

Werk

Jahr: 1924

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:1

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0001

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0001

LOG Id: LOG_0024

LOG Titel: Über den Einfluß größerer Teilchen in der Atmosphäre auf das Polarisationsverhältnis des Himmelslichtes

LOG Typ: article

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

OPAC: <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

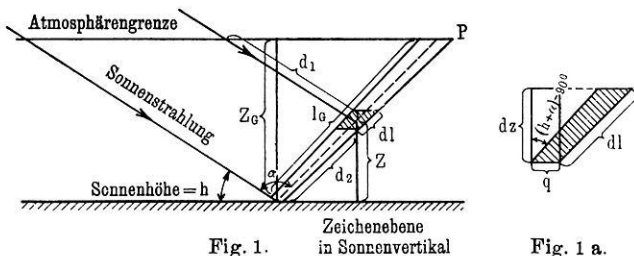
Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

Über den Einfluß größerer Teilchen in der Atmosphäre auf das Polarisationsverhältnis des Himmelslichtes.

Von Dr. W. Milch. — (Mit drei Abbildungen.)

Daß zwischen den größeren Teilchen in der Atmosphäre und dem Polarisationsverhältnis des Himmelslichtes Beziehungen bestehen, ist bekannt. Bis jetzt ist jedoch eine quantitative Erfassung dieses Zusammenhanges noch nicht möglich gewesen. Das soll hier versucht werden mit der Absicht, Schlüsse zu ziehen aus den Polarisationsmessungen auf die größeren Teilchen der Atmosphäre. Wir gehen dabei von der vereinfachenden Annahme aus, die Rayleighsche Theorie mit primärer diffuser Reflexion reiche zur Erklärung der Zusammenhänge aus. Wieweit die Vernachlässigung der sekundären diffusen Reflexion berechtigt ist, mag vorläufig unentschieden bleiben.

I. Einführung des Depolarisationsfaktors. Ein Molekül reflektiere unter einem Winkel α zum Einfallsstrahl einen Bruchteil p des einfallenden Lichtes als polarisiertes Licht, einen Bruchteil n als neutrales Licht. Sowohl p



als n sind Funktionen von α und der Dielektrizitätskonstante der Molekel. Wir müßten also exakt für jede Molekelart der Luft besondere p und n annehmen; wir wollen jedoch, da der Unterschied nicht groß ist, für alle Luftmolekeln ein mittleres p und ein mittleres n wählen. Wenn es sich aber um größere Teilchen handelt, die nicht mehr zu Zentren neuer Lichtwellen werden können, sondern die auffallende Welle reflektieren, so ändern sich die Bruchteile des polarisiert und des neutral reflektierten Lichtes; sie seien ψ bzw. ν . Auch ψ und ν hängen von dem Winkel α , unter dem reflektiert wird, ab und außerdem von Teilchengröße und -art.

Wir betrachten das Licht, das die Teilchen eines Kanals (von P nach O) reflektieren, der einen Winkel α mit der Richtung der einfallenden Sonnenstrahlung bildet. In der Höhe z über dem Boden schneiden wir aus dem Kanal ein Raumelement $d\tau$ aus, von der Länge dl und dem Querschnitt q (horizontal geschnitten). Dann ist, wie man aus Fig. 1 a sofort sieht:

$$d\tau = q \cdot dz = q \cdot dl \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ) \dots \dots \dots (1)$$

wo h die Sonnenhöhe ist. Ist m_z die Zahl der Luftmolekeln in Höhe z über dem Boden pro Raumeinheit, so ist die Zahl der Molekeln im Raumelement $d\tau$:

$$m_z \cdot d\tau = m_z \cdot q \cdot dl \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ).$$

Jedes von diesen reflektiert den Bruchteil p des auffallenden Lichtes J_z als polarisiertes Licht. Da die Intensitäten sich addieren, so ist das gesamte von

den Molekeln in $d\tau$ reflektierte polarisierte Licht (unter dem Winkel α zur Sonnenstrahlung):

$$m_z \cdot d\tau \cdot p \cdot J_z \dots \dots \dots (2)$$

Das von den Molekeln neutral reflektierte Licht erhalten wir, wenn wir in (2) p durch n ersetzen:

$$m_z \cdot d\tau \cdot n \cdot J_z \dots \dots \dots (3)$$

Ganz analog finden wir das Licht, das die größeren Teilchen in $d\tau$ nach O reflektieren: Es sei μ_z die Zahl der größeren Teilchen pro Raumeinheit in Höhe z ; dann ergibt sich, indem wir m_z durch μ_z , p durch ψ und n durch ν ersetzen, das von den größeren Teilchen reflektierte, polarisierte Licht zu:

$$\mu_z \cdot d\tau \cdot \psi \cdot J_z \dots \dots \dots (4)$$

das neutral reflektierte zu:

$$\mu_z \cdot d\tau \cdot \nu \cdot J_z \dots \dots \dots (5)$$

Durch Addition von (2) und (4), sowie von (3) und (5) finden wir das gesamte von $d\tau$ reflektierte, polarisierte Licht zu:

$$dP = d\tau \cdot J_z \cdot (p \cdot m_z + \psi \cdot \mu_z) \dots \dots \dots (6)$$

das neutral reflektierte zu:

$$dN = d\tau \cdot J_z \cdot (n \cdot m_z + \nu \cdot \mu_z) \dots \dots \dots (7)$$

Dabei hat $d\tau$ die in (1) angegebene Größe. Diese Intensitäten werden auf dem Wege von $d\tau$ zum Beobachter noch geschwächt; zunächst nimmt die Intensität mit dem Quadrat der Entfernung l ab, wir müssen demnach (6) und (7) noch durch l^2 dividieren. Außerdem müssen wir noch mit dem Transmissionskoeffizienten der durchlaufenen Schicht multiplizieren und haben dann das von dem Raumelement $d\tau$ in Höhe z über dem Boden reflektierte, in O ankommende Licht. Als Transmissionskoeffizient kommt für das molekular reflektierte blaue Licht der Transmissionskoeffizient für blaues Licht s_{Bz} , für das an größeren Teilchen reflektierte Licht der Transmissionskoeffizient für Gesamtstrahlung s_{wz} in Frage. Nach Einführung dieser Abänderung wird das in O ankommende Licht:

$$dP' = \frac{d\tau \cdot J_z}{l^2} (\psi \cdot \mu_z \cdot s_{wz} + p \cdot m_z \cdot s_{Bz}) \dots \dots \dots (6a)$$

$$dN' = \frac{d\tau \cdot J_z}{l^2} (\nu \cdot \mu_z \cdot s_{wz} + n \cdot m_z \cdot s_{Bz}) \dots \dots \dots (7a)$$

Hierin ist nach (1):

$$\frac{d\tau}{l^2} = \frac{q \cdot dl \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ)}{l^2}.$$

Da der betrachtete Luftkanal ein Kegel ist, dessen Öffnungswinkel vom Beobachtungsinstrument abhängt, so nimmt q proportional l^2 zu:

$$q = c \cdot l^2 \dots \dots \dots (8)$$

wo c eine vom Öffnungswinkel des Instruments abhängende Konstante ist; c fällt bei der Verhältnisbildung weg. Dann wird also:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\tau}{l^2} &= \frac{q \cdot dl \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ)}{l^2} = \frac{c \cdot l^2 \cdot dl \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ)}{l^2} \\ \frac{d\tau}{l^2} &= c \cdot dl \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ) \end{aligned} \right\} \dots \dots (9)$$

Nun können wir die Gesamtintensitäten des polarisierten und des neutralen, aus dem Kanal nach O gelangenden, reflektierten Lichtes finden, indem wir (6 a) und (7 a) unter Berücksichtigung von (9) zwischen den Grenzen O und l_g (bis zur Grenze der Atmosphäre) integrieren. So finden wir:

$$P = \int_0^{l_G} J_z \cdot c \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ) \{ m_z \cdot p \cdot s_{Bz} + \mu_z \cdot \psi \cdot s_{wz} \} dl \quad \dots (10)$$

$$N = \int_0^{l_G} J_z \cdot c \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ) \{ m_z \cdot n \cdot s_{Bz} + \mu_z \cdot v \cdot s_{wz} \} dl \quad \dots (11)$$

Nun führen wir eine neue Integrationsvariable ein:

$$z = l \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ); \quad dz = dl \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ).$$

Die neuen Integrationsgrenzen sind:

$$z = 0 \quad \text{für} \quad l = 0,$$

$$z = l_G \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ) = z_G \quad \text{für} \quad l = l_G$$

$$\left. \begin{array}{l} \dots \\ \dots \end{array} \right\} \dots (12)$$

Wir setzen außerdem noch:

$$J_z = J_0 \cdot \sigma_z \dots \dots \dots (13)$$

wobei J_0 die Solarkonstante, σ_z der Transmissionskoeffizient der bis zu den reflektierenden Teilchen von der Strahlung durchlaufenen Schicht d_1 (Fig. 1) ist. Ferner setzen wir für die mit wachsendem z abnehmenden m_z und μ_z :

$$\left. \begin{array}{l} \mu_z = \mu_0 \cdot k'(z), \\ m_z = m_0 \cdot k(z) \end{array} \right\} \dots \dots \dots (14)$$

Unter Berücksichtigung der Gleichungen (10) bis (14) bilden wir das Polarisationsverhältnis:

$$\mathfrak{P} = \frac{P}{P+N} = \frac{J_0 \cdot c \cdot [p \cdot m_0 \int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k(z) \cdot s_{Bz} \cdot dz + \psi \cdot \mu_0 \int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k'(z) \cdot s_{wz} \cdot dz]}{J_0 \cdot c \cdot [(p+n) \cdot m_0 \int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k(z) \cdot s_{Bz} \cdot dz + (\psi+v) \cdot \mu_0 \int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k'(z) \cdot s_{wz} \cdot dz]} \quad (15)$$

oder:

$$\mathfrak{P} = \frac{P}{P+N} = \frac{p + \psi \cdot \frac{\mu_0}{m_0} \cdot \frac{\int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k'(z) \cdot s_{wz} \cdot dz}{\int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k(z) \cdot s_{Bz} \cdot dz}}{p + n + (\psi + v) \cdot \frac{\mu_0}{m_0} \cdot \frac{\int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k'(z) \cdot s_{wz} \cdot dz}{\int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k(z) \cdot s_{Bz} \cdot dz}} \quad \dots (15a)$$

Die Solarkonstante J_0 ist (ebenso wie die vom Öffnungswinkel abhängige Konstante c) im Zähler gegen das gleiche im Nenner weggefallen. Damit haben wir

das bemerkenswerte Ergebnis gefunden, daß das Polarisationsverhältnis von etwaigen Schwankungen der Solarkonstante unabhängig ist. Setzen wir noch:

$$\frac{\int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k'(z) \cdot s_{wz} \cdot dz}{\int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k(z) \cdot s_{Bz} \cdot dz} = f(h, T_s) \dots \dots \dots (16)$$

so haben wir:

$$\mathfrak{P} = \frac{p + \psi \cdot \frac{\mu_0}{m_0} \cdot f(h, T_s)}{p + n + (\psi + \nu) \cdot \frac{\mu_0}{m_0} \cdot f(h, T_s)} \dots \dots \dots (15b)$$

Hierbei ist h wieder die Sonnenhöhe, T_s der Trübungsfaktor für Sonnenstrahlung. Die Abhängigkeit des $f(h, T_s)$ von h und T_s erklärt sich durch die Abhängigkeit der σ_z , s_{wz} und s_{Bz} von der Sonnenhöhe und dem Trübungsfaktor. Aus Gleichung (15b) kann man die Polarisationsverteilung über den ganzen Himmel berechnen, sobald man die p , n , ψ und ν als Funktionen von α kennt, sowie die Zahl μ_0 angeben kann. Die Variation des Polarisationsverhältnisses im Sonnenvertikal wird dann durch Variation der p , n , ψ und ν hervorgerufen. Die Variation von \mathfrak{P} in verschiedenen Punkten des Himmels wird durch Änderung von $f(h, T_s)$, das von Punkt zu Punkt am Himmel variiert, erklärt. Auch den täglichen Gang könnte man so für jeden Punkt berechnen. Da wir aber die p und n und vor allem die ψ und ν nicht kennen, müssen wir nun zu Vereinfachungen schreiten. Wir machen die Annahme, die größeren störenden Teilchen reflektierten nur neutral, d. h. $\psi = 0$. Das können wir um so eher, da ψ im Zähler mit der kleinen Zahl $\frac{\mu_0}{m_0}$ multipliziert wird, im Nenner aber gegen das viel größere ν verschwindet. Dadurch finden wir:

$$\mathfrak{P} = \frac{1}{\frac{p+n}{p} + \frac{\nu}{p} \cdot \frac{\mu_0}{m_0} \cdot f(h, T_s)} \dots \dots \dots (17)$$

Aus praktischen Gründen schreiben wir, wenn $f_{(0,1)}$ der Wert von $f(h, T_s)$ für Sonnenhöhe 0 und $T_s = 1$ (d. h. völlig reine Luft) ist:

$$\mathfrak{P} = \frac{1}{\frac{p+n}{p} + \frac{\nu}{p} \cdot \frac{\mu_0}{m_0} \cdot f_{(0,1)} \cdot \frac{f(h, T_s)}{f_{(0,1)}}} \dots \dots \dots (18)$$

Jetzt definieren wir als Depolarisationsfaktor D

$$D = \frac{f_{(0,1)}}{p \cdot m_0} \cdot \nu \cdot \mu_0 \dots \dots \dots (19)$$

Damit wird (18) zu:

$$\mathfrak{P} = \frac{1}{\frac{p+n}{p} + D \cdot \frac{f(h, T_s)}{f_{(0,1)}}} \dots \dots \dots (20)$$

Hierbei sind die p , n , D und $f_{(h, T_s)}$ von dem Winkel α der Visionsrichtung mit den Sonnenstrahlen abhängig und $f_{(h, T_s)}$ außerdem noch vom Azimut des anvisierten Punktes.

Nun gehen wir zu dem speziellen $\alpha = 90^\circ$, und zwar im Sonnenvertikal über. Nach Rayleigh wird dann $n = 0$. Mithin:

$$\mathfrak{P} = \frac{1}{1 + D \cdot \frac{f_{(h, T_s)}}{f_{(0,1)}}} \dots \dots \dots (21)$$

und daraus:

$$D = \left(\frac{1}{\mathfrak{P}} - 1 \right) \frac{f_{(0,1)}}{f_{(h, T_s)}} \dots \dots \dots (22)$$

Für $\alpha = 90^\circ$ im Sonnenvertikal wurde $\frac{f_{(0,1)}}{f_{(h, T_s)}} = F_{(h, T_s)}$ nach (16) berechnet.

Die Integrale wurden durch Treppenvpolygone von 2 zu 2 km Höhe approximiert. Der Gang der Rechnung war der folgende: Zunächst wurden für vier verschiedene h , nämlich 10° , 30° , 45° und 60° von 2 zu 2 km Höhe die von der Sonnenstrahlung bis zu den reflektierenden Teilchen (d_1 in Fig. 1) und die vom reflektierten Licht bis zum Beobachter durchlaufene Schicht (d_2 in Fig. 1) nach der Bemporadschen Tabelle aufgeschrieben, dann die dazu gehörigen¹⁾ σ_z bzw. s_{wz} und s_{Bz} , die Transmissionskoeffizienten, zusammengestellt. So ergaben sich drei Tabellen für σ_z , s_{wz} und s_{Bz} von 2 zu 2 km Höhe für $h = 10^\circ$, 30° , 45° und 60° . Nun wurden die $\sigma_z \cdot s_{wz}$ und $\sigma_z \cdot s_{Bz}$ gebildet, mit $k_{(z)}$, der Abnahme der Luftmolekelzahl mit der Höhe, und $k'_{(z)}$, der Abnahme der Zahl der größeren Teilchen mit der Höhe²⁾, multipliziert und die $\Sigma \sigma_z \cdot k'_{(z)} \cdot s_{wz}$ und $\Sigma \sigma_z \cdot k_{(z)} \cdot s_{Bz}$ gebildet. Die Multiplikation mit $\Delta z = 2$ km ist überflüssig, da Δz vor die Summe gezogen werden kann und bei Bildung von $\frac{\Sigma \sigma_z \cdot k_{(z)} \cdot s_{wz} \cdot \Delta z}{\Sigma \sigma_z \cdot k_{(z)} \cdot s_{Bz} \cdot \Delta z}$ wegfällt.

So ist also $f_{(h,1)}$ für $h = 10^\circ$, 30° , 45° und 60° berechnet. Durch Quadrieren der Tabellen ($\sigma_z \cdot s_{wz}$) und ($\sigma_z \cdot s_{Bz}$) erhält man $(\sigma_z \cdot s_{wz})^2$ und $(\sigma_z \cdot s_{Bz})^2$, d. h. die Produkte für $T_s = 2.0^3$. Damit wird analog, wie oben, weiter gerechnet und so $f_{(h,2)}$ gefunden. Ebenso wurde noch $f_{(h,3)}$, $f_{(h,4)}$ und $f_{(h,5)}$ berechnet. Die so berechneten 20 Werte $f_{(h, T_s)}$ sind die Grundlagen der graphischen Darstellung der Fig. 2. Aus dieser kann man jeden beliebigen Wert $F_{(h, T_s)}$ durch Interpolation entnehmen. Als Parameter geht der Trübungsfaktor T_s ein; die Kurven gelten von unten nach oben für $T_s = 1, 2, 3, 4$ und 5 . Schwierig und unsicher wird die Interpolation bei kleinem h , besonders wenn zugleich T_s groß ist. Man wird daher Messungen besser bei großer Sonnenhöhe machen, wenn T_s hohe Werte hat, also im Sommer; aber dann hat man ja auch Gelegenheit, bei größerem h zu beobachten. Im Winter, wenn größere h nicht auftreten, ist T_s so klein, daß man auch bei kleinen Sonnenhöhen brauchbare Werte $f_{(h, T_s)}$ findet.

Die Bedeutung der Funktion $f_{(h, T_s)}$ geht aus (21) klar hervor. Halten wir D fest, d. h. lassen wir die atmosphärischen Verhältnisse unverändert bei variablem h , so ergibt sich trotzdem eine Variation von T , da ja $f_{(h, T_s)}$ variiert.

☉ hat also einen täglichen Gang, der nicht durch D verursacht ist. Wir haben diese Wirkung der variablen Sonnenhöhe oben zahlenmäßig angegeben. Vielleicht ist es aber trotzdem angebracht, die tiefere Ursache, die in der analytischen Entwicklung nicht offen darliegt, kurz hervorzuheben: Die Variation von $f(h, T_s)$ ist durch Änderung der Integralwerte in (16) bedingt, die wieder durch Variation der Transmissionskoeffizienten verursacht wird. Aber auch diese Variation besagt noch nicht alles; das wesentlichste dabei ist, daß diese Variation, die infolge

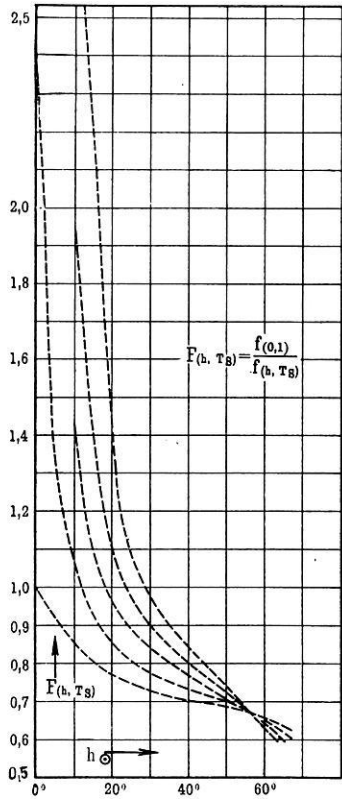


Fig. 2.

des Unterschiedes zwischen $\sigma_z \cdot s_{wz}$ und $\sigma_z \cdot s_{Bz}$ schon im Zähler und Nenner verschieden ist, durch den großen Unterschied zwischen $k_{(z)}$ und $k'_{(z)}$ noch wesentlich verstärkt wird, d. h. anschaulich gesprochen: Vor allem die unteren Schichten der Atmosphäre, die viele größere Teilchen enthalten, liefern das neutrale Licht; mit wachsendem h werden die unteren Schichten stärker bestrahlt, und zwar wächst ihre Strahlung proportional schneller als die der oberen Schichten. Mithin wächst mit zunehmender Sonnenhöhe der neutrale Anteil des Himmelslichtes, das Polarisationsverhältnis nimmt ab.

Wegen der Transmissionskoeffizienten und der $k_{(z)}$ und $k'_{(z)}$, sowie wegen der Integrationsgrenzen hängt $f(h, T_s)$ von der Meereshöhe des Beobachtungsortes ab, derart, daß in größeren Höhen der tägliche Gang von $f(h, T_s)$ (mithin auch von β bei konstantem D) kleiner wird. Wenn es sich jedoch nicht um zu große Höhen handelt, läßt sich dieser Einfluß vernachlässigen, da Zähler und Nenner von $f(h, T_s)$ sich in gleicher Richtung ändern.

Wie hängt ν vom Teilchenradius ab? Ein Teilchen reflektiert, falls es sich um regelmäßige Reflexion handelt, was wir vorläufig annehmen müssen, um so stärker, je größer seine Oberfläche ist. Unter einem bestimmten Raumwinkel wird also auch eine der Oberfläche, d. h. dem

Quadrat des Teilchenradius proportionale Intensität reflektiert. Ist r der Teilchenradius, so ist also unser ν in (19): $\nu = R \cdot r^2$, wo R vom Reflexionsvermögen, also von der Teilchenart abhängt. Dann ist nach (19) der Depolarisationsfaktor

$$D = R \cdot \frac{f(0,1)}{p \cdot m_0} \cdot r^2 \cdot \mu_0 \dots \dots \dots (23)$$

$f(0,1)$, p , m_0 sind für den Punkt 90° über der Sonne Konstanten. Durch R , r und μ_0 ist die Abhängigkeit des Depolarisationsfaktors von Teilchenart, -größe und -zahl gegeben.

II. Einfluß der sekundären diffusen Reflexion. In einer späteren Mitteilung werde ich zeigen, daß der unter Vernachlässigung der sekundären Diffusion abgeleitete Depolarisationsfaktor gute Beobachtungsverwertung ermöglicht. Da erhebt sich die Frage: Warum kann man die sekundäre diffuse Reflexion vernachlässigen?

Es ist zu bedenken, daß es sich bei dem Polarisationsverhältnis um einen Quotienten handelt. Absolutwerte von P und N kommen nicht in Frage, sondern

nur $\frac{P}{P+N}$. Zusammen mit einer zweiten Überlegung kann uns das zu einer Fehlerabschätzung führen.

Nach der Rayleighschen Formel wird das Licht bei der Reflexion an kleinen Teilchen, hier den Luftmolekeln, umgekehrt proportional der 4. Potenz der Wellenlänge reflektiert. Dadurch wird das Maximum der Intensität nach kürzeren Wellen verschoben. Da wir wohl das Himmelslicht, auch bei Annahme einer sekundären diffusen Reflexion zum größten Teile der primären Diffusion zuschreiben müssen, wird also das Intensitätsmaximum, wie es die Rayleighsche Formel fordert, bei einmaliger Reflexion an den Luftmolekeln vom Gelb zum Blau verschoben. Bei sekundärer Reflexion muß diese Verschiebung weitergehen und dann dürfte wohl das sekundär molekular reflektierte Licht als sichtbares Licht (Augenbeobachtung) nicht mehr oder nur wenig in Frage kommen. In Fig. 3 sind in relativem Maße die Energiekurven in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ aufgezeichnet. Die Kurve I stellt die Intensität der Sonnenstrahlung dar, nachdem sie die Schichtdicke 2 durchlaufen hat. II erhält man aus I durch Division durch λ^4 (nach der Rayleighschen Formel); sie stellt die Energieverteilung im primär reflektierten Lichte dar. Durch Division von II durch λ^4 erhält man III, das sekundär reflektierte Licht. Der Maßstab für die Intensität ist für I, II und III verschieden; es sollte nur die spektrale Energieverteilung dargestellt werden. Die Kurven zeigen deutlich die Verschiebung des Maximums der Intensität von Wellenlänge $535 \mu\mu$ bei I bis zu $450 \mu\mu$ bei II und bis zu $375 \mu\mu$, also im Ultraviolett bei III. Berücksichtigt man noch, daß III auch seiner gesamten Intensität nach kleiner als II ist, so kann man wohl sagen, daß es für visuelle Beobachtung gegenüber II nicht mehr in Frage kommt. Es bliebe also nur das an größeren Teilchen sekundär reflektierte Licht. Eine Abschätzung des dadurch entstehenden Fehlers führt unter der vereinfachenden Annahme, daß die größeren Teilchen (die diffus reflektierenden aller Größen sind durch obige Überlegung eliminiert) den Polarisationszustand des Lichtes bei der Reflexion nicht wesentlich ändern, zu einem Fehler von etwa 4 Proz. bei Sonnenhöhe 10° . Dieser Fehler nimmt entsprechend der schnellen

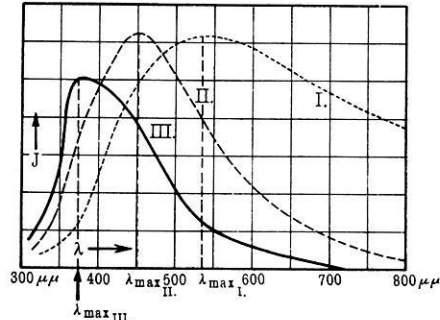


Fig. 3.

Abnahme des Verhältnisses $\frac{\text{Himmelsstrahlung}}{\text{Sonnenstrahlung}}$ für Sonnenhöhe 20° schon auf 2 Proz. ab.

Hinweisen mochte ich hier nur noch darauf, daß die Frage nach der Bedeutung der sekundären diffusen Reflexion für das Himmelslicht überhaupt noch nicht geklärt ist. Marie Anna Schirmann⁴⁾ hat die sekundäre Diffusion ganz abgelehnt und gezeigt, daß auch ohne Zuhilfenahme der sekundären Diffusion, wie das die Soret-Hurionsche der atmosphärischen Polarisation tut, die elektromagnetische Beugungstheorie von Mie-Debye partielle Polarisation und neutrale Punkte liefert. Wenn diese Theorie auch auf atmosphärische Verhältnisse noch nicht angewandt werden konnte, so eröffnet sie doch wenigstens die Aussicht, ohne sekundäre Diffusion die Probleme der atmosphärischen Polarisation zu lösen. Das ist um so erfreulicher, da man, wie oben gezeigt wurde, infolge der Verschiebung des Intensitätsmaximums nach kürzeren Wellen bei diffuser Reflexion auf ganz anderem Wege als M. A. Schirmann zu der Überzeugung kommt, daß das sekundär molekular reflektierte Licht für Augenbeobachtung kaum in Frage kommt.

Es wurde schon die Möglichkeit der Erklärung neutraler Punkte nach der Mie-Debyeschen Theorie ohne sekundäre diffuse Reflexion erwähnt. Wir dürften in diesem Falle nicht, wie wir das oben für 90° Sonnenabstand getan haben, $\psi = 0$ setzen, sondern müssen auf Gleichung (15 b) zurückgreifen. Danach ergibt sich ein neutraler Punkt ($\mathfrak{P} = 0$), wenn:

$$p + \psi \cdot \frac{\mu_0}{m_0} \cdot f_{(h, T_s)} = 0$$

$$p = -\psi \frac{\mu_0}{m_0} \cdot f_{(h, T_s)} \quad \dots \quad (24)$$

Es mußte also ψ negativ werden. Tatsächlich liefert die Mie-Debyesche Theorie nach den Berechnungen von M. A. Schirmann negative Polarisation für gewisse Ablenkungswinkel. Die Lage der neutralen Punkte in der Atmosphäre ist nach der Bedingungs-gleichung (24) abhängig von ψ , μ_0 , m_0 und $f_{(h, T_s)}$. Die Lage der neutralen Punkte mußte also abhängen von:

1. der Teilchenart und -größe (ψ),
2. von der Teilchenzahl (μ_0),
3. von der Sonnenhöhe [hervorgerufen durch die Abhängigkeit von $f_{(h, T_s)}$],
4. von der Trübung T_s , wobei auch Absorption mitwirkt [hervorgerufen durch $f_{(h, T_s)}$],
5. von der Abnahme der Zahl der größeren Teilchen mit der Höhe $k'_{(z)}$ [benutzt bei Berechnung von $f_{(h, T_s)}$],
6. von der Seehöhe des Beobachtungsortes (m_0).

Durch diese Variationsursachen würden sich wohl alle Veränderungen der Lage der neutralen Punkte, die bisher schon beobachtet sind, erklären lassen. Hoffen wir, daß bald die quantitative Anwendung der Mie-Debyeschen Theorie auf die noch nicht genau genug bekannten Teilchen in der Atmosphäre, die ψ und μ liefert, und dadurch die quantitative Durchführung der angedeuteten Überlegung ermöglicht wird.

Die weitere Fortführung der Polarisationsmessungen, insbesondere Parallelmessungen auf dem Taunusobservatorium und in Frankfurt a. M., wird von der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft unterstützt.

Zusammenfassung. Unter Vernachlässigung der sekundären diffusen Reflexion wurde der Zusammenhang zwischen den größeren Teilchen in der Atmosphäre und dem Polarisationsverhältnis des Himmelslichtes untersucht. Speziell für den Punkt 90° über der Sonne im Sonnenvertikal wurde ein Depolarisationsfaktor eingeführt, der diesen Zusammenhang zahlenmäßig erfaßt und Schlüsse von dem Polarisationsverhältnis auf Zahl und Größe der größeren Teilchen in der Atmosphäre ziehen läßt. Es wurde versucht, die Vernachlässigung der sekundären diffusen Reflexion zu rechtfertigen.

Literatur und Anmerkungen.

1) F. Linke und K. Boda. Vorschläge zur Berechnung des Trübungsfaktors der Atmosphäre aus den Messungen der Intensität der Sonnenstrahlung Meteorol. Zeitschr. 1922, S. 161.

2) Nach Wigands Messungen entnommen aus Hann-Süring, Lehrb. d. Meteorologie, 4. Aufl.

3) Hierbei mußte angenommen werden, daß der Trübungsfaktor in der Höhe konstant bleibt, da ein Gesetz für die Abnahme von T mit der Höhe noch nicht bekannt ist. Zur Rechtfertigung dieser Voraussetzung sei darauf hingewiesen, daß in den Exponenten des Transmissionskoeffizienten $q_m = e^{-a \cdot m \cdot T}$ das Produkt $m \cdot T$ eingeht und m mit der Höhe abnimmt; also nimmt auch $m \cdot T$ mit der Höhe ab und die Trübungs-faktoren der oberen Schichten fallen weniger ins Gewicht. Überhaupt zeigt ja Fig. 2, daß die Abhängigkeit von T , abgesehen von geringen Sonnenhöhen, nicht groß ist, also auch Änderungen von T mit der Höhe keinen großen Einfluß auf $f(h, T_s)$ haben.

4) M. A. Schirmann Neue theoretische Untersuchungen über die Polarisation des Lichtes an trüben Medien und deren Konsequenzen für die Probleme der atmosphärischen Polarisation. Meteorol. Zeitschr. 1920, S. 12.

Frankfurt a. M., Universitätsinstitut f. Meteorol. u. Geophys., Juli 1924.

Berichte und Referate.

Zur Frage des Einflusses von Sonne und Mond sowie des Luftdrucks auf die Stoßfrequenz der vogtländischen Erdbebenschwärme.

Von E. Tams*).

In einer früheren Arbeit (Zeitschr. f. angew. Geophys. 1, Heft 7, 1923) war unter anderem auf die Bedeutung einer ganzsonnentägigen Periode in der Stoßfrequenz der sieben vogtländischen Erdbebenschwärme der Jahre 1897 bis 1908 hingewiesen sowie gezeigt worden, daß bezüglich eines etwaigen Einflusses der körperlichen Sonne- und Mondzeiten eine halbsonnentägige Periode wohl nicht als vorhanden angesehen werden mußte, daß aber die Zusammenfassung aller sieben Schwärme die Existenz einer schwachen halbmondtägigen Periode nicht unwahrscheinlich mache. Es blieb nun noch die Mög-

*) Vortrag, gehalten auf der Naturforscherversammlung in Innsbruck, Sept. 1924.