

Mitteilungen des Astrophysikalischen Observatoriums Potsdam Nr. 16.

Zum Nachweis schwacher Magnetfelder auf der Sonnenoberfläche.

Von

H. von KLÜBER in Potsdam.

Mit 8 Abbildungen.

(Eingegangen am 11. September 1944.)

Es wird eine Methode angegeben, um mit einer Polarisationsoptik, deren Hauptbestandteil eine dicke Quarzplatte darstellt, auch noch sehr schwache ZEEMAN-Effekte im Sonnenspektrum sogleich unverfälscht durch DOPPLER-Effekte mit ausgewählten FRAUNHOFER-Linien zu vermessen. Die Auswertung einiger derartiger Aufnahmen wird mitgeteilt und es werden Hinweise auf weitere polarimetrische Anordnungen für ähnliche Messungen gegeben.

Die Feststellung von Größe und Polarität stärkerer lokaler Magnetfelder auf der Sonne, wie sie in der unmittelbaren Umgebung von Flecken vorkommen, bereitet bei Anwendung hinreichend leistungsfähiger Spektrographen keine besonderen Schwierigkeiten. Alle grundlegenden Arbeiten hierzu verdanken wir G. E. HALE und seinen Mitarbeitern [1, 4, 5]. Über die bisherigen Erfahrungen auf diesem Gebiete am hiesigen Institut wird in einer anderen Arbeit berichtet [2]. Man wird sich indessen spezieller Beobachtungsmethoden bedienen müssen, um schwache und schwächste Felder nachzuweisen, wie sie möglicherweise in der weiteren Umgebung von großen Sonnenflecken zu vermuten sind [3] und wie sie wahrscheinlich auch im allgemeinen Magnetfelde der Sonne vorliegen [4, 5].

Insbesondere wird man eine Beobachtungsmethode anstreben müssen, die mit einer einzigen Aufnahme den gesuchten Betrag $\Delta \lambda$ des Zeemann-Effektes sogleich unverfälscht durch etwaige lokale Doppler-Effekte liefert. Am hiesigen Institut wurden in den letzten Jahren verschiedene solche Beobachtungsverfahren erprobt. Eine derartige Anordnung, die sich in längeren Aufnahmeserien hier durchaus bewährt hat und eine besonders günstige Lösung zu sein scheint, soll im Nachfolgenden beschrieben und zur Anwendung empfohlen werden. Möglicherweise handelt es sich um eine Anordnung, die so oder ähnlich in einer Notiz in [6] andeutungsweise erwähnt wird, über die aber aus zeitbedingten Umständen gegenwärtig nichts Näheres zu erfahren war.

Dies Beobachtungsverfahren knüpft an eine elegante, schon 1914 von R. W. WOOD beschriebene Methode an [7], welche damals zur

wechselweisen Trennung der eng benachbarten D-Linien des Na benutzt wurde. Läßt man zirkular polarisiertes Licht durch eine dicke, parallel zur Achse geschnittene planparallele Quarzplatte fallen, so kann man bei richtiger Wahl der Dicke D im allgemeinen erreichen, daß das die Quarzplatte verlassende Licht nunmehr bei einer vorgegebenen Wellenlänge λ_1 in bestimmter Richtung linear polarisiert ist und *gleichzeitig* für eine zweite, vorgegebene Wellenlänge λ_2 zur ersten Richtung senkrecht ebenfalls linear polarisiert schwingt. Denn bei richtiger Dicke können sich die beiden Schwingungskomponenten im Quarz für λ_1 gerade so zusammensetzen, daß der Quarz für diese Wellenlänge λ_1 als $1/4$ - λ -Platte wirkt. Gleichzeitig wirkt er aber für die Wellenlänge λ_2 wegen der Unterschiede der beiden Brechungsindizes im Quarz schon als $3/4$ - λ -Platte.

Wir stellen uns jetzt das Fraunhofersche Absorptionsspektrum der Sonne vor und nehmen an, daß bei den beiden betrachteten Wellenlängen λ_1 und λ_2 je eine durch den einfachen longitudinalen Zeeman-Effekt aufgespaltene Linie liege. Jede der beiden Linien ist also dann in je eine rechts und eine links zirkular polarisierte Komponente aufgespalten. Nach Durchgang durch die Quarzplatte werden die vier zirkular polarisierten Komponenten nunmehr alle vier linear polarisiert sein. Die beiden zu λ_1 gehörigen Komponenten schwingen dabei senkrecht zueinander, ebenso die beiden zu λ_2 gehörigen Komponenten. Jedoch schwingt nun die langwellige Komponente von λ_1 senkrecht zur langwelligen Komponente von λ_2 und ebenso die kurzwellige Komponente von λ_1 senkrecht zur kurzwelligen Komponente von λ_2 . Wird das Licht also nach Verlassen der Quarzplatte noch durch einen linearen Polarisator und danach auf den Spalt eines Spektrographen geleitet, so kann man durch Drehung des linearen Polarisators erreichen, daß in dem entstehenden Spektrum von λ_1 nur die langwellige, von λ_2 nur die kurzwellige Zeeman-Komponente (oder umgekehrt) übrig bleiben. Mißt man also mit dieser Anordnung im gleichen Spektrum den Abstand der Linien λ_1 und λ_2 , so erhält man, falls ein longitudinaler Zeeman-Effekt der beiden Linien vorliegt, bei der einen Stellung des linearen Polarisators $\lambda_1 - \lambda_2 + 2 \Delta \lambda$ und bei der anderen Stellung $\lambda_1 - \lambda_2 - 2 \Delta \lambda$, worin $\Delta \lambda$ in der üblichen Weise [2] den gesuchten Betrag der Zeeman-Aufspaltung bedeutet. Das Schema der Abb. 1 veranschaulicht diese Verhältnisse.

Die erforderliche Dicke der Quarzplatte läßt sich leicht bestimmen. Die Wellenlänge λ in Luft verändert sich definitionsgemäß in einem Medium vom Brechungsindex n zu $\frac{\lambda}{n}$. Sind nun n_ω und n_ε wie üblich die beiden Brechungsindizes für kristallinen Quarz für den ordentlichen und außerordentlichen Strahl, so gehen auf die Dicke D der Quarzplatte offenbar $\frac{D \cdot n_\omega}{\lambda}$ bzw. $\frac{D \cdot n_\varepsilon}{\lambda}$ Wellenlängen. Nach Austritt aus der Quarzplatte sollen sich der ordentliche und der außerordentliche Strahl für λ_1

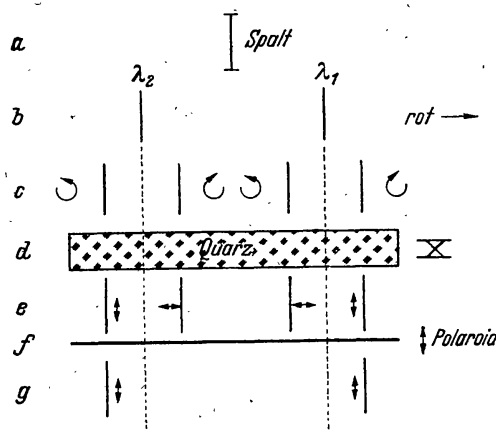
mit einer Phasenverschiebung von $\frac{1}{4} \lambda_1$ und für λ_2 mit einer Phasenverschiebung von $\frac{3}{4} \lambda_2$ zusammensetzen, wobei noch beliebig viele ganzzahlige Wellenlängenunterschiede zugelassen sind. Das führt zu den einfachen Bedingungsgleichungen

$$\begin{aligned} D (n_{1\varepsilon} - n_{1\omega}) &= \lambda_1 (k + \frac{1}{4}) \\ D (n_{2\varepsilon} - n_{2\omega}) &= \lambda_2 (k + l + \frac{3}{4}) \end{aligned} \quad (1)$$

wobei als Zusatzbedingung $k = 0, 1, 2, \dots$ und für $\lambda_1 > \lambda_2$ auch $l = 0, 1, 2, \dots$ gefordert wird. Wegen der ganzzahligen Zusatzbedingungen für k und l werden sich diese beiden Gleichungen im allgemeinen nur genähert

Abb. 1. Schema der polarimetrischen Anordnung mit dicker Quarzplatte für den Fall eines normalen, longitudinalen Zeeman-Effektes (normales Dublett) und eines Nordpols.

Die vom Spalt (a) erzeugten beiden Fraunhoferlinien λ_1 und λ_2 (bei b) spalten im normalen, einfachen longitudinalen Zeeman-Effekt je in zwei zirkular polarisierte Komponenten (bei c) auf, die um $\pm \lambda$ verschoben symmetrisch zum Orte der ursprünglichen Linien liegen. Durch die dicke Quarzplatte d, deren Achsenlage das Pfeilschema rechts angibt, werden die zirkularen Schwingungen der 4 Komponenten in lineare verwandelt, deren Schwingungsrichtungen das Pfeilschema bei e zeigt. Der lineare Polarisator f löscht schließlich entweder die beiden inneren Komponenten (bei g) oder nach einer Drehung um 90° die beiden äußeren.



erfüllen lassen. Läßt man aber eine hinreichende Dicke der Quarzplatte zu, so finden sich wohl stets für die Praxis ausreichende Werte.

Eine kleine Versuchsanordnung, die hier auch zur Kontrolle der richtigen Justierung aller optischen Teile immer wieder verwendet wird, veranschaulicht leicht diese Verhältnisse. Man schickt kontinuierliches Licht einer künstlichen Lichtquelle, etwa einer Wolfram-Punkt-Lampe, oder das Sonnenlicht, zunächst durch einen linearen Polarisator und dann durch eine mit ihren Achsen um 45° gegen dessen Schwingungsebene gedrehte $\frac{1}{4}$ - λ -Platte. Dann erhält man in einem längeren Wellenlängenbereich hinreichend genau zirkular polarisiertes Licht. Dieses leitet man jetzt durch die dicke Quarzplatte, durch einen weiteren linearen Polarisator und dann auf den Spalt des Spektralapparates. Wenn der zweite lineare Polarisator mit den Schwingungsrichtungen im Quarz einen Winkel von 45° bildet, so wird man das entstehende kontinuierliche Spektrum von dunklen Streifen durchzogen erblicken. Es folgen sich, wenn man im Spektrum nach der langwelligen Seite hin fortschreitet, mit langsam zunehmendem Abstände Maxima und Minima der Helligkeit (Abb. 3 b und c). Zuzufolge der Formeln (1) soll eine der beiden vorgegebenen Wellenlängen am Orte eines solchen Minimums liegen, die andere gleichzeitig am Orte eines Maximums. Wenn λ_1 in einem Minimum

liegt, so liegt für $l = 0$ und $\lambda_1 > \lambda_2$ die Wellenlänge λ_2 im folgenden Maximum nach der violetten Seite. l kann aber auch Werte > 0 annehmen, wodurch sich die Bedingungen der Gleichungen (1) oft besser erfüllen lassen. In solchem Falle liegen zwischen λ_1 und λ_2 mehrere Maxima und Minima; aber in allen diesen möglichen Fällen soll immer die eine Linie auf ein Maximum, die andere auf ein Minimum fallen. l gibt dann die Zahl der zwischen den beiden Wellenlängen liegenden Minima, also die Zahl der dort anzutreffenden dunklen Streifen an. Abb. 3 b und c veranschaulicht einen solchen Fall für das Linienpaar $\lambda 5131.48$ und $\lambda 5250.22$ und für $l = 10$. Die Genauigkeit, mit der diese Forderung im allgemeinen für die vorliegenden Zwecke erfüllt sein soll, zeigt folgende Überlegung. Zwischen zwei Stellen größter Auslöschung ändert sich der Phasenunterschied der beiden die Quarzplatte verlassenden Strahlen mit der Wellenlänge stetig und sehr nahe linear. Die an der Stelle eines Minimums befindliche lineare Phase ändert sich also beim Fortschreiten mit der Wellenlänge stetig über alle möglichen elliptischen Phasen einschließlich des Spezialfalles der zirkularen Polarisierung, bis wieder zu dem Falle der linearen Phase senkrecht zur Minimumsstelle am Orte des folgenden Maximums und so fort.

Die Achsenlagen der Schwingungsellipse bleiben erhalten, die Achsen liegen parallel bzw. gekreuzt zum linearen Polarisator vor dem Spektrographenspalt und für ihren Elliptizitätskoeffizienten a/b gilt für den Gangunterschied $m \cdot \lambda$ der Wert $\frac{a}{b} = \operatorname{tg} (180^\circ \cdot m)$. Für die Stelle eines Minimums ist $m = 0$ zu setzen, für ein Maximum $m = 1/2$. Um nun zuverlässige Linienverschiebungen bei einem longitudinalen Zeeman-Effekt wahrzunehmen, muß man fordern, daß die eine Zeeman-Komponente gegenüber der anderen, wenn auch nicht vollständig ausgelöscht, so doch wenigstens so weit geschwächt wird, daß sie die Messungen nicht mehr gefährdet. Das wird im allgemeinen hinreichend sicher der Fall sein, wenn sie nach Durchgang durch die polarimetrische Einrichtung im Spektrum schließlich nicht mehr als etwa 5% der Intensität der anderen Komponente aufweist. Das gegenseitige Intensitätsverhältnis der beiden Zeeman-Komponenten ein und derselben Linie wird aber bestimmt durch das Quadrat des Achsenverhältnisses der erwähnten Schwingungsellipse. Mit $\operatorname{tg}^2 (180^\circ \cdot m) = 0.05$ wird $m = 0.07$. Wenn also die Bedingung der Gleichungen (1) für λ_1 streng erfüllt ist, wenn also λ_1 z. B. genau in einem Minimum liegt, so wird man zulassen dürfen, daß λ_2 von seinem Sollwert, also der Stelle eines genauen Maximums, um etwa 7% des Abstandes zweier aufeinanderfolgender Minima (also dunkler Streifen) abweicht. Da man in der Praxis etwaige kleine Abweichungen besser auf beide Wellenlängen gleichmäßig verteilt, außerdem auch nach Möglichkeit wegen der besseren Vermeßbarkeit hart arbeitende photographische Emulsionen für die

Aufnahmen benutzen wird, so kann man diese Fehlergrenze für die meisten praktischen Fälle unbedenklich noch etwas größer halten.

Aus der Herleitung der Gleichungen (1) entnimmt man auch alsbald die Tatsache, daß die Streifen der Minima um so enger zusammenrücken, je dicker die Quarzplatte ist, und daß sie um so weiter auseinanderrücken, je weiter man vom violetten zum roten Spektralbereich fortschreitet. Einen praktischen Fall veranschaulicht die Abb. 3 b und c weiter unten, aus der man die vorkommenden linearen Größen direkt entnehmen kann.

Um für einen gegebenen Fall nach den Gleichungen (1) die notwendige Dicke der Quarzplatte zu berechnen, ist die sehr genaue Kenntnis der Werte n_ω und n_ε für die betreffenden Wellenlängen nötig. Für die Dispersionswerte finden sich in der Literatur genauere Angaben im allgemeinen nur für wenige, diskrete Wellenlängen, was die Interpolation unbequem gestaltet. Für den vorliegenden Zweck und für eine bequeme Interpolation werden hier in der Tabelle 1 Dispersionswerte des hexagonalen Quarzes (SiO_2) in dem hier interessierenden Wellenlängenbereich von 5000 bis 7000 Å bei 18° C in äquidistanten Intervallen samt einigen anderen nützlichen Angaben gegeben, zwischen denen sich hinreichend leicht linear mit den beigegebenen ersten Differenzen interpolieren läßt. Die Tafel ist nach der CORNUSCHEN Interpolationsformel (8, 9) gerechnet unter Benützung der genauen Dispersionsbestimmungen von H. DUFET [10], GIFFORD, J. MACÉ DE LÉPINAY [11], F. F. MARTENS [12] und G. MÜLLER [13]. Die Dispersionswerte der meisten optischen Substanzen lassen sich bekanntlich meist hinreichend genau durch die zur Cornu-Formel vereinfachte empirische HARTMANN-Formel darstellen [14], wenn der HARTMANN-Exponent $\alpha = 1$ gesetzt wird. Das ist auch hier der Fall [15]. Die Unsicherheit der Tafelwerte überschreitet dementsprechend im allgemeinen auch nicht eine Einheit der 5. Dezimalen, die bereits bei den Ausgangswerten nicht mehr verbürgt ist.

Will man D exakt berechnen, so sind die Anforderungen, die an die Kenntnis der Dispersionswerte gestellt werden, sehr hoch. Zwar geht nur die verhältnismäßig noch genauer bekannte Differenz ($n_\varepsilon - n_\omega$) in die Formeln (1) ein. Betrachtet man aber beispielsweise eine Quarzplatte von 2 cm Dicke und einen durch sie bei λ 6000 Å erzeugten Streifen im Spektrum, so überzeugt man sich leicht, daß schon eine Änderung von einer Einheit der 5. Dezimalen in den Differenzen ($n_\varepsilon - n_\omega$) die betrachtete Stelle maximaler Auslöschung im Spektrum, also den dort sichtbaren dunklen Streifen, um rund 6 Å verschiebt. Das ist ein Betrag, der für die vorliegenden Zwecke in der Regel nicht mehr erlaubt ist. Schon die 5. Dezimale der Brechungsindizes von Quarz ist aber in den zitierten veröffentlichten Werten nicht mehr sicher. Man wird also für die Erreichung der endgültigen Dicke bei der Herstellung der gewünschten Quarzplatte die direkte optische Kontrolle vor dem Spektroskop selber

Tabelle 1.

6

λ ($\text{\AA}$)	n_{ω}	n_{ε}	$n_{\varepsilon} - n_{\omega}$	$\frac{\lambda}{n_{\varepsilon} - n_{\omega}}$ $\text{\AA} \cdot 10^{-1}$	Halber Streifen- Abstand für $D = 10 \text{ mm}$ A	k für $D = 10 \text{ mm}$	Dicken- zuwachs für + 1 k mm	Änderung der Streifenlage, wenn Dicke um Faktor 0.001 wächst A
5000	1,548725	1,558026	0,009301	53758	11,7	185,77	+0,0538	+4,36
5100	8114 611	7389 637	9275 26	54986 1228	12,3	181,61	550	4,47
5200	7535 579	6786 603	9251 24	56210 1224	12,9	177,65	562	4,58
5300	6986 549	6214 572	9228 23	57434 1224	13,6	173,86	574	4,68
5400	6464 522	5670 544	9206 22	58657 1223	14,2	170,23	587	4,78
5500	5968 496	5152 518	9184 22	59887 1230	14,9	166,73	599	4,88
5600	5495 473	4658 494	9163 21	61115 1228	15,5	163,37	611	4,98
5700	5044 451	4188 470	9144 19	62336 1221	16,1	160,17	623	5,09
5800	4613 431	3739 449	9126 18	63555 1219	16,7	157,09	636	5,19
5900	4202 411	3310 429	9108 18	64778 1223	17,3	154,12	648	5,27
6000	3809 393	2899 411	9090 18	66007 1229	17,9	151,25	660	5,38
6100	3433 376	2506 393	9073 17	67232 1225	18,5	148,49	672	5,46
6200	3072 361	2129 377	9057 16	68455 1223	19,2	145,83	684	5,56
6300	2725 347	1767 362	9042 15	69675 1220	19,8	143,27	697	5,65
6400	2393 332	1420 347	9027 15	70898 1223	20,5	140,80	709	5,76
6500	2074 319	1086 334	9012 15	72126 1228	21,2	138,40	721	5,88
6600	1767 307	0765 321	8998 14	73350 1224	22,1	136,08	733	6,00
6700	1472 295	0456 309	8984 14	74577 1227	22,9	133,84	746	6,13
6800	1187 285	1,550158 298	8971 13	75800 1223	23,8	131,68	758	6,27
6900	0910 277	1,549871 287	8961 10	77000 1200	24,9	129,62	770	6,44
7000	0640 270	1,549595 276	0,008955 6	78169 1169	25,8	127,68	782	6,68

H. VON KLÜBER:

Werte für die Brechungsindizes des hexagonalen Quarzes (SiO_2) und Zahlenangaben zur schnellen genäherten Ermittlung erforderlicher Quarzdicken nach den Formeln (1). Zur schnellen Gewinnung eines Überblickes über die möglichen Quarzdicken erinnere man sich, daß

1. die Streifenabstände bei gleichem λ umgekehrt proportional der Quarzdicke D sind,
2. k für gleiche λ proportional der Quarzdicke D ist,
3. die Änderung der Streifenlage (letzte Kolonne) hier hinreichend genau proportional mit der Quarzdicke D geht,
4. eine Temperatursteigerung um $+1^\circ\text{C}$ im Bereich der Zimmertemperaturen die Streifenlage bei $7000 \text{\AA}$ um $0,7 \text{\AA}$ nach Violett verschiebt.

Für die Festlegung endgültiger Werte ist eine genaue Rechnung und schließliche Prüfung vor dem Spektrographen nicht zu umgehen.

nicht entbehren können. Eine Zunahme von D um $+ 0.002$ mm im obigen Beispiel verschiebt die *Lage* eines dunklen Streifens um etwa 1 Å nach Rot. Es ist daher durchaus möglich, den planparallelen Schliff der Quarzplatte in den erforderlichen Toleranzgrenzen zu halten, wobei die Prüfung zweckmäßig ebenfalls vor dem Spektroskop erfolgen sollte. Hier muß man sich insbesondere davon überzeugen, daß die dunklen Streifen über die ganze Höhe des Spektrums hinweg hinreichend genau parallel den Spektrallinien verlaufen.

Man bemerkt bei dieser Gelegenheit auch, daß die Temperaturabhängigkeit der Brechungsindizes bei der praktischen Anwendung durchaus nicht zu vernachlässigen ist. Die uns hier allein interessierenden Differenzen ($n_{\epsilon} - n_{\omega}$) ändern sich nach Messungen von F. J. MICHELI [16] und G. MÜLLER [13] im Bereich der Zimmertemperatur bei 1°C Temperaturzunahme um $- 0.1$ der 5. Dezimalen, entsprechend einer Streifenverschiebung um etwa 0.7 Å nach Violett in unserm Beispiel. Da bei der Anwendung das durch eine Sammellinse (Objektiv) konzentrierte Sonnenlicht durch die Quarzplatte hindurchtritt, ist ohne entsprechende Vorsichtsmaßregeln eine Erwärmung der Platte um mehrere Grad durchaus möglich und tritt, wie bei den ersten hiesigen Versuchen festgestellt wurde, auch tatsächlich ein. Man bemerkt dann im Laufe der Beobachtungen ein allmähliches Auswandern des Streifensystems. Ein Wärmeschutzfilter im Strahlengang, etwa SCHOTT BG 19 in einer Dicke von 2 mm [17], genügt nach hiesigen Erfahrungen genvöllig, um selbst bei langen Beobachtungszeiten jede merkliche Abwanderung der Streifen zu verhindern. Wegen dieser Empfindlichkeit der Streifenfolge empfiehlt es sich, bei Aufnahmen für genaue Messungen stets eine der weiter unten erwähnten und schnell auszuführenden Kontrollaufnahmen auf der gleichen Platte zu exponieren.

Man wird Feldstärkenmessungen nach der angegebenen Methode mit dicker Quarzplatte vorwiegend für die Aufsuchung und Vermessung schwacher Felder benutzen, weil sie — gleiche Zeeman-Aufspaltung beider Linien vorausgesetzt — direkt den doppelten Betrag von $\Delta\lambda$ frei von Doppler-Verfälschungen zu messen gestattet. Es ist aber nach hiesigen Erfahrungen wichtig, daß man sich dazu Fraunhoferlinien mit möglichst großen und einfachen Zeeman-Aufspaltungen heraussucht, will man die Vorteile der Methode nicht durch zu kleine LANDÉsche g -Faktoren wieder verlieren. In einem andern Aufsatz [2] wurde gezeigt, daß mit dem für den Verfasser zur Zeit zugänglichen Literaturmaterial nur verhältnismäßig wenige geeignete Linien mit großer einfacher Aufspaltung im Sonnenspektrum zu finden sind. Vielleicht lassen sich aber bei Nachprüfung mit neuerem Material noch einige weitere gute Linien finden. Zu erwägen bliebe schließlich noch, auch kompliziertere Auf-

spaltungsbilder unter Berücksichtigung der Intensitätsverhältnisse der Zeeman-Komponenten, etwa nach einem Vorschlag von A. G. SHENSTONE und H. A. BLAIR [18], heranzuziehen. Überblickt man das spärliche Material unserer Tabelle 1 in [2] von Linien größter Aufspaltung, so bemerkt man leider alsbald, daß darunter kein Linienpaar vorkommt, das, wie man wünschen möchte, einander bis auf wenige Angström benachbart ist. Man muß sich also entweder mit einem verhältnismäßig großen Abstand der beiden Linien abfinden, wobei jedoch natürlich noch beide Linien auf einer einzigen Aufnahme vereinbar sein müssen. Großer Linienabstand bringt aber einige meßtechnische Schwierigkeiten mit sich und deswegen die Methode unter Umständen wieder um einen Teil ihres Vorteils. Oder aber, man muß sich entschließen, eine Linie großer einfacher Aufspaltung mit einer solchen von einfacher, aber kleinerer Aufspaltung zu kombinieren, was im Prinzip ja möglich ist. Eine Zusammenstellung solcher Linien mittlerer Aufspaltung findet sich ebenfalls an genannter Stelle [2] in Tabelle 2. Für die Linienauswahl ist ferner maßgebend, daß beide dem gleichen Element angehören sollen, möglichst gleiche Anregungsbedingungen besitzen (am besten dem gleichen Multiplet angehören) und im Sonnenspektrum möglichst einander ähnlich sind. Unter diesen vielen, verhältnismäßig einengenden Bedingungen lassen sich offenbar nur wenige geeignete Linienpaare auffinden. Am Gitterspektrographen des hiesigen Turmteleskops in der 2. Ordnung mit einer Dispersion von 0.7 Å pro mm kann auf einer Platte vom Format $4,5 \times 24$ cm noch ein Wellenlängenbereich von etwa 150 Å aufgenommen werden. Nach eingehender Prüfung, auch hinsichtlich ihrer guten Vermeßbarkeit, kamen zunächst folgende Linienpaare in engere Wahl, die alle dem *Fe* angehören:

Tabelle 2. Zusammenstellung einiger Linienpaare.

Linienpaare	Zeeman-Typ		Intensität auf der Sonnenscheibe nach (19)	
6302,51 mit 6173,35	$\frac{(0)5}{2}$	$\frac{(0)5}{2}$	5	5
5250,22 mit 5131,48	$\frac{(0)3}{1}$	$\frac{(0)5}{2}$	2	2
5250,22 mit 5263,32	$\frac{(0)3}{1}$	$\frac{(0)3}{2}$	2	4
5250,22 mit 5273,17	$\frac{(0)3}{1}$	$\frac{(0)3}{2}$	2	4

Weitere Einzelheiten über diese Linien finden sich in [2] in den dortigen Tabellen 1 und 2.

Die meßtechnische Schwierigkeit, über einen verhältnismäßig weiten linearen Bereich relative Linienmessungen im Spektrum vorzunehmen, konnten hier ziemlich einfach durch Benutzung eines Stereo- oder Blinkkomparators behoben werden. Wenn der zu überbrückende Bereich zu lang wird, wie bei den beiden ersten der obigen Paare, wurde die Aufnahmeplatte zwischen den beiden Linien auseinandergeschnitten und jede Hälfte auf einer Seite des Blinkkomparators justiert. Wenn der Apparat die erforderlichen Justiereinrichtungen besitzt, wie beispielsweise der hier verwendete große Stereo-Komparator von Zeiß, dann läßt sich die gegenseitige Justierung verhältnismäßig schnell und mit großer Genauigkeit durchführen. Die beiden zu vermessenden Linien können dann im Okular beliebig nahe aneinander gebracht werden. Mit einem kleinen Okularmikrometer ist die relative Vermessung außerordentlich einfach und sicher. Derartige Messungen, die hier schon in größerer Zahl durchgeführt worden sind, enthalten im allgemeinen noch zwei unbekannte Konstanten, die von der zufälligen Einlage der Platten in den Meßapparat abhängen. Die Linien beider Seiten werden nämlich nicht vollkommen parallel ausgerichtet werden können und völlig willkürlich bleibt ferner ihr gegenseitiger Abstand. Die letztere Größe überlagert sich direkt additiv dem gesuchten Zeeman-Effekt. Die Korrektur wegen Nichtparallelität bereitet in der Regel auf graphischem oder ausgleichstechnischem Wege keine Schwierigkeit, wenn man einen hinreichend hohen Spalt am Spektrographen benutzt hat, was man immer tun sollte. Diese Korrektur läßt sich durch die empfindliche Blinkmethode beim Einjustieren der beiden Plattenhälften sowieso von vornherein sehr klein halten. Die Korrektur wegen endlichen Linienabstandes läßt sich bei Vorhandensein geeigneter Meßpunkte ebenfalls in der Regel leicht hinreichend sicher bestimmen. Wenn man auf der Suche nach relativer Feldverteilung ist, wie bei dem unten mitgeteilten Beispiel, gefährdet sie das Resultat gar nicht.

Braucht man genaue absolute Feldstärken, so wird man zweckmäßig zwei Aufnahmen mit zwischendurch um 90° veränderter Stellung des linearen Polarisators vor dem Spalt kombinieren. Man kann zwei solche Aufnahmen mit der gleichen Exposition auf der gleichen Platte erhalten, was beobachtungstechnisch besonders günstig ist. Hier wird man sich hinter der dicken Quarzplatte und an Stelle des gewöhnlichen linearen Polarisators vor dem Spalt des Spektrographen nach einem Vorschlag von W. KÖNIG [20] entweder einer der doppelbrechenden Prismenkombinationen nach ROCHON oder WOLLASTON, oder einer doppelbrechenden planen Kalkspatplatte bedienen. Die plane Kalkspatplatte hat den Vorteil, daß ordentlicher und außerordentlicher Strahl parallel verschoben, jedoch ohne Winkeldivergenz die Platte wieder verlassen und daher der Kollimator des Spektrographen ohne weitere Maßnahmen für beide Bilder

richtig ausgeleuchtet bleibt. Sie hat aber den Nachteil, daß man bei realisierbaren Dicken nur verhältnismäßig geringe Spalthöhen benutzen kann. Denn will man die beiden austretenden Lichtbündel durch eine Blende vom Durchmesser a vollkommen trennen und sei d der dazu erforderliche

Lichtweg im Kristall, so gilt bekanntlich [21] $\frac{d}{a} = \frac{2 \cdot n_e \cdot n_o}{n_e^2 - n_o^2}$. Mit der

recht starken Doppelbrechung des Kalkspates gerechnet ergibt sich für dies Verhältnis der Wert von etwa 10:1. ROCHON- oder WOLLASTON-Prismen, besonders wenn sie aus Kalkspat hergestellt sind, können dagegen recht große Divergenzwinkel der beiden polarisierten Strahlen ergeben (bis zur Größenordnung von etwa 20°). Die notwendige gleiche Ausleuchtung des Kollimators für beide Strahlenbüschel muß dann aber zusätzlich, etwa durch eine Feldlinse, erzwungen werden. Die mangelnde Achromasie des WOLLASTON-Prismas dürfte keine Rolle spielen, da ja weitgehend mit monochromatischem Lichte gearbeitet wird. Überhaupt erlaubt die geschilderte Methode vielfältige Kombinationsmöglichkeiten, darunter auch die oft nützliche Verwendung eines zusammengesetzten $\frac{1}{2}\lambda$ -Plättchen, auf die unten noch zurückzukommen ist. Es sei bei dieser Gelegenheit daran erinnert, daß man die Drehung eines linearen Polarisators oder einer doppelbrechenden Anordnung, welche gelegentlich

Schwierigkeiten bereitet, fast stets ersetzen kann durch die oft viel einfachere Drehung einer $\frac{1}{2}\lambda$ -Platte im Lichtwege.

Die geschilderte Methode wurde hier besonders entwickelt im Hinblick auf geplante und inzwischen bereits laufende interferometrische Arbeiten im Sonnenspektrum, für die besonders große Spalthöhen erwünscht sind. Darüber kann voraussichtlich in einiger Zeit berichtet werden. Sie wird hier außerdem benutzt für die Aufsuchung sehr schwacher Felder. Auch dafür ist eine große Spalthöhe erwünscht, um ein größeres Gebiet auf der Sonne auf einmal zu überdecken.

Bei der erwähnten differentiellen Ausmessung langer und im Spektrum nicht mehr eng benachbarter Fraunhoferlinien ist als Fehlerquelle unter Umständen die

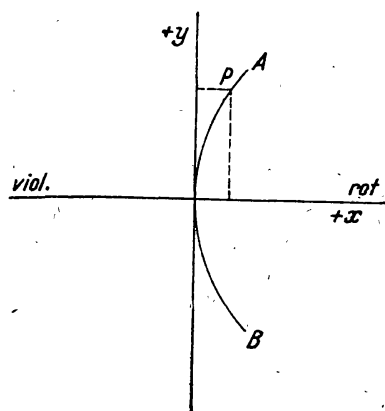


Abb. 2. Krümmung der Spektrallinien im Spektrum eines Plangitters.

Das Koordinatensystem liegt in der Schichtebene der photographischen Platte, die ihrerseits senkrecht auf der Achse des Kameraobjektivs steht. AB stellt den übertrieben gekrümmten Parabelbogen einer Spektrallinie dar. Für die Koordinaten eines auf ihr liegenden Punktes P gilt dann Formel (4).

differentielle Linienkrümmung zu beachten, die bekanntlich auch bei Plan-Gitter-Spektrographen in geringem Maße auftritt. Es ist nötig, sich über ihren Einfluß Rechenschaft zu geben. Die Berücksichtigung der Linienkrümmung für gewisse Präzisionsmessungen im Sonnenspek-

trum hat seinerzeit schon G. T. WALKER [22] behandelt. Wir denken uns die Aufnahmeplatte senkrecht zur Kameraachse stehend und in ihrer Ebene das Koordinatensystem der Abb. 2. x erstreckt sich in Richtung der Dispersion mit positiven Werten nach Rot, y senkrecht dazu, also in Wahrheit sehr nahe parallel den Spektrallinien. Eine übertrieben gekrümmte Fraunhoferlinie stellt der Bogen A B dar. Es bedeute ferner α der Winkel zwischen Gitternormalen und der Richtung des vom Kollimator einfallenden Lichtes, β der Winkel zwischen der Gitternormalen und der Richtung des durch die Kameralinse auf die Platte fallenden Lichtes. Im vorliegenden Falle der Autokollimation sind α und β einander fast gleich. Schließlich bedeute k die Gitterkonstante, n die Ordnung des benutzten Gitterspektrums, f die Brennweite der Kamera und λ die betrachtete Wellenlänge. Es gilt dann

$$2 \cdot f \cdot x \cdot \cos \beta = y^2 (\sin \alpha + \sin \beta). \quad (2)$$

Unter Benutzung der bekannten Gitterformel

$$\frac{n \cdot \lambda}{k} = \sin \alpha + \sin \beta \quad (3)$$

folgt der gesuchte Betrag

$$x = y^2 \frac{n \cdot \lambda}{2 \cdot k \cdot f \cdot \cos \beta}. \quad (4)$$

Hier interessiert lediglich der Betrag $\frac{dx}{d\lambda}$. Mit den in unserem praktischen Falle vorliegenden Werten $y = 20$ mm, $n = 2$, $\lambda_1 = 6303$ Å, $\lambda_2 = 6173$ Å, $\Delta\lambda$ also $= 130$ Å $= 1,3 \cdot 10^{-5}$ mm, $k = 1,67 \cdot 10^{-3}$ mm, $f = 12\,000$ mm, $\beta_1 = 21^\circ 54'$, $\beta_2 = 21^\circ 25'$ wird dx für den betrachteten Wellenlängenbereich nahezu über die ganze nutzbare Länge der Platte $< 0,0005$ mm, ist also für die Messungen eben noch unmerklich. Eine entsprechende Meßreihe an ausgesucht guten terrestrischen Linien bestätigte diese Abschätzung.

Die praktische Anwendung der beschriebenen Methode hat hier durch die zeitbedingte Erschwerung in der Beschaffung geeigneter Quarzplatten, mit denen wunschgemäß die ganze Spalthöhe überdeckt werden konnte, gewisse Einschränkungen erfahren. Nahezu sämtliche, bisher hier erhaltenen Aufnahmen wurden mit einer großen planen Quarzplatte von 50 mm Durchmesser und 23,35 mm Dicke gemacht, die dem Entgegenkommen des Herrn Dr. RITTER (Firma B. Halle Nachf., Berlin-Steglitz) verdankt wird.

Die Untersuchung dieser Quarzplatte mit künstlich zirkular polarisiertem Lichte am großen Spektrographen des Turmteleskops zeigte, daß sie fast vollkommen gut für die Linienkombination λ 5250,22 Å mit λ 5131,48 Å brauchbar ist und ferner, etwas weniger gut aber immerhin für viele Zwecke noch brauchbar, auch für die Linienkombination

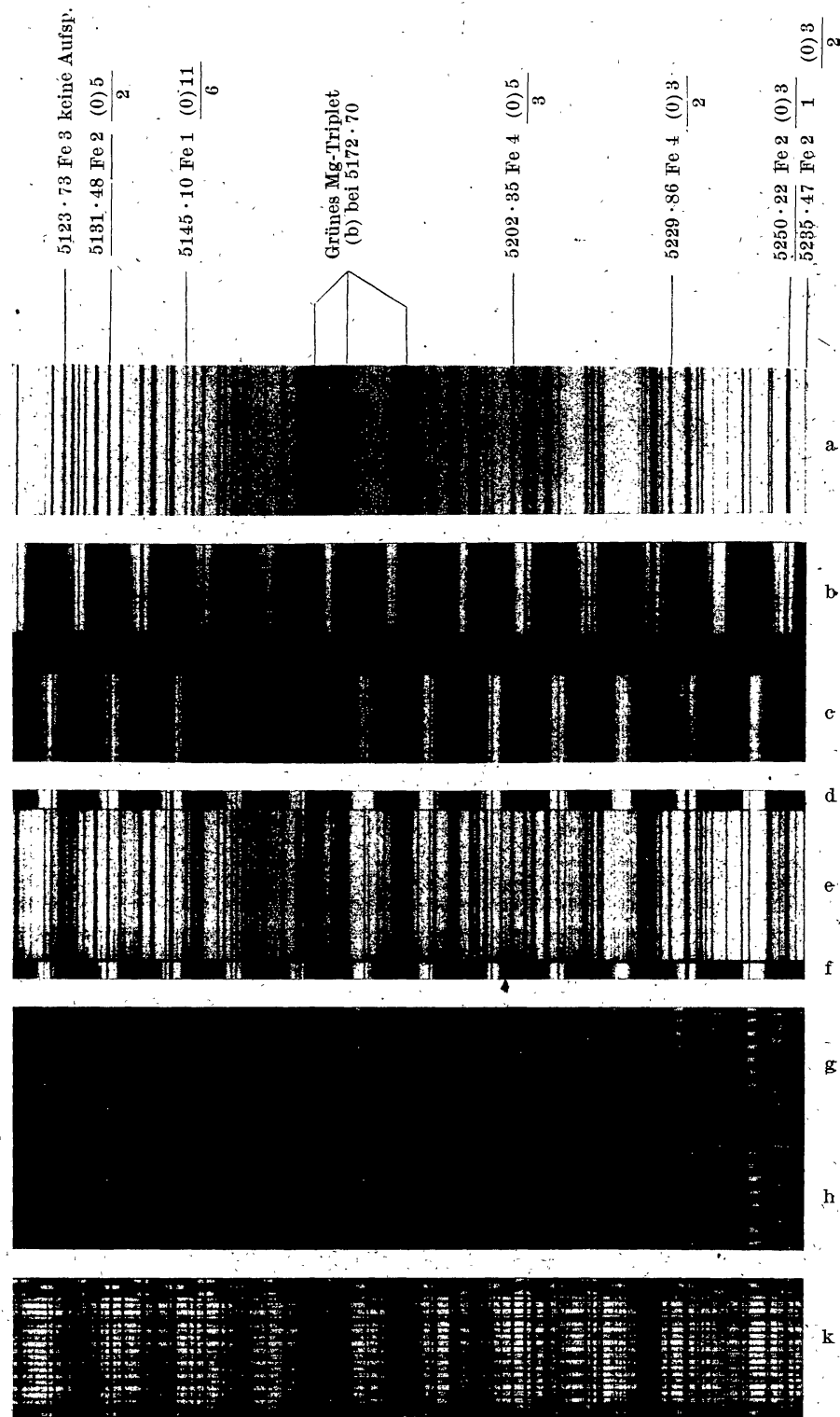


Abb. 3. Beispiele für Justier- und Aufnahmeverfahren.

a) Reguläres Gitterspektrum der Sonne in der Umgebung des grünen Mg-Triplets bei λ 5172,7 Å. Einige für Zeeman-Aufnahmen geeignete Linien sind am oberen Rande mit Wellenlängen, Element, Intensität auf der Scheibe nach (19) und Zeeman-Aufspaltungssymbol gekennzeichnet. Eine im

λ 6302,51 Å und λ 6173,35 Å. Die Abb. 3 und 5 lassen dies ohne weiteres erkennen. Trotz kleiner Fehlstellen läßt sich in dieser Quarzplatte eine Stelle finden, welche hinreichend geradlinige, dunkle Absorptionsstreifen über die ganze nutzbare Spalthöhe von 40 mm liefert. Dies Exemplar erfüllt also weitgehend alle zu stellenden optischen Anforderungen für die zunächst in Angriff zu nehmenden Aufgaben.

Während diese Quarzplatte, wie erwähnt, wesentlich für eine interferometrische Anordnung mit hohem Spalte bestimmt ist, wurde sie doch auch für gewöhnliche Zeeman-Untersuchungen im Sonnenspektrum benutzt. Die Handhabung und Justierung ist verhältnismäßig einfach. Denn obwohl die Kristallplatte korrekterweise im parallelen Lichte benutzt werden müßte, so zeigen die Beobachtungen mit künstlich hergestelltem zirkular polarisiertem Lichte doch alsbald, daß keine Bedenken bestehen, die Quarzplatte bei der großen primären Brennweite des Turmteleskops dicht vor den Spalt in den gewöhnlichen Strahlengang zu setzen. Nach richtiger Orientierung der Schwingungsrichtungen zum Spalt wurde die Quarzplatte kurz vor den Aufnahmen unter Zwischenschaltung eines Wärmefilters auf einem stabilen Dreifuß vor den Spektrographenspalt gestellt. Das durch ein vorbereitetes Testobjekt (bestehend aus einer $1/4$ - λ -Platte und einem linearen Polarisator) künstlich zirkular polarisierte Sonnenlicht wurde durch die Quarzplatte und durch einen dahinter liegenden ebenfalls schon richtig orientierten linearen Polarisator dem Spektrographenspalt zugeleitet. Bei visueller Durchmusterung

Magnetfelde nicht aufspaltende und darum für manche Kontrollzwecke geeignete Fe-Linie liegt bei λ 5123,73 Å. Das im folgenden benutzte Linienpaar besonders großer Aufspaltung ist unterstrichen. b und c) Das gleiche Spektrum nach Einschalten der 23,35 mm dicken Quarzplatte und eines linearen Polarisators in den Strahlengang des Sonnenlichtes, das bei b künstlich rechts und bei c künstlich links zirkular polarisiert wurde. Man erblickt die geraden, nahe äquidistanten Absorptionsstreifen im Spektrum. Minima des einen Streifensystems liegen am Orte der Maxima des anderen. Man überzeugt sich, daß z. B. in b für das ausgesuchte Linienpaar für λ 5131,48 Å eine etwaige rechts zirkular polarisierte Komponente und für λ 5250,22 Å eine links zirkular polarisierte Komponente wirklich völlig gelöscht werden würde. Diese auch am Spektrographen leicht visuell vorzunehmende Prüfung dient zweckmäßig zur Kontrolle und zur Einjustierung vor den Aufnahmen.

d, e und f) In der Mitte bei e eine Aufnahme des Sonnenspektrums mit eingeschalteter polarimetrischer Anordnung mit dicker Quarzplatte und linearem Polarisator zur Untersuchung schwacher Zeeman-Effekte zufolge dem Schema der Abb. 1. d Kontrollaufnahme vor und f Kontrollaufnahme nach der Hauptaufnahme. Für beide wurde das Sonnenlicht wieder künstlich links zirkular polarisiert. Man sieht, daß die beiden Linien λ 5131,48 Å und λ 5250,22 Å richtig zu den Absorptionsstreifen liegen und daß die Streifenlage während der Aufnahmen völlig unverändert geblieben ist. g und h) Polarimetrische Anordnung wie bei e (Quarz 23,35 und linearer Polarisator), jedoch wurde zwischen Quarzplatte und linearem Polarisator dicht vor dem Spektrographenspalt eine aus 1 mm breiten Streifen zusammengesetzte $1/4$ - λ -Platte eingefügt, deren Orientierung die hierzu gehörige Skizze der Abb. 4 zeigt. Das Sonnenlicht wurde bei g künstlich rechts, bei h künstlich links zirkular polarisiert. An den Stellen der Streifenmaxima und -minima im Spektrum wechselt nun entlang einer Spektrallinie der lineare Polarisationszustand von jedem Millimeter zum Nächsten um jeweils 90°. Visuell ist wiederum die richtige Lage der vorgegebenen Fraunhoferlinien zu den Maxima und Minima im Spektrum leicht nachzuprüfen.

i, k und l) In der Mitte bei k eine Aufnahme des Sonnenspektrums mit Quarzplatte von 23,35 mm Dicke, zusammengesetzter $1/4$ - λ -Platte und linearem Polarisator nach dem Schema der Abb. 4. Die horizontalen Striche im Spektrum rühren von Streifenkanten der $1/4$ - λ -Platte her.

Bei i Kontrollaufnahme vor und bei l Kontrollaufnahme nach der Exposition der Hauptaufnahme. Bei k: Beide Kontrollaufnahmen wurden mit künstlich rechts zirkular polarisiertem Licht gemacht. Man überzeugt sich wiederum von der richtigen Lage der beiden ausgesuchten Fe-Linien zum Streifensystem, ferner von dessen unveränderter Lage während der Dauer der Aufnahmen und von der Tatsache, daß in den einzelnen Streifen wirklich jeweils je eine der etwa anfänglich vorhandenen zirkular polarisierten Komponenten richtig und ausreichend gelöscht wird.

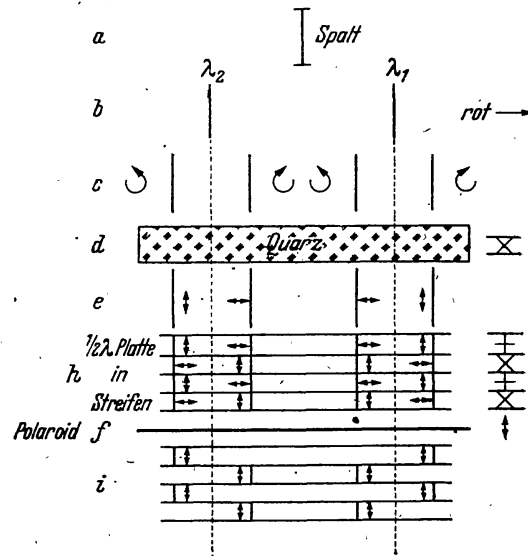
Die Aufnahme der Abb. 5 ist mit einem anderen Linienpaar nach diesem Schema gewonnen worden.

rung des entstehenden Spektrums erblickt man dieses dann von den erwarteten dunklen Streifen durchzogen (Abb. 3 b oder c). Falls diese Streifen, wie im vorliegenden Falle, schmal genug sind, kann man sich leicht davon überzeugen, ob sie vollkommen parallel zu den Spektrallinien verlaufen. Etwaige kleine Fehler der Quarzplatte machen sich alsbald durch schwache Verbiegungen der Streifen bemerkbar. In solchem Falle wird man, ähnlich wie bei der Einjustierung einer Interferometerplatte, durch geringe Verschiebung der Quarzplatte eine fehlerfreie Stelle aussuchen. Durch eine geringe Feindrehung der Quarzplatte um eine zum Spektrographenspalte parallele Achse ist man dann in der Lage, das ganze System der Absorptionsstreifen im Spektrum ein wenig zu verschieben und einen Streifen exakt mit einer der beiden vorgegebenen Fraunhoferlinien zusammenfallen zu lassen. Ist die Quarzplatte richtig dimensioniert, so liegt nunmehr die zweite der ausgesuchten Fraunhoferlinien exakt an der Stelle eines Maximums. Abb. 3 b bis l zeigt hierzu Bildbeispiele. Es ist natürlich wichtig, daß die dieser Streifenlage entsprechenden Stellungen von Quarzplatte und Polarisator während der Aufnahmen streng erhalten bleiben. Um hierfür auf der Aufnahme selber eine dokumentarische Kontrolle zu schaffen, wurde folgendes Beobachtungsverfahren gewählt. Unmittelbar vor der Aufnahme wurde der Spektrographenspalt bis auf einen schmalen oberen Bereich von etwa 2 mm Höhe durch Spaltblenden abgedeckt, das erwähnte Testobjekt in den Strahlengang gebracht und eine kurze Aufnahme gemacht (Abb. 3 d). Die benutzte Spaltstelle wurde dann abgedeckt, der lange Mittelteil des Spaltes freigegeben und nach Entfernung der Testplatte aus dem Strahlengang wurde nunmehr die eigentliche Hauptaufnahme exponiert (Abb. 3 e). Danach wurde auch der eben benutzte Mittelteil des Spaltes abgedeckt und ein bisher verdeckter schmaler unterer Spaltstreifen von wiederum etwa 2 mm Höhe freigegeben. Durch ihn wurde abermals, wie zu Anfang, eine Aufnahme mit vorgesetztem Testobjekt gemacht (Abb. 3 f). Die auf der Platte entstehende Hauptaufnahme ist alsdann oben und unten von zwei schmalen Kontrollspektren eingeschlossen, welche die Streifenlage zu Beginn und zu Ende der Expositionen zeigen (Abb. 3 d bis f). Man bemerkt es auf diese Weise sogleich, falls eine unzulässige Verschiebung (etwa durch Temperatureinfluß) stattgefunden haben sollte, und man überzeugt sich insbesondere mit einem Blicke von der wichtigen Tatsache, ob wirklich, wie es sein soll, die eine bzw. andere zirkulare Komponente ausreichend ausgelöscht wurde. Diese Kontrolle ist nicht unwichtig, weil entlang dem erhaltenen Spektrum die verschiedensten Polarisationszustände stetig aufeinander folgen und man der Aufnahme sonst nicht ansehen kann, ob die richtige Phase wirklich an der richtigen Stelle liegt. Beispiele für dieses Beobachtungsverfahren geben die Abb. 3 d bis l und Abb. 5.

Die Methode ist besonders geeignet, um noch sehr schwache Felder aufzusuchen und zu vermessen, was visuell schwierig und bei sehr kleinen Feldern nur mit ganz besonderen Einrichtungen möglich ist. Wiederum hat sich oftmals die Unterteilung des Spaltbereiches in schmale Streifen mit je um 90° versetztem linearen Polarisationszustand sehr gut bewährt [2], weil die Wirkungen kleinster Abweichungen im Linienverlauf dadurch viel deutlicher sichtbar werden. Dies läßt sich leicht erreichen, wenn man zwischen Quarzplatte und linearem Polarisator vor den Spektrographenspalt in der bekannten Weise eine in Streifen unterteilte $\frac{1}{2}\lambda$ -Platte einfügt [1, 2] (Abb. 3 g bis l). Bei Vorhandensein eines Feldes entsteht dann wieder für jede der beiden Linien das bekannte Meandermuster. Die Muster beider Linien sind aber zueinander spiegelbildlich und lassen sich im Komparator ausgezeichnet durchblinken und vermessen (Abb. 4).

Abb. 4. Anordnung wie bei Abb. 1, jedoch mit Hinzufügung einer aus Streifen zusammengesetzten $\frac{1}{2}\lambda$ -Platte.

Die Stellungen a bis e sind die gleichen wie bei Abb. 1. Nunmehr aber folgt auf die Quarzplatte bei h eine aus schmalen Streifen eines $\frac{1}{2}\lambda$ -Plättchens zusammengesetzte Platte, deren Achsenlagen das rechte Pfeilschema andeutet. Dadurch werden die linearen Schwingungen von e in jedem Streifen wechselweise um je 90° gegeneinander gedreht. Der lineare Polarisator bei f löscht jeweils in jedem Streifen wiederum nur die inneren oder nur die äußeren Komponenten, so daß auf den Aufnahmen schließlich von den beiden Linien λ_1 und λ_2 zwei spiegelbildliche meanderartige Muster entstehen, wovon Abb. 5 ein Beispiel zeigt.



Um diesen Fall deutlich in einer Abbildung vorzuführen, zeigt Abb. 5 die Vergrößerung einer solchen Aufnahme von einem starken Fleckenfelde mit dem Linienpaar $\lambda 6173,35 \text{ \AA}$ und $\lambda 6302,51 \text{ \AA}$ ungefähr so, wie sie im Komparator erscheint, bevor man die Linien einander völlig genähert hat. Am oberen und unteren Rande der Abbildung sieht man die erwähnten Kontrollaufnahmen, die deutlich veranschaulichen, daß von der einen Linie die eine zirkulare Komponente, von der anderen Linie die entgegengesetzt zirkulare Komponente wirklich ausreichend ausgelöscht wird.

Obwohl die hier im Augenblick erst verfügbare Quarzplatte noch nicht vollkommen streng allen Anforderungen entspricht — exakt ausgeführte Exemplare sind in Vorbereitung¹ — so konnte die Methode doch schon ohne nennenswerte Bedenken wiederholt auf praktische Fälle angewandt

¹ Siehe Nachtrag.

werden, um ihre Leistungsfähigkeit in der Praxis zu erproben. Im folgenden seien Meßergebnisse aus einer derartigen Aufnahmeserie mitgeteilt.

Offenbar muß man sich doch vorstellen, daß die in einem Sonnenfleck stark gebündelten magnetischen Kraftlinien, die ziemlich radial aus der Sonnenoberfläche austreten, irgendwie geschlossen sind, also doch möglicherweise wieder mehr oder minder radial gerichtet zur Sonnenoberfläche zurückkehren. Speziell bei großen, einzelstehenden Flecken lag es sehr nahe, nach solchen ausgedehnteren, schwachen Feldern zu suchen. Einer kurzen Notiz zur Folge [3] sind solche Untersuchungen von R. S. RICHARDSON am Mt. Wilson Observatorium mit positivem Ergebnis in Angriff genommen worden. Große Einzelflecke dieser Art sind jetzt zur Zeit des Minimums ziemlich selten und dies ist auch der Grund, warum schon jetzt über die diesbezüglichen und noch keineswegs abgeschlossenen Messungen kurz berichtet wird. Denn es mag noch ziemlich lange Zeit vergehen, bis für abschließende Resultate hinreichendes Material vorliegt. Die eingeschlagene Methode mag aber inzwischen auch für andere Beobachtungsstellen von Nutzen sein.

Von 1943, September 23 bis Oktober 9 konnte hier unter 15° Nord und 80° Länge ein ziemlich isolierter, wenig veränderlicher Hauptfleck mit ungewöhnlich großer Restintensität, einer maximalen Feldstärke von etwa 2500–3000 Gauß Nord und mit einer nur sehr unscheinbaren Begleitgruppe am ungefähren Orte des *F*-Fleckes beobachtet werden. Die

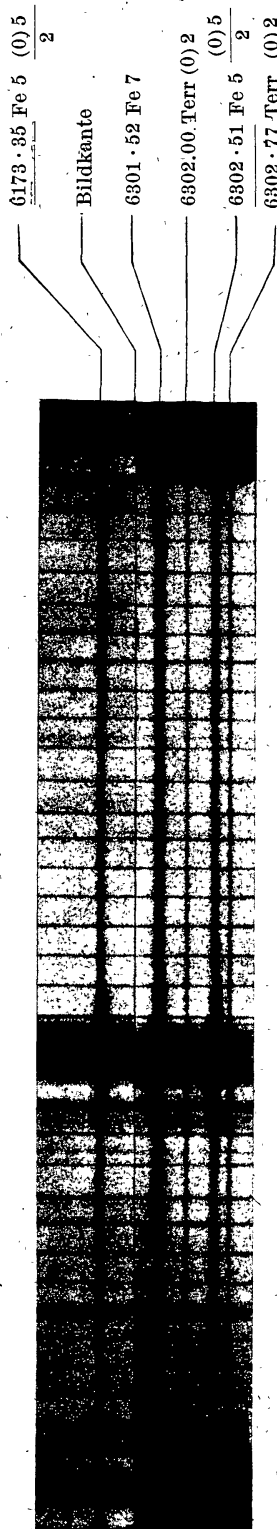


Abb. 5. Beispiel einer Zeeman-Aufnahme über einem Sonnenfleck mit der Kombination einer dicken Quarzplatte mit einer zusammengesetzten $\frac{1}{2}$ - λ Platte, wodurch schwache Felder bei einer ersten Durchmusterung leicht bemerkt werden können.

Die Aufnahmetechnik entspricht dem Schema der Abb. 4 und der Abb. 3i, k und l mit dem Linienpaar λ 6173,35 und λ 6302,51 Å. Die beiden im Spektrum um 130 Å auseinanderliegenden Linien sind zur deutlichen Veranschaulichung der Verhältnisse im Bilde dicht nebeneinandergelegt, Wellenlänge, Element, Intensität auf der Scheibe nach (19) und Zeeman-Aufspaltungssymbol sind beigeschrieben. Das benutzte Linienpaar großer Aufspaltung ist unterstrichen. In der unteren Bildhälfte findet sich ein starkes Magnetfeld von etwa 2500 Gauß über einem Sonnenfleck, das deutlich das zu erwartende spiegelbildliche Meandermuster zeigt. Ein sehr schwaches, in den Messungen noch deutlich nachweisbares Feld in der Nähe des Ortes der *F*-Gruppe dieses Fleckes findet sich in der oberen Bildhälfte, ist aber in der Reproduktion nicht mehr erkennbar. Am oberen und unteren Bildrande die Kontrollaufnahmen mit künstlich zirkular polarisiertem Lichte, aufgenommen vor (oben) und nach (unten) der Hauptaufnahme. Sie zeigen, daß für die eine Fraunhoferlinie wirklich jeweils die eine, für die andere Linie die andere zirkuläre Komponente vollkommen ausgelöscht wird. Derartige Aufnahmen lagen den Messungen der Abb. 6 und 7 zugrunde.

Zum Nachweis schwacher Magnetfelder auf der Sonnenoberfläche. 17

Gruppe ging 1943, Oktober 3 durch den Zentralmeridian. Messungsergebnisse an dieser Gruppe finden sich in [2]. Von diesem Flecke wurde u. a. nach der oben beschriebenen Methode eine größere Zahl von Aufnahmen gemacht, wobei der Spektrographenspalt in ganzer Länge über den Fleck gelegt wurde. Es wurden Aufnahmen erhalten mit Spaltstellung nahezu senkrecht zum Sonnenäquator, dann aber auch, unter Benutzung eines Spiegeldrehsystems, mit Richtung des Spaltes in der Verbindungslinie des Hauptfleckes mit seiner unscheinbaren *F*-Gruppe. Als Linienpaar wurden benutzt $\lambda 6302,51 \text{ \AA}$ und $\lambda 6173,35 \text{ \AA}$. Die besten Platten wurden in der geschilderten Weise im Stereokomparator vermessen, um ein genaues Bild von der Leistungsfähigkeit und der Durchführbarkeit der Methode zu bekommen. Nach Korrektur der Meßergebnisse wegen Parallelität und wegen des willkürlichen Abstandes waren sie bereits ohne weiteres einer graphischen oder numerischen Darstellung fähig, aus der die Leistungsfähigkeit und Grenze der Methode hervorgehen.

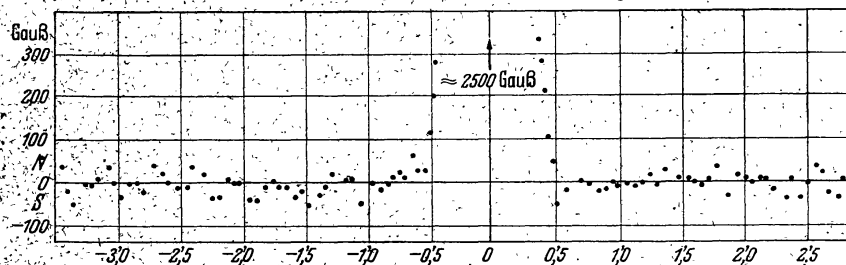


Abb. 6. Meßergebnisse nach einer Aufnahme von 1943, Oktober 1.

Lage des Spektrographenspaltes nahe senkrecht zum Sonnenäquator über einem größeren Sonnenfleck. Polarimetrische Anordnung wie bei Abb. 5.
Abszisse: Bogenminuten auf der Sonnenscheibe.
Ordinate: Feldstärken in Gauß.
Streuung der Einzelwerte um etwa $\pm 40 \text{ Gauß}$.

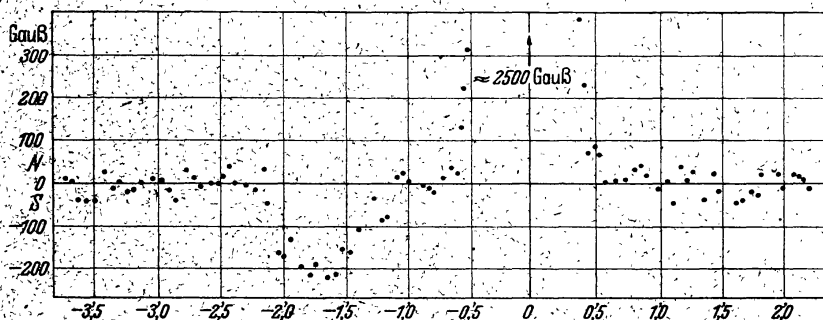


Abb. 7. Aufnahme wie Abb. 6, jedoch Spaltstellung nahe in Richtung vom Hauptfleck zu seiner kleinen *F*-Gruppe. Platte von 1943, Oktober 2.

Als Beispiele wurden aus mehreren Tausend Einzelmessungen die Meßreihen der Abb. 6 und 7 herausgesucht. Die Aufnahmedaten für die einzelnen Platten entsprechend dem Schema Abb. 4 waren folgende: Durchmesser des Sonnenbildes 13 bzw. 26 cm, vor dem Spektrographenspalt

dicke Quarzplatte von 50 mm Durchmesser und 23,35 mm Dicke, zusammengesetzte $\frac{1}{2}$ - λ -Platte und Polaroidfolie; Plangitterspektrograph in Autokollimation in 2. Ordnung, Dispersion $0.7 \text{ \AA} = 1 \text{ mm}$, Auflösungsvermögen um 150 000; Spalthöhe 35 bis 40 mm, Spaltweite 0,06 mm, Platte Agfa Rot Rapid $4\frac{1}{2} \times 24 \text{ cm}$. Der besonders dunkle Fleck erforderte Belichtungszeiten bis zu 10 Min., so daß mit kleinen Verschmierungs-effekten gerechnet werden muß. Die ganze optische Anordnung mit Maßen zeigt die Skizze Abb. 8. Die Vermessung der Platten geschah in der geschilderten Weise am Stereokomparator mit einem Okularmikrometer bei etwa 8-facher Vergrößerung, wobei 1 Pars = 0,005 mm war und $\frac{1}{10}$ Pars noch sicher geschätzt werden konnte. Die Linien wurde in Abständen von je etwa 0,3 mm über die ganze Höhe der Platte vermessen. Abb. 6 veranschaulicht die Ergebnisse einer Platte mit Spaltstellung senkrecht zum Sonnenäquator quer

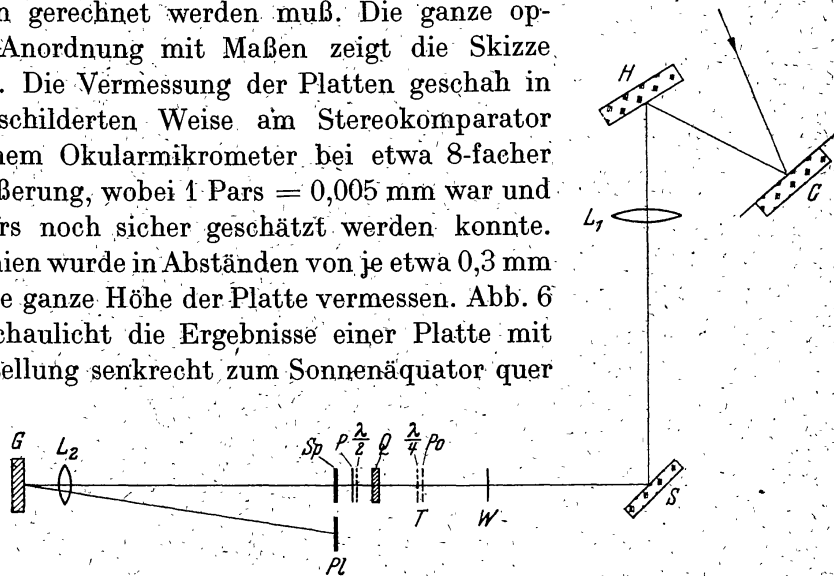


Abb. 8. Schema des Strahlenverlaufs und der Dimensionierung der praktisch benutzten Anordnung.

Das Sonnenlicht wird vom Coelostaten C dem Hilfsspiegel H zugeleitet, durchläuft das Objektiv L_1 , wird im Laboratorium vom Spiegel S um 90° horizontal umgelenkt, durchläuft ein Wärme- und Filter W und liefert schließlich ein scharfes Sonnenbild in der Ebene des Spektrographenspaltes Sp . Das Plangitter G steht mit der Linse L_2 in Autokollimation zum Spalt und zur Aufnahmeplatte Pl . Vor dem Spalt befinden sich die dicke Quarzplatte Q und der lineare Polarisator P. Bei $\frac{1}{2}\lambda$ kann nach Wunsch entsprechend dem Schema der Abb. 4 eine zusammengesetzte $\frac{1}{2}\lambda$ -Platte eingefügt werden. Bei T kann zu Kontroll- und Justierversuchen ein Testobjekt zur Erzeugung beliebig polarisierten Lichtes vorgesetzt werden, bestehend aus dem linearen Polarisator P_0 und einer $\frac{1}{4}\lambda$ -Platte.

Abmessungen:

C u. H je ein Planspiegel von 90 cm Öffnung
 L_1 zweiteiliges Objektiv, Öffnung 60 cm, abgeblendet auf 30 cm, $f = 1400 \text{ cm}$
 S Planspiegel von 25 cm Öffnung
 W Wärme- und Filter (Schott BG 19, 2 mm dick), Öffnung 5,5 cm
 P_0 Polaroidfolie oder Nikol
 $\lambda/4$ $\lambda/4$ -Platte, Öffnung 5 cm
 Q Quarzplatte; hier Öffnung 5 cm, Dicke 2,335 cm, parallel zur Achse geschnitten, Achsen um 45° gegen Spalttrichtung geneigt
 $\lambda/2$ $\lambda/2$ -Platte, zusammengesetzt aus Streifen von je 1 mm Höhe, Achsenlage im Schema Abb. 4 bei h
 P linearer Polarisator, Schwingungsrichtung parallel oder senkrecht zum Spalt
 Sp Präzisionspalt aus Quarz, volle Höhe 5 cm, nutzbare Höhe wegen Plattenformates etwa 4 cm
 L_2 zweiteilige Kollimator- und Kameralinse, Öffnung 17 cm, $f = 1200 \text{ cm}$
 G Plangitter; geteilte Fläche 12,8 mal 9,8 cm
 Strichzahl 600 pro mm, Aufl. Vermögen 1. Ordnung um 75 000, Dispersion $1,3 \text{ \AA pro mm}$
 Pl Aufnahmeplatte, Format 4,5 mal 24 cm

Abstände:

C—H etwa	100 cm	$Sp-P$	=	1,5 cm
H— L_1 etwa	500 cm	$P-\frac{1}{2}\lambda$	=	0,3 cm
L_1-S	1100 cm	$Sp-Q$ etwa	=	25 cm
$S-Sp$	300 cm	$Q-T$ etwa	=	20 cm
$Sp-L_2 = L_2-Pl$	= 1200 cm	$P_0-\frac{1}{4}\lambda$	=	0,2 cm
L_2-G	= 25 cm	$Q-W$ etwa	=	65 cm
$Sp-Pl$	= 10 cm			

über den Fleck. Bei Abb. 7 stand der Spalt nahe der Verbindungslinie des Hauptfleckes mit seiner unscheinbaren Begleitgruppe. Man sieht aus den beiden Abbildungen, daß die Streuung der Einzelwerte um die Nulllinie ± 40 Gauß nicht überschreitet und daß *systematische* Änderungen über einen gewissen Bereich von der halben Größe dieses Betrages noch ohne weiteres feststellbar wären. Noch enger liegende Meßpunkte und die Kombination mehrerer unabhängiger Aufnahmen müßten also lokale Felder, die räumlich nicht zu klein sind, um in den unvermeidlichen Schwankungen unterzugehen, und etwaige systematische Gänge bis etwa 20 Gauß noch nachzuweisen gestatten, soweit Longitudinaleffekte vorliegen. Die 10 hier bisher erhaltenen besten Platten lassen von einem Felde außerhalb des Hauptfleckes und außerhalb des ungefähren Ortes der *F*-Gruppe weder einzeln noch kombiniert mit genügender Sicherheit etwas bemerken. Schlüsse hierüber aus diesem immerhin noch geringfügigen Material sollten aber noch nicht gezogen werden, zumal die Aufnahmen in mehreren Punkten, besonders hinsichtlich der exakten Dimensionierung der Quarzplatte und der Auswahl der photographischen Emulsion, noch verbesserungsfähig sind. Um verlässliche Ergebnisse bei der Ermittlung solcher im Verhältnis zu den normalen Meßfehlern kleinen Größen zu sichern, ist eine Häufung systematisch angelegten Materials unerlässlich, für dessen Beschaffung vermutlich noch ein längerer Zeitraum erforderlich sein wird. Leistungsfähigkeit und Grenzen des Verfahrens gehen aber aus dem Mitgeteilten zur Genüge hervor. Im übrigen kann man die Methode nach Bedarf mit den verschiedenen andern Hilfskombinationen vereinigen, von denen schon oben einige genannt wurden. Außer für die Aufsuchung und Sicherung etwaiger kleiner lokaler Felder wird die Methode bei einer etwaigen Neubestimmung des allgemeinen Magnetfeldes der Sonne von besonderem Nutzen sein können. Da man dafür, wenn man im gewöhnlichen Gitterspektrum messen will, keine hohen Spalte benötigt, wird man zweckmäßig die erwähnte dicke Kalkspat-Planplatte vor dem Spalt hinzunehmen und hat dann gleich mit einer einzigen Exposition den gesuchten Effekt mit den rechts- und mit den linkszirkularen Komponenten auf einer Platte beisammen. Außerdem wird man dann bei der Reduktion einen strengeren, rechnerischen Ausgleich anwenden müssen.

Ein gewisser Vorteil der Methode liegt übrigens noch darin, daß innerhalb ein und desselben Spektrums am Orte der beiden zu vermessenden Linien λ_1 und λ_2 gleiche Polarisationszustände herrschen, was bei den meisten anderen Anordnungen nicht der Fall ist. Es hat dies zweifellos polarimetrisch gewisse Vorteile. Denn das Licht in einem Spektrum, gleichgültig ob Gitter- oder Prismenspektrum, verhält sich durch die Eigenschaften des Spektralapparates in verschiedenen Richtungen polarimetrisch fast stets verschieden. Wenn vom Spalt her z. B. linear polarisier-

tes Licht auf den Spektralapparat fällt, so kann sich im Spektrum sehr wohl noch ein Unterschied in Abhängigkeit von der Richtung der linearen Polarisation herausstellen. Meßtechnisch zum mindesten für Präzisionsmessungen recht unbequem äußern kann sich dieser Effekt durch Verschiedenheit der Intensitäten zweier anfänglich gleich heller Bilder, deren lineare Polarisationsrichtungen senkrecht aufeinander standen, bevor beide Lichtbündel durch den Spektralapparat gingen. Es sind dann unter Umständen zusätzliche Kunstgriffe nötig, um in beiden Bildern wieder gleiche Intensität herzustellen.

Will man mit einiger Aussicht zu noch schwächeren Feldern unter 40 bis 20 Gauß vorstoßen, besonders z. B. an lokalen, enger begrenzten Stellen der Sonnenoberfläche, die man nicht mehr einfach durch systematische Vermessung eines größeren Gebietes zwischen den zufälligen Meßfehlern wird finden können, so muß man wohl notwendig das Auflösungsvermögen der Spektralapparatur steigern. Denn einer Feldstärke von 10 Gauß entspricht bei λ 6302.5 Å eine Größe $\Delta\lambda$ von nur noch etwa 0,0005 Å. Gitter in höheren als der 2. Ordnung zu benutzen ist erfahrungsgemäß nicht vorteilhaft. Einen kleinen Gewinn wird man aber wahrscheinlich bei der Anwendung interferometrischer Methoden noch buchen können, doch werden auch diese bei der für Präzisionsmessungen immerhin ungünstigen Qualität der Fraunhoferlinien vermutlich nicht mehr sehr viel weiter führen können. Schließlich bliebe noch zu untersuchen, wie weit etwa aus einer sorgsamten Diskussion der ganzen Linienkontur auf schwache Zeeman-Effekte geschlossen werden kann. Diese Aufgabe wäre dann wesentlich auf photometrischem Wege zu lösen.

Nachtrag.

Inzwischen (Frühjahr 1946) wurden von der Firma C. Zeiß-Jena zwei weitere bestellte Quarzplatten für das oben geschilderte Beobachtungsverfahren geliefert mit $D = 7.636$ mm für die Linienkombination λ 6173.35 Å und λ 6302.51 Å und mit $D = 10.222$ mm für die Linienkombination λ 5250.22 Å und λ 5263.31 Å.

Die Platten wurden zunächst bis nahe auf die vorberechnete Dicke abgeschliffen. Dann wurde die von ihnen im Spektrum erzeugte Streifenlage (vgl. Abb. 3 b, c) am großen Potsdamer Spektrographen geprüft. Aus dieser Prüfung wurde dann die noch anzubringende genaue Dickenkorrektur abgeleitet, die von der Firma C. Zeiß alsdann ohne Schwierigkeiten angebracht werden konnte, sodaß die Platten bereits bei der darauffolgenden 2. Prüfung vollkommen richtige Streifenlagen aufwiesen.

Literatur.

- [1] HALE, G. E. u. S. B. NICHOLSON, : Magnetic Observations of Sunspots 1917-1924. 2 Teile, Washington 1938. - [2] von KLÜBER, H.: Z. Astrophysik im Druck. - [3] Annual Report Mt. Wilson Obs. 1939/40, S. 9. - [4] HALE, G. E.: Mt. Wilson Contr. 71 = Astrophysic. J. **38**, 27 (1913). - SEARES, F. H.: Mt. Wilson Contr. 72 = Astrophysic. J. **38**, 99 (1913). - [5] HALE, G. E., F. H. SEARES, A. V. MAANEN, F. ELLERMAN, : Mt. Wilson Contr. Nr. 148 = Astrophysic. J. **47**, 206 (1918). - [6] Annual Rep. Mt. Wilson Obs. 1939/40,

- S. 9. — BABCOCK, H. D.: P.A.S.P. **53**, 237 (1941). — [7] WOOD, R. W.: Phil. Mag. **27**, 524 (1914); Physik. Z. **15**, 313 (1914). — [8] CORNU, A.: Ann. de l'Ecole norm. sup. II ser. **9**, 1880. — [9] Handbuch der Astrophysik Bd. 1, 353/4, 1933. — [10] DUFET, H.: Seances soc. franc. de phys. 1901, 63 und früher. — [11] MACÉ DE LÉPINAY, J.: Ann. chim. phys. **5**, 210 (1895) und früher. — [12] MARTENS, F. F.: Ann. Physik (4), **6**, 603 (1901); **8**, 459 (1902). — [13] MÜLLER, G.: Publ. Astroph. Obs. Potsdam **4**, 151 (1885). — [14] PERRIN, F. H.: Jour. Opt. Soc. Am. **28**, 86 (1938). — [15] HARTING, H.: Z. Instr. **28**, 273 (1908); auch Arch. Optik **1**, 97 (1907). — [16] MICHELI, F. J.: Ann. Physik **7**, 772 (1901). — [17] Jenaer Farb- und Filterglas; Jenaer Glaswerk, Schott und Gen. Jena. — [18] SHENSTONE, A. G., H. A. BLAIR,: Phil. Mag. **8**, 765 (1919). — [19] Revision of Rowland's Preliminary Table of Solar Spectrum Wave-Lengths; Mt. Wilson Obs. 1928. — [20] KÖNIG, W.: Wied. Ann. **62**, 240 (1897). — [21] z. B. PÖCKELS, F.: Lehrbuch der Kristalloptik, 1904. — [22] WALKER, G. T.: Kodaikanal Obs. Bull. **16**, 71 (1909).