — im Himmelslicht der Niederung eindeutiger hervor. Das erleichtert auch die visuelle Erkennbarkeit der Typen, wodurch laufende Untersuchungen sehr vereinfacht werden.

Einige der nun zu besprechenden Messungen verdienen noch dadurch Interesse, daß auch gleichzeitige photographische SF-Bestimmungen vom nahen, etwa 700 m höher gelegenen Taunus-Observatorium vorliegen und einen Einblick in die Höhenabhängigkeit der SF innerhalb der Grundsicht ermöglichen. Von größter Bedeutung ist ja die Frage, welchen Einfluß die bodennahe anthropogene Trübung hat. So wurden die Frankfurter Messungen vom Dach des schon etwas außerhalb des Stadtkernes gelegenen Institutes aus gemacht; aber alle unsere Erfahrung zeigt eindeutig, daß industrielles Aerosol im Himmelslicht (SF-Typen) keine nennenswerte Rolle spielen kann, eher im Streulicht der engsten Sonnenumgebung.

#### 25a) Zur Meßmethode.

Die Frankfurter Messungen wurden nach denselben Prinzipien wie in Arosa durchgeführt: spektrale Messung im Horizontalkreis der Sonne (Abschn. 11), jedoch mit dem schon beschriebenen Selenphotometer unter Benutzung von Filtern (Abschn. 15b). Da ein vollständiger Meßsatz zur Bestimmung der SF und der Sonnenintensität in drei Filterbereichen aus etwa 60 Ablesungen und öfteren Nullpunktcontrollen bestand, wozu etwa 15 bis 20 Minuten benötigt wurden, mußte gelegentlich mit merklicher Änderung der Trübungsstärke und — namentlich bei tiefstehender Sonne — mit stärkerer Änderung der Sonnenhöhe gerechnet werden. Bei den jetzt zu diskutierenden Messungen wurde die SF noch für jeden Filterbereich getrennt gemessen, deshalb ergaben sich bei der nachträglichen Berechnung des Verhältnisses der Intensitäten der SF in verschiedenen Spektralbereichen (in Abhängigkeit vom Streuwinkel, „Farbwertfunktion“) oft weniger gute Resultate, na-

mentlich bei großen Streuwinkeln. Dies konnte aber beim späteren „Farbwertprogramm“ (ab Juli 1952) ohne ein Mehr an Messungen dadurch völlig behoben werden, daß an jedem Himmelspunkt unmittelbar nacheinander mit allen drei Filtern gemessen wurde.

#### 25b) Empirische Beziehung für H/S.

Zu betonen ist auch noch, daß bei der zunächst qualitativen Diskussion der Winkelabhängigkeit der Grundsicht-SF verschiedener Spektralbereiche die Trübungsstärke oder mit andern Worten der Absolutwert von H/S (d. h.  $I'$ ) kaum berücksichtigt zu werden braucht. Einmal werden die Messungen nicht bis ins UV ausgedehnt, wo nach den Arosen Ergebnissen die Mehrfachstreuung stark verwischende Wirkung auf die Dunst-SF hat, zum andern ist die Grundsicht-SF viel prägnanter und wegen der meist stärkeren Trübung weitgehend mit der speziellen SF des Dunstes identisch.

So besteht nach den Frankfurter Messungen für das Verhältnis zwischen dem minimalen Wert der spektralen Himmelselligkeit  $H_{\min}$  im Höhenkreis der Sonne (etwa bei  $\varphi = 110^\circ$ ) und der gemessenen Strahlungsdichte  $S$  der Sonne mit guter Näherung die mehr statistische Beziehung

$$\begin{aligned} H_{\min}/S &= 1.73 (a \cdot M)^{1.3} \cdot 10^{-6} \quad \text{in Rot } (\lambda 0,63 \mu) \\ H_{\min}/S &= 4.57 (a \cdot M)^{1.6} \cdot 10^{-6} \quad \text{in Blau } (\lambda 0,44 \mu) \end{aligned} \quad a \geq 2a_{\text{Rayl.}} \quad [19]$$

wo  $a$  der spektrale Extinktionskoeffizient (Gesamtextinktion  $a_{\text{Rayl}} + a_{\text{D}}$ ) und  $M$  die Luftmasse ist. Die Beziehung ist i. w. unabhängig vom Trübungstyp und gilt nicht für schneebedeckten Boden. Nach der Himmelslichtgleichung, die keine Mehrfachstreuung berücksichtigt, würde gelten  $H/S = M \cdot a \cdot \omega_{\odot}$  (Gl. [6] und [2]), also eine lineare Abhängigkeit von  $a \cdot M$ .

Von unsern Ergebnissen über die  $\lambda$ -Abhängigkeit der Dunstextinktion wird erst in Abschnitt 43 Gebrauch gemacht, und zwar nur hinsichtlich des Trübungstyps B. Es sei aber bemerkt, daß sich diese sowohl in ihren gelegentlich geringen Abweichungen von einer Potenzfunktion wie im mittleren Exponenten als fast ganz unabhängig von der Art des Typs erwies.

#### 25c) Einfluß der Luftfeuchtigkeit auf Trübungsstärke und Aerosolbrechzahl.

Bei einigen Messungen wird auch die Frage auftauchen, inwieweit hohe Luftfeuchtigkeit einen Einfluß auf die Optik des Aerosols hat und ob sehr hohe Trübungswerte nicht eventuell durch Wolkenbildung vortäuscht sind. Nach unseren Ergebnissen besteht aber kein Einfluß des Quellungsstandes des Aerosols auf die Winkelabhängigkeit der SF und die  $\lambda$ -Abhängigkeit der Dunstextinktion. Das stimmt mit den experimentellen und theoretischen Ergebnissen von Junge (34), (35), (64) überein. Er fand, daß bei den Partikeln des natürlichen Aerosols („Mischkerne“, s. Abschn. 9) das prozentuale Größenwachstum bei Zunahme der relativen Luftfeuchtigkeit  $f$  unabhängig vom Radius  $\rho$  ist (solange  $f < 97\%$  und  $\rho > 0,01 \mu$ ). Das Aerosolspektrum erfährt deshalb, da es genau oder nahezu einer Potenzfunktion gehorcht, bei Feuchteänderung nur eine Parallelverschiebung, d. h. die optischen Verhältnisse bleiben bis auf eine Änderung des Extinktionsbetrages  $a$  gleich. Dessen Abhängigkeit von der relativen Feuchtigkeit geben die Kurven 1 und 2 der Abb. 22 wieder. Bei  $f = 95\%$  ist demnach die Lichtschwächung in einer Luftschicht konstanter Partikelzahl etwa 1,7-mal größer als bei  $f = 20\%$ .

Da nach den in Abschn. 8 skizzierten Refraktometer-Untersuchungen die trockene Dunstsubstanz eine effektive Brechzahl  $n_{\text{D}} \approx 1,53$  besitzt, ist bei Wasseraufnahme des Aerosols (Quellung) eine Brechzahlabnahme

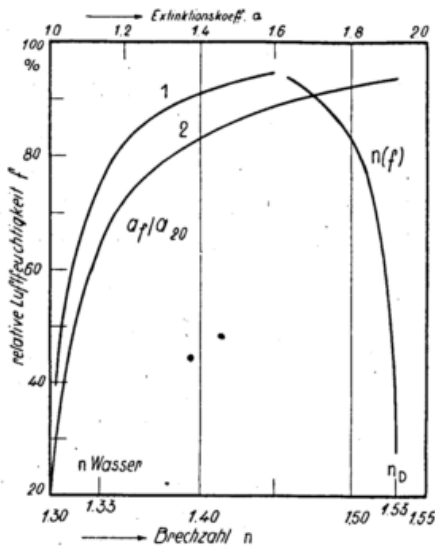


Abb. 22

Einfluß der Luftfeuchtigkeit  $f$  auf Extinktion  $a$  und Brechzahl  $n$  des natürlichen Aerosols. 1 und 2: Zunahme von  $a$  mit  $f$ , bezogen auf  $f = 20\%$  (nach zwei Wachstumskurven von Junge (34).  $n(f)$ : Abnahme der Brechzahl der Aerosolsubstanz ( $n_D = 1,53$ ) durch Quellung des Aerosols für das Mittel der Kurven 1 und 2 (noch unveröffentlichte Rechnungen auf Grund der Mischungstheorie der Refraktion).

zu erwarten. Berechnungen auf Grund der Mischungstheorie der Refraktion (Wasser und Dunstsubstanz homogen gemischt), die nach Güttler (29) zumindest im Bereich  $q < 0,1 \lambda$  in guter Übereinstimmung mit der Theorie der Extinktion von festen Kernen mit einer entsprechenden Wasserhülle steht, zeigen, daß die Erniedrigung der Brechzahl selbst bei  $f = 95\%$  noch mäßig ist ( $n \approx 1,46$ ; siehe Abb. 22 sowie Brechzahlen behauchter Substanzen in Tab. 2). Diese Brechzahländerung wurde in Abb. 22 bei Berechnung der Extinktionszunahme nicht berücksichtigt; in Verbindung mit Abb. 29 ergibt sich, daß die Extinktion nur etwa 60% der in Abb. 22 eingezeichneten Änderung erfährt.

Nach Junge (49) dürfte das Wachstum größerer Kerne erst bei Luftfeuchten  $f > 97\%$  stärker werden als das kleinerer (Grund: Oberflächenspannung), so daß wegen Änderung der Potenzfunktion der Größenverteilung (und wegen der Brechzahlabnahme) auch die SF und die  $\lambda$ -Abhängigkeit der Dunstextinktion ( $a \rightarrow 0$ ) Veränderungen erfahren müssen. Inwieweit bei einigen unserer Untersuchungen des Himmels- und Sonnenlichts in der Atmosphäre solche kritischen Feuchtewerte (Erreichen des Kondensationspunktes, Beginn der Nebel- und Wolkenbildung) herrschten, läßt sich z. B. im Fall der Frankfurter und Mainzer Messungen aus den Daten der Radiosondenaufstiege kaum sicher entscheiden. Aber sowohl die optischen Messungen wie die visuellen Beobachtungen zeigten immer, daß das Aerosol sich noch im „Dunstzustand“ befand. Denn der „Wolkenzustand“ macht sich vor allem durch einen sehr hellen, die Sonne umgebenden engen Beugungskranz bzw. eine Aureole bemerkbar (Abschn. 28a). Es sei allerdings bemerkt, daß im Bereich der Vorkondensation Fragen optischer Art noch offen stehen (trockene Nebel (65), Scheinwerfer-SF).

### 25d) Höherer Streckung des Dunstes.

Über die scheinbare Höherer Streckung des Dunstes, eventuell auch über die Höhenabhängigkeit des Dunstgehaltes (Beobachtung der „Dunststrahlen“ bei durchbrochener Bewölkung), deren Kenntnis auch für Fragen der Dunstphysik wichtig ist, erhält man durch Vergleich der Dunstextinktion in der Horizontalen (Sicht-

messungen,  $a_D^*(\text{Km}^{-1})$ ) und in der Vertikalen (Sonne,  $a_D$  ( $\text{M}^{-1}$ )) einigen Einblick. In Übereinstimmung mit den Literaturwerten ergab sich so im Mittel die homogene Höhe  $Z^* = a_D/a_D^*$  der Dunstatmosphäre zu 1,2 km. Bei bestimmten dunstreichen Wetterlagen wurden aber häufig für  $Z^*$  Werte von 2, ja 4 km gefunden, was wohl oft darauf hindeutet, daß im Niveau, in dem sich zuvor die Wolken aufgelöst hatten (ca. 1,5 km) die Trübung stärker ist als am Boden. Das ist auch aus direkten Messungen bekannt und spricht wie manches andere gegen entscheidenden Einfluß anthropogener Trübung.

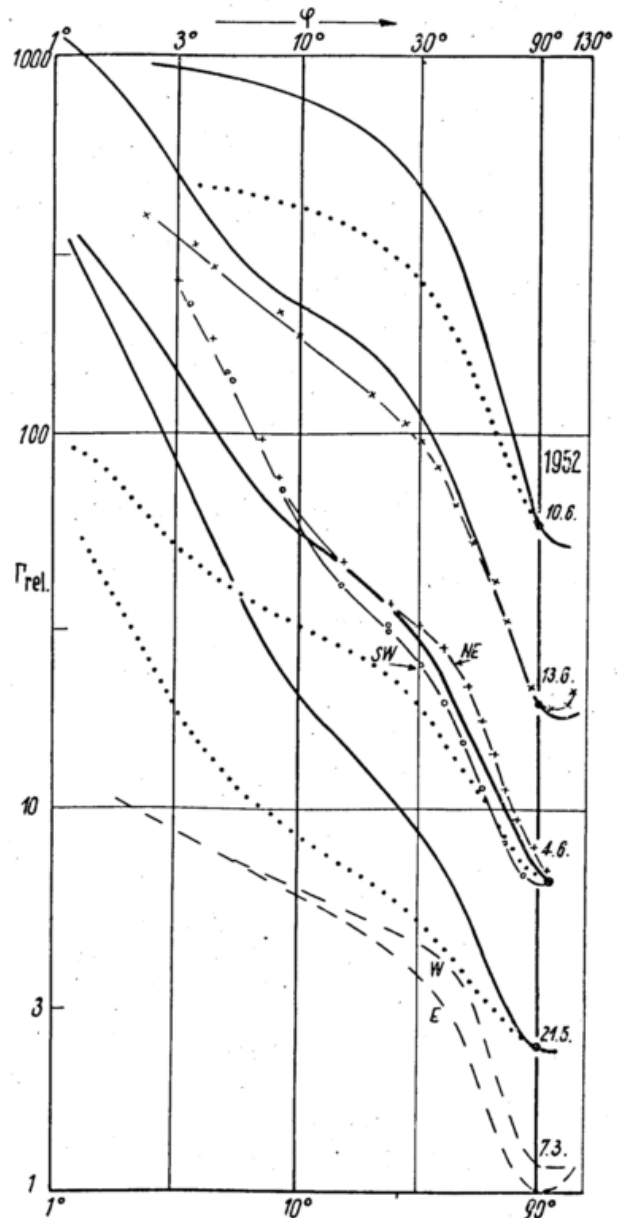


Abb. 23

Typische Frankfurter Streufunktionen, z. T. mit Vergleichsmessungen vom Taunusobservatorium (jeweils  $H(90^\circ)$  gleichgesetzt).

—  $\lambda_{0,63}$  } Frankfurt (F) x-x-x-  $\lambda_{0,63}$  Taunus (T)  
 .....  $\lambda_{0,43}$  }

1952:	Tag	Zeit	Ort	Typ	Tr(F)
	10.6.	1040	F	B	16.-
	13.6.	09	F+T	BA+AB	8.5
	4.6.	08	F+T	AB+A	5.5
	21.5.	0850	F+T	AB+A	6.3
	7.5.	1030	F	(A)	-

BA, AB bezeichnet Mischtypen.

## 26. Trübungstyp B — Schichtwolken-Typ.

Doch nun zu den ausgewählten typischen Frankfurter Frühsommermessungen. Diese SF sind in der Abb. 23 hauptsächlich nach den Unterschieden im Verlauf der Winkelabhängigkeit geordnet. Es ist aber damit zugleich wieder eine Einteilung hinsichtlich der Witterung getroffen.

Beginnen wir mit dem SF-Typ B. Im Hochgebirge war er, an einer weiten weißlichen Trübungsscheibe erkennbar, zunächst für winterliche Kaltluft charakteristisch. Ein enger Zusammenhang des Grundschicht-Typs B hinsichtlich der Stärke und Ursache der Trübung und der Wetterlage besteht jedoch zu den Arosen Fällen, bei denen sich innerhalb einer Luftmasse ausgedehnte Wolkenmassen aufgelöst hatten (nach Stau, z. B. Abschn. 22b). Der Typ soll deshalb mit Schichtwolken- oder Stratus-Typ bezeichnet werden.

Die im oberen Teil der Abb. 23 eingetragene Messung vom 10. 6. 1952 kennzeichnet den SF-Typ B recht schön. Gegenüber den Arosen Beispielen ist der steilere Abfall der SF  $H(\varphi)$  im Winkelbereich  $\varphi \approx 40$  bis ca  $100^\circ$  bemerkenswert (in Rot  $H(\varphi) \sim \varphi^{-2}$ ). Die Wetterlage: nach Durchzug eines Troges und anhaltend flacher Luftdruck-Verteilung ist tags zuvor in ganz Mitteleuropa noch meist dichte Sc-Bewölkung; nach Aufklaren tritt in der Nacht verbreitet Nebel auf. Die Messung wurde nach dessen Auflösung gemacht (nach dem Wiesbadener Aufstieg ist die Luftfeuchte bis 2 km Höhe noch etwas über 90%). Noch ist die Sonne gelblich-matt und am Diopter kaum zu erkennen. Mit  $T_R = 16$  (photometrischer, nicht aktinometrischer Trübungsfaktor!) ist die Trübungsstärke außerordentlich hoch, aber für diese Wetterentwicklung und Trübungsart nicht ungewöhnlich. Die Sichtweite beträgt etwa 2 km, so daß in diesem Fall die Dunstschicht eine homogene Höhe  $Z^*$  von nur 0,4 km hat.

Auch am 8. und 9. 5. 1952 (gleiche SF wie am 10. 6., jedoch Helligkeit in Sonnennähe etwas ansteigend) lagen ähnliche meteorologische und wolkenphysikalische Verhältnisse vor. ( $T_R = 7$ ). Am 8. 5. war gerade eine alte Luftmassengrenze mit ihren Bewölkungsresten nach Westen zurückgetrieben worden, und am 9. 5. konnte die Messung erst nach abendlicher Auflösung ausgedehnter St- und Sc-Felder, die verbreitet zu Regenfällen geführt hatten, gemacht werden. Bei diesen Messungen zeigte der Dunst noch schlierige Struktur, was auf seine direkte Verknüpfung mit der Wolkenauflösung hinweist.

Als extremes Beispiel, das die bisherigen Ergebnisse voll bestätigt, ist eine Messung in Mainz am 25. 4. 1953 zu nennen. In den Mittagsstunden, beim Durchzug (14 Uhr) eines nicht mehr wetterwirksamen Troges, wurde in der mit starken Quellwolken erfüllten Dunstschicht  $T_R$  zu 40, zeitweise zu 60, bestimmt. Ihre Höherstreckung betrug etwa 4 km (nach  $Z^*$  und dem Schattenwurf der Cumulonimben im Dunst). Wie zu erwarten, wurde hierbei auch der Trübungstyp B beobachtet; vergl. Farbaufn. in (46).

Solche starken und z. T. hochreichenden Trübungen sind zwar in der Literatur (z. B. F i c k e r (66)) nicht unbekannt, und namentlich in Flugberichten wird oft bis an die Troposphärgrenze reichender, relativ starker Dunst festgestellt (z. B. (42)). Diese Tatsachen sind nie recht erklärbar gewesen; der Schluß, es würde sich um aufgehobenen Bodendunst handeln, hat wenig für sich.

## 27. Zur Natur des Aerosols.

Der Typ B zeigte sich nach Hochgebirgs- und Tieflandmessungen recht oft mit außergewöhnlich starker Trübung verbunden. Es erhebt sich die schon in Abschn. 22b aufgeworfene Frage, wie die starke Dunstanhäufung bis in größere Höhen zustande kommt, ja welches

überhaupt die Natur des atmosphärischen Aerosols ist. Hier kann, auf die eingehenden Untersuchungen J u n g e's (33) hinweisend, nur angedeutet werden, daß der Cauer'sche Kondenskegel-Effekt eine bedeutende Rolle spielen muß: bei der Kondensation bzw. Sublimation werden offenbar zusammen mit den Wassermolekülen auch anorganische und organische Spurenstoffe, die in gasförmigem Zustand (also optisch nicht erfassbar) in der Luft vorhanden sind, an den Kondensationskernen niedergeschlagen und bleiben, sofern die Kondensationsprodukte als Schnee oder Regen nicht den Erdboden erreichen, sondern in der Luft wieder verdampfen, wohl weitgehend in festem Zustand (Salzbildungen durch chemische Reaktionen) zurück. Hierdurch wird der ursprüngliche Kondensationskern vergrößert. Da die Gewichtskonzentration der chemisch analysierten Spurenstoffe im Niederschlagswasser bekanntlich in der Größenordnung  $K = 15^{-5}$  bis  $10^{-4}$  ist, hat die Trokensubstanz (Dichte  $\approx 2$ ) einen Radius, der  $(0,5 \cdot K)^{1/3} = 1/58$  bis  $1/27$  desjenigen der Tropfen beträgt, so daß also Wolkenelemente mit  $\varrho_w = 9 \mu$  bis auf ein Dunstpartikel mit  $\varrho_D = 0,15 \mu$  bis  $0,34 \mu$  abtrocknen — das ist aber der für die Art des Trübungstyps maßgebliche Größenbereich des Aerosols. Merkwürdigerweise resultiert bei diesen Vorgängen (vornehmlich in niederschlagsarmem Schichtgewölk) immer die dem Trübungstyp B zugehörige Aerosolgrößenverteilung. — Bei den Spurengasen hat man vor allem an Ammoniak, Schwefel- und Stickstoffoxyde sowie Chlor zu denken, die industriellen Vorgängen, dem Hausbrand, der weltweiten Zersetzung organischer Stoffe und der Meeroberfläche entstammen dürften. Dagegen kommt direkt entstehendem, als „Rauch“ sichtbarem anthropogenem Aerosol (infolge Abkühlung der Verbrennungsgase entstehender Rauch, sowie Staub) nach unserer Erfahrung eine große Rolle wohl in der bodennächsten Trübung (Scheinwerfermessungen, Abschn. 35), nicht aber in der gesamtatmosphärischen Dunsttrübung (Sonnen- und Himmelsstrahlung) zu. Auch die Bedeutung der Koagulation und Sedimentation des Aerosols ist gerade in dem für die Ausbildung der Trübungstypen maßgeblichen Größenbereich sicher sehr gering. Auf nähere Betrachtungen sei an anderer Stelle eingegangen; es mag lediglich noch bemerkt werden, daß nach den Erfahrungen der Wetterflieger (67) die bisherige „Dunsttheorie“ (sofern es überhaupt eine solche gibt) unzureichend ist.

## 28. Bishopringe — SF-Typ C.

Recht schöne Bishopringe konnten in der Grundschicht einige Male in sehr schöner Ausprägung beobachtet, doch nur selten (25. 8. 1952,  $T_R = 10$ ) ausgemessen werden, da sie in der Regel im Bereich von zerfallenden, aber noch wolkenreichen Kaltfronten (Kaltluft maritimen Charakters) auftraten. So wurde am 6. 4. 1952 in Frankfurt zwischen hochaufgetürmtem Schauerwölk ein sehr schöner Ring gesehen. Auf einer Reise zeigte sich am 23. 6. um 15 Uhr im Lee des mittleren Schwarzwaldes in Lücken der aufbrechenden Kaltluftbewölkung ein prächtiger Bishopring; bis nach 17 Uhr konnte er dann in der Rheinebene auch vor dem cirrösen Himmelhintergrund einer neu heraufziehenden Störung noch gut festgestellt werden. — Ähnliche Beobachtungen konnten im Laufe des Sommers 1952 noch mehrfach gemacht werden. Die Trübung war meist mittlerer Stärke, aber gelegentlich wie beim Typ B hoch.

Wie die Arosen Bishopringe natürlichen Ursprungs hatten auch die des Tieflandes immer gleiche Winkelausehnung (bezogen auf gleiche Sonnenhöhe, z. B.  $30^\circ$ ): rotbraune Färbung von ca. 20 bis  $30^\circ$  Sonnenabstand, innerhalb dieses Winkelbereichs, gegen die Sonne hin, blauweiß.

Häufiger wurde ein nur schwach ausgeprägter Bishopring beobachtet. Der äußere Saum der weißen

Streulichtscheibe, die den Trübungstyp B charakterisiert, hat dann braunrötliche Tönung, die aber nur bei Benutzung einer geeigneten Sonnenbrille gut wahrgenommen werden kann (Misch-Trübungstyp BC).

Bei der Beschreibung des Bishopringes der „Blauen Sonne“ (Abschn. 23) wurde darauf hingewiesen, daß die Farbgrößen der Beugungserscheinung mit abnehmender Sonnenhöhe eine beträchtliche Ausweitung erfahren. Nach unseren Beobachtungen gilt das auch für die Bishopringe des natürlichen Aerosols (Typ C), ja selbst für die helle weißliche Scheibe des Trübungstyps B.

Über die wolkenphysikalischen Ursachen des Trübungstyps C kann man sich wohl folgende Vorstellungen machen: In den Luftmassen herrschte auf dem mittleren Atlantik verbreitet stratiforme Bewölkung mit dem dort typischen Nieselregen (Findelsen (68)). Diese Bewölkung dürfte (nach dem im vorigen Abschnitt Gesagten) die relativ starke Trübung „erzeugt“ haben; der zum Größenspektrum des SF-Typs B führende Vorgang ist aber wohl durch das Ausfallen der größeren Wolkenelemente (= Nieseltröpfchen) gestört, so daß nach Auflösung der Wolken die Dunstpartikel mit  $\rho_D > 0,3 \mu$  merklich fehlen.

### 29. Trübungstyp A — Grundsichtkaltluft.

Der SF-Typ A der Grundsicht ist wesentlich deutlicher ausgeprägt als (sommers) im Hochgebirge, wie die noch in Abb. 23 gezeigte Messung vom 21. 5. 1952 beweist (gleiche SF auch am 20. und 22. 5.; am 20. 5.  $T_R = 4,3$ , sonst 6,3). Man findet in Blau wieder bedeutend flacheren Verlauf der SF als in Rot — das wesentliche Charakteristikum dieses Typs. Lediglich in Sonnennähe ( $\varphi \leq 80^\circ$ ) ist die enorme Steilheit der SF in allen Wellenlängen gleich ( $\varphi^{-1,3}$ , im Extremfall sogar  $\varphi^{-1,6}$ ), aber im Winter auch kleiner. — Nur als graduelle Abschwächung dieses Typs ist der etwas häufigere „geradlinige“ Anstieg der SF (Potenzfunktion) von  $\varphi \approx 90^\circ$  bis an die Sonne anzusehen (s. Abb. 31).

Die stetige Zunahme des Rotgehalts im Himmelslicht wirkt sich bei der visuellen Beobachtung so aus, daß der Himmel bei kaum merklicher, ganz stufenloser Zunahme der Verweißlichung bis an die Sonne hin blau erscheint; jedoch ist die Sonne von einer wenige Grad weiten, blendenden weißen Scheibe umgeben. Wenn auch bei diesem Streulichttyp die Trübungsstärke meist recht gering ist, so ist doch dieser Verlauf der Himmelsfarbe für den Eindruck eines klaren (Kaltluft-) Himmels von wesentlicher Bedeutung.

Die im Vergleich zu Typ B und C im Streuwinkelbereich um 10 bis 20° relativ geringe Streulichtintensität — namentlich in Blau — weist darauf hin, daß beim Aerosolspektrum des Typs A Partikel derjenigen Größe deutlich fehlen, welche bei den anderen SF-Typen für die Ausbildung der großen Streulichtscheibe bzw. des Bishopringes maßgeblich sind. Es hatte sich schon ergeben, daß dies die Partikel mit Radien von ca. 0,2 bis 0,3  $\mu$  Radius sind, welche an sich die größte optische Wirksamkeit haben (Abschn. 22b, 39), der SF-Typ A kann deshalb geradezu als „negativer Bishopring“ bezeichnet werden. — Die große Streulichtintensität in Sonnennähe weist dagegen darauf hin, daß Partikel mit Radien über ca. 1  $\mu$  bedeutendes optisches Gewicht haben.

Der SF-Typ A tritt meist in Luftmassen auf, die rasch aus polaren Breiten vorgestoßen sind, also bei echter klarer Kaltluft (mP, oder cP wie am 20. bis 22. 5. 1952); allerdings weist sie ihren thermischen Charakter oft nicht mehr auf, so im Sommer nach dem Weg über das nord- und osteuropäische Festland und in wenigen Fällen auch bei Polarluftmassen, die über den südlichen Atlantik nach Mitteleuropa gelangten (mPt). Letztere

Aussage beruht mit auf Beobachtungen, die am 14. 4. 1952 und am 4. 4. 1953 (nachmittags) am Bodensee bei S- bis SW-Strömung in Tropikluft gemacht wurden. Namentlich im zweiten Fall handelt es sich aber eindeutig um Polarluft, die im Laufe weniger vorausgegangener Tage transformiert worden war; geringe Luftfeuchtigkeit und Wolkenarmut (auch auf dem Atlantik) sowie außergewöhnlich große, eventuell mit einem besonderen Farbton verknüpfte Helligkeit\* in Sonnennähe sind dabei noch bemerkenswert.

Auch die wahrscheinlichen Ursachen des Trübungstyps A können skizziert werden. In arktischen Breiten ist bekanntlich die Luft sehr rein und klar; Sichtweiten bis zu 300 km sind dort häufig. Beim Weg der Kaltluft über das wärmere Meer dürfte dann durch die dauernde Bildung und Auflösung von Quellwolken nach dem im Abschnitt 27 beschriebenen Vorgang Aerosol produziert werden ( $\varphi_D \approx 0,1 \mu$ , da Spurengasgehalt geringer als über dem Kontinent). Die Schauerniederschläge mögen größere Dunstpartikel ( $\rho \geq 0,2 \mu$ ) teilweise wieder aufbrauchen. Ein relativ kleiner Teil der Niederschlags-elemente verdunstet jedoch noch in der Luft (besonders in den tieferen Schichten) wieder, so daß ihr Gehalt an Spurenstoffen (Salzen) als „Dunstpartikel“ beachtlicher Größe (5 bis 20  $\mu$ ) in der Luft verbleibt: mit  $K = 10^{-6}$  wird ein Regentropfen von 1 mm Radius oder ein entsprechend großes Schnee- oder Graupenteilchen (vergl. die Eintrocknungsversuche von Jung e (49) an Schneeflocken) zu einem Partikel von 10  $\mu$  Radius vertrocknen. Es läßt sich so verstehen, daß eine Größenverteilung des Aerosols resultiert, die gegenüber derjenigen der anderen Trübungstypen eine geringere Zahl von Partikeln mit ca. 0,15 bis 0,4  $\mu$  Radius hat, hier also gewissermaßen ein Loch aufweist\*\*). — Inwieweit auch abgetrocknete Meerwasserspritzer eine Rolle spielen, läßt sich schwer überblicken. Auf Grund von chemischen Analysen in verschiedenen Größenbereichen des Dunstes schreibt ihnen Jung e (33) nur im Bereich  $\rho > 1 \mu$  eine Bedeutung zu. — Um diese Möglichkeiten zu prüfen, wären noch SF-Untersuchungen auf dem Meere oder an Küsten nötig, so daß auch der Einfluß anthropogenen kontinentalen Aerosols ausgeschlossen werden könnte. So zeigen auch Luftmassen, die im Sommer rasch aus hohen Breiten über den Kontinent — ohne nennenswerte Wolken- oder gar Niederschlagsbildung — vorgestoßen sind, den Trübungstyp A. Es mag aber hier die heftige thermische Konvektion für die Streulichtverhältnisse in Sonnennähe sehr wesentlich sein, da sie Staubaufwirbelung ( $\rho \geq 1 \mu$ ) (23) begünstigt und zugleich das Aussedimentieren größerer Partikel verzögert.

### 30. Mischtypen.

Sobald solche frisch eingeflossenen, meist recht wenig getrübten Luftmassen arktischen Ursprungs mit SF-Typ A etwas zur Ruhe kommen und verbreitet morgendliche Boden- oder Talnebel auftreten (eventuell genügt schon hohe Luftfeuchtigkeit und Vorkondensation), kann in der SF eine mehr oder weniger ausgeprägte Umwandlung zum SF-Typ B festgestellt werden. Auch für Luftmassen, die zeitlich oder räumlich (besonders in vertikaler Erstreckung) nicht früher derart starke Stratusbewölkung aufgewiesen hatten wie das für den Typ B charakteristisch ist, trifft das zu. Die Veränderungen im Aerosolspektrum vollzieht sich offenbar hauptsächlich in dem Partikelbereich, der für die weite Streulichtscheibe des B-Typs maßgeblich ist (0,3  $\mu$ ), während in

\* Zusatz bei der Korrektur: Inzwischen konnte am 2. 8. 1954 die SF einer solchen seltenen Trübung gemessen werden. Danach handelt es sich um einen außergewöhnlich starken A-Typ, dem sich in Sonnennähe ( $\varphi < 10^\circ$ ) ein verwaschener Bishopring (effektiver Partikelradius etwa 0,8  $\mu$ ) überlagert; die Verhältnisse liegen ähnliche wie in Arosen Beispielen (Abschn. 21b).

\*\* Diesen Verlauf zeigten auch Aerosol-Messungen Jung e s bei einem Kaltlufteinbruch (29).

Sonnennähe die Eigenheiten des A-Typs (hauptsächlich starker Helligkeitsanstieg) erhalten bleiben. Diese „Mischtypen“ Ag, AB usw. (Zeichensetzung je nach Grad der Verwandtschaft zu den Grundtypen\*) lassen sich auch visuell leicht erkennen, da sie die eindeutigen Kennzeichen für Typ A (stufenlose Weißzunahme gegen die Sonne hin) und Typ B (weiße, gutausgeprägte Streulichtscheibe) nicht aufweisen; sie besitzen eine schwache, undeutliche Trübungsscheibe, die bis ca 30° Sonnenabstand verfolgt werden kann.

Für den Normalfall gealterter, maritimer und subtropischer Luftmassen sind die in Abb. 23 dargestellten Frankfurter SF-Messungen vom 4. 6. (Ag) und 13. 6. 1952 (BA) recht kennzeichnend: der „Buckel“ der B-SF wird schwächer und rückt von  $\varphi \approx 45^\circ$  nach 35 bzw. 25°; auch in Sonnennähe wird der Wiederanstieg der A-SF weniger stark.

Weitere Einsicht und die Bestätigung, daß in diesen Fällen die Typenveränderungen von tieferen Luftschichten (Frühnebel) ausgehen, vermitteln Vergleichsmessungen, die an einigen Tagen gleichzeitig auf dem Taunus-Observatorium, das nahezu 700 m höher gelegen ist als Frankfurt, mit der Panoramakamera (Abschn. 16) gemacht wurden. Abgesehen vom 21. 5., an dem in Frankfurt und auf dem Taunus-Observatorium genau die gleiche SF gemessen wurde (Typ A), weisen die Messungen in Mittelgebirgshöhe deutlich eine wesentlich größere Annäherung an den Typ A auf als die Frankfurter Himmelslichtmessungen. Es handelt sich hierbei jeweils um gealterte Kaltluft in windschwachen Zwischenhochs mit morgendlicher Nebelbildung im Sinne des am Anfang des Abschnitts Gesagten (am 4. und 13. 6. 1952 sowie an drei anderen Tagen); also Beweise, daß die Alterung der Kaltluft bei wolkenarmem Strahlungswetter (Typ A → BA) tatsächlich von der Niederung ausgeht. Zwei weitere morgendliche Vergleichsaufnahmen,

die in der Mainebene (Mörfelden) in 10 km Abstand von der Stadt gemacht wurden, zeigen auch noch merklich ausgeprägtere Anlehnung an den Typ A als die Stadtmessungen (bei Typ BA am 18. und 19. 4. 1952). Es scheint aber die Umwandlung der SF in den Typ BA im Stadtgebiet rascher vorstatten zu gehen.

In Verbindung damit muß noch bemerkt werden, daß bei solchen Wetterlagen die gute Ausprägung des BA-Typs in der SF des morgendlichen Dunstes in den Vormittagsstunden wieder verschwindet, wenn die Alterung der Kaltluft noch nicht zu weit fortgeschritten ist. Die mit der Einstrahlung aufkommende Konvektion und die Windbewegung treiben den Taldunst fort, so daß unveränderte Luft (mit Typ A) höherer Schichten oder nebelfreier Gebiete zur Geltung kommt.

Aus diesen Befunden könnte man schließen, daß bei solchen Wetterlagen das Aerosol der tieferen Mainebene bzw. der Stadt eine in Sonnennähe ( $\varphi < 10^\circ$ ) flachere SF besitzt, und daß dem anthropogenen Aerosol der Typ BA zukomme. Dem widerspricht aber, daß nach Scheinwerfermessungen (s. Abschn. 35) die SF der zusätzlichen (industriellen?) Trübung der bodennächsten Luftschicht meist sehr viel steiler verläuft als je bei der Trübung der gesamten Atmosphäre (Himmelslicht); die mit dem Scheinwerfer erfaßte Trübungsschicht kann deshalb offenbar nur eine sehr beschränkte Höhererstreckung haben (schätzungsweise ist  $Z^* 50$  m).

Die Beschreibungen seien noch durch die Wiedergabe von vollständigen Meßwerten der Sonnen- und Himmelsstrahlung nach dem endgültigen Frankfurter Programm (s. Abschn. 25a) ergänzt, und zwar für je einen Trübungstyp BA und A (gleiche Sonnenhöhe, jedoch verschiedener Trübungsstärke). Eine farbmetrische Bearbeitung der Filtermessungen, die interessante Ergebnisse liefert und Vergleiche mit den Rechnungen von Möller (45) ermöglicht, soll an anderer Stelle erfolgen.

Tab. 7

**Strahlungsdichte** des Himmels  $H(\varphi)$  (Sonnenhorizontal) und der Sonne  $S$  für Trübungstyp BA und B. Die Werte sind Galvanometerausschläge, die nach Gl. [18] reduziert wurden. Das 1000-fache der Grünfilterwerte sind sehr nahe Leuchtdichten in Apostilb (extraterrestrische Bestrahlungsstärke der Sonne zu 1500 Lux angenommen).

$\varphi =$	110	90	60	40	30	20	10	5,5	2,0	1,0°	$8 \cdot 10^{-6}$		
	H ( $\varphi$ )										S	S <sub>0</sub>	
1952	R	5 <sub>2</sub>	6 <sub>2</sub>	13 <sub>8</sub>	27	39	52 <sub>5</sub>	73	92	176	290	10 <sub>2</sub>	35 <sub>1</sub>
11. 7.	G	11 <sub>8</sub>	13 <sub>7</sub>	26 <sub>5</sub>	50	72	97	135	165	260	360	10 <sub>8</sub>	55 <sub>4</sub>
Typ BA	B	25 <sub>7</sub>	28 <sub>7</sub>	44	71 <sub>5</sub>	97	133	185	225	320	360	6 <sub>55</sub>	69
5. 7.	R	2 <sub>9</sub>	3 <sub>1</sub>	6 <sub>1</sub>	11 <sub>5</sub>	18	30	73	178	465	910	19 <sub>5</sub>	
Typ A	G	8 <sub>1</sub>	8 <sub>8</sub>	14	23 <sub>5</sub>	35	54	115	235	610	1200	25 <sub>8</sub>	
	B	22	22	32	47	64	87	158	265	560	1100	21 <sub>8</sub>	

11. 7. 1952 M = 1,6 0830 Uhr  $T_R = 14,5$   $\alpha = 1,6$   
 5. 7. 1952 M = 1,7 0830 Uhr  $T_R = 7,6$   $\alpha = 1,5_5$

Mit den eben besprochenen SF-Typen und den stetigen Übergängen erschöpfen sich die Variationen der Grundsichtstrübungen (Himmelslicht) — wenigstens was den mitteldeutschen Klimaraum betrifft. Doch hat dies wohl mit Ausnahme polärer Zonen weltweite Gültigkeit\*\*. So wurden — wie ersichtlich — nicht nur die

\*) Bei laufenden visuellen Beobachtungen ist eine Zahlenklassifikation 1, 2, 3 für A, B, C günstiger und läßt sich bei Übung auf 0,2 Einheiten genau durchführen.

\*\*\*) Die scharfe Trennung in Grundsicht- und Hochgebirgsstrübung dürfte allerdings nicht immer und überall bestehen; das wurde für den Fall stärkerer Hochgebirgsstrübung (S. 24) gezeigt, aber im Alpenvorland (500 m ü. M.) kennt man auch Fälle sehr geringer horizontaler und vertikaler Trübung (freier und Alpenföhn, s. a. (69)).

Aerosolmessungen, sondern auch die etwa 75 Frankfurter SF-Messungen des Jahres 1952 eingehend, meist an Hand der ausführlichen Arbeitswetterkarten, analysiert und die Beziehungen zwischen vorausgegangenem Wetter und den Trübungsbesonderheiten (Art und Stärke) im Sinne der Beobachtungserfahrungen und der aus theoretischen Überlegungen entwickelten Anschauungen herausgeschält und erhärtet. Besonderes Augenmerk erforderte dabei oft die Frage, ob zeitliche Änderungen im Trübungszustand individuell in einer Luftmasse bzw. einem Luftkörper (z. B. Wolkenluft, eventuell Stadtluft) stattfinden oder ob advektive Luftmassenänderungen vorlagen. So weicht bei Abzug sich auflösender Wolkenmassen (Abschn. 26) der Trübungstyp B oft rasch dem

Typ BA, ja A, unter Abnahme der Trübungsstärke\*. Gelegentlich kann man auch innerhalb scheinbar einheitlicher Luftmassen (Kaltluftzufuhr z. B.) plötzliche Änderungen namentlich des Trübungstyps feststellen, die sich bei genauerer Prüfung dann aerologisch und im Witterungsbild, auch in Feinheiten des Luftdruckganges angedeutet finden (z. B. Luftmassen-Wechsel innerhalb von Hochdruckgebieten wie am 21. 7. 53).

### 31. Abnormale Grundsicht-Streufunktionen.

In den eineinhalb Beobachtungsjahren (Frankfurt und Mainz) wurden nur ganz wenige Fälle beobachtet, die von dem oben entwickelten Schema merklich abweichen.

#### 31a) Vorherrschen sehr kleiner Partikel.

Der eine Fall ist wegen des Vorherrschens sehr kleiner Partikel einheitlicher Größe und des Wetterzusammenhanges recht instruktiv. Die mit der Weitwinkelkamera am 7. 3. 52 um 1030 Uhr in Frankfurt gewonnene SF ist in der Abb. 23 zu unterst eingezeichnet. Es handelt sich offenbar um einen entarteten A-Typ: sehr flacher Verlauf bei  $\varphi < 30^\circ$ . Man findet durch Vergleich mit der Theorie (Abb. 3), daß fast ausschließlich Partikel mit dem Radius  $\rho \approx 0,12 \mu$  diese sehr weite Streulichtscheibe erzeugt haben müssen. Daß jedoch trotz größter Aufmerksamkeit keine Farbtonung des Himmels zu bemerken war, liegt sicher daran, daß bei  $\rho/\lambda \leq 0,3$  sich die SF kaum mehr in der Lage des Knickwinkels (kein spektraler Gang mehr) unterscheiden, sondern nur noch in der Größe des Intensitätsabfalls bei  $\varphi > 60^\circ$  (s. Abschn. 5, Schluß). Hierzu paßt noch eine weitere visuelle Beobachtung: Während sonst immer das Himmelsblau bei etwa 40 bis 50° Sonnenabstand beginnt, konnte man an diesem stark getrühten Vormittag nur am Gegenhimmel, etwa von 15 bis 35° Höhe über dem Horizont ( $\varphi \approx 130^\circ$ ) sozusagen durch ein kleines, gut begrenztes „Loch“ von kaum 20° Durchmesser aus der sonst weißgrauen Dunstschicht zum blauen Himmel hinausblicken. Die Ursache der Erscheinung hat wohl in einem „verborgenen“, extrem weiten Bishopring gelegen. — In der Messung ist auch die in größerem Winkelabstand von der Sonne — links und rechts von ihr — beachtlich verschiedene Himmelselligkeit auffällig; dies ist wohl nicht auf Stadteinfluß zurückzuführen, sondern auf Inhomogenität der (noch „jungen“) Trübung innerhalb der Luftmasse — so geben Kissingen und Wasserkuppe, die östlich des Meßortes liegen, gute Sicht an, während es sonst verbreitet recht dunstig war. — Ähnliche Unterschiede der SF-Helligkeit in entsprechenden Azimuten links und rechts der Sonne konnten gelegentlich auch bei anderen photographischen Aufnahmen festgestellt werden: Zugspitze (Schneereflex?) und Taunus (Föhnneinfluß am Gebirge?).

Zum Verständnis der eigenartigen Trübung ist noch kurz die Wetterlage zu skizzieren. Seit Tagen lag im Karpatenraum ein kräftig entwickelter Kaltlufttropfen fest. Die dort bei Überströmen des Gebirges unter heftigen Schneestürmen auskondensierende Luft, die aus dem östlichen Mittelmeerraum stammte und dort offenbar sehr stark getrüht war, drang am Südrand eines sich weit nach Osten erstreckenden Hochdruckgebietes rasch nach Mitteleuropa vor und stieß in der dem Meßtag vorausgehenden Nacht bis zum Rhein vor. — Bei der Niederschlagsbildung scheinen nun nur die größeren Partikel aufgebraucht oder vom fallenden Schnee abgefangen worden zu sein, während die kleineren die beobachtete Trübung verursachten.

#### 31b) Dunstaureole in Sonnennähe.

In dem zweiten Fall der ungewöhnlichen Ausbildung einer Grundsicht-SF (Typ A<sub>g</sub>) konnte in Sonnennähe

\*) Ein photographiertes Beispiel s. (46).

eine schwache, doch deutliche Aureole gesehen werden (bis ca. 4° Sonnenabstand blauweiß, anschließend etwas rötlich), die wie bei einem ähnlichen Arosen Fall (Abschnitt 21b) ganz eindeutig ihre Ursache in einem besonderen Verlauf der Größenverteilung der Dunstpartikel, nicht aber in der Anwesenheit von Wolkenelementen (Wassertropfen) hatte. Es war dies am 29. 10. 52 mittags, kurz nach Einbruch maritimer Kaltluft, und wurde bis vor Sonnenuntergang beobachtet.

Überblickt man die bisherigen Ergebnisse über die Streulicht-Typen und damit über die sie bedingenden Größenverteilungen des atmosphärischen Aerosols, so ist es doch sehr merkwürdig, daß trotz der Vielzahl von physikalischen und meteorologischen Vorgängen, die für die Ausbildung, Erhaltung und Umbildung von Aerosolgrößenpektren bestimmend sind, ein einheitliches Bild entworfen werden konnte.

### 32. Trübungstypen in der unteren Stratosphäre nach Gruners Dämmerungsbeobachtungen.

Auch im Purpurlicht, der intensivsten Entwicklung der Dämmerung bei etwa 5° Sonnentiefe, können wohl die in Grundsicht und Hochgebirge festgestellten Trübungstypen nachgewiesen werden. Die Zusammenhänge sollen hier nur kurz auf Grund der eingehend beschriebenen Beobachtungen und Untersuchungen Gruners (70) angedeutet werden. Danach wird das Purpurlicht maßgeblich durch die Trübung der gerade noch sonnenbeschiedenen substratosphärischen Luftschichten (in ca. 15—25 km Höhe) bedingt. Wenn auch die Helligkeit und Färbung der horizontnahen Himmelszonen wesentlich durch die spektrale Durchlässigkeit der troposphärischen Luftschichten bestimmt wird, so ist wie bei den Trübungstypen für die Ausbildung des Purpurlichtes doch auch der Farbeindruck von ca. 15 bis 50° Sonnenabstand kennzeichnend. So fand Gruner eine enge Beziehung zwischen visueller Stärke sowie zeitlichem Verlauf des Purpurlichtes und dem photometrischen Rot/Grün-Verhältnis (= Farbwert) in etwa 30° Horizontabstand im Sonnenvertikal, nicht aber zur photometrischen Helligkeit an sich.

Die Beschreibungen Gruners erlauben wohl folgende Einteilungen und Zuordnungen:

- 1) Ringförmiges Purpurlicht, bei dem der „Klare Schein“ von einem rotbraun-violetten oder graulichen Ring gesäumt ist. Es kann sich aus einem am Taghimmel sichtbaren Bishopring entwickeln, der dann bei Sonnenuntergang braune Tönung hat. Es tritt offenbar fast nur in Zeiten gestörter atmosphärischer Trübung (nach Vulkanausbrüchen) auf. SF-Typ C
- 2) Rosa bis purpurgrauer Halbring, Klaren Schein überdeckend. SF-Typ B  
Manchmal außerdem noch „Kern und Mantel“ zu erkennen. SF-Typ BC
- 3) Purpurschimmer, entsteht meist ganz unmerklich aus dem Klaren Schein. Sehr häufig. SF-Typ BA bis AB
- 4) Farbarne Dämmerung.  
Wohl SF-Typ A, sofern substratosphärische Trübung nicht zu gering.

### 33. Vergleiche mit bisherigen Himmelslichtmessungen.

Schon öfter wurde die Himmelselligkeit mit dem Ziel gemessen, die Streufunktion abzuleiten, ganz abgesehen von den Versuchen, aus Messungen der wirklichen Verteilung der Himmelselligkeit über den ganzen Himmel oder der spektralen Strahlung oder der Farbe einzelner Himmelspunkte (Zenitlicht, Blauskala) Einsicht in das Wesen der atmosphärischen Trübung zu erlangen. Meist beschränkte man sich darauf, entweder sonnenferne oder ganz sonnennahe Himmelszonen zu untersuchen.

Wesentlichen Einfluß mag dabei — neben bequemer Meßmöglichkeit — die bisher fast durchweg übliche zeichnerische Darstellung der SF über linearer Streuwinkel-Teilung gehabt haben, bei welcher die Besonderheiten des wichtigsten Teils der SF — wenigstens bei unserer Fragestellung und in doppellogarithmischer Darstellung — von etwa 5 bis 30° Streuwinkel schlecht zur Geltung kommen. Das verleitete auch, von 10, ja 30° Streuwinkel aus bis zur Sonne hin zu „extrapolieren“. — So ist über die in der Arbeit besprochenen Streulichttypen, wiewohl sie sich wegen ihrer verschiedenen spektralen Eigenschaften schon mit bloßem Auge erkennen lassen, und über die Zusammenhänge mit dem Wettergeschehen der Literatur nichts Näheres zu entnehmen. An dieser Stelle mag noch darauf hingewiesen werden, daß die bisher fast ausschließlich üblichen Untersuchungen im Spektralgebiet der Maximalempfindlichkeit des Auges ( $\lambda$  0,55  $\mu$ ) recht ungünstig sind, da hier die Unterschiede der verschiedenen SF-Typen am geringsten sind.

Bei den Messungen in Sonnennähe bestehen die schon experimentell belegten Fehlerquellen durch instrumentelles Streulicht (Abschn. 14 und 18b), das bisher wohl nur bei den Messungen mit dem Koronographen von Günther (30) (Wendelstein) absichtlich weitgehend

vermieden bzw. bei geringer Himmelselligkeit nach Möglichkeit in Rechnung gesetzt wurde. Die bei den Arosen Messungen offengebliebene Frage, ob an klaren Tagen (z. B. Abb. 12b) das Streulicht bis ganz an den Sonnenrand mit konstanter Potenz weiter ansteigt, ist deshalb an Hand seiner Messungen von  $\varphi = 2$  bis 8° (gelegentlich bis 30°) Sonnenabstand kaum zu entscheiden.

Bei anderen Messungen (in der Grundschicht) sind zumindest Fälle geringen sonnennahen Himmelsstreulichts der Beobachtung entgangen, da dann das instrumentelle Streulicht überwiegend war. So dürften die Streulichtwerte, die Diercks (71) in Kiel maß (Abb. 24a), beim Streuwinkel 2° um den Faktor 5 bis 10 zu hoch sein, wie man durch Vergleich seiner mitgeteilten H/S-Werte mit unseren Ergebnissen findet; das ist bei der von ihm benutzten Optik auch durchaus verständlich. — Da Stranz (61) mit einem linsenlosen, engen Tubus (maximaler Öffnungswinkel 1,2°) von 2 bis 16° Sonnenabstand Registrierungen vorgenommen hat, könnte das instrumentelle Streulicht vernachlässigbar gewesen sein; tatsächlich passen die in Abb. 26b dargestellten SF gut zu unseren Ergebnissen. Punktiert sind noch die in (61) abgebildeten Registrierungen von „Beugungskränzen“, über deren Realität schon in Abschn. 24a Bedenken ge-

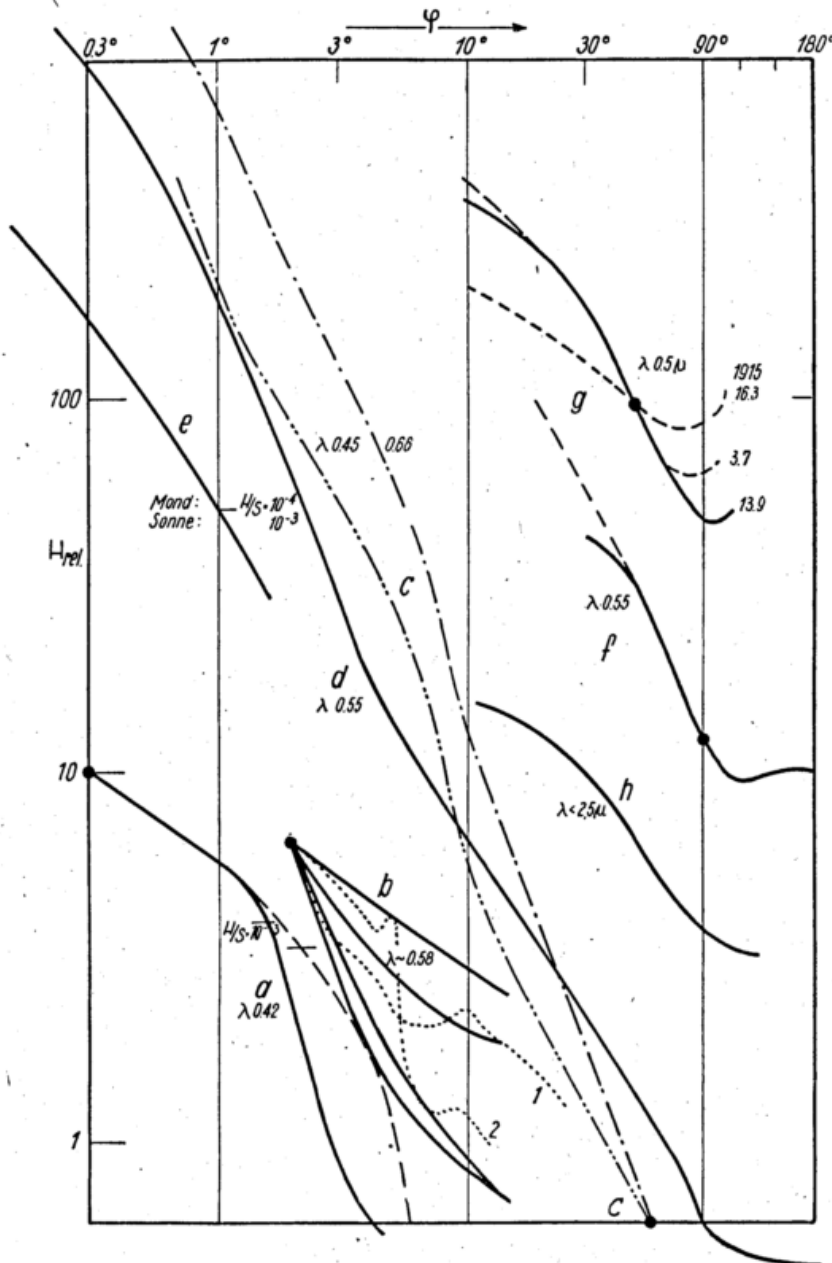


Abb. 24  
Messungen der Streufunktion  
(Himmelslicht) von  
verschiedenen Autoren:  
a) H. Diercks, 1912 (71)  
b) D. Stranz, 1940 (61)  
c) G. I. Pokrowski, 1925 (72)  
d) K. Bullrich, 1947 (73)  
e) H. Rosenberg, 1920 (74)  
f) E. O. Hulburt, 1941 (75)  
g) C. Dorno, 1925 (76)  
h) E. G. Meyer, 1933 (79)

äußert wurden, eingetragen. Man erkennt gut, daß der allgemeine Verlauf dieser Kurven dem der sonstigen Messungen gleicht, so daß die Unstetigkeiten durch Reflexion im Photometer entstanden sein dürften.

Messungen in großem Streuwinkelbereich liegen von Pokrowski (72) ( $\varphi = 0,2$  bis  $70^\circ$ ; SF c) und neueren Datums von Bullrich (73) (vom Sonnenrand bis  $\varphi = 180^\circ$ , SFd in Abb. 24) vor. Beide Messungen bzw. Meßreihen sind ohne Vorkehrung gegen instrumentelles Streulicht durchgeführt worden; so widerlegen sich auch die Filtermessungen von Pokrowski, da bei solcher SF-Art (Typ A) die SF in Blau vielfach flacher verlaufen müßte als in Rot. Eine SF mit dem steilen Verlauf der von Bullrich gemessenen wurde allerdings von uns schon an zwei aufeinanderfolgenden Tagen in Frankfurt festgestellt (aber bei  $\lambda 0,63 \mu$ ). — Die Messungen e stammen von Rosenberg (74).

Nur bei großen Streuwinkeln haben Hulburt und Rocard (75) (Abb. 24f) gemessen. — Aus dem umfangreichen Material von Dorno (76) über die Himmels-helligkeit im Hochgebirge (Davos) ließen sich aus

Messungen im Sonnenvertikal nur wenige SF ableiten (Kurven g). Seine Helligkeitsmessungen in Sonnennähe (Tab. 13 (76)) zu Zeiten starker Vulkantrübungen sind leider unglaubwürdig. — Überaus flachen Verlauf zeigt die von Löhle (77) aus Sichtmessungen abgeleitete SF ( $\varphi > 30^\circ$ ).

Die eben veröffentlichte spektrographische Messung ( $\lambda 0,56$  bis z. T.  $2,1 \mu$ ;  $\varphi = 4$  bis  $180^\circ$ ) von Anthony (78) gleicht in groben Zügen den steilen Scheinwerfer-SF (s. Abb. 27). Es scheint nicht unmöglich, daß sich am Meßort (Majove-Wüste in den südlichen Ausläufern der Rocky-Mountains in 1,6 km Höhe) bei starker Konvektion oder heftigem Wind ein relativ großteiliges Aerosol (Sandstaub) auch im Himmelslicht bemerkbar machen kann. — Die Flugzeugmessungen von Waldram (83) werden in Abschn. 35 diskutiert.

Interessant sind wohl auch noch E. G. Meyers (79) Messungen der aktinometrischen Himmelsstrahlung (ohne und mit Quarzfilter, d. h. Gesamtstrahlung und  $\lambda$ -Bereich  $< 2,5 \mu$ ) in Horizontalkreisen, die in Frankfurt und auf dem Taunus-Observatorium durchgeführt

Tab. 8 Übersicht über die Haupttypen der atmosphärischen Streufunktion (Himmelslicht)  
(vergl. auch die zugehörigen Aerosol-Größenverteilungen in Abb. 31 und Farbaufnahmen in (46).

Typ A: (Grundsicht-Polarluft)	B (Schichtwolken-typ)	C (Bishopring)
<p><b>Streufunktion:</b> In Rot steiler Anstieg gegen die Sonne hin (<math>H(\varphi) \sim \varphi^{-1}</math> für <math>1^\circ &lt; \varphi &lt; 90^\circ</math>, in Blau wesentlich flacher. In besonders ausgeprägten Fällen starke Einbuchtung der SF bei <math>\varphi \approx 10^\circ</math>. Im Hochgebirge Anstieg der SF wesentlich geringer.</p> <p><b>Himmelsansicht:</b> Helligkeit und Weißverhüllung bis in Sonnennähe sehr stetig zunehmend, deshalb keinerlei Farb- und Helligkeitsabstufungen zu erkennen (oft enge (<math>\varphi &lt; 5^\circ</math>) blendende, fast farblose Aureole um die Sonne).</p> <p><b>Trübungsgrad:</b> gering (<math>T_{Rot}</math> meist zwischen 3 u. 6).</p> <p><b>Vorkommen:</b> Bei frisch einströmender, nicht gealterter maritimer und kontinentaler Polarluft der unteren Schichten, die auch stark aufgeheizt sein kann; sehr reine Kaltluft in höheren Schichten.</p>	<p>Sehr steiler Anstieg von <math>\varphi \approx 100^\circ</math> bis <math>25^\circ</math>, dann stark verflachend und bei reiner Ausprägung des Typs in Sonnennähe fast konstant, in der Grundsicht aber meist bei <math>10^\circ</math> scharf einsetzender Wiederanstieg der SF.</p> <p>Kräftige weiße Trübungsscheibe, bei 30 bis <math>40^\circ</math> Sonnenabstand schroffer Übergang in Himmelsblau.</p> <p>sehr stark streuend, unterer Grenzwert von <math>T_R</math> bei 6, oberer bei 20 bis 30.</p> <p>Nach Auflösung (Absinkvorgänge) schon länger bestehender, starker Schichtbewölkung (St, Sc, Hochnebel), in der kein nennenswerter Niederschlag stattfand. Also bevorzugt in maritim-tropischen Luftmassen, sich auflösenden Kaltluft-tropfen und Okklusionen. Ungestörte Kaltluft höherer Schichten (Hochgebirge im Winter).</p>	<p>Knick schärfer ausgeprägt als bei Typ B, Knick in Rot bei <math>\varphi \approx 20^\circ</math>, in Blau bei <math>10^\circ</math>.</p> <p>Trübungsscheibe wie bei Typ B, jedoch sehr deutliche Farb-tönung: in Sonnennähe hell weißblau, nach außen (von <math>\varphi \approx 10^\circ</math> bis <math>20^\circ</math>) braunrote Tönung (Sonnenhöhe <math>\approx 30^\circ</math>).</p> <p>ähnlich wie bei Typ B (mittlere Trübungsgrade fehlend?).</p> <p>In guter Ausprägung selten, meist in zerfallenden Kaltfrontgebieten (nach ausgedehnteren Niederschlägen in gealterten Luftmassen).</p>

Typ AB, AB, BA, BA\*) (Mischtyp)

**Streufunktion:** Bis  $\varphi \approx 20^\circ$  gleicher oder ähnlicher Verlauf wie bei Typ B, von hier aus jedoch fast gleichmäßiger, steiler Anstieg gegen die Sonne hin.

**Himmelsansicht:** Kriterien der Typen A und B gemischt, schwache, undeutliche Trübungsscheibe und allmählicher Übergang in Himmelsblau. Sicherste Erkennung: keine eindeutige Zuordnung zu Typ A oder B möglich.

**Trübungsgrad:** Wenig höher als bei Typ A, aber etwas stärker streuend.

**Vorkommen:** Häufig in maritimer Kaltluft, Alterungserscheinung des Typs A (Polarluft nach Frühnebel!); Normaltyp der atmosphärischen Dunsttrübung.

\*) Zeichensetzung je nach der Verwandtschaft zu den Grundtypen.

wurden. Die durch Moleküle und Aerosol erzeugte SF ( $\lambda < 2,5 \mu$ ) wird durch Abb. 26h wiedergegeben. Bei  $\lambda > 2,5 \mu$  ( $\approx$  Differenz der Meßwerte) ist jedoch im wesentlichen die langwellige thermische Ausstrahlung des Aktinometers und die etwas schwächere Gegenstrahlung des atmosphärischen Wasserdampfes wirksam; die Gesamtstrahlung wird deshalb in größerem Sonnenabstand, wo die Molekül- und Dunst-Einstrahlung ( $\lambda < 2,5 \mu$ ) gering ist, negativ, und zwar im Sommer ab etwa  $40^\circ$  Streuwinkel, im Winter schon bei  $15^\circ$  (bei mittlerer Trübung, die Sonnennähe ist von geringem Einfluß).

### 34. Zusammenfassende Übersicht über die Trübungstypen.

Als Abschluß der Beschreibungen der Himmelslichtmessungen wird nun noch eine zusammenfassende Übersicht über die Trübungstypen gegeben, die in erster Linie für Grundschichtverhältnisse gilt. Es werden jedoch auch die wichtigsten der im Hochgebirge festgestellten Abweichungen vermerkt. Wie noch zu zeigen ist, trifft die Typeneinteilung meist nicht zu für das durch Scheinwerfermessungen erfaßte Aerosol der bodennächsten Luftschicht in Industriegebieten.

Bei der Charakterisierung des Verlaufs der SF wird wieder doppeltlogarithmische Darstellung vorausgesetzt. Für die visuelle Beobachtung des Himmels wurde schon die Benutzung von Filtern empfohlen, die in Blau stärker schwächen als in Rot.

Die Angaben über die mittlere Trübungsstärke entstammen einer Bearbeitung der ca. 100 Messungen und Beobachtungen des Jahres 1952 (Frankfurt). Die synoptischen Zusammenhänge sind — abgesehen von den genauen Analysen — immer wieder bestätigtes Erfahrungsgut.

Eine Erweiterung der Übersicht, die besonders die Größenverteilung des Aerosols betrifft, findet sich in Abschn. 45 und Abb. 31.

Es sei noch eine vorläufige Angabe über die Häufigkeit der Trübungstypen in der Grundschicht (Frankfurt und Mainz) angefügt:

	Zahl der Beob.-Tage	A	A <sub>B</sub> bis B <sub>A</sub>	B	BC	C	Zahl der Typen
1952	96 (März bis Dez.)	36	26	44	8	8	122
1953	156	30	100*	43	3	0	176

\*) Die Grenzen für die Typen A und B sind etwas enger gefaßt als 1952, die Übergangstypen also zahlreicher.

## Kapitel F.

### Die Streufunktion der bodennahen Trübung (Scheinwerfermessungen).

#### 35. Diskussion der vorliegenden Meßreihen.

Nachdem nun die wichtigsten Tatsachen der Himmelslicht-SF von Hochgebirge und Grundschicht besprochen sind, werden noch kurz die SF der bodennahen Luftschichten untersucht. Hier ist die durch die Sicht gekennzeichnete Trübung meist recht groß. Die SF weichen in der Regel deutlich von den bisher diskutierten atmosphärischen SF ab; das deutet darauf hin, daß in den untersten Luftschichten das Aerosol anthropogener Herkunft mit seiner eigenen, wahrscheinlich charakteristischen Größenverteilung großen Einfluß gewinnt gegenüber dem Aerosol natürlichen (wolkenphysikalischen) Ursprungs — natürlich je nach den Windverhältnissen und den örtlichen Gegebenheiten. — Zur Messung solcher SF wird die Scheinwerfermethode angewandt. Die Winkelabhängigkeit der Strahlungsdichte

des Streulichts, das von dem im horizontal gerichteten, parallel gebündelten Scheinwerferstrahl befindlichen Aerosol ausgeht, wird gemessen; nach Reduktion der Meßwerte auf gleiche Strahldicke erhält man die SF-Solche Messungen haben gegenüber den Himmelslichtuntersuchungen den Vorzug, daß bei nicht allzu starker Trübung (bezogen auf die Ausmaße der Meßanordnung, d. h. bei geringer Extinktion im Strahlengang) die Mehrfachstreuung entfällt, und meist spielt auch das Molekülstreulicht kaum eine Rolle. Die oft beträchtlichen Unterschiede zwischen Himmelslicht- und Scheinwerfer-SF sind aber keinesfalls hierdurch bedingt.

Es liegen einige z. T. ausgedehnte Untersuchungen über die SF des bodennahen Aerosols vor; die wesentlichen Meßergebnisse über die Winkelabhängigkeit solcher SF sind in den Abb. 25 und 26 zusammengestellt.

- Hulburt, 1941 (75), Einzelmessung.
- Bullrich, 1944 (80), drei übereinstimmende Einzelmessungen.
- Reger und Siedentopf, 1946 (81), fünf Einzelmessungen in Baden bei Wien, davon sind drei in Abb. 25 dargestellt.
- Bullrich und Möller, 1947 (73), 35 Messungen bei Frankfurt nach der Größe der Extinktion zusammengefaßt und gemittelt; Gesamtmittel in Abb. 25 dargestellt.
- Foitzik und Zschaek, 1953 (82), 31 Messungen 70 km südöstlich von Berlin; einige SF in Abb. 25 gezeichnet.
- Waldram, 1945 (83), mehrere Scheinwerfermessungen im Flugzeug.

Die Meßreihen b bis d wurden in Landluft — aber immerhin in der Nähe von großen Industrie- und Siedlungszentren — bei Sichtweiten von etwa 1 bis 50 km durch visuelle Photometrie ( $\lambda_{eff} \approx 0,55 \mu$ ) gewonnen; lediglich Foitzik und Zschaek haben in völlig ländlicher Umgebung in drei Filterbereichen gemessen, was für Untersuchungen des Aerosolspektrums von Interesse ist. Ihre Messungen, ebenso die von Waldram, wurden erst bei Abschluß der Arbeit bekannt, bestätigten aber wichtige Vermutungen.

In obigen Arbeiten wurden die Streulichtwerte nur bei größeren Streuwinkeln ( $\varphi \geq 10^\circ$ ) gemessen, sie sind also für unsere Fragestellungen nicht allzu aufschlußreich; dennoch ergeben sich einige wesentliche Folgerungen.

Die SF b bis d der Zusammenstellung (Abb. 25) zeigen ganz übereinstimmenden Verlauf, und es konnte von den Autoren auch bei den Einzelmessungen keine wesentliche Veränderung der Steilheit der SF in Abhängigkeit von der Trübungsstärke, der Luftfeuchtigkeit oder der Wetterlage (gutsichtige Kaltluft — nässender Nebel!) festgestellt werden. — Namentlich im Vergleich zu den Grundschicht-Himmelslichtmessungen zeigen diese Scheinwerfer-SF sehr steilen Anstieg; von etwa  $\varphi = 110^\circ$  an gilt nahezu  $I(\varphi) \sim \varphi^{-2,2}$ , erst zwischen  $20^\circ$  und  $15^\circ$  Streuwinkel wird dann der Verlauf etwas flacher. Nun lag aber bei den Himmelslicht-SF, die in Sonnennähe geringen Streulichtanstieg zeigten (Typ B, B<sub>A</sub>), der Knick immer schon bei etwa  $30^\circ$ , und in frischer Grundschicht-Kaltluft (Typ A) stieg die SF äußerstenfalls im ganzen  $\varphi$ -Bereich  $< 100^\circ$  mit  $\varphi^{-1,2}$  an (für  $\lambda 0,55 \mu$ ). Die diskutierten Scheinwerfer-SF b bis d haben demnach offenbar keine nähere Verwandtschaft mit dem Himmelslicht-SF, wurden aber dennoch mehrfach dazu benutzt, Rechnungen über den gesamtatmosphärischen Dunsthimmel anzustellen.

Ein ganz anderes Bild über die SF-Steilheit beim bodennahen Aerosol geben die neuen Messungen von Foitzik und Zschaek; einige Meßreihen — in

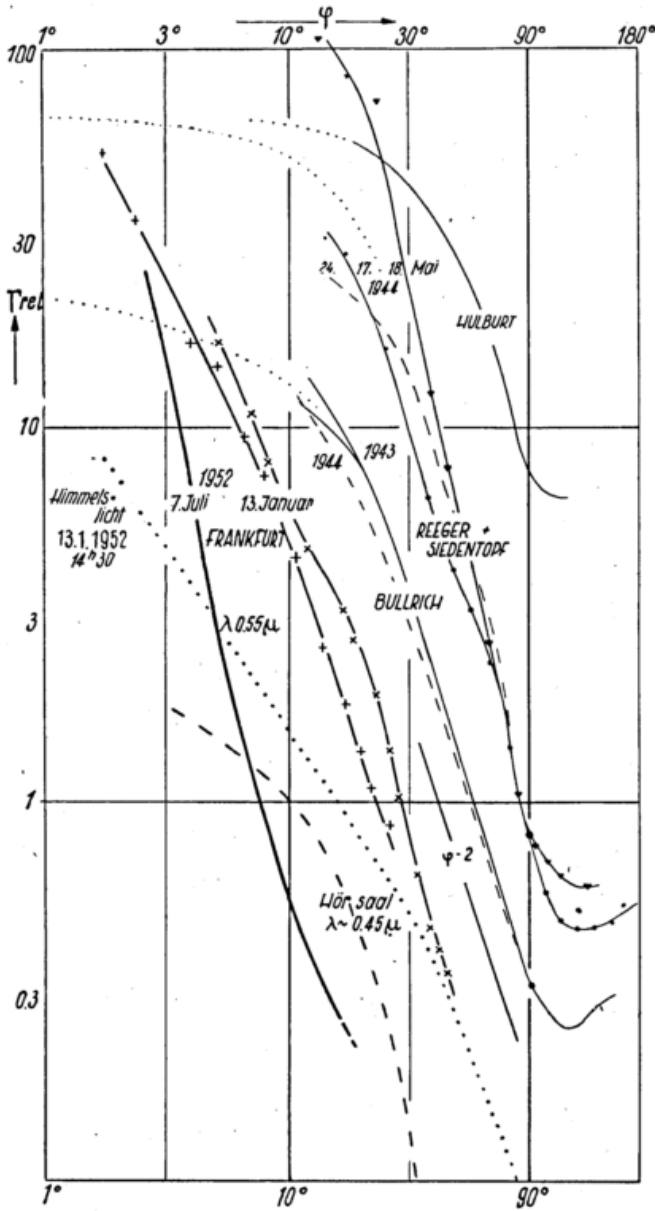


Abb. 25

Durch Scheinwerfermessungen bestimmte Streufunktionen des bodennahen Aerosols (Industrieaerosol?).  $\lambda$  0,55  $\mu$ . Stark aufgezoogene SF: eigene Messungen in Frankfurt, s. Abschn. 36.

absoluten SF-Werten — sind in Abb. 26 dargestellt. Ohne wesentliche Ausnahme nimmt mit klarer (und trockener) werdender Luft die Steilheit der SF ganz außerordentlich ab, und zwar so, daß bei schlechter Sicht (und meist hoher Feuchte, Windstille; Trübungsfaktor  $T^*$  in horizontaler Richtung  $\approx 300$ ) die Form der schon besprochenen Scheinwerfer-SF vorliegt; bei guter Sicht (starker Wind, Feuchte zwischen 88 und 45%;  $T^* \geq 5$ ) sind aber die SF recht flach, und offensichtlich handelt es sich bei diesen um SF, die wir von den Himmelslichtmessungen her kennen. Sie lassen sich wohl meist mit denen des Typs A<sub>9</sub> identifizieren; Meßreihe 10 hat offenbar gleichen Verlauf wie der Typ B beim Himmelslicht (ebenso die nicht in den Rahmen der Abb. 25 passende SF von Hulburt). Jedoch wird eine sichere Entscheidung u. a. dadurch erschwert, daß sich die atmosphärischen SF-Typen im Spektralbereich der Maximalempfindlichkeit des Auges relativ am wenigsten unterscheiden. Das abweichende Verhalten dieser Scheinwerfermessungen hat seinen Grund wohl darin, daß infolge der ausgesprochen ländlichen Lage des Meßortes

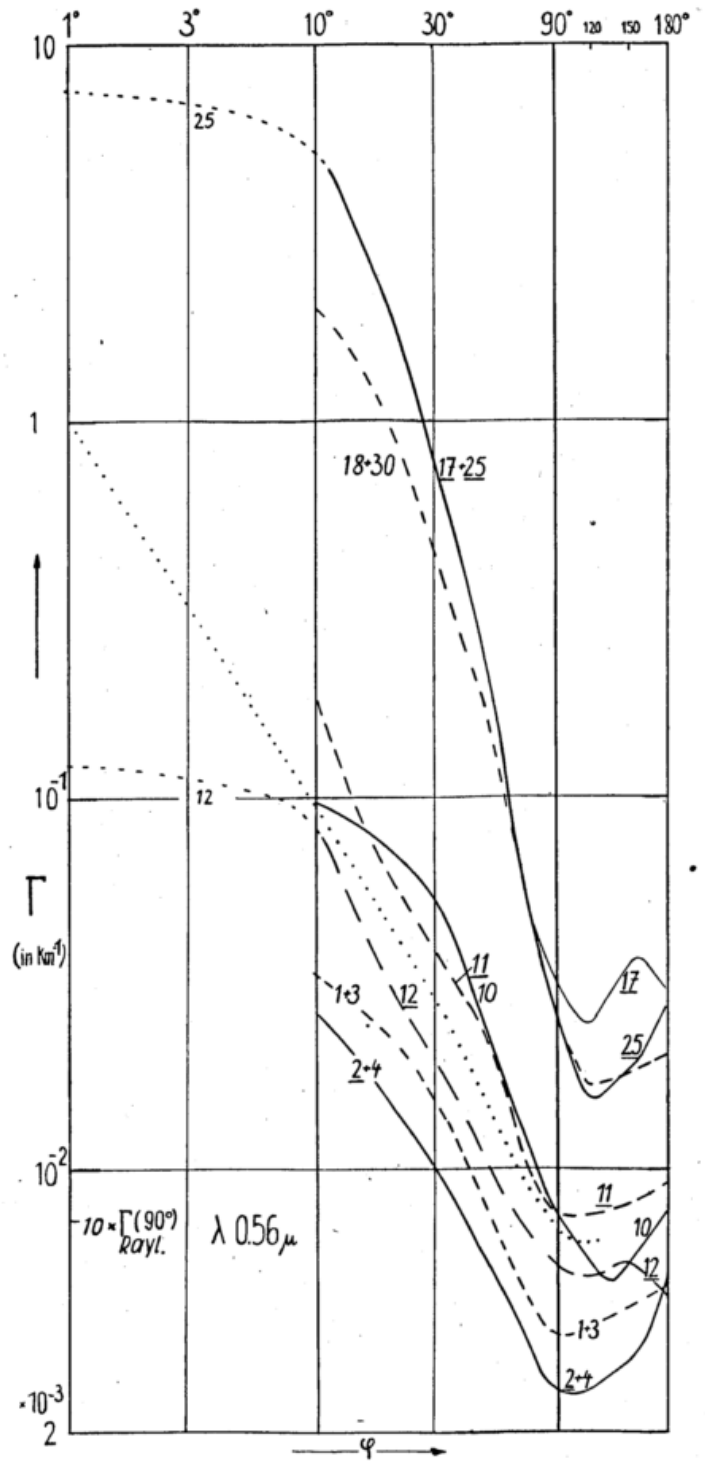


Abb. 26

Flache und steile Scheinwerfer-Streufunktionen in ländlicher Gegend (F o i t z i k und Z s c h a e k). — Wie bei den in Abb. 25 dargestellten SF ist das Molekülstreulicht nicht abgezogen, hat aber selbst bei geringster Trübung nur wenig Einfluß. Angeschriebene Zahlen: Nummer der Meßreihe. Punktirt eingetragene SF: Himmelslicht-SF des Typs A ( $\lambda = 0,55 \mu$ )

(Lindenberg) bei geeigneter Wetterlage die Luftmassen entweder gar nicht durch anthropogenes Aerosol verunreinigt wurden (so waren bei den Messungen 1 bis 4 NE-Winde, welche Luft von der Ostsee heranbrachten; Skandinavisches Hoch) — oder daß bei Winden, die zuvor teilweise über Industriegebieten führten (Berlin, Westdeutschland) durch die Wirkung des Austausches und der Sedimentation die räumliche Konzentration dieses Aerosols gegenüber der des natürlichen Dunstes in

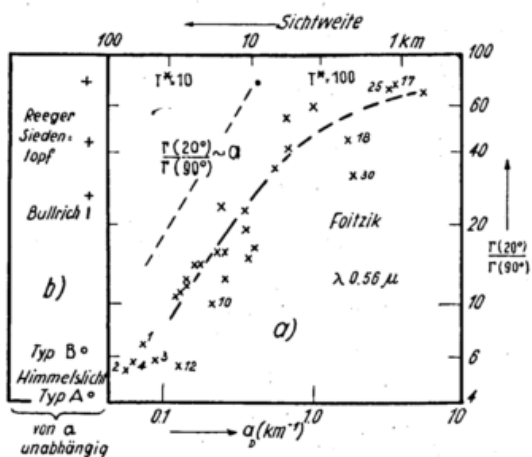


Abb. 27

Steilheit der Streufunktionen:

- a) in Abhängigkeit von der Sichtweite bzw. Extinktion für alle Messungen von Foltzik und Zschäek;
- b) für Messungen nach Abb. 25 und für die Grundschicht-Typen, bei denen kaum Beziehungen zur Trübungsstärke bestehen.

den bodennächsten Schichten schon stark verringert war (Sichtverbesserung). — Wie eng diese Beziehung zwischen Sicht und SF-Steilheit ist, zeigt Abb. 27; es sind dort auch die entsprechenden, kaum von der Trübungsstärke abhängigen Verhältniswerte anderer Scheinwerfermessungen und der Himmelslichttypen A und B eingetragen. —

In einiger Hinsicht sind schließlich noch die Messungen von Waldram interessant. Das nach dem Scheinwerferprinzip arbeitende Gerät („Nephelometer“;  $\varphi = 12$  bis  $160^\circ$ ) erlaubte Messungen im Flugzeug, und infolge der großen Empfindlichkeit sogar in sehr klarer Luft bis an die Grenze der Troposphäre. An einem solchen Tag (Sommer) wurde in Bodennähe eine den Foltzik-Zschäek'schen Messungen 1 und 3 gleichende SF mit allerdings unwahrscheinlich starker Rückwärtsstreuung erhalten; bis in 9 km Höhe verflacht diese SF dann zunehmend, ja sie besteht auf Grund ihres Absolutwertes bei  $\varphi \approx 90^\circ$  fast ausschließlich aus Molekülstreulicht,

weist aber bei  $\varphi < 30^\circ$  immer noch einen Anstieg mit  $\varphi^{-0,8}$  auf. In „Industriedunst“ dagegen zeigt die SF vom Erdboden bis in 600 m Höhe keine Veränderung der Form. Diese entspricht wohl am besten den von Bullrich angegebenen Mittelwerten (Abb. 25), verläuft also etwas flacher als die steilen SF der anderen Autoren.

Jedenfalls zeigen die beiden letztdiskutierten Meßserien durch das Vorkommen auch flacherer SF eindeutig, daß die steilen Scheinwerfer-SF von anderer Art sind als die Himmelslicht-SF (natürlicher Dunst) und daß sie aller Wahrscheinlichkeit nach hauptsächlich industriellem Aerosol zugehören.

Wenige Messungen, die beiläufig bei kleinen Streuwinkeln ( $\varphi \geq 2,5^\circ$ ) gemacht wurden, führten Foltzik und Zschäek dazu, unterhalb  $\varphi = 10^\circ$  sehr flachen Verlauf der SF anzunehmen (s. Abb. 26); schon die doppeltlogarithmische Darstellung zeigt aber, daß dies höchst unwahrscheinlich ist. Das gilt auch für die Messungen der Abb. 25, wo die von den Autoren angegebenen Extrapolationen punktiert eingezeichnet sind. Der Grund, diesen Verlauf anzunehmen, lag hier aber wohl hauptsächlich in der Benutzung linearer  $\varphi$ -Abzissen. Im Hinblick auf den normalerweise steilen Anstieg der Himmelslicht-SF in Sonnennähe müßten aber die Scheinwerfermessungen bei kleinen Streuwinkeln in der Regel doch mindestens ebensolchen Verlauf zeigen, es schien sogar wahrscheinlich, daß sich in Bodennähe große Partikel relativ anreichern konnten und die SF deshalb noch steiler ansteigt. Zur Klärung dieser Fragen wurden in Frankfurt zwei Meßreihen am Scheinwerferstrahl durchgeführt.

36. Scheinwerfermessungen bei kleinen Streuwinkeln

Bei diesen Frankfurter Messungen, die auf dem Dach des Meteorologischen Institutes gemacht wurden, erwies es sich als günstig, den Scheinwerferstrahl zu photographieren. So konnte bei entsprechend langer Belichtungszeit (15 Minuten) auch bei großen Streuwinkeln mit einfachen Laboratriumslichtquellen, z. T. Bogenlampe und Kondensator, gearbeitet werden. Die Ergebnisse der Messungen sind in der Abb. 25 (S. 38) eingetragen; die im wesentlichen übereinstimmenden meteorologischen Daten — abgesehen von der Jahreszeit — enthält die Tab. 9:

Tab. 9

Datum	Zeit MEZ	Luftfeuchte	Wind (m/s)	Sicht	Witterung
13. 1. 1952	22 Uhr	85 %	SW 6	20 km	Strahlungswetter in frischer m. P.
7. 7. 1952	22 bis 23 Uhr	60 %	N 2-5	20 km	wolkenlos, NE-Lage

Die SF zeigen tatsächlich von  $\varphi \approx 40^\circ$  bzw.  $12^\circ$  weiteren Anstieg bis mindestens  $2^\circ$ . Dieser ist sogar — soweit zwei Meßreihen charakteristisch sein können — ganz wesentlich größer als bei den Himmelslichtmessungen der entsprechenden Jahreszeit. Das zeigt schon die typische Himmelslicht-SF, die an dem der Winter-Scheinwerfermessung vorausgehenden Nachmittag im gleichen Spektralbereich gewonnen wurde (Typ A; punktiert in Abb. 25 eingetragen). Im Bereich von  $10$  bis  $40^\circ$  Streuwinkel zeigt diese Scheinwerfermessung übrigens gute Übereinstimmung mit dem Verlauf der anderen Meßreihen der gleichen Abbildung.

Diese Frankfurter Scheinwerfermessungen sind wohl für jede industrienahe Gegend typisch, wenn auch trotz der relativ windreichen Nächte ein zusätzlicher örtlicher Einfluß nicht in Abrede gestellt werden kann. Sicher würde nämlich in verkehrsreichen Straßen bei trockenem Wetter die SF noch wesentlich steiler verlaufen

(Aufwirbelung von Staub, dessen Größenverteilung ein breites Maximum von  $1$  bis  $10 \mu$  Radius hat (31)). Es ist so auch verständlich, daß die jahreszeitlichen Austauschverhältnisse (Stärke der Konvektion am Tage) in den beiden Messungen zum Ausdruck zu kommen scheinen.

In der Abb. 25 ist beiläufig noch die SF des Aerosols eines größeren geschlossenen Raumes abgebildet. Der Hörsaal war mindestens seit 6 Stunden weder betreten noch gelüftet worden. Es sind also, wie die SF auch zeigt, die größeren Partikel weitgehend sedimentiert, während bei solchen mit Radien unterhalb  $0,5 \mu$  (Fallweg ca. 50 cm in 3 Stunden) noch kaum eine Abnahme gegenüber der ursprünglich im Raum vorhandenen Außenluft eingetreten sein kann. Mit atmosphärischem SF hat auch diese SF keinen Zusammenhang; man sieht vielmehr deutlich, daß sie (ab  $\varphi > 15^\circ$ ) dem Typ der normalen Scheinwerfer-SF angehört.

Teil III.

Die Weiterentwicklung der Streulichttheorie und der Vergleich mit Meßergebnissen.

Kapitel G.

Die Theorie komplexer Streufunktionen  
(Aerosolspektrum Potenzgesetzen gehorchend).

37. Berechnungsweise.

Es ist nun zu versuchen, die gemessenen Streufunktionen mit einer exakteren und weittragenderen Methode als in Abschnitt 20 quantitativ zu deuten. Als Grundlage hierzu sind die theoretischen SF für Partikel jeder Größe mit der Brechzahl  $n = 1,33$  und  $1,50$  gegeben, und in wesentlichen Zügen sind auch die Werte für  $n = 2,00$  bekannt. Als vorteilhaft erwies es sich bei den Untersuchungen, zunächst eine Potenzverteilung  $\mathfrak{N}(\varrho) = \frac{\Delta N(\varrho)}{\Delta \lg \varrho} \sim \varrho^{-\nu}$  des Aerosols zugrunde zu legen. Damit läßt sich schon ein Teil der Messungen deuten, auch ergibt sich näherungsweise die effektive Brechzahl des Aerosols.

Die Dunst-SF (ohne Molekülstreulicht) läßt sich mit der (auf die Volumeinheit oder die vertikale Einheits säule bezogenen) Verteilungsfunktion  $\mathfrak{N}(\varrho) = \frac{\Delta N(\varrho)}{\Delta \lg \varrho}$  auf Grund der in Abschn. 10 (S. 13) angegebenen Beziehung berechnen:

$$\Gamma_{D\lambda}(\varphi) = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \int_0^{\infty} i(\varrho/\lambda, \varphi) \mathfrak{N}(\varrho) d \log \varrho. \quad [15']$$

$\Gamma_{D\lambda}$  wollen wir „komplexe“ Dunst-SF nennen (Möller (45) versteht darunter allerdings die Summe von Dunst- und Molekül-Streulicht). Entsprechend wird der komplexe Extinktionskoeffizient

$$a_{D\lambda} = 2\pi \int_0^{\infty} \varrho^2 \mathfrak{N}(\varrho) Q(\varrho/\lambda) d \lg \varrho. \quad [15'']$$

Für diese beiden Integrale wurden nach Art der Tab. 10 für  $n = 1,33$  bis  $1,55$  mit  $\nu = 2,4$  bis  $4$  Rechenvorlagen gemacht, die gegenüber einer graphischen Auswertung der Integrale (45) eine vielseitigere Anwendungsmöglichkeit besitzen.

Tab. 10 a) Beispiel der Berechnung der „komplexen“ Streufunktion und Extinktion für ein Aerosol, dessen Größenverteilung einem Potenzgesetz gehorcht

$$\mathfrak{N}^{\nu}(\varrho) = \frac{\Delta N(\varrho)}{\Delta \lg \varrho} = C_T \cdot \varrho^{-\nu} \quad \nu = 3$$

$$n = 1,50$$

$$\Delta \lg \bar{\varrho}/\lambda = 0,143$$

$\bar{\varrho}/\lambda$	$\Delta N^{\nu}$	$\Delta' \Gamma^{\nu}(\varphi) = i(\bar{\varrho}/\lambda, \varphi) \cdot \Delta N^{\nu}$										$\bar{\varrho}$ ( $\lambda 0,7 \mu$ )	$10^2 \cdot \Delta' a_{\lambda}^{\nu}$	
		180°	120°	90°	60°	40°	30°	20°	10°	4°	1°		$\lambda 0,36 \mu$	$\lambda 0,70 \mu$
0.05	7200	1	0.6	0.5	0.6	0.8	1	1	1	1	1	0.03 <sub>6</sub>	23	2
0.07	2680	3	2	1.5	2	2.5	2.6	3	3	3	3	.05	54	4
0.10	1000	4	3	2.4	3	5	5.5	8	8	8	8	.07	422	12
0.14	375	8.5	6	6.5	10	14	17	20	20	21	21	.10	245	28
0.19	139	11	8	7.5	30	45	50	60	60	63	63	.13 <sub>5</sub>	350	63
0.27	52	3.5	5	15	55	100	130	174	174	180	180	.18 <sub>5</sub>	364	130
0.39	19.3	9	8	6	50	200	280	470	470	510	510	.26 <sub>5</sub>	250	180
0.52	7.2	17	5	9	28	120	280	720	720	840	850	.36	150	190
0.72	2.7	23	6	8	30	52	150	750	750	1200	1220	.50	81	130
1.00	1.0	15	5	8	18	40	40	400	400	580	600	.70	59	74
1.39	0.37	25	3	4.5	15	25	22	350	350	460	500	1.00	42	42
1.93	0.14	11	1.5	2	7	11	27	220	220	1200	1450	1.35	30	30
2.68	0.05	7	0.3	1.3	5	6	15	190	.70	750	1300	1.90	22	22
3.78	0.02	6	0.2	1.1	4	5	5	15	15	1000	1900	2.65	15	15
5.18	0.007	2	0.2	0.5	3	2.5	3	10	10	700	2250	3.62	11	11
7.20	0.003	1	0.1	0.3	1	1	2	6	6	200	2800	5.05	9	9
10.00	0.001	1	0.1	0.2	1	1	2	20	20	60	3200	7.00	6	6
$\Gamma^{\nu}(\varphi)$		148	54	74	262	631	1032	1947	3297	7376	(17106)		18.35	9.48
													$a^{\nu} \lambda$	

b) Absolutwerte, für verschiedene Brechzahlen und Potenzfunktionen sowie für Moleküle.

$\lambda = 0,70 \mu$	n	1,33			1,50			2,0			$\infty$			Luft	
		$\nu$	3	3,5	4	3	3,5	4	3	3,5	4	3	3,5	4	$\Gamma_{R1}$
$C_T = 1(\text{cm}^{-3})$	$\Gamma_{D1}^{\nu}(90^{\circ})$	19,0	36,2	89	36,6	75	200	~178	750	1900	unbekannt			$\Gamma_{R1}$	25,7
$10^{10} \Gamma_1^{\nu}(\text{cm}^{-1})$	$a_{D1}^{\nu}$	14,4	21,6	39,0	25	42,5	89	46	83	164	43	90	225	$a_{R1}$	4,32
$10^8 \cdot a_1^{\nu}(\text{cm}^{-1})$	$v_1(90^{\circ})$	4,52	3,55	2,60	4,86	3,36	2,64	1,53	0,67	0,51	unbekannt				

Um nämlich rechnerische Untersuchungen über die Streulichtwerte bei beliebigen anderen Aerosolgrößenverteilungen zu machen, braucht man nur die Partikelzahlen bzw. Streulichtwerte in den entsprechenden  $\bar{\rho}/\lambda$ -Gruppen zu ändern.

Der Zeiger  $\nu$  bei den verschiedenen Größen soll besagen, daß im Größenbereich des optisch wirksamen Aerosols eine einzige Potenzfunktion gilt, daß also in doppeltlogarithmischer Darstellung von  $\mathcal{N}^{\nu}(\rho)$  ein „gerades“ Aerosolspektrum vorliegt. — In der 1. Spalte dieser Tabelle stehen die  $\rho/\lambda$ -Werte (bzw.  $\bar{\rho}$  bei der Extinktion) der „Partikelgruppen“  $\Delta N(\bar{\rho})$ , wobei  $\Delta \lg \bar{\rho}/\lambda$

= 0,143 (7 Gruppen je Dekade) gewählt wurde; es stehen also die  $\bar{\rho}/\lambda$ -Werte im Verhältnis 1:1,39 zueinander. Die 2. Spalte gibt die Zahl der Partikel in diesen Gruppen nach der Beziehung  $\Delta N^{\nu}(\rho) = c\tau \cdot \rho^{-\nu} \cdot \Delta \lg \rho$  mit  $c\tau(\lambda) = (\Delta \log \bar{\rho}/\lambda) \cdot \lambda^{\nu-2}$  (= 7 für  $\lambda = 1 \mu$ ); in den weiteren Spalten stehen die Streulichtwerte  $\Delta I' = \Delta I' \cdot \frac{4\pi^2}{\lambda^2} = i \Delta N^{\nu}(\bar{\rho}/\lambda)$  für die entsprechenden Streuwinkel bzw. rechts die Extinktionswerte  $\rho^2 \cdot Q(\bar{\rho}/\lambda) \cdot \Delta N^{\nu}(\bar{\rho}/\lambda) = \Delta a^{\nu}$  für verschiedene  $\lambda$ . Die einzelnen i- und Q-Werte wurden den Abb. 2 und 5 (Streuspektrum und Extinktionsver-

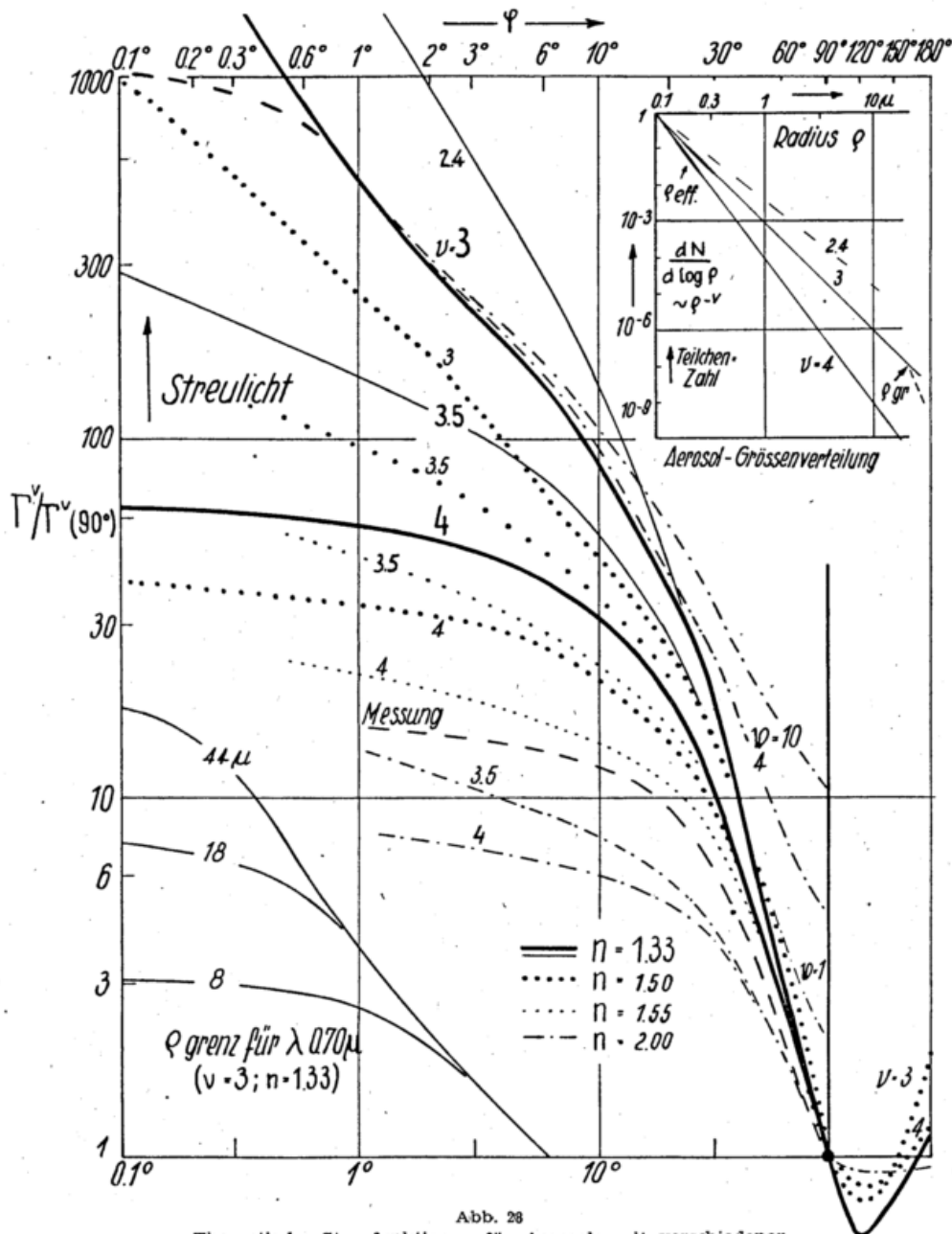


Abb. 28

Theoretische Streufunktionen für Aerosole mit verschiedener Größenverteilung (Potenzgesetz  $\mathcal{N}^{\nu}(\rho) \sim \rho^{-\nu}$ ) und bei verschiedenen Brechzahlen.

- komplexe SF für  $n = 1,33$  ( $\nu = 2,4; 3; 3,5$  und  $4$ ).
- ..... komplexe SF für  $n = 1,50$  ( $\nu = 3; 3,5$  und  $4$ ).
- ..... komplexe SF für  $n = 1,55$  ( $\nu = 3,5$  und  $4$ ).
- komplexe SF für  $n = 2,00$  ( $\nu = 3,5$  und  $4$ ).
- gemessene Grundsicht-SF (7. 2. 1953) mit konstanter Farbwertfunktion, Typ B („gerades“ Kernspektrum).
- SF für  $n = 1,33$ ,  $\nu = 3$  mit „Verhüllung“  $\nu$  durch Molekül- und Mehrfachstreuung (s. S. 43).
- (links unten): Verlauf der komplexen Streufunktion, wenn das Potenzgesetz nur bis zu einer bestimmten Partikel-Grenzgröße gilt (s. Abschn. 40).

lauf) entnommen. Sie sind entsprechend ihrem allgemeinen Verlauf etwas ausgeglichen, berücksichtigt wurde hierbei jedoch die logarithmische Ordinatenenteilung dieser Abbildungen. Die systematischen Fehler, die einesteils bei  $\varrho > \lambda$  und großen  $\varphi$  durch den Ausgleich des dort sehr unruhigen Streuspektrums, andererseits durch die Art der Integration entstanden sind, dürften bei den in Abb. 28 dargestellten komplexen SF bei allen Streuwinkeln unter 10% liegen (die Werte für  $n = 1,33$  stimmen genau mit denen in (45) überein). Nur bei  $n = 2,0$  mit  $\nu = 3$  ist der  $\varphi$ -Bereich  $< 3^\circ$  etwas unsicher, da dort der oberhalb  $\varrho = \lambda$  extrapolierte Verlauf der theoretischen Werte noch stärkeres Gewicht hat.

### 38. Diskussion der Ergebnisse für verschiedene Potenzfunktionen und Brechzahlen.

Wenden wir uns nun der Diskussion der Rechenergebnisse über den relativen Verlauf von  $I^\nu(\varphi)$  zu, der in Abb. 28 für verschiedene  $\nu$  und  $n$  dargestellt ist.

Oberhalb etwa  $30^\circ$  Streuwinkel sind keine deutlichen Unterschiede festzustellen; lediglich bei  $n = 2$  ist der Streulichtverlauf merklich flacher ( $\approx \varphi^{-1,4}$ ) als bei den kleineren Brechzahlen (etwa  $\varphi^{-2,2}$ ). Bei etwa  $20^\circ$  befindet sich allgemein ein Übergang zu flacherem Streulichtanstieg; die auf  $\varphi = 90^\circ$  bezogenen Streulichtbeiträge sind unterhalb  $20^\circ$  Streuwinkel um so kleiner, je steiler das Aerosolspektrum ansteigt (je größer  $\nu$ ) und je größer  $n$  ist. Der Anstieg selbst scheint von  $\varphi = 10^\circ$  bis  $1^\circ$  ziemlich unabhängig von  $n$  zu sein (bei  $\nu = 3,5$  etwa  $\varphi^{-0,35}$ , bei  $\nu = 4$  etwa  $\varphi^{-0,15}$ ). — Es läßt sich wieder sagen, daß mit Ausnahme sehr hoher Brechzahl Vergleiche zwischen Theorie und Messung nur möglich sind, wenn die gemessenen Streulichtwerte auch bei  $\varphi < 25^\circ$  bekannt sind — vorausgesetzt, daß die Brechzahl bekannt ist und daß man weiß, ob überhaupt eine Potenzverteilung des Aerosols besteht. Bisherige Analysen von nur bis  $\varphi \geq 10^\circ$  gemessenen Scheinwerfer-Streufunktionen (84) besagen deshalb nicht viel, um so mehr, als keine Messungen in verschiedenen Spektralbereichen vorlagen. Betreffs der Himmelslichtmessungen ist es andererseits ein Vorteil, daß die auf „Fremdlicht“ empfindlicheren sonnenfernen Bereiche der SF meist nicht ausschlaggebend sind.

Von großer Bedeutung für die Theorie, für die Diskussion der Messungen (Typeneinteilung) und die Ableitung der Kernspektren ist nun, daß die Streufunktionen der durchgehend „geraden“ Kernspektren in allen Wellenlängen dieselbe Winkelabhängigkeit aufweisen (lediglich die Absolutwerte ändern sich gesetzmäßig, s. u.). Das ergibt sich daraus, daß das Kernspektrum keinerlei Unstetigkeiten aufweist. Damit hat aber das Verhältnis der SF-Werte je zweier beliebiger Wellenlängen, das wir mit „Farbwert“ bezeichnen wollen, bei allen Streuwinkeln konstanten Wert, oder mit anderen Worten: es ist die spektrale Zusammensetzung des Streulichts ganz winkelunabhängig, also auch der Farbeindruck. Also Verhältnisse, wie sie für den Rayleigh-Himmel bekannt sind (allerdings sind die Ursachen ganz wesentlich verschieden).

Bei den Himmelslichtuntersuchungen wird diese Beziehung bei großen Streuwinkeln durch Molekül- und Mehrfachstreuung modifiziert.

### 39. Effektive Partikelgröße.

Es sind nun noch kurze Bemerkungen zu den Extinktionswerten der Tabelle 10a zu machen. Die für zwei Wellenlängen ( $\Delta \log \lambda = 2 \cdot \Delta \log \bar{\varrho}/\lambda$ ) in einer Zeile stehenden Werte beziehen sich auf Partikelgruppen  $\Delta N(\varrho)$ , deren mittleren Radius  $\bar{\varrho}$  sich aus den  $\bar{\varrho}/\lambda$ -Werten (1. Spalte der Tabelle) für  $\lambda = 0,7 \mu$  ergibt.

Betrachtet man in den  $\lambda$ -Spalten die Extinktionswerte  $\frac{\Delta a(\bar{\varrho})}{\Delta \lg \varrho}$  aller Partikelgruppen, so stellt man fest, daß in

diesem Beispiel ( $n = 1,50$ ;  $\nu = 3$ ) immer die Gruppen zwischen den  $\bar{\varrho}/\lambda$ -Werten 0,27 und 0,72 fast die ganze Extinktion verursachen. Für  $\lambda = 0,55 \mu$  sind das also Partikel mit Radien zwischen 0,15 und  $0,40 \mu$ ; dies ist der vielgenannte „effektive Radius“ der Dunstpartikel.

Die von den  $\bar{\varrho}/\lambda$ -Gruppen bei den einzelnen Streuwinkeln bewirkten Streulichtbeiträge  $\frac{\Delta(i \cdot \Delta N)}{\Delta \lg \varrho} \sim \frac{\Delta I'}{\Delta \lg \varrho}$  zeigen ein differenziertes Verhalten. Während z. B. bei  $\varphi = 90^\circ$  die Gruppen mit  $0,2 < \bar{\varrho}/\lambda < 1$  maßgeblich sind für das gesamte Streulicht bei diesem Streuwinkel, geben bei  $\varphi \approx 20^\circ$  wieder die Partikel mit  $\bar{\varrho}/\lambda \approx 0,5$  das meiste Streulicht — bei  $\varphi \approx 2^\circ$  liegt der Schwerpunkt aber bei  $\bar{\varrho}/\lambda \approx 4$ .

Die extinktionswirksamsten Partikelgruppen sind demnach auch für die Streulichtverhältnisse bei  $\varphi \approx 20^\circ$  bestimmend. Daß in der SF die Eigenheiten des Aerosolspektrums, nach  $\varphi$  geordnet, „separiert“ sind, ergab sich schon bei der ersten Analyse von SF-Messungen (Abb. 16). Untersuchungen der Streulichtverhältnisse bei Aerosolspektren, die Abweichungen vom „geraden“ Verlauf aufweisen, werden gerade von dieser Separation Gebrauch machen.

### 40. Grenz-Partikelgröße.

Bisher wurde vorausgesetzt, daß die Kernspektren unbegrenzt einem Potenzgesetz gehorchen. Interessant ist es nun, zu untersuchen, wie die komplexe SF verändert wird, wenn das Potenzgesetz nur bis zu einer oberen Grenzgröße  $\varrho_{gr}$  gilt, das Aerosolspektrum hier also mehr oder weniger kraß abbricht (z. B. durch Sedimentation). Die Streufunktion wird dann von dem  $\varrho_{gr}$  zugehörigen Knickwinkel ab verflachen. Dies ist in Abb. 30 links unten für  $\nu = 3$ ,  $\lambda = 0,7 \mu$  und  $n = 1,33$  für verschiedene  $\varrho_{gr}$  gezeigt (die Brechzahl spielt zwar bei diesen kleinen Streuwinkeln kaum mehr eine Rolle). Damit ist aber in die entsprechenden  $\varphi$ -Bereiche der SF ein Gang mit  $\lambda$ , eine Farbwertänderung, hineingetragen worden. Man überlegt sich leicht, daß im Bereich der verflachten SF eine Blautönung des Lichts auftreten muß, bezogen auf die spektralen Verhältnisse bei größeren Streuwinkeln. — Beispiele von Beobachtungen, die mit solchen abbrechenden Potenzfunktionen von Aerosolspektren zusammenhängen, wurden genannt (Dunst-Aureolen, s. Abschn. 21 und 31b).

Eine untere Grenzgröße braucht bei den optischen Untersuchungen nicht in Rechnung gesetzt werden, da nach Junge (34) das Aerosolspektrum bis etwa  $\varrho = 0,05 \mu$  herab nahe einem  $\varrho^{-3}$ -Gesetz gehorcht und Partikel mit  $\varrho < 0,1 \mu$  — die Hauptmenge der im Aitken-Kernzähler erfaßten Teilchen — keine optische Wirksamkeit besitzen — es sei denn die Luftmoleküle wegen ihrer großen Zahl.

### 41. Die quantitativen Beziehungen zwischen Aerosolspektrum, Streufunktion und Extinktion.

Neben den zahlenmäßigen Beziehungen zwischen der Aerosoldichte und den optischen Werten sind die  $\lambda$ -Abhängigkeit des Betrags des Streulichts und der Extinktion bei verschiedenen Potenzfunktionen des Aerosolspektrums von besonderer Bedeutung für weitere Untersuchungen. Auch ist zur quantitativen Untersuchung der gemessenen Himmelslichtwerte — besonders der in reinerer Höhenluft — noch die „Verhüllung“ der uns interessierenden SF des Dunstes durch Molekülstreulicht zu berücksichtigen, und im UV zeigte ja die Mehrfachstreuung großen Einfluß.

Bei Kernspektren mit Potenzverteilung ergeben sich für das erstgenannte Problem der  $\lambda$ -Abhängigkeit von Streulicht und Extinktion einfache Beziehungen, die sich zwar auch aus dem Aufbau der Tab. 10 ablesen las-

sen, aber deutlicher aus den Ausdrücken für die komplexe SF und Extinktion folgen (vergl. (40)):

$$I_D(\lambda, \varphi) = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \int_0^{\varrho} i(\varphi/\lambda, \varphi) dN(\varrho) \quad [15']$$

und 
$$aD(\varphi) = 2\pi \int_0^{\varrho} \varrho^2 Q(\varrho/\lambda) dN(\varrho). \quad [15'']$$

Anstatt wie bei unserer Berechnung der Integrale  $dN = c \cdot \varrho^{-\nu} \cdot d \log \varrho$  zu setzen, ist nun aber einzuführen  $dN = 0,43 \cdot c \cdot \varrho^{-(\nu+1)} d\varrho$  (Abschn. 10). Setzt man noch  $\varrho = \lambda \cdot y$ ,  $d\varrho = \lambda dy$ , so erhält man

$$I_D(\varphi, \lambda) = \frac{0,43c}{4\pi^2} \lambda^{-(\nu-2)} \int_y i(y, \varphi) y^{-(\nu+1)} dy \quad (\sim \lambda^{-(\nu-2)})$$

und 
$$aD(\lambda) = 0,43c \cdot 2\pi \lambda^{-(\nu-2)} \int Q(y) y^{-(\nu-1)} dy \quad (\sim \lambda^{-(\nu-2)})$$

Wird über mindestens den Bereich von  $\varrho$  integriert, der in dem in Frage kommenden  $\lambda$ - und  $\varrho$ -Bereich optische Wirksamkeit hat, so sind die unter den Integralen stehenden Funktionen von der Wellenlänge nicht mehr abhängig. Wie schon ausgeführt, bedeutet dies, daß die komplexe SF in allen Wellenlängen gleiche Winkelabhängigkeit besitzt (Farbwert für alle Streuwinkel konstant). Die  $\lambda$ -Abhängigkeit des Betrags von SF und Extinktion wird durch dieselben Potenzfunktionen  $\lambda^{-(\nu-2)}$  wiedergegeben, was nach Gl. [2] nicht verwunderlich ist. Zu der den Meßergebnissen entsprechenden Schreibweise des Dunst-Extinktionskoeffizienten  $\alpha_D(\lambda) \sim \lambda^{-\alpha}$  (Ångström (27)) ergibt sich nun durch Vergleich die wichtige Beziehung

$$\alpha = \nu - 2 \quad \text{mit } 0 < \alpha < 4 \text{ bei reeller Brechzahl} \quad [20]$$

Das heißt also, daß dann, wenn die Größenverteilung des Aerosols einer Potenzfunktion gehorcht, auch für die  $\lambda$ -Abhängigkeit der Dunstextinktion eine Potenzfunktion bestehen muß und daß die Exponenten sich um zwei Einheiten unterscheiden. Die Grenzen der Beziehung sind dadurch gegeben, daß bei  $\nu \leq 2$  die  $\lambda$ -Abhängigkeit der Dunstextinktion verschwindet und daß bei dielektrischen Partikeln der Exponent der Extinktionsfunktion  $Q(\varrho/\lambda)$  ab etwa  $\varrho/\lambda < 0,1$  ohnehin den Wert  $\alpha = 4$  hat (bei absorbierenden Partikeln ist der Grenzwert von  $\alpha$  kleiner, vergl. Abb. 5). — Die Brechzahl braucht übrigens nicht einheitlich zu sein, es müssen nur die Verhältnisse im optisch wirksamen Bereich des Kernspektrums unabhängig von  $\varrho$  sein.

Die Absolutwerte  $I_{D1}^{\nu}$  der komplexen Dunst-SF sind für  $\varphi = 90^\circ$  in der Tab. 10b für verschiedene Brechzahlen und für  $\lambda 0,7 \mu$  angegeben (Umrechnung auf andere Wellenlängen nach Gl. [20], und zwar für eine (Luft)schicht von 1 cm Dicke, in der die „Teilchendichte“  $N_{D1}^{\nu} = 1 \cdot \varrho^{-\nu}$  herrscht (Teilchenzahlen pro  $\text{cm}^3$ ,  $\varrho$  jedoch in  $\mu$ ). Außerdem ist der Streulicht-Betrag  $I_{R1}(90^\circ)$  der in dieser Schicht bei Normalbedingungen vorhandenen Luftmoleküle eingetragen. — Die rechte Hälfte der Tabelle gibt sodann die Extinktion des Dunstes ( $a_{D1}$ ) sowie der Luft ( $a_{R1}$ ) für dieselben Verhältnisse. Man erkennt, daß diese etwa dem mittleren Trübungszustand der Grundschicht entsprechen, da  $T_{\lambda 0,7\mu} = (a_{D1} + a_{R1})/a_{R1}$  Werte zwischen etwa 4 und 12 annimmt.

Für  $\nu = 3$  und die Brechzahlen zwischen  $n = 1,33$  und  $2,0$  haben auch *Junge* (34) und *Möller* (45) die auf graphischem Wege berechneten Extinktionswerte veröffentlicht; nach Bezugnahme auf gleiche Konstanten besteht gute Übereinstimmung, es nimmt  $a_{D1}(n)$  nahezu linear mit  $n-1$  zu. Im Bereich um  $n = 1,5$  ist der Anstieg bei  $\nu = 3,5$  und  $4$  jedoch stärker als linear (Abb. 29). Mit zunehmendem  $\nu$  nimmt der Extinktionsbetrag zu; da die Partikelzahl bei  $\varrho = 1 \mu$  konstant gehalten ist,

heißt dies, daß die Partikel mit  $\varrho < 1 \mu$  hierfür maßgebend sind. Es scheint, daß die Extinktionsbeträge oberhalb  $n = 2$  nicht mehr wesentlich zunehmen, denn bei  $n = \infty$  haben sie fast den gleichen Wert wie bei  $n = 2$ .

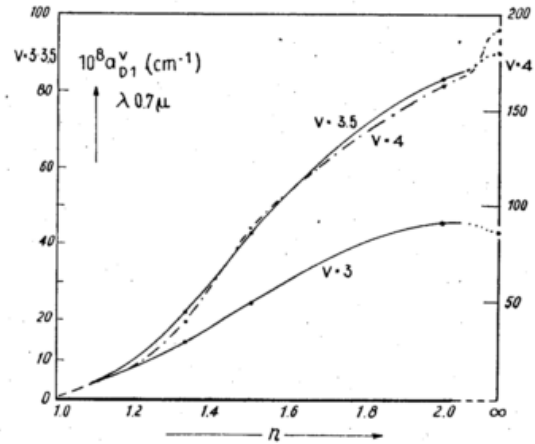


Abb. 29  
Absolutwerte der Dunstextinktion für verschiedene Brechzahlen bei Aerosolspektren  $N^{\nu} = 1 \cdot \varrho^{-\nu}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ).

Mit den angegebenen Absolutwerten der SF und der Extinktion für Dunst und Moleküle läßt sich nun die Himmelslicht-SF für beliebige Trübungszustände berechnen (abgesehen von Mehrfachstreuung). Oft interessiert besonders das von  $\lambda$  und  $\varphi$  abhängige Verhältnis  $v_{\lambda} = I_{R\lambda}/I_D \lambda$  von Molekül- und Dunststreulicht, besonders bei großen Streuwinkeln. Je größer  $\nu$  ist, desto mehr wird die Dunst-SF „verhüllt“. Man erhält mit dem Trübungsfaktor  $T_{\lambda}$  den Wert  $v_{\lambda} = v_1 / (T_{\lambda} - 1)$ . Die nur wenig vom Verlauf des Kernspektrums ( $\nu$ ) abhängigen Werte von  $v_1 = \frac{a_{D1} \lambda \cdot I_{R\lambda}}{a_{R\lambda} \cdot T_{D1} \lambda}$ , die für alle Wellenlängen gültig sind, wurden in Tab. 10b auch aufgeführt. Besonders nieder sind die Werte bei  $n = 2$ . — Die Veränderungen, welche die für  $\nu = 3$  gültige Wassertropfen-SF infolge der Mitwirkung des Molekülstreulichts erfährt, sind für einige Werte von  $\nu$  in der Abb. 28 dargestellt — es entsprechen  $v_{\lambda}(90^\circ) = 1, 4$  und  $10$  den Trübungsfaktoren  $T_{\lambda} = 5,75, 2,2$  und  $1,47$ .

Fernerhin ist noch die Mehrfachstreuung zu berücksichtigen. Wie *Möllers* frühere Untersuchung (73) (Zenitsonne) eines hier in Betracht kommenden SF-Modells, zeigen auch die neueren Berechnungen (45) Abnahme des Betrags des Sekundärstreulichts mit zunehmendem Streuwinkel, aber das Verhältnis von Sekundär- zu Primärstreuung nimmt mit zunehmender Extinktion (abnehmender Wellenlänge) bis etwa  $100^\circ$  Streuwinkel stark zu. Die für unsere Frankfurter Messungen bestimmten Farbwertfunktionen werden aber den Einfluß von Molekül- und Mehrfachstreuung namentlich bei „geraden“ Kernspektrern sehr gut erkennen lassen, so daß es nicht nötig ist, das „Fremdlicht“ zu eliminieren.

#### 42. Theorie komplexer Streufunktionen — Zusammenfassung des Kapitels G.

Die wichtigsten theoretischen Ergebnisse dieses Kapitels sind:

1. Komplexe Streufunktionen von Aerosolen, deren Größenverteilung einem Potenzgesetz gehorchen („gerades“ Aerosolspektrum), zeigen erst bei Streuwinkeln  $\varphi < 25^\circ$  deutliche Unterschiede in der Winkelabhängigkeit; mit zunehmender Brechzahl und stärker gegen große Partikel hin abfallender Größenverteilung ver-

flacht in diesem Winkelbereich die komplexe SF stark (Abb. 28).

2. Abgesehen von Molekül- und Fremdstreulichteinfluß (Mehrfachstreuung, Erdbodenreflex) müssen solche Streufunktionen gerader Aerosolspektren in ihrem relativen Verlauf unabhängig von der Wellenlänge sein; daraus ergibt sich, daß das Intensitätsverhältnis der SF verschiedener  $\lambda$ , der Farbwert, für alle Streuwinkel konstant sein muß (auch gleichbleibender Farbeindruck!).

3. Zwischen dem Exponenten  $\nu$  der Größenverteilung des Aerosols ( $N \sim \rho^{-\nu}$ ) und der  $\lambda$ -Abhängigkeit der Dunstextinktion ( $a_D \lambda \sim \lambda^{-\alpha}$ ) besteht dann die Beziehung  $\nu = \alpha + 2$  (reelle Brechzahl und die Brechzahlverhältnisse als unabhängig von  $\rho$  vorausgesetzt).

4. Der Einfluß von Molekül- und Fremdstreulicht läßt sich in erster Näherung einfach berücksichtigen bzw. in der Farbwertfunktion leicht erkennen.

Weiß man nun auf Grund der gemessenen Konstanz der Farbwertfunktion, daß eine Potenzverteilung des Aerosols vorliegt, und ist deren Exponent ( $\nu$ ) wenigstens näherungsweise durch spektrale Extinktionsmessungen ( $\alpha$ ) bekannt, so kann man die gemessene SF mit den für verschiedene Brechzahlen berechneten SF vergleichen, wobei sich die effektive Brechzahl der Aerosolsubstanz ergeben sollte.

Kapitel H.

Theorie und Messung

43. Potenzverteilungen des Aerosols nach Himmelslichtmessungen (SF-Typ B).

Wie schon angedeutet, wurde in Frankfurt ab Juli 1952 das Meßprogramm entsprechend den Beobachtungsergebnissen und der vorstehend mitgeteilten Theorie erweitert: neben der SF-Messung wurde der Hauptwert auf die exakte Bestimmung der Farbwertfunktion und der  $\lambda$ -Abhängigkeit der Dunstextinktion gelegt.

Nun werden an Hand der Abb. 30 diejenigen Messungen (Selenphotometer) vom Hochsommer 1952 besprochen, deren über große Streuwinkelbereiche konstante Farbwerte (unterer Teil der Abb.) beweisen, daß die Aerosol-Größenverteilung in einem beträchtlichen Radienbereich (von  $\rho \approx 0,15$  bis  $1 \mu$  am 11. sowie 26. 7. 52 und am 7. 2. 53 sogar bis mindestens  $5 \mu$ ) einem Potenzgesetz  $N \sim \rho^{-\nu}$  folgt. Der Exponent  $\nu$  sollte sich aus dem Exponenten  $\alpha$  der Dunstextinktion ergeben, welcher aus der graphischen Darstellung der Extinktionswerte entnommen werden kann. Zusammen mit den wichtigsten Meßdaten sind die Werte von  $\alpha$ , die Beträge um 1,5 haben, in der Legende zu der Abb. 32 tabellarisch zusammengestellt.

Mit einer Ausnahme, deren Farbwert tatsächlich auch in mittleren  $\varphi$ -Bereichen nicht ganz konstant ist, haben die SF dieser Meßserie ( $\lambda 0,63 \mu$ ) im  $\varphi$ -Bereich von 8 bis  $40^\circ$  weitgehend gleichen Verlauf; beachtenswert ist aber auch die Invarianz der SF und des Farbwertverlaufs bei großen Streuwinkeln gegenüber starken Änderungen des Sonnenstandes (M) und der Trübungsstärke (T), also gegenüber verschieden starkem Einfluß von Mehrfach- und Molekülstreuung.

Den Bereich  $\varphi > 40^\circ$  zunächst weniger beachtend, läßt sich nun ein Vergleich mit den schon berechneten theoretischen komplexen SF durchführen (für  $\varphi < 10^\circ$  ist nur die Messung vom 7. 2. 53 maßgeblich!). Solche SF sind für den entsprechend dem Mittel der gemessenen  $\alpha$ -Werte offenbar in Frage kommenden Exponenten  $\nu = 3,5$  im oberen Teil der Abb. 30 eingetragen, und

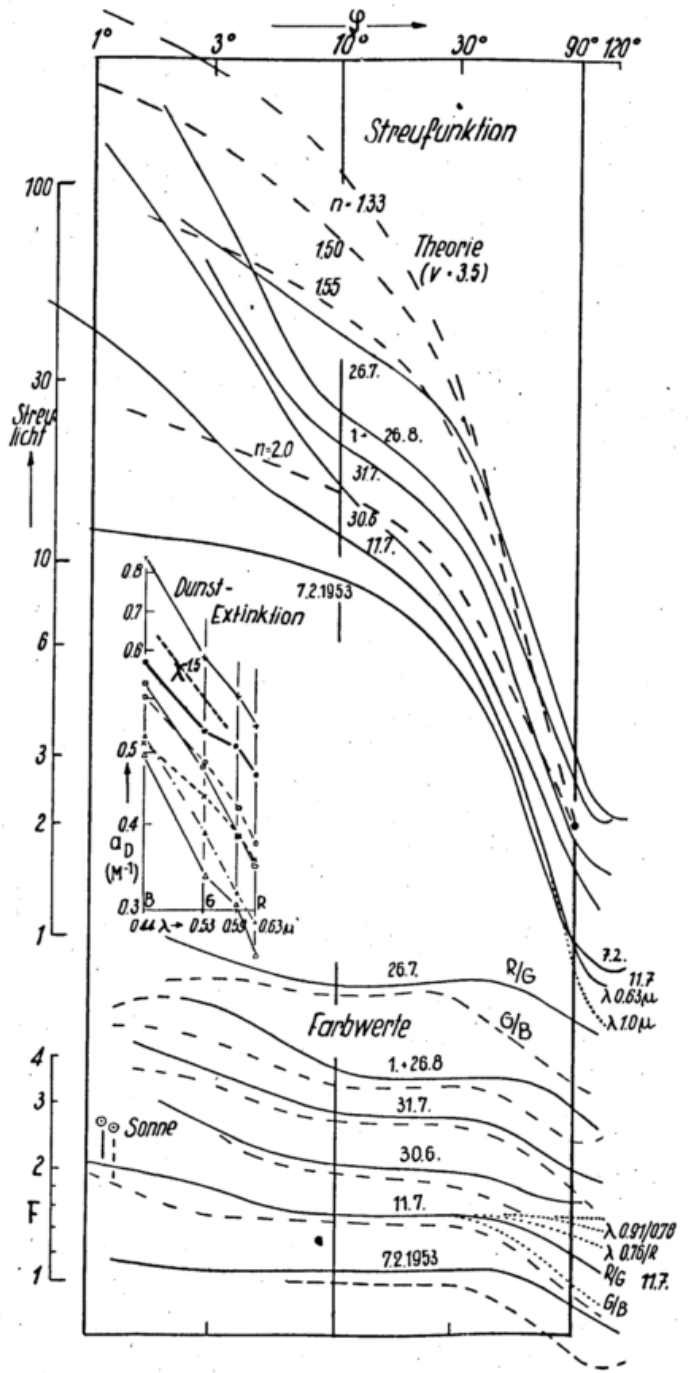


Abb. 30  
Frankfurter Himmelslichtmessungen (SF-Typ B) bei teilweise „geradem“ Kernspektrum. Streufunktion,  $\lambda$ -Abhängigkeit der Dunstextinktion und Farbwerte nach dem vollständigen Meßprogramm. Nur die Messung vom 7. 2. 1953 weist im ganzen Bereich  $\varphi < 40^\circ$  konstante Farbwerte auf („vollständiger“ B-Typ). Durch Vergleich mit theoretischen komplexen SF (für  $\nu = 3,5$ ) ergibt sich, daß die effektive Brechzahl des natürlichen Aerosols größer als 1,6 sein muß.

Frankfurt				
1952	MEZ	$\alpha$	$T_r$	M
× 26. 7.	1830	1.15	7.7	4.0
△ 1. 8.	0800	1.9	6.1	2.1
□ 26. 8.	1100	1.4	20.0	1.5
□ 31. 7.	1800	1.6	7.6	3.8
○ 30. 6.	0800	1.4	8.1	1.5
+ 11. 7.	0830	1.6	11.4	1.6
7. 2. 53.	1030	1.6	6.5	3.0

zwar wieder für die Brechzahlen von 1,33 bis 2,0. Man kann sofort feststellen, daß die SF für Wassertropfen nicht in Frage kommen kann, hingegen besteht mit der

SF für  $n = 2,0$  die beste Übereinstimmung. Konstruiert man mit den Streulichtwerten der Abb. 28 noch den Verlauf von  $I_{D,1}^{\nu}(\varphi) : I_{D,1}^{\nu}(90^{\circ})$  in Abhängigkeit von  $n$ , so findet man beim Vergleich mit den entsprechenden Meßwerten (Mehrfachstreuung zu 25 % angenommen), daß bei  $\nu = 3,5$  dem Dunst eine effektive Brechzahl von etwa  $n_D = 1,70$  zukommt. Allerdings würde aus dem bei  $\varphi < 10^{\circ}$  sehr geringen Anstieg der am 7. 2. 54 gemessenen SF wie auch der entsprechenden Hochgebirgs-SF (Arosa und Zugspitze, s. Abb. 10) ein nahe bei 4 liegender  $\nu$ -Wert folgen. Dieser würde für größere Streuwinkel auf  $n_D \approx 1,55$  führen.

Bei diesen Vergleichen zwischen Theorie und Messung darf natürlich nicht die reale Struktur des Aerosols (Abschn. 9) und deren sicher nicht unwesentliche Auswirkung auf dessen optisches Verhalten vergessen werden. Aber mit den schon in Abschn. 8 kurz diskutierten refraktometrischen Brechzahlbestimmungen an Niederschlagsrückstand ( $n_D \approx 1,53$ ) besteht doch eine gute Übereinstimmung.

Jedenfalls stehen unsere Feststellungen ( $\nu = 3,5$  bis 4,  $n_D \geq 1,5$ ) in Widerspruch zu den Ergebnissen von Junge (34), wonach im Hochgebirge, in der Grundschicht und auch in Stadtaerosol (vergl. die Diskussion der Scheinwerfermessungen, Abschn. 35)  $\nu$  im Mittel den Wert 3 hat, und zu seiner Annahme, daß  $n_D$  etwa 1,38 sei (gesättigte Salzlösungen).

Noch sind die Abnahmen der gemessenen Farbwerte bei  $\varphi > 40^{\circ}$  zu klären. Sie setzen für Grün/Blau immer bei kleinerem Streuwinkel ein als bei Rot/Grün. Da das sehr blauhaltige Molekülstreulicht sich bei großen Streuwinkeln neben dem weißeren Dunststreulicht bemerkbar macht, wird es dort den Farbwert (Rotgehalt) herabsetzen, und zwar im kurzwelligen Spektralbereich stärker als im langwelligen. Daß aber das nicht die einzige Ursache sein kann, ergibt sich schon daraus, daß die Trübungsstärke keinen feststellbaren Einfluß auf den Farbverlauf hat (26. 8. mit  $T_R = 24$  und eine nicht dargestellte Messung vom 19. 10. 1952 bei  $T = 4,8$ ). Dasselbe läßt sich auch beim Trübungstyp A bei ebensolchem Spielraum des Trübungsfaktors feststellen. Es ist also offenbar so, daß bei geringer Trübung die Molekülstreuung einen ebensolchen Einfluß auf den Farbverlauf bei großen Streuwinkeln hat, wie bei sehr starker Trübung die Mehrfachstreuung.

Auch bei den Messungen der Abb. 30, deren SF in Sonnennähe ( $\varphi \approx 8^{\circ}$ ) wieder anzusteigen beginnt, bemerkt man im gleichen Winkelbereich, der für G/B ebenfalls bei kleineren Winkeln als bei R/G einsetzt, einen Wiederanstieg des Farbwertes. Das beruht nun aber ausschließlich auf Änderungen in der Potenzfunktion im Größenverteilungsgesetz des Aerosols (keine geraden Aerosolspektren). — Durch sukzessive Erweiterung der Farbverlauf-Kurven zu größeren Wellenlängen und Konstruktion der SF, wie dies in Abb. 30 für den 11. 7. 52 veranschaulicht ist, läßt sich zeigen, daß schon die Rotfilter-Streufunktionen auch bei  $\varphi = 120^{\circ}$  fast keine Abweichung von einer reinen Dunst-SF besitzen, also praktisch frei von Molekül- und Mehrfachstreuung sind.

44. Überblick über die Weiterentwicklung der Farbverlauf-Theorie und Andeutung der Ergebnisse.

Die Messungen, die starken Gang der Farbwerte mit  $\varphi$  aufweisen (die meisten Messungen in Abb. 30 bei  $\varphi < 8^{\circ}$ ; Typ A und C in Abb. 31), bei denen also das Aerosolspektrum wesentlich weniger „gerade“ ist, können erst nach weiteren eingehenden Untersuchungen näher diskutiert werden. Dann erst ist auch das eigentliche Ziel der Arbeit erreicht, auf Grund optischer Messungen das Aerosolspektrum genügend genau anzugeben. Doch seien die wesentlichen Ergebnisse noch an-

gedeutet. So führt eine Änderung des Exponenten  $\nu$  in einem bestimmten  $\varphi$ -Bereich zu einer Farbveränderung in dem Streuwinkelbereich, in dem dieser  $\varphi$ -Bereich seine hauptsächlich Wirkung hat (s. Abschn. 39). Dies ergibt sich aus Studien an Modellen von Aerosolspektren, für welche nach dem Muster der Tab. 8a für verschiedene  $\lambda$  die SF berechnet und die Farbverlauffunktion gebildet wurde. Diese Untersuchungen bestätigen auch die quantitativen Beziehungen, welche sich durch Einbeziehen der  $\lambda$ -Abhängigkeit der Extinktion in die „Farbverlauftheorie“ ergeben: Krümmungen im Aerosolspektrum und Farbveränderung stehen in einem festen Zusammenhang. Damit wird auch die Änderung von  $\nu$  mit  $\varphi$  bekannt. Bei der Normierung des Verlaufs des Aerosolspektrums (also Betrag von  $\nu$  bei einem bestimmten  $\varphi$ ) müssen aber andere Wege beschritten werden. Aus einigen Widersprüchen und Kontrollmöglichkeiten muß nämlich geschlossen werden, daß die Beziehungen zwischen gemessener und theoretisch zu erwartender  $\lambda$ -Abhängigkeit der Extinktion nicht streng erfüllt sind; die Unterschiede machen gelegentlich fast eine Einheit in  $a$  aus (gemessener  $a$ -Wert zu klein).

In Zusammenhang damit kann darauf hingewiesen werden, daß nach unseren Frankfurter und Mainzer Messungen der Sonnenstrahlung der Dunstexponent offenbar einen ausgesprochenen Jahresgang hat:  $a \approx 2$  im Sommer bei geringer Trübung,  $a \leq 1$  im Winter und bei starker Sommer-Trübung, wobei offenbar keine Einwirkungen auf SF und Farbwert feststellbar sind\*. Ob die Absorption der Aerosolsubstanz von derart großem und unterschiedlichem Einfluß ist, bleibt fraglich. Jedenfalls führt auch der Vergleich zwischen der aus der Integration der SF errechneten Streu-Extinktion (Gl. [2]) und der gemessenen Lichtschwächung in Übereinstimmung mit Ergebnissen von Waldram (83) zumindest gelegentlich auf merkliche Absorptionswirkung des Aerosols.

45. Die Trübungstypen und ihre Aerosolspektren-Beispiele.

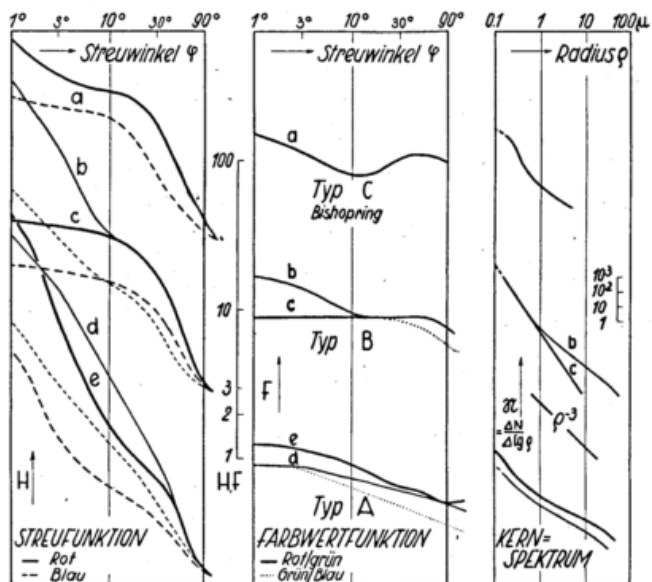


Abb. 31 Die Trübungstypen A, B und C. Streufunktion, Farbverlauf und Kernspektrum.

$T_k = 1,58$	a	24. 8. 51	(Arosa) Typ C
$T_r = 6,1$	b	1. 8. 52	Typ BA
6,5	c	7. 2. 53	Typ B
7,6	d	5. 7. 52	Typ A*
3,1	e	21. 7. 52	Typ A

\*) vergl. Tab. 7.

\*) Auch bestehen kaum Beziehungen zum Streulichttyp.

Die vorgenannten Untersuchungen erlaubten schließlich, für alle gemessenen Himmelslicht-SF das Kernspektrum von etwa 0,15 bis 5  $\mu$  Radius anzugeben, mit den vom Einfluß der Winkelausdehnung der Sonne befreiten Streulichtmessungen am Sonnenrand ( $0,02^\circ < \varphi < 10^\circ$ ) sogar bis über 30 $\mu$ ; — natürlich im Rahmen der zutage getretenen Unstimmigkeiten zwischen Streulicht- und Extinktionstheorie und den Junge'schen Messungen.

In Ergänzung der Übersicht über die SF, die Himmelsansicht und das Vorkommen der Haupt-Trübungstypen (Tab. 8, S. 36) gibt nun die Abb. 31 noch Beispiele für SF, Farbverlauf und Kernspektrum.

Für die Art des Trübungstyps ist lediglich der Verlauf des Aerosolspektrums im  $\rho$ -Bereich von 0,15 bis etwa 0,6  $\mu$  maßgebend: den Typen A, B und C entspricht dort ein konkaver, gerader und konvexer Verlauf, was sich aus dem Anstieg, der Konstanz und der Abnahme des Farbwertes von ca. 50 bis 10<sup>0</sup> Streuwinkel ergibt. In dem häufigsten, aber nicht nochmals dargestellten Fall (Abb. 25), daß eine Mischung von Typ A und B vorliegt, ist der Farbwert Rot/Grün nur bei  $\varphi \approx 30^\circ$  konstant (Typ B<sub>A</sub>) oder zeigt von  $\varphi \approx 60$  bis 10<sup>0</sup> wesentlich schwächeren Anstieg (AB, A<sub>B</sub>) als Typ A.

Über die Scheinwerfer-Streufunktionen bodennahen Aerosols und die zugrundeliegende Aerosol-Größenverteilung genauere Aussagen zu machen, scheint vorläufig noch nicht möglich, obwohl die Messungen von F o i t z i k (82) die erforderlichen optischen Werte geben. Doch führt ihre Kombination und der Vergleich mit den Himmelslicht-Messungen zu so widerspruchsvollen Ergebnissen, daß die Anwendbarkeit der Theorie nichtabsorbierender und kugelförmiger Partikel fraglich erscheint.

#### Literatur

- (1) Linke, F.: Die kurzwellige Himmelsstrahlung, Handb. d. Geophys. 8, Berlin (1943), S. 39.
- (2) Linke, F.: Meteorologisches Taschenbuch, 4, Leipzig (1939) und Neue Ausg., 2, Leipzig (1953).
- (3) Schnaidt, F.: Berechnung der relativen Schichtdicken des Wasserdampfes in der Atmosphäre. Meteor. Z. 55, 296 (1938).
- (4) Götz, F. W. P.: Das atmosphärische Ozon. Ergebn. kosm. Phys. 1, Leipzig (1931), S. 180.  
Die vertikale Verteilung des atmosphärischen Ozons. Ergebn. kosm. Phys. 3, Leipzig (1938), S. 253.
- (5) Guenther, S.: Die Himmelsheiligkeit in der Nähe der Sonne. Optik 5, 240 (1949).
- (6) Blumer, H.: Diss. Bern (1926).
- (7) Ray, B. B.: Proc. Ind. Ass. Cultivat. Sci. 7, 10 (1921).
- (8) Pavanjpe, G. R., Naik, Y. G., Vaidya, P. B.: Proc. Ind. Acad. Sci. 9A, 333 (1939).
- (9) Holl, H.: Lichtstreuung an dielektrischen Kugeln vom Brechungsexponenten  $n = 4/3$ . Optik 1, 213 (1946).
- (10) Tables of scattering functions for spherical particles. Nat. Bureau of Standards, appl. math. Ser. 4, Washington (1948).
- (11) Holl, H.: Optik 4, 173 (1948).
- (12) Bary, E. de: Optik 9, 319 (1952) (Ergänzung zu (9)).
- (13) Mecke, R.: Experimentelle Untersuchungen über Kränze in homogenem Nebel. Ann. Phys. (4) 61, 471 (1920) und (4) 62, 623 (1920).
- (14) Gumprecht, R. O., Sung, N. L., Chin, J. H. and Sliepcevic, C. M.: Angular distribution of intensity of light scattered by large droplets of water. J. Opt. Soc. Amer. 42, 226 (1952).
- (14a) Gumprecht, R. O., (im Druck).
- (15) Penndorf, R. and Goldberg, B.: New tables for Mie-scattering functions for spherical particles. (Im Druck.)
- (16) Wiener, Chr.: Die Heiligkeit des klaren Himmels. Nova Acta Kais. Leop.-Carol. Dt. Akad. Naturf. 73, Nr. 1 (1900) und Nr. 2 (1909).
- (17) Bucerius, H.: Theorie des Regenbogens und der Glorie. Optik 1, 188 (1946).
- (18) Hulst, H. C. van de: Optics of spherical particles. Rech. Astron. Obs. Utrecht 11, Teil 1 (1946).
- (19) Schirmann, M. A.: In: Handb. d. Geophys. 8, Berlin (1943), Kap. 5.
- (20) Cabannes, J.: La diffusion moléculaire de la lumière. Thèse, Paris (1921).
- (21) Goetz, F. W. P.: Das atmosphärische Ozon. Ergebn. kosm. Phys. 1, Leipzig (1931), S. 180.
- (22) Wempe, J.: Die Wellenabhängigkeit der atmosphärischen Extinktion. Astron. Nachr. 275, 1 (1949).
- (23) Pernter, J. und Exner, F.: Meteorologische Optik, 2. Aufl. Wien (1922).
- (24) Senftleben, H. und Benedikt, E.: Ann. Phys. 60, 295 (1919).
- (25) Sinclair, D. and Mer, V. K. la: Measurements of particle size in aerosols. Chem. Rev. 44, 245 (1949).
- (26) Pohl, R. W.: Optik. 3. Aufl. Berlin (1941), S. 181.
- (27) z. B. Born, M.: Optik. Berlin (1933), S. 274.
- (28) Volz, F.: Untersuchungen über den Einfluß der Trübung auf die langwellige Strahlung in der Atmosphäre. Diplomarbeit, Frankfurt/M. (1950).
- (29) Guettler, A.: Die Mie'sche Theorie der Beugung durch dielektrische Kugeln mit absorbierendem Kern und ihre Bedeutung für Probleme der interstellaren Materie und des atmosphärischen Aerosols. Ann. Phys. 11, 65 (1952).
- (30) Linke, F. und Borne, H. von dem: Die Wellenlängenabhängigkeit der Strahlungsextinktion trübender Teilchen. Gerlands Beitr. Geophys. 37, 49 (1932).  
Borne, H. von dem: Extinktionskoeffizienten für Dunst im kurzwelligen Licht und im Ultraviolett. Gerlands Beitr. Geophys. 38, 265 (1933).
- (31) Götz, F. W. P. and Volz, F.: The blue sun of September 1950. Un. Geod. Geophys. Internat. 9. Ass. Gen. Bruxelles (1951), 216.  
Volz, F.: Diskussionsbemerkung bei S. Baumbach: Die Erklärung der roten und blauen Sonne. Ber. Dt. Wetterd. US-Zone, Nr. 35, 228 (1952).
- (32) Ångström, A.: Sun radiation and dust in the air. Georg. Ann. 11, 156 (1929).
- (33) Junge, Chr.: Die Rolle der Aerosole und der gasförmigen Beimengungen der Luft im Spurenstoffhaushalt der Troposphäre. Tellus 5, 1 (1952).
- (34) Junge, Chr.: Gesetzmäßigkeiten in der Größenverteilung atmosphärischer Aerosole über dem Kontinent. Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. 35, 261 (1952).
- (35) Junge, Chr.: Die Konstitution des atmosphärischen Aerosols. Ann. Meteor. 5 (1952), Beiheft.
- (36) Jakobi, W. und Junge, Chr. und Lippert, W.: Reihenuntersuchungen des natürlichen Aerosols mittels Elektronenmikroskops. Arch. Meteor. Geophys. Bioklim. A 5, 166 (1952).
- (37) Waldmaier, M.: Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung. Leipzig (1941).

- (38) Goetz, F. W. P.: Das atmosphärische Ozon. Ergebn. kosm. Phys. **1**, Leipzig (1931), S. 180.
- (39) Handbuch der Astrophysik. **2**, Berlin (1929), S. 119.
- (40) Goetz, F. W. P. und Schoenemann, E.: Die spektrale Energieverteilung von Sonnen- und Himmelsstrahlung. Helv. Phys. Acta **21**, 151 (1948).
- (41) Bolla, G.: Z. Phys. **103**, 756 (1936).
- (42) Krug-Pielsticker, U.: Messungen der Sonnenstrahlung bei Flugzeugaufstiegen bis 9 km Höhe. Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. 8 (1949).
- (43) Einarson, T.: Z. Astrophys. **8**, 208 (1934).
- (44) Grundmann W. und Kassner, L.: Zur Verwendung der Selen-Sperrschichtphotozellen in der Meteorologie. Meteor. Z. **51**, 258 (1934).
- (45) Bullrich, K. und Bary, E. de und Möller, F.: Die Farbe des Himmels. Goefis, pura e appl. **23**, 3 (1952).
- (46) Volz, F.: Die Farbenphotographie in der atmosphärischen Optik. Photographie u. Wissenschaft **3**, 3 (1954).
- (47) Geiger-Scheel: Handbuch der Physik **19**, Berlin (1928), S. 453.
- (48) Goetz, F. W. P.: Das Strahlungsklima von Arosa. Berlin (1926).
- (49) Junge, Chr.: Die Dynamik des atmosphärischen Aerosols. Journ. Meteor. (Im Erscheinen.)
- (50) Heß, P. und Linke, F.: Die Strahlungsverhältnisse einer Rayleigh-Atmosphäre. Meteor. Z. **59**, 400 (1942).
- (51) Tousey, R. and Hulburt, E. O.: Daylight sky. J. Opt. Soc. Amer. **37**, 78 (1947).
- (52) Sato, T.: Studies on the scattering of the sun's light by the earth's atmosphere. Sci. Rep. Tohoku Univ. 5th Ser. Geophys. **2**, 1 (1950).
- (53) Schuepp, W.: Beitrag zum Phänomen der blauen Sonne. Experientia **6**, 457 (1950).
- (54) Wellmann, P.: Die Blaufärbung der Sonne am 27. Sept. 1950. Z. Astrophys. **28**, 310 (1951).
- (55) Wilson, R.: The Blue Sun of September 1950. Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **111**, 478 (1951).
- (56) Penndorf, R.: On the phenomenon of the colored sun, especially the Blue Sun of September 1950. Geophys. Res. Pap. No 20 (1953).
- (56) Riggenbach, A.: Beobachtungen über die Dämmerung. Verh. Naturf. Ges. Basel **8**, 1 (1886).
- (58) Dorno, C.: Beobachtungen der Dämmerung und von Ringerscheinungen um die Sonne 1911—1917. Abh. Preuß. Meteor. Inst. **5**, Nr. 5 (1917).
- (59) Diem, M.: Messung der Größe von Wolkenelementen II. Meteor. Rdsch. **1**, 267 (1948).
- (60) Kalitine, N. N.: De la radiation de la voûte céleste autour du soleil pour les ondes longues et courtes. Secret. OMJ No. **15**, 66 (1933).
- (61) Stranz, D.: Untersuchungen der Himmelshelligkeit in der Umgebung der Sonne. Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig, 2. Ser., **12**, 4 (1940).  
Die Himmelshelligkeit in unmittelbarer Nähe der Sonne. Meteor. Z. **59**, 120 (1942).
- (62) Bricard, J.: Contributions a l'étude des brouillards naturels. Ann. Phys., 11 Ser., **14**, 148 (1940).
- (63) Brüche, E. u. D.: Über die Photometrie von Sonnenringen. Meteor. Z. **49**, 289 (1932).
- (64) Junge, Chr.: Das Größenwachstum der Aitkenkerne. Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. **38**, 265 (1952).
- (65) Junge, Chr.: Das Wachstum der Kondensationskerne mit der relativen Feuchtigkeit. Ann. Meteor. **3**, 129 (1950).
- (66) Ficker, H. v.: Dunstbildung aus Stratusformen. Meteor. Z. **23**, 31 (1906).  
Über die Auflösung einer Wolkendecke. Meteor. Z. **23**, 180 (1906).
- (67) Müller, H., Erlangen, nach frdl. brfl. Diskussion.
- (68) Findeisen, W.: Ergebnisse von Wolken- und Niederschlagsbeobachtungen bei Wettererkundungsflügen über See. Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. **1**, 22 (1947).
- (69) Paetzold, H. K.: Zwei Fälle extremer Luftklarheit in Weissenau/Württ. Meteor. Rdsch. **5**, 56 (1952).
- (70) Gruner, P.: Dämmerungserscheinungen. Handb. Geophys. **8**, Berlin (1945), S. 432.  
Die Dämmerungserscheinungen nach Beobachtungen in der Schweiz. Beitr. Phys. fr. Atm. **8**, 1 (1919).
- (71) Diercks, H.: Über die Helligkeit des Himmels in der Nähe der Sonne. Diss. Kiel (1912).
- (72) Pokrowski, G. I.: Z. Phys. **34**, 49 (1925).
- (73) Bullrich, K. und Möller, F.: Die Streuung des Lichtes in trüber Luft. Optik **2**, 301 (1947).
- (74) Rosenberg, H.: Sirius 1920, 6; s. a. Handb. Geophys. **8**, Berlin (1943), S. 385.
- (75) Hulburt, E. O.: Optics of atmospheric haze. J. Opt. Soc. Amer. **31**, 467 (1941).
- (76) Dorno, C.: Himmelshelligkeit, Himmelpolarisation und Sonnenintensität in Davos. Abh. Preuß. Meteor. Inst. **6** (1919), Tab. 2a.
- (77) Loehle, F.: Über die Schrägsicht. Meteor. Z. **52**, 435 (1935).
- (78) Anthony, R.: Observation of non-Rayleigh scattering in the spectrum of the day sky in the region 0.56 to 2.  $2\mu$ . J. Meteor. **10**, 60 (1953).
- (79) Meyer, E. G.: Die effektive Wärmeausstrahlung des Taghimmels. Gerlands Beitr. Geophys. **38**, 339 (1933).
- (80) Bullrich, K.: Durchlässigkeitszahl und Zerstreungsfunktion in dunstiger Luft. Meteor. Z. **61**, 270 (1944).
- (81) Reger, E. und Siedentopf, H.: Die Streufunktion des atmosphärischen Dunstes nach Schweinwerfermessungen. Optik **1**, 15 (1946).
- (82) Foitzik, L. und Zschaek, H.: Messungen der spektralen Zerstreungsfunktion in bodennaher Luft bei guter Sicht, Dunst und Nebel. Z. Meteor. **7**, 1 (1953).
- (83) Waldram, J. M.: Measurements of the photometric properties of the upper atmosphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. **71**, 319 (1945). Ref. bei W. E. K. Middleton: Vision through the atmosphere. Toronto (1952).
- (84) Siedentopf, H.: Zur Optik des atmosphärischen Dunstes. Z. Meteor. **1**, 417 (1947).
- (85) Siedentopf, H.: Optische Erscheinungen an Dunstgrenzen. Meteor. Rdsch. **1**, 456 (1948).
- (86) Bary, E. de und Bullrich, K. und Möller, F.: Beiträge zur Erklärung der Himmelsfarbe und -helligkeit. Z. Meteor. (im Druck).

Die Arbeit wurde am Lichtklimatischen Observatorium Arosa (ehedem Prof. Dr. F. W. P. Götz †) begonnen und an den Instituten für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt/Main (Prof. Dr. R. Mügge) und der Universität Mainz (Prof. Dr. F. Möller) weitergeführt.