

# Eine Bestimmung der vertikalen Verteilung des atmosphärischen Ozons mit Hilfe von Mondfinsternissen

Von HANS-KARL PAETZOLD

Aus der Forschungsstelle für Physik der Stratosphäre in der Max-Planck-Gesellschaft in Weissenau

(Z. Naturforschg. 5 a, 661—666 [1950]; eingegangen am 8. November 1950)

Bei dem teilweise verfinsterten Mond wird die Helligkeitsverteilung in der Umgebung der Schattengrenze senkrecht zu dieser photographisch-photometrisch bestimmt und aus ihr auf die Verteilung des Ozons in der Stratosphäre geschlossen. Die Höhe des Maximums des Ozongehaltes ergibt sich auf diese Weise zu 22 km. Oberhalb des Maximums sinkt die Ozonkonzentration sehr rasch ab, so daß oberhalb von 45—50 km Höhe kein Ozon mehr feststellbar ist.

Die Beobachtungen deuten ferner die Existenz einer schwach blau-absorbierenden Schicht an, die zwischen 200 und 100 km Höhe liegen muß.

Wenn der Mond bei einer Finsternis in bezug auf die Sonne hinter die Erde tritt, muß das Licht auf dem Wege zum Mond die Erdatmosphäre durchlaufen, in der es gebrochen und geschwächt wird, so daß auch das geometrische Kernschattengebiet — vornehmlich von roten Strahlen — etwas erleuchtet wird. Schichten, die evtl. in die Atmosphäre eingelagert sind und spektral genügend stark absorbieren, wie z. B. die Ozonschicht, sollten sich dabei durch eine entsprechende Filterung des Lichtes bemerkbar machen. Die Höhe, in der das einen Punkt der Mondoberfläche beleuchtende Licht die Atmosphäre im Mittel durchsetzt, ist wegen der Strahlenbrechung stark von der Entfernung dieses Punktes vom Mittelpunkt des Erdschattens abhängig. Daher sollte aus der senkrecht zur Schattengrenze herrschenden Beleuchtungsverteilung auch auf die Höhenverteilung der absorbierenden Schicht zu schließen sein. Dies ist für das Ozon wichtig, da auf diese Weise versucht werden kann, seine Verteilung in sehr großen Höhen zu bestimmen<sup>1</sup>. Denn, abgesehen von V2-Starts<sup>2</sup>, reichen direkte Messungen mittels Ballonaufstiegen nur bis etwa 30 km Höhe. Die bisherigen bei Mondfinsternissen unternommenen Versuche<sup>3, 4</sup> haben wohl einen deutlichen Einfluß des Ozons gezeigt, ohne aber zu genaueren Ergebnissen in bezug auf seine Verteilung zu führen.

<sup>1</sup> F. W. P. Götz, Ergebnisse der kosmischen Physik 1, 205 [1931].

<sup>2</sup> Die hier mitgeteilten Untersuchungen wurden schon vor den amerikanischen V2-Starts Ende 1946 vorbereitet. Ungünstige Witterung verhinderte lange Zeit ihre Durchführung.

<sup>3</sup> F. Link, Bull. Astronom. 8, 77 [1932].

Der besondere Vorteil der Methode liegt darin, daß die höheren Luftschichten durchlaufenden Strahlen nicht die tieferen, mit Staub und Dunst verunreinigten durchsetzen müssen, und daß wegen des tangentialen Durchtritts sehr große Weglängen erzielt werden. So beträgt bei Beobachtung eines 3° über dem Horizont stehenden Gestirns die zu durchlaufende Luftmasse 15 M und die wirksame Dicke der Ozonschicht 5 cm, während für einen die Atmosphäre in 25 km Minimalhöhe passierenden Lichtstrahl die entsprechenden Größen zu 2 M und 10 cm gefunden werden. (M ist dabei für senkrechten Durchtritt durch die Atmosphäre gleich Eins, der Ozonbetrag ist zu 0,25 cm unter Normalbedingungen angenommen.)

## Versuchsanordnung

Eine selbstgebaute Cassegrain-Spiegelanordnung<sup>5</sup> (Hauptspiegel 200 mm Durchmesser, Gesamtbrennweite des Systems 4 m) entwarf das Bild des teilweise verfinsterten Mondes auf den Spalt eines im Positionswinkel drehbar angeordneten Quarzspektrographen so, daß die visuelle Schattengrenze senkrecht über den Spalt lief. Dies konnte durch Positionskreise an der Spektrographenhalterung und am Leitrohr eingestellt und kontrolliert werden. Während der etwa 10 Min. dauernden Belichtung wurde der visuellen Schattengrenze<sup>6</sup> nachgeführt, die scharf genug erschien, um eine ausreichende Pointierung zu ge-

<sup>4</sup> D. Barbier, D. Chalonge u. E. Vigraux, Ann. Astrophysik 5, 1 [1942].

<sup>5</sup> H. K. Paetzold, Die Himmelswelt 56, 185 [1950].

<sup>6</sup> Die zu beobachtende visuelle Schattengrenze ist wegen der Brechung des Lichtes in der Erdatmosphäre physikalisch bedingt und nicht mit der Grenze des geometrischen Kernschattengebietes identisch, die sich bei einer Erde ohne Lufthülle ergeben würde. Beide Schattengrenzen weichen in ihrer Lage etwas voneinander ab.



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

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

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

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

statten. Durch ihre Bewegung über der Mondoberfläche während der Belichtung glichen sich kleinere Unterschiede der Reflexionsfähigkeit der ersteren weitgehend aus, zumal der Südteil des Mondes benutzt wurde, der die größte und gleichmäßigste Albedo besitzt. Die Aufnahmen wurden ferner bei einer möglichst fortgeschrittenen Phase der partiellen Verfinsterung gemacht, um das von dem unverfinsterten Teil des Mondes in der Atmosphäre bewirkte Streulicht klein zu halten. Beim unverfinsterten Vollmond wurden bei derselben Gegend der Mondoberfläche mit derselben optischen Anordnung Aufnahmen zum späteren Vergleich gewonnen.

Die Breite des Spektrographenspaltes war wegen der zu erwartenden geringen Intensität zu 0,2 mm gewählt worden. Die Spaltlänge umfaßte einen Bereich von etwa 8 Bogenmin. der Mondoberfläche. Die Dispersion des Spektrographen betrug bei 6000 Å rund 700 Å/mm. Als Aufnahmematerial dienten Perutz-Peromnia-Platten, der aufgenommene Spektralbereich reichte von 3300 bis 6500 Å<sup>7</sup>. Es ist wichtig, daß Platten und Entwicklung weich genug arbeiten, um ein genügend großes Intensitätsintervall erfassen zu können. Die Intensitätsmarken für die photometrische Auswertung wurden mittels eines vor den Spektrographenspalt gesetzten Platin-Stufenfilters hergestellt.

Leider erlaubte die Witterung bis jetzt nur bei der Finsternis vom 6.—7. Oktober 1949 gute Aufnahmen zu gewinnen, bei der der Himmel infolge eines Kaltluft-einbruches zwischen Wolkenlücken sehr klar war. Demgegenüber machte sich bei der Finsternis am 2. April 1950 ein feiner Cirrusschleier sehr störend bemerkbar, so daß hier nur qualitative Aussagen möglich waren.

Abb. 1\* zeigt die der späteren Auswertung zugrundegelegte Aufnahme vom 6.—7. Oktober 1949. Man erkennt deutlich die visuelle Schattengrenze. Durch die große Spaltbreite sind die Fraunhoferlinien verwischt. Die beiden Linien am oberen und unteren Rand des Spektrums sind Vergleichsmarken. Die Aufnahme wurde parallel und senkrecht zur Spaltichtung photometriert, um eine durch die zweidimensionale Intensitätsverteilung evtl. bedingte Verfälschung eliminieren zu können.

### Theorie

Um aus der so senkrecht zur Schattengrenze gemessenen Helligkeitsverteilung die Ozonverteilung bestimmen zu können, ist es notwendig, die bei einer reinen Atmosphäre ohne Ozon zu erwartenden Intensitätsverteilung zu berechnen. Dies geschah nach einer von Link<sup>3</sup> entwickelten photometrischen Theorie der Mondfinsternisse. Abb. 2\* zeigt schematisch den Strahlengang in der Atmosphäre. Wegen der mit der Luftdichte anwachsenden Refraktion wird ein Strahl um so mehr abgelenkt, je kleiner seine „Minimalhöhe“  $h$  ist, in der er die Atmosphäre durchläuft. Die in den

Punkten  $N_1$ ,  $N_2$  zusammenlaufenden Strahlenbündel geben den Bereich an, innerhalb dessen von der Sonne kommende Lichtstrahlen diese Punkte erreichen können. Die von der reinen Atmosphäre herührende Schwächung eines einzelnen Strahles setzt sich nach Link<sup>3</sup> zusammen aus der der durchlaufenen Luftmasse proportionalen Rayleigh-Streuung und einer Zerstreuung durch Refraktion. Da letztere mit größeren Höhen abnimmt, so wirkt die Atmosphäre wie eine Zerstreuungslinse von allerdings sehr kleiner Brechkraft, die aber ausreicht, um in der Mondentfernung eine sehr merkliche Verbreiterung und damit Schwächung eines Lichtbündels zu bewirken. Dieser Effekt überwiegt die Schwächung durch Rayleigh-Streuung im sichtbaren Spektralbereich bis herab zu etwa 10 km Höhe. Da ferner im vorliegenden Fall kein Licht berücksichtigt zu werden braucht, das die unterhalb von 6 km Höhe liegenden Luftschichten durchläuft, können durch Dunst usw. bedingte Einflüsse unbeachtet bleiben. Im folgenden sei das durchzurechnende Formelsystem kurz zusammengestellt.

Es sei (vgl. Abb. 3\*):

- $d_1$  der dekadische Extinktionskoeffizient der Rayleigh-Streuung,
- $d_2$  der dekadische Extinktionskoeffizient der Zerstreuung durch Dispersion,
- $\omega$  die Refraktion,
- $\gamma$  die Entfernung eines Punktes  $N_j$  auf der Mondoberfläche vom Mittelpunkt des Erdschattens im Winkelmaß,
- $M$  die durchlaufene Luftmasse in Einheiten der bei senkrechtem Durchtritt durchlaufenen Luftmasse,
- $q$  die Luftdichte in Einheiten der Luftdichte bei Normalbedingungen,
- $\mu$  der Brechungsindex der Luft,
- $\beta$  der Rayleigh-Koeffizient für  $M = 1$ ,
- $h$  die Höhe in der Atmosphäre in km,
- $h_0$  die „Minimalhöhe“<sup>8</sup> eines die Atmosphäre durchsetzenden Strahles in km,
- $\pi_C$  die Parallaxe des Mondes,
- $\pi_\odot$  die Parallaxe der Sonne,
- $R_\odot$  der Sonnenradius im Winkelmaß,
- $a$  der Erdradius in km.

Dann ist

$$d_1 = \beta M, \quad (1a)$$

$$d_2 = \log \left[ 1 - \frac{\omega}{\pi_C + \pi_\odot} \left( 1 - \frac{h_0}{a} \right) \right] \left[ 1 - a \frac{d\omega}{dh_0} \frac{1}{\pi_C + \pi_\odot} \right] \quad (1b)$$

mit

$$M = \frac{1}{7,99} \int_{h_0}^{\infty} \frac{q \cdot dh}{\left| \frac{1}{a} (h - h_0) - c (q_0 - q) \right|}, \quad (2a)$$

\* Abb. 1—3 s. Tafel S. 660 a.

<sup>7</sup> Die Spiegel waren mit Aluminium belegt.

<sup>8</sup> Im folgenden wird für „Minimalhöhe“ vereinfachend Höhe geschrieben.

$$\omega = c \int_0^{q_0} \frac{d\varrho}{\sqrt{\frac{1}{a}(h-h_0) - c(q_0 - \varrho)}}, \quad (2b)$$

$$\frac{d\omega}{dh_0} = \frac{d\omega}{dh_0} [1 - c q_0' (a + h_0) + c q_0], \quad (2c)$$

$$a + \bar{h}_0 = (a + h_0) (1 + c q_0), \quad (2d)$$

$$\mu = 1 + c q_0. \quad (2e)$$

Der Winkel  $r$  (Abb. 3) ist gegeben durch

$$r = (\pi_\odot + \pi_\odot) \left(1 + \frac{\bar{h}_0}{a}\right) - \omega. \quad (3a)$$

Die durch das von  $h_0$  und  $h_0 + dh_0$  begrenzte Höhenintervall nach dem Punkte  $N_\gamma$  gehenden Lichtstrahlen bilden wegen dem im Vergleich zu den Entfernungen Sonne—Erde, Erde—Mond kleinen Erdradius einen Kegelmantel. Dieser schneidet auf der Sonnenoberfläche ein Stück eines Kreisringes mit den Radien  $r$  und  $r + dr$  aus. Die von diesem Kreisringstück herrührende Intensität  $b$  wird gegeben durch

$$b = P - k Q, \quad (3b)$$

wobei  $P$  und  $Q$  Hilfsgrößen sind, die von  $r$ ,  $\gamma$  und  $R_\odot$  abhängen und bei Link<sup>3</sup> tabelliert vorliegen. Der Faktor  $k$  berücksichtigt die Randverdunklung der Sonne. Die Helligkeitsverteilung  $f(R)$  auf der Sonnenscheibe ( $R$  bedeutet den Abstand eines Punktes vom Mittelpunkt der Sonnenscheibe) läßt sich nämlich in guter Näherung darstellen durch:

$$f(R) = 1 - k + \frac{k}{R_\odot} \sqrt{R_\odot^2 - R^2}. \quad (3c)$$

Die Beleuchtung  $I_\gamma$  des Punktes  $N_\gamma$  wird durch Summierung über das ganze ihm zugeordnete Lichtbündel erhalten:

$$I_\gamma = \int_{\gamma - R_\odot}^{\gamma + R_\odot} 10^{-(d_1 + d_2)} b \, dr. \quad (4a)$$

Die Beleuchtung des unverfinsterten Vollmondes bestimmt sich zu

$$I_\odot = \frac{\pi R_\odot^2}{2} \left(1 - \frac{k}{3}\right). \quad (4b)$$

Durch die obigen Formeln werden so der Entfernung  $\gamma$  eines Punktes vom Schattenmittelpunkt die

Höhen  $h$  und  $h'$  der Begrenzungsstrahlen und die Stärke  $I_\gamma$  des ihn beleuchtenden Lichtbündels zugeordnet (vgl. Abb. 2). Dabei gilt, daß ein Lichtbündel in um so geringeren Höhen verläuft, je kleiner  $\gamma$  ist, d. h. je weiter der betreffende Punkt im Schattenraum liegt.

Für die Rechnungen wurden die Luftdichten nach dem Handbuch der Astrophysik<sup>9</sup>, die Randverdunklung der Sonne nach Abbot<sup>10</sup> angenommen<sup>11</sup>.

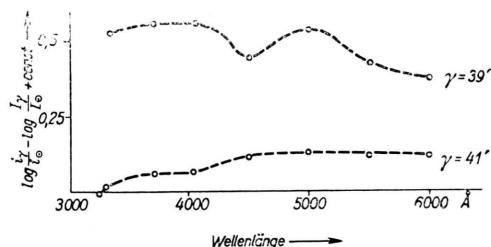


Abb. 4. Selektive Absorption für  $\gamma = 41'$  und  $\gamma = 39'$ . Man beachte die viel stärkere „Welligkeit“ der Kurve für  $\gamma = 39'$ .

Zur Festlegung von  $\gamma$  auf den Aufnahmen wurde die visuelle Schattengrenze als Bezugspunkt genommen, deren Radius nach Hartmann<sup>12</sup> um 50 Bogensek. größer ist als der Radius  $\delta_K$  des geometrischen Kernschattens, wobei für letzteren gilt

$$\delta_K = \pi_\odot + \pi_\odot - R_\odot.$$

Ein Fehler in  $\gamma$  von  $\pm 0,1'$  ist hier ohne Bedeutung.

## Ergebnisse

Da sekundär noch die Reflexionsfähigkeit der Mondoberfläche und die Absorption des Lichtes in der Erdatmosphäre beim Wege von dem verfinsterten Mond zum Beobachtungsort eingehen, werden direkt nicht  $I_\gamma$  und  $I_\odot$  gemessen, sondern die Intensitäten  $i_\gamma$  und  $i_\odot$ . Durch Bildung von  $\log i_\gamma/i_\odot$  fallen diese sekundären Einflüsse heraus, und es muß, wenn keine andere Schwächung des Lichtes als die der

<sup>9</sup> Hdb. Astrophysik, Bd. VII, 22 [1938].

<sup>10</sup> C. G. Abbot, Ann. Astrophysik. Observ. Smith Inst. Bd. IV.

<sup>11</sup> Nach ten Bruggencate, P. H. Gollnow u. F. W. Jäger, Z. Astrophysik 27, 223 [1950], ergeben sich in der Nähe des Sonnenrandes gegenüber Abbot etwas abweichende Werte; diese Unterschiede erwiesen sich aber für unsere Zwecke als belanglos.

<sup>12</sup> J. Hartmann, Abh. math.-physisch. Kl. sächs. Akad. Wiss. XVIII, Nr. 6 [1891].

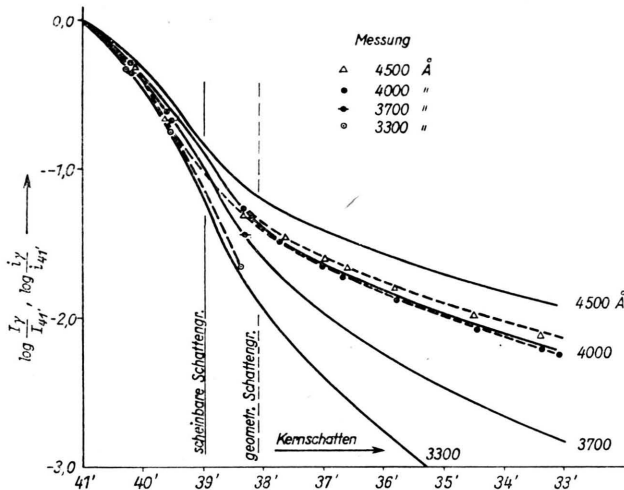


Abb. 5a

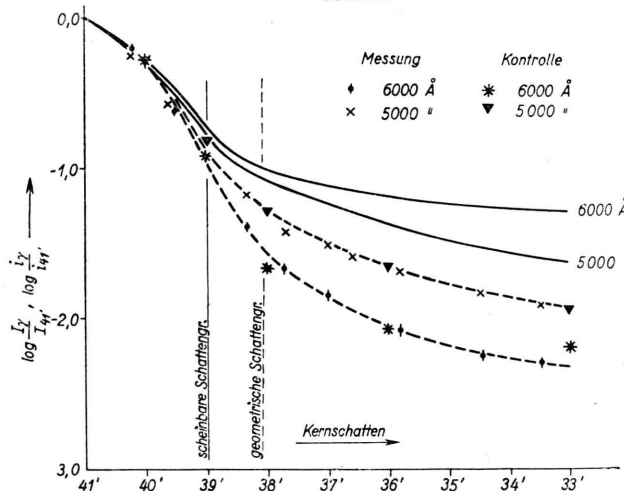


Abb. 5b

Abb. 5.

Berechnete und gemessene Helligkeitsverteilung in der Umgebung der Schattengrenze. Kurven für  $\log I_\gamma/I_{41'}$  ausgezogen; Kurven für  $\log i_\gamma/i_{41'}$  gestrichelt. Abb. 5a für 3300 bis 4500 Å, Abb. 5b für 5000 und 6000 Å.

Rechnung zugrunde gelegte wirksam ist, unabhängig von der Wellenlänge gelten

$$\log \frac{i_\gamma}{i_{41'}} = \log \frac{I_\gamma}{I_{41'}}. \quad (5)$$

Dies ist nach Abb. 4 für  $\gamma = 41'$  ziemlich der Fall, während für  $\gamma = 39'$  (also für ein tiefer in der Atmosphäre verlaufendes Lichtbündel) sich bereits eine zusätzliche selektive Absorption im Blauen und vor allem im nahen Rot bemerkbar macht. Es wurde deshalb als statthaft angesehen,  $I_{41'}$  und  $i_{41'}$  für alle

Wellenlängen als Einheiten zu benutzen. Diese „Normierung“ des Helligkeitsabfalls eliminiert offenbar ebenfalls die oben erwähnten sekundären Einflüsse und macht die Auswertung besonders einfach und übersichtlich.

Abb. 5a zeigt für den Spektralbereich bei 4500 Å und darunter die berechneten Werte  $\log I_\gamma/I_{41'}$  und die gemessenen Werte  $\log i_\gamma/i_{41'}$  in Abhängigkeit von  $\gamma$ , während der Übersichtlichkeit halber in Abb. 5b dieselben Größen für 5000 und 6000 Å aufgetragen sind. Danach ist für Wellenlängen von 4000 Å und darunter die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung recht gut, während bei 5000 und besonders bei 6000 Å die gemessenen Kurven beträchtlich unterhalb den gemessenen verlaufen<sup>13</sup>. Das heißt, hier muß neben der der Rechnung zugrunde gelegten Extinktion des Lichtes eine zusätzliche Absorption wirksam sein. Diese bewirkt bei 6000 Å eine Schwächung bis zu 90% und ist damit von derselben Größe wie die von der reinen Atmosphäre herrührende Extinktion. Im Hinblick auf die gute Übereinstimmung bei 4000 Å erscheint es unmöglich, diese Diskrepanz einem fehlerhaften Ansatz in der Rechnung zuzuschreiben, zumal auch die Extinktion der reinen Atmosphäre wegen der mit  $1/\lambda^4$  gehenden Rayleigh-Streuung bei 6000 Å wesentlich kleiner ist als bei 4000 Å. Da andere Ursachen entfallen<sup>14</sup>, muß die zusätzliche Absorption bei 5000 und 6000 Å dem in der Stratosphäre eingelagerten Ozon zugeschrieben werden, das bekanntlich auch von 4500 bis 7000 Å, in der Chappuis-Bande, absorbiert. Die letztere hat ihr Maximum bei 6000 Å mit einem dekadischen Absorptionskoeffizienten von 0,08 bei der Temperatur der Stratosphäre<sup>4</sup>. Es kann also hier für die Wellenlängen von 5000 und 6000 Å gesetzt werden:

$$d_{0,\gamma} = \log \frac{I_\gamma}{I_{41'}} - \log \frac{i_\gamma}{i_{41'}}, \quad (6)$$

wenn  $d_{0,\gamma}$  die Ozonabsorption für das  $\gamma$  zugeordnete Lichtbündel bedeutet.

Wie aus den Abb. 5a, 5b deutlich hervorgeht, bewirkt das atmosphärische Ozon, daß die spektralen

<sup>13</sup> Für die nach Abb. 4 u. Abb. 5a auch bei 4500 Å vorhandenen kleineren Abweichungen s. w. u.

<sup>14</sup> Eine vom Wasserdampf herrührende Absorption ist zu klein, um hier ins Gewicht zu fallen, denn nach frdl. Mitteilung von W. Rau ist in 20 km Höhe mit einem Wasserdampfgehalt von höchstens 1 mg/cbm zu rechnen. Auch nach einer sorgfältigen Berechnung von Saussure, (Verh. Naturforsch. Ges. in Basel 42, 211 [1931]) würde durch Wasserdampf hier eine Absorption von höchstens 2% bewirkt werden.



Unterschiede des Helligkeitsabfalles in der Umgebung der Schattengrenze einander stark angeglichen werden. Dieser Effekt konnte auch bei der Finsternis am 2. April voll bestätigt werden. Von  $\gamma = 39'$  bis  $\gamma = 34'$ , d. h. für Lichtbündel, die immer tiefer in der Atmosphäre verlaufen, nimmt die Ozonabsorption — zuerst rasch — bis zu einem Höchstwert zu. Es ist nun zu beachten, daß die Weglänge eines Lichtstrahles in einer Schicht von Null an rasch anwächst, wenn der Strahl von oben her in die Schicht „eintaucht“. Unterschreitet beim weiteren Absinken die Höhe des Strahles die der unteren Schichtgrenze, dann nimmt die Weglänge wieder ab, wird aber nicht mehr Null<sup>15</sup>, sondern behält wegen den im Vergleich zum Erdradius sehr kleinen Höhen immer einen beträchtlichen Wert. Eine genauere diesbezügliche Diskussion ergibt, daß die Gesamtschwächung eines Lichtbündels durch eine absorbierende Schicht mit ausgeprägtem Maximum wie beim Ozon im wesentlichen so lange zunimmt, bis die obere Bündelgrenze bis zum Schichtmaximum abgesunken ist. Danach ergibt sich hier mit  $\gamma = 34'$  für den Höchstwert der Ozonabsorption (Abb. 5b) die Höhe des Ozonmaximums zu 22 km, ein Wert, der gut mit den bei Ballonaufstiegen erhaltenen Ergebnissen übereinstimmt.

Zur weiteren Ableitung der Ozonverteilung wurde die Atmosphäre in nicht zu dünne Schichten unterteilt. Die obere und untere Grenze einer Schicht  $S_1$  (Abb. 2) können als die Höhen  $h_1'$  und  $h_2'$  der beiden den Punkten  $N_{\gamma_1}$  und  $N_{\gamma_2}$  zugeordneten Lichtbündel aufgefaßt werden. Die unteren Grenzen der letzteren  $h_1, h_2$  können als gleich angenommen werden, da wegen der starken Änderung der Refraktion mit der Höhe unterhalb von 10 km sich beide bei der gewählten Schichteinteilung um höchstens 0,3 km unterscheiden. Es sei  $I'_{\gamma}$  der die Schicht  $S_1$  und  $I''_{\gamma_1}$  der  $S_2$  durchlaufende Anteil von  $I_{\gamma_1}$ . Ferner bedeute  $d_{0,S_1}$  die Ozonabsorption,  $s_1$  [km] die mittlere Weglänge,  $\varepsilon_{S_1}$  [cm/km] die mittlere Ozonkonzentration in  $S_1$ ,  $\alpha$  [cm<sup>-1</sup>] den dekadischen Absorptionskoeffizienten des Ozons und  $d_{0,k}$  die von den über  $S_1$  liegenden Schichten herrührende Ozonabsorption.

Dann gilt

$$d_{0,S_1} = \log \frac{I'_{\gamma_1}}{I_{\gamma_1} \cdot 10^{-d_{0,\gamma_1}} - I''_{\gamma_1} \cdot 10^{-d_{0,\gamma_2}}} - d_{0,k}, \quad (7a)$$

$$\varepsilon_{S_1} = \frac{d_{0,S_1}}{\alpha s_1}, \quad (7b)$$

denn der Nenner in Gl. (7a) gibt den Wert an, auf den  $I'_{\gamma_1}$  durch die Ozonabsorption abgesunken ist<sup>16</sup>.

Auf diese Weise können die Ozonkonzentrationen sukzessive für die verschiedenen Schichten von oben herab bis zum Maximum bestimmt werden als Ergänzung zu den nur bis 30 km Höhe reichenden Ballonaufstiegen. Für 5000 und 6000 Å ergeben sich so, wie Abb. 6 zeigt, praktisch dieselben Werte; zum Vergleich sind die Ozonverteilungen nach zwei Ballonaufstiegen<sup>17</sup> ebenfalls mit eingezeichnet.

Die neue Messung ergibt also, daß der Ozongehalt oberhalb des Maximums sehr rasch abfällt, so daß er oberhalb von 45–50 km Höhe unterhalb einer meßbaren Größe liegt, was mit den Resultaten amerikanischer V2-Aufstiege übereinstimmt. Dies Ergebnis wird dadurch noch gestützt, daß aus der Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung zwischen  $\gamma = 41'$  und  $\gamma = 39'$  bei 3300 Å (Abb. 5a), wo der Absorptionskoeffizient des Ozons am Anfang der Hartley-Bande 0,1 cm<sup>-1</sup> beträgt, geschlossen werden muß, daß zwischen 300 und 100 km Höhe keine Änderung eines etwaigen Ozongehaltes eintritt. Die hier bestimmte Verteilung gilt für niedere geographische Breiten beiderseits des Äquators, denn die Deklination des Mondes betrug zur Zeit der Finsternis + 5°.

Da das geschilderte Verfahren wegen der nur langsamen Änderung der Ozonabsorption mit  $\gamma$  für Höhen unterhalb des Ozonmaximums, für die ja auch Messungen durch Ballonaufstiege vorliegen, zu ungenau wird, wurde die Verteilung unterhalb des Maximums symmetrisch zu demselben ergänzt (Abb. 6). Dies wird für die nähere Umgebung des Maximums durch die Ergebnisse von Ballonaufstiegen gerechtfertigt. Der Gesamtbetrag des Ozons ergibt sich im vorliegenden Fall zu 0,24 cm.

Zur Probe wurde die Berechnung von  $I_{\gamma}$  unter Berücksichtigung des Ozons wiederholt. Die Ozonabsorption  $d_0$  für einen Strahl mit der Höhe  $h_0$  ist ohne die hier zu vernachlässigende Refraktion gegeben durch

$$d_0 = \sqrt{2a} \int_{h_0}^{\infty} \frac{\varepsilon(h)}{\sqrt{h-h_0}} dh. \quad (8)$$

<sup>15</sup> Der Strahl muß, wenn er unterhalb der unteren Grenze der Schicht verläuft, diese immer noch — jetzt in zwei getrennten Stücken — mit durchsetzen (vgl. in Abb. 2 den Weg des Lichtstrahles mit der Höhe  $h_1$  in der Schicht  $S_1$ ).

<sup>16</sup> Nach Gl. (6) ist dabei  $d_{0,41'}$  gleich Null angenommen worden, was aber nicht streng richtig ist, da sich nachträglich mit der nach Gl. (7a) abgeleiteten Ozonverteilung bei 6000 Å  $d_{0,41'}$  zu 0,07 ergibt. Die Rechnung wurde mit dieser kleinen Korrektur wiederholt, was aber nur zu geringfügigen Verbesserungen führte.

<sup>17</sup> E. Regener, H. K. Paetzold u. G. Pfozter, Naturwiss., im Erscheinen.

Die auf diese Weise berechneten Kontrollpunkte stimmen nach Abb. 5b mit den gemessenen Kurven sowohl für 5000 wie auch für 6000 Å befriedigend überein. Neben einer Bestätigung der rechnerischen Ableitung der Ozonverteilung ist dies eine Bekräftigung dafür, daß die zusätzliche Absorption des Licht-

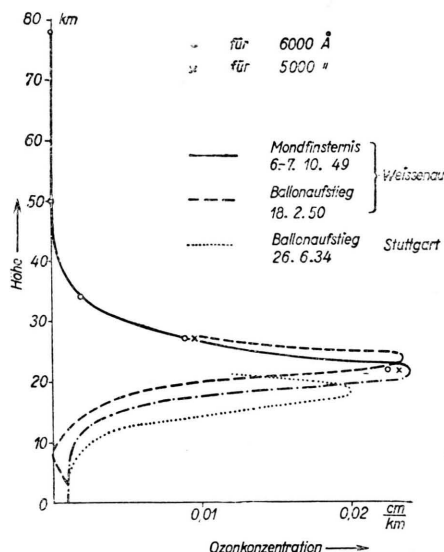


Abb. 6. Höhenverteilung des Ozons. Die Ergänzung der Verteilungskurve für den 6.—7. Oktober 1949 unterhalb des Maximums ist strichpunktiert eingetragen.

tes wirklich durch das Ozon bedingt ist, da eine zufällige Übereinstimmung bei zwei verschiedenen Wellenlängen für eine andere Ursache unwahrscheinlich ist.

Es erscheint zunächst überraschend, daß die Ozonverteilung auf dem geschilderten Wege in ihrem ja verhältnismäßig kleinen Höhenbereich so gut zu bestimmen ist, da letzterer vom Mond aus nur unter

einem Winkel von etwa 20 Bogensekunden erscheint. Die Brauchbarkeit des Verfahrens rührt letztlich daher, daß wegen der mit geringeren Höhen stark zunehmenden Ablenkung der Lichtstrahlen die hier interessierenden Luftschichten „stark vergrößert“ auf der Mondoberfläche „abgebildet“ werden.

Es zeigt sich ferner, daß bei Mondfinsternissen die schwache Chappuis-Bande wegen der großen Weglängen und der nicht zu großen atmosphärischen Extinktion für die Ozonbestimmung von Vorteil ist. Denn die Lichtstärke beträgt im Bereich der ultravioletten Hartley-Bande (die sonst wegen ihrer Stärke für die Ozonbestimmung bevorzugt wird) schon bei 3300 Å, vor allem wegen der mit kleineren Wellenlängen stark anwachsenden Rayleigh-Streuung, hier bei  $\gamma = 33'$  nur noch  $1/10\,000$  der bei 6000 Å herrschenden (die Intensität für  $\gamma = 41'$  wieder jeweils als Einheit genommen). Diese geringe Stärke des aufzunehmenden Lichtes würde erhebliche apparative Hilfsmittel erforderlich machen, abgesehen davon, daß Störungen durch Streulicht usw. noch zu befürchten wären.

Zum Schluß sei noch auf die gemessene zusätzliche Absorption bei 4500 Å (Abb. 4 und Abb. 5a) hingewiesen. Aus dem Verlauf des Intensitätsabfalls ist, ähnlich wie bei der Bestimmung der Ozonverteilung, zu schließen, daß zwischen 100 und 200 km Höhe eine schwach blau-absorbierende Schicht eingelagert ist, was in Übereinstimmung mit Feststellungen von anderer Seite wäre<sup>18, 19</sup>. Ob aus den bei der Kurve für  $\gamma = 41'$  in Abb. 4 noch angedeuteten kleinen Unregelmäßigkeiten auf die Existenz weiterer Spurengase geschlossen werden darf, kann erst entschieden werden, wenn mehrere Messungen vorliegen.

<sup>18</sup> Bauer u. Danjon, L'Astronomie, Juni 1923.

<sup>19</sup> F. Link, Lyon Bull. 11, 229 [1929].