

Mitteilungen des Astrophysikalischen Observatoriums Potsdam, Nr. 24.

Zur Bestimmung von Zeeman-Effekten im Sonnenspektrum.

Von

H. VON KLÜBER, in Potsdam.

Mit 9 Textabbildungen.

(*Eingegangen am 15. April 1947.*)

Es wird auf einige einfache polarimetrische Anordnungen hingewiesen, die sich bei den Potsdamer Versuchen zur Bestimmung von Zeeman-Effekten im Sonnenspektrum gut bewährt haben. Sie gestatten den doppelten Betrag der gesuchten Zeeman-Aufspaltung rein differentiell und unverfälscht durch Doppler-Effekte zu ermitteln. Die Methoden dürften sich insbesondere auch für interferometrische Untersuchungen eignen.

Den Nachweis von Zeeman-Effekten an Fraunhoferlinien im Sonnenspektrum und damit auch den Beweis für das Auftreten kräftiger lokaler Magnetfelder auf der Sonne haben zuerst G. E. HALE und seine Mitarbeiter erbracht [1–7]. Zum Beweis des Vorhandenseins der richtigen Zirkularpolarisation der betreffenden Linienkomponenten bedienten sie sich dabei geeignet hergerichteter $\frac{1}{4}\lambda$ -Plättchen und eines speziell hergestellten Nicols von besonderer Abmessung. Ein ganz ähnliches Beobachtungsverfahren wurde auch am hiesigen Turmteleskop beim Beginn der regelmäßigen Beobachtungen von Zeeman-Effekten im Sonnenspektrum vor einigen Jahren [8] zunächst eingeschlagen. Bei diesem Verfahren lassen sich nun bekanntlich lokale Doppler-Effekte und Zeeman-Effekte am gleichen Ort auf der Sonne und auf einer einzigen Aufnahme nicht ohne weiteres trennen. Es wurden darum alsbald verschiedene naheliegende Anordnungen erprobt, um mit einer einzigen Aufnahme Zeeman-Effekte unverfälscht durch etwaige Doppler-Verschiebungen ermitteln zu können. Dabei sollte nach Möglichkeit auch die Verwendung der Verfahren für später geplante interferometrische Anordnungen im Auge behalten werden. Über eine derartige Methode mit dicker Quarzplatte ist schon in einer früheren Veröffentlichung [9] berichtet worden. Es werden dabei zwei verschiedene, besonders ausgesuchte Fraunhoferlinien der gleichen Aufnahme benutzt. Wünschenswert sind aber natürlich auch Anordnungen, die auf jede beliebige Fraunhoferlinie ohne weiteres anwendbar sind, falls sie Zeeman-Effekte zeigt. Es lag nahe, nach Verwandlung der beim longitudinalen Zeemaneffekt auftretenden Zirkular-

polarisationen der Zeeman-Komponenten in Linearpolarisation die polarimetrischen Eigenschaften der kristallinen Doppelbrechung zum Auslöschen der Zeeman-Komponenten des einen Polarisationszustandes auszunützen. Denn es handelt sich bei den hier vorkommenden Aufspaltungen um Beträge in $\Delta\lambda$ von 0,2 Å abwärts bis zu den kleinsten überhaupt noch feststellbaren Werten ($\Delta\lambda = 0,005$ Å entsprechen Feldstärken in der Größenordnung von etwa 100 Gauß). Darum wird solche künstliche Trennung oder Auslöschung gewisser Zeeman-Komponenten in dem für Präzisionsmessungen so ungeeigneten Fraunhoferspektrum immer nötig sein. Vorausgesetzt wird hierfür im folgenden ein Gitter- oder Prismenspektrograph von hinreichendem Auflösungsvermögen (≥ 150000).

Einige solcher Beobachtungsverfahren wurden hier in allen Einzelheiten in praktischen Beobachtungsreihen am Sonnenspektrum und mit künstlichen Lichtquellen erprobt. Soweit sich ihre Anwendbarkeit empfiehlt, soll darüber im folgenden kurz berichtet werden.

Es liegt zunächst nahe, die Doppelbrechung einer geeignet geschnittenen planparallelen Quarz- oder Kalkspatplatte zur Erzeugung zweier Bilder mit senkrecht zueinander gerichtetem linearen Polarisationszustand zu benutzen. Man könnte damit entweder auf dem Spektrographenspalt ein Doppelbild einer Stelle der Sonnenoberfläche erzeugen oder im Spektrum ein Doppelbild der betreffenden Fraunhoferlinie. Da hierbei bekanntlich keine Winkelablenkung stattfindet, sondern nur eine Seitenversetzung eines Bündels, so ist die optische Anwendung sehr einfach. Doch sind für praktische Zwecke im allgemeinen so dicke Platten erforderlich, daß deren Beschaffung beträchtliche Schwierigkeiten bietet und dieser Weg darum hier auch nicht weiter verfolgt wurde. Denn die Gleichung des FRESNELSchen Ellipsoides liefert für den Maximalbetrag des Winkels α zwischen Normale und Strahl bei der Strahlenfläche den Ausdruck

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{n_{\omega}^2 - n_e^2}{2 \cdot n_{\omega} \cdot n_e}.$$

Darin bedeuten n_{ω} und n_e die Brechungsindizes für den ordentlichen und den außerordentlichen Strahl. Um zwei Lichtbündel vom Blendendurchmesser a durch die Doppelbrechung im Kristall vollkommen voneinander zu trennen, ist ein Lichtweg, das heißt also eine Dicke der Platte D erforderlich vom Betrage

$$D = \frac{a}{\operatorname{tg} \alpha}.$$

Mit der sehr starken und also hierfür besonders günstigen Doppelbrechung des Kalkspates wird das Verhältnis D/a etwa 10 : 1. Um also wohlgetrennte Lichtbündel auch nur von wenigen Millimetern Quer-

schnitt zu bekommen, wie man sie doch für die hier ins Auge gefaßten Arbeiten wohl allgemein brauchen wird, sind schon Kalkspatplatten von mehreren Zentimetern Dicke erforderlich. Ihre Beschaffung dürfte in jedem Falle besondere Schwierigkeiten bereiten.

Man wird darum lieber den naheliegenden Weg einschlagen und eine stärkere Trennung der beiden Lichtbündel durch Winkelablenkung hervorrufen, wie sie durch die verschiedenen doppelbrechenden Prismenanordnungen nach SENARMONT, ROCHON, WOLLASTON u. a. erlangt wird. Auch hierbei ist zur Trennung der beiden Bündel eine körperliche Blende am Orte des zu untersuchenden Bildes nicht zu umgehen. Außer bei sehr großen Brennweiten und extremen Winkeldivergenzen, wie man sie allenfalls bei einem Kalkspat-Wollaston-Prisma mit großem brechenden Winkel erzielen könnte, wird man alsdann notwendigerweise eine Zwischenabbildung zur Hilfe nehmen müssen. Denn die beiden Bilder der Blende müssen schließlich wieder scharf auf den Spektrographenspalt oder auf die Aufnahmeplatte abgebildet werden. Es sind dabei grundsätzlich zwei Anordnungen möglich.

Erstens kann man ein kleines Stück des Sonnenbildes bereits vor dem Hauptspalt des Spektrographen in zwei zueinander senkrecht polarisierte Teilbilder aufspalten und dicht *übereinander* auf den Spalt des Spektrographen abbilden. In diesem Falle erhält man dann schließlich auf der Aufnahmeplatte zwei identische Spektren der gleichen Stelle der Sonnenoberfläche unmittelbar übereinander. Durch Einführung einer richtig orientierten $\frac{1}{4}$ - λ -Platte vor dem doppelbrechenden Prisma wird dann in dem einen Spektrum die ursprünglich rechts-, in dem andern Spektrum die ursprünglich links zirkular polarisierte Komponente eines longitudinalen Zeeman-Effektes ausgelöscht. Ein leicht vorzunehmendes differentielles Meßverfahren liefert dann aus diesem Doppelspektrum den doppelten Betrag der gesuchten Größe $\Delta\lambda$ unverfälscht durch etwaige Dopplereffekte. Diese Methode hat den Vorteil, daß zwischen Hauptspalt und Aufnahmeplatte, also innerhalb des eigentlichen Spektralapparates, keinerlei zusätzliche Optik mehr auftritt, sie ist für Präzisionsmessungen daher besonders unbedenklich. Es können mit ihr beliebige, größere Teile des Sonnenspektrums aufgenommen werden. Auf einen weiteren kleinen polarimetrischen Vorteil bei Verwendung eines Rochons wird weiter unten noch hingewiesen. Luftunruhe, Führungsfehler und Ähnliches wirken genau gleich auf beide Bilder. Dagegen wird natürlich die nutzbare Höhe des Hauptspaltes auf die Hälfte herabgesetzt. Das ist für manche der ins Auge gefaßten interferometrischen Aufgaben sehr unerwünscht.

Eine zweite Anordnung verlegt den Ort der Blende in die Bildebene einer bestimmten zur Untersuchung ausgewählten Fraunhoferlinie. Die hierbei ebenfalls notwendige Zwischenabbildung stellt dann sozusagen

Fortsetzung und Abschluß des Spektrographen selber dar. Auf der photographischen Aufnahme entstehen dabei nebeneinander zwei identische Bilder. Sie bestehen aus ursprünglich senkrecht zueinander linear polarisierten Licht-Komponenten und stellen einen kleinen Ausschnitt aus dem Spektrum dar, der die betreffende Spektrallinie in seiner Mitte enthält. Nach Einführung einer $\frac{1}{4}\lambda$ -Platte wird wiederum in dem einen Bilde die ursprünglich rechts zirkular polarisierte Zeeman-Komponente ausgelöscht, im andern Bilde die links zirkulare. Die unmittelbar nebeneinanderliegenden und bei richtiger Justierung völlig gleich aussehenden Bilder können differentiell natürlich ausgezeichnet vermessen werden. Sie liefern wieder die Größe $2\Delta\lambda$ unverfälscht durch Dopplereffekte. Hier kann die volle Spalthöhe ausgenutzt werden. Etwaige durch die Zwischenabbildung verursachte systematische Bildverzeichnungen u. dgl. lassen sich durch geeignete differentielle Vermessungen der Aufnahme leicht unschädlich machen. Bei schiefem Aufblick auf die Kraftlinien eines Magnetfeldes zeigen bekanntlich auch die einfachen Zeeman-Aufspaltungsbilder merkliche Intensitätsunterschiede beiderseits des Ortes der ursprünglichen Hauptlinie (Abb. 45 in (8)). Auch dies Verhalten läßt sich mit der gebotenen Vorsicht an den beiden erwähnten gleichzeitig entstehenden Doppelbildern bis zu einem gewissen Grad gut studieren.

Es wird zum Teil von der Form und den baulichen Verhältnissen des benutzten Teleskops und des Spektrographen abhängen, welche dieser Anordnungen im geeigneten Falle zweckmäßig anzuwenden ist.

Bei den hiesigen Versuchsanordnungen wurden in allen Fällen folgende Forderungen gestellt, die immer erfüllt sein sollten:

1. Die Intensitäten beider Teilbilder im gewöhnlichen Sonnenlichte und im künstlich zirkular polarisiertem Sonnenlichte sollen (bei Fortlassung der $\frac{1}{4}\lambda$ -Platte) gleich sein, damit sie sich völlig gleichwertig vermessen lassen.

2. Die Auslöschung rechts- bzw. links-zirkular polarisierten Lichtes in den betreffenden Teilbildern muß so vollständig sein, daß neben der stehengebliebenen Komponente die ausgelöschte Linie auf der betreffenden Aufnahme praktisch nicht mehr sichtbar ist. Die Erfüllung dieser Bedingung bietet hinreichend Gewähr, die gesuchte Linienverschiebung meßtechnisch wirklich zu finden.

3. Die Linienqualität darf durch die Zwischenabbildung nicht merklich verschlechtert werden und sie muß insbesondere in den beiden Bildern praktisch gleich sein.

Wir erinnern uns daran, daß diese Beobachtungsverfahren fast niemals den Anforderungen einer völlig exakten Polarimetrie genügen können. Das gilt besonders überall dort, wo Metallreflektionen mit wechselnden Einfallswinkeln im Lichtwege vorkommen, die bei den meisten astronomischen Beobachtungen fast unvermeidlich sind. Es kommt lediglich

muß und dennoch den Einfluß des Spektralapparates auf polar Licht möglichst ausschalten will.

Der Divergenzwinkel der beiden Teilbilder ist leicht zu berechnen. α bedeutet den brechenden Winkel jedes Teilprismas im Rochon, i' den Einfallswinkel und i den Brechungswinkel an den inneren Trennflächen, i' die gleichen Größen an den Austrittsflächen, n_ω und n_e endlich die Brechungsindizes des Quarzes für den ordentlichen (unabgelenkt hindurchgehenden) und den außerordentlichen Strahl. Dann gilt

$$\sin r' = n_e \cdot \sin (\alpha - r) \quad \text{und} \quad \sin r = \frac{n_\omega \cdot \sin \alpha}{n_e},$$

wobei r' den gesuchten Divergenzwinkel bedeutet. Mit den Näherwerten $n_\omega = 1,548$ und $n_e = 1,558$ (bei λ 5000 Å) für Quarz ($\alpha = 30^\circ$) findet man dann eine Bilddivergenz von etwa $20'$. Das Bild des ordentlichen Strahles ist dabei ganz frei von Farbabweichung. Der Farbenfehler des außerordentlichen Bildes stört für unsere Zwecke hauptsächlich nicht und auch der laterale Maßstab beider Bilder ist nahezu ausreichend gleich anzusehen. Ein Doppelbildprisma in der Form von Senarmont gibt die gleiche Divergenz, ein Wollastonprisma den doppelten Betrag und erlaubt für Quarz r' maximal auf etwa 1° zu kommen. Bei ihm zeigen dann aber beide Bilder chromatische Abweichungen. Nimmt man statt des Quarzes Kalkspat mit seiner sehr viel größeren Differenz der beiden Brechungsindizes (für die D-Linie λ 589 nm $n_\omega = 1,6585$, $n_e = 1,4865$), so kann man schon für das Rochon zu Divergenzwinkeln bis zu 9° kommen. Solche großen Bilddivergenzen werden aber für die vorliegenden Aufgaben nicht mehr gebrauchen können.

Bei etwa $20'$ Divergenzwinkel kommt man mit Brennweiten bis 150 cm für L_2 zu verständigen Bildgrößen von einigen Milliimetern. Bildhöhe für jedes der Bilder auf dem Hauptspalt. Zweckmäßig wählt man für L_1 und L_2 gleiche Brennweiten und bekommt damit auf dem Spalt die gleiche Abbildungsgröße wie vorher vom primären Objekt auf dem Schirm *Sch*. Die dabei zusätzlich zur Primärbrennweite des Hauptobjektivs hinzukommende Baulänge der ganzen Anordnung ist dann von der Größenordnung von ein bis drei Metern, dürfte also nach der Regel auch praktisch realisierbar sein. Bei Verwendung von Linsen mit Brennweiten $L_2 > L_1$ kann man aber auch eine oft erwünschte Vergrößerung auf dem Spektrographenspalte erzeugen.

Schließlich muß noch trotz der Zwischenabbildung und trotz der durchgeführten Winkeldivergenz der beiden Teilbilder eine korrekte Beleuchtung des Spektrographenobjektivs durch beide Lichtbündel erreicht werden. Dazu ist noch die Einführung einer Feldlinse L_3 möglich, die in der Ebene des Spektrographenspaltes und der Brennebene der Linse L_2 erforderlich ist. Diese Feldlinse muß die Aufgabe erfüllen, die Licht

delt, wird vor den Hauptsplatt des Spektrographen gesetzt. Ihr selber (oder durch Zwischenschaltung einer $\frac{1}{2}\lambda$ -Platte) und damit den durch sie gegebenen linearen Polarisationssebenen wird ebenfalls eine entsprechende kleine Drehung erteilt. Dadurch können die beiden Teilbilder, die sich aus einem für Justierzwecke ursprünglich künstlich erzeugten vollkommen rechts bzw. links zirkular polarisiertem Lichte vor dem Splatt aufbauten, auf der Aufnahmeplatte ebenfalls gleich hell gemacht werden. In der Praxis läßt sich das sehr schön durch eine aus schmalen Streifen zusammengesetzte $\frac{1}{4}\lambda$ -Platte vor dem Hauptsplatt erreichen, wie solche Platten für Zeeman-Aufnahmen im Sonnenspektrum gerne verwandt werden [7, 10]. Beim Justieren erblickt man dann in den beiden Teilbildern abwechselnd helle und dunkle schmale Streifen, die sich durch Drehung einer zwischen der $\frac{1}{4}\lambda$ -Platte und dem Hauptsplatt gelegenen $\frac{1}{2}\lambda$ -Platte vorzüglich auf gleiche Helligkeit einstellen lassen.

Die Erfüllung der Forderung 2 wurde hier, wie sich das stets empfiehlt, jedesmal praktisch dadurch geprüft, daß das einfallende Sonnenlicht künstlich zirkular polarisiert wurde. Durch photographische Aufnahmen konnte dann direkt geprüft werden, ob bei der gegebenen Belichtungszeit und Emulsion eine zuverlässig ausreichende Auslöschung wirklich stattfand. Auch hierbei leistet wieder eine in schmale Streifen geteilte $\frac{1}{4}\lambda$ -Platte besonders gute Dienste. Denn man erblickt dabei unmittelbar über- und nebeneinander in schmalen Streifen Bilder in den betreffenden Polarisationszuständen.

Die Qualität der Abbildung schließlich wurde, wie schon früher [8] berichtet, regelmäßig durch Aufnahme einer Quecksilberlinie aus einer wassergekühlten Quecksilberlampe geprüft. Die bekannten Hyperfeinstrukturen der betreffenden Linie [11–13] liefern dabei ein schönes Kriterium für die Güte und das Auflösungsvermögen der Aufnahme über die ganze Länge der Linie in beiden Bildern.

Zwei Aufnahmeanordnungen, die sich in der geschilderten Weise bei der hiesigen Spektralanlage bewährt haben, und für die ein hier vorhandenes großes Rochonprisma von 3 cm Höhe benutzt wurde, mögen im folgenden mit ihren optischen Maßen skizziert werden. Die sinngemäße Übertragung auf andere Typen von Doppelbildprismen ist einfach.

a) Bildteilung vor dem Splatt.

Auf dem mit einem verstellbaren Ausblendesplatt versehenen Schirm *Sch* (Abb. 1) wird das Sonnenbild vom Objektiv des Turmteleskops scharf abgebildet. Man kann diesen Schirm auf der Vorderseite mit einem auswechselbaren verschiebbaren und drehbaren sphärischen Koordinaten-

delt, wird vor den Hauptspalt des Spektrographen gesetzt. Ih (oder durch Zwischenschaltung einer $\frac{1}{2}\lambda$ -Platte) und damit de sie gegebenen linearen Polarisationssebenen wird ebenfalls eine chende kleine Drehung erteilt. Dadurch können die beiden Te die sich aus einem für Justierzwecke ursprünglich künstlich er vollkommen rechts bzw. links zirkular polarisiertem Lichte v Spalt aufbauten, auf der Aufnahmeplatte ebenfalls gleich hell g werden. In der Praxis läßt sich das sehr schön durch eine aus sc Streifen zusammengesetzte $\frac{1}{4}\lambda$ -Platte vor dem Hauptspalt er wie solche Platten für Zeeman-Aufnahmen im Sonnenspektrum verwandt werden [7, 10]. Beim Justieren erblickt man dann beiden Teilbildern abwechselnd helle und dunkle schmale Strei sich durch Drehung einer zwischen der $\frac{1}{4}\lambda$ -Platte und dem spalt gelegenen $\frac{1}{2}\lambda$ -Platte vorzüglich auf gleiche Helligkeit ei lassen.

Die Erfüllung der Forderung 2 wurde hier, wie sich das stets em jedesmal praktisch dadurch geprüft, daß das einfallende Son künstlich zirkular polarisiert wurde. Durch photographische Auf konnte dann direkt geprüft werden, ob bei der gegebenen Belic zeit und Emulsion eine zuverlässig ausreichende Auslöschung v stattfand. Auch hierbei leistet wieder eine in schmale Streifen $\frac{1}{4}\lambda$ -Platte besonders gute Dienste. Denn man erblickt dabei un bar über- und nebeneinander in schmalen Streifen Bilder in den fenden Polarisationszuständen.

Die Qualität der Abbildung schließlich wurde, wie schon fri berichtet, regelmäßig durch Aufnahme einer Quecksilberlinie a wassergekühlten Quecksilberlampe geprüft. Die bekannten Hy strukturen der betreffenden Linie [11–13] liefern dabei ein schör terium für die Güte und das Auflösungsvermögen der Aufnahm die ganze Länge der Linie in beiden Bildern.

Zwei Aufnahmeanordnungen, die sich in der geschilderten W der hiesigen Spektralanlage bewährt haben, und für die ein hier denes großes Rochonprisma von 3 cm Höhe benutzt wurde, m folgenden mit ihren optischen Maßen skizziert werden. Die sinn Übertragung auf andere Typen von Doppelbildprismen ist eina

a) Bildteilung vor dem Spalt.

Auf dem mit einem verstellbaren Ausblendespalt versehenen Sch (Abb. 1) wird das Sonnenbild vom Objektiv des Turmteleskop abgebildet. Man kann diesen Schirm auf der Vorderseite mit ein wechselbaren verschiebbaren und drehbaren sphärischen Koor

muß und dennoch den Einfluß des Spektralapparates auf polarisiertes Licht möglichst ausschalten will.

Der Divergenzwinkel der beiden Teilbilder ist leicht zu berechnen. Es bedeuten α den brechenden Winkel jedes Teilprismas im Rochon, i und r Einfalls- und Brechungswinkel an den inneren Trennflächen, i' und r' die gleichen Größen an den Austrittsflächen, n_ω und n_e endlich die Brechungsindizes des Quarzes für den ordentlichen (unabgelenkt hindurchgehenden) und den außerordentlichen Strahl. Dann gilt

$$\sin r' = n_e \cdot \sin (\alpha - r) \quad \text{und} \quad \sin r = \frac{n_\omega \cdot \sin \alpha}{n_e},$$

wobei r' den gesuchten Divergenzwinkel bedeutet. Mit den Näherungswerten $n_\omega = 1,548$ und $n_e = 1,558$ (bei λ 5000 Å) für Quarz [9] und $\alpha = 30^\circ$ findet man dann eine Bilddivergenz von etwa $20'$. Das Bild des ordentlichen Strahles ist dabei ganz frei von Farbabweichung. Der geringe Farbenfehler des außerordentlichen Bildes stört für unsere Zwecke überhaupt nicht und auch der laterale Maßstab beider Bilder ist noch als ausreichend gleich anzusehen. Ein Doppelbildprisma in der Form eines Senarmont gibt die gleiche Divergenz, ein Wollastonprisma den doppelten Betrag und erlaubt für Quarz r' maximal auf etwa 1° zu bringen. Bei ihm zeigen dann aber beide Bilder chromatische Abweichungen. Nimmt man statt des Quarzes Kalkspat mit seiner sehr viel größeren Differenz der beiden Brechungsindizes (für die D-Linie λ 5890 z. B. $n_\omega = 1,6585$, $n_e = 1,4865$), so kann man schon für das Rochon zu Divergenzwinkeln bis zu 9° kommen. Solche großen Bilddivergenzen wird man aber für die vorliegenden Aufgaben nicht mehr gebrauchen können.

Bei etwa $20'$ Divergenzwinkel kommt man mit Brennweiten von 50 bis 150 cm für L_2 zu verständigen Bildgrößen von einigen Millimetern Bildhöhe für jedes der Bilder auf dem Hauptspalt. Zweckmäßig nimmt man für L_1 und L_2 gleiche Brennweiten und bekommt damit auf dem Spalt die gleiche Abbildungsgröße wie vorher vom primären Objektiv auf dem Schirm *Sch*. Die dabei zusätzlich zur Primärbrennweite des Hauptobjektivs hinzukommende Baulänge der ganzen Anordnung wird dann von der Größenordnung von ein bis drei Metern, dürfte also in der Regel auch praktisch realisierbar sein. Bei Verwendung von Linsen mit Brennweiten $L_2 > L_1$ kann man aber auch eine oft erwünschte Bildvergrößerung auf dem Spektrographenspalte erzeugen.

Schließlich muß noch trotz der Zwischenabbildung und trotz der eingeführten Winkeldivergenz der beiden Teilbilder eine korrekte Ausleuchtung des Spektrographenobjektivs durch beide Lichtbündel erreicht werden. Dazu ist noch die Einführung einer Feldlinse L_3 möglichst nahe der Ebene des Spektrographenspaltes und der Brennebene der Linse L_2 erforderlich. Diese Feldlinse muß die Aufgabe erfüllen, die Lichtbündel

beider Teilbilder auf dem Spektrographenobjektiv zu vereinigen. Dafür genügt es, ungefähr die Mittelebene des Doppelbildprismas, wo die Divergenz der Lichtbündel beginnt, durch die Feldlinse L_3 auf das Spektrographenobjektiv abzubilden. Die Linse L_2 bleibt dabei praktisch ohne Wirkung. An die Qualität der Feldlinse L_3 werden geringe Anforderungen gestellt, so daß ein gewöhnliches bikonvexes Brillenglas vollkommen ausreicht. Es wird je nach der Baulänge 2 bis 4 Dioptrien haben. Wegen ihrer Nähe zum Spektrographenspalt muß die Feldlinse jedoch frei von allen Kratzern und ähnlichen Fehlern und Einschlüssen sein und sehr sauber gehalten werden. Auch für L_1 und L_2 können notfalls schon nor-

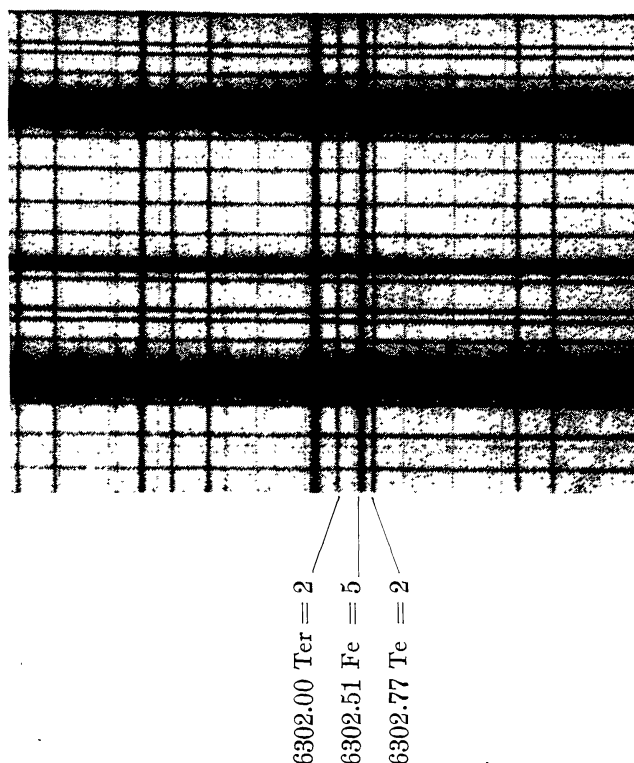


Abb. 2. Beispiel (Positiv) einer Spektralaufnahme eines Sonnenflecks mit der Polarisationsanordnung der Abb. 1. Die beiden übereinanderliegenden, identischen Spektren sind zueinander senkrecht linear polarisiert. Querstreifung verursacht durch die Begrenzungskanten der aus Streifen zusammengesetzten Viertelwellenlängenplatte und durch einen Markierungstreifen zur Bestimmung der Polarität.

(Brennweite des Turmteleskops 1400 cm, des Autokollimations-Plangitter-Spektrographen in 2. Ordnung 1200 cm, der beiden Achromate je 150 cm, der Feldlinse 100 cm; Kantenhöhe des Rochons 3 cm, sein Divergenzwinkel $20'$, Höhe jedes der beiden Spektren auf dem Hauptspalt je 8 mm).

male bikonvexe Brillengläser von einer halben bis 2 Dioptrien benutzt werden, denn auf chromatische Fehler kommt es wenig an. Außerdem wird ein kleines Öffnungsverhältnis benutzt und Luftunruhe und sonstige Störungen verschlechtern sowieso bereits die Qualität des primären Sonnenbildes.

Einen mit der Anordnung der Skizze der Abb. 1, mit den dort angegebenen Dimensionen, mit einem Quarz-Rochon von etwa $20'$ Diver-

genzwinkel und mit einer in Streifen geteilten $1/4$ - λ -Platte aufgenommenen Ausschnitt aus einem Sonnenfleckenspektrum bei der für Zeeman-Effekte besonders empfindlichen Linie λ 6302,5 [8] zeigt Abbildung 2.

Man kann bei diesem Beobachtungsverfahren übrigens statt der $1/4$ - λ -Platte auch eine hinreichend dicke, parallel zur Achse geschnittene planparallele Quarzplatte verwenden. Es wird dann also mit einer Methode nach Wood verbunden, die schon früher [9] beschrieben wurde. Von zwei benachbarten Fraunhoferlinien werden dabei in dem einen Spektrum die inneren, in dem anderen Spektrum die äußeren Zeeman-

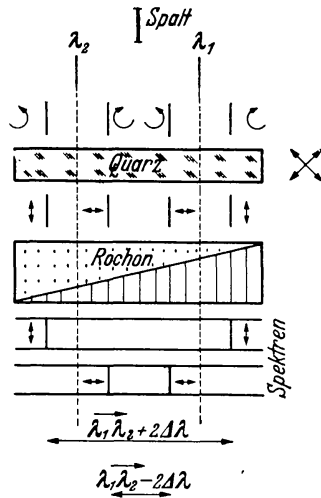


Abb. 3. Schema der Wirkung einer Kombination einer dicken Quarzplatte mit einer doppelbrechenden Prismenanordnung zur Bestimmung von Zeeman-Effekten. Auf der Aufnahmeplatte erscheinen zwei übereinanderliegende identische, jedoch senkrecht zueinander linear polarisierte Spektren. Von zwei ausgewählten, benachbarten Fraunhoferlinien sind im oberen Spektrum nur die äußeren, im unteren Spektrum nur die inneren Zeeman-Komponenten sichtbar.

Komponenten des Longitudinaleffektes gelöscht. Die Differenz der Linienabstände aus den beiden übereinanderliegenden Spektren liefern dann sogar direkt den Betrag $4 \Delta\lambda$ (Skizze Abb. 3).

b) Bildteilung hinter der Ebene des Spektrums.

Die Skizze der Abbildung 4 veranschaulicht eine optische Anordnung, wie sie hier am großen Autokollimations-Gitterspektrographen speziell im Hinblick auf spätere interferometrische Untersuchungen mit bestem Erfolge benutzt wurde. Sie kann sinngemäß natürlich auf jede andere spektrographische Einrichtung übertragen werden. Die gesamte zusätzliche polarimetrische Anordnung, notfalls einschließlich der Aufnahmeplatte *Pl*, befindet sich hierbei sozusagen noch im Innern des eigentlichen von einem Thermostaten umschlossenen Spektrographen. Das ergibt für Temperaturkonstanz und Stabilität des Aufbaues besondere Vorteile.

Der Spektrograph entwirft für gewöhnlich das Sonnenspektrum dicht unterhalb des Spektrographenspaltes in dessen Ebene *Sp*. Ein Teil des beliebig einstellbaren Spektrums wird nun vorher durch einen Planspiegel bester Qualität bei *Sp*i umgelenkt und entsteht nunmehr auf dem Schirm *Sch*. Dort wird durch eine verstellbare Blende ein schmaler

Spektralbereich mit der gewünschten Fraunhoferlinie in der Mitte ausgeblendet. Um die eigentliche optische Hauptachse des Spektrographen für andere Aufgaben frei zu haben, wurde der umlenkende Spiegel *Spi* ein wenig neben diese Hauptachse gesetzt. Das ist mit dem kleinen Öffnungsverhältnis des Spektrographen von 1 : 92 ganz unbedenklich. *Sch* steht wieder in der Brennebene der Linse L_2 , die wie bei den vorhergehend beschriebenen Verfahren dem Rochon *R* paralleles Licht zu-leitet. Die vom Rochon erzeugten Doppelbilder werden durch die Linse L_3 in die Ebene der photographischen Platte *Pl* abgebildet. Hier erhält man nun zwei unmittelbar *nebeneinander* liegende, gleiche und identische Bilder der zu untersuchenden Spektralgegend von der vollen Höhe des Spektrographenspaltes bzw. des Rochons. Bei dieser Anordnung liegen die beiden Schwingungsebenen des Rochons in bzw. senkrecht zur Papierebene der Abb. 4. Man wird daher wegen der erwähnten schwach

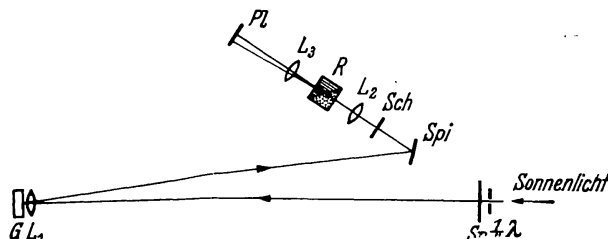


Abb. 4. Schema (Aufsicht) einer polarimetrischen Anordnung zum Nachweis von Zeeman-Effekten an einzelnen Spektrallinien. $\frac{1}{4}\lambda$ = Viertelwellenlängenplatte, homogen oder in Streifen geteilt, *Sp* = Hauptsplitt des Spektrographen, L_1 = Kollimatorlinse, *G* = Plangitter, *Spi* = Planspiegel, *Sch* = Schirm mit schmaler Blendenöffnung am Bildorte des Spektrums, L_2 = Achromat, in dessen Brennebene *Sch*, *R* = doppelbrechende Prismenkombination (hier Rochon), L_3 = Achromat, in dessen Brennebene die Aufnahmeplatte *Pl*, auf der zwei nebeneinanderliegende identische, jedoch senkrecht zueinander linear polarisierte schmale Bildausschnitte aus dem Spektrum mit der eingestellten Fraunhoferlinie erscheinen.

polarisierenden Eigenschaften der meisten Spektrographen finden, daß schon im gewöhnlichen Lichte die beiden Bilder nicht ganz gleich hell sind. Führt man zusätzlich in den Strahlengang aber eine $\frac{1}{2}\lambda$ -Platte ein, etwa in der Umgebung von L_2 unserer Skizze Abb. 4, und erteilt ihr eine geeignete, durch Versuche zu ermittelnde Drehung, so läßt sich vollständig gleiche Helligkeit der beiden Bilder meist leicht herstellen. Die Umwandlung etwaiger Zirkularpolarisation von Zeeman-Komponenten in lineare Polarisation bewirkt man wiederum durch eine, etwa vor *Sp* oder *Sch* eingeführte $\frac{1}{4}\lambda$ -Platte. Diese muß nun aber eine der korrigierenden $\frac{1}{2}\lambda$ -Platte korrespondierende Drehung erhalten. Benutzt man eine in Streifen geteilte $\frac{1}{4}\lambda$ -Platte, die man ja selber nicht mehr willkürlich drehen kann, so kann man unmittelbar hinter ihr eine richtig gedrehte weitere $\frac{1}{2}\lambda$ -Platte einfügen, um die gewünschte Korrektur zu erreichen.

Unter Umständen kann man bei dieser Anordnung den eigentlichen Hauptsplitt aber auch ganz frei von zusätzlicher Optik halten. Das ist für die Einstellung und Führung von kleinen Details auf der Sonnen-

scheibe von besonderem Vorteil. Für die Brennweiten der Linsen L_1 und L_2 wird man zweckmäßig 30 bis 50 cm wählen. Doch sind die optischen Anforderungen hier nahe der Ebene des Spektrums wesentlich

höher, als bei der ersterwähnten Methode. Es sind daher bessere Photoobjektive oder wenigstens zweiteilige Objektive von gutem Schliff vom Typ des Achromaten nicht zu umgehen. Es ist erwünscht, einen einfachen und die Optik möglichst wenig störenden Bildwechsel in der Aufnahmeebene Pl zu besitzen, falls diese noch im Innern des Spektrographen selber liegt. Dazu empfiehlt es sich, hier mit einer Kleinbildkamera, etwa einer Robot oder mit einem Filmapparat mit Fernauslösung und automatischem Bildvorschub zu arbeiten. Abbildung 5 zeigt als Beispiel einen mit einer derartigen Anordnung mit Polarisationsoptik aufgenommenen Bildausschnitt mit einer Fraunhoferlinie aus einem Sonnenfleckenspektrum.

In Potsdam haben wir einen solchen Aufbau mit Erfolg benutzt, um gleichzeitig im eigentlichen Hauptlichtweg eine spektrohelioskopische Zusatzeinrichtung

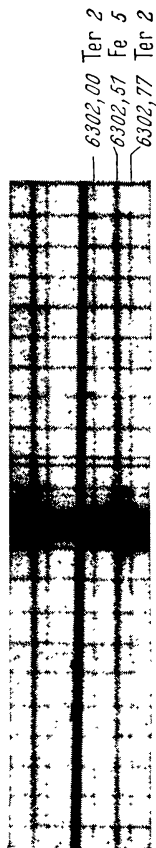


Abb. 5. Beispiel (Positiv) einer Aufnahme einer Fraunhoferlinie großer Zeeman-Aufspaltung (λ 6302,51) über einem Sonnenfleck mit der Polarisationsanordnung der Abb. 4. Die beiden identischen Bildhälften sind senkrecht zueinander linear polarisiert. Querstreifung verursacht durch die Kanten der Viertelwellenlängenplatte und durch einen Markierungsstreifen zur Bestimmung der Polarität. (Brennweite des Turmteleskops 1400 cm, des Autokollimations-Plan-gitter-Spektrographen in 2. Ordnung 1200 cm, der beiden Achromate je 30 cm; Kantenhöhe des Rochons 3 cm, sein Divergenzwinkel $20'$, Höhe der beiden Teilbilder je 3 cm, Breite der beiden Teilbilder je 2 mm).

[15] verwenden zu können. Mit ihr wurde die Sonnenoberfläche visuell in H_α auf interessante Vorgänge (Chromosphärische Eruptionen, eruptive Protuberanzen) überwacht. Die polarimetrische Zusatzoptik war dabei so justiert, daß ohne Änderung der Einstellung die für Zeeman-Effekte besonders empfindliche Linie λ 6302,51 [8] aufgenommen werden konnte. Für eine Aufnahme genügte ein kurzes Anhalten der Anderson-Prismen des Spektroheliostops zwischen den Beobachtungen und ihre Zurückdrehung von Hand auf eine vorgegebene Marke. Dadurch konnte dann sofort eine interessierende und nur mit Hilfe des Spektroheliostops auffindbare Oberflächenstelle der Sonne auf das Vorhandensein etwaiger Zeeman-Effekte hin untersucht werden. Die Belichtungszeit samt allen erforderlichen Einstellungen betrug dabei nur etwa 15 Sekunden. Eine besonders angefertigte Spezialkassette mit Seitenverschiebung der Platte erlaubte im Bedarfsfalle auch auf Spezialplatten eine sehr schnelle Aufnahmefolge.

Zur Erfassung sehr kleiner Zeeman-Effekte ($\Delta\lambda < 0,01 \text{ \AA}$) liegt es nahe, auch interferometrische Methoden heranzuziehen. Hier ist die sichere Trennung der Zeemanverschiebung von lokalen und in ihrer Veränderlichkeit unkontrollierbaren Doppler-Effekten von ausschlaggebender Wichtigkeit. Von bedeutendem Werte für theoretische Untersuchungen [16–21] wäre insbesondere ein Beobachtungsverfahren, das für genau den gleichen Punkt der Sonnenoberfläche die Beträge der Zeeman-Aufspaltung und etwaiger Dopplerverschiebungen getrennt, aber gleichzeitig und möglichst mit einer einzigen Exposition zu erfassen gestattet. Die vorbeschriebenen Verfahren der Bildteilung erlauben solche gleichzeitigen Messungen in der Tat.

Als Interferometer kommen für Sonnenbeobachtungen vorwiegend in Frage Typen des Fabry-Perot-Interferometers sowie die Lummer-Gehrcke-Platte. Zusätzlich erforderlich ist natürlich wegen der Reichhaltigkeit des Fraunhoferspektrums ein größerer Prismen- oder Gitterspektrograph als sog. Vorzerleger. Das gewöhnliche Fabry-Perot-System mit Luftplatte kann man unter Umständen mit Erfolg durch eine einzige Multiplexplatte [22] geeigneter und sorgsam vorbestimmter Dicke ersetzen. Dies erspart viel Justierarbeit, wenn man das Interferometer häufig aus dem Lichtweg entfernen muß, wie das bei astronomischen Beobachtungen aus äußeren Gründen oft vorkommt. Das Einjustieren einer vorher aus dem Lichtwege entfernten Multiplexplatte vor dem Hauptspalt des als Vorzerleger dienenden Spektrographen gelang hier mit Hilfe einer seitlich aufgestellten Quecksilberlampe und eines kleinen einschwenkbaren Spiegels visuell stets in wenigen Augenblicken [23].

Das Linienprofil selbst der besten Fraunhoferlinien ist für interferometrische Untersuchungen sehr viel ungünstiger als dasjenige guter Emissionslinien aus Lichtquellen im Laboratorium. Es bringt darum keinen nennenswerten Gewinn mehr, mit dem Auflösungsvermögen des Interferometers über einige 100 000 hinauszugehen. Dadurch tritt nur noch Lichtverlust ein und damit Verlängerung der ohnehin schon ziemlich langen Belichtungszeiten. Die wirksame Plattendicke des Interferometers muß sorgsam auf das Profil bzw. die Rowland-Intensität der zu untersuchenden Fraunhoferlinie abgestimmt werden [24–31]. Für die hier hauptsächlich untersuchten Linien der Rowland-Intensität 2 bis 4 im Wellenlängenbereich von 5000 bis 6000 $\text{\AA}$ hat eine Plattendicke von etwa 6 mm Quarz $\approx 9,2 \text{ mm}$ Luft sich gut bewährt. Das zweckmäßige Auflösungsvermögen des Interferometers lag um 400 000. Es errechnet sich leicht aus der Größe $m \cdot N$. Dabei bedeutet N die Zahl der „effektiven“ Reflexionen, die man bei einer beiderseitig verspiegelten Multiplexplatte genähert bereits bei schrägem Aufblick aus den eng aufeinanderfolgenden Reflexbildern einer Lichtquelle (Glühlampe) abzählen kann. Das Auflösungsvermögen hängt von der Dichte der Verspiegelung und von der

Dicke der Platte ab. Für m , die Ordnungszahl der Interferenzen bei senkrechtem Durchgang, gilt die Gleichung

$$m = \frac{2e \cdot \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}\right)}{\lambda}. \quad (1)$$

Darin bedeuten e die Plattendicke und n den Brechungsindex des Plattenmaterials bei der Wellenlänge λ . Für das Dispersionsgebiet D , dessen wir im nachfolgenden ebenfalls bedürfen, gilt ferner

$$D = \frac{\lambda}{m} = \frac{\lambda^2}{2e \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}\right)}. \quad (2)$$

Die Berücksichtigung des Brechungsindex n , den man bei Luftplatten gerne vernachlässigt, ist bei Anwendung der Multiplexplatte sehr wichtig. Das Beispiel einer hiesigen Apparatur lieferte folgende Zahlenwerte, die sich als zweckmäßig erwiesen haben: $e = 5,97$ Quarz, $\lambda = 5251$ Å, $n = 1,54722$ (9), $\frac{dn}{d\lambda} = -0,000551$, $D = 0,146$ Å, $m \approx 35000$, $N = 12$ bis 15, Aufl. Vermögen ≈ 400000 bis 500000. Das Interferenzringsystem des Interferometers bildet man zweckmäßig mit einer Brennweite von 25 bis 30 cm auf den Spektrographenspalt ab und kommt dann zu meßtechnisch vernünftigen Größen des Ringsystems, wie man sie weiter unten bei Abb. 9 noch angegeben findet. Kombiniert man in dieser Weise ein Interferometer mit einem normalen Spalt-Spektrographen und hält man den Hauptsalt des Spektrographen eng ($\approx 0,04$ mm), so erblickt man in einem kontinuierlichen oder einem Fraunhoferschen Spektrum an Stelle des gewöhnlichen Spektrums ein enges, paralleles System abwechselnd heller und dunkler Parabelbögen. Ihre Scheiteltangenten liegen bei richtiger Justierung parallel dem Hauptsalt nach der langwelligen Seite des Spektrums hin. Sie entstehen, wie man leicht einsieht, aus der kombinierten gekreuzten Wirkung der normalen Spektrographen-Dispersion einerseits und der senkrecht dazu wirkenden „Interferenz-Dispersion“ des Interferometers andererseits. Unter anderen haben GEHRCKE und REICHENHEIM [32] ihre Entstehung als Kurven gleicher Interferenzordnung m näher untersucht und sie als sog. k -Interferenzen bezeichnet. Sie sind für unsere Zwecke wichtig, weil sie ein vorzügliches und äußerst einfaches Mittel darstellen, das Dispersionsgebiet D , dessen wir nachher notwendig bedürfen, mit aller wünschenswerten Genauigkeit festzustellen. Der Abstand jedes hellen bzw. dunklen Parabelbogens vom nächsten entlang der Mittellinie der Parabel, also in Richtung der Dispersion des Spaltspektrographen, beträgt in dort gemessenen Wellenlängen gerade ein Dispersionsgebiet D .

Im Fraunhoferschen Spektrum kann man in diesem sog. kanelierten Spektrum die stärkeren Fraunhoferlinien als Intensitätseinschnürungen

der einzelnen Parabelbögen sehr gut erkennen (Abb. 6). Durch einfaches Abzählen der k -Interferenzen zwischen 2 mit ihren Wellenlängen ja stets hinreichend sicher bekannten Fraunhoferlinien in der Umgebung

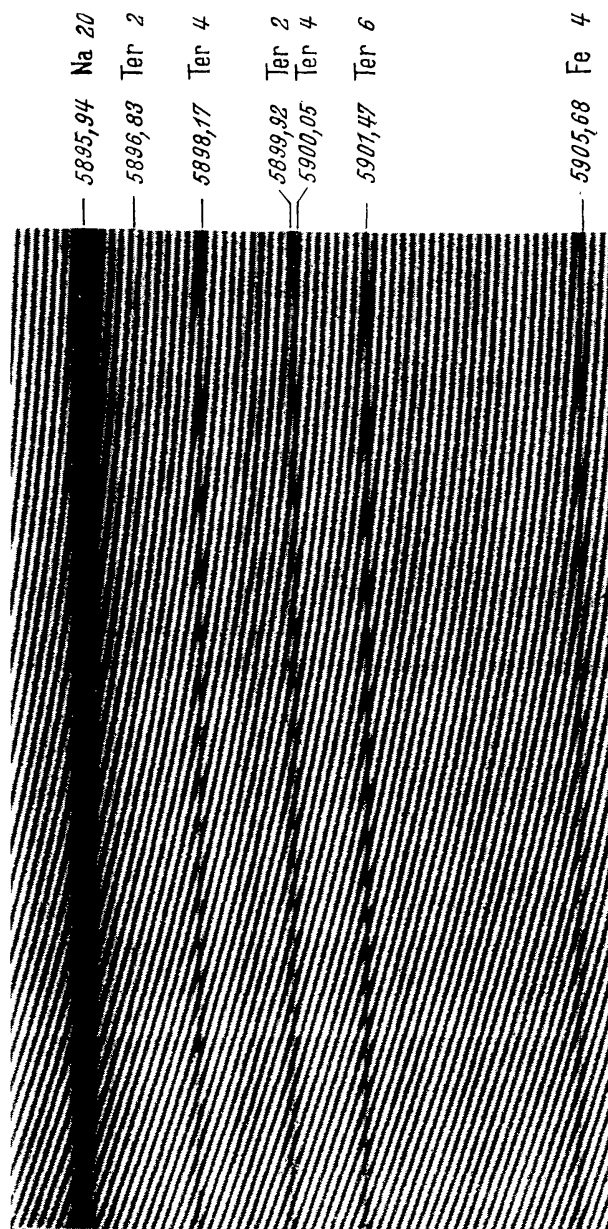


Abb. 6. Beispiel (Positiv) einer interferometrischen Aufnahme des Fraunhoferspektrums mit engem ($\approx 0,05$ mm) Hauptsalt des Vorzerlegers. Die k -Interferenzen des sog. kannelierten Spektrums als Parabelbögen gleicher Interferenzordnung deutlich sichtbar. Mittelpunkt des normalen Interferenzsystems dicht oberhalb der oberen Bildkante. Interferometerplatte 6 mm Quarz, doppelseitig verspiegelt. Dispersionsgebiet = $0,17 \text{ \AA}$, Auflösungsvermögen $\approx 350\,000$, Vorzerleger Plangitter 1. Ordnung, Brennweite in Autokollimation = 1200 cm , Dispersion $1,3 \text{ \AA} = 1 \text{ mm}$, Auflösungsvermögen $\approx 75\,000$. Aufnahmeplatte Agfa rot hart, Belichtungszeit 8 m , Größe des Sonnenbildes bei der Aufnahme $\approx 13 \text{ cm}$ Durchmesser. Abstand benachbarter Parabelbögen in Wellenlängen je ein Dispersionsgebiet, das auf einer solchen Aufnahme daher zwischen zwei Fraunhoferlinien bekannter Wellenlänge leicht direkt abgezählt werden kann.

der gewünschten Linie ist man sofort imstande, den dort gültigen Wert von D abzuleiten. D ist quadratisch und wachsend mit zunehmender Wellenlänge von λ abhängig und wird sich im allgemeinen zwischen den Größen 0,1 bis 0,2 Å bewegen. Wenn man auch nur über etwa 10 Å

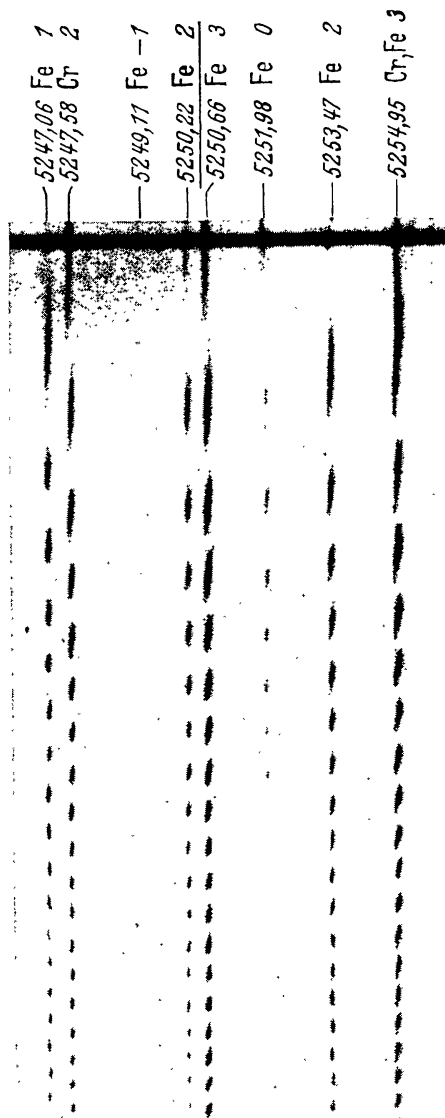


Abb. 7. Beispiel (Positiv, 6fache Vergrößerung) eines Ausschnittes einer Interferometeraufnahme aus dem Sonnenspektrum in der Umgebung der mit dem Aufspaltungssymbol $\frac{(0)5}{2}$ besonders großen und einfachen Zeeman-Effekt aufweisenden Fraunhoferlinie λ 5250.22 Fe (in der Beschriftung unterstrichen). Die wirksame Plattendicke des Fabry-Perot-Interferometers wurde so abgestimmt, daß sich die Linien der Rowland-Intensitäten 0 bis 2 optimal vermessen lassen. Im Bilde etwa 17 Interferenzknoten sichtbar, Mitte des Ringsystems und Hauptspaltmitte durch schwarzen Strich an oberer Bildkante gekennzeichnet.

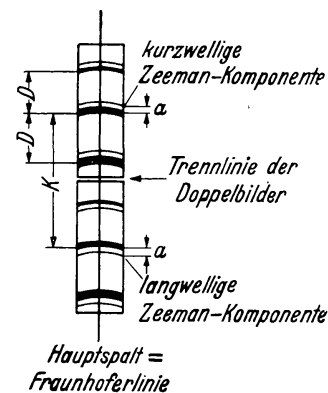
Multiplexplatte Quarz 6 mm, Dispersionsgebiet = Knotenabstand = 0,14 Å, Auflösungsvermögen um 350 000, Abbildung der Interferenzringe mit $f = 30$ cm auf den Hauptspalt, Feldlinse $f = 17$ cm. Vorzerleger Plangitterspektrograph in Autokollimation I. Ordnung, $f = 1200$ cm, Dispersion 1,3 Å = 1 mm, Auflösungsvermögen um 75 000. Hauptspalt um 0,12 mm, Aufnahmeplatte Agfa Gelb extra hart, Belichtungszeit 10^m , Durchmesser des Sonnenbildes bei der Aufnahme 28 cm. Im Maßstab der Abbildung 1 mm = 1,3 auf der Sonne.

beiderseits der zu untersuchenden Linie die k -Interferenzen abzählt, so wird man D bereits mit einer Genauigkeit von weniger als $\pm 1\%$ erhalten, wie man leicht einsieht. Die hellen Parabelbögen sind von der Breite der Weite des Spektrographenspaltes im Maßstab der Spektrographendispersion. Die üblichen, für die Messungen besser geeigneten richtigen Interferenzknoten im Fraunhoferspektrum erhält man erst, wenn man den Hauptsalt so weit öffnet, daß sich die einzelnen hellen benachbarten Interferenzbögen berühren (Abb. 7). Die Spaltstellung ist eine empfindliche Funktion der Wellenlänge und man muß die Spaltweite daher sorgsam einstellen. Sie liegt bei den hier benutzten Verhältnissen bei den Beträgen von 0,1 bis 0,2 mm. Bei $\lambda 5251$ benutzten wir hier demgemäß eine Spaltweite von etwa 0,11 mm bei einem D von 0,146 A und bei der (reichlich großen) Dispersion des Hauptspektrographen von 1,3 A = 1 mm.

Bei diesen Spaltstellungen und genügend hohem Spektrographenspalt erblickt man dann in einem scheinbar kontinuierlichen Spektrum an Stelle jeder Fraunhoferlinie die bekannte Folge der – in diesem Falle dunklen – Interferenzknoten. Bei Spalthöhen von etwa 30 mm sind in unserm Zahlenbeispiel schon etwa 20 Knoten beiderseits der Mitte des Interferenz-Ringsystems auf den Aufnahmen sichtbar und vermeßbar. Man erinnert sich, daß der Abstand jedes Knotens vom benachbarten jedesmal dem Betrag eines Dispersionsgebietes in Wellenlängen entspricht. Die Größe der Ringradien folgt dem bekannten quadratischen Gesetz der weiter unten angeschriebenen Formel (3), wonach die linearen Abstände der Knoten voneinander nach außen hin stetig abnehmen (z. B. 33). Zu kürzeren Wellenlängen gehören größere Ringradien und die Ringradien ihrerseits bestimmen die zugehörige Wellenlänge. Je zwei Knoten symmetrisch beiderseits der Mitte des Ringsystems gehören jedesmal zum gleichen Interferenzring und dienen üblicherweise zur Bestimmung seines Durchmessers. Da wir bei unserer speziellen Aufgabe indessen ein Stückchen der Sonnenoberfläche über eine reguläre Abbildung mit Linsen durch das Interferometer untersuchen, so entspricht jedem Punkt des Interferenz-Ringsystems ein ganz bestimmter, zugeordneter Punkt auf der Sonnenoberfläche. Zusammengehörige Knotenpaare gehören demgemäß also zu ganz verschiedenen und stets merklich auseinanderliegenden Punkten der Sonnenoberfläche. Die physikalischen Bedingungen können an diesen beiden Punkten schon merklich voneinander verschieden sein. Der exakten Ermittlung der Ringradien erwächst daraus eine grundsätzliche Schwierigkeit. Außerdem sind für diese Bestimmungen auch meist beträchtliche Spalthöhen erforderlich. Für unsere Zwecke sind nun aber im Bereich sehr kleiner Linienverschiebungen ($< 0,01$ A) Näherungsverfahren durchaus brauchbar [34, 35]. Folgendes Verfahren dürfte zweckmäßig sein. In der Anordnung der

Skizze der Abb. 1 wird an die Stelle $\frac{1}{4}\lambda$ eine homogene Viertelwellenlängenplatte gesetzt. Vor die doppelbrechende Prismenanordnung R (in der Skizze der Abb. 1 ein Rochon) kommt das Interferometer. Justierung und Blende in $Sch.$ werden so eingestellt, daß auf dem Spalt-spektrographen zwei identische Bilder eines sehr kleinen Ausschnittes aus dem Ringsystem übereinander erscheinen. Dieser Ausschnitt möge drei aufeinanderfolgende und für die Messungen besonders geeignete Knoten, etwa den 5. bis 7. Knoten umfassen (Abb. 8). Durch visuelle Beobachtung der betreffenden Fraunhoferlinie im Spektrum läßt sich dies leicht verwirklichen. In einem Teilbild wird dann, wie schematisch gezeichnet, die eine, im andern Teilbild die andere Zeeman-Komponente eines Longitudinaleffektes bei richtiger Stellung der Polarisationsoptik ausgelöscht sein. Der Abstand der mittleren Knoten der beiden Teilbilder voneinander auf einer Exposition ohne eingefügte Polarisations-optik sei K (Abb. 8). Dies ist eine der jeweiligen Justierung eigentümliche Konstante. Sie kann leicht durch eine besondere Aufnahme oder durch eine zusätzliche Marke bestimmt werden. Sie wird durch Doppler-Effekte nicht beeinflußt. Mit eingeschalteter Polarisationsoptik wird nun im Falle eines longitudinalen Zeeman-Effektes als Abstand der mittleren Knoten voneinander die Größe $(K + 2a)$ gefunden, wie in Abb. 8

Abb. 8. Schema der Wirkung einer Anordnung zur Bestimmung sehr kleiner ($< 0,01 \text{ \AA}$) Zeeman-Aufspaltung mit Fabry-Perot-Interferometer und doppelbrechender Prismenanordnung nach Abb. 1. Die Bogenstücke stellen Teile der normalen Interferenzringe dar, die auf den Spektrographenhauptspalt abgebildet sind. Die beiden übereinander liegenden Teilbilder sind senkrecht zueinander linear polarisiert. Im oberen Bilde wird die langwellige, im unteren Bilde die kurzwellige Zeeman-Komponente künstlich ausgelöscht. Ausmessung des scheinbaren Abstandes K liefert je nach Stellung der Viertelwellenlängenplatte die Werte $K \pm 2a$, worin a die gesuchte Zeeman-Aufspaltung bedeutet. Die (nach außen abnehmende) Größe D ist gleich dem Abstand benachbarter Interferenzringe und entspricht dem Dispersionsgebiet der Anordnung. Dies kann in Wellenlängen an einer Aufnahme der Art der Abb. 6 direkt abgezählt werden und dient zur Eichung der Messungen.



gezeichnet, oder, bei anderer Stellung der Viertelwellenlängenplatte, die Größe $(K - 2a)$. a bedeutet die der gesuchten Zeeman-Aufspaltung entsprechende Ringverschiebung. Auch sie wird dabei durch Doppler-Effekte nicht verfälscht sein. Fügt man vor der Bildteilung noch eine zusätzliche Horizontalmarke ein, etwa durch einen Faden oder eine Spitze in $Sch.$, und mißt man nun auch noch den Knotenabstand vom Bilde der Marke, dann bekommt man außerdem unter Umständen neben a auch noch einen Wert für eine etwaige Doppler-Verschiebung selbst. Indem man das Sonnenbild über $Sch.$ bewegt, kann man nach Wunsch Punkt für Punkt der Sonnenoberfläche an die Stelle des untersuchten Knotens bringen und auf Zeeman- und gegebenenfalls auf Doppler-

Effekte untersuchen. Die noch erforderliche Verwandlung der Knotenverschiebung in Wellenlängenbeträge bietet mit einfachen Näherungsverfahren keine besondere Schwierigkeiten. Die Theorie des Interferometers (z. B. [33]) liefert für den Zusammenhang zwischen Ringradius R und Wellenlänge λ den Ausdruck

$$R^2 = 2f^2 \left(1 - \frac{m \cdot \lambda}{2e \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right)} \right). \quad (3)$$

Für kleine Wellenlängendifferenzen folgt daraus die bequemere Näherungsformel

$$\lambda - \lambda' = \frac{(r' - r) \cdot (r' + r)}{2 \cdot f^2 \cdot n \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right)}. \quad (4)$$

f bedeutet die effektive Brennweite der Abbildung des Ringsystems auf dem Spektrographenspalt, n den Brechungsindex des Plattenmaterials bei der Wellenlänge λ und r bzw. r' die entsprechenden beiden Ringradien für die Wellenlänge λ und λ' , deren Differenz meist unterhalb 0,01 Å liegen wird. Die Formel ist auch noch ausreichend über den Bereich eines Dispersionsgebietes D (0,1 bis 0,2 Å), also von einem Knoten zum jeweils benachbarten. Wenn man sich daher durch die eine oder andere zusätzliche Aufnahme mit hohem Spalt den Wert für r für den in der Mitte der Teilbilder sichtbaren Knoten verschafft, so kann man leicht mit $\lambda - \lambda' = D$ die Konstante f bestimmen. Die Ringradien lassen sich mit der völlig ausreichenden Genauigkeit von $\pm 1\%$ ohne weiteres vermessen.

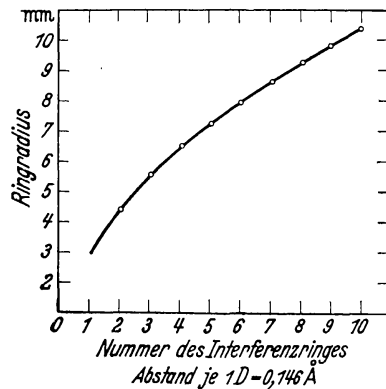
In unserem Fall unterscheiden sich die beiden Ringradien r und r' um den Betrag $2a$ der doppelten Zeeman-Aufspaltung $\Delta\lambda$ und es wird in Formel (4) also $(r' - r) = 2a$ und $(r' + r) = 2r$. Für einen bestimmten Aufbau und ein bestimmtes λ bekommt man dann schließlich mit Zusammenfassung aller Konstanten in C die ausreichend genaue lineare Näherungsformel für den als klein gegen D vorausgesetzten Wellenlängenbetrag der Zeeman-Aufspaltung

$$\Delta\lambda = C \cdot r \cdot a. \quad (5)$$

Darin bedeutet r den Ringradius für die untersuchte Wellenlänge λ am Orte des betrachteten mittelsten Knotens der Teilbilder. Da C und r ohne weiteres innerhalb $\pm 1\%$ richtig bekannt sind, ist die Genauigkeit der Näherung völlig ausreichend.

Man kommt aber auch ohne zusätzliche Vermessung von r aus. Eben dafür dienen die in den Bildausschnitten noch sichtbaren beiden Knoten zu beiden Seiten des zu vermessenden mittelsten Knotens. Die Knotenfolge und deren Abstände ordnen sich beim Fabry-Perot-System nach

dem Gesetz der Formel (3) in eine parabolische Kurve (Abb. 9). In der Umgebung des 5. bis 7. Knotens kann man diese Parabel schon sehr gut annähern durch einen Kreisbogen und bei hinreichend kleinen Beträgen von $\Delta\lambda$ sogar durch die Tangente in dem zu vermessenden Knoten.



Ring- Nummer	Ring- Radius mm	I. Diff. mm	II. Diff. mm
2	4,412		
3	5,477	1,065	0,129
4	6,413	0,936	0,122
5	7,227	0,814	0,088
6	7,953	0,726	0,060
7	8,619	0,666	0,048
8	9,237	0,618	0,039
9	9,816	0,579	0,034
10	10,361	0,545	

Abb. 9. Die Größen der Durchmesser der Interferenzringe einer Fabry-Perot-Anordnung auf dem Spektrographenhauptspalt und dementsprechend auch die Knotenabstände im Fraunhoferschen Interferenzspektrum sind durch eine parabolische Kurve darstellbar. Der Abstand zweier benachbarter Knoten ist stets gleich dem bekannten Dispersionsgebiet der Anordnung. Für sehr kleine Wellenlängenunterschiede ($< 0,01 \text{ Å}$) kann schon etwa vom zweiten Interferenzringe ab diese Kurve genügend genau durch ihre Tangente oder durch einen Kreisbogen angenähert werden. Dadurch ist eine einfache Reduktion der ermittelten kleinen Knotenverschiebungen möglich. Kurve und beigebeschriebenes Zahlenbeispiel nach unreduzierten Original-Vermessungen [36] der Linie $\lambda 5250.22 \text{ Å}$ auf einer Aufnahme von der Art der Abb. 7

Die Kurve der Abb. 9 und das zugehörige Zahlenbeispiel nach einer hiesigen Meßreihe [36] veranschaulichen diese Verhältnisse ohne weiteres.

Demgemäß braucht man in einem Bildausschnitt nur die relative Lage der drei sichtbaren Knoten zu vermessen – zweckmäßig auf einer Aufnahme ohne Polarisationsoptik. Jeder Knoten ist vom andern um den bekannten Betrag des Dispersionsgebietes D getrennt. Man kann also ohne weiteres für die nahe Umgebung des mittelsten Knotens eine Art „Dispersionskurve“ ableiten, welche die lineare Knotenverschiebung in Wellenlänge zu verwandeln erlaubt. Entweder bedient man sich dazu mit Benutzung der 2. Differenzen einer bekannten Interpolationsformel oder man benutzt sogar nur eine einfache lineare Interpolation, die in den meisten Fällen völlig ausreichen wird. Die Knotenlagen lassen sich leicht mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$ vermessen. Nur zufällige enge lokale Störungen auf der Sonnenoberfläche könnten ihre Lage geringfügig ändern. Da im Endresultat voraussetzungsgemäß nur kleine Bruchteile des Dispersionsgebietes eingehen, ist auch hierdurch keine nennenswerte Gefährdung des Resultates zu befürchten, wie ein Blick auf die Kurve der Abb. 9 sofort lehrt.

Wir entnehmen größeren Potsdamer Meßreihen als anschauliches kleines Zahlenbeispiel die in der kleinen Tabelle bei Abb. 9 zusammengestellten Werte für die Ringradien. Sie ergaben sich direkt ohne alle Korrek-

tionen beim Vermessen einer interferometrischen Aufnahme [36]. Die Kurve der Abb. 9 stellt diese Werte gleichzeitig graphisch dar. Es handelt sich dabei um die Ausmessung einer Aufnahme der Fraunhoferlinie Fe λ 5250.2. Das Ringsystem wurde mit einer Brennweite von effektiv etwa 28 cm auf den Spektrographenspalt abgebildet, D war $= 0,146 \text{ \AA}$. Als Vorzerleger diente der Potsdamer Plangitterspektrograph in I. Ordnung, mit einer Brennweite von 1200 cm, einem Öffnungs-Verhältnis von 1:92, einer Dispersion von $1,3 \text{ \AA} = 1 \text{ mm}$ und einem praktischen Auflösungsvermögen von 75 000. Die Spaltweite betrug etwa 0,11 mm und der Durchmesser des Sonnenbildes etwa 28 cm. Die Belichtungszeit erreichte auf Agfa gelb extra hart 8^m . Der M. F. für eine Ausmessung des 6. Knotens betrug formal etwa $\pm 0,003 \text{ mm} \approx 0,0005 \text{ \AA} \approx 10 \text{ Gau\ss}$. Eine künstliche Horizontalmarke ließ sich etwa mit der gleichen Genauigkeit vermessen.

Man kann schließlich die geschilderte Interferenzanordnung noch mannigfach abwandeln, z. B. durch Ersatz der homogenen Viertelwellenlängenplatte durch eine parallele zur Achse geschnittene dicke Quarzplatte nach dem schon oben erwähnten Verfahren von Wood [9]. Im Prinzip kann man dann mit zwei Linien λ_1 und λ_2 mit einer einzigen Exposition gleichzeitig die Werte $(K + 2a)$ und $(K - 2a)$ bekommen, wobei sich eine Sonderbestimmung von K erübrigt. Liegen λ_1 und λ_2 nicht mehr sehr eng beieinander, so muß man dabei unter Umständen die Dispersion der doppelbrechenden Prismenanordnung berücksichtigen, welche den Wert von K beeinflusst [9]. Um mit beiden Linien wirklich genau den gleichen Oberflächenpunkt der Sonne zu erfassen, sollten beide Linien um ein ganzzahliges Vielfaches der Interferenzordnung m , also um ein ganzzahliges Vielfaches des Dispersionsgebietes D , auseinanderliegen.

Untersuchungen mit einer Lummer-Gehrke-Platte konnten bisher in Potsdam nicht gemacht werden, weil dort kein Exemplar dieses Interferometertyps zur Verfügung stand. Sie ist aber für die vorliegende Aufgabe möglicherweise trotz ihres Astigmatismus besonders geeignet, wenn es gelingt, beide Reihen von Interferenzknoten auf dem Spektrographenspalt untereinander zu vereinigen. Denn symmetrisch einander gegenüberstehende Knoten gehören in diesem Falle zu dem *gleichen* Punkte der Sonnenoberfläche. Wenn man also bei hohem Spalte die Bildteilung durch Doppelbrechung nach einer oben beschriebenen Anordnung erst in der Bildebene des Spektrums vornimmt, bekommt man jetzt *nebeneinander* zwei identische Bilder mit dem vollen Knotensystem der zu untersuchenden Linie. Man vermißt jetzt auf Aufnahmen, die mit Polarisationsoptik hergestellt wurden, die Abstände zusammengehöriger Knoten in jedem der beiden Teilbilder für sich. Bedeuten wieder K den normalen Abstand der beiden Knoten in jedem Teilbild, $\Delta \lambda$ die

Zeeman-Aufspaltung und Δz die Doppler-Verschiebung an dem zu untersuchenden Punkte, so erhält man aus den Messungen in Analogie zu Abbildung 8 direkt die Größen $(K + 2\Delta z + 2\Delta\lambda)$ und $(K + 2\Delta z - 2\Delta\lambda)$. Daraus folgt sofort $4\Delta\lambda$ und $(K + 2\Delta z)$. Schiebt man wieder das Sonnenbild Punkt für Punkt über den Ort des betreffenden Interferenzknotens, so ergeben etwaige Unterschiede in der Größe $(K + 2z)$ auch noch die relativen Unterschiede in den lokalen Doppler-Verschiebungen. Für eine Entscheidung über die Brauchbarkeit dieses Verfahrens bedarf es aber durchaus einer noch ausstehenden sorgsam experimentellen Prüfung.

Literatur.

- [1] HALE, G. E.: *Astrophysic. J.* **28**, 315 (1908) = *Mt. Wilson Contr.* 30. – [2] HALE, G. E.: *Astrophysic. J.* **38**, 22 (1913) = *Mt. Wilson Contr.* 71. – [3] SEARES, F. H.: *Astrophysic. J.* **38**, 99 (1913) = *Mt. Wilson Contr.* 72. – [4] HALE, G. E., F. H. SEARES, A. v. MAANEN u. F. ELLERMANN: *Astrophysic. J.* **47**, 206 (1918) = *Mt. Wilson Contr.* 148. – [5] HALE, G. E., F. ELLERMANN, S. B. NICHOLSON u. A. H. TOY: *Astrophysic. J.* **49**, 153 (1919) = *Mt. Wilson Contr.* 165. – [6] HALE, G. E. u. S. B. NICHOLSON: *Astrophysic. J.* **62**, 270 (1925) = *Mt. Wilson Contr.* 300. – [7] HALE, G. E. u. S. B. NICHOLSON: *Magnetic Observations of Sunspots, 1917–24*; 2 Teile. Washington. – [8] VON KLÜBER, H.: *Z. Astrophysik* **24**, 121 (1947). – [9] VON KLÜBER, H.: *Z. Astrophysik* **24**, 1 (1947). – [10] KÖNIG, W.: *Wied. Ann.* **62**, 240 (1897). – [11] SCHÜLER, H., J. E. KEYSTONE: *Z. Physik* **72**, 423 (1931). – [12] RUARK, A. E.: *Phil. Mag.* **1**, 7 (1926). – [13] KAISER, H.: *Handbuch der Spektroskopie Bd. 5*, 521 (1910). – [14] Jenaer Farb- und Filterglas; Jenaer Glaswerk, Schott u. Gen., Jena. – [15] VON KLÜBER, H.: *Z. Astrophysik* **23**, 52 (1944). – [16] ALFÉN, H.: *Arkiv Mat. Astr. och Fysik* **29**, A. 1 (1931). – [17] COWLING, T. C.: *M. N.* **93**, 90, 132 u. **94**, 39 (1932). – [18] KIEPENHEUER, K. O.: *Z. Astrophysik* **20**, 332 (1941). – [19] WALÉN, C.: *Arkiv Mat. Astr. och Fysik* **30**, A. 1 (1944). – [20] KIEPENHEUER, K. O.: *Nature* **158**, 340 (1946); *Ann. d'Astrophysique* (1946); *Astrophysic. J.* 1947 (im Druck). – [21] BIERMANN, L.: in Vorbereitung, 1947. – [22] LAU, E., RITTER: *Z. Physik* **76**, 190 (1932). – [23] v. KLÜBER, H., H. MÜLLER: *Interferometrische Untersuchung des allgemeinen Magnetfeldes der Sonne*; in Vorbereitung. – [24] FABRY, CH., H. BUISSON: *J. Physique* **9**, 197 (1910). – [25] BUISSON, H., CH. FABRY: *J. Physique* **9**, 298 (1910). – [26] BUISSON, H., CH. FABRY: *Astrophysic. J.* **28**, 169 (1908). – [27] FABRY, CH., PEROT: *Astrophysic. J.* **15**, 73, 261 (1902). – [28] *Handbuch der Astrophysik, Bd. I*, 1 S. 271. – [29] BURNS, K., F. MEGGERS: *Publ. Alleg. Obs.* **6**, Nr. 7, 105 (1925). – [30] BURNS, K., C. C. KIESS: *Publ. Alleg. Obs.* **6**, Nr. 8, 175 (1927). – [31] BURNS, K.: *Publ. Alleg. Obs.* **6**, Nr. 9 (1928). – [32] GEHRCKE, E., O. REICHENHEIM: *Ber. dtsch. phys. Ges.* 1906. – [33] H. SCHULZ: *Handb. d. Astrophys. I.*¹ (1933). – [34] MOLYNEUX, J.: *Physik. Z.* **13**, 259 (1912). – [35] MEISSNER, K. W.: *Ann. Physik* **51**, 104 (1916). – [36] Nach Messungen durch H. MÜLLER, aus [23].