

Deutsches Reich
Reichsamt für Wetterdienst

Wissenschaftliche Abhandlungen
Band IV

Nr. 5

**Über die Lichtdurchlässigkeit der stark getrüben Atmosphäre
im sichtbaren Spektralbereich**

von

Leonhard Foitzik

Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH

ISBN 978-3-662-01723-4 ISBN 978-3-662-02018-0 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-662-02018-0

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Einleitung	3
I. Zielsetzung	3
II. Einfluß des Streulichtes auf die Gültigkeit des Exponential-Gesetzes	5
a) Meßanordnung ohne Verwendung eines Spiegels	5
b) Meßanordnung mit Verwendung eines Spiegels	6
III. Meßgerät und Ausführung der Messungen	8
a) Nachtsichtmesser	8
b) Eichung des Nachtsichtmessers	10
c) Mittlerer Fehler der Meßwerte	10
d) Aufstellung des Meßgerätes	12
IV. Meßergebnisse	13
a) Verarbeitung der rohen Meßwerte	13
b) Normale Trübungseigenschaften	14
c) Anormale Trübungseigenschaften	15
d) Abhängigkeit des Schwächungskoeffizienten von der Wellenlänge	16
V. Der Einfluß meteorologischer Faktoren auf die spektralen Trübungseigenschaften der Atmosphäre	17
a) Einfluß der Lage des Beobachtungsortes	17
b) Luftkörpereinfluß	19
c) Sonstige Einflüsse	20
VI. Vergleich der Messungen mit der Theorie	21
a) Die theoretischen Grundlagen	21
b) Schwächungskoeffizient, Teilchengröße und Teilchenzahl	22
c) Relativer Schwächungskoeffizient	23
VII. Praktische Folgerungen aus den Untersuchungen	25
a) Einteilung der atmosphärischen Trübungszustände	25
b) Tragweite farbiger Lichter	25
c) Gesichtspunkte für die Ausführung systematischer Untersuchungen der getrühten Atmosphäre	27
Anhang: Bemerkungen zur Theorie der Sichtweite	27
a) Schwächungskoeffizient und Sichtweite	27
b) Sichtweite großer Ziele	28
c) Stellungnahme zur Kritik der Koschmiederschen Sichttheorie	30
Zusammenfassung	30
Literaturverzeichnis	32

Einleitung.

Während die Messung fast aller wetterbestimmender Elemente der Atmosphäre durch Instrumente im allgemeinen mit genügender Genauigkeit durchzuführen ist und durch laufende Registrierungen in einem dichten Netz erfolgt, ist die Bestimmung der Sichtweite bisher immer noch auf rohe Augenschätzungen angewiesen. Der Wigand'sche Sichtmesser (40)¹⁾, der zunächst versprach, die Sichtbestimmung auf eine definiertere Basis zu stellen, ist lediglich ein Hilfsgerät für Sichtschätzungen, da er nur gestatten soll, auch dann ein Sichtziel zu verwenden, wenn es sich nicht gerade in der Sichtweiten-Entfernung befindet. Wie die Untersuchung von Sebastian (34) gezeigt hat, erfüllt der Wigand'sche Sichtmesser jedoch gerade diese seine Aufgabe nicht, sondern liefert nur dann zuverlässige Ergebnisse, wenn sich das benutzte Ziel bereits annähernd in Sichtweite befindet.

Eine Anzahl weiterer Instrumente, die geeignet wären, die Sichtweite zu messen, sind empfindliche und kostspielige Geräte, die für besondere Untersuchungen konstruiert oder zusammengestellt wurden (19), (23), (27) und sind für regelmäßige Sichtmessungen bisher wohl nirgends eingeführt.

Verfasser hat daher, einer Anregung und einem Gedankengang von Prof. Koschmieder folgend, vor einigen Jahren gemeinsam mit der Firma Zeiss ein Instrument entwickelt, das es ermöglichen soll, die Angaben der Sichtweite auf eine exakte Basis zu stellen²⁾.

Die theoretischen Überlegungen und experimentellen Untersuchungen, die ursprünglich zur Prüfung des Instrumentes und seiner Eignung als Sichtmesser geplant waren, jedoch bald darüber hinaus Probleme der atmosphärischen Trübung als Hauptziel hatten, sollen hier als ein Beitrag zur Frage der Sichtmessung und der Lufttrübung in Nebel und Dunst mitgeteilt werden.

I. Zielsetzung.

Ein trübendes Medium, dessen Teilchen von verschiedener Art, Größe, Form und Zahl seien, jedoch gleichmäßig im Raume verteilt liegen, werde von einem parallelen, monochromatischen Lichtbündel durchdrungen, dessen Lichtstrom beim Eintritt in das Medium Φ_0 betrage. Das parallele Lichtbündel erleidet in dem trübenden Medium durch Reflexion, Brechung, Beugung und Absorption an den trübenden Teilchen Lichtverluste, und zwar wird in einem Volumenelement der Dicke dx , das sich in der Entfernung x vom Eintrittspunkt des Lichtbündels in das trübende Medium befindet und sich über den ganzen Querschnitt des Lichtbündels erstreckt, der Betrag

$$-d\Phi = \Phi(x) \cdot \sigma_\lambda \cdot dx \quad (1)$$

aus dem Lichtbündel seitwärts abgelenkt oder absorbiert. Der Schwächungskoeffizient σ_λ ist dabei unabhängig von der Entfernung, abhängig jedoch im allgemeinen von der Wellenlänge λ des Lichtbündels. Obgleich der Schwächungskoeffizient nichts aussagt über die Art und Größe der Strahlenablenkung und über die Größe der Absorption, so gibt er doch für Fragen der direkten Lichtdurchdringung den Trübungsgrad des Mediums, bezogen auf die Wellenlänge λ , eindeutig wieder.

¹⁾ Die Literaturangaben befinden sich am Schluß der Arbeit.

²⁾ Dazu kann auch das von F. Löhle (24) neuerdings entwickelte Sichtphotometer dienen, das besonders zur Messung großer Sichtweiten geeignet erscheint, während der hier zu beschreibende Sichtmesser vor allem für die Untersuchung der stark getrüben Atmosphäre anwendbar ist. Über die Brauchbarkeit des „objektiven Sichtmessers“ von Bergmann (3)* kann bisher nichts gesagt werden, da Messungen mit ihm noch nicht vorliegen.

*) Anm. bei der Korrektur: R. Stange (34a) veröffentlicht in einer neuen Untersuchung Messungen mit dem Bergmann'schen Sichtmesser. Darauf soll noch an anderer Stelle eingegangen werden.

In der Entfernung l vom Eintrittspunkt des Lichtbündels in das trübende Medium ist der Lichtstrom geschwächt auf den Betrag Φ_1 , der durch Integration der Gleichung 1 sich ergibt zu

$$\Phi_1 = \Phi_0 e^{-\sigma_\lambda \cdot l} \quad (2)$$

Die getrübe Atmosphäre kann in begrenzten Bereichen als ein trübendes Medium im obigen Sinne angesehen werden. Von ihren trübenden Teilchen, nämlich Gasmolekülen, Dunstpartikeln, Staubteilchen und Nebeltröpfchen sind lediglich die Gasmoleküle (Luftmoleküle) in bekannter und annähernd konstanter Zahl vorhanden, während die übrigen Teilchen ihre Zahl, Größe, Form und Zusammensetzung in weiten Grenzen ändern. Eine genaue Bestimmung dieser Teilchen, also die Aufnahme eines „Verteilungsspektrums“ für die Teilchen der getrüben Atmosphäre in einem gegebenen Zustand ist mit den bisherigen Meßmethoden nicht ausreichend möglich. Man kennt wohl die ungefähre Größenordnung der Dunstpartikel und kann ihre Zahl messen und kann die Größe, Form und Zahl der Staubteilchen und Nebeltröpfchen durch direkte oder indirekte Verfahren annähernd bestimmen, es reicht die erhaltene Genauigkeit dieser Angaben zur Festlegung der spektralen Schwächungskoeffizienten σ_λ jedoch nicht aus. Eine exakte Berechnung der Schwächungskoeffizienten wäre überdies auch bei genauester Kenntnis der Teilchen und ihrer Verteilung mit den bisher dafür entwickelten Methoden der theoretischen Optik nicht durchführbar, wie später noch näher erörtert wird.

Auch die Ergebnisse von Laboratoriumsversuchen mit künstlichen Nebeln oder Rauchen¹⁾ können auf die Verhältnisse in der getrüben Atmosphäre nicht angewandt werden, da die trübenden Teilchen dieser Nebel oder Rauche im allgemeinen sehr verschieden von denen der atmosphärischen Trübung sind. Man ist insbesondere über die physikalischen und chemischen Vorgänge bei der Entstehung der Dunstpartikel noch nicht genügend unterrichtet, um atmosphärischen Dunst im Laboratorium herstellen zu können. Wegen der geringen zur Verfügung stehenden Meßstrecken im Laboratorium ist es weiterhin notwendig, die Untersuchungen auf außerordentlich dichte Trübungen zu beschränken, deren Schwächungskoeffizient den der atmosphärischen Trübungen um das 100- oder 1000fache übersteigt. Bei diesen hohen Trübungsgraden scheinen nun Dunstpartikel oder Nebeltröpfchen, die in der Atmosphäre bestehen können, nicht mehr stabil zu sein, bzw. gar nicht zustande zu kommen.

Die Kenntnis der spektralen Trübungseigenschaften der Atmosphäre kann daher nur durch direkte Messungen der spektralen Schwächungskoeffizienten (bzw. solcher Größen, die entsprechendes aussagen) vermittelt werden. Gelegentliche Messungen dieser Art, die nach verschiedenen Methoden durchgeführt wurden, weichen in ihren Aussagen so stark voneinander ab, daß sie nicht als Grundlage für praktische Angaben in Einzelfällen dienen können. Es muß vielmehr als notwendig angesehen werden, systematische Untersuchungen der spektralen Trübungszustände der Atmosphäre an verschiedenen Orten und zu verschiedenen Zeiten vorzunehmen, und dann zu versuchen, durch Zuordnung dieser Untersuchungen zu gleichzeitig vorzunehmenden Messungen der übrigen atmosphärischen Bestimmungsstücke (Temperatur, Feuchtigkeit, Sichtweite, Wind, Luftkörper, Kernzahl, Staubgehalt) gesetzmäßige Zusammenhänge zu finden.

Ob derartige Zusammenhänge es dann ermöglichen, befriedigende Angaben über die spektralen Eigenschaften eines jeweils vorliegenden Trübungszustandes zu machen, kann erst entschieden werden, wenn solche Untersuchungen in genügendem Umfange vorliegen.

Die hier mitgeteilten Messungen stellen nun einen Versuch dar, die spektralen Schwächungskoeffizienten der Atmosphäre in einzelnen Spektralbereichen systematisch zu untersuchen und zwar in der Art, daß Messungen der Schwächungskoeffizienten bei verschiedenen Wetterlagen und an verschiedenen Orten nach der gleichen Meßmethode und mit demselben Gerät über längere Zeit hindurch vorgenommen wurden. Aus der Natur der Aufgabe, aus dem Umfang der dafür zur Verfügung gestellten Mittel und aus der geplanten Dauer der Untersuchungen ergab es sich, daß von vornherein bestimmte Einschränkungen vorgenommen werden mußten: Der größte Teil der Untersuchungen wurde auf drei Spektralbereiche beschränkt, es wurden nur Trübungszustände unterhalb etwa 4 km Sichtweite erfaßt, gleichzeitige Messungen der verschiedenen meteorologischen Elemente wurden nur in bescheidenem Umfange vorgenommen²⁾.

Die mitgeteilten Untersuchungen erheben daher nicht den Anspruch, das vorliegende Problem auch nur annähernd erschöpfend zu behandeln, sondern sie sollen lediglich einen Einblick geben in die Vielseitigkeit der atmosphärischen Trübungszustände in spektraler Hinsicht und über deren Häufigkeit an einigen ausgewählten charakteristischen Orten. Ferner sollen die Untersuchungen einen Überblick schaffen über die Anforderungen, die an die Genauigkeit der Meßgeräte gestellt werden müssen und über den Umfang, in dem derartige Untersuchungen angestellt werden müssen, damit sie eine Grundlage bieten für zuverlässige Angaben über die spektralen Eigenschaften eines vorliegenden atmosphärischen Trübungszustandes.

¹⁾ Siehe etwa (20), (22), (31).

²⁾ Dem Verfasser standen keine weiteren Hilfskräfte für die Untersuchungen zur Verfügung.

II. Einfluß des Streulichtes auf die Gültigkeit des Exponential-Gesetzes.

Zur Bestimmung des Schwächungskoeffizienten wurde die Lichtintensität eines parallelen Lichtbündels nach Durchdringen einer 200 m langen Luftstrecke gemessen. Das Lichtbündel wurde an einem ca. 100 m von seinem Ausgangspunkt entfernt aufgestellten Spiegel in sich reflektiert, gelangte also nach doppeltem Durchlaufen dieser Strecke in unmittelbarer Nähe des Ausgangspunktes zur Messung. Das Lichtbündel, das von einer künstlichen Lichtquelle stammte, war naturgemäß nicht exakt parallel, sondern bildete einen Kegel von kleinem Öffnungswinkel. Der in der Ebene der Auffangöffnung gelegene Querschnitt dieses Kegels betrug bereits ein Vielfaches der Auffangöffnung, so daß nicht nur direktes Licht zur Messung gelangte, sondern auch Streulicht aus den seitwärtigen Partien des Lichtbündels miterfaßt wurde. Es konnte vermutet werden, daß besonders bei großen Nebeldichten dieser Streulichtanteil in die Größenordnung des direkt durchgelassenen Lichtanteiles kommt und somit eine Fälschung der Meßergebnisse bedingen kann. Da eine Bestimmung dieses Streulichtes, das alle auf gleichem Prinzip beruhenden Trübungsmessungen beeinflusst, in der Literatur nicht festgestellt werden konnte, soll hier eine Berechnung dieses Streulichtes, bezogen auf das direkt durchgelassene Licht, mitgeteilt werden.

a) Meßanordnung ohne Verwendung eines Spiegels.

In L (Abb. 1) befinde sich eine Lichtquelle, die einen Lichtkegel vom Öffnungswinkel 2α in Richtung LP sendet. P sei der Mittelpunkt der Auffangöffnung, deren Öffnungswinkel 2β betrage. Die Länge der Meßstrecke LP sei l . Längs der ganzen Meßstrecke herrsche eine homogene Trübung, also ein konstanter Zerstreungskoeffizient a . Die Lichtabsorption werde vernachlässigt¹⁾. Der von der Lichtquelle ausgesandte Lichtstrom sei Φ_0 .

In der Entfernung r von L ist der Lichtstrom geschwächt auf den Betrag $\Phi_0 \cdot e^{-ar}$. Davon wird in einem Kugelschalen-Volumenelement $d\tau$, das sich über den ganzen Öffnungswinkel des Lichtkegels erstreckt und eine Dicke dr hat, der Anteil $\Phi_0 \cdot e^{-ar} \cdot a \cdot r \cdot dr$ in Streulicht umgeformt.

Unter der Annahme, die für diese ganze Berechnung gemacht werde, daß α und β kleine Winkel von der Größenordnung 1° seien, kann das Volumenelement $d\tau$ in dem jeweiligen Mittelpunkt A vereinigt gedacht werden. Dieses Volumenelement sendet nun in die kreisförmige Auffangöffnung, deren Radius δ betrage, einen Streuanteil

$$d\Phi = \Phi_0 \cdot e^{-ar} \cdot e^{-a(l-r)} \frac{\int_0^{\delta/(1-r)} \sin \varphi \cdot i_\varphi \cdot d\varphi}{\int_0^\pi \sin \varphi \cdot i_\varphi \cdot d\varphi} \cdot dr. \quad (3)$$

Darin bedeutet φ den Winkel, den ein gestreuter Lichtstrahl mit der Achse des Lichtkegels bildet und i_φ die zum Winkel φ gehörige Zerstreungsfunktion. Das Integral im Nenner stellt die gesamte aus $d\tau$ stammende Streustrahlung dar, das Integral im Zähler nur den in die Auffangöffnung gelangenden Bruchteil. Für das Integral im Nenner erhält man durch graphische Integration unter Zugrundelegung der Wienerschen i_φ -Werte (39)

$$\int_0^\pi \sin \varphi \cdot i_\varphi \cdot d\varphi = S = 0.49. \quad (4)$$

Zur Auswertung des Integrales $\int_0^{\delta/(1-r)} \sin \varphi \cdot i_\varphi \cdot d\varphi$ sei berücksichtigt, daß $\delta/(1-r) \ll 1$, solange der Punkt A noch weit von P entfernt ist, und daß deshalb für diesen Bereich $i_\varphi = i_0$ gesetzt werden kann. Es wird dann

$$\int_0^{\delta/(1-r)} \sin \varphi \cdot i_\varphi \cdot d\varphi = i_0 \left(1 - \cos \frac{\delta}{1-r} \right). \quad (5)$$

¹⁾ Die vorliegende Berechnung hat, wie sich zeigen wird, nur für große Trübungen, also Nebel Bedeutung. Da im Nebel die reine Lichtabsorption sehr viel geringer ist als die reine Lichtstreuung, kann diese Annahme ohne Bedenken gemacht werden.

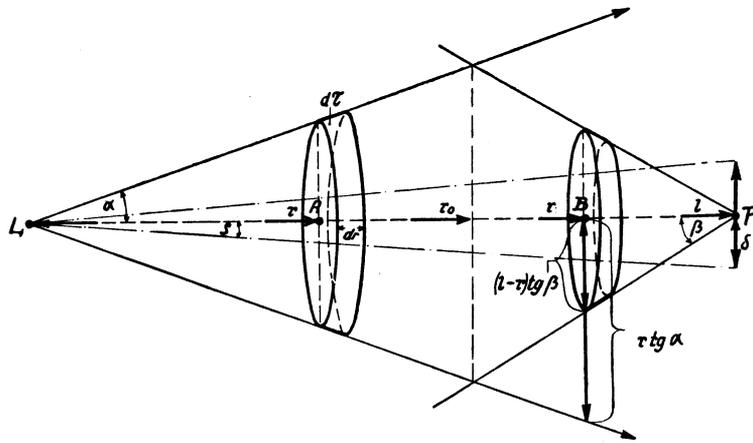


Abb. 1. Nach vorn gestreutes Licht in einem einfachen Strahlenkegel.

Durch den Öffnungswinkel der Auffangöffnung wird der in die Auffangöffnung gelangende Streulichtanteil eingeschränkt. Die beiden Kegelflächen, die ihre Spitzen in L und P haben (Abb. 1) und deren Winkel α bzw. β betragen, schneiden sich längs eines Kreises, dessen Mittelpunkt in r_0 liegt. Von L bis r_0 gelangt das gesamte in Richtung P gestreute Licht in die Auffangöffnung, von r_0 ab jedoch nur der aus dem Gebiete des Kegels (P, β) kommende Anteil. Diese beiden Anteile werden gesondert berechnet.

Für den ersten Anteil erhält man nach den Gleichungen 3 bis 5

$$\Phi_1 = \Phi_0 \cdot e^{-a \cdot l} \cdot a \cdot \frac{j_0}{S} \cdot \int_0^{r_0} \left(1 - \cos \frac{\delta}{1-r}\right) dr. \quad (6)$$

Das Integral ist durch Reihenentwicklung bequem zu lösen. Unter Berücksichtigung der Beziehung $r_0 \cdot \operatorname{tg} \alpha = (1-r_0) \cdot \operatorname{tg} \beta$ und unter Einführung von $j_0 = \frac{j_0}{S}$ und $\varrho = \delta/l$ erhält man

$$\Phi_1 = \Phi_0 \cdot e^{-a \cdot l} \cdot a \cdot j_0 \frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha} \cdot \frac{l \cdot \varrho^2}{2}. \quad (7)$$

Für die Berechnung des zweiten Streulichtanteiles werden Volumenelemente $d\tau'$ zugrunde gelegt, die von dem Kegelmantel (P, β) begrenzt werden. Ihre Größe beträgt $\pi \cdot (1-r)^2 \operatorname{tg}^2 \beta \cdot dr$, der aus ihnen stammende Streulichtanteil ist proportional zu

$$\frac{\pi \cdot (1-r)^2 \cdot \operatorname{tg}^2 \beta}{\pi \cdot r^2 \operatorname{tg}^2 \alpha} \cdot dr.$$

Man erhält also für den zweiten Streuanteil

$$\Phi_2 = \Phi_0 \cdot e^{-a \cdot l} \cdot a \cdot j_0 \left(\frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha}\right)^2 \cdot \int_{r_0}^1 \left(\frac{1-r}{r}\right)^2 \cdot \left(1 - \cos \frac{\delta}{1-r}\right) \cdot dr. \quad (8)$$

Das Integral ist ebenfalls durch Reihenentwicklung zu lösen, und man erhält unter Vernachlässigung der kleinen Größen zweiter Ordnung den gleichen Ausdruck (Gleichung 7) wie für den ersten Anteil. Das gesamte Streulicht beträgt also

$$\Phi_s = \Phi_1 + \Phi_2 = \Phi_0 \cdot e^{-a \cdot l} \cdot \frac{\varrho^2}{\operatorname{tg} \alpha} \cdot \operatorname{tg} \beta \cdot j_0 \cdot a \cdot l. \quad (9)$$

Nun beträgt der direkt in die Auffangöffnung gelangende Lichtstrom

$$\Phi_d = \Phi_0 \cdot e^{-a \cdot l} \cdot \frac{\varrho^2}{\operatorname{tg}^2 \alpha}. \quad (10)$$

Der relative Streulichtanteil beträgt demnach

$$\Phi_s / \Phi_d = \operatorname{tg} \alpha \cdot \operatorname{tg} \beta \cdot j_0 \cdot a \cdot l$$

oder unter Benutzung der Beziehung $s = \kappa/a$, worin s die Sichtweite schwarzer Ziele darstellt, und κ eine die relative Reizschwelle des Auges enthaltene Konstante ist,

$$\frac{\Phi_s}{\Phi_d} = C \cdot \frac{1}{s}. \quad (11)$$

Die Konstante

$$C = \kappa \cdot j_0 \cdot \operatorname{tg} \alpha \cdot \operatorname{tg} \beta \quad (12)$$

hängt nur von den beiden Öffnungswinkeln ab und ist eine Apparatekonstante. Das Verhältnis des in die Auffangöffnung gelangenden Streulichtes zu dem direkten Licht ist also proportional zur Länge der Meßstrecke und umgekehrt proportional zur herrschenden Sichtweite.

b) Meßanordnung mit Verwendung eines Spiegels.

Befindet sich, wie bei den hier zu beschreibenden Messungen, ein Spiegel im Strahlengang, der den Scheinwerferstrahl zum Ausgangspunkt zurückwirft, dann gelangen in die Auffangöffnung zwei Anteile störender Streustrahlung und zwar ein nach vorwärts gestreuter, über den Spiegel reflektierter Anteil, der in entsprechender Weise wie oben zu berechnen ist und ein nach rückwärts gestreuter, direkt in die Auf-

fangöffnung gelangender Anteil, der gesondert zu berechnen ist und, wie sich zeigen wird, von größerem Einfluß ist als der erstere Anteil.

1. Nach vorwärts gestreuter Anteil.

Die für diese Streustrahlung maßgebliche Strahlenbegrenzung ist in der Abb. 2 skizziert, wobei der Strahlengang zwischen S und P um die Spiegelebene $S^1 S^1$ umgeklappt dargestellt ist. Die Streustrahlung setzt sich aus vier Anteilen zusammen, die aus den durch Kegelmäntel begrenzten Bereichen zwischen L bis r_1 , r_1 bis S, S bis r_2 und r_2 bis P stammen. Entsprechend den Gleichungen 6 bis 9 kann die Gesamtstreustrahlung Φ_s' dargestellt werden durch

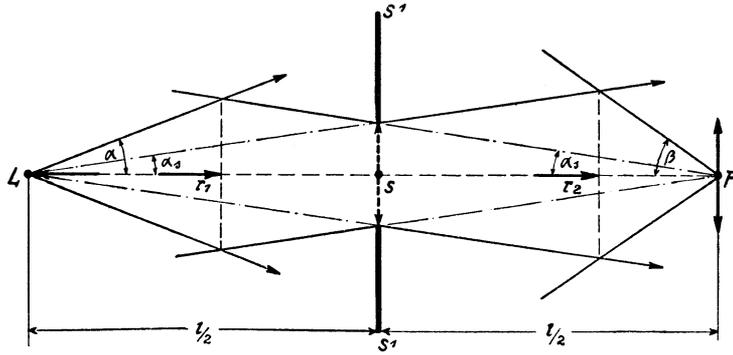


Abb. 2. Nach vorn gestreutes Licht in einem Strahlenkegel mit Reflexions-Spiegel.

$$\Phi_s' = \Phi_0 \cdot e^{-a \cdot l} \cdot a \cdot j_0 \left[\int_0^{r_1} \left(1 - \cos \frac{\delta}{1-r}\right) dr + \left(\frac{\text{tg } \alpha_s}{\text{tg } \alpha}\right)^2 \cdot \int_{r_1}^{l/2} \left(\frac{1-r}{r}\right)^2 \left(1 - \cos \frac{\delta}{1-r}\right) dr + \left(\frac{\text{tg } \alpha_s}{\text{tg } \alpha}\right)^2 \cdot \int_{l/2}^{r_2} \left(1 - \cos \frac{\delta}{1-r}\right) dr + \left(\frac{\text{tg } \beta}{\text{tg } \alpha}\right)^2 \cdot \int_{r_2}^1 \left(\frac{1-r}{r}\right)^2 \cdot \left(1 - \cos \frac{\delta}{1-r}\right) dr \right], \quad (13)$$

wobei $l = LP$ und α_s der halbe Öffnungswinkel des Spiegels von L aus gesehen ist.

Die vier Integrale der Gleichung 13 können durch Reihenentwicklung gelöst werden, und man erhält für den Gesamtausdruck unter Berücksichtigung der Beziehungen $r_1 \cdot \text{tg } \alpha = (l - r_1) \cdot \text{tg } \alpha_s$ und $r_2 \cdot \text{tg } \alpha_s = (l - r_2) \text{tg } \beta$

$$\Phi_s' = \Phi_0 \cdot e^{-a \cdot l} \cdot \frac{\rho^2}{\text{tg}^2 \alpha} \cdot j_0 \cdot a \cdot l \cdot \text{tg } \alpha_s \cdot (\text{tg } \alpha + \text{tg } \beta - \text{tg } \alpha_s) \quad (14)$$

oder für den relativen Streulichtanteil

$$\frac{\Phi_s'}{\Phi_d} = C' \cdot \frac{1}{s} \quad (15)$$

mit

$$C' = \kappa \cdot j_0 \cdot \text{tg } \alpha \cdot (\text{tg } \alpha + \text{tg } \beta - \text{tg } \alpha_s). \quad (16)$$

$\text{tg } \alpha$ und $\text{tg } \beta$ sind Apparatekonstante und haben für den Nachtsichtmesser die Werte $\text{tg } \alpha = 0.0078$, $\text{tg } \beta = 0.022$. Ferner ist $\kappa = 3.91$ und $j_0 = i_0/S = 7.93$.

$\text{tg } \alpha_s$ hängt außer von der Spiegelgröße auch noch vom Spiegelabstand ab. Dieser betrug bei den meisten Messungen etwa 100 m, bei einem Teil der Messungen (Brocken) etwa 20 m und etwa 10 m. Unter Benutzung eines ungefähren Spiegelradius¹⁾ von 6 cm erhält man für $\text{tg } \alpha_s$ und für C' folgende Werte:

$$\begin{aligned} 1/2 = 100 \text{ m} : \text{tg } \alpha_s &= 0.0006 : C' = 0.00054 \\ 1/2 = 20 \text{ m} : \text{tg } \alpha_s &= 0.003 : C' = 0.0025 \\ 1/2 = 10 \text{ m} : \text{tg } \alpha_s &= 0.006 : C' = 0.0045. \end{aligned}$$

In Abb. 4 ist Φ_s'/Φ_d als Funktion von s/l für die drei benutzten Meßstrecken dargestellt. Daraus ist zu erkennen, daß der Streulichtanteil erst bei Sichtweiten, die kleiner sind als die Spiegelentfernung, in die Größenordnung von 1% des direkt durchgelassenen Lichtes kommt, daß also das nach vorwärts gestreute Licht bei der benutzten Meßanordnung die Meßergebnisse praktisch nicht beeinflusst.

2. Nach rückwärts gestreuter Anteil.

Da sich, wie aus Abb. 3 hervorgeht, die Auffangöffnung (P) unmittelbar neben der Scheinwerferöffnung (L) befindet, wird aus dem Scheinwerferstrahl ein Lichtanteil direkt in die Auffangöffnung gestreut. Aus einem Volumenelement $d\tau$, das wieder über den Scheinwerferkegel erstreckt und im Mittelpunkt vereinigt gedacht sei, gelangt der Streulichtanteil

$$d\Phi_r = \Phi_0 \cdot e^{-a \cdot r} \cdot a \cdot dr \frac{\int_0^{\delta/r} \sin \varphi \cdot i_\varphi \cdot d\varphi}{\int_0^\pi \sin \varphi \cdot i_\varphi \cdot d\varphi} \cdot e^{-a \cdot r} \quad (17)$$

¹⁾ Der benutzte Spiegel war nicht rund, sondern sechseckig.

in die Auffangöffnung. Die Grenzen des Integrals im Zähler sind wegen der parallelen Achsenverschiebung der beiden Öffnungskegel streng genommen für jedes Volumenelement andere. Wegen der Kleinheit des Winkels β soll das jedoch nicht berücksichtigt werden, aus dem gleichen Grunde wird auch hier wieder $i_\varphi = \text{konst.} = i_{180^\circ}$ gesetzt. Das gesamte Streulicht beträgt

$$\Phi_r = \Phi_0 \cdot a \cdot j_{180^\circ} \cdot \int_{r_1, r_2}^{\infty} e^{-2ar} \cdot \left(1 - \cos \frac{\delta}{r}\right) \cdot dr. \quad (18)$$

Das Integral ist von der Entfernung r_2 ab, in der der Strahlenkegel (L, α) ganz im Kegel (P, β) liegt, voll zu erstrecken, während in dem Bereich r_1 (erste Durchdringung beider Kegel) bis r_2 ein entsprechender Teilbetrag des Integrals, der graphisch bestimmt wurde, in Rechnung zu setzen ist.

Für den relativen Streulichtanteil erhält man

$$\frac{\Phi_r}{\Phi_d} = \frac{1}{2} \cdot j_{180^\circ} \cdot \text{tg}^2 \alpha \cdot a \cdot l \cdot \int_{\xi_1, \xi_2}^{\infty} e^{-a \cdot l \cdot (2\xi - 1)} \cdot \frac{d\xi}{\xi^2}. \quad (19)$$

Dabei wurde $\xi = r/l$ gesetzt und von der Reihenentwicklung des $\cos \delta/r$ die kleinen Glieder höherer Ordnung vernachlässigt.

Unter Benutzung der in Abb. 3 dargestellten Integralgrenzen ist das Integral durch numerisch-graphisches Verfahren für verschiedene $(a \cdot l)$ -Werte bestimmt worden. In der Abb. 4 ist der relative Streulichtanteil Φ_r/Φ_d als Funktion von s/l für die benutzten Meßstrecken dargestellt.

Man erkennt aus der Abbildung, daß das nach rückwärts gestreute Licht nicht ohne weiteres vernachlässigt werden darf. So beträgt bei einer Meßstrecke von 200 m und

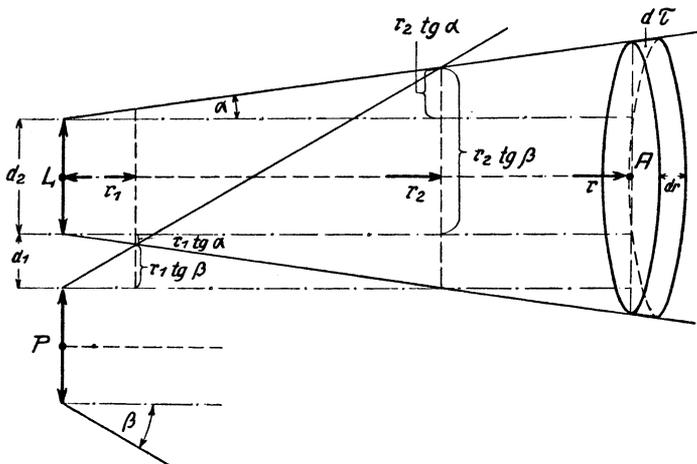


Abb. 3. Nach rückwärts gestreutes Licht in einem Strahlenkegel mit Reflektions-Spiegel.

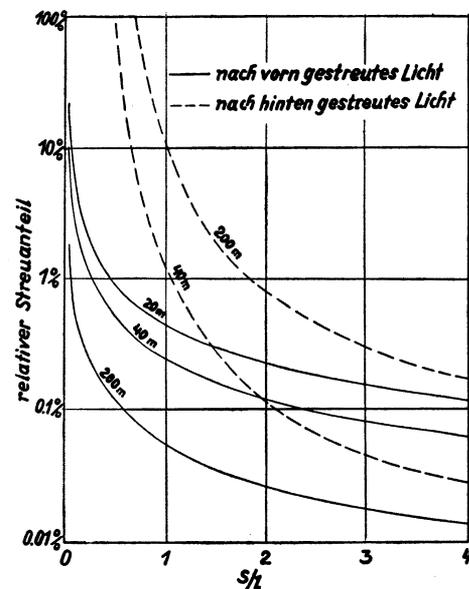


Abb. 4. Relativer Streulichtanteil als Funktion der Sichtweite für verschiedene Meßstrecken l.

gleichgroßer Sichtweite der relative Streulichtanteil 10% des direkten Lichtes, beeinflusst also das Meßergebnis bereits in starkem Maße. Erst bei Sichtweiten größer als 400 m kann das Streulicht vernachlässigt werden. Bei einer Meßstrecke von 40 m jedoch wird der Einfluß des Streulichtes erst bei Sichtweiten, die kleiner sind als die Meßstrecke, merklich (größer als 1%). Bei einer Meßstrecke von 20 m gewinnt das Streulicht erst bei so geringen Sichtweiten, bei denen eine Photometrierung wegen der zu starken Schwächung des direkten Lichtes ausgeschlossen ist, Einfluß.

III. Meßgerät und Ausführung der Messungen.

a) Nachtsichtmesser.

Die Messungen des Schwächungskoeffizienten wurden mit dem Nachtsichtmesser nach Koschmieder-Zeiss (8) (9) vorgenommen. In Abb. 5 ist das Prinzip des Nachtsichtmessers dargestellt. Von der Glühspirale S einer Lichtquelle besonders großer Flächenhelle (6-Volt-Osram-Tonfilmlampe) wird durch die Linsen L_1 und L_2 nach dem Köhlerschen Beleuchtungsverfahren (11) ein homogenes paralleles Strahlenbündel erzeugt und über eine planparallele, geneigte Glasplatte G nach einem etwa 100 m entfernt aufgestellten Tripelspiegel (11) geleitet. Dort wird es in sich reflektiert, gelangt zum Ausgangspunkt zurück und wird durch eine Linse L_3 auf die Mattscheiben M_1 und M'_1 unscharf konzentriert. M_1 und M'_1 liegen vor der Meßblende B_1 eines Pulfrich-

photometers und bewirken eine gleichmäßige Ausleuchtung der Meßblende und des Gesichtsfeldes des Photometers. An der Glasplatte G wird ein Teil des Lichtbündels reflektiert und über ein Linsen-, Prismen- und Mattscheibensystem in die zweite Meßblende B_2 des Photometers geleitet. Die Öffnungen der Meßblenden

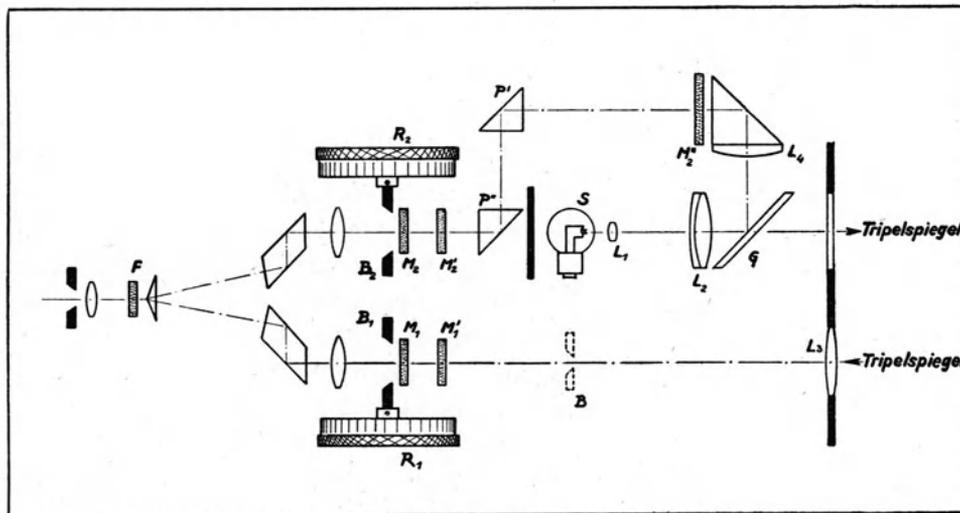


Abb. 5. Schematischer Aufbau des Nachtsichtmessers.

können durch die Trommeln R_1 und R_2 variiert werden, die Trommeln sind proportional zur Blendenöffnung geteilt und stehen bei ganz geöffneten Blenden auf 100. Die Leuchtdichte in der Blende B_2 ist konstant, die Leuchtdichte in der Blende B_1 jedoch ist abhängig von der Trübung der Luft zwischen Nachtsichtmesser und Tripelspiegel.

Bei sehr klarer Luft (fehlender Lichtschwächung) werde durch die Trommel R_2 Helligkeitsgleichheit der Photometerfelder hergestellt, wobei die eingestellte Trommelstellung T_0 betrage. Wenn nun bei getrüber Luft Helligkeitsgleichheit bei einer Trommelstellung T erzielt wird, so beträgt die Lichtdurchlässigkeit der Luft längs der Meßstrecke $d = T/T_0$. Dabei ist als Meßstrecke l die doppelte Spiegelentfernung einzusetzen. Für den Schwächungskoeffizienten σ ergibt sich aus der Beziehung

$$d = e^{-\sigma \cdot l} \quad (20)$$

die Bestimmungsgleichung

$$\sigma = \frac{1}{l} \cdot \ln \frac{1}{d} = \frac{2.30}{l} (\log T_0 - \log T). \quad (21)$$

Die Photometertrommeln tragen noch eine zweite Teilung $E = \log \frac{100}{T}$, bei deren Verwendung die Bestimmungsgleichung

$$\sigma = \frac{2.30}{l} (E - E_0) \quad (22)$$

zu benutzen ist.

Die Bestimmungsgleichungen vereinfachen sich, wenn $T_0 = 100$, also $E_0 = 0$ ist. Das läßt sich dadurch erreichen, daß die Einstellung auf Helligkeitsgleichheit der Photometerfelder bei der Eichmessung mit der Trommel R_1 vorgenommen und R_2 auf 100 eingestellt wird¹⁾.

In den gemeinsamen Strahlengang im Okularteil des Photometers konnten Farbfilter F eingeschoben werden. Bei den durchgeführten Messungen wurden hauptsächlich drei Zeiss-Filter benutzt, deren spektrale Durchlässigkeiten in der Abb. 6 wiedergegeben sind. Aus diesen Durchlässigkeitskurven wurden unter Zugrundelegung der Ivenschen Augenempfindlichkeitswerte und einer Farbtemperatur der Lichtquelle von 3000°K die wirksamen Wellenlängen der Filter zu $\lambda_1 = 6570 \text{ \AA}$ (rot), $\lambda_2 = 5650 \text{ \AA}$ (gelbgrün), und $\lambda_3 = 4830 \text{ \AA}$ (blau) bestimmt.

Außer diesen drei Filtern wurden bei einigen Meßreihen noch weitere Filter benutzt, deren spektrale Durchlässigkeiten in der Abb. 7 wiedergegeben sind.

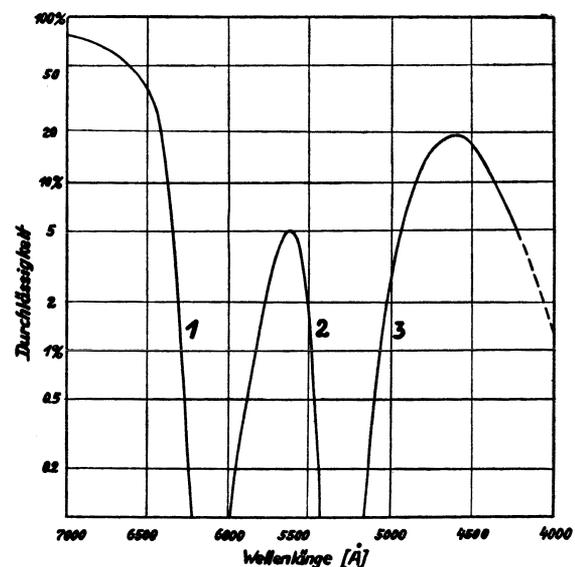


Abb. 6. Spektrale Lichtdurchlässigkeiten der drei Hauptfilter. Nr. 1: Zeißfilter K II, Nr. 2: Zeißfilter K III, Nr. 3: Zeißfilter K VI.

¹⁾ Bei den Messungen in Danzig-Langfuhr (9) befand sich vor der Blende B_2 ein Doppelgraukeil, mit dessen Hilfe das gleiche erreicht werden konnte. Bei den späteren Messungen wurde er nicht mehr benutzt.

Um zu vermeiden, daß Lichtströme fremder Herkunft zur Photometrierung gelangten und somit eine Fälschung der Ergebnisse hervorrufen, wurden Messungen nur bei Nacht vorgenommen¹⁾, wobei darauf geachtet wurde, daß sich innerhalb des Öffnungskegels des Empfangssystems keinerlei Lichtquellen befanden.

Das Meßgerät war ferner zum Schutz gegen seitwärtiges Störlicht bis auf die Photometeröffnung und die beiden Öffnungen im Nachtsichtmesser lichtdicht abgeschlossen.

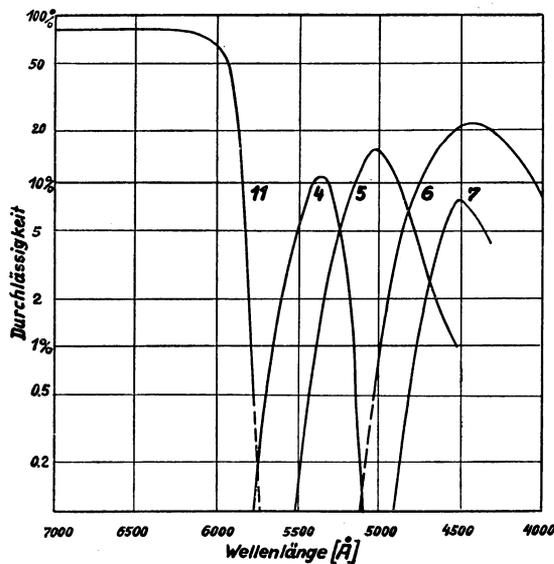


Abb. 7. Spektrale Lichtdurchlässigkeit der Nebensfilter.

- Nr. 4: Zeißfilter K IV (wirksame Wellenlänge $\lambda_4 = 5390 \text{ \AA}$)
- Nr. 5: Zeißfilter K V ($\lambda_5 = 5120 \text{ \AA}$)
- Nr. 6: Zeißfilter L 3 ($\lambda_6 = 4690 \text{ \AA}$)
- Nr. 7: Zeißfilter K VII ($\lambda_7 = 4580 \text{ \AA}$)
- Nr. 11: Zeißfilter L 1 ($\lambda_{11} = 6190 \text{ \AA}$)

eingestellt und durch Verwendung geeigneter Mattscheiben der Vergleichsstrahl so geschwächt, daß die Trommelstellungen T_0 zur Erreichung der größtmöglichen Ablesegenauigkeit an der Photometertrommel in der Größenordnung von 100 waren. An die Trommelstellungen T_0 wurde ein kleiner Korrektionsbetrag angebracht, der aus der geschätzten Sichtweite und der Länge der Meßstrecke berechnet wurde und der die Reduktion auf absolute Lichtdurchlässigkeit der Meßstrecke darstellte. Diese Eichtrommelstellungen T_0 , die bei geeigneter Wetterlage von Zeit zu Zeit kontrolliert wurden, dienten als Basiswerte für die Messungen der getrüben Luft.

c) Mittlerer Fehler der Meßwerte.

Der mittlere Fehler der Meßwerte ist abhängig von der Einstellgenauigkeit des Photometers, also von der relativen Reizschwelle des Beobachterauges. Da die Messungen bei Nacht in einem mäßig dunklen Raume erfolgten und durchweg von dem gleichen Beobachter²⁾ vorgenommen wurden, war die Einstellgenauigkeit des Photometers im wesentlichen nur von der Helligkeit des Photometerfeldes, also von der Trommelstellung T abhängig. Diese Einstellgenauigkeit des Photometers, bzw. der mittlere relative Fehler der Trommelstellung wurde aus einer größeren Anzahl von Meßreihen für verschiedene Trommelstellungen und für die benutzten Filter bestimmt. Diese Meßreihen wurden bei klarer Luft unter Verwendung von geeigneten Blendenrastern zur stufenförmigen Lichtschwächung des Meßstrahles aufgenommen. In Abb. 8 ist der mittlere relative Fehler der Trommelstellung bei Benutzung des Grünfilters für eine Einzelphotometrierung und für die Mittel von zwei und sechs Photometrierungen in Abhängigkeit von der Trommelstellung wiedergegeben. Die eingetragenen Punkte sind Mittelwerte. Für die anderen benutzten Filter ergaben sich nur unwesentliche Abweichungen von diesen Werten.

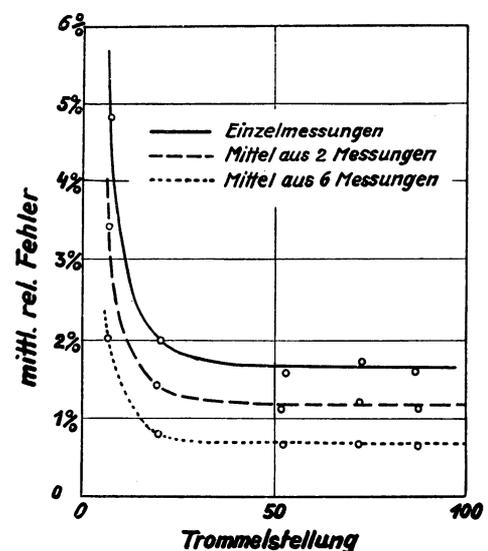


Abb. 8. Mittlerer relativer Fehler der Photometer-Ablesungen als Funktion der Trommelstellung.

¹⁾ Die neueste Konstruktion des Sichtmessers enthält eine Blende B (Abb. 5), die sich in der Brennweite der Linse L_3 befindet und eine weitgehende Verringerung des Öffnungswinkels bedingt. Dadurch werden auch Messungen bei Tage ermöglicht, wobei der Tripelspiegel mit einem schwarzen Schirm zu umgeben ist.

²⁾ Die Augen des Beobachters und Verfassers sind nach ärztlichem Befund von normaler Helligkeits- und Farbenempfindlichkeit.

Aus dem mittleren Fehler $\frac{\delta T}{T}$ der Trommelstellung ergibt sich der mittlere Fehler $\frac{\delta \sigma}{\sigma}$ des Schwächungskoeffizienten nach der Gleichung 20 zu

$$\frac{\delta \sigma}{\sigma} = \frac{1}{\sigma \cdot l} \frac{\delta T}{T} = - \frac{\delta s}{s}. \quad (23)$$

In der Tabelle 1 ist dieser Fehler $\frac{\delta \sigma}{\sigma}$ für verschiedene Schwächungskoeffizienten (bzw. Sichtweiten) und für eine Meßstrecke von 200 m Länge (gültig für die Messungen in Langfuhr, Adlershof und Wangerooge) dargestellt. Daraus ist zu erkennen, daß der Fehler mit zunehmendem Schwächungskoeffizienten zunächst abnimmt, um bei sehr großen Schwächungskoeffizienten wieder rasch zuzunehmen. Bei $\sigma = 200 \times 10^{-6}$ [cm⁻¹] ist die Lichtschwächung längs der Meßstrecke bereits so groß, daß eine visuelle Photometrierung bei der vorhandenen Lichtstärke der Lampe nicht mehr möglich war. Aus der Tabelle 1 ist der Meßbereich der Anordnung für die Meßstrecke $l = 200$ m zu entnehmen, wenn ein größter Fehler vorgeschrieben wird. Die Tabelle 2 gibt eine entsprechende Darstellung für eine Meßstrecke von 40 m und ist für die Messungen auf dem Brocken gültig.

Da es bei den ausgeführten Untersuchungen weniger darauf ankam, Sichtweiten zu bestimmen, bei deren Messung man sich mit einem relativen Fehler von 10—20% begnügen dürfte, sondern vielmehr die verhältnismäßig geringen spektralen Unterschiede der Schwächungskoeffizienten bestimmt werden sollten, mußte versucht werden, den Fehler möglichst gering zu halten. Das wurde durch Häufung der Einzelmessungen und durch Beschränkung auf ein begrenztes Trübungsgebiet erreicht. Um trotzdem jedoch die einzelne Meßreihe zur Erfassung eines einigermaßen gleichmäßigen Trübungszustandes zeitlich nicht zu lange auszudehnen, wurden bei jeder Meßreihe nur drei Filter verwendet, mit denen je sechs (bzw. sieben) Einzelmessungen¹⁾ ausgeführt wurden. Eine solche Meßreihe erstreckte sich über vier bis fünf Minuten. Die Messungen mit den einzelnen Filtern waren zeitlich ineinander eingeschlossen, so daß ein eventueller zeitlicher Gang des Schwächungskoeffizienten möglichst herausfiel.

Die in den Tabellen 1 und 2 wiedergegebene Meßgenauigkeit wurde bei den durchgeführten Messungen im allgemeinen nicht erreicht, da zu dem Einstellungsfehler noch der Fehler hinzukam, der durch die kurzzeitige Schwankung der Lufttrübung bedingt war. Diese Schwankung verursachte, besonders bei stark zu- oder abnehmender Trübung, bisweilen einen Fehler von mehreren Prozenten. Die Bestimmung des mittleren Fehlers für jede einzelne Meßreihe wäre bei der großen Zahl der aufgenommenen Meßreihen sehr zeitraubend gewesen. Um jedoch trotzdem besonders fehlerhafte Messungen ohne Anwendung von Willkür ausschalten zu können, wurde für jede Meßreihe die „Schwankung“ $\frac{\sigma_{\max} - \sigma_{\min}}{\sigma_{\text{mittel}}}$ für ein Filter (grün) bestimmt und solche Meßreihen, bei denen dieser Wert größer als 20% war (entsprechend einem mittleren Fehler von etwa 3%), für die weitere Verarbeitung ausgeschieden.

Tabelle 1. Relative Fehler $\frac{\delta T}{T}$ und $\frac{\delta \sigma}{\sigma}$ (in % von T bzw. σ) für die Mittel von zwei bzw. sechs Einzelphotometrierungen und für eine Meßstrecke von 200 m.

Schw.-Koeff. 10^{-6} cm ⁻¹ . . . σ	5	10	15	20	30	40	50	70	100	150
Sichtweite km s	7.8	3.9	2.7	2.0	1.4	1.0	0.8	0.6	0.4	0.3
Trommelstellung T	90	82	74	67	55	45	37	25	14	5
Rel. Fehler (2 Einzelm.) . $\frac{\delta T}{T}$	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.8	(5)
Rel. Fehler (6 Einzelm.) . $\frac{\delta T}{T}$	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	1.1	(2.7)
Rel. Fehler (2 Einzelm.) . $\frac{\delta \sigma}{\sigma}$	12.0	6.0	4.0	3.0	2.0	1.5	1.2	0.9	0.9	(1.7)
Rel. Fehler (6 Einzelm.) . $\frac{\delta \sigma}{\sigma}$	7.0	3.5	2.3	1.8	1.2	0.9	0.7	0.5	0.6	(0.9)

¹⁾ Bei den zuerst ausgeführten Messungen in Danzig-Langfuhr bestand jede Meßreihe nur aus je zwei (bzw. drei) Einzelmessungen.

Tabelle 2. Relative Fehler $\frac{\delta T}{T}$ und $\frac{\delta \sigma}{\sigma}$ (in % von T bzw. σ) für die Mittel von sechs Einzelphotometrierungen und für eine Meßstrecke von 40 m.

Schw.-Koeff. 10^{-6} cm^{-1} . . . σ	200	400	500	600	700	800	900	1000	11000	1200
Sichtweite m s	200	100	78	67	57	50	44	39	33	32
Lichtdurchlässigkeit d	45	20	14	9	6	4	2.7	1.8	1.2	0.8
Trommelstellung T	(225)	100	70	45	30	20	14	9	6.2	(4.1)
Rel. Fehler (6 Einzelm.) . $\frac{\delta T}{T}$	(0.7)	0.7	0.7	0.7	0.7	0.8	1.1	1.6	2.2	(3.5)
Rel. Fehler (6 Einzelm.) . $\frac{\delta \sigma}{\sigma}$	(0.9)	0.45	0.35	0.29	0.25	0.25	0.30	0.40	0.50	(0.73)

d) Aufstellung des Meßgerätes.

Die Messungen wurden an vier Orten ausgeführt und zwar in der Zeit von November 1933 bis April 1934 in Danzig-Langfuhr, von Mai bis Oktober 1934 auf dem Brockengipfel, von November 1934 bis Januar 1935 in Berlin-Adlershof und von März bis April 1935 auf der Nordseeinsel Wangerooge. Die Aufstellung der Meßgeräte an diesen Orten geht aus Tabelle 3 hervor.

Tabelle 3.

Ort	Standort des		Höhe über dem Erdboden des		Meßstrecke	
	Sichtmessers	Spiegels	Sichtm. m	Spiegels m	Länge m	Richtung
Danzig-Langfuhr	Observatorium Zimmer im 1. Stock	Regenstation des Observatoriums	6	1.5	216	West—Ost
Brocken, Mai bis September	Observatorium Zimmer im Erdgeschoß	Regenstation des Observatoriums	1.2	1.2	42	West—Ost
Brocken, September bis Oktober	Observatorium Zimmer im 1. Stock	Dach eines Schuppens	6	6	21	Ost—West
Berlin-Adlershof	DVL-Gelände Laboratorium 1. Stock	freier Platz	5	0.3	226	Süd—Nord
Wangerooge	Flugplatz Luftaufsicht Erdgeschoß	Dorf-Groden	1.2	0.3	188	Ost—West

Der Nachtsichtmesser (Abb. 9) wurde an jedem der vier Meßorte in einem geschlossenen Raume auf einem Tisch unmittelbar von einem Fenster festmontiert. Die Messungen erfolgten bei geöffnetem Fenster,

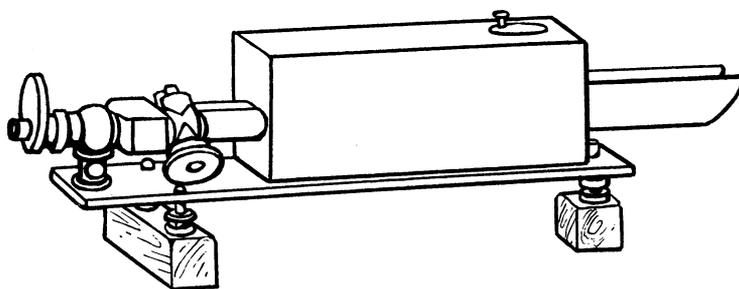


Abb. 9. Nachtsichtmesser in etwa $\frac{1}{10}$ natürlicher Größe.

bzw. auf dem Brocken durch abgedichtete Fensterdurchbrüche und hindurchgeführte Rohrstützen. Der Sichtmesser wurde so justiert, daß die Achse des Scheinwerferkegels durch den auf halber Meßstrecke aufgestellten Tripelspiegel ging. Der Tripelspiegel befand sich zum Schutze gegen Witterungseinflüsse und mechanische Beschädigungen in einer kleinen verschließbaren Holzhütte. Eine genaue Justierung des Tripelspiegels ist

prinzipiell nicht notwendig, da durch ihn ein paralleles Lichtbündel, unabhängig von der Spiegelneigung in sich reflektiert wird¹⁾. Da jedoch der von der Spiegeloberfläche reflektierte Lichtanteil abhängig von der Spiegelneigung ist und bei genau senkrecht zum Scheinwerferstrahl aufgestellten Spiegel gleichfalls zur Messung gelangt, kann bei nicht genügend beachteter Spiegeljustierung eine geringe Fälschung der Messungen dadurch entstehen, daß dieser Lichtanteil zeitweise miterfaßt wird und zeitweise nicht. Der Tripelspiegel wurde daher stets genau senkrecht zum Scheinwerferkegel justiert, wobei das von der Spiegeloberfläche reflektierte schwache Lichtbündel zur Justierung diene.

Da die Messungen bei Nebel oder starkem Dunst, also im allgemeinen bei hoher relativer Feuchtigkeit vorgenommen wurden, war die Tendenz zum Beschlagen der Spiegeloberfläche häufig gegeben. Um die Entstehung eines Beschlages zu verhindern, wurde die Spiegeloberfläche bei den Messungen in Danzig-Langfuhr und auf dem Brocken mit dem Luftstrom eines Föntrockners ventiliert. Der Föntrockner trug ein besonderes Mundstück und war unterhalb des Spiegels unmittelbar vor der Spiegeloberfläche befestigt. Zur Beseitigung oder Verhinderung des Beschlages genügte im allgemeinen der kalte kräftige Luftstrom, nur bei niedrigen Lufttemperaturen und starker nächtlicher Ausstrahlung mußte die erste Heizstufe eingeschaltet werden.

Bei den Messungen in Berlin-Adlershof und auf Wangerooge war die Benutzung des Föntrockners aus technischen Gründen nicht möglich. Die Spiegeloberfläche mußte daher während der Messungen öfter kontrolliert werden und gegebenenfalls unmittelbar vor jeder Meßreihe sorgfältig abgerieben und getrocknet werden. Im allgemeinen bildete sich ein neuer, zunächst kaum merklicher Beschlag dann erst nach mehreren Minuten. In einigen Fällen allerdings war die Ausführung zuverlässiger Messungen durch zu rasche Neubildung eines Beschlages unmöglich.

IV. Meßergebnisse.

a) Verarbeitung der rohen Meßwerte.

Bei dem weitaus größten Teil der Messungen wurden die im vorigen Abschnitt beschriebenen drei Hauptfilter benutzt. Sie werden im folgenden mit Rot-, Grün- und Blaufilter bezeichnet. Jede dieser Messungen bestand aus 19 Photometrierungen, von denen 7 Photometrierungen mit dem Grünfilter und je 6 mit dem Rot- bzw. Blaufilter erfolgten²⁾. Die abgelesenen Trommelstellungen wurden für jedes Filter gemittelt und dienten unter Benutzung der Eichtrommelstellungen und der Länge der Meßstrecke zur Berechnung der Schwächungskoeffizienten

$$\sigma_{\text{rot}}, \sigma_{\text{grün}}, \sigma_{\text{blau}}.$$

Aus diesen 3 Schwächungskoeffizienten wurde der mittlere Schwächungskoeffizient

$$\sigma_m = \frac{\sigma_{\text{rot}} + \sigma_{\text{grün}} + \sigma_{\text{blau}}}{3}$$

bestimmt.

Der mittlere Schwächungskoeffizient, der bei der Wahl der Spektralbereiche etwa dem Schwächungskoeffizient für weißes Licht entspricht, wurde zur Berechnung der Sichtweite

$$s = \frac{3.91}{\sigma_m}$$

benutzt und diene weiter zur Bestimmung der relativen Schwächungskoeffizienten

$$n_{\text{rot}} = \frac{\sigma_{\text{rot}}}{\sigma_m}, \quad n_{\text{grün}} = \frac{\sigma_{\text{grün}}}{\sigma_m}, \quad n_{\text{blau}} = \frac{\sigma_{\text{blau}}}{\sigma_m}.$$

Da aus den relativen Schwächungskoeffizienten der Trübungsgrad eliminiert ist, sind sie zur Wiedergabe der spektralen Eigenschaften von Dunst und Nebel besonders geeignet, während zur Wiedergabe des Trübungsgrades die „repräsentative Sichtweite“ s^3) dienen kann, die dem mittleren Schwächungskoeffizienten gegenüber den Vorteil großer Anschaulichkeit hat. Im folgenden soll unter der Bezeichnung Sichtweite stets die repräsentative Sichtweite verstanden werden.

Bei den im folgenden beschriebenen Meßreihen sind die relativen Schwächungskoeffizienten und die Sichtweite in Abhängigkeit von der mittleren Zeit jeder Messung dargestellt. Von der großen Zahl der auf-

¹⁾ Unter symmetrischer Vertauschung der Einzelstrahlen.

²⁾ Bei den Messungen in Langfuhr bestand jede Messung aus 7 Photometrierungen, davon 3 mit Grünfilter und je 2 mit Rot- bzw. Blaufilter.

³⁾ Näheres darüber siehe im Anhang.

genommenen Meßreihen soll hier nur ein Teil in vollständiger Form wiedergegeben werden, wobei die Auswahl und Zusammenstellung der Meßreihen zur Hervorhebung der charakteristischen Merkmale der spektralen Trübungseigenschaften unabhängig von der zeitlichen Folge und dem Meßorte erfolgt.

b) Normale Trübungseigenschaften.

Abb. 10 zeigt drei Meßreihen aus Adlershof und Langfuhr, aufgenommen bei Dunst von Sichtweiten zwischen 1 und 6 km. Die Sichtweite ist bei jeder Meßreihe annähernd konstant und beträgt bei der Meßreihe a etwa 1 km, bei der Meßreihe b etwa 2.5 km und bei der Meßreihe c etwa 5.5 km. Die relativen Schwächungskoeffizienten n bleiben gleichfalls während jeder Meßreihe annähernd konstant. Die Schwankungen der einzelnen Meßpunkte sind nur zum Teil durch Meßfehler bedingt, da sie größer sind als der mittlere Fehler jedes Meßpunktes. Bei allen drei Meßreihen ist der relative Schwächungskoeffizient n_{blau} am größten, n_{rot}

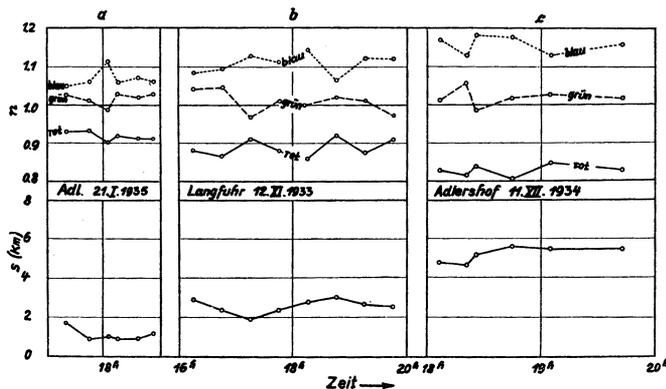


Abb. 10. Relative Schwächungskoeffizienten und Sichtweite bei normalem Dunst.

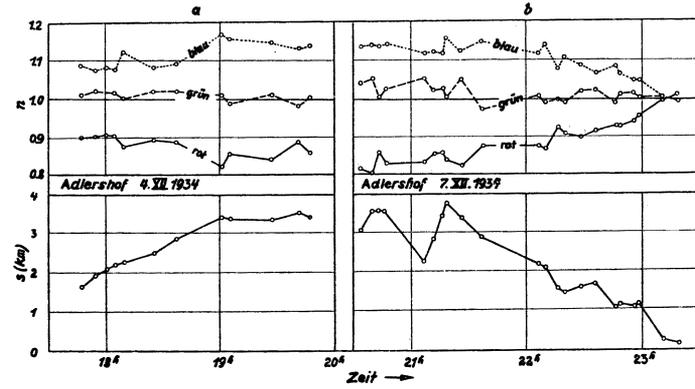


Abb. 11. Zeitlicher Gang der relativen Schwächungskoeffizienten und der Sichtweite bei normalem Dunst.

am kleinsten und $n_{\text{grün}}$ liegt in der Mitte zwischen n_{blau} und n_{rot} . Mit zunehmender Sichtweite jedoch werden die Unterschiede zwischen n_{blau} und n_{rot} größer und zwar betragen sie bei 1 km Sichtweite etwa 15%, bei 5.5 km Sichtweite jedoch etwa 35%. Die Abhängigkeit der relativen Schwächungskoeffizienten von der Sichtweite ist besonders deutlich in Abb. 11 zu erkennen, in der zwei Meßreihen aus Adlershof mit langsam zunehmender bzw. abnehmender Sichtweite dargestellt sind.

Die Meßreihe aus Adlershof Abb. 11 ist noch deshalb bemerkenswert, da um 23^h der Dunst von etwa 1 km Sichtweite rasch übergeht in Nebel von etwa 300 m Sichtweite, gleichzeitig die relativen Schwächungskoeffizienten zusammenrücken und schließlich n_{blau} kleiner ist als n_{rot} . Dieses Verhalten der relativen Schwächungskoeffizienten bei Nebel ist für verschiedene Sichtweiten in der Abb. 12 wiedergegeben. Die spektralen Verhältnisse liegen hier dem Sinne nach umgekehrt wie bei Dunst, die Unterschiede der relativen Schwächungskoeffizienten jedoch sind wesentlich geringer als bei Dunst und zwar betragen sie nur 5—10% bezogen auf n_{blau} und n_{rot} .

Die bisher gezeigten Meßreihen geben diejenigen spektralen Verhältnisse von Dunst und Nebel wieder, die nach diesen Untersuchungen als normal zu bezeichnen sind. Das geht insbesondere aus der Zusammenfassung aller Meßwerte in Abb. 13 hervor. Die dort eingezeichneten

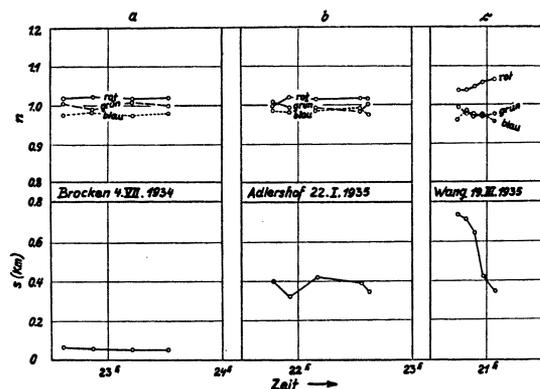


Abb. 12. Relative Schwächungskoeffizienten und Sichtweite bei normalem Nebel.

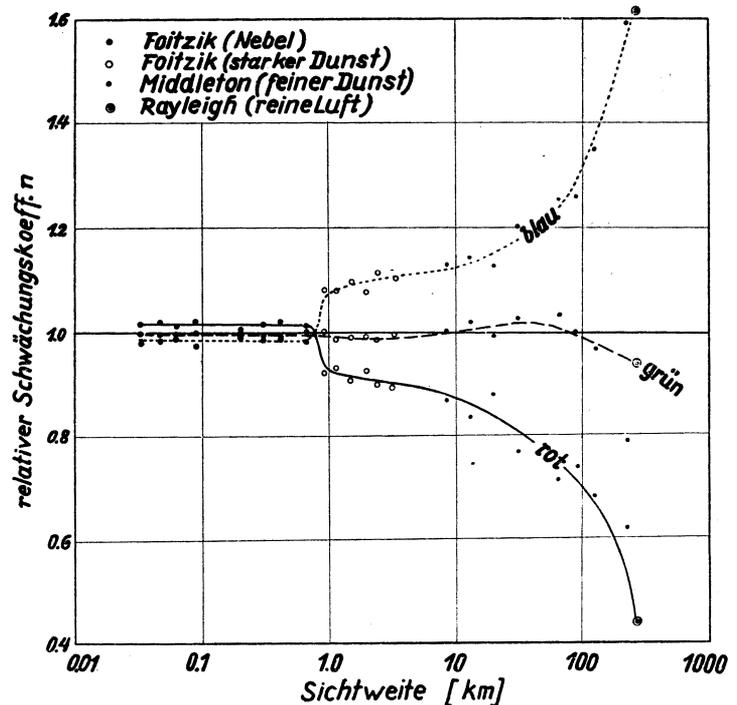


Abb. 13. Mittelwerte der relativen Schwächungskoeffizienten als Funktion der Sichtweite.

neten Punkte stellen Mittelwerte der relativen Schwächungskoeffizienten über einzelne Sichtweitenintervalle dar. Die Grenze zwischen Nebel und Dunst ist durch das Überschneiden der Kurven für die relativen Schwächungskoeffizienten bei 800 m Sichtweite scharf ausgeprägt.

In der Abbildung sind außerdem Meßwerte von Middleton (29) eingetragen, die aus Luftlichtmessungen an künstlichen schwarzen Zielen unter Verwendung dreier Filter erhalten wurden. Die wirksamen Wellenlängen der benutzten Filter waren 4620 Å, 5280 Å und 6360 Å, weichen also von denen der hier benutzten Filter etwas ab. Trotzdem ergänzen sich die Meßwerte gegenseitig befriedigend, wie aus den durch sie gemeinsam gelegten Kurven ersichtlich ist. Die beiden Gruppen der Meßwerte zusammen mit den gleichfalls in der Abbildung dargestellten theoretischen Werten für reine Luft nach Rayleigh¹⁾ bedecken den gesamten Trübungsbereich der Atmosphäre. Da die Spektralbereiche, auf die sich die Meßwerte beziehen, das ganze sichtbare Spektrum erfassen, gibt diese Darstellung einen geschlossenen Überblick über die mittleren spektralen Eigenschaften der getrüben Atmosphäre für sichtbares Licht. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß es sich bei dieser Darstellung um Mittelwerte handelt, von denen in Einzelfällen die spektralen Eigenschaften sehr stark abweichen können, wie im folgenden gezeigt werden wird.

c) Anormale Trübungseigenschaften.

In der Abb. 14 sind zwei Meßreihen von Langfuhr gegenübergestellt, bei denen die Sichtweite etwa gleich groß ist, die relativen Schwächungskoeffizienten jedoch sich in ihrer Größe voneinander unterscheiden, und zwar ist die Differenz zwischen n_{blau} und n_{rot} am 22. 1. 34 etwa doppelt so groß wie am 27. 1. 34. Dieser Unterschied in den spektralen Trübungseigenschaften kann durch einen Luftkörperunterschied erklärt werden. Während am 22. 1. über Nordost-Deutschland kontinentale Polarluft lag, war bis zum 27. 1. martime Polarluft in mehreren Staffeln von Westen her eingeströmt.

In den Abb. 15 und 16 sind zwei Meßreihen wiedergegeben, die jeweils am gleichen Ort und bei etwa gleicher Sichtweite aufgenommen wurden. Die Sichtweite war bei allen vier Meßreihen kleiner als 1 km, man würde den Trübungszustand also mit Nebel zu bezeichnen haben. Die Meßreihen vom 7. 4. 34 (Langfuhr) und vom 20. 11. 34 (Adlershof) zeigen auch in spektraler Hinsicht die normalen Nebeleigenschaften, da bei ihnen der relative Schwächungskoeffizient n_{rot} größer ist als n_{blau} . Die Meßreihen vom 18. 12. 1933 (Langfuhr) und vom 17. 12. 1934 (Adlershof) jedoch unterscheiden sich in spektraler Hinsicht wesentlich von den beiden anderen Meßreihen. Bei ihnen ist der relative Schwächungskoeffizient n_{rot} um etwa 5% bzw. etwa 30% kleiner als n_{blau} , die Trübungsverhältnisse sind also in spektraler Hinsicht ähnlich wie bei Dunst. Würde man Nebel und Dunst, nicht wie es bisher üblich ist, durch die Größe des Trübungsgrades oder der Sichtweite voneinander unterscheiden,

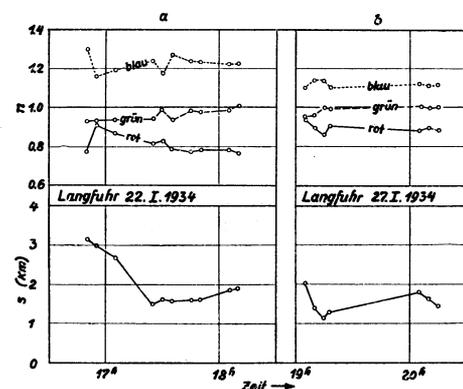


Abb. 14. Relative Schwächungskoeffizienten und Sichtweite bei verschiedenen Luftkörpern.

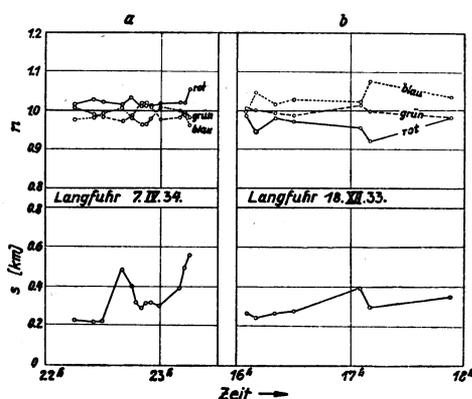


Abb. 15. Relative Schwächungskoeffizienten bei normalem Nebel und starkem Dunst von gleicher Sichtweite (Langfuhr).

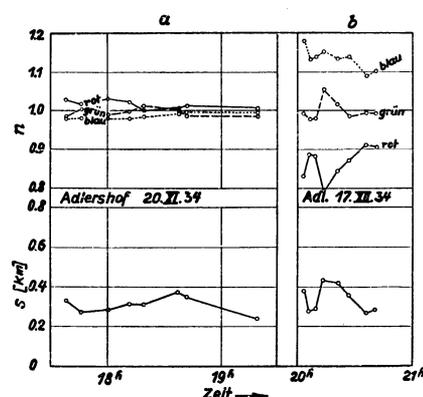


Abb. 16. Relative Schwächungskoeffizienten bei normalem Nebel und starkem Dunst von gleicher Sichtweite (Adlershof).

sondern vielmehr durch ihre spektralen Eigenschaften, so müßte man den Trübungszustand der Meßreihen vom 7. 4. und 20. 11. 1934 mit mäßig dichtem Nebel bezeichnen, den Trübungszustand der Meßreihen vom 18. 12. 1933 und 17. 12. 1934 jedoch mit außerordentlich starkem Dunst.

¹⁾ Diese Werte beziehen sich auf die von Middleton (29) benutzten Wellenlängen.

Abb. 17 zeigt zwei Meßreihen von Wangerooge, bei denen die Sichtweite etwas mehr als 1 km beträgt, der Trübungsgrad also mit Dunst zu bezeichnen wäre. Während die Meßreihe vom 18. 3. 1935 auch in spektraler Hinsicht Dunstcharakter hat, ist der Trübungsgrad vom 19. 3. 1935 eher mit Nebel zu bezeichnen, da der rote Schwächungskoeffizient den größten Wert hat. Man würde also bei diesen beiden Meßreihen analog von starkem Dunst (18. 3. 1935) bzw. von sehr dünnem Nebel (19. 3. 1935) sprechen können und dabei allgemein berücksichtigen, daß in spektraler Hinsicht unter Umständen ein Trübungsgrad bereits mit Nebel zu bezeichnen ist, der seiner Sichtweite nach in den Bereich der Dunstskale gehört, wie auch umgekehrt ein Trübungsgrad bisweilen mit Dunst zu bezeichnen ist, der seiner Sichtweite nach in die Nebelskale einzuordnen wäre.

Die relativen Schwächungskoeffizienten der Meßreihe vom 19. 3. 1935 (Wangerooge) weichen von den normalen Schwächungskoeffizienten bei Nebel insofern ab, als $n_{\text{grün}}$ nicht in der Mitte von n_{blau} und n_{rot} liegt, sondern den kleinsten Wert hat. Man würde diesen Trübungsgrad als anomalen Nebel zu bezeichnen

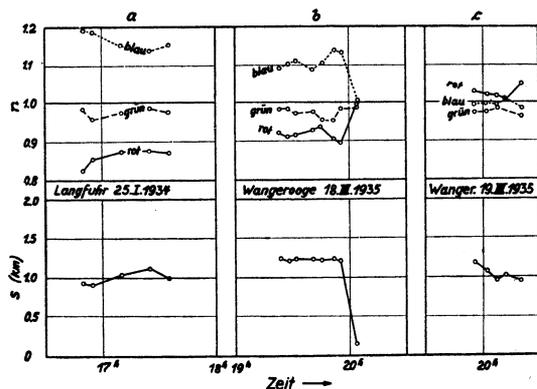


Abb. 17. Relative Schwächungskoeffizienten bei normalem Dunst und dünnem Nebel von gleicher Sichtweite.

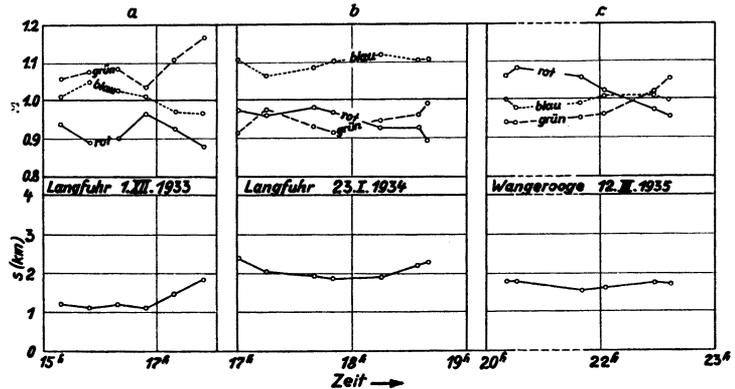


Abb. 18. Zeitliche Änderung der relativen Schwächungskoeffizienten bei anormalem Dunst.

haben. In der Abb. 18 sind drei weitere Beispiele für anormale Trübungsgrade wiedergegeben. Bei den Meßreihen a und b ist, wie bei normalem Dunst, n_{blau} größer als n_{rot} , $n_{\text{grün}}$ jedoch zeigt Abweichungen von den normalen Verhältnissen, und zwar hat $n_{\text{grün}}$ in der Meßreihe vom 1. 12. 1933 (Langfuhr) den größten Wert, in der Meßreihe vom 23. 1. 1934 (Langfuhr) zeitweise den kleinsten Wert der Schwächungskoeffizienten. Der Trübungsgrad der beiden Meßreihen ist als anormaler Dunst zu bezeichnen.

Bei der Meßreihe vom 12. 3. 1935 (Abb. 18) ist anfänglich der Trübungsgrad ähnlich wie am 19. 3. 1935 (Abb. 17); es herrscht also annormaler Nebel, der jedoch zwischen 22^h und 23^h in normalen Dunst übergeht, ohne daß eine merkliche Änderung der Sichtweite eintritt.

Die Meßreihen der Abb. 14 bis 18 zeigen, daß die spektralen Eigenschaften der getrüben Atmosphäre nicht eine eindeutige Funktion des Trübungsgrades sind, sondern daß sie bei gleicher Sichtweite wesentlich voneinander abweichen können und daß somit noch andere Faktoren den Trübungscharakter von Dunst und Nebel in spektraler Hinsicht beeinflussen müssen.

d) Abhängigkeit des Schwächungskoeffizienten von der Wellenlänge.

Bei Wetterlagen, bei denen der Trübungsgrad über längere Zeit hindurch annähernd konstant blieb, wurden zwischen die Messungen mit den drei Hauptfiltern weitere Messungen mit Filtern eingeschoben, deren wirksame Wellenlängen zwischen denen der Hauptfilter lagen, um die Abhängigkeit der Schwächungskoeffizienten von der Wellenlänge näher zu untersuchen. Und zwar wurden bei den Messungen in Danzig-Langfuhr die Filter 11, 4, 5 und 7 (Abb. 7), in Berlin-Adlershof die Filter 4, 5 und 6 und auf Wangerooge die Filter 4 und 5 benutzt.

Auf dem Brocken wurden diese Messungen nicht systematisch durchgeführt, da bei den dort gefundenen geringen Unterschieden der spektralen Schwächungskoeffizienten für die drei Hauptwellenlängen die Untersuchung einer Feinstruktur wenig Erfolg versprach, bzw. nur aus einer sehr großen Anzahl von Einzelmessungen zu erkennen gewesen wäre. Insbesondere war auch bei der bereits erwähnten starken Schwankung der Nebeldichte die Zuordnung der nacheinander erfaßten Meßwerte nur schwer möglich.

In den Abb. 19 und 20 sind einige Meßreihen wiedergegeben. Die Kurven 1 und 3 der Abb. 19 stellen zwei Meßreihen aus Adlershof dar, bei denen der Trübungscharakter mit mäßig starken bzw. starkem normalen Dunst zu bezeichnen ist. Die Meßpunkte liegen mit guter Annäherung auf geraden Linien von verschiedener Neigung. Der Schwächungskoeffizient läßt sich annähernd durch die Angströmsche Beziehung

$$\sigma_{\lambda} = \beta \cdot \lambda^{-\alpha} \quad (24)$$

ausdrücken und zwar ergeben sich für α folgende Werte¹⁾:

$$\text{Meßreihe 1: } \sigma_m = 14.2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}, \alpha = 1.23$$

$$\text{Meßreihe 2: } \sigma_m = 25.0 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}, \alpha = 0.57.$$

Die Kurven 2 und 4 der Abb. 19, Meßreihen aus Wangerooge und Langfuhr, zeigen keinen so regelmäßigen Verlauf in der Abhängigkeit der relativen Schwächungskoeffizienten von der Wellenlänge, der Koeffizient α ist also in dem erfaßten Spektralbereich nicht konstant. Noch stärkere Abweichungen vom geradlinigen Verlauf zeigen die Meßkurven der Abb. 20. Bei den Meßreihen 1 und 2 ist besonders das Minimum

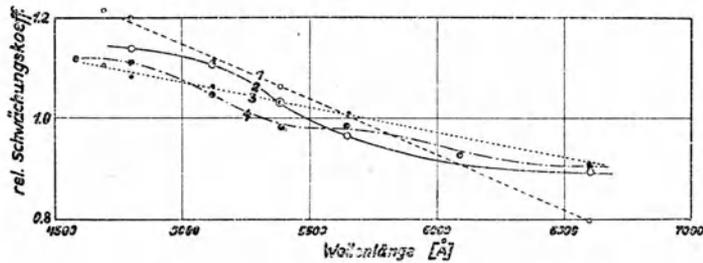


Abb. 19. Relative Schwächungskoeffizienten als Funktion der Wellenlänge für normalen Dunst.

Kurve 1: Adlershof 20. 12. 1934 mit $\sigma_m = 14,2 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$
 Kurve 2: Wangerooge 20. 3. 1935 mit $\sigma_m = 19,0 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$
 Kurve 3: Adlershof 7. 12. 1935 mit $\sigma_m = 25,0 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$
 Kurve 4: Langfuhr 28. 1. 1934 mit $\sigma_m = 30,2 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$

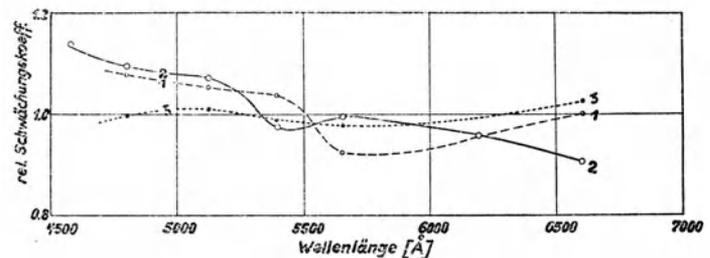


Abb. 20. Relative Schwächungskoeffizienten als Funktion der Wellenlänge bei anormalem Dunst und Nebel.

Kurve 1: Wangerooge 8. 4. 1935 mit $\sigma_m = 12,0 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$
 Kurve 2: Langfuhr 29. 1. 1934 mit $\sigma_m = 20,8 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$
 Kurve 3: Wangerooge 19. 3. 1935 mit $\sigma_m = 40,0 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$

des relativen Schwächungskoeffizienten bei 5700 Å bzw. 5400 Å bemerkenswert. Bei der Meßreihe 3, die bei schwachem Nebel auf Wangerooge aufgenommen wurde, ist ein flaches Maximum bei etwa 5000 Å und ein flaches Minimum bei 5700 Å erkennbar.

In der Abb. 21 sind die Mittelwerte aller mit mehreren Filtern erhaltenen Meßwerte wiedergegeben. Diese Mittelwertskurve genügt mit einiger Annäherung der Angströmschen Beziehung, für den Koeffizient α ergibt sich der Wert 0.76. Da nur wenige geeignete Wetterlagen mit über längere Zeit konstantem Trübungsgrad zur Verfügung standen, war es mit der benutzten Meßmethode, bei der ja die Messungen in den verschiedenen Spektralbereichen nacheinander erfolgten, nicht möglich, die genauere Abhängigkeit des Schwächungskoeffizienten von der Wellenlänge für einzelne enge Sichtweitenbereiche zu untersuchen. Die in Abb. 21 wiedergegebenen Mittelwerte gelten vielmehr für den Sichtweitenbereich von 1—4 km, in dem die einzelnen Meßreihen unregelmäßig verteilt liegen. Der mittlere Schwächungskoeffizient dieser Mittelwerte beträgt

$$\sigma_m = 26.7 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}.$$

In der Abb. 21 sind außerdem Meßergebnisse von Benford (1) und Granath und Hulburt (10) zum Vergleich wiedergegeben²⁾, die ebenfalls die spektrale Lichtdurchlässigkeit der bodennahen Luftschichten bei leichtem Dunst (Benford) bzw. starkem Dunst (Granath und Hulburt, von den Verfassern mit „Nebel“ bezeichnet) untersuchten.

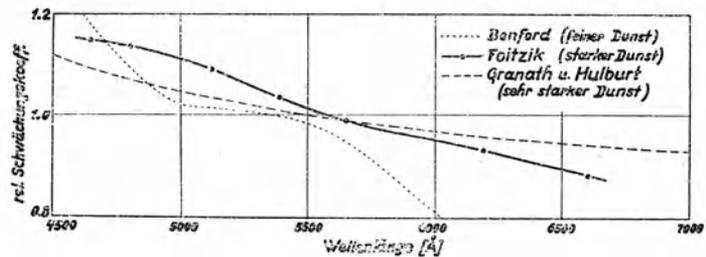


Abb. 21.

Mittelwerte der relativen Schwächungskoeffizienten als Funktion der Wellenlänge bei starkem Dunst.

V. Der Einfluß meteorologischer Faktoren auf die spektralen Trübungseigenschaften der Atmosphäre.

a) Einfluß der Lage des Beobachtungsortes.

Es mußte erwartet werden, daß für die spektralen Eigenschaften von Dunst und Nebel die klimatische Lage des Beobachtungsortes von maßgeblichem Einfluß ist. Es wurden deshalb solche Beobachtungsorte ausgewählt, die sich in dieser Beziehung möglichst stark voneinander unterschieden, bzw. charakte-

¹⁾ α wurde aus einer Darstellung der Meßwerte in doppelt-logarithmischem Netz graphisch bestimmt.

²⁾ Außer diesen beiden Untersuchungen, die einen quantitativen Vergleich mit den hier mitgeteilten Untersuchungen zulassen, liegen noch ältere, ähnliche Messungen von Karrer und Tyndall (15) vor. Da diese Autoren ihre Meßergebnisse jedoch nur in Form relativer Lichtdurchlässigkeiten für einzelne Wellenlängen und die feste Meßstrecke mitteilen, insbesondere keine Angaben über die Größe des Trübungsgrades machen, ist ein zahlenmäßiger Vergleich dieser Messungen mit anderen Messungen nicht möglich.

ristisch für die verschiedenen Klimatypen in bezug auf die Lufttrübung waren. Und zwar wurden als extreme Typen gewählt: Großstadttypus (Berlin-Adlershof), Seetypus (Nordseeinsel Wangerooge), Bergtypus (Brockengipfel) und gemischter Großstadt-Seetypus (Danzig-Langfuhr).

In den Abb. 22—25 sind die Meßergebnisse für diese 4 Meßorte gesondert wiedergegeben. Es sind dort die Mittelwerte der relativen Schwächungskoeffizienten für jede Meßreihe über der mittleren Sichtweite der Meßreihe aufgetragen. Bei einigen Meßreihen änderte sich die Sichtweite während der Meßreihe wesentlich, diese Meßreihen wurden dann als zwei oder mehrere getrennte Meßreihen behandelt und entsprechend in die Abbildungen eingetragen. Die Streuung der Mittelwerte um die durch sie gelegten mittleren Kurven ist außerordentlich stark, das besagt also, daß auch für konkrete klimatische Orte keine klare Gesetzmäßigkeit

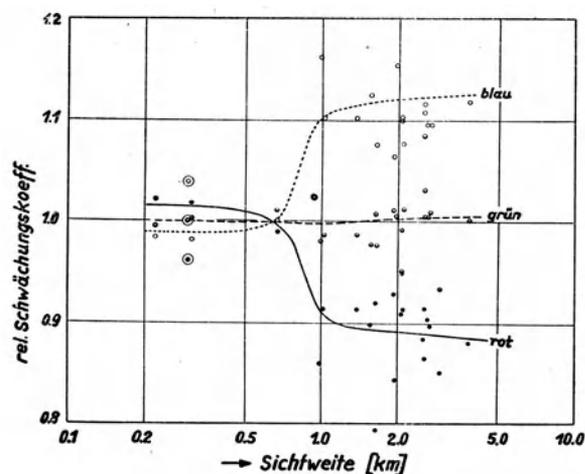


Abb. 22. Relative Schwächungskoeffizienten der einzelnen Meßreihen von Langfuhr als Funktion der Sichtweite. (Volle Kreise: n_{rot}, halbvollere Kreise: n_{grün}, leere Kreise: n_{blau}).

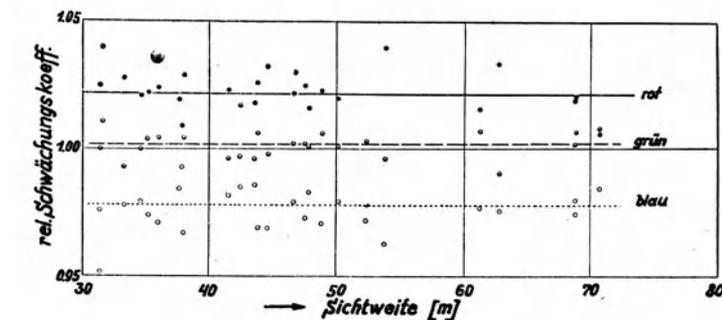


Abb. 23. Relative Schwächungskoeffizienten der einzelnen Meßreihen vom Brocken als Funktion der Sichtweite.

zwischen den spektralen Trübungseigenschaften und dem Trübungsgrad besteht. Eine Ausnahme davon machen allerdings die Meßwerte auf dem Brocken, bei denen die absolute Streuung der relativen Schwächungskoeffizienten innerhalb der Fehlergrenze liegt. Obgleich nach dem Fehlerdiagramm in Abb. 8 die Meßgenauigkeit bei den großen Trübungsgraden des Gebirgsnebels sehr groß sein müßte, wurde sie jedoch im allgemeinen dadurch stark verringert, daß die Nebeldichte sehr starken und unregelmäßigen

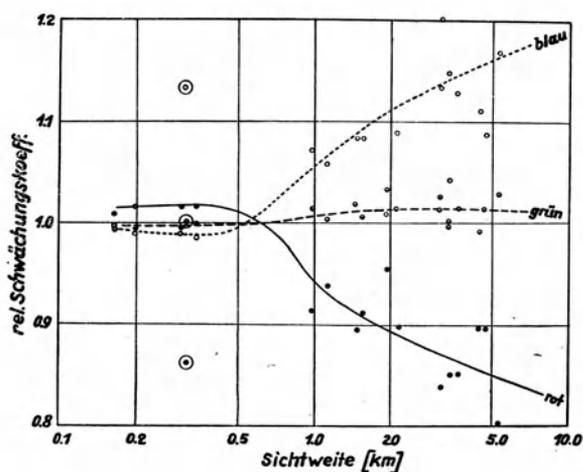


Abb. 24. Relative Schwächungskoeffizienten der einzelnen Meßreihen von Adlershof als Funktion der Sichtweite.

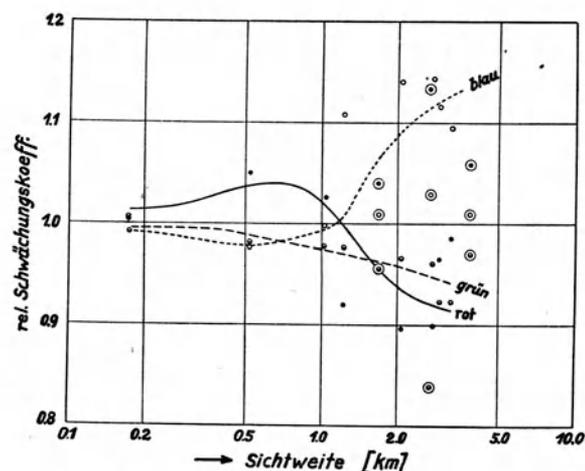


Abb. 25. Relative Schwächungskoeffizienten der einzelnen Meßreihen von Wangerooge als Funktion der Sichtweite.

Schwankungen ausgesetzt war¹⁾, die zeitlich innerhalb einer Meßreihe lagen und bedingten, daß die Zuordnung der Messungen mit verschiedenen Filtern nicht mehr für genau gleichem Trübungsgrad erfolgte. Um diese Schwankungen der Nebeldichte auszugleichen, waren daher auch auf dem Brocken sehr viele Einzelmessungen notwendig. Trotzdem genügte diese hier angewandte Meßmethode des Nacheinandermessens nicht, um Feinheiten der spektralen Eigenschaften im Gebirgsnebel auszusondern, wie später im Zusammenhang mit der Tröpfchengrößenbestimmung näher ausgeführt wird.

Trotz der großen Schwankungen der Meßwerte für die drei anderen Beobachtungsorte, geht doch aus den Darstellungen hervor, daß insbesondere für Berlin-Adlershof und Danzig-Langfuhr bei Sichtweiten über etwa 1 km durchweg blaues Licht eine wesentlich größere Schwächung erleidet als rotes Licht. Es konnte

¹⁾ Der Gebirgsnebel besteht aus Stratuswolken, die oft als Schwaden verschiedener Dichte mit großer Geschwindigkeit über den Berggipfel jagen.

an diesen beiden Meßorten kein einziger Fall festgestellt werden, bei dem eine Umkehrung dieser Verhältnisse vorlag. Die Lichtschwächung von grünem Licht, bezogen auf rotes oder blaues Licht ist nicht mehr so eindeutig, doch müssen die Fälle, in denen grünes Licht bei Sichtweiten zwischen 1 und 5 km eine größere Lichtschwächung erleidet als blaues Licht, oder eine geringere Lichtschwächung als rotes Licht, bereits als sehr selten bezeichnet werden.

Bei Sichtweiten unterhalb 1 km sind für Berlin-Adlershof und Danzig-Langfuhr die spektralen Eigenschaften auch in bezug auf rotes und blaues Licht nicht mehr eindeutig. Es fällt dort je eine, bereits früher beschriebene Meßreihe heraus und weicht von dem normalen Nebelcharakter stark ab. Die Meßpunkte dieser Meßreihen sind durch um sie gelegte Kreise besonders hervorgehoben, sie wurden bei der Eintragung der ausgeglichenen Kurven nicht berücksichtigt. Es kann also nach diesen Meßergebnissen ausgesagt werden, daß für Berlin und Danzig das Auftreten von sehr starkem Dunst (Dunst in spektraler Hinsicht) bei Sichtweiten unterhalb 1 km eine relativ hohe Wahrscheinlichkeit hat, daß jedoch das Auftreten von sehr dünnem Nebel (Nebel ebenfalls in spektraler Hinsicht) bei Sichtweiten über 1 km sehr unwahrscheinlich ist.

Während die Meßergebnisse von Berlin-Adlershof und von Danzig-Langfuhr eine große Ähnlichkeit miteinander haben, weichen diejenigen von Wangerooze (Abb. 25) stark von diesen ab. Bei Sichtweiten zwischen 1—5 km sind Meßreihen, bei denen rotes Licht stärker geschwächt wird als blaues Licht, deren Trübungszustand also mit sehr dünnem Nebel zu bezeichnen ist, fast genau so häufig wie Meßreihen mit normalem Dunst, bei denen also blaues Licht stärker geschwächt wird als rotes Licht. Dagegen konnte in keinem Fall beobachtet werden, daß bei Sichtweiten unterhalb 1 km der Trübungscharakter dem von sehr dichtem Dunst entsprach. Ferner weicht für Wangerooze insbesondere der relative Schwächungskoeffizient $n_{\text{grün}}$ von seinem normalen Verhalten bei Dunst und Nebel sehr ab, und zwar hat $n_{\text{grün}}$ im allgemeinen den kleinsten Wert der drei relativen Schwächungskoeffizienten, grünes Licht erleidet also die geringste Lichtschwächung. Die für Wangerooze eingezeichneten Kurven beziehen sich ebenfalls auf die Meßreihen mit normalem Dunst- und Nebelcharakter, während die Meßreihen mit anormalem Dunstcharakter entsprechend durch um sie gelegte Kreise markiert sind. Aus diesen Kurven, deren Verlauf wegen der großen Streuung der Meßwerte und der geringen Anzahl der Meßreihen¹⁾ allerdings wenig gesichert ist, kann ferner geschlossen werden, daß die mittlere Grenze zwischen Nebel und Dunst für Wangerooze bei wesentlich größeren Sichtweiten liegt als für Berlin-Adlershof und Danzig-Langfuhr.

Die Abb. 22, 24, 25 für Berlin-Adlershof, Danzig-Langfuhr und Wangerooze lassen weiterhin erkennen, daß die Meßpunkte sich in einzelnen Sichtweitenintervallen häufen, in anderen Sichtweitenintervallen jedoch fast völlig fehlen. Insbesondere ist das Übergangsgebiet zwischen Nebel und Dunst zwischen 0.4 und 1 km Sichtweite fast ohne einen Meßwert. Es muß angenommen werden, daß in diesem Gebiet, das ja bei der Bildung oder Auflösung von Nebel durchlaufen werden muß, die Trübungszustände im allgemeinen nicht stabil sind. Auch Sichtweiten zwischen 200 und 400 m scheinen relativ selten zu sein, häufiger jedoch solche unterhalb 200 m Sichtweite.

Bei diesen geringen Sichtweiten unter 200 m konnten jedoch, ebenso wie bei Sichtweiten über etwa 5 km, zuverlässige Messungen nicht mehr vorgenommen werden, da bei festem Spiegelabstand nur ein Ausschnitt des gesamten Trübungsgebietes mit genügender Genauigkeit erfaßt werden kann, und dieser Ausschnitt gerade so gewählt worden war, daß für das besonders interessante Grenzgebiet zwischen Nebel und Dunst die größte Meßgenauigkeit erzielt werden konnte.

Bei den Messungen auf dem Brocken konnte ein Übergangsgebiet zwischen Nebel und Dunst nicht erfaßt werden, bzw. es fehlt dort vielmehr ein solches Übergangsgebiet. Auch bei stärkstem Dunst waren dort die Sichtweiten noch in der Größenordnung von 10 km, während bei der geringsten erfaßten Nebeldichte die Sichtweite weniger als 100 m betrug. Die Bildung und Auflösung des Nebels bzw. der Stratuswolken erfolgt momentan und im allgemeinen nicht gerade an der Meßstelle. Der Spiegelabstand wurde für die Messungen auf dem Brocken zur Erfassung der geringen Sichtweiten von vornherein sehr klein gewählt (20 m bzw. 10 m).

b) Luftkörpereinfluß.

Es liegt nahe anzunehmen, daß die starken Unterschiede der spektralen Trübungseigenschaften an einem festen Beobachtungsort wenigstens zum Teil durch Luftkörperunterschiede bedingt sind. In der Abb. 14 wurde bereits bei der Gegenüberstellung zweier Langfuhrer Meßreihen der Luftkörpereinfluß erwähnt. Aus der Meßreihe a dieser Abbildung erhält man für kontinentale Polarluft (c P L) eine Differenz zwischen n_{blau} und n_{rot} von etwa 40%, aus der Meßreihe b für maritime Polarluft jedoch nur etwa 25% als entsprechenden Wert.

¹⁾ In der Zeit von Februar bis Mai 1935, in der die Messungen auf Wangerooze stattfanden, herrschte dort eine sehr geringe Nebel- und Dunsthäufigkeit. Eine günstigere Zeit konnte leider nicht gewählt werden.

In den Tabellen 4 und 5 sind für Danzig-Langfuhr und für Berlin-Adlershof Mittelwerte der aufgenommenen Meßreihen bei den verschiedenen Luftkörpern zusammengestellt. Aus den relativen Schwächungskoeffizienten n_{rot} und $n_{\text{grün}}$ sowie $n_{\text{grün}}$ und n_{blau} wurde je ein Koeffizient α graphisch ermittelt und beide Werte zu einem Mittelwert zusammengefaßt und in der Spalte α_m eingetragen. Die Größe der α_m -Werte ist ein charakteristisches Merkmal für die Wellenlängenabhängigkeit des Dunstes. Besonders deutlich ist der Luftkörpereinfluß auf die Wellenlängenabhängigkeit des Dunstes bei den Messungen aus Adlershof ausgeprägt, und zwar nimmt für diese Messungen α_m in Richtung kontinentale Polarluft—maritime Polarluft—maritime Tropikluft sehr stark ab. Bei den Langfuhrer Messungen ist die Abhängigkeit der α_m -Werte vom Luftkörper nicht so stark, jedoch in derselben Richtung gelegen, während bei den Messungen von Wangerooe ein Luftkörpereinfluß nicht feststellbar ist. Dazu ist jedoch zu bemerken, daß die Messungen an jedem Beobachtungs-orte zeitlich sehr beschränkt waren und während dieser Zeiten ausgesprochene Luftkörpergegensätze bei geeigneter Dunstwetterlage selten waren. Insbesondere reichte die Zahl der Meßreihen nicht aus, um für einzelne, begrenzte Sichtweitenintervalle den Luftkörpereinfluß zu untersuchen. Die in den Tabellen 4 u. 5 angegebenen α_m -Werte für einzelne Luftkörper stellen daher nur einen qualitativen Vergleich dar.

Tabelle 4. Mittelwerte von Danzig-Langfuhr für verschiedene Luftkörper.

Luftkörper	$\frac{\sigma_m}{10^{-6} \text{ cm}^{-1}}$	$100 \cdot n_{\text{rot}}$	$100 \cdot n_{\text{grün}}$	$100 \cdot n_{\text{blau}}$	α_m	Mittlere Windrichtung
c P L	17.0	88.5	98.4	114.1	0.80	SSW
m P L	17.2	90.1	99.2	110.8	0.65	W
Mischluft	29.6	89.2	98.8	111.9	0.71	SSW

Tabelle 5. Mittelwerte von Berlin-Adlerhof für verschiedene Luftkörper.

Luftkörper	$\frac{\sigma_m}{10^{-6} \text{ cm}^{-1}}$	$100 \cdot n_{\text{rot}}$	$100 \cdot n_{\text{grün}}$	$100 \cdot n_{\text{blau}}$	α_m	Mittlere Windrichtung	Kernzahl
c P L	10.2	81.4	101.8	116.7	1.13	SSE	29 300
m P L	7.3	88.8	100.3	110.9	0.70	WNW	—
m T L	19.4	93.7	101.8	104.5	0.34	WSW	15 500
Mischluft	20.4	88.7	101.0	110.4	0.67	(S)	24 200

c) Sonstige Einflüsse.

Es konnte erwartet werden, daß besonders bei den Meßorten Langfuhr und Adlershof, die an der Peripherie von Industriezentren gelegen sind, ein Einfluß der Windrichtung auf die Wellenlängenabhängigkeit des Dunstes festzustellen sein würde. Und zwar sollten die über die Industriezentren herangeführten Luftmassen, wegen ihrer zu erwartenden stärkeren Anreicherung mit Kondensationskernen, eine größere Wellenlängenabhängigkeit des Dunstes bedingen, als die aus anderen Richtungen stammenden Luftmassen.

Tatsächlich konnte eine solche Abhängigkeit von der Windrichtung jedoch weder für Langfuhr noch für Adlershof festgestellt werden. Bei den Langfuhrer Messungen ist überhaupt kein Einfluß der Windrichtung auf die Wellenlängenabhängigkeit des Dunstes feststellbar, während bei den Adlershofer Messungen sogar die Westwinde, die die Industriezentren Berlins überquert haben, die geringste Wellenlängenabhängigkeit zeigten und die Ostwinde, die aus industrie- und siedlungsarmen Gebieten kommen, die größte Wellenlängenabhängigkeit verursachten. Wie aus Spalte 7 der Tabelle 5 hervorgeht, in der die beobachteten mittleren Windrichtungen für die einzelnen Luftkörper eingetragen sind, ist dieser Einfluß der Windrichtung als bereits erwähnter Luftkörpereinfluß zu deuten, da östliche Winde bei kontinentaler Polarluft während der vorgenommenen Messungen in Adlershof vorherrschten und somit die größere Wellenlängenabhängigkeit bedingten.

Eine eindeutige Abhängigkeit der spektralen Trübungseigenschaften von der Temperatur und der relativen Feuchtigkeit konnte aus den Messungen nicht festgestellt werden. Da gleichzeitige Temperatur- und Feuchtemessungen jedoch, wie bereits erwähnt, nicht regelmäßig vorgenommen wurden, berechtigt dieses negative Ergebnis nicht zu verallgemeinernden Folgerungen. Als bemerkenswert soll jedoch erwähnt werden, daß bei einzelnen Meßreihen, bei denen gleichzeitige Registrierungen mit einem normalen Stations-Thermo-Hygrograph erfolgten, starke Änderungen der Temperatur und Feuchtigkeit häufig keinerlei meßbare

Änderungen des Dunstcharakters zur Folge hatten, während umgekehrt auch verschiedentlich bei starker zeitlicher Änderung der spektralen Dunsteigenschaften der Temperatur- und Feuchtigkeitsgang keine Unstetigkeiten aufwies. Es muß aber dahingestellt bleiben, ob bei Anwendung genauerer und trägheitsloserer Meßinstrumente für Temperatur und Feuchtigkeit, als es der Stations-Thermo-Hygrograph ist, nicht doch ein gegenseitiger Einfluß feststellbar sein würde, was sogar als sehr wahrscheinlich angenommen werden muß.

VI. Vergleich der Messungen mit der Theorie.

a) Die theoretischen Grundlagen.

Die Berechnung des Schwächungskoeffizienten unter der Voraussetzung, daß Zahl, Größe und Art der trübenden Teilchen bekannt sind, ist sowohl für Teilchen, deren Durchmesser wesentlich kleiner als die zugrunde gelegte Lichtwellenlänge, wie auch für Teilchen, deren Durchmesser sehr viel größer als die Wellenlänge ist, durch Annäherungsmethoden mit befriedigender Genauigkeit möglich. Im ersten Falle kann die Rayleighsche Zerstreuungsfunktion zur Berechnung des Schwächungskoeffizienten dienen, für dessen Abhängigkeit von der Wellenlänge bekanntlich erhalten wird

$$\sigma_{\lambda} = \beta \cdot \lambda^{-4}, \quad (25)$$

wobei β sich aus der Zahl und dem Durchmesser der Teilchen ergibt.

Im zweiten Falle können die Teilchen für das durchdringende Licht durch undurchlässige Scheibchen ersetzt werden, und unter der Voraussetzung, daß der mittlere Abstand von je zwei Teilchen sehr groß ist zum mittleren Durchmesser der Teilchen¹⁾, ergibt sich der Schwächungskoeffizient aus dem Querschnitt aller in der Volumeneinheit enthaltenen Teilchen. Langmuir und Westendorp (21) berechnen so den Schwächungskoeffizienten zu

$$\sigma = \pi \cdot N \cdot r^2, \quad (26)$$

wobei N die Teilchenzahl pro Kubikzentimeter und r der Teilchenradius ist. σ ist danach also insbesondere unabhängig von der Wellenlänge.

Bei den atmosphärischen Trübungszuständen sind nur bei klarer Sicht einerseits und bei großtropfigem Nebel andererseits die Voraussetzungen für die Anwendung der beiden Annäherungsformeln annähernd erfüllt, im allgemeinen jedoch haben die trübenden Teilchen, oder zumindest eine große Zahl von ihnen eine Größenordnung, für die die Anwendung weder der Rayleighschen noch der Langmuirschen Beziehung zulässig ist.

Diese beiden Beziehungen stellen nun Grenzlösungen einer allgemeinen Lösung dar, deren Grundlagen von Mie (30) gegeben wurden. Durch Überlagerung des elektromagnetischen Feldes einer einfallenden parallelen Lichtwelle mit dem durch ein kugelförmiges Teilchen erzeugten Störfelde entwickelte Mie Formeln, nach denen die resultierende Lichtenergie in der Umgebung des Teilchens berechnet werden kann. Insbesondere erhält man nach den Ableitungen von Mie für den Schwächungskoeffizienten

$$\sigma_{\lambda} = N \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_1^{\infty} \frac{|a_{\nu}|^2 + |p_{\nu}|^2}{2\nu + 1}. \quad (27)$$

Die Summenglieder a_{ν} und p_{ν} , zusammengesetzte Besselfunktionen der abhängigen Größen $\bar{a} = 2\pi r/\lambda$ und $\bar{\beta} = m\bar{a}$ (m = Berechnungsexponent der Kugel) wurden von Stratton und Hulbert für Wassertropfchen in Luft berechnet und die Summation durchgeführt.

Die beiden Autoren geben in einer Kurve die Größe

$$K = \frac{\sigma}{2\pi N \cdot r^2} \quad (28)$$

als Funktion von \bar{a} wieder. Nach dieser Kurve kann nun entweder für verschiedenen Tropfenradien der Schwächungskoeffizient als Funktion der Wellenlänge oder für verschiedene Wellenlängen der Schwächungskoeffizient als Funktion des Tropfenradius berechnet werden. In den Abb. 26 und 29 sind diese beiden Darstellungen wiedergegeben. Besonders bemerkenswert ist das scharf ausgeprägte Minimum des Schwächungskoeffizienten in Abb. 26²⁾, das sich mit wachsendem Tropfenradius zu größeren Wellenlängen und mit wachsender Wellenlänge zu größeren Tropfenradien hin verschiebt. Durch Laboratoriumsversuche über die spektrale Lichtdurchlässigkeit künstlicher Wassernebel von besonders geringer Tropfengröße (Houghton [14] und Nukiyama-Koboyasi [31]) wurde dieses Minimum des Schwächungskoeffizienten auch experimentell

¹⁾ Diese Voraussetzung kann bei den atmosphärischen Trübungszuständen als erfüllt gelten.

²⁾ Der Schwächungskoeffizient in dieser Abbildung ist bezogen auf die Tropfenzahl $1/\text{cm}^3$, durch Multiplikation mit der vorhandenen Tropfenzahl N/cm^3 erhält man also σ .

bestätigt. Die nicht vollkommene Übereinstimmung der experimentellen Kurven mit den theoretischen kann durch die nicht ganz einheitliche Tropfengröße der erzeugten Wassernebel und die unvermeidlichen Beimengungen des Wassers gedeutet werden. (Siehe auch Middleton [28], S. 13).

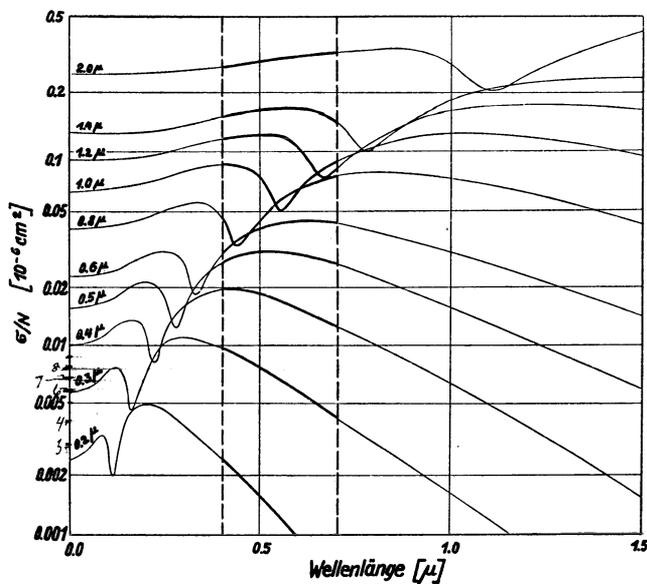


Abb. 26. Schwächungskoeffizient reiner Wassertröpfchen verschiedener Größe in Abhängigkeit von der Wellenlänge (berechnet nach Stratton und Houghton).

Die theoretischen Kurven der Abb. 26 gelten streng nur für reine Wassertröpfchen. Die Nebeltröpfchen und in noch stärkerem Maße die gequollenen Dunstpartikel stellen jedoch immer eine mehr oder weniger starke Lösung der Substanz der Kondensationskerne im Wasser dar. Da die Berechnung der Mie'schen Formel für Tröpfchen aus Lösungen auf sehr große Schwierigkeiten stößt bzw. bisher nicht durchgeführt wurde (siehe Stratton und Hulburt [36]), kann mit Sicherheit nicht ausgesagt werden, wie weit die Schwächungskoeffizienten für Lösungströpfchen verschiedener Konzentrationen von denen reiner Wassertröpfchen abweichen. Bei den Nebeltröpfchen und Dunstpartikeln der stark getrübbten Atmosphäre (die hier allein interessiert) handelt es sich jedoch im allgemeinen um sehr schwache Lösungen, so daß angenommen werden kann, daß für sie die in Abb. 26 dargestellte Abhängigkeit der Schwächungskoeffizienten für reine Wassertröpfchen wenigstens angenähert Gültigkeit hat.

b) Schwächungskoeffizient, Teilchengröße und Teilchenzahl.

Ein Vergleich der in der Abb. 26 stark ausgezogenen Kurvenstücke für den sichtbaren Spektralbereich mit den Meßwerten der Abb. 19 und 20 läßt erkennen, daß sich die Meßkurven durch geeignete Überlagerung der theoretischen Kurven wiedergeben lassen. So kann z. B. die Meßkurve von Langfuhr, Abb. 20 Kurve 2, durch Überlagerung der Kurven für Tröpfchen von 0.98μ , 0.85μ und 0.4μ , die im Verhältnis 1 : 2 : 10 in der Volumeneinheit enthalten sind, dargestellt werden. Daraus darf jedoch nicht etwa geschlossen werden, daß der Trübungszustand in dem vorliegenden Falle sich nur aus diesen Tröpfchen und in dem angegebenen Verhältnis zusammensetzt. Die photographischen Nebeltröpfchenbestimmungen von Findeisen (7) und Hagemann (13) haben gezeigt, daß bei natürlichem Großstadtnebel wohl Häufigkeitsstellen für einzelne Tropfenradien existieren, die Zahl der dazwischenliegenden Tröpfchen jedoch nicht vernachlässigt werden kann. Für stark gequollene Dunstpartikel, die Vorstufe der Nebeltröpfchen, gilt wahrscheinlich das gleiche. Aus vorhandenen Minima der Schwächungskoeffizienten kann daher höchstens auf Häufigkeitsstellen der Tröpfchenradien geschlossen werden, während Schlüsse vor allem auf Zahl und Verteilung durch die Darstellung der Meßkurve aus Überlagerung der theoretischen Kurven nicht zulässig sind, da die gleiche Meßkurve sich im allgemeinen durch verschiedenartige Überlagerungen zusammensetzen läßt.

Auch unter Berücksichtigung der gemessenen Kondensationskernzahl kann eine solche Zuordnung nicht eindeutig erfolgen. So würde z. B. die Meßkurve von Adlershof Abb. 19 Nr. 1 sich wiedergeben lassen durch einen reinen Wassernebel aus gleichgroßen Tröpfchen von 0.38μ Radius und einer Tröpfchenzahl von $1020/\text{cm}^3$. Eine gleichzeitig erfolgte Kernzählung ergab jedoch 27000 Kerne/ cm^3 . Die Zahl der gezählten trübenden Teilchen ist also 26 mal so groß wie die berechneten. Entsprechend würde für die Meßreihe Abb. 19 Nr. 3 von Adlershof ein Tröpfchenradius von 0.46μ und eine Tröpfchenzahl von $1190/\text{cm}^3$ folgen, während 15000 Kerne gezählt wurden, also etwa 13mal soviel wie berechnet.

Man könnte zur Deutung dieses Widerspruches entweder annehmen, daß die Tröpfchenradien von 0.38μ bzw. 0.46μ Häufigkeitsstellen waren und die starke Wellenlängenabhängigkeit der in entsprechend größerer Zahl vorhandenen kleineren Teilchen durch die geringe Wellenlängenabhängigkeit der größeren Teilchen aufgehoben wurde.

Oder man könnte zweitens annehmen, daß die trübenden Teilchen sich im wesentlichen aus zwei Gruppen zusammensetzen, einer Gruppe, deren Teilchengröße und Teilchenzahl etwa der theoretischen entsprach und einer zweiten Gruppe sehr kleiner Partikel, deren resultierender Schwächungskoeffizient (wegen der geringen Größe der Teilchen) dem der ersten Gruppe gegenüber vernachlässigbar klein ist¹⁾, und deren Zahl annähernd der Kernzahl entspricht.

¹⁾ So ist z. B. bei den hier untersuchten hohen Trübungsgraden auch der Schwächungskoeffizient der immer in der Luft vorhandenen Luftmoleküle gegenüber dem der groben Dunst- bzw. Nebeltröpfchen zu vernachlässigen.

Diese Annahme würde also besagen, daß in der stark getriebenen Atmosphäre nur ein kleiner Teil der Partikel, die als Kondensationskerne festgestellt werden können, praktisch für die Trübung in Frage kommt. Diese Vermutung gewinnt an Wahrscheinlichkeit, wenn man die Tatsache berücksichtigt, daß auch in großtröpfigen Nebel bzw. in Wolken Kondensationskerne nachgewiesen sind und ihr Vorhandensein sich auch nach Überlegungen von H. Köhler (17) thermodynamisch erklären läßt.

Verfasser hat während der Messungen auf dem Brocken gleichzeitig mit Kernzählungen Tropfen-
größenbestimmungen durch Ausmessen künstlicher Kränze um einen Scheinwerferstrahl vorgenommen¹⁾.
Unter Zugrundelegung der gleichzeitig gemessenen Schwächungskoeffizienten wurde nach der Trabert-
schen Formel (37) die Tropfenzahl berechnet. In den Abb. 27 und 28 sind nun als Mittelwerte aus sehr vielen

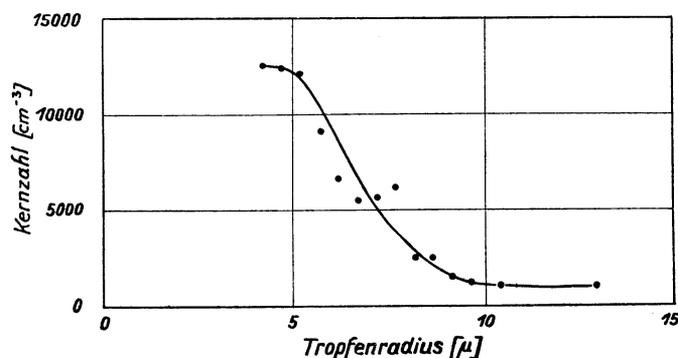


Abb. 27. Mittlere Kernzahl in Wolken (Brocken) in Abhängigkeit vom Radius der Wolkentröpfchen.

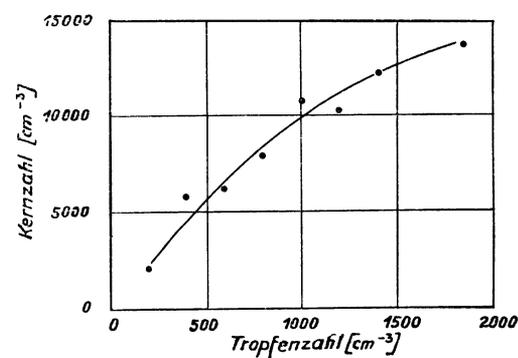


Abb. 28. Mittlere Kernzahl in Wolken (Brocken) in Abhängigkeit von der Zahl der Wolkentröpfchen.

Einzelmessungen die Kernzahlen als Funktion der Tropfengröße bzw. der Tropfenzahl dargestellt. Daraus geht hervor, daß die Kernzahl in Wolken etwa 10 mal so groß ist wie die Tropfenzahl, daß also ein großer Teil der Kondensationskerne bei der Nebel- bzw. Wolkenbildung gar nicht als Kondensationskerne in Wirksamkeit tritt.

Die Trennung der Kondensationskerne in die eine Gruppe, die sich bei der Nebelbildung zu Tröpfchen vergrößern und die zweite Gruppe, die auch im Nebel als Kondensationskerne bestehen bleiben, erfolgt nun wahrscheinlich bereits in einem Dunstzustand, der der Nebelbildung vorausgeht, und zwar erfolgt er nach H. Köhler dann, wenn ein Teil der gequollenen Dunstpartikel eine Größe überschritten hat, der ein maximaler Dampfdruck zuzuordnen ist²⁾. Diese Tröpfchen können nun weiter wachsen und zwar erfolgt ihre Größenzunahme sogar auf Kosten der kleineren Dunstpartikel, die somit ihre Größe verringern. Bei der verschiedenartigen Zusammensetzung der Dunstpartikel besonders in der Nähe von Industriezentren (Adlershof) ist der Dampfdruck der Dunstpartikel nicht allein eine Funktion ihrer Größe, der Prozentsatz der Dunstpartikel, die dieses Maximum der Dampfdrucke überschreiten, ist also vermutlich von Fall zu Fall sehr verschieden. Es erscheint also verständlich, daß in dem einen oben angeführten Falle sich die Zahl der „kleinen“ Dunstteilchen zu der Zahl der „großen“ Dunstteilchen wie 26 : 1, in dem anderen Falle nur wie 13 : 1 verhält, während sie in reinem Gebirgsnebel im Mittel etwa 10 : 1 beträgt.

c) Relativer Schwächungskoeffizient.

In der Abb. 29 sind die relativen Schwächungskoeffizienten für die wirksamen Wellenlängen der drei bei den mitgeteilten Untersuchungen benutzten Hauptfilter als Funktion des Tropfenradius wiedergegeben. Diese Abbildung ist besonders geeignet zum Vergleich mit den Meßkurven der Abb. 10—18.

Man kann die relativen Schwächungskoeffizienten der Abb. 29 in drei Bereiche einteilen. Die Grenzen dieser Bereiche liegen bei etwa 0.5μ und 1.5μ Tropfenradius. Im ersten Bereich, dem Bereich kleiner Tropfen, ist n_{blau} am größten, n_{rot} am kleinsten, die Differenzen verringern sich mit wachsendem Tropfenradius und werden bei $r = 0.5 \mu$ etwa gleich Null. Im dritten Bereich, dem Bereich großer Tropfen, liegen die Verhältnisse entsprechend, nur ist n_{rot} am größten und n_{blau} am kleinsten. Bei etwa 5μ Radius gehen die Differenzen gegen Null. Der zweite Bereich, der Bereich der mittleren Tropfen-

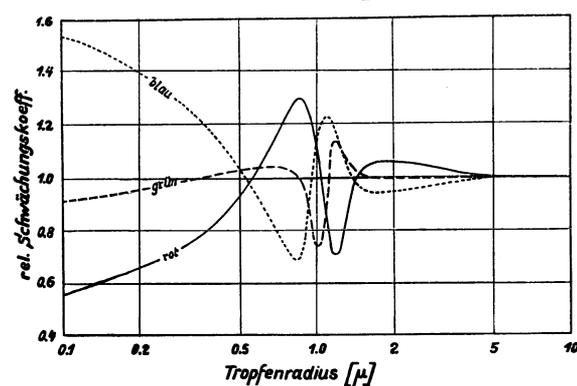


Abb. 29. Relative Schwächungskoeffizienten reiner Wassertropfen in Abhängigkeit vom Tropfenradius (berechnet nach Stratton und Houghton).

¹⁾ Die umfangreichen Tropfengrößmessungen sollen später veröffentlicht werden.

²⁾ Näheres siehe in der Arbeit von H. Köhler (17).

radien, stellt ein ziemlich rasches und unübersichtliches Übergangsgebiet dar, in dem die relativen Schwächungskoeffizienten die verschiedensten Größen annehmen.

Man kann nun annehmen, daß dem ersten Bereich die normalen Dunstzustände, dem zweiten Bereich die anormalen Dunst- und Nebelzustände und dem dritten Bereich die normalen Nebelzustände zuzuordnen sind. Legt man diese Annahme zugrunde, dann würde man aus den Meßergebnissen schließen können, daß Tropfenradien zwischen 0.5μ und 1.5μ bedeutend seltener auftreten als größere oder kleinere Tropfenradien. Das würde bedeuten, daß diese Tropfenradien bei der Bildung oder Auflösung von Nebel im allgemeinen sehr rasch durchlaufen werden, daß jedoch gelegentlich auch die Voraussetzungen¹⁾ gegeben sind für ein stabiles Bestehen dieser Tropfenradien über längere Zeit hin, wodurch die Bildung von anormalem Dunst oder Nebel ermöglicht wird.

Während ein zahlenmäßiger Vergleich der theoretischen Abhängigkeit der relativen Schwächungskoeffizienten von der Tropfengröße mit experimentellen Untersuchungen in den ersten beiden Bereichen prinzipiell auf Schwierigkeiten stößt, da einwandfreie Tropfengrößenbestimmungen bis zu 1.5μ Radius bisher nicht durchführbar sind, läßt der dritte Bereich einen Vergleich zwischen Theorie und Experiment zu. Die optische Tropfengrößenbestimmung in Wolken durch Ausmessen der Radien von Kränzen stellt eine zuverlässige und bequeme Methode dar²⁾, um Häufigkeitsstellen von Tropfenradien festzulegen. Überdies bietet die Schärfe und Zahl der auszumessenden Kränze ein deutliches Kriterium für die Größe der Häufungsstelle, also die Bevorzugung der Zahl des optisch bestimmten Tropfenradius zu den angrenzenden Radien.

Es sollen deshalb hier die auf dem Brocken nach dieser Methode bestimmten Tropfenradien für einen Vergleich herangezogen werden. In der Tabelle 5 sind die auf dem Brocken gemessenen relativen Schwächungskoeffizienten nach Mittelwerten für einzelne zugeordnete Tropfenradienintervalle zusammengestellt. Dabei wurden nur diejenigen Meßreihen herangezogen, bei denen die zur Tropfengrößenbestimmung benutzten Kränze sehr scharf ausgebildet und der rote Ring dritter Ordnung noch erkennbar war. In die Spalten der einzelnen Tropfenradienintervalle sind außerdem die theoretischen Werte der relativen Schwächungskoeffizienten eingetragen.

Tabelle 6. Mittelwerte der relativen Schwächungskoeffizienten für einzelne Tropfenradienintervalle. (Vergleich der Meßwerte vom Brocken mit theoretischen Werten von Stratton und Hulburt).

Tropfenradius		2—4 μ	4—6 μ	6—8 μ	6—10 μ	über 10 μ
Meß- werte (%)	n rot	—	101.3	102.2	101.5	101.5
	n grün	—	99.8	99.7	100.0	100.1
	n blau	—	98.9	98.1	98.5	98.4
Theoret. Werte (%)	n rot	103.5	100.6	100.3	100.2	100.1
	n grün	99.8	99.9	100.0	100.0	100.0
	n blau	96.7	99.5	99.7	99.8	99.9

Aus der Tabelle 6 ist zu ersehen, daß die Übereinstimmung zwischen den Meßwerten und den theoretischen Werten nicht sehr befriedigend ist. Die Differenzen der relativen Schwächungskoeffizienten sind bei den Meßwerten wesentlich größer als bei den theoretischen Werten und gehen vor allem für große Tropfenradien nicht gegen Null, es ist vielmehr eine eindeutige Abnahme mit wachsendem Tropfenradius nicht feststellbar. Man kann zur Erklärung der ungenügenden Übereinstimmung annehmen, daß auch bei großtropfigen Nebel immer noch genügend kleinere Tröpfchen vom Radius 2μ bis 4μ vorhanden sind und eine stärkere Wellenlängenabhängigkeit des Schwächungskoeffizienten bedingen, als die den optisch bestimmten Tropfenradien zukommende. Da diesen kleineren Tröpfchen als Beugungsphänomen nicht wie den größeren Tröpfchen Kränze, sondern vielmehr unscharfe Aureolen zuzuordnen sind (26), würde es erklärlich sein, daß trotz ihrer zahlenmäßig überwiegenden Anwesenheit scharfe Kranzbildungen der größeren Tröpfchen zustande kommen können.

¹⁾ Z. B. geeignete Art und Menge der Kondensationskernsubstanz, geeignete Temperatur- und Feuchtigkeitsverhältnisse oder auch weitere den Kondensationsvorgang beeinflussende Größen.

²⁾ Man vergleiche dazu die eingehenden und sorgfältigen Untersuchungen, sowie kritischen Betrachtungen v. H. Köhler (16).

VII. Praktische Folgerungen aus den Untersuchungen.

a) Einteilung der atmosphärischen Trübungszustände.

Wie die Untersuchungen gezeigt haben, können in spektraler Hinsicht zwei Hauptarten der atmosphärischen Trübungszustände unterschieden werden, nämlich erstens solche, bei denen kurzwelliges Licht eine stärkere Schwächung erleidet als langwelliges Licht und zweitens solche, bei denen langwelliges Licht eine stärkere Schwächung erfährt als kurzwelliges Licht. Bei den ersten Trübungszuständen ist also der Koeffizient α (Gleichung 24) positiv, bei den zweiten Trübungszuständen ist α negativ, wobei zu beachten ist, das der absolute Betrag des negativen α immer sehr viel kleiner ist als der des positiven α und sich nur wenig von Null unterscheidet.

Da die spektralen Eigenschaften der stark getrüben Atmosphäre für die Größe derjenigen Teilchen, die den Trübungsgrad im wesentlichen bedingen, ein charakteristisches Merkmal sind, scheint es berechtigt, sie für die Definition des atmosphärischen Trübungszustandes zugrunde zu legen. Danach wäre der erste Trübungszustand mit Dunst, der zweite mit Nebel zu bezeichnen. Diese neue Definition fällt im allgemeinen mit der üblichen Definition, wonach die Sichtweite von 1 km als Grenze zwischen Dunst und Nebel gilt, zusammen. Es kommen jedoch starke Abweichungen vor, die in einem Falle mit sehr starkem Dunst (Sichtweite unterhalb 1 km), im anderen Falle mit sehr dünnem Nebel (Sichtweite über 1 km) zu bezeichnen wären.

Außer diesen Haupttrübungszuständen sind Übergangsformen möglich, die wiederum in zwei Gruppen eingeteilt werden können. Bei der ersten Gruppe erleidet wohl, wie bei Dunst, das kurzwellige Licht eine geringere Schwächung als das langwellige, der Koeffizient α ändert jedoch innerhalb des sichtbaren Spektralbereiches wesentlich seine Größe, bzw. sogar sein Vorzeichen. Diese Gruppe der Trübungszustände soll mit anormalem Dunst bezeichnet werden, wobei die Sichtweite auch unterhalb 1 km liegen kann. Bei der zweiten Gruppe liegen die Verhältnisse entsprechend, nur ist der Koeffizient α im Mittel negativ; diese Trübungszustände sollen mit anormalem Nebel bezeichnet werden; die Sichtweite kann dabei auch größer als 1 km sein.

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von sehr starkem Dunst ist in der Nähe von Großstädten größer als an der ungestörten Meeresküste (bzw. auf See), die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von sehr dünnem Nebel, anormalem Dunst und anormalem Nebel dagegen ist an der Küste größer als in der Großstadt. Der Bergnebel (Stratuswolken) ist immer mit sehr dichtem Nebel zu bezeichnen, Übergangsformen treten nicht auf.

b) Tragweite farbiger Lichter.

Aus den spektralen Schwächungskoeffizienten eines Trübungszustandes kann für eine gefärbte Lichtquelle von bekannter Intensität J und bekannter wirksamer Wellenlänge λ die Tragweite bei Nacht t_λ nach der Gleichung

$$\sigma_\lambda = \frac{1}{t_\lambda} \ln \left(\frac{J}{\beta_\lambda \cdot t_\lambda^2} \right) \quad (29)$$

(β_λ = absolute Reizschwelle des Auges) berechnet oder aus einer nach dieser Beziehung dargestellten Kurvenschaar (9) entnommen werden. Die Intensität ist dabei für solche Lichtquellen, deren Färbung durch Filter erzeugt wurde, unter Zugrundelegung der Durchlässigkeit der Filter und der Iven'schen Augenempfindlichkeitswerte zu berechnen, für natürliche farbige Lichtquellen nach den Methoden der heterochromen Photometrie (38) zu bestimmen.

Um aus den mitgeteilten Meßergebnissen Schlüsse auf die Tragweite farbiger Lichter ziehen zu können, soll die Tragweite roter, grüner und blauer Lichter gleicher Intensität bei starkem Dunst und bei Nebel miteinander verglichen werden. Der Vergleich soll an zwei Beispielen durchgeführt werden, und zwar erstens für normalen Dunst von 2 km Sichtweite und zweitens für normalen Nebel von 0.4 km Sichtweite.

Die für die Berechnung der Tragweite notwendigen Schwächungskoeffizienten σ_λ ergeben sich aus den beiden Sichtweiten und den ihnen nach Abb. 13 zugehörigen relativen Schwächungskoeffizienten. Für die ferner benötigten Werte β_λ liegen sichere Grundlagen nicht vor, da die Abhängigkeit der absoluten Reizschwelle von der Wellenlänge einer systematischen Untersuchung bisher nicht unterzogen wurde. Einer Arbeit von Stöcker (35) kann man jedoch entnehmen, daß die absolute Reizschwelle für rotes Licht etwa halb so groß ist wie für weißes Licht, und man kann weiter annehmen, daß die Reizschwelle für gelbgrünes Licht etwa gleich der für weißes Licht ist. Daraus würde sich für blaues Licht ein größerer Reizschwellenwert ergeben, und zwar soll β_{blau} doppelt so groß wie $\beta_{\text{grün}}$ angenommen werden¹⁾. Setzt man für $\beta_{\text{grün}} = \beta_{\text{weiß}}$

¹⁾ Einige orientierende Beobachtungen, die der Verfasser bei dichtem Nebel auf dem Brocken während der Nachtzeit mit einem zu diesem Zwecke konstruierten kleinen Gerät ausführte (eine mit Filterscheibe und Irisblende ausgerüstete Lichtquelle gleichmäßiger Flächenhelle), berechtigen ihn zu dieser Annahme, die im übrigen nur als ganz roher Überschlag zu gelten hat.

den von der internationalen Seezeichenkonferenz zu Paris (4) angenommenen Wert von 0.22 HK/km² ein, so ergibt sich für $\beta_{\text{rot}} = 0.11$ HK/km² und für $\beta_{\text{blau}} = 0.44$ HK/km².

In den Tabellen 7 und 8 sind nun die nach der Gleichung 29 berechneten Tragweiten für Intensitäten zwischen 1 und 10⁹ HK eingetragen. Für die jeweils in den drei ersten Zeilen stehenden Werte t'_λ , wurde β_λ für alle drei Spektralbereiche konstant gesetzt, es gilt dafür also $\beta_{\text{rot}} = \beta_{\text{grün}} = \beta_{\text{blau}} = 0.22$ HK/km², während für die in den drei letzten Zeilen stehenden t_λ -Werte die oben angegebenen β_λ -Werte eingesetzt wurden. Die ersten drei Zeilen würden also praktisch Gültigkeit haben, wenn ein objektives Aufnahmegerät gleicher spektraler Empfindlichkeit zugrunde gelegt wird (objektive Tragweite), während die letzten drei Zeilen für das menschliche Auge gelten (subjektive Tragweite).

Aus Tabelle 7 kann man entnehmen, daß bei starkem normalem Dunst die subjektive Tragweite t_λ von roten Lichtern schwacher Intensität um etwa 20% größer ist als die von grünen Lichtern und um etwa 40% größer als die von blauen Lichtern; für Lichter starker Intensität verkleinern sich die Zahlen auf etwa 13% bzw. 25%. Die objektive Tragweite t'_λ dagegen ist für rote Lichter schwacher Intensität etwa 5% bzw. 10% größer als für grüne bzw. blaue Lichter, für rote Lichter starker Intensität entsprechend um etwa 9% bzw. 18%.

Die Tabelle 8 zeigt, daß bei normalem Nebel sowohl die subjektive wie auch die objektive Tragweite für alle drei Lichtarten praktisch gleich ist. Die geringfügige Bevorzugung der blauen Lichter für die objektive Tragweite und die der roten Lichter für die subjektive Tragweite ist von der Größenordnung 2% (Rot—Grün) bzw. 4% (Rot—Blau).

Tabelle 7.

Tragweite t bei Nacht für farbige Lichter verschiedener Intensität bei einer Sichtweite von 2 km.
(Normaler Dunst mit $n_{\text{rot}} = 0.9$; $n_{\text{grün}} = 1.0$; $n_{\text{blau}} = 1.1$).

t [km] \ J	J									
	10 ⁰ HK	10 ¹ HK	10 ² HK	10 ³ HK	10 ⁴ HK	10 ⁵ HK	10 ⁶ HK	10 ⁷ HK	10 ⁸ HK	10 ⁹ HK
t'_{rot}	0.92	1.61	2.45	3.39	4.36	5.43	6.54	7.67	8.81	9.98
$t'_{\text{grün}}$	0.88	1.50	2.29	3.15	4.04	5.00	6.00	7.02	8.04	9.10
t'_{blau}	0.84	1.41	2.14	2.90	3.72	4.59	5.50	6.41	7.39	8.35
t_{rot}	1.12	1.85	2.73	3.66	4.68	5.76	6.89	8.01	9.16	10.32
$t_{\text{grün}}$	0.88	1.50	2.29	3.15	4.04	5.00	6.00	7.02	8.04	9.10
t_{blau}	0.72	1.23	1.91	2.67	3.48	4.32	5.23	6.16	7.11	8.07

Tabelle 8.

Tragweite t bei Nacht für farbige Lichter verschiedener Intensität bei einer Sichtweite von 0.4 km.
(Normaler Nebel mit $n_{\text{rot}} = 1.03$; $n_{\text{grün}} = 1.00$; $n_{\text{blau}} = 0.97$).

t [km] \ J	J									
	10 ⁰ HK	10 ¹ HK	10 ² HK	10 ³ HK	10 ⁴ HK	10 ⁵ HK	10 ⁶ HK	10 ⁷ HK	10 ⁸ HK	10 ⁹ HK
t'_{rot}	0.35	0.51	0.68	0.86	1.06	1.25	1.45	1.66	1.86	2.07
$t'_{\text{grün}}$	0.36	0.52	0.70	0.88	1.08	1.28	1.49	1.70	1.90	2.12
t'_{blau}	0.37	0.54	0.72	0.91	1.11	1.31	1.52	1.74	1.95	2.18
t_{rot}	0.39	0.55	0.73	0.91	1.11	1.30	1.51	1.72	1.91	2.13
$t_{\text{grün}}$	0.36	0.52	0.70	0.88	1.08	1.28	1.49	1.70	1.90	2.12
t_{blau}	0.32	0.48	0.67	0.85	1.05	1.25	1.46	1.68	1.88	2.11

c) Gesichtspunkte für die Ausführung systematischer Untersuchungen der getriebenen Atmosphäre.

Aus den mitgeteilten Untersuchungen geht hervor, daß die spektralen Eigenschaften der stark getriebenen Atmosphäre sehr verschieden sein können und wahrscheinlich von vielen Faktoren beeinflußt werden. Die Kenntnis der Sichtweite allein ist nicht ausreichend, um Aussagen über die spektralen Eigenschaften eines vorliegenden Dunst- oder Nebelzustandes machen zu können, sie ist nicht einmal ein eindeutiges Kriterium zur Trennung von Dunst- und Nebelzuständen.

Die bei den beschriebenen Untersuchungen benutzte Meßmethode kann als geeignet angesehen werden, einen vorliegenden Trübungszustand der bodennahen Luftschicht für Zwecke der praktischen Meteorologie hinreichend genau zu erfassen. Der Trübungszustand könnte dann durch die Sichtweite und drei relative Schwächungskoeffizienten (n_{rot} , $n_{\text{grün}}$ und n_{blau}) wiedergegeben werden. Die Ausführung von derartigen Messungen an mehreren Orten zu festen Terminzeiten würde die Möglichkeit bieten, die Trübungsverhältnisse der unteren Luftschichten vollkommener als bisher auch klimatologisch zu erfassen.

Zum näheren Studium über die ursächlichen Zusammenhänge zwischen den spektralen Trübungseigenschaften und der physikalischen Zusammensetzung des trübenden Aerosoles ist die gleichzeitige Messung weiterer meteorologischer Faktoren erforderlich, da eine unmittelbare und genaue Aufnahme eines Verteilungsspektrums der Teilchen der getriebenen Atmosphäre bisher nicht möglich ist. Die Messungen haben gezeigt, daß Kondensationskernzahl und Luftkörper wohl von Einfluß auf die spektralen Trübungseigenschaften sind, ihre Kenntnis allein jedoch nicht ausreicht, um den Trübungszustand wiederzugeben. Es ist vielmehr anzunehmen, daß erst bei weiterer und genauerer Erfassung der Staubzahl, der Lufttemperatur, der Luftfeuchtigkeit und der Windstruktur, bzw. der zeitlichen Änderung dieser Größen, eindeutige Zusammenhänge zu erkennen sein werden.

Der hier untersuchte Trübungsbereich der stark getriebenen Atmosphäre ist deshalb besonders interessant, da in ihm die ausgeprägten Übergangsgebiete zwischen Dunst und Nebel liegen. Gerade diese Übergangsgebiete scheinen die Möglichkeit zu bieten, durch Vergleich der Messungen mit theoretischen Berechnungen Rückschlüsse auf die Größe und die Größenänderung der trübenden Teilchen zu ziehen und damit weitere Einblicke in die noch recht ungeklärten Kondensationsvorgänge bei der Dunst- und Nebelbildung zu gewinnen.

Anhang: Bemerkungen zur Theorie der Sichtweite.

a) Schwächungskoeffizient und Sichtweite.

Für die Darstellung des Trübungsgrades der Atmosphäre werden in der Literatur verschiedene Größen benutzt. Ein Teil dieser Bestimmungsgrößen ist auf irgendeine feste Trübungsstrecke basiert und deshalb nur für Spezialzwecke vorteilhaft. Als allgemein gültige Bestimmungsgrößen können gelten: Der Extinktions- oder Zerstreuungskoeffizient, der Transmissionskoeffizient und die Sichtweite. Unter Berücksichtigung der Absorption erhält man den Schwächungskoeffizienten, der sich additiv aus dem Extinktionskoeffizienten und dem Absorptionskoeffizienten zusammensetzt (7 a). Extinktions- und Schwächungskoeffizient sind durch die Bestimmungsgleichung 2 definiert, die Dimensionen sind [Länge⁻¹]. Der Transmissionskoeffizient T hängt mit dem Schwächungskoeffizienten durch die Beziehung $T = e^{-\sigma}$ zusammen.

Die Sichtweite für irgendeinen Gegenstand, also die Entfernung, in der dieser Gegenstand gerade noch mit dem unbewaffneten Auge wahrgenommen werden kann, ist im allgemeinen keine eindeutige Bestimmungsgröße für den Trübungszustand der Atmosphäre. Sie hängt vielmehr bekanntlich außer von der Lufttrübung weitgehend von den Beleuchtungsverhältnissen, von der Beschaffenheit des Zieles und vom Beobachteraue ab. Um die Sichtweite theoretischen Untersuchungen zugänglich zu machen, wurde von H. Koschmieder (18) eine idealisierte Sichtweite eingeführt, bei der ein absolut schwarzes Ziel, eine konstante relative Augenreizschwelle und definierte Beleuchtungsverhältnisse zugrunde gelegt sind. Diese Sichtweite s, die gemäß dem Vorschlag von Sebastian (33) mit „repräsentative Sichtweite“ bezeichnet werden soll¹⁾ (im Gegensatz zur „speziellen Sichtweite“ irgendeines Gegenstandes), hängt mit dem Schwächungskoeffizienten durch die Beziehung

$$s = \frac{\kappa}{\sigma}$$

zusammen. Darin ist κ eine konstante Zahl und zwar ist $\kappa = \ln \frac{1}{\varepsilon}$, wenn ε die als konstant angenommene relative Reizschwelle des Auges bedeutet.

¹⁾ F. Löhle (25) bezeichnet die repräsentative Sichtweite mit „Luftlichtweite“.

Die repräsentative Sichtweite ist als Maß für den Trübungsgrad der Atmosphäre deshalb besonders geeignet¹⁾, da sie

1. im Gegensatz zur speziellen Sichtweite den Trübungsgrad eindeutig bezeichnet,
2. im Gegensatz zum Schwächungs- oder Transmissionskoeffizienten den Trübungsgrad sehr anschaulich wiedergibt.

Die Definition der repräsentativen Sichtweite basiert auf der Theorie der horizontalen Sichtweite von H. Koschmieder²⁾. Koschmieder hat selbst in Zusammenarbeit mit H. Rühle für eine der wesentlichen Aussagen dieser Theorie, nämlich die Unabhängigkeit der Sichtweite vom Sonnenazimut, die experimentelle Bestätigung geliefert. Eine weitere experimentelle Bestätigung für die nach der Theorie sich ergebende Zunahme des Luftlichtes mit wachsender Zielentfernung wurde von F. Löhle (23) gegeben.

Nun hat vor einiger Zeit M. G. Bennet (2) auf Grund experimenteller Sichtuntersuchungen eine Diskrepanz zwischen der Theorie von Koschmieder und seinen Meßergebnissen festgestellt und zwar ist die theoretisch berechnete Sichtweite bei größeren Trübungen (Sichtweiten bis etwa 3 km) kleiner als die gemessene, bei geringen Trübungen größer als die gemessene. Bennet glaubt, daß sich diese Abweichung durch die Inkonzanz der relativen Reizschwelle des Auges allein nicht erklären läßt, sondern daß der Einfluß des am Ziele gebeugten Lichtes, der in der Koschmiederschen Theorie nicht berücksichtigt wird, möglicherweise die Abweichung bedingt.

Aus der Arbeit von Bennet kann jedoch entnommen werden, daß die vom Autor benutzten Ziele für die Sichtschätzungen relativ groß zur Sichtweite waren und somit eine merkliche Beschattung der Sehstrahlpyramide hervorgerufen haben. Da für die Verwendung der repräsentativen Sichtweite zur Wiedergabe des Trübungsgrades die Frage ihrer Eindeutigkeit wesentlich ist und da in den hier mitgeteilten Untersuchungen die repräsentative Sichtweite eine weitgehende Anwendung fand, soll im folgenden untersucht werden, ob der Einfluß der Zielgröße die von Bennet festgestellte Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment zu erklären vermag und wie er möglicherweise zu berücksichtigen ist.

b) Sichtweite großer Ziele.

Für die Berechnung des Einflusses der Zielgröße werde ein halbkreisförmiges, absolut schwarzes Ziel zugrunde gelegt, das mit der Basis auf dem Erdboden steht und dessen Ebene senkrecht zur Erdoberfläche, sowie senkrecht zur Visierlinie $AZ_0 = s$ liegt (Abb. 30). Dabei sei A der Augenpunkt und Z_0 der Mittelpunkt des Zielhalbkreises. Der Radius des Zielhalbkreises sei d , der Radiuswinkel vom Augenpunkt aus $\delta = d/s$.

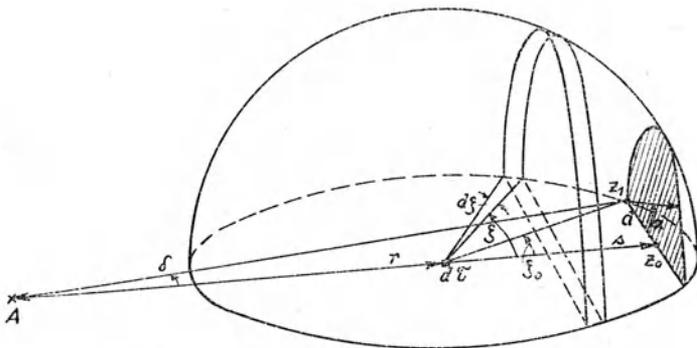


Abb. 30. Schema für die Berechnung der Streustrahlung vor einem halbkreisförmigen Ziel.

Die Sehstrahlpyramide ist gegeben durch die Verbindungsstrahlen von A mit der Umrandungslinie des Zieles. Es soll das aus der Sehstrahlpyramide nach A gelangende Streulicht berechnet werden, wobei angenommen werden soll, daß der Zerstreungskoeffizient a längs der Sehstrahlpyramide konstant und daß der Himmel gleichmäßig hell ist³⁾. Ferner bleibe das Unterlicht unberücksichtigt.

¹⁾ Die Angaben des Trübungsgrades der Atmosphäre an den meteorologischen Beobachtungsstellen durch die repräsentative Sichtweite würde auch für den praktischen Wetterdienst vorteilhaft sein. Voraussetzung dafür wäre jedoch eine definierte Bestimmung der atmosphärischen Trübung am Beobachtungsort. Die repräsentative Sichtweite müßte dann, je nach dem Verwendungszweck (Schifffahrt, Flugverkehr, Landverkehr) mit einem Erfahrungsfaktor belegt werden, bei dessen Größe ferner die Beleuchtungsverhältnisse (Tag, Dämmerung, Nacht) zu berücksichtigen wären. Die mitgeteilten Werte der repräsentativen Sichtweite wären dann vor allem auch untereinander vergleichbar, während bei dem jetzt benutzten Verfahren der Sichtschätzung, abgesehen von der großen Ungenauigkeit des Verfahrens, bereits der Verwendungszweck berücksichtigt wird und so schwer kontrollierbare systematische Abweichungen für die einzelnen Beobachtungsstellen (bzw. Beobachter) auftreten.

²⁾ F. Löhle geht in einer neueren Arbeit (25) auf die Koschmiedersche Sichttheorie ein und vergleicht sie mit einer älteren Sichttheorie von Loyd A. Jones (14a). F. Löhle erwähnt dabei, daß „die Formel für die Sichtigkeit von Jones die allgemeinste, von jeder Luftlichtformel unabhängige Beschreibung des jeweiligen Zustandes der optischen Trübung der Luft zuläßt.“ Das kann in dieser Weise sicher nicht gesagt werden. Erst mit Hilfe der Luftlichtformel kann ein Zusammenhang zwischen Sichtweite und Extinktionskoeffizient, also zwischen einer meteorologisch wichtigen Beobachtungsgröße und zwischen einem physikalischen Trübungsmaß der Luft geschaffen werden. Die Formeln von Jones vermitteln einen derartigen oder ähnlichen Zusammenhang jedoch nicht. Sie gehen vielmehr, wie F. Löhle zeigt, erst durch Vornahme eines Grenzüberganges in die Koschmiederschen Formeln über. Die physikalischen Ansätze von Jones sind wohl recht interessant, doch ist seine Sichttheorie nicht konsequent zu Ende geführt und ist auch weder von ihm selbst noch von anderer Seite zur Beschreibung des Trübungszustandes der Atmosphäre jemals angewandt worden.

³⁾ Für nicht gleichmäßig hellen Himmel ist die folgende Rechnung nur sehr schwer durchführbar. Da jedoch das vorliegende Problem, wie noch näher gesagt wird, vor allem für dichten Nebel Bedeutung hat, ist die Annahme eines gleichmäßig hellen Himmels keine wesentliche Einschränkung.

Ein Volumenelement $d\tau$, das sich auf der Verbindungslinie AZ_0 im Abstand r von A befindet, erhält aus einer Himmelszone der Breite $d\zeta$ (ζ ist der Winkel, den die Lichtstrahlen gegen die Richtung AZ_0 bilden, siehe Abb. 30) eine Lichtmenge von der Größe $J_0 \cdot \pi \sin \zeta \cdot i_\zeta \cdot d\zeta \cdot a \cdot d\tau$. Darin ist i_ζ die Zerstreuungsfunktion und J_0 ein Proportionalitätsfaktor. Die von diesem Volumenelement herrührende Beleuchtung am Auge beträgt, wenn über den unbeschatteten Teil der Himmelshalbkugel summiert wird,

$$dB = J_0 \cdot \pi \cdot a \cdot \int_{\zeta_0}^{\pi} \sin \zeta \cdot i_\zeta \cdot d\zeta \frac{e^{-ar}}{r^2} d\tau. \quad (30)$$

Der Öffnungswinkel des Volumenelementes von A aus betrage df ($df \ll \delta^2$), die Größe des Volumenelementes $d\tau = r^2 \cdot dr \cdot df$. Die Integration über die Länge der Sehstrahlpyramide liefert die gesamte aus dem Öffnungswinkel df stammende Beleuchtung am Augenpunkt

$$B = J_0 \cdot \pi \cdot a \cdot df \cdot \int_0^s e^{-ar} \cdot dr \cdot \int_{\zeta_0}^{\pi} \sin \zeta \cdot i_\zeta \cdot d\zeta, \quad (31)$$

wobei die Integralgrenze ζ_0 durch Zielgröße und Zielentfernung gegeben ist und zwar ist (siehe Abb. 30)

$$\zeta_0 = \text{artg} \frac{\delta \cdot s}{s - r}$$

B stellt für den Augenpunkt A die scheinbare Helligkeit des Zielpunktes Z_0 dar. Für $\zeta_0 \rightarrow 0$ erhält man die von Koschmieder abgeleitete scheinbare Helligkeit eines schwarzen Zieles ohne Berücksichtigung der Zielgröße

$$B_0 = J_0 \cdot \pi \cdot a \cdot df \cdot S \cdot \int_0^s e^{-ar} \cdot dr = J_0 \cdot \pi \cdot a \cdot df \cdot S \cdot (1 - e^{-as}). \quad (32)$$

Darin ist $S = \int_0^{\pi} \sin \zeta \cdot i_\zeta \cdot d\zeta$. Unter Benutzung der Wiener'schen Werte für die Zerstreuungsfunktion i_ζ erhält man durch graphische Auswertung des Integrales für $S = 0.49$. Für $s \rightarrow \infty$ geht B_0 in die Horizont-helligkeit $B_h = J_0 \cdot \pi \cdot a \cdot df \cdot S$ über und man erhält weiter

$$B_0 = B_h (1 - e^{-as}). \quad (33)$$

Darin geht s in die repräsentative Sichtweite s_0 über, wenn der Kontrast zwischen der scheinbaren Zielhelligkeit und der Horizont-helligkeit $(B_h - B_0)/B_h$ den Wert der relativen Augenreizschwelle ε annimmt.

Die Sichtweite eines schwarzen Zieles mit Berücksichtigung des Zieleinflusses sei s_1 . Durch Vereinigung der Gleichungen 30—33 erhält man für s_1 die Bestimmungsgleichung

$$S (1 - e^{-as_1}) - a I(s_1) = S (1 - \varepsilon) \quad (34)$$

mit

$$I(s_1) = \int_0^{s_1} e^{-ar} \cdot \int_{\text{artg} \frac{\delta \cdot s_1}{s_1 - r}}^{\pi} \sin \zeta \cdot i_\zeta \cdot d\zeta. \quad (35)$$

Das Integral $I(s_1)$ läßt sich geschlossen nicht lösen, die Gleichung 34 ist also durch graphische oder numerische Approximation zu berechnen.

Für einzelne δ -Werte (halber Sehwinkel des Zieles) wurde das Verhältnis s_1/s_0 durch approximative Berechnung der Gleichung 34 bestimmt und ist in Abb. 31 (ausgezogene Kurve) dargestellt. Dieses Verhältnis gibt die Vergrößerung der Sichtweite an, bedingt durch die Beschattung der Sehstrahlpyramide durch das Ziel. Dabei ist zu bemerken, daß sich das Verhältnis s_1/s_0 auf den Zielmittelpunkt Z_0 bezieht, s_1 gibt also die Entfernung an, in der der Kontrast zwischen der scheinbaren Helligkeit von Z_0 und der Himmels-helligkeit gleich der relativen Reizschwelle des Auges ($\varepsilon = 0.02$) ist.

Obgleich für die Sichtweite der Kontrast zwischen der scheinbaren Helligkeit des Zielrandes und der des Himmels maßgeblich ist, wurde die Berechnung zunächst für den Zielmittelpunkt durchgeführt, da sie dann am einfachsten ist. Für zwei δ -Werte wurde jedoch auch die Rechnung für einen unteren Zielrandpunkt Z_1 (Abb. 30) durchgeführt. Es war dazu noch eine weitere Integration über den Höhenwinkel α notwendig, die die Rechnung wesentlich erschwerte. Die s_1/s_0 -Werte sind für den Zielrandpunkt Z_1 (gestrichelte Kurve in Abb. 31) bei gleichem Zielwinkel kleiner als für den Zielmittelpunkt Z_0 ¹⁾. Für einen beliebigen Zielrandpunkt stößt die Berechnung auf große mathematische Schwierigkeiten und wurde nicht ausgeführt.

¹⁾ Der Grund dafür liegt vor allem in der Zerstreuungsfunktion i_ζ , die ihren größten Wert bei i_0 hat, und mit wachsendem Winkel ζ rasch abfällt. Für den Zielmittelpunkt werden vor allem die den großen i_ζ -Werten zukommenden Streustrahlen abgeschattet, für einen Zielrandpunkt jedoch nur ein Teil davon.

Man muß jedoch annehmen, daß sich die s_1/s_0 -Werte längs der Zielberandung nach oben verringern und ihren kleinsten Wert im oberen Scheitelpunkt des halbkreisförmigen Zieles erreichen.

Die Sichtweite für ein großes Ziel ist also streng genommen keine eindeutige Größe, sondern kann immer nur auf einen Zielrandpunkt bezogen werden. Da das menschliche Auge auf geringe Änderungen von Helligkeitskontrasten nur verhältnismäßig träge reagiert, wird praktisch eine mittlere Sichtweite für

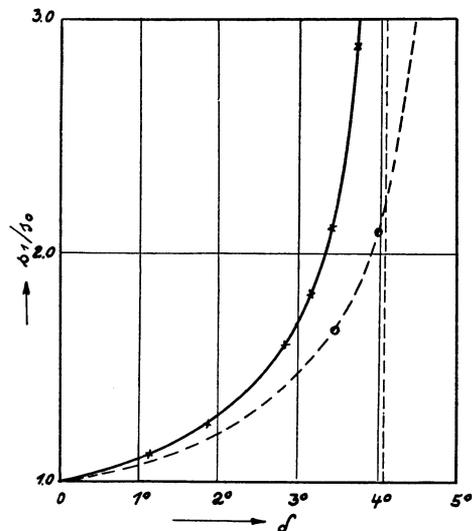


Abb. 31. Verhältnis der Sichtweite eines schwarzen Zieles mit und ohne Berücksichtigung der Zielgröße als Funktion der Zielgröße.

große Ziele gelten können, für deren Größenordnung die gestrichelte Kurve der Abb. 31 als Anhaltspunkt dienen kann. Danach ist z. B. für ein Ziel, deren halber Sehwinkel 4° beträgt, bereits die doppelte Sichtweite anzusetzen, als die sich ohne Berücksichtigung des Zieleinflusses ergebende.

c) Stellungnahme zur Kritik der Koschmiederschen Sichttheorie.

Bei den meisten Sichtschätzungen werden Ziele zugrunde gelegt, deren halber Sehwinkel wesentlich kleiner als 4° ist. Bei der großen Ungenauigkeit der geschätzten Sichtweite wird also der Zieleinfluß in den meisten Fällen innerhalb der Beobachtungs genauigkeit liegen. Anders ist es aber, wenn extrem große Ziele benutzt werden und wenn dann geschätzte Sichtweiten für Ziele von verschiedenem Sehwinkel aufeinander bezogen werden. Dieser Fall kann bei Sichtschätzungen in Nebel, wobei relativ nahe Ziele benutzt werden, eintreten, und er scheint bei den bereits erwähnten Sichtuntersuchungen von Bennet (2) vorzuliegen. Aus den Angaben des Verfassers geht hervor, daß für alle Sichtschätzungen in einem

Sichtweitenbereich von 40—700 m dasselbe Ziel¹⁾ benutzt wurde und der Beobachter sich jeweils bis in die Sichtweitenentfernung von dem Ziel entfernte. Das Ziel erschien dann bei den verschiedenen Nebeldichten unter verschiedenem großem Sehwinkel. Bei dichtem Nebel (großer Zielwinkel) war der Einfluß der Zielgröße stärker als bei dünnem Nebel (kleiner Zielwinkel), die geschätzten Sichtweiten fielen also bei dichtem Nebel größer aus als die nach der Koschmiederschen Theorie, unter Zugrundelegung der gleichzeitig gemessenen Schwächungskoeffizienten berechneten. Eine zahlenmäßige Reduzierung der Bennetschen Meßwerte ist wegen der großen Streuung der Werte und wegen der unbekanntenen Dimensionen des benutzten Zieles nicht möglich, die von Bennet gefundene Diskrepanz zwischen Sichtschätzung und Sichttheorie läßt sich jedoch in ihrer Größenordnung durch den Einfluß der Zielgröße durchaus erklären.

Die von Bennet ausgesprochene Vermutung, daß die von ihm festgestellte Diskrepanz ihre Ursache in einem unscharfen Kontrast zwischen scheinbarer Zielhelligkeit und Himmelshelligkeit haben könnte (Randeffekt), verliert deshalb an Wahrscheinlichkeit. In einer neueren Untersuchung hat überdies Middleton (29a) festgestellt, daß dieser Randeffekt von untergeordneter Bedeutung ist.

Zusammenfassung.

Mit dem Nachtsichtmesser nach Koschmieder-Zeiss wurden an vier klimatologisch verschiedenen Orten Deutschlands über längere Zeit hindurch Messungen der spektralen Lichtdurchlässigkeit der stark getrüben Atmosphäre (Sichtweiten bis zu etwa 4 km) durchgeführt. Zur Abgrenzung einzelner Spektralbereiche wurden Zeissfilter von möglichst engem Durchlässigkeitsbereich gewählt, der größte Teil der Messungen erfolgte mit drei Filtern, deren wirksame Wellenlängen im Rot, Gelbgrün bzw. Blau lagen. Die Messungen ergaben, daß Dunst im allgemeinen, aber nicht immer, für rotes Licht besser durchlässig ist als für grünes Licht, für blaues Licht jedoch schlechter durchlässig ist als für grünes Licht. Nebel ist dagegen für blaues Licht besser durchlässig als für grünes oder rotes Licht, doch ist diese Bevorzugung des blauen Lichtes nur sehr gering, so daß man sagen kann, daß für praktische Zwecke Nebel für alle Lichtarten gleich gut durchlässig ist.

Es werden weiter einige Meßreihen wiedergegeben, bei denen die spektralen Trübungseigenschaften sehr stark von den normalen abweichen, diese Trübungszustände werden mit anormalem Dunst bzw. mit anormalem Nebel bezeichnet. Dabei werden die Begriffe Nebel und Dunst nicht durch die Größe der Sichtweite sondern nach ihren spektralen Eigenschaften definiert.

Ein Einfluß der klimatischen Lage des Beobachtungsortes und des vorherrschenden Luftkörpers kann in bezug auf die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten verschiedener Trübungszustände festgestellt werden.

¹⁾ Ein Gebäude, über dessen Ausmaße leider keine Angaben gemacht sind.

Die Meßergebnisse werden mit einer theoretischen Arbeit von Stratton und Houghton über die Lichtdurchlässigkeit reiner Wassernebel verglichen. Es ergeben sich bemerkenswerte Übereinstimmungen, insbesondere ermöglicht die Theorie eine Erklärung der starken Unregelmäßigkeiten der spektralen Trübungseigenschaften.

Aus den Messungen werden Folgerungen über die Tragweite bei Nacht farbiger Lichter gezogen, und eine Tabelle für verschiedene Trübungszustände und verschiedene Lichtintensitäten wird aufgestellt.

Im Anhang wird eine Berechnung über den Einfluß der Zielgröße auf die Sichtweite mitgeteilt.

Die Anregung zu dieser Arbeit erhielt ich von Herrn Professor Dr. Koschmieder, dem ich darüber hinaus für sein ständiges reges Interesse und seine weitherzige Unterstützung bei der Durchführung der Untersuchungen zu besonderem Danke verpflichtet bin.

Weiterhin gebührt mein Dank der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft (Deutsche Forschungsgemeinschaft) und der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften, die die Mittel für die Durchführung der Arbeit und einen Teil des benötigten Meßgerätes zur Verfügung stellten.

Herrn Professor Dr. Knoch verdanke ich die Möglichkeit, mehrere Monate hindurch als Gast am Brocken-Observatorium gearbeitet zu haben, wobei mir der damalige Brocken-Meteorologe, Herr Dr. Wilm Bauer, in freundschaftlicher Weise seine volle Unterstützung zuteil werden ließ.

Der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt in Berlin-Adlershof und besonders Herrn Dr.-Ing. Schmieschek danke ich für das Entgegenkommen und die Unterstützung bei den Messungen in Adlershof, ebenso der Luftaufsichtswache in Wangerooge für die lebenswürdigen Hilfeleistungen bei den dortigen Messungen.

Die Firma Carl Zeiss stellte mir in dankenswerter Weise den Nachtsichtmesser zur Verfügung und kam den mannigfaltigen Änderungswünschen während der Erprobung des Gerätes bereitwillig nach.

Literaturverzeichnis.

1. Benford, F. Studies in projection of light. Gen. electr. Rev. **29**, 873, 1926.
2. Bennet, M. G. Further conclusions concerning visibility by day and night. Quarterly Journal **61**, 179, 1935.
3. Bergmann, L. Ein objektiver Sichtmesser. Phys. Zeitschr. **35**, 177, 1934.
4. Born, F. Die internationale Seezeichenkonferenz in Paris. E. T. Z. **54**, 1254, 1933.
5. Born, Dziobek und Wolff. Untersuchungen über die Lichtdurchlässigkeit des Nebels. Zeitschr. f. techn. Phys. **14**, 289, 1933.
6. Braak, C. On cloud-formation. Koninkl. Mag. en Met. Obs. Batavia. Verhandlingen Nr. 10, 1922.
7. Findeisen, W. Messungen der Größe und Anzahl der Nebeltropfen zum Studium der Koagulation inhomogenen Nebels. Gerl. Beitr. **35**, 295, 1932.
- 7a. Foitzik, L. Sichtweite bei Tag und Tragweite bei Nacht. Met. Zt. **49**, 134, 1932.
8. Foitzik, L. Ein neuer Sichtmesser. Met. Zt. **50**, 473, 1933.
9. Foitzik, L. Messungen der spektralen Lichtdurchlässigkeit von Naturnebeln mit einem neuen Sichtmesser. Naturw. **22**, 384, 1934.
10. Foitzik, L. Über die spektrale Lichtdurchlässigkeit von Naturnebeln. Met. Zt. **52**, 458, 1935.
11. Geiger-Scheel. Handbuch der Physik. Bd. **18**, 1927.
12. Granath und Hulburt. The absorption of light by fog. Phys. Rev. **34**, 140, 1929.
13. Hagemann, V. Eine Methode zur Bestimmung der Größe der Nebel- und Wolkenelemente. Gerl. Beitr. **46**, 261, 1936.
14. Houghton, H. G. The transmission of visible light through fog. Phys. Rev. **38**, 152, 1931.
- 14a. Jones, Loyd A. A method and an instrument for the measurement of visibility of objects. Phil. Mag. (6), **39**, 96, 1920.
15. Karrer und Tyndall. The transmission of the atmosphere. Scient. Pap. Bur. of Stand. **16**, 377, 1920.
16. Köhler, H. Untersuchungen über die Elemente des Nebels und der Wolken. Medd. f. St. Met. Hydr. A. **2**, 5, 1925.
17. Köhler, H. Über die Kondensation an verschieden großen Kondensationskernen. Gerl. Beitr. **29**, 168, 1931.
18. Koschmieder, H. Theorie der horizontalen Sichtweite. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. **12**, 33, 1924, ebenda S. 171. Auszug. Met. Zt. **43**, 418, 1926.
19. Koschmieder, H. Danziger Sichtmessungen I., Forschungsarb. Staatl. Obs. Danzig. Heft 2, 1930. Monthly Weather Review **58**, 439, 1930.
20. Külb, W. Die Schwächung sichtbarer und ultraroter Strahlung durch künstliche Nebel und ihre Wirkung auf die Sicht. Ann. d. Phys. **11**, 679, 1931.
21. Langmuir und Westendorp. A study of light signals in aviation and navigation. Physics **1**, 273, 1931.
22. Linke und v. d. Borne. Die Wellenlängenabhängigkeit der Strahlungsextinktion trübender Teilchen. Gerl. Beitr. **37**, 49, 1932.
23. Löhle, F. Lichtzerstreuung und Sicht. Met. Zt. **46**, 49, 1929.
24. Löhle, F. Über ein Sichtphotometer zur Messung der optischen Trübung der bodennahen Luftschicht. Zt. f. techn. Phys. **16**, 73, 1935.
25. Löhle, F. Über Luftlichtmessungen im Schwarzwald. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. **23**, 129, 1936.
26. Mecke, R. Experimentelle und theoretische Untersuchungen über Kranzerscheinungen im homogenen Nebel. Ann. d. Phys. (4), **61**, 471, 1920.
27. Middleton, W. E. K. The measurement of visibility at night. Trans. Roy. Soc. Canada, Sec. III, **25**, 39, 1931.
28. Middleton, W. E. K. Visibility in Meteorology. Toronto 1935.
29. Middleton, W. E. K. Experiments with a telephotometer. The dependence of extinction coefficient upon wavelength. Gerl. Beitr. **44**, 358, 1935.
- 29a. Middleton, W. E. K. Photometric discrimination with a diffuse boundary. J. O. S. A. **27**, 112, 1937.
30. Mie, G. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. Ann. d. Phys. (4), **25**, 37, 1908.
31. Nukiyama und Kobayasi. On the transmissibility of the visible light through a cloud of particles. Rep. Aer. Res. Inst. Tokyo Imp. Univ. **7**, 1 u. 307, 1932. **8**, 61, 1933.
32. Rühle, H. Danziger Sichtmessungen II. Forschungsarb. Staatl. Obs. Danzig. Heft 3, 1930.
33. Sebastian, H. Sicht und Sichtbestimmung. Gerl. Beitr. **45**, 35, 1935.
34. Sebastian, H. Untersuchungen des Wigandschen Sichtmessers. Gerl. Beitr. **46**, 152, 1935.
- 34a. Stange, R. Messungen mit dem Bergmannschen Sichtmesser, Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2), Bd. VIII, Heft 5, 1937.
35. Stöcker, E. Beiträge zur Frage der Sichtbarkeit von Lichtsignalen bei Tage. Gerl. Beitr. **40**, 75, 1933.
36. Stratton und Houghton. A theoretical investigation of the transmission of light through fog. Phys. Rev. **38**, 159, 1931.
37. Trabert, W. Die Extinktion des Lichtes in einem trüben Medium. Met. Zt. **18**, 518, 1901.
38. Weigel, R. Über die photometrische Empfindlichkeit. Das Licht **1**, 25, 1930.
39. Wiener, C. Die Helligkeit des klaren Himmels. Nova Acta Akad. Halle **73**, 1, 1900.
40. Wigand, A. Die Messung der Sicht mit dem Sichtmesser. Zt. f. Instrumentenk. **45**, 411, 1925.