Über den Einfluß einer lichtbrechenden Hülle auf die Erscheinung eines leuchtenden Himmelskörpers.

Von Ferd. Meisel.

Ein kugelförmiger, leuchtender Körper — einerlei, ob er mit eigenem oder in reflektiertem Lichte leuchtet — sei mit einer Luftschicht von gleichmäßiger Dicke umgeben. Die Dichte dieser Schicht möge in erster Näherung als gleichförmig angenommen werden. Während also in Wahrheit ein von einem Punkte der Kugeloberfläche ausgehender Strahl — der wechselnden Dichte der brechenden Schicht entsprechend — eine Kurve beschreibt, entspricht der gemachten Annahme ein geradliniger Strahl, der an der kugelförmigen Oberfläche der Schicht eine einmalige Brechung erleidet.

In der nebenstehenden Figur sei E der Standpunkt des Beobachters auf der Erde, M der Mittelpunkt der leuchtenden Kugel, $ME = a$, der Radius der leuchtenden Kugel $= r$, die Dicke der Luftschicht $= d$, ihr Brechungskoeffizient $= n$.

Der äußerste Strahl, der in dem dargestellten Hauptschnitte noch nach E gelangt, ist derjenige, welcher, nachdem er in einem gewissen Punkte P des inneren Kreises diesen berührend verlassen hatte, im Punkte P' des äußeren Kreises so gebrochen wird, daß er durch E geht. Der Winkel $MEP' = \varphi$ stellt dann die scheinbare Größe des Halbmessers der leuchtenden Kugel, die wir kurz als »Sonne« bezeichnen wollen, dar.

Der Einfallswinkel α des Strahles PP' ist bestimmt durch die Gleichung

$$\sin \alpha = \frac{r}{r+d}.$$

Für den zugehörigen Brechungswinkel β ergibt sich also die Gleichung

$$\sin \beta = \frac{nr}{r+d}.$$

Aus dem Dreieck MEP' folgt nun

$$\sin \varphi = \frac{r+d}{a} \cdot \sin \beta = n \cdot \frac{r}{a}.$$

Da $\frac{r}{a}$ die scheinbare Größe des Sonnenradius ist, wie sie ohne Mitwirkung der Gashülle sich ergeben würde, und da wir anstatt $\sin \varphi$ wegen der Kleinheit des Winkels auch φ selbst nehmen dürfen, sehen wir, daß

I. durch die gleichförmig dicht angenommene Gashülle die scheinbare Größe der Sonne in demselben Verhältnisse vergrößert wird, in dem der Brechungskoeffizient zur Einheit steht. Diese Vergrößerung ist von der Dicke der Gashülle unabhängig.

Das gefundene Resultat ist allerdings nur unter der Voraussetzung richtig, daß die Dicke d nicht hinter einem gewissen Minimalwert zurückbleibe. Es muß nämlich offenbar

$$(r+d) > nr$$

also

$$d > (n-1)r$$

sein. Andernfalls ist nicht der den inneren, sondern der den äußeren Kreis berührende Strahl für die scheinbare Größe maßgebend und einfach

$$\sin \varphi = \frac{r+d}{a}.$$

Da aber für die Gase n nur wenig größer als die Einheit ist, dürfen wir die obige Bedingung wohl stets als erfüllt betrachten.

Die brechende Hülle bewirkt, daß nicht nur die dem Beobachter zugewandte Hälfte der Sonnenoberfläche, sondern ein größerer Teil derselben sichtbar wird. Die Grenze der Sichtbarkeit ist der ebene Schnitt der Kugel, der durch den Punkt P senkrecht zu ME gelegt werden kann.

Die Kugel möge sich nun mit gleichförmiger Geschwindigkeit um eine Achse drehen, die durch M zur Zeichenfläche rechtwinklig gelegt ist; dann stellt der gezeichnete Umriss den Äquator der Sonne dar. Ein auf dem Äquator liegender Punkt bleibt also während einer Zeitdauer sichtbar, die durch den dem Bogen PQR entsprechenden Zentriwinkel gemessen wird.

Ein Parallelkreis von der heliozentrischen Breite δ stellt sich in der Zeichnung als Kreis vom Radius $r' = r \cos \delta$ dar, dessen Mittelpunkt ebenfalls M ist. Dieser Kreis schneidet die Sichtbarkeitsgrenze in P_1 und R_1 ; ein auf ihm liegender Punkt bleibt also während einer Zeitdauer sichtbar, die durch den dem Bogen $P_1Q_1R_1$ entsprechenden Zentriwinkel ge-

messen wird, und dieser Winkel nimmt offenbar mit wachsen-
dem δ zu. Wir sehen also, daß

II. durch die Wirkung der brechenden Gashülle ein Punkt der Sonnenoberfläche um so länger sichtbar bleibt, je größer sein Abstand vom Äquator der Sonne ist.

Diese Erscheinung hat dazu geführt, daß sich die Umdrehungszeit der Sonne um so größer ergab, je größer die heliographische Breite der Flecke war, aus deren Sichtbarkeitsdauer sie bestimmt wurde. Auch beim Jupiter ist dieselbe Erscheinung beobachtet worden, und sie würde sich ohne Zweifel auch bei der Erde zeigen, wenn wir sie von einem anderen Weltkörper aus beobachten könnten.

Überschreitet die Breite δ eine gewisse Grenze, so schneidet der Fleck auf seinem Wege die Sichtbarkeitsgrenze nicht mehr, bleibt also immer sichtbar und beschreibt scheinbar eine ellipsenartige Kurve. Leider treten in höheren heliozentrischen Breiten Flecke bekanntlich nicht auf.

Darmstadt, 1910 Mai.

Ich bin daran erinnert worden, daß ja die Geschwindigkeit eines Fleckes am Rande der Sonnenscheibe direkt mit Hilfe des Dopplerschen Prinzips bestimmt wurde, glaube aber nicht, daß dadurch der Kern der obigen Ausführung berührt wird. Was man mit Hilfe des Dopplerschen Prinzips bestimmt, ist nicht die in die Gesichtslinie fallende Komponente der Geschwindigkeit eines Punktes der Sonnenoberfläche selbst, sondern des virtuellen Bildes dieses Punktes, das man erhält, wenn man die gebrochenen Strahlen eines Elementarbündels bis zum Schnitte rückwärts verlängert. Durch den Astigmatismus dieses Bündels wird die Genauigkeit dieser Messungen weiter beeinträchtigt. — Jedenfalls scheint mir eine Erklärung, die die beobachtete Erscheinung als notwendige Folge der Strahlenbrechung in der schon durch die Spektralanalyse als vorhanden nachgewiesenen Atmosphäre der Sonne darstellt, einer Erklärung durch schwer vorstellbare, ganz unveränderliche Strömungen auf der Sonnenoberfläche vorzuziehen zu sein.

Ferd. Meisel.

Declinations and Proper Motions of fifty-five Stars.

By Kiyofusa Sotome.

The following is a summary of results relative to the declinations of those stars which I have taken in my program of the latitude-variation work in Tokio since 1907. As the library of the Tokio Astronomical Observatory recently has gained possession of nearly all of the principal star-catalogues ever published, I was enabled to make investigations of those catalogues thoroughly, and to extract the star-positions directly from the original copies. The standard system I adopted for the present purpose is Auwers' New System of the Fundamental Catalogue of the Berliner Jahrbuch. So I might have simply used his *Tafeln zur Reduction von Stern-Catalogen auf das System des Fundamentalcatalogs des Berl. Jahrbuchs*, (A. N., Erg.-H. 7), to convert several catalogue-positions directly to the said-system, were it not for the fact that there is a difficulty connected with his method of treatment of older star-catalogues, especially that of Piazzini, as was first detected by Prof. Battermann and subsequently announced by Prof. Auwers in A. N. 4200. This led me to prefer an indirect process which is materially the same as that taken by Dr. K. Hirayama in his deduction of »Declinations and Proper motions of 246 Stars«. *) So I first converted the original star-places to the A.G. System, applying the systematic corrections given A. N. 3195-6, 3413-4, and 3463. The year 1900 was selected as the epoch of reference, and Struve's value of the precessional motion was used to bring the star-places to the chosen epoch; the correction due to the secular variation and the third term being applied as in the usual manner. These computations were greatly facilitated through the use of the tables given in »Annalen der Kais. Universitäts-Sternwarte in Straßburg, Bd. II«. The correction

due to the variation of proper motion was also applied as far as known.

The weights were taken from the tables in A. N. 3615-16 and 3887-88, as far as possible, and in other cases, values considered suitable were assigned. From these positions for the epoch 1900, I computed the most probable values of declinations and proper motions referred to the A.G. system by the usual method of least squares. To the results thus obtained I applied the corrections given by Auwers so as to convert them to the new fundamental system of B. J. (correction table A. N. 3927-29) according to the following formulae:

$$\delta_{1900}(\text{B. J.}) = \delta_{1900}(\text{A. G.}) + A\delta_{\alpha 1875} + \frac{1}{4}A^2\delta_{\alpha} \\ + A\delta_{\delta 1875} + \frac{1}{4}A^2\delta_{\delta}$$

$$\mu_{\delta}(\text{B. J.}) = \mu_{\delta}(\text{A. G.}) + \frac{1}{100}[A^2\delta_{\alpha} + A^2\delta_{\delta}]$$

where

$A\delta_{\alpha 1875}$ = Reduction of δ of A.G. system to B.J. system
depending on right ascension

$A\delta_{\delta 1875}$ = dito depending on declination

$A^2\delta_{\alpha}$ = Variation of $A\delta_{\alpha 1875}$ in 100 years

$A^2\delta_{\delta}$ = Variation of $A\delta_{\delta 1875}$ in 100 years

μ_{δ} = Annual proper motion in declination.

A complete description of the reductions will be reserved for a future opportunity, but for the present I simply set forth the resulting declinations and proper motions (referred to Struve's value of the precession), together with some values of the latter given by several authorities for sake of comparison.

*) Annales de l'Observatoire Astronomique de Tokyo. Tome IV. 1^{er} Fasc.