

(Mitteilung aus dem Institut für Sonnenphysik des Astrophysikalischen Observatoriums, Potsdam.)

Das Spektrum von Sonnenflecken. I. (Die Temperatur der Flecken.)

Von **P. ten Bruggencate** und **H. von Klüber**, Potsdam.

Mit 12 Abbildungen. (Eingegangen am 9. Mai 1939.)

1. Historischer Überblick. 2. Instrumentelles. 3. Beobachtungstechnische Schwierigkeiten. 4. Das Beobachtungsmaterial. 5. Genauigkeit der Messungen. 6. Bestimmung der Wachstumskurven (WK). Dieser Bestimmung liegen Ti- und Fe-Linien zugrunde. Aus den Verschiebungen verschiedener Multipletts im WK-Diagramm wird eine Anregungstemperatur $T = 5040^\circ$ für die Photosphäre und $T^* = 3800^\circ$ für den Fleck abgeleitet. 7. Vergleich der WK für Fleck und Sonnenmitte. Der Vergleich ermöglicht die Abschätzung der verbreiternden Wirkung des Zeeman-Effektes auf die Spektrallinien und liefert für das Verhältnis der Anzahl N_0^* der neutralen Ti- und Fe-Atome im Grundzustande bezogen auf den Fleck zu der entsprechenden Anzahl N_0 bezogen auf die Photosphäre die Beziehung $N_0^* H^* / N_0 H = 9,1$. 8. Bestimmung der Größe $\Delta\theta = 5040 \cdot (1/T^* - 1/T)$ und Vergleich mit anderen Beobachtungen. Für $\Delta\theta$ findet sich unter Anwendung der Boltzmann-Formel auf Fleck und Photosphäre der Wert $\Delta\theta = 0,33$.

1. Historischer Überblick.

Es gibt verschiedene Methoden, um das Verhältnis der Temperaturen von Fleck und Photosphäre zu bestimmen. Man kann dazu Messungen der Gesamtstrahlung, der Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum und schließlich der Intensitäten ausgewählter Spektrallinien verwenden. Wir beschränken uns im folgenden auf die Besprechung von Ergebnissen neuerer Arbeiten zu diesem Thema.

a) *Gesamtstrahlungsmessung.* E. PETTIT und S. B. NICHOLSON [1], sowie T. W. WORMELL [2], haben mit Hilfe eines Thermoelements das Intensitätsverhältnis i der Gesamtstrahlung der Umbra von Flecken zu der Gesamtstrahlung ihrer Umgebung gemessen. Aus dem STEFAN-BOLTZMANNschen Gesetz folgt dann, wenn wir die Größen, die sich auf den Fleck beziehen, mit einem Stern versehen — was im folgenden durchweg geschehen soll —

$$T_e^* = \sqrt[4]{i} \cdot T_e. \quad (1)$$

Man erhält also auf diese Weise das Verhältnis der *effektiven* Temperaturen von Fleck und Photosphäre. Der direkt gemessene Wert von i muß aber

noch wegen Streuung des Lichtes in der Erdatmosphäre und im Instrument korrigiert werden. Diese Streuung bewirkt eine Einstrahlung von Photosphärenlicht in den Fleck. Man kann die Korrektion nach einem von A. J. M. WANDERS [3] angegebenen, allerdings nicht hypothesenfreien Verfahren abschätzen. Nach Anbringung einer solchen Korrektion an die Messungen ergibt sich der wahre Wert von i im Mittel zu 0,42. Setzt man die effektive Temperatur der Photosphäre gleich 5740° , so findet man nach (1) für die Fleckentemperatur im Mittel den Wert $T_e^* = 4620^{\circ}$.

b) Die Intensitätsverteilung im Spektrum von Sonnenflecken ist ebenfalls von PETTIT und NICHOLSON bestimmt worden [1]. Ihre Messungen sind von MINNAERT und WANDERS [4] eingehend diskutiert worden. Die Bedeutung dieser Arbeiten liegt weniger darin, daß die abgeleitete Fleckentemperatur von 4480° gut mit der aus den Messungen der Gesamtstrahlung gewonnenen übereinstimmt, als vielmehr in dem Nachweis, daß die optisch zugänglichen Schichten der Sonnenflecken sich im Strahlungsgleichgewicht befinden. Die durch einen Fleck gekennzeichnete Störung im Aufbau der Photosphäre tritt also unterhalb der optisch zugänglichen Schichten auf. Bei solchen Messungen ist es schon viel umständlicher, einer Streulichtkorrektion in einwandfreier Weise Rechnung zu tragen, da diese von der Wellenlänge abhängt und für verschiedene Spektralbereiche getrennt bestimmt werden muß. (MINNAERT und WANDERS haben bei der Reduktion der Mt. Wilson-Messungen eine von der Wellenlänge unabhängige Streulichtkorrektion von 10% der Photosphärenstrahlung angenommen, weil keine Beobachtungsdaten über Streulicht zur Verfügung standen.)

Um die Zahlen später mit unseren Erfahrungen vergleichen zu können, sei in Tabelle 1 das von PETTIT und NICHOLSON gefundene Intensitätsverhältnis von Fleck zu Photosphäre im Grünen und Violetten kurz angegeben.

Tabelle 1. Das Intensitätsverhältnis i von Fleck zu Photosphäre im Grün, Violett und Ultraviolett.

λ	i	λ	i	λ	i
5000 Å	0,3	4000 Å	0,2	3100 Å	< 0,17 — 0,2

Die letzte Spalte enthält noch eine rohe Schätzung von i , die einer Arbeit von BABCOCK [5] unter der Annahme entnommen ist, daß i in erster Näherung mit dem Verhältnis der Belichtungszeiten von Fleck und Photosphäre übereinstimmt. Bei Beobachtungen, die so weit ins Ultraviolett reichen, ist allerdings mit einer starken Zunahme des Streulichtes der

Photosphäre zu rechnen, so daß der wahre Wert von i wohl sicher kleiner als 0,17 bis 0,20 sein wird.

c) *Gesamtabsorption in Fraunhofer-Linien.* Eine weitere Methode, die Temperatur von Flecken abzuleiten, besteht darin, daß man die Theorie der thermischen Anregung und Ionisation auf ausgewählte Spektrallinien im Flecken- und Photosphärenspektrum¹⁾ anwendet. Sie bildet zweifellos den Zugang zu den detailliertesten Untersuchungen über den physikalischen Zustand der Sonnenflecken. Andererseits muß aber darauf hingewiesen werden, daß es bei dieser Methode sehr schwierig ist, an den Messungen eine Streulichtkorrektur anzubringen.

Ch. E. MOORE [6] hat die Stärke von Fraunhofer-Linien im Fleckenspektrum in der ROWLANDSchen Skala geschätzt, und diese Intensitätsschätzungen mit Hilfe der Kalibrierungskurven von RUSSELL, ADAMS und MOORE in wirksame Atomzahlen überführt. Wenn man die gleichen Linien im Fleck und in der Photosphäre untersucht, so kann man unter der Annahme, daß die Zahl der Atome in den verschiedenen Anregungszuständen einer Boltzmann-Verteilung entspricht, die Größe $\Delta\theta = 5040 (1/T^* - 1/T)$ aus den Beobachtungen ableiten. T^* und T bezeichnet man in diesem Falle zweckmäßig als Anregungstemperaturen. Der von MOORE gefundene Wert für $\Delta\theta$ betrug $0,19 \pm 0,01$. Wenn diese Untersuchungen auch noch nicht auf Intensitätsmessungen beruhen, und außerdem zur Voraussetzung haben, daß man für die Fleckenlinien die gleichen Kalibrierungskurven benutzen darf wie für Photosphärenlinien, so sind sie doch dadurch sehr wertvoll, daß sie auf einem riesigen Beobachtungsmaterial beruhen. Untersucht man weiterhin, wie das auch CH. E. MOORE getan hat, Linien von neutralen und ionisierten Atomen in Fleck und Photosphäre, so kann man mit Hilfe der SAHASchen Gleichung noch den relativen Elektronendruck von Fleck zu Photosphäre ableiten. Da wir uns im folgenden nur mit der Ableitung der *Temperatur* in Sonnenflecken beschäftigen werden, so wollen wir auf diese Seite der Untersuchungen von MOORE nicht näher eingehen [7]. Die oben angeführten Resultate sollen aber später mit unseren Ergebnissen verglichen werden.

2. Instrumentelles.

Die im folgenden durchgeführte Bestimmung der Temperatur von Sonnenflecken beruht auf der Messung von Gesamtabsorptionen aus-

¹⁾ Unter einem Photosphärenspektrum verstehen wir im folgenden durchweg ein Spektrum, das sich auf einen ungestörten Teil der Sonnenoberfläche in der Nähe der Mitte der Sonnenscheibe bezieht.

gewählter Fraunhofer-Linien. Auf diese Messungen wird dann die Theorie der thermischen Anregung und Ionisation angewandt. Die in den Abschnitten 2 bis 5 beschriebene Aufnahme und Reduktion der Spektren wurde von uns gemeinsam, die in den Abschnitten 6 bis 9 enthaltene Diskussion der Messungen dagegen von einem von uns (TEN BRUGGENCATE) durchgeführt.

Die Beobachtungs- und Reduktionstechnik, die wir bei dieser Art spektralphotometrischer Arbeiten befolgt haben, ist ausführlich an anderer Stelle beschrieben worden [8]. Es sei daher hier nur ganz kurz auf einige instrumentelle Punkte hingewiesen.

Da es sich um die Messung von Gesamtabsorptionen handelt, das Auflösungsvermögen des Spektralapparates (abgesehen vom Einfluß von blends) keine Rolle spielt, so konnten die Spektren mit dem großen Gitterspektrographen des Instituts für Sonnenphysik in der ersten Ordnung aufgenommen werden. Die lineare Dispersion beträgt hier $1,39 \text{ \AA/mm}$, das theoretische Auflösungsvermögen, das praktisch nahezu erreicht wird, ist — unter Verwendung einer Spaltbreite von $0,05 \text{ mm}$ — $65\,000$.

Bei allen Aufnahmen wurde vor dem Spalt des Hauptspektrographen ein Monochromator verwendet, dessen Ausblendespalt bei allen Aufnahmen einen Spektralbereich von rund 50 \AA hindurchließ. Die aus der oben angegebenen linearen Dispersion folgende Länge eines solchen Bereichs entspricht sehr nahe der Bildbreite von 36 mm bei Kleinbildfilmen, die durchweg benutzt wurden. Der Spektralbereich ist hinreichend schmal, um das Fremdlicht im Spektrographen genügend herabzudrücken. Die Vermeidung von Streulicht im Hauptspektrographen ist der Hauptzweck des Monochromators. Dazu kommt aber noch, daß er infolge seiner speziellen Bauart [8] von dem auf seinen ersten Spalt abgebildeten Sonnenbild ein rund zweifach vergrößertes Bild auf dem Spalt des Hauptspektrographen entwirft. Da das Abbildungsverhältnis des Gitterspektrographen $1:1$ beträgt, so erhalten wir durch Vorschalten des Monochromators nicht nur eine fast vollständige Elimination von Fremdlicht, sondern außerdem Fleckenspektren, die mit rund doppelt so langem Registrierspalt photometriert werden können, wie die Spektren, die wir ohne Monochromator erhalten würden. Dabei sind trotzdem die Belichtungszeiten noch hinreichend kurz, nämlich rund 3 Sekunden für die Mitte der Sonnenscheibe und rund 20 Sekunden für den Fleck (im Grün).

Bei der Aufnahme eines Fleckenspektrums wurde der Fleck zunächst durch Verschiebung des Objektivs des Turmteleskops auf dem ersten Spalt des Monochromators fokussiert. Die Beurteilung des besten Fokus geschah

visuell unter Verwendung eines Grünfilters. Die Feineinstellung geschah dann durch Beobachtung des monochromatischen Fleckenbildes auf dem Spalt des Hauptspektrographen. Dann wurde der erste Spalt soweit abgedeckt, daß nur noch zu beiden Seiten der Penumbra ein kleines Stück Photosphäre auf den Spalt des Hauptspektrographen abgebildet wurde. Dessen Blenden wurden alsdann so eingestellt, daß sie die Penumbra möglichst scharf begrenzten. Die letzte Justierung geschah durch visuelle Beobachtung des vom Gitterspektrographen entworfenen Fleckenspektrums. Soweit bei den kurzen Expositionszeiten, die zwischen 15 und 30 Sekunden lagen, überhaupt ein Nachführen notwendig war, geschah dies mit Hilfe eines Führungsfernrohrs mit vorgesetztem Grünfilter. Mit diesem wurde der Fleck auf dem ersten Spalt des Monochromators beobachtet.

Das benutzte Filmmaterial war durchweg Agfa Isopan F-Kleinbildfilm. Die Filme wurden in einer handelsüblichen Corex-Entwicklerdose in Rodinal 1:40 während 8 Minuten entwickelt. Durch andauerndes kräftiges Schütteln wurde dafür gesorgt, daß ein Film gleichmäßig über seine ganze Länge entwickelt wurde, so daß er als photometrisch homogen angesehen werden kann. Trotz der relativ hohen Empfindlichkeit, die im Grün einer Rapid-Platte vergleichbar ist, sind die Isopan F-Filme außerordentlich feinkörnig. Schwache Fraunhofer-Linien mit einer Rowland-Intensität — 1 oder gar — 2 können so noch bequem und sicher gemessen werden, was mit einer Rapid-Platte unmöglich sein würde. Die Standardisierung der Filme, d. h. das Aufnehmen der Schwärzungsmarken, geschah mit einem besonders hierfür gebauten Standardisierungsspektrographen [8].

Die Registrierung der Filme erfolgte mit dem ZEISSschen Registrierphotometer. Wir hatten uns dazu eine Haltevorrichtung für Kleinbildfilme gebaut, die der in Leica-Vergrößerungsapparaten gebräuchlichen Vorrichtung nachgebildet ist. Der Film wird zwischen zwei Glasplatten mit leichtem Federdruck festgehalten. Beim Übergang von einem Spektrum zum nächsten wird die obere Glasplatte soweit abgehoben, daß der Film bequem zwischen den Glasplatten durchgezogen werden kann. Diese Haltevorrichtung hat sich auf das Beste bewährt. Die Breite des Registrierpaltes betrug durchweg 0,03 mm, während der Spalt des Hauptspektrographen eine Breite von 0,05 mm besaß. Bei der Registrierung der Fleckenspektren wurde die Länge des Spaltes (senkrecht zur Dispersionsrichtung) der Größe des Fleckes angepaßt. Sie wurde stets merklich kleiner als die Ausdehnung der Umbra gewählt, und betrug im Mittel 0,3 mm. Vor der Registrierung wurde jedesmal das Fleckenspektrum senkrecht zur Registrierichtung über den Registrierpalt hinweggeführt und die Stelle maximalen

Photometerausgangs (geringster Schwärzung) bestimmt. In dieser Stellung wurde das Spektrum dann registriert. Sie entspricht der dunkelsten Stelle der Umbra.

3. Beobachtungstechnische Schwierigkeiten.

Die Hauptschwierigkeit bei der Beobachtung von Fleckenspektren besteht in der Vermeidung von Streulicht aus der umgebenden Photosphäre. Während sich bei Gesamtstrahlungsmessungen und bei Messungen der Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum (allerdings unter der Annahme einer hypothetischen Streufunktion) eine Streulichtkorrektur abschätzen läßt, bietet ein entsprechendes Verfahren bei der Messung von Gesamtabsorptionen ausgewählter Fraunhofer-Linien beträchtliche Schwierigkeiten. Es schien uns daher am zweckmäßigsten, von der Bestimmung einer unsicheren Streulichtkorrektur abzusehen, dafür aber die Beobachtungen von vornherein so anzulegen, daß ein derartiger Effekt auf ein Minimum herabgedrückt wird. Wir glauben dies auf die folgende Weise weitgehend erreicht zu haben.

a) Wir haben uns auf die Beobachtung von *großen* Flecken beschränkt. Die Ausdehnung der Umbra war in jedem Falle groß gegenüber der Szintillationsbewegung des Fleckes.

b) Beobachtungen wurden nur unter guten atmosphärischen Bedingungen gemacht, nämlich bei möglichst schleierfreiem Himmel und großer Luftruhe.

c) Unsere Messungen beschränken sich auf den grünen Spektralbereich, $4850 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 5450 \text{ \AA}$, wo die Lichtstreuung in der Erdatmosphäre und im Instrument wesentlich geringer ist als im Violett. Dies war jedoch nicht der einzige Gesichtspunkt, der uns bestimmte, im Grün zu arbeiten. Vielmehr sprach dafür auch der Umstand, daß sich die Einstellung des Monochromators und die Fokussierung des monochromatischen Fleckenbildes auf dem Spalt des Hauptspektrographen am leichtesten im Grün durchführen ließ.

d) Schließlich sind hier nochmals die schon in Abschnitt 2 genannten Vorteile zu erwähnen, die das Vorschalten des Monochromators mit sich brachte.

Wir müssen hier noch eine ganz andersartige Schwierigkeit erwähnen, die sich bei der Bearbeitung der Fleckenspektren herausstellte. Bei der Messung von Gesamtabsorptionen ist es von größter Wichtigkeit, den Verlauf des durch Linien ungestörten kontinuierlichen Spektrums auf den Registrierkurven festzulegen. Das bietet bei Photosphärenspektren keinerlei Schwierigkeit, wohl aber bei den Fleckenspektren. Hier wird das

Kontinuum häufig durch eine große Zahl schwacher Linien gestört. Sehr eindrucksvoll ist das im Gebiet des Swan-Bande (C_2) und der grünen MgH-Bande. Abb. 1 zeigt ein Fleckenspektrum von 5120 Å bis 5160 Å und

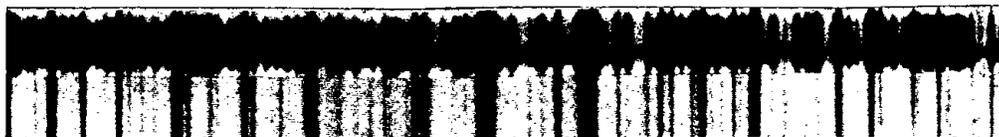


Abb. 1. Linien der Swan-Bande (C_2) und der grünen MgH-Bande zwischen 5120 Å und 5160 Å. Das obere Spektrum ist das Spektrum eines Sonnenflecks, das untere das Spektrum eines ungestörten Teils der Sonnenoberfläche in der Nähe der Mitte der Sonnenscheibe.

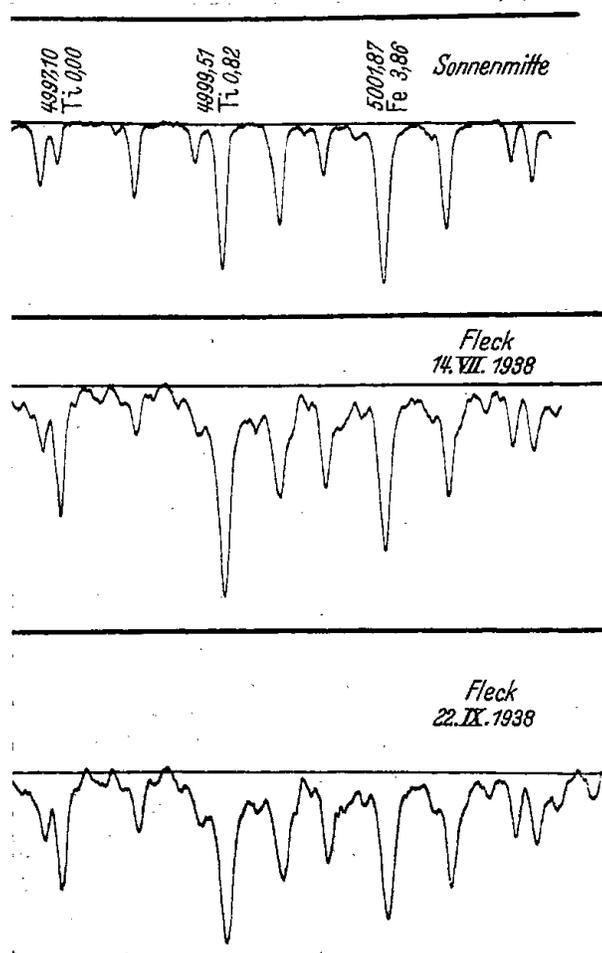


Abb. 2. Registrierkurven eines Photosphärenspektrums und zweier Fleckenspektren. Die kräftigen horizontalen Graden stellen die jeweiligen Nullmarken (vollkommene Dunkelheit) der Registrierkurven dar. Für drei Linien sind die Wellenlängen, Elementsymbole und Anregungspotentiale in Volt angegeben.

darunter zum Vergleich dieselbe Spektralgegend in der Mitte der Sonnenscheibe. Aber auch in anderen Bereichen kommt es vor, daß Fraunhofer-Linien, die im Photosphärenspektrum gut zu messen sind, im Fleckenspektrum infolge von blends nicht gemessen werden können. Ein Beispiel zeigt Abb. 2. Sie gibt Registrierkurven von einem Spektrum „Sonnenmitte“ und von zwei Fleckenspektren des gleichen Spektralbereichs wieder. Während die Ti-Linie λ 4999,51 im Photosphärenspektrum leicht und sicher zu messen ist, sind die Flügel der Linie im Fleckenspektrum durch schwache Fleckenlinien so verfälscht, daß ihre Extrapolation bis zum Kontinuum eine sehr große Unsicherheit mit sich bringen würde. In solchen Fällen wurde auf eine Messung der Linie verzichtet. Wir haben unter diesen Gesichtspunkten die zu messenden Fraunhofer-Linien mit größter Sorgfalt ausgesucht.

Gleichzeitig zeigt Abb. 2, daß die Unterschiede zwischen zwei Spektren verschiedener Flecke klein sind gegenüber dem Unterschied eines Flecken- und eines Photosphärenspektrums. Es ist daher anzunehmen, daß die Temperaturdifferenz zwischen Fleck und Photosphäre aus derartigen Spektren mit großer Sicherheit abgeleitet werden kann.

4. Das Beobachtungsmaterial.

Die in den Tabellen 4a und 4b angegebenen Äquivalentbreiten (E) der ausgewählten Titan- und Eisenlinien beziehen sich auf die Mitte der Sonnenscheibe. Sie stellen Mittelwerte dar, die aus Messungen auf vier an verschiedenen Tagen exponierten Filmen gewonnen wurden. Die Tabellen 5a und 5b enthalten die Mittelwerte von Äquivalentbreiten von Titan- und Eisenlinien für die Flecken, denen sieben Fleckenfilme zugrunde liegen. Tabelle 2 enthält Angaben über die Flecke, auf die sich unsere Messungen beziehen.

In der zweiten Spalte steht die Bezeichnung des Fleckes in den fortlaufend veröffentlichten „Summary of Mt. Wilson Magnetic Observations of Sun

Tabelle 2. Daten über die beobachteten Sonnenflecken.

Datum der Aufnahme	Mt. Wilson Nr.	H Gauß	r/R
7. 6. 1938 . . .	5914	3500	0,24
8. 6. 1938 . . .	5914	3500	0,44
14. 7. 1938 . . .	5985	3000	0,34
16. 7. 1938 . . .	5985	3000	0,14
2. 9. 1938 . . .	6090	2600	0,46
22. 9. 1938 *) . .	6111	3400	0,70

*) 2 Filme

spots“ [9], denen auch die in der dritten Spalte angegebene Stärke des magnetischen Feldes entnommen ist.

Die letzte Spalte enthält den Abstand des Fleckes von der Mitte der Scheibe in Einheiten des Sonnenradius. Sie zeigt, daß es nicht immer möglich war, große Flecken in der unmittelbaren Nähe der Mitte der Sonnenscheibe zu beobachten. Da sich aber Randeffekte erst für $\cos \vartheta < \frac{2}{3}$ ($r/R > 0,75$) stärker bemerkbar machen, so haben wir keine Bedenken gehabt, den großen Fleck am 22. September 1938 mit zu beobachten. Bei der Identifikation der beobachteten Flecke haben uns Karten der Sonnenscheibe wertvolle Dienste geleistet, die auf der Eidgenössischen Sternwarte in Zürich für die in der ersten Spalte angegebenen Tage auf unsere Bitte gezeichnet wurden. Für dieses Entgegenkommen sind wir Herrn Prof. BRUNNER zu großem Dank verpflichtet.

Die zu messenden Fraunhofer-Linien wurden nach ihrer Zugehörigkeit zu geeigneten Multipletts ausgesucht. Das war zur Konstruktion von Wachstumskurven, denen dann die „wirksamen Atomzahlen“ NHf bzw. bei starken Linien $NHf/\gamma/\bar{\nu}$, worin γ die Dämpfungskonstante ist, entnommen werden müssen, unerlässlich. Tabelle 3 enthält nähere Angaben über die Zahl der ausgewählten Linien und die Zahl der Multipletts, zu denen sie gehören. An Fe-Linien wurden im Fleck und in der Sonnenmitte noch

Tabelle 3. Zahl der gemessenen Multiplettlinien.

Element	Anzahl Linien	Anzahl Multipletts
Ti {	☉: 23	6
	Fleck: 18	8
Fe {	☉: 44	7
	Fleck: 30	7

zwei unklassifizierte Linien von verhältnismäßig hohem Anregungspotential mitgenommen. Bei der Identifikation der Linien hat der Mt. Wilson-Atlas des Sonnenfleckenspektrums wertvolle Dienste geleistet. Für die Überlassung eines Exemplars sind wir Herrn Dr. W. S. Adams zu großem Dank verpflichtet.

Es seien hier noch einige Worte über die Auswertung der Spektren hinzugefügt. Die mit dem ZEISSschen Photometer erhaltenen Registrierkurven (Übersetzungsverhältnis 1 : 20) wurden mit einem kleinen ZEISSschen Meßgerät ausgemessen und die Photometerausschläge in der üblichen Weise mit Hilfe der zugehörigen Schwärzungskurve in Intensitäten, ausgedrückt in Einheiten des Kontinuums, verwandelt. Alsdann wurden die Messungen

in großem Maßstab auf Millimeterpapier aufgezeichnet, und die Gesamtabsorption der Linien durch Planimetrierung bestimmt. In den meisten Fällen, besonders bei Fleckenlinien, war es dabei nötig, den Verlauf der Linienflügel in plausibler Weise zu ergänzen; denn in den seltensten Fällen wird das Kontinuum unmittelbar neben der Linie erreicht. Dieser Umstand bildet die Hauptunsicherheit, die in den Messungen steckt, und die bei Fleckenlinien wesentlich größer ist als bei Photosphärenlinien. Bei der

Tabelle 4a. Äquivalentbreiten von Ti-Linien. Sonnenmitte.

λ	RI.	E	λ	RI.	E
4885,09	2	59 mÅ	5036,47	2	62 mÅ
4899,92	2	58	5038,40	2	69
4913,62	2	46	5039,97	3	69
4981,74	4	106	5064,66	3	93
4991,07	4	113	5113,45	0	25
4997,10	0	30	5145,47	0	29
4999,51	3	94	5147,48	0	34
5009,65	-1	21	5152,19	0	34
5016,17	2	58	5192,98	2	78
5020,03	2	73	5210,39	3	82
5022,88	2	64	5219,71	0	22
5024,85	3	61			

Tabelle 4b. Äquivalentbreiten von Fe-Linien. Sonnenmitte.

λ	RI.	E	λ	RI.	E
4890,76	8	240 mÅ	5229,86	4	114 mÅ
4891,50	7	320	5232,95	7	294
4903,32	4	147	5253,47	2	73
4919,00	6	245	5263,32	4	118
4920,52	10	397	5266,56	6	216
4924,78	3	93	5269,55	8 <i>d?</i>	383
4938,82	4	124	5273,17	4	106
4973,11	3	91	5281,80	5	143
4985,26	3	93	5283,63	6	186
4985,56	3	105	5302,31	5	135
5001,87	4	133	5324,19	7	264
5005,72	4	131	5328,05	8 <i>d?</i>	323
5006,12	5	187	5339,94	6	147
5014,95	3	108	5364,88	5	121
5022,24	3	96	5367,48	6	132
5044,22	3	69	5371,50	7	256
5048,44	3	75	5393,18	5	138
5049,83	6	141	5397,14	7 <i>d?</i>	196
5068,77	5	130	5405,79	6	205
5141,75	3	81	5434,54	5	158
5192,36	5	217	5446,93	6 <i>d?</i>	214
5215,19	3	128	5455,63	4	213
5217,40	3	110			

Ausmessung der Registrierkurven haben Frl. SCHRÖDER, beim Planimetrieren Mechanikermeister STROHBUSCH geholfen. Die Tabellen 4 und 5 enthalten die auf diese Weise gefundenen (aus mehreren Messungen gemittelten) Äquivalentbreiten der ausgewählten Ti- und Fe-Linien für Photosphäre und Fleck.

Tabelle 5a. Äquivalentbreiten von Ti-Linien. Sonnenfleck.

λ	RI.	E	λ	RI.	E
4885,09	4	112 mÅ	5024,85	7	146 mÅ
4899,92	3	97	5038,40	4	142
4913,62	3	90	5064,66	6	193
4981,74	7	256	5145,47	2	88
4991,07	7	229	5147,48	4	141
4997,10	4	112	5152,19	4	128
5009,65	4	103	5219,71	4	115
5016,17	5	143	5238,57	2	72
5020,03	5	177	5295,78	2	57

Tabelle 5b. Äquivalentbreiten von Fe-Linien. Sonnenfleck.

λ	RI.	E	λ	RI.	E
4890,76	8	341 mÅ	5273,17	5	144 mÅ
4891,50	7	436	5281,80	6	210
4903,32	4	201	5283,63	7	241
4920,52	11	552	5302,31	6	183
4973,11	3	116	5324,19	8	357
4985,26	3	122	5328,05	11	743
4985,56	4	164	5339,94	6	193
5001,87	4	159	5364,88	5	127
5005,72	4	172	5367,48	6	129
5006,12	6	280	5371,50	10	646
5141,75	5	128	5393,18	6	186
5217,40	4	152	5397,14	10	498
5253,47	3	110	5405,79	9	511
5263,32	5	166	5434,54	8	399
5266,56	8	265	5446,93	9	498
5269,55	10	762	5455,63	8	452

5. Genauigkeit der Messungen.

Um ein Maß für die innere Genauigkeit der von uns bestimmten Äquivalentbreiten zu bekommen, haben wir aus allen verfügbaren Messungen den mittleren Fehler der Gewichtseinheit für jede einzelne vermessene Linie bestimmt. Zusammengefaßt nach geeigneten Gruppen der Rowland-Intensitäten — getrennt für Photosphäre und Fleck — geben die beiden folgenden Tabellen 6 und 7 in der vorletzten Spalte den mittleren Fehler der Gewichtseinheit und in der letzten Spalte die gleiche Größe umgerechnet

auf Prozente der zugehörigen Äquivalentbreiten. Da die in den Tabellen 4 und 5 angegebenen Mittelwerte von Äquivalentbreiten auf durchschnittlich vier Einzelmessungen beruhen, so sind die prozentualen mittleren Fehler einer tabulierten Äquivalentbreite im Durchschnitt nur halb so groß wie die in den Tabellen 6 und 7 angegebenen mittleren Fehler der Gewichtseinheit.

Tabelle 6. Mittlere Fehler der Äquivalentbreiten.
Photosphärenlinien.

RI.	Anzahl der Einzelmessungen	\bar{E}	ϵ	ϵ
— 1 bis 2	30	52,3 mÅ	5,1 mÅ	9,7 %
3 „ 4	25	107,4	8,4	7,8
5 „ 7	25	190,0	10,4	5,5
8 „ 11	4	(335,7)	(5,5)	(1,6)

Tabelle 7. Mittlere Fehler der Äquivalentbreiten.
Fleckenlinien.

RI.	Anzahl der Einzelmessungen	\bar{E}	ϵ	ϵ
— 1 bis 2	17	53,6 mÅ	11,3 mÅ	21,1 %
3 „ 4	21	130,0	14,6	11,2
5 „ 7	19	199,5	17,4	8,7
8 „ 11	12	502,0	45,2	9,0

Schwieriger ist die Frage zu entscheiden, ob unsere Äquivalentbreiten systematische Fehler aufweisen. Wir haben die Möglichkeit, unsere Messungen von Äquivalentbreiten, die sich auf die Mitte der Sonnenscheibe beziehen, mit den Werten zu vergleichen, die ALLEN [10] in Canberra bestimmt hat. Das ist in Abb. 3 geschehen. Die von ALLEN aus Konturen gewonnenen Äquivalentbreiten sind als Punkte, die aus Restintensitäten gewonnenen als Kreuze eingezeichnet. Die Abbildung enthält außer den in Tabellen 4 und 5 aufgeführten Linien noch eine Reihe von Äquivalentbreiten von Funkenlinien, die wir auch gemessen haben, die aber erst in einer zweiten Mitteilung Verwendung finden sollen. Wie man sieht, stimmen unsere Messungen befriedigend mit denjenigen von ALLEN überein. Ein Gang der Differenzen $E_P - E_C$ mit der Wellenlänge ist nicht vorhanden. ALLENS Äquivalentbreiten, die aus Konturen gewonnen wurden, sind (vor allem bei den starken Linien) systematisch etwas größer als unsere Werte. Für die aus Restintensitäten gewonnenen Äquivalentbreiten gilt (für schwächere Linien) das umgekehrte. Da die Beobachtungs- und Reduktionsmethode

in Canberra und Potsdam ganz verschieden ist, so kann man aus der befriedigenden Übereinstimmung schließen, daß unsere Messungen weitgehend frei von systematischen Fehlern sind.

Da von Fleckenlinien — außer den Potsdamer Messungen — keine Äquivalentbreiten vorliegen, so müssen wir uns in diesem Falle mit einem

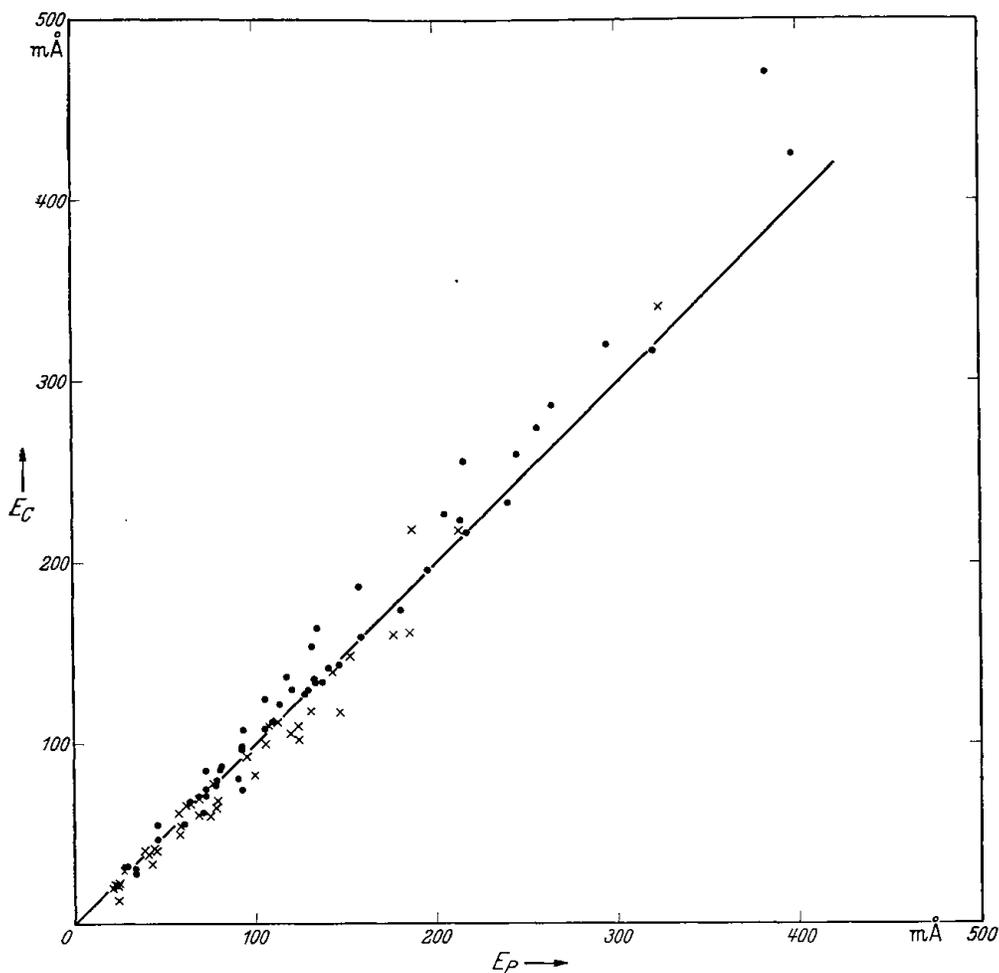


Abb. 3. Zusammenhang zwischen den in Potsdam (E_P) und Canberra (E_C) gemessenen Äquivalentbreiten von Fraunhofer-Linien. Die Werte von E_C sind teils aus Linienkonturen (●) und teils aus Restintensitäten (×) gewonnen worden.

Vergleich mit den Intensitätsschätzungen von MOORE begnügen [11]. MOORE hat versucht, sowohl die Skala als auch den Nullpunkt ihrer Schätzungen von Fleckenlinien an Skala und Nullpunkt der Rowland-Intensitäten von Photosphärenlinien anzuschließen. Wenn dieser Versuch gelungen ist und wenn unsere Äquivalentbreiten von Fleckenlinien keinen systematischen Fehler aufweisen, so müssen wir identische Kalibrierungs-

kurven für die Rowland-Intensitäten erhalten, ob wir diese Kurven mit Hilfe von Fleckenlinien oder Photosphärenlinien ableiten. Abb. 4 gibt den Zusammenhang zwischen Rowland-Intensität und Äquivalentbreiten für Photosphärenlinien und Fleckenlinien wieder. Um die Abbildung übersichtlicher zu gestalten, sind nur die Mittelwerte der Logarithmen der Äquivalentbreiten von Linien der gleichen Rowland-Intensität aufgetragen. Die Punkte beziehen sich auf Photosphärenlinien, die Kreuze auf Fleckenlinien. Die beige-schriebenen Zahlen geben an, aus wieviel Einzelwerten

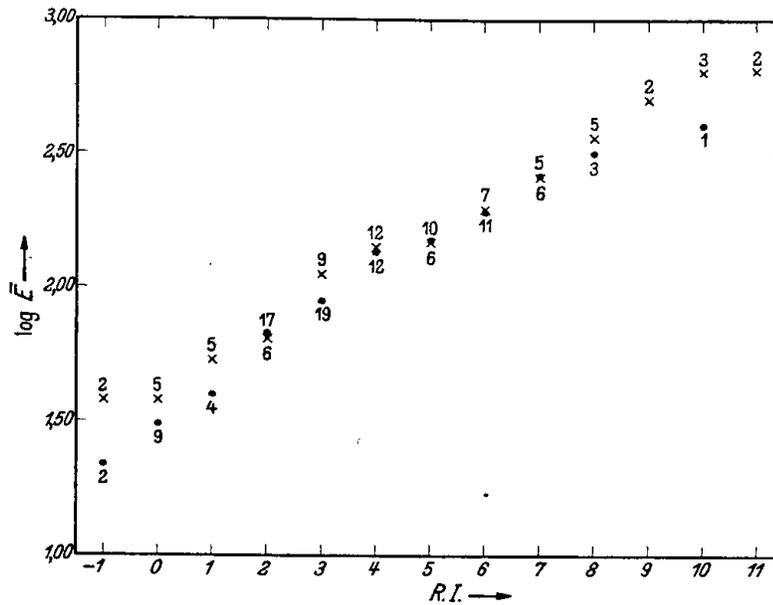


Abb. 4. Zusammenhang zwischen Rowland-Intensität und Äquivalentbreiten für Photosphärenlinien (●) und Fleckenlinien (×).

die Mittelwerte gebildet wurden. Dabei sind — wie bei dem Vergleich mit den Messungen in Canberra — auch in dieser Abbildung unsere Messungen von Funkenlinien mitgenommen worden. In dem Bereich der Kalibrierungskurve, der mit zahlreichen Messungen belegt ist, stimmen die Photosphärenlinien mit den Fleckenlinien sehr befriedigend überein. Der Zusammenhang ist, wie man erwarten sollte, nahezu linear.

6. Bestimmung der Wachstumskurven (WK).

a) *Allgemeines.* Die Entstehung einer Fraunhofer-Linie in der Sonnenatmosphäre wird mathematisch durch eine Differentialgleichung zweiter Ordnung, die Strömungsgleichung, beschrieben. Diese Gleichung enthält Größen, die die Art des Energieaustausches beschreiben und die sich außerdem mit der Tiefe in der Atmosphäre ändern können. Eine Integration

dieser Differentialgleichung unter verschiedenen Voraussetzungen über die Art des Energieaustausches und über die Schichtung der Atmosphäre zeigt, daß der Ansatz

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{x_v} + \frac{1}{R_c} \quad (2)$$

für die Linientiefe $R = \frac{I_0 - I}{I_0}$ allen Verhältnissen weitgehend gerecht wird. x_v ist der Absorptionskoeffizient pro Oszillator multipliziert mit dem Faktor NHf und ist aus der Dispersionstheorie zu entnehmen. R_c ist die wahre Restintensität der Linie. Für kräftige Linien ist $R_c \approx 1$. Das Integral

$$E_\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} R \cdot d\lambda \quad (3)$$

gibt die Gesamtabsorption der Linie. Betrachtet man die Äquivalentbreite E_λ einer bestimmten Linie als Funktion von NH , so stellt (3) die WK der Linie, d. h. den Zusammenhang zwischen Gesamtabsorption und Zahl der absorbierenden Atome dar [12].

Da bis jetzt noch keine zuverlässigen Messungen von Restintensitäten von Fraunhofer-Linien — von den allerstärksten abgesehen — vorliegen, so bleibt nichts anderes übrig, als $R_c = 1$ zu setzen, also mit in der Mitte schwarzen Linien zu rechnen. Bei der graphischen Darstellung der WK ist es dann zweckmäßig, als Ordinate $\log \frac{E_\lambda}{2 \Delta \lambda_D}$ und als Abszisse $\log \frac{NHf}{\Delta \omega_D}$ zu wählen. Man drückt also die Äquivalentbreite in Einheiten der ganzen Doppler-Breite $2 \Delta \lambda_D$ aus. Dabei ist

$$\Delta \lambda_D = \frac{\lambda}{c} \cdot \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \quad (4)$$

(R Gaskonstante, T absolute Temperatur, μ Molekulargewicht.) Der Vorteil einer solchen Darstellung der WK besteht darin, daß man so dem verschiedenen Molekulargewicht verschiedener Elemente automatisch Rechnung trägt und, wegen des Faktors λ im Ausdruck für $\Delta \lambda_D$, Linien aus verschiedenen Wellenlängenbereichen zur Konstruktion einer WK benutzen kann. Bei den Abszissen kommt es offenbar nur auf relative Atomzahlen an. Nimmt man für die Verteilung der Atome über die verschiedenen Anregungszustände eine BOLZMANNsche Verteilung an, so läßt sich der Ausdruck für die Abszissen in der Form schreiben:

$$\log \frac{N_s H f}{\Delta \omega_D} = \log N_0 H + \log \frac{g f}{\Delta \omega_D} - \chi_s \cdot \frac{5040}{T} \quad (5)$$

wobei N_0 die Zahl der Atome pro cm^3 im Grundzustand und N_s die der Atome im Quantenzustand s mit der Anregungsenergie χ_s bedeutet. $\log N_0 H$ ist eine additive Konstante, die für die Darstellung der WK nicht näher bestimmt zu werden braucht. Ebenso genügt es, wenn man für alle zu verwendenden Linien die *relativen gf*-Werte kennt. Für Linien *eines* Multipletts mit dem mittleren Anregungspotential χ_s ist das letzte Glied auf der rechten Seite konstant und man erhält aus diesen Linien eine eindeutige WK, wenn man $\log \frac{gf}{\Delta \omega_D}$ als Abszissen wählt. Trägt man dann in das gleiche Diagramm Linien eines zweiten Multipletts mit dem mittleren Anregungspotential $\chi_{s'}$ ein, so ist, falls deren *gf*-Werte im gleichen relativen Maßstab wie die des ersten Multipletts angebar sind, die durch sie bestimmte WK gegenüber der ersten um den Betrag

$$(\chi_s - \chi_{s'}) \frac{5040}{T} \quad (6)$$

in der Abszissenrichtung verschoben. Durch „Zusammenschieben“ verschiedener Multipletts in der Abszissenrichtung gewinnt man schließlich eine WK, die einen größeren Bereich der E_λ überdeckt als das unter Verwendung der Linien eines einzigen Multipletts der Fall wäre. Gleichzeitig liefern dann die Verschiebungen (6) ein Maß für die Temperatur der strahlenden Schicht.

b) *Ti-Linien*. Tabelle 8 enthält die zur Bestimmung einer WK nötigen Daten für die Ti-Linien. Die Spalten 1 bis 3 und 5 sind aus der „Multiplet Table“ von CH. E. MOORE übernommen. Die dritte Spalte enthält die zu dem betreffenden Elektronenübergang gehörenden inneren Quantenzahlen. Die in der vierten Spalte gebrauchten *gf*-Werte sind den Messungen von R. B. KING und A. S. KING [13] entnommen. Sie sind alle im gleichen relativen Maßstab angegeben. Für Ti ($\mu = 48$), für eine Temperatur $T = 5000^\circ$ und für $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ ist $\Delta \omega_D = 1,66 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$ und $2 \Delta \lambda_D = 43,8 \text{ m\AA}$.

Mit diesen Werten sind an Hand der Daten von Tabelle 4a und 5a die Zahlen der Spalten 4 bzw. 6 und 7 berechnet worden. Die Wahl des Wertes von T für die Berechnung der Doppler-Breiten ist für die *Form* der WK ganz unwesentlich. Es ist deshalb zulässig und unbedenklich, die Werte der letzten Spalte, die sich auf Sonnenflecken beziehen, mit $T = 5000^\circ$ zu berechnen, zumal da sich hier doch dem $\Delta \lambda_D$ der Zeeman-Effekt überlagert. Wir kommen darauf in Abschnitt 7 noch näher zurück.

In Abb. 5 sind die für die Mitte der Sonnenscheibe bestimmten $\log \frac{E_\lambda}{2 \Delta \lambda_D}$

Tabelle 8. Ti-Linien.

λ	Multipllett	J	$\log \frac{gf}{\Delta \omega_D}$	χ_s	$\log \frac{E_\lambda}{2 \Delta \lambda_D}$	
					⊙	Fleck
4885,09	$a^3G - y^3H^0$	5 - 6	3,30	1,88	+ 0,14	+ 0,42
4899,92		4 - 5	3,19	1,87	+ 0,13	+ 0,35
4913,62		3 - 4	3,17	1,86	+ 0,03	+ 0,32
4981,74	$a^5F - y^5G^0$	5 - 6	3,50	0,84	+ 0,39	+ 0,77
4991,07		4 - 5	3,38	0,83	+ 0,41	+ 0,72
4999,51		3 - 4	3,28	0,82	+ 0,33	—
5016,17		5 - 5	2,44	0,84	+ 0,12	+ 0,51
5020,03		4 - 4	2,59	0,83	+ 0,22	+ 0,60
5022,88		3 - 3	2,55	0,82	+ 0,16	—
5024,85		2 - 2	2,39	0,82	+ 0,14	+ 0,52
4997,10	$a^3F - z^3D^0$	2 - 2	0,86	0,00	- 0,16	+ 0,41
5009,65		3 - 3	0,73	0,02	- 0,32	+ 0,37
5039,97		3 - 2	1,91	0,02	+ 0,19	—
5064,66		4 - 3	2,05	0,05	+ 0,32	+ 0,64
5036,47	$b^3F - w^3G^0$	3 - 4	3,08	1,44	+ 0,15	—
5038,40		2 - 3	2,98	1,42	+ 0,19	+ 0,51
5113,45	$b^3F - v^3D^0$	3 - 2	2,41	1,44	- 0,25	—
5145,47		4 - 3	2,62	1,45	- 0,19	+ 0,29
5147,48	$a^3F - z^3F^0$	2 - 3	0,96	0,00	- 0,12	+ 0,50
5152,19		3 - 4	0,95	0,02	- 0,12	+ 0,45
5192,98		3 - 3	2,06	0,02	+ 0,23	—
5210,39		4 - 4	2,18	0,05	+ 0,26	—
5219,71		3 - 2	0,69	0,02	- 0,32	+ 0,40
5238,57	$a^5F - y^5D^0$	5 - 4	1,29	0,84	—	+ 0,20
5295,78	$a^3P - x^3D^0$	2 - 3	1,63	1,06	—	+ 0,09

gegen die $\log \frac{gf}{\Delta \omega_D}$ aufgetragen. Die Linien der einzelnen Multiplletts sind

je nach dem mittleren Anregungspotential mit verschiedenen Zeichen eingetragen worden. Die mit zunehmendem Anregungspotential wachsende Verschiebung der Multiplletts gegenüber den beiden zum Grundzustand a^3F gehörenden Multiplletts (●) tritt deutlich hervor. Die Abbildung gibt dadurch einen Eindruck von der Sicherheit der Bestimmung einer Anregungstemperatur aus einem WK-Diagramm. Das „Zusammenschieben der Multiplletts“ geschah nun in der Weise, daß für verschiedene Werte von T die Verschiebungsbeträge (6) der einzelnen Multiplletts relativ zu einem vom Grundzustand ausgehenden Multipllett ($\chi_s = 0$) berechnet wurden.

Diese Beträge, nämlich $-\chi_s' \frac{5040}{T}$, wurden zu den $\log \frac{gf}{\Delta \omega_D}$ -Werten addiert,

und damit konnte dann eine WK gezeichnet werden. Diejenige Temperatur T , welche die WK mit geringster Streuung liefert, wurde als die wahrscheinlichste Temperatur der strahlenden Schicht betrachtet. Die in Abb. 6 eingetragenen, mit „Sonne“ bezeichneten Punkte der Linien verschiedener

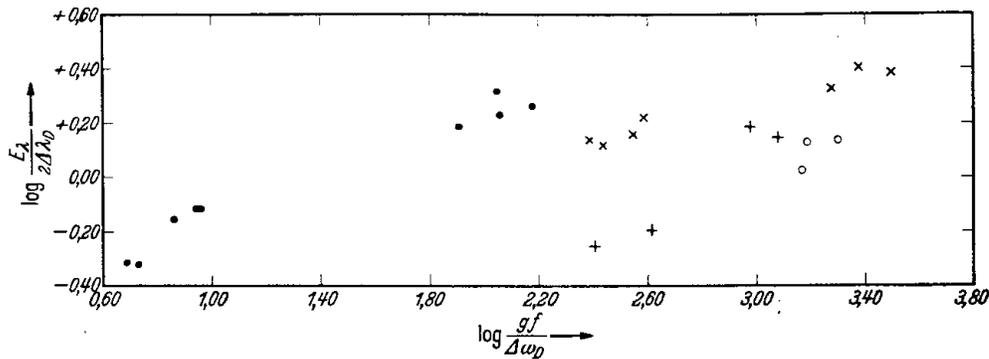


Abb. 5. Relative Verschiebungen einzelner Ti-Multipletts im WK-Diagramm.
 • $a^3F - z^3D^0$ und $a^3F - z^3F^0$, mittleres Anregungspotential 0,02 Volt.
 × $a^5F - y^5G^0$, mittleres Anregungspotential 0,83 Volt.
 + $b^3F - w^3G^0$ und $b^3F - v^3D^0$, mittleres Anregungspotential 1,44 Volt.
 ○ $a^3G - y^3H^0$, mittleres Anregungspotential 1,87 Volt.

Multipletts geben den aus den Ti-Linien bestimmten Verlauf der WK für die Photosphäre wieder, und zwar für $T = 5040^{\circ}$. Aus der Streuung der mit verschiedenen Zeichen angegebenen Multipletts um eine mittlere

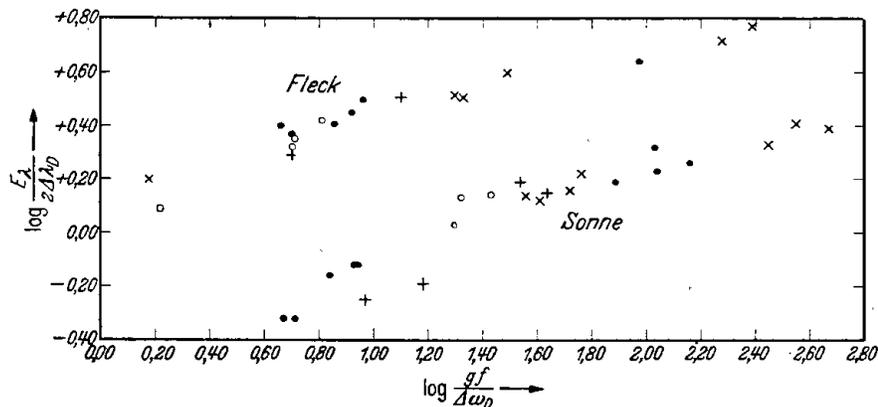


Abb. 6. Aus Ti-Linien gewonnene WK für Photosphäre und Fleck.
 □ $a^3P - x^3D^0$, Anregungspotential 1,06 Volt.
 Erklärung der übrigen Zeichen vgl. Abb. 5.

Kurve läßt sich die Güte der Darstellung durch eine Anregungstemperatur von 5040° beurteilen. Dabei muß bemerkt werden, daß die zwei Linien des Multipletts $b^3F - v^3D^0$ so stark herausfallen, daß sie bei der Bestimmung von T außer acht gelassen wurden. Diese Abweichung kann nicht durch blends verursacht sein, weil die Punkte *unterhalb* der WK liegen. Die zu der Bezeichnung „Fleck“ gehörenden Punkte stellen die in entsprechender

Weise durch „Zusammenschieben der Multipletts“ gewonnene WK für den Fleck dar. Ihr entspricht eine Temperatur von 3800° . Eine noch etwas geringere Streuung hätte sich mit einer etwas *tieferen* Temperatur ($\sim 3700^{\circ}$) erzielen lassen. Dann würden sich insbesondere die offenen Kreise relativ zu den ausgefüllten etwas weiter nach *links* verschieben. Aus den in Absatz d) angeführten Gründen haben wir jedoch an der Anregungstemperatur von 3800° im Fleck für die Ti-Linien festgehalten.

c) Fe-Linien. In Tabelle 9 sind die zur Konstruktion einer WK mit Hilfe der Fe-Linien notwendigen Daten zusammengestellt. Bei den Fe-Linien liegen *gf*-Werte nur für das Multiplett $a^5F - z^5D^0$ vor [13]. Für die Linien der Fe-Multipletts haben wir deshalb unter der Annahme von Russell-Saunders-Kopplung mit Hilfe der Tafeln von RUSSELL [14] theoretische Summen-Regel-Intensitäten (*SRI*) berechnet. Sie liegen den Werten von Spalte 4 zugrunde. Die fünf Multipletts in dem oberen Teil der Tabelle sind Übergänge zwischen Zuständen derselben Elektronenkonfigurationen, nämlich $3d^6 4s 4p - 3d^6 4s 5s$, sie gehören also zu *einem* Supermultiplett. Die Intensitäten der Linien dieser verschiedenen Multipletts lassen sich

Tabelle 9. Fe-Linien.

λ	Multiplett	J	$\log \frac{SRI}{\lambda \omega_D}$	χ_s	$\log \frac{E_\lambda}{2\lambda\lambda_D}$		$\log \frac{gf}{\lambda \omega_D}$
					⊙	Fleck	
4890,76	$z^7F^0 - e^7D$	2 - 2	+ 0,28	2,86	+ 0,78	+ 0,93	
4891,50		4 - 3	+ 0,54	2,84	+ 0,91	+ 1,04	
4903,32		1 - 2	- 0,20	2,87	+ 0,57	+ 0,70	
4919,00		3 - 3	+ 0,35	2,85	+ 0,79	-	
4920,52		5 - 4	+ 0,75	2,82	+ 1,00	+ 1,14	
4938,82		2 - 3	- 0,29	2,86	+ 0,49	-	
4985,56		3 - 4	- 0,49	2,85	+ 0,41	+ 0,61	
5006,12		5 - 5	+ 0,15	2,82	+ 0,66	+ 0,84	
5044,22	4 - 5	- 0,88	2,84	+ 0,23	-		
4973,11	$z^3D^0 - e^3D$	1 - 1	+ 0,16	3,94	+ 0,35	+ 0,46	
4985,26		2 - 2	+ 0,35	3,91	+ 0,36	+ 0,48	
5005,72		3 - 3	+ 0,60	3,87	+ 0,51	+ 0,63	
5048,44		1 - 2	- 0,30	3,94	+ 0,26	-	
5001,87	$z^3F^0 - e^3D$	4 - 3	+ 0,76	3,86	+ 0,52	+ 0,59	
5014,95		3 - 2	+ 0,60	3,93	+ 0,42	-	
5022,24		2 - 1	+ 0,43	3,97	+ 0,37	-	
5068,77	$z^7P^0 - e^7D$	4 - 3	- 0,61	2,93	+ 0,50	-	
5192,36		3 - 3	+ 0,25	2,99	+ 0,71	-	
5232,95		4 - 5	+ 0,65	2,93	+ 0,84	-	
5266,56		3 - 4	+ 0,37	2,98	+ 0,70	+ 0,79	
5281,80		2 - 3	- 0,08	3,02	+ 0,52	+ 0,69	

Tabelle 9 (Fortsetzung).

λ	Multipllett	J'	$\log \frac{SRI}{\Delta \omega_D}$	χ_s	$\log \frac{E_\lambda}{2\lambda \lambda_D}$		$\log \frac{gf}{\Delta \omega_D}$
					☉	Fleck	
5215,19	$z^5D_0 - e^5D$	2 - 1	+ 0,07	3,25	+ 0,48	—	
5217,40		4 - 3	+ 0,01	3,20	+ 0,42	+ 0,56	
5229,86		1 - 0	- 0,17	3,27	+ 0,43	—	
5253,47		1 - 1	- 0,77	3,27	+ 0,23	+ 0,41	
5263,32		2 - 2	- 0,07	3,25	+ 0,44	+ 0,59	
5273,17		0 - 1	- 0,16	3,28	+ 0,39	+ 0,53	
5283,63		3 - 3	+ 0,38	3,23	+ 0,64	+ 0,75	
5302,31		1 - 2	+ 0,08	3,27	+ 0,50	+ 0,63	
5324,19		4 - 4	+ 0,72	3,20	+ 0,79	+ 0,92	
5339,94		2 - 3	+ 0,14	3,25	+ 0,53	+ 0,65	
5393,18		3 - 4	+ 0,03	3,23	+ 0,50	+ 0,63	
4924,78		$a^3P - y^3D^0$	2 - 2	- 1,27	2,27	+ 0,37	—
5049,83	2 - 3		- 0,51	2,27	+ 0,54	—	
5141,75	1 - 1		- 1,27	2,41	+ 0,29	+ 0,49	
5269,54	$a^5F - z^5D^0$	5 - 4	- 0,66	0,86	+ 0,95	+ 1,25	+ 2,07
5328,05		4 - 3	- 0,83	0,91	+ 0,87	+ 1,23	+ 1,92
5371,50		3 - 2	- 1,02	0,95	+ 0,77	+ 1,17	+ 1,74
5397,14		4 - 4	- 1,52	0,91	+ 0,65	+ 1,06	+ 1,46
5405,79		2 - 1	- 1,25	0,99	+ 0,67	+ 1,07	+ 1,61
5434,54		1 - 0	- 1,55	1,01	+ 0,55	+ 0,96	+ 1,38
5446,93		2 - 2	- 1,39	0,99	+ 0,68	+ 1,05	+ 1,48
5455,63		1 - 1	- 1,55	1,01	+ 0,68	+ 1,01	+ 1,39
5364,88	unklassifiziert			4,29	+ 0,44	+ 0,47	
5367,48				4,43	+ 0,48	+ 0,47	

dann mit Hilfe der Tafeln von GOLDBERG [15] aufeinander reduzieren. Dieser Umstand ermöglicht es nicht nur, eine WK zu konstruieren, sondern auch aus den Verschiebungen (6) dieser fünf Multipletts im WK-Diagramm mit $\log \frac{SRI}{\Delta \omega_D}$ als Abszissen eine Anregungstemperatur abzuleiten. Die $\log \frac{SRI}{\Delta \omega_D}$ der Linien der Multipletts $a^3P - y^3D^0$ und $a^5F - z^5D^0$ in dem unteren Teil der Tabelle 9 sind dagegen weder untereinander noch mit den Werten in der oberen Hälfte von Tabelle 9 ohne weiteres vergleichbar. Diese Multipllettlinien können nur zur weiteren Festlegung der Form der WK dienen, nicht aber zur Ableitung einer Anregungstemperatur mit Hilfe der Verschiebungen (6).

Nach dem in Absatz b) näher beschriebenen Verfahren wurden die in Abb. 7 dargestellten WK für Sonnenmitte und Fleck gewonnen. Die Linien verschiedener Multipletts sind wieder mit verschiedenen Zeichen eingetragen

worden. Die Anregungstemperatur in der Photosphäre ergab sich zu $T = 5040^\circ$, diejenige im Fleck zu $T^* = 3800^\circ$. Die Darstellung für den Fleck ließe sich durch eine etwas *höhere* Temperatur noch ein wenig verbessern. Dann würden sich insbesondere die offenen Kreise relativ zu den ausgefüllten noch etwas weiter nach *rechts* verschieben. Wir verweisen wiederum auf die in Absatz d) zu besprechenden Gründe, warum wir an der Temperatur $T^* = 3800^\circ$ festgehalten haben.

Wir wollen jetzt noch einige Bemerkungen über die Verwendung von Multiplettintensitäten hinzufügen. Die theoretischen Intensitäten beruhen

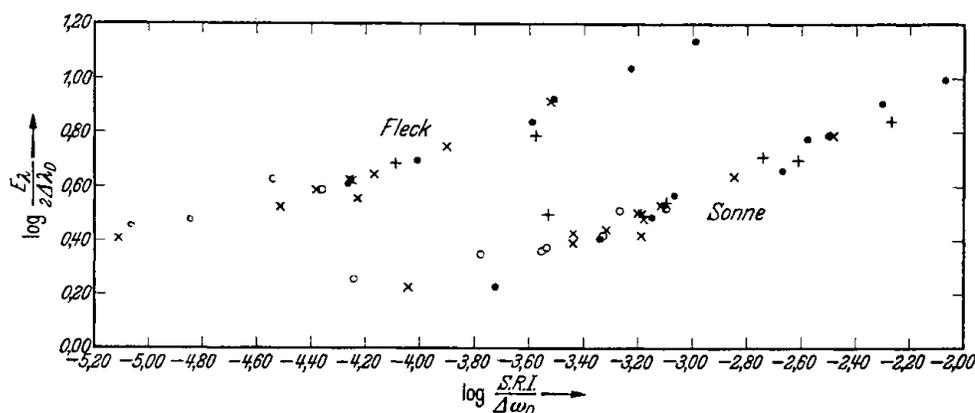


Abb. 7. Aus Fe-Linien gewonnene WK für Photosphäre und Fleck.

- $z^7F^0 - e^7D$, mittleres Anregungspotential 2,84 Volt.
- + $z^7P^0 - e^7D$, mittleres Anregungspotential 2,98 Volt.
- × $z^5D^0 - e^5D$, mittleres Anregungspotential 3,24 Volt.
- $z^3D^0 - e^3D$ und $z^3F^0 - e^3D$, mittleres Anregungspotential 3,90 Volt.

auf der Annahme von Russell-Saunders-Kopplung. Sie gilt in Strenge nur für Spektren, in denen keine Interkombinationslinien auftreten. Das trifft aber bei Fe (und Ti) nicht zu. Es ist aber schwer zu sagen, wie stark in einem solchen Falle Abweichungen von den auf Grund von Russell-Saunders-Kopplung berechneten Multiplettintensitäten auftreten können. Wir haben versucht, uns auf folgendem Wege ein Bild davon zu verschaffen. Für die Linien der sechs ersten Ti-Multipletts in Tabelle 8 wurden theoretische Intensitäten berechnet. In Abb. 8 haben wir dann für die einzelnen Multipletts die $\log \frac{SRI}{\Delta \omega_D} + \text{const}$ gegen die von KING bestimmten $\log \frac{gf}{\Delta \omega_D}$ aufgetragen. Dabei wurden die einzelnen Multipletts in der Ordinatenrichtung so lange verschoben, bis sich die Punkte verschiedener Multipletts am besten einer 45°-Geraden anschmiegen. Die Linien des Fe-Multipletts $a^5F - z^5D^0$ sind als Kreuze auf die gleiche Weise eingetragen worden. Wie

man sieht, folgen die Punkte so befriedigend einer 45°-Geraden, daß wir glauben, die berechneten Multiplettintensitäten bei diesen Spektren unbedenklich benutzen zu können.

d) *Vergleich der aus Ti- und Fe-Linien erhaltenen WK.* Während die Ti-Linien den linearen und flachen Teil der WK überdecken, liegen die Fe-Linien auf dem flachen und Dämpfungsteil der WK. Die Ti-Linien sind also im Durchschnitt wesentlich schwächer als die Fe-Linien. Wenn aus der Linienstärke auf die Lage der absorbierenden Schichten in der

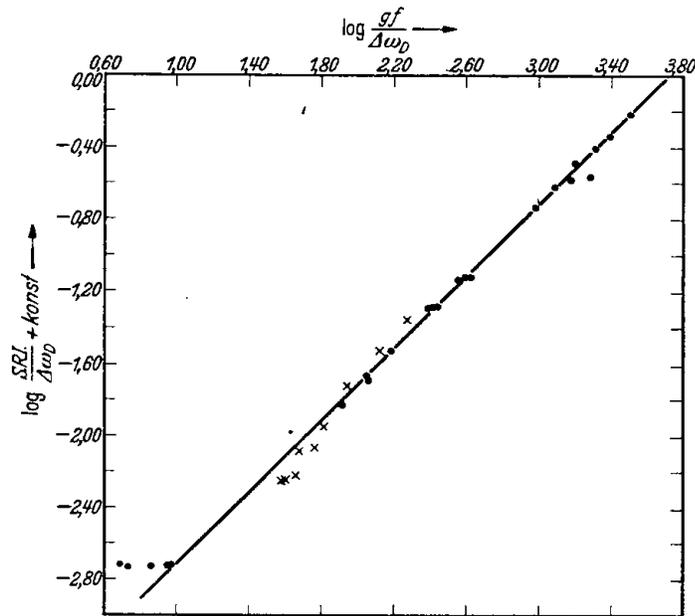


Abb. 8. Zusammenhang zwischen Summenregelintensitäten und gf -Werten für Ti-Multipletts (●) und ein Fe-Multiplett (×).

Photosphäre bzw. im Fleck geschlossen werden darf, so dürften die Ti-Linien im Durchschnitt in tieferen Schichten entstehen als die Fe-Linien. Dieser Gesichtspunkt war dafür maßgebend, daß wir der strahlenden Schicht im Fleck eine Anregungstemperatur von 3800° zuordneten. Denn dieser Wert ist, wie wir sahen, für die Ti-Linien etwas zu hoch und für die Fe-Linien etwas zu tief. Es schien uns aber nicht gerechtfertigt, zur Erzielung einer nur geringfügigen Verbesserung der WK den Ti- und Fe-Linien verschiedene Anregungstemperaturen zuzuschreiben, und zwar den Ti-Linien eine tiefere als den Fe-Linien, obwohl die Ti-Linien in tieferen Schichten entstehen dürften als die Fe-Linien. Die mögliche Differenz der Anregungstemperaturen liegt an der Grenze der Beobachtungsgenauigkeit, und wir hielten es daher für besser, die Beobachtungen durch eine einheitliche Temperatur zu interpretieren.

7. Vergleich der WK für Fleck- und Sonnenmitte.

Wenn wir die WK für Fleck- und Sonnenmitte miteinander vergleichen (siehe Abb. 6 und 7), so zeigt sich, daß ihre *Form* innerhalb der Streuung der Meßwerte unverändert bleibt, daß aber die WK für den Fleck relativ zu der für die Sonnenmitte in beiden Abbildungen nach links oben verschoben ist. Wir müssen uns hier daran erinnern, daß wir die Fleckenlinien ebenfalls mit einem $\Delta\lambda_D$ reduziert haben, das einer rein thermisch bedingten Linienbreite für $T = 5000^\circ$ entspricht (siehe Abschnitt 6 b). Die

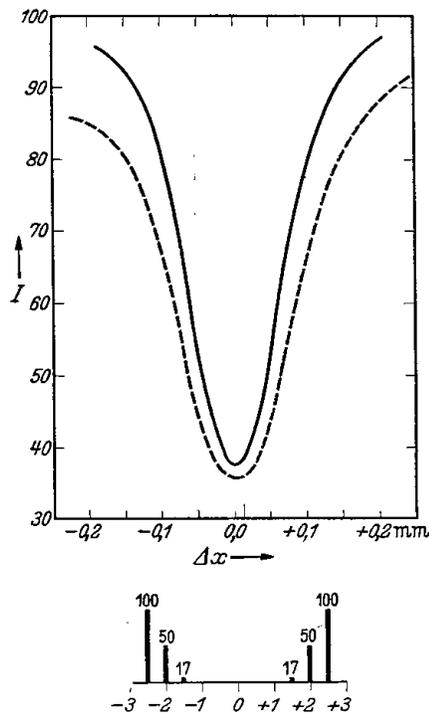


Abb. 9.

Oben: Beobachtete Kontur der Fe-Linie $\lambda 4903,32$ in der Sonnenmitte (—) und im Fleck (---).
 Ordinaten: Intensitäten (Kontinuum = 100).
 Abszissen: Abstand von der Linienmitte in mm auf der Platte.

Unten: Aufspaltungsbild der Fe-Linie im longitudinalen Zeeman-Effekt. Abszissen: Aufspaltung in Einheiten eines Lorentz-Triplets.
 Ordinaten: Intensitäten der Komponenten.

Verschiebung nach oben rührt dann davon her, daß im Fleck, wenn wir von der Temperaturdifferenz zwischen Fleck und Photosphäre zunächst absehen, die Linien infolge des Zeeman-Effektes verbreitert werden. Wir haben also die Fleckenlinien mit einem zu *kleinen* $\Delta\lambda_D$ reduziert. Abb. 9 zeigt die von uns gemessenen mittleren Konturen der Fe-Linie $\lambda 4903,32$ ($z^7F_1^0 - e^7D_2$) für Fleck (gestrichelt) und Photosphäre (ausgezogen). Wir haben zur Illustration der Verbreiterung durch Zeeman-Effekt gerade diese Linie ausgewählt, weil sie in Fleck und Photosphäre die gleiche Rowland-Intensität (4) und nach unseren Messungen auch nahezu die gleiche beobachtete Restintensität ($\sim 37\%$) besitzt, und ihre Zeeman-Aufspaltung groß ist. Die Lage und Intensität der Zeeman-Komponenten für den longitudinalen Zeeman-Effekt (Fleck nahe Sonnenmitte) ist ebenfalls

in Abb. 9 angegeben. Die Aufspaltung ist in Einheiten der Aufspaltung eines normalen Lorentz-Tripletts ausgedrückt. Die Doppler-Breite der Linien und vor allem das endliche Auflösungsvermögen des Spektralapparats machen es unmöglich, die einzelnen Komponenten bei den in Flecken herrschenden Magnetfeldern zu trennen. Für Linien verschiedener Wellenlänge ist die Zeeman-Aufspaltung proportional λ^2 , die Doppler-Breite $\Delta\lambda_D$ aber proportional λ . In dem kleinen Wellenlängenbereich, der unserer Untersuchung zugrunde liegt, kann aber λ praktisch als konstant betrachtet werden, und wir können deshalb ruhig so rechnen, als ob der Zeeman-Effekt sich wie eine Pseudo-Doppler-Breite auswirkt. Denn die Verschiebung der WK ist durch die mittlere Wirkung des Zeeman-Effekts auf Linien mit verschiedenen Aufspaltungsbildern gegeben, wobei die Größe der Aufspaltung noch von Fleck zu Fleck mit der Stärke des Magnetfeldes variiert. Wir haben dann im Fleck mit einem effektiven $\Delta\lambda_{\text{eff}}^*$ zu rechnen, das größer ist als das rein thermische $\Delta\lambda_D^*$, das zur Fleckentemperatur $T^* = 3800^\circ$ gehört. Die Verschiebung der Fleckenkurve relativ zur Photosphärenkurve in der Ordinatenrichtung ist dann gegeben durch die Differenz $\log \Delta\lambda_{\text{eff}}^* - \log \Delta\lambda_D$, wo $\Delta\lambda_D$ die Doppler-Breite für $T = 5000^\circ$ darstellt.

Die Verschiebung der beiden WK in der Abszissenrichtung wird ebenfalls z. T. vom Zeeman-Effekt herrühren, weil bei der WK im Fleck $\Delta\omega_D$ durch einen entsprechend größeren Wert $\Delta\omega_{\text{eff}}^*$ zu ersetzen ist. Hier kommt aber noch hinzu, daß nach (5) für Fleck und Photosphäre die unbestimmt gelassene, additive Konstante $\log N_0 H$, wo N_0 die Zahl der neutralen Atome pro cm^3 im Grundzustand bedeutet, verschieden sein wird. Die Gesamtverschiebung der Fleckenkurve relativ zur Photosphärenkurve wird dann bestimmt sein durch die Differenz

$$\log \frac{N_0^* H^*}{\Delta\omega_{\text{eff}}^*} - \log \frac{N_0 H}{\Delta\omega_D}. \quad (7)$$

H^* und H werden nicht sehr verschieden sein.

Bringt man also die WK für Fleck und Sonne durch Verschiebung der Fleckenkurve in der Ordinaten- und Abszissenrichtung zur Deckung, so läßt sich aus der ersteren der mittlere Einfluß des Zeeman-Effekts auf die Breite der Fleckenlinien gewinnen und aus der letzteren (7) dann $\log N_0^* H^* / N_0 H$, also im wesentlichen das Verhältnis der Zahl der neutralen Atome im Grundzustand in Fleck und Photosphäre. Die Bestimmung des Einflusses des Zeeman-Effekts ist offenbar ganz analog der Bestimmung von Turbulenz-Effekten in einer Sternatmosphäre aus der WK [16].

Es ist nun bemerkenswert, daß sich die WK in Abb. 6 (Ti-Linien) und die WK in Abb. 7 (Fe-Linien) innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit durch die gleiche Verschiebung in der Ordinaten- und in der Abszissenrichtung zur Deckung bringen lassen. Die Ordinaten-skalen sind in beiden Fällen um den Betrag $+0,26$ gegeneinander zu verschieben, die Abszissen-skalen um den Betrag $+0,70$. Beide Beträge sind im Sinne Fleck minus Photosphäre gerechnet. Physikalisch bedeutet dieser Befund, daß bei Ti und Fe der gleiche mittlere Einfluß des Zeeman-Effekts auf die Linienbreite vorliegt, und daß für beide Elemente innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit $\log N_0^* H^*/N_0 H$ den gleichen Wert hat.

Zur Bestätigung des Befundes über den Einfluß des Zeeman-Effekts haben wir uns durch Aufzeichnen der Aufspaltungsbilder aller von uns gemessenen Ti- und Fe-Linien davon überzeugt, daß im Mittel keine systematische Differenz im Zeeman-Effekt zwischen den Linien der beiden Elemente zu erwarten ist. Um nun die verbreiternde Wirkung des Zeeman-Effekts abzuschätzen, müssen wir beachten, daß auch die Fleckenlinien mit einem $\Delta\lambda_D$ reduziert worden sind, das $T = 5000^\circ$ entspricht (siehe Abschnitt 6b). Es ist also mit Rücksicht auf (4)

$$\log \frac{\Delta\lambda_{\text{eff}}^*}{\Delta\lambda_D^*} = +0,26 + \frac{1}{2} \log \frac{5000^\circ}{T^*}. \quad (8)$$

Dabei bedeutet, wie erwähnt, $\Delta\lambda_{\text{eff}}^*$ die effektive Linienbreite im Fleck, also thermische Breite plus Zeeman-Verbreiterung, $\Delta\lambda_D^*$ die Doppler-Breite der Fleckenlinien bei der Temperatur T^* des Fleckes. Mit $T^* = 3800^\circ$ erhält man aus (8)

$$\Delta\lambda_{\text{eff}}^* = 2,1 \Delta\lambda_D^*. \quad (9)$$

Wir sind nun in der Lage, aus der Verschiebung in der Abszissenrichtung ($+0,70$) in den Abb. 6 und 7 den Wert von $\log N_0^* H^*/N_0 H$ für die Ti- und Fe-Linien zu bestimmen. Aus (7) erhält man

$$\log \frac{N_0^* H^*}{N_0 H} = +0,70 + \log \frac{\Delta\omega_{\text{eff}}^*}{\Delta\omega_D}. \quad (10)$$

$\log \frac{\Delta\omega_{\text{eff}}^*}{\Delta\omega_D}$ stellt aber nichts anderes dar als die Verschiebung der Ordinaten-skalen infolge des überlagerten Zeeman-Effekts und besitzt den Zahlenwert $+0,26$. Damit erhält man für das Verhältnis der Zahl der neutralen Ti- bzw. Fe-Atome im Grundzustand in Fleck und Photosphäre die Beziehung

$$\frac{N_0^* H^*}{N_0 H} = 9,1. \quad (11)$$

8. Bestimmung der Größe $\Delta\theta = 5040 (1/T^* - 1/T)$ und Vergleich mit anderen Beobachtungen.

Wir können nun noch mit ziemlich großer Sicherheit die für die Mitte der Sonnenscheibe geltenden WK von Ti- und Fe-Linien „zusammenschieben“, bis sie sich in ihrem flachen Teil am besten überdecken. Dies liefert uns die Reduktion der *SRI*-Skala auf die *gf*-Skala. Auf diese Weise ist die in Abb. 10 wiedergegebene untere WK-„Sonne“ entstanden. Für den Fleck (obere Kurve der Abb. 10) gelingt das „Zusammenschieben“

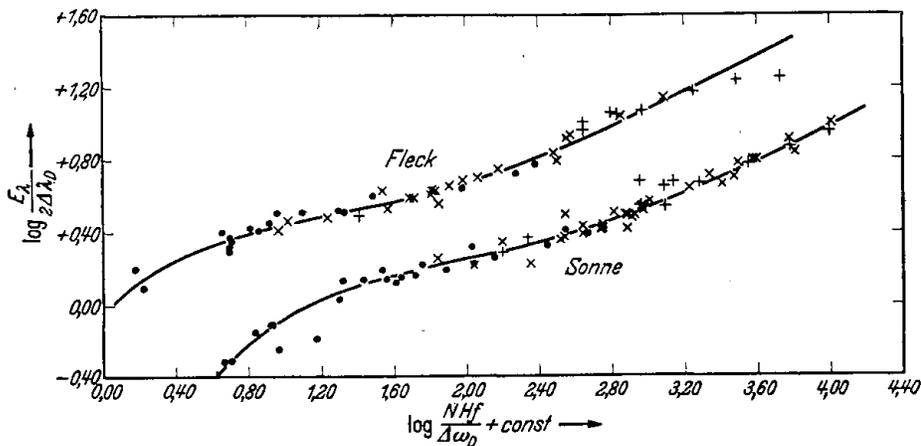


Abb. 10. WK für Fleck und Photosphäre.

- Ti-Multipletts mit gemessenen *gf*-Werten.
- × Fe-Supermultiplett ($3d^6 4s 4p - 3d^6 4s 5s$).
- + Fe-Multipletts $a^3P - y^3D^0$ und $a^5F - z^5D^0$.

mit geringerer Sicherheit. Wir machen uns hier die Ergebnisse von Abschnitt 7 zunutze, die zusammen mit der oben gefundenen Reduktion der *SRI*-Skala auf die *gf*-Skala, die Verschiebung der Fleckenkurven festlegen. In diese WK für Fleck und Photosphäre wurden nun noch die Linien der beiden Fe-Multipletts $a^3P - y^3D^0$ und $a^5F - z^5D^0$ eingezeichnet (gerade Kreuze in Abb. 10). Auch hier ist das Einpassen der Linien in die WK für den Fleck wegen der Ergebnisse von Abschnitt 7 nicht unabhängig von der Art des Einpassens der Linien in die WK der Photosphäre. Die WK „Sonne“ und „Fleck“ in Abb. 10 können nun dazu dienen, die relativen wirksamen Atomzahlen für Fleck und Photosphäre abzuleiten und aus ihnen die Größe

$$\Delta\theta = 5040 \left(\frac{1}{T^*} - \frac{1}{T} \right) \quad (12)$$

zu bestimmen.

Schreibt man die BOLTZMANNsche Formel für den Fleck und für die Photosphäre in logarithmischer Form, so erhält man:

$$\log \frac{N_s^*}{N_0^*} = \log \frac{g_s}{g_0} - \chi_s \frac{5040}{T^*},$$

bzw.

$$\log \frac{N_s}{N_0} = \log \frac{g_s}{g_0} - \chi_s \frac{5040}{T}.$$

Subtraktion liefert

$$\log \frac{N_s^*}{N_s} = \log \frac{N_0^*}{N_0} - \chi_s \cdot \Delta\theta. \quad (13)$$

Trägt man also $\log N_s^*/N_s$ als Funktion des Anregungspotentials χ_s auf, so erhält man eine Gerade mit der Neigung $-\Delta\theta$. Da uns nur diese Neigung interessiert, so ist der Wert von $\log N_0^*/N_0$ wieder ganz unwesentlich.

Wenn wir unsere WK zur Bestimmung der wirksamen Atomzahlen verwenden, so ist klar, daß wir dann keine völlig unabhängige Bestimmung von $\Delta\theta$ erhalten. Vielmehr stecken gewissermaßen die Temperaturen $T = 5040^\circ$ und $T^* = 3800^\circ$ schon in den Abszissen der WK. Das folgt aus der Art ihrer Konstruktion. Aber abgesehen davon, daß ein Teil der gemessenen Fraunhofer-Linien nur zur besseren Festlegung der Form der WK dienen konnte, und daß die zwei Fe-Linien mit dem höchsten Anregungspotential überhaupt in den WK nicht vorkommen, ist es doch lohnend, durch Prüfung der Beziehung (13) die Richtigkeit und Widerspruchsfreiheit des eingeschlagenen Verfahrens zu untersuchen. Dabei ist noch zu beachten, daß die zur Temperaturbestimmung benutzten Ti-Linien (Abschnitt 6 b) bzw. Fe-Linien (Abschnitt 6 c) nur einen kleinen Bereich des Anregungspotentials überdecken, nämlich 1,85 bzw. 1,06 Volt. Die Beziehung (13) läßt sich aber jetzt über einen Bereich von 4,4 Volt prüfen.

Tabelle 10 enthält die dazu nötigen Daten. Die Zahlen der zweiten und dritten Spalte sind an Hand der für die einzelnen Linien gemessenen Gesamtabsorptionen aus den in Abb. 10 dargestellten WK für Photosphäre und Fleck entnommen. In Abb. 10 wurde also jeweils der Punkt der WK aufgesucht, der einem gemessenen Wert von $\log \frac{E_\lambda}{\Delta \omega_D}$ entspricht, und seine Abszisse abgelesen. Die vierte Spalte gibt die Differenzen dieser Abszissenwerte im Sinne Fleck minus Sonne ¹⁾. Ihre Mittelwerte, gebildet für Gruppen

¹⁾ Die Zahlen der zweiten bis vierten Spalte sind natürlich wieder nur bis auf additive Konstanten festgelegt. Bei den Zahlen der zweiten Spalte ist es im wesentlichen $\log N_0$, bei denen der dritten Spalte $\log N_0^*$, bei denen der vierten $\log N_0^*/N_0$.

von Linien nahezu gleichen Anregungspotentials, enthält die sechste Spalte. Sie sind in Abb. 11 gegen das mittlere Anregungspotential (Spalte 7) auf-

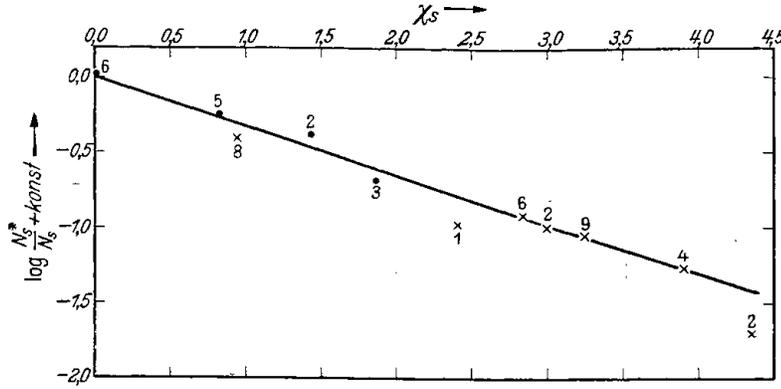


Abb. 11. $\log N_s^*/N_s$ als Funktion des Anregungspotentials χ_s .
 • Ti-Linien, × Fe-Linien.

getragen. Die aus Ti-Linien gewonnenen Werte sind als Punkte, die aus Fe-Linien erhaltenen als Kreuze eingezeichnet. Die angeschriebenen Zahlen

Tabelle 10. Wirksame relative Atomzahlen in Fleck und Photosphäre. (* vor der Wellenlänge bedeutet Fe-Linie.)

λ	$\log N_s + \text{const}$ 5040°	$\log N_s^* + \text{const}$ 3800°	$\log \frac{N_s^*}{N_s} + \text{const}$	χ_s	$\log \frac{N_s^*}{N_s} + \text{const}$	$\bar{\chi}_s$
4997,10	0,87	0,86	- 0,01	0,00		
5147,48	0,93	1,24	+ 0,31	0,00		
5009,65	0,69	0,72	+ 0,03	0,02		
5152,19	0,93	1,02	+ 0,09	0,02	+ 0,02	0,02
5219,71	0,69	0,82	+ 0,13	0,02		
5064,66	2,31	1,89	- 0,42	0,05		
5024,85	1,52	1,36	- 0,16	0,82		
4991,07	2,65	2,14	- 0,51	0,83		
5020,03	1,85	1,72	- 0,13	0,83	- 0,25	0,83
4981,74	2,58	2,29	- 0,29	0,84		
5016,17	1,44	1,30	- 0,14	0,84		
*5269,54	3,94	3,36	- 0,58	0,86		
*5328,05	3,78	3,32	- 0,46	0,91		
*5397,14	3,30	2,97	- 0,33	0,91		
*5371,50	3,56	3,20	- 0,36	0,95		
*5405,79	3,34	3,00	- 0,34	0,99	- 0,41	0,95
*5446,93	3,37	2,95	- 0,42	0,99		
*5434,54	3,05	2,75	- 0,30	1,01		
*5455,63	3,36	2,86	- 0,50	1,01		
5038,40	1,72	1,30	- 0,42	1,42		
5145,47	0,84	0,49	- 0,35	1,45	- 0,38	1,44
4913,62	1,20	0,57	- 0,63	1,86		
4899,92	1,48	0,66	- 0,82	1,87	- 0,69	1,87
4885,09	1,51	0,90	- 0,61	1,88		

Tabelle 10 (Fortsetzung).

λ	$\log N_s + \text{const}$ 5040 ^o	$\log N_s^* + \text{const}$ 3800 ^o	$\log \frac{N_s^*}{N_s} + \text{const}$	χ_s	$\log \frac{N_s^*}{N_s} + \text{const}$	$\bar{\chi}_s$
*5141,75	2,18	1,20	— 0,98	2,41	— 0,98	2,41
*4920,52	4,04	3,14	— 0,90	2,82		
*5006,12	3,32	2,46	— 0,86	2,82		
*4891,50	3,86	2,93	— 0,93	2,84		
*4985,56	2,65	1,78	— 0,87	2,85	— 0,92	2,84
*4890,76	3,59	2,68	— 0,91	2,86		
*4903,32	3,10	2,08	— 1,02	2,87		
*5266,56	3,41	2,33	— 1,08	2,98		
*5281,80	2,96	2,05	— 0,91	3,02	— 1,00	3,00
*5217,40	2,68	1,55	— 1,13	3,20		
*5324,19	3,60	2,65	— 0,95	3,20		
*5283,63	3,27	2,23	— 1,04	3,23		
*5393,18	2,91	1,85	— 1,06	3,23		
*5263,32	2,74	1,69	— 1,05	3,25	— 1,06	3,24
*5339,94	3,00	1,92	— 1,08	3,25		
*5253,47	1,90	0,86	— 1,04	3,27		
*5302,31	2,91	1,85	— 1,06	3,27		
*5273,17	2,58	1,41	— 1,17	3,28		
*5001,87	2,96	1,68	— 1,28	3,86		
*5005,72	2,94	1,85	— 1,09	3,87		
*4985,26	2,48	1,15	— 1,33	3,91	— 1,27	3,90
*4973,11	2,44	1,07	— 1,37	3,94		
*5364,88	2,74	1,11	— 1,63	4,29		
*5367,48	2,87	1,11	— 1,76	4,43	— 1,70	4,36

geben die Zahl der zu einem Mittelwert vereinigten Linien an. Wie man sieht, werden die Beobachtungen über den ganzen Bereich von 4,4 Volt sehr befriedigend durch die lineare Beziehung (13) dargestellt. Man findet als Neigungskoeffizienten den Wert

$$\Delta \theta = 0,33 \pm 0,01. \quad (14)$$

Er stimmt genau mit dem aus der WK erhaltenen Wert

$$\Delta \theta = \frac{5040}{3800} - 1 = 0,33$$

überein. Die Übereinstimmung ist ein Beweis für die Richtigkeit und Widerspruchsfreiheit des eingeschlagenen Verfahrens.

Eine qualitative Illustration der durch Gleichung (13) ausgedrückten physikalischen Anregungsverhältnisse in Fleck und Photosphäre gibt Abb. 12, in der Teile einiger unserer Fleckenspektren reproduziert sind. Unmittelbar unter den Fleckenspektren findet man die Spektren der

Photosphäre, die die gleichen Bereiche darstellen. Auffallende Linien sind bezeichnet worden, wobei die Zahl hinter dem Elementsymbol die An-

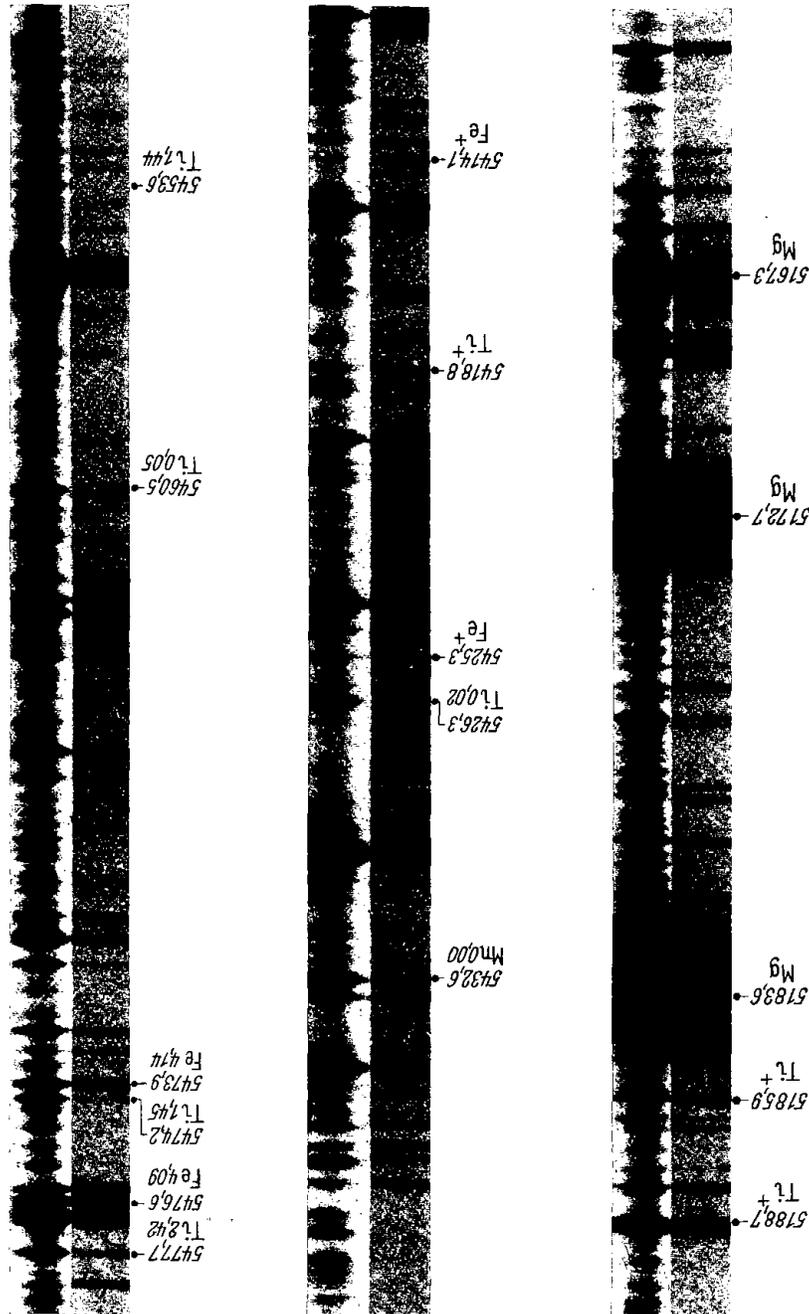


Abb. 12. Ausschnitte von Flecken- und Photosphärenspektren.

Besonders charakteristische Linien sind durch Wellenlänge, Elementsymbol und Anregungspotential in Volt bezeichnet. Man beachte die starke Intensitätszunahme der vom Grundzustand ausgehenden Linien von Ti und Mn, die geringe Änderung der Intensität hoch angeregter Fe-Linien und die kleine Intensitätsabnahme der Funkenlinien beim Übergang von der Photosphäre zum Fleck infolge der Temperaturabnahme. Die im untersten Teil der Abbildung im Fleckenspektrum auftauchenden zahlreichen Linien und Liniengruppen rühren zum größten Teil vom MgH-Molekül her.

regungsenergie in Volt angibt. Man beachte die starke Intensitätszunahme der vom Grundzustand ausgehenden Linien von Ti und Mn, die geringe Änderung in der Intensität hoch angeregter Fe-Linien und die verhältnis-

mäßig kleine Intensitätsabnahme der Funkenlinien beim Übergang von der Photosphäre zum Fleck.

Das Hauptergebnis unserer Untersuchung — den Wert $\Delta\theta$ — wollen wir nun noch mit den in Abschnitt 1 angeführten Resultaten anderer Beobachter vergleichen. Zu diesem Zweck stellen wir die Ergebnisse in Tabelle 11 zusammen.

Tabelle 11. Vergleich der Werte von $\Delta\theta$ von verschiedenen Beobachtern.

Beobachter	Methode	$\Delta\theta$
PETTIT, NICHOLSON, WORMELL	Gesamtstrahlung	0,21
PETTIT, NICHOLSON	Intensitätsverteilung	0,25
CH. MOORE	Fraunhofer-Linien	0,19
TEN BRUGGENCATE, v. KLÜBER	Fraunhofer-Linien	0,33

Die große Differenz zwischen unserem Wert von $\Delta\theta$ und den mit verschiedenen Methoden auf dem Mt. Wilson gefundenen Werten dürfte in erster Linie darauf zurückzuführen sein, daß wir wegen der relativ kurzen Brennweite des Potsdamer Turmteleskops uns absichtlich auf die Beobachtung der *größten* Flecken beschränkt haben. Den Mt. Wilson-Beobachtern steht ein Instrument mit mehr als dreimal so großer Brennweite zur Verfügung. Die Mt. Wilson-Werte dürften sich daher auf durchschnittlich kleinere Flecken beziehen. Ein Teil der Differenz mag auch von der Sorgfalt herrühren, mit der wir darauf geachtet haben, alles Fremdlicht von dem Fleckenspektrum fernzuhalten.

Eine Bestätigung unseres Wertes von $\Delta\theta$ für die von uns beobachteten Flecken, und wenn sie noch so roh sein mag, ist vielleicht erwünscht. Wir erblicken sie in dem Verhältnis der Belichtungszeiten, die wir für Spektren der Photosphäre und der Flecken benötigten. Im Grün (λ 5000) betrug die durchschnittliche Belichtungszeit für die Fleckenspektren das Sechsfache der Belichtungszeit für Spektren der Sonnenmitte. Im Violett (λ 4000) mußten die Fleckenspektren sogar 20mal so lang belichtet werden als Spektren der Sonnenmitte. Betrachtet man das Verhältnis der Belichtungszeiten als ein rohes Maß für das Intensitätsverhältnis von Fleck zu Photosphäre, so zeigt ein Vergleich mit den Werten der Tabelle 1, daß die Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum der von uns beobachteten Flecke wesentlich von den auf dem Mt. Wilson gefundenen Werten abweicht, und zwar im Sinne einer viel größeren Temperaturdifferenz zwischen Fleck und Photosphäre. In diesem Zusammenhang möchten wir noch auf Abb. 1 hinweisen, die besonders intensiv auftretende Linien der Swan-Bande

sowie der grünen MgH-Bande im Spektrum des großen Fleckes vom 16. Juli 1938 darstellt. Ein Vergleich dieser Spektralgegend mit der gleichen Gegend auf dem Mt. Wilson-Atlas eines typischen Fleckenspektrums deutet ebenfalls darauf hin, daß wir Flecken von besonders tiefer Temperatur untersucht haben.

Literaturhinweise.

[1] Ap. J. **7**, 153, 1930. — [2] M. N. **96**, 736, 1936. — [3] ZS. f. Astrophys. **8**, 108, 1934. — [4] Ebenda **5**, 297, 1932. — [5] Proc. Nat. Ac. Washington **24**, 525, 1938. — [6] Ap. J. **75**, 222 u. 298, 1932. — [7] Vgl. die ausführliche Darstellung bei A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, S. 360. Berlin, Julius Springer, 1938. — [8] P. TEN BRUGGENCATE, J. HOUTGAST u. H. VON KLÜBER, Publ. d. Astrophys. Obs. Potsdam, Nr. 96 (1939). — [9] Publ. Astr. Soc. Pacific **50**, Nr. 296–298, 1938. — [10] Mem. Commonwealth Solar Obs. **1**, No. 5, 1934. — [11] A Multiplet Table of Astrophys. Interest, Princeton, N. J., 1933 und Atomic Lines in Sunspot Spectra, Princeton, N. J., 1933. — [12] Vgl. hierzu z. B. A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, S. 264. Berlin, Julius Springer, 1938. — [13] Ap. J. **87**, 24, 1938. — [14] Ebenda **83**, 129, 1936. — [15] Ebenda **82**, 1, 1935. — [16] O. STRUVE u. C. T. ELVEY, Ap. J. **79**, 409, 1934.

(Mitteilung aus dem Institut für Sonnenphysik des Astrophysikalischen Observatoriums, Potsdam.)

Das Spektrum von Sonnenflecken. II. (Die Magnesium *b*-Linien.)

Von P. ten Bruggencate, Potsdam.

Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 26. Juni 1939.)

1. Das Beobachtungsmaterial und seine Reduktion. — 2. Die Konturen von λ 5183 und λ 5172 in Photosphäre und Fleck. Nach einem Verfahren von MINNAERT wird aus dem Verlauf der Dämpfungsflügel die genaue Lage des Kontinuums bestimmt. Die Gesamtaborption von λ 5183 wird in der Photosphäre zu $E = 1,77 \text{ \AA}$, und im Fleck zu $E^* = 2,50 \text{ \AA}$ gemessen. Die Zahl der wirksamen Atome ist danach im Fleck doppelt so groß als in der Photosphäre. Die auf indirektem Wege bestimmten Restintensitäten von λ 5183 und λ 5172 betragen in der Photosphäre und im Fleck 8 %. Sie können als gute Näherungen für die wahren Restintensitäten betrachtet werden. — *3. Die Deutung der Gesamtaborption von λ 5183 in Fleck und Photosphäre auf Grund der Ionisationstheorie.* Es wird gezeigt, daß sich bei Energien, die dem Ionisationspotential von Mg (7,61 Volt) entsprechen, schon merkliche Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht im Sinne einer zu hohen Ionisation bemerkbar machen, und zwar sowohl in der Photosphäre als auch im Fleck. Das Verhalten von λ 5183 (Anregungspotential 2,7 Volt) wird durch das Verhalten des Fe-Multipletts $z^7F^0 - e^7D$ (Anregungspotential 2,8 Volt, Ionisationspotential von Fe 7,83 Volt) bestätigt. — *4. Der Ursprung der Fremdlinien in den Flügeln von λ 5183 und λ 5172.* Im Anschluß an A. FOWLER werden 52 schwache Fleckenlinien im Spektralbereich λ 5194,0 bis λ 5165,5 als Linien der grünen MgH-Bande identifiziert.

Die im Sommer 1938 mit dem Potsdamer Turmteleskop erhaltenen Fleckenspektren [1] überdecken auch den Bereich des grünen Mg-Tripletts ($3^3P - 4^3S$) λ 5167,330, λ 5172,700 und λ 5183,621. Die erste dieser drei Linien wird stark gestört durch die benachbarte Fe-Linie λ 5166,286. Auf unseren mit dem großen Gitterspektrographen in der ersten Ordnung aufgenommenen Spektren, die eine lineare Dispersion von $1,39 \text{ \AA/mm}$ besitzen, lassen sich die beiden Linien nicht hinreichend trennen, so daß wir uns auf eine Photometrie von b_1 (λ 5183) und b_2 (λ 5172) beschränkt haben, über die im folgenden berichtet werden soll.

1. Das Beobachtungsmaterial und seine Reduktion. Tabelle 1 enthält die Daten für die in einem ungestörten Teil in der Nähe der Mitte der Sonnenscheibe gewonnenen Spektren, die wir im folgenden kurz Photosphärenspektren nennen wollen. Diese wurden zur Angleichung der Belichtungszeiten an diejenigen der Fleckenspektren durch ein Graufilter aufgenommen.

Tabelle 1. Spektren von Mg b_1 und b_2 : Sonnenmitte.

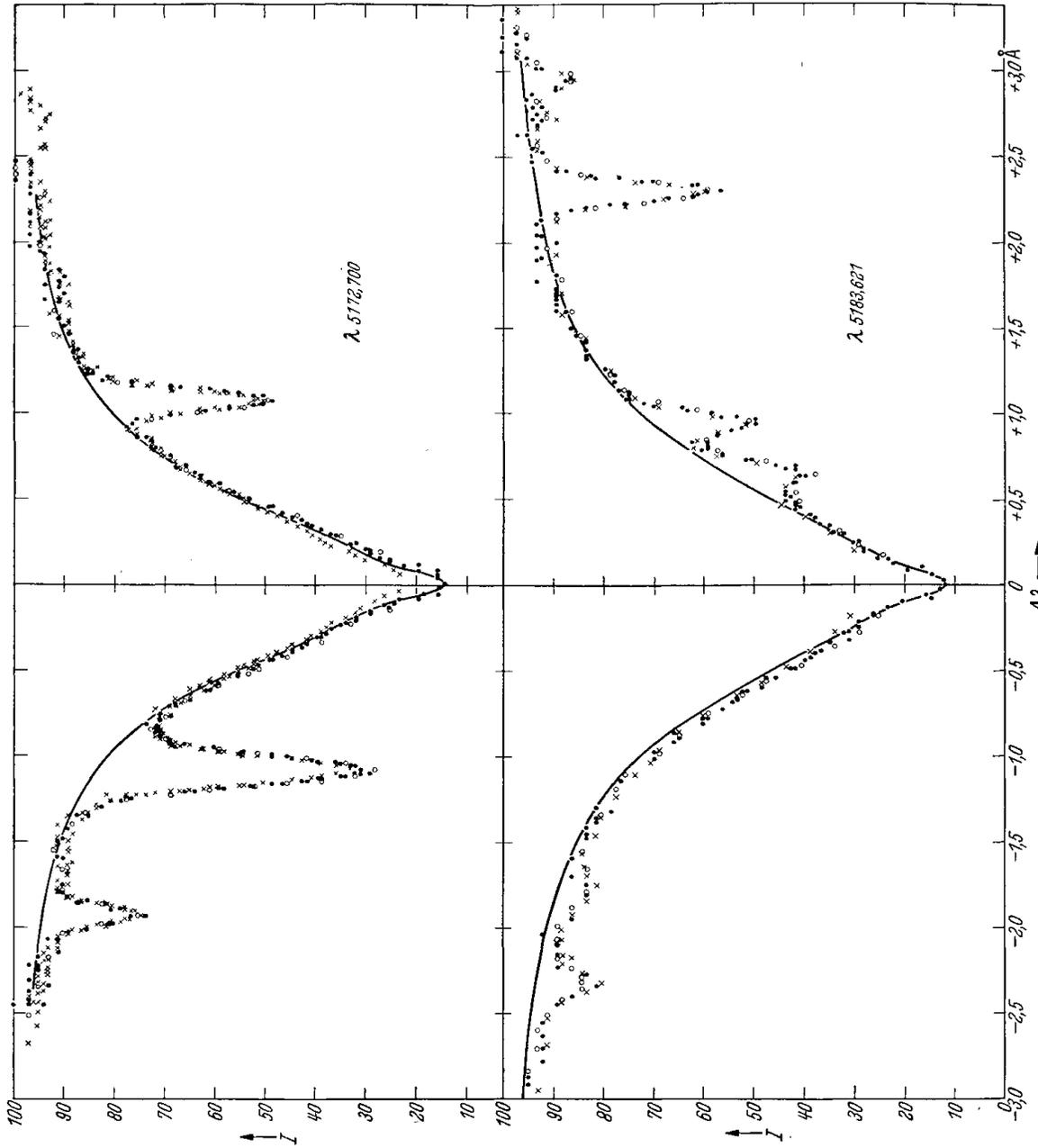
Datum	Belichtungszeit	Zahl der Spektren		Zeichen in Abb. 1
		λ 5183	λ 5172	
25. 6. 1938	20 sec	1	1	○
6. 7. 1938	30	2	2	●
24. 7. 1938	15	—	1	×
24. 7. 1938	25	1	1	×

Tabelle 2. Spektren von Mg b_1 und b_2 : Fleck.

Datum	Fleck Mt. Wilson Nr.	Belichtungs- zeit	Zahl der Spektren		Zeichen in Abb. 2
			λ 5183	λ 5172	
7. 6. 1938	5914	40 sec	2	1	×
8. 6. 1938	5914	50	1	1	○
14. 7. 1938	5985	30	1	1	●
22. 9. 1938	6111	35	1	—	+

Das Aufnahmematerial war durchweg Agfa Isopan-F-Kleinbildfilm. Die Beobachtungs- und Reduktionstechnik ist für Photosphären- und Fleckenspektren eingehend an anderer Stelle [1], [2] beschrieben worden, so daß wir hier darauf verweisen können. Tabelle 2 enthält die nötigen Angaben für die benutzten Fleckenspektren. Die zweite Spalte gibt die Nummer des beobachteten Flecks in den fortlaufend veröffentlichten „Summary of Mt. Wilson Magnetic Observations of Sunspots“ [3]. Die letzten Spalten der Tabellen 1 und 2 geben an, mit welchen Zeichen die zu den betreffenden Spektren gehörenden Messungen in den Abb. 1 und 2 eingetragen wurden. Die vorliegenden Spektren wurden in erster Linie zur Messung von Äquivalentbreiten schwacher und mittelstarker Fraunhofer-Linien aufgenommen. Aus diesem Grunde reicht die Belichtungszeit der Mehrzahl der Spektren nicht aus, um die Restintensität der Mg-Linien mit Sicherheit zu messen. Diese beruhen daher nur auf den am stärksten belichteten Spektren.

2. Die Konturen von λ 5183 und λ 5172 in Photosphäre und Fleck. In den Abb. 1 und 2 sind die aus den einzelnen Spektren gewonnenen Messungen mit verschiedenen Zeichen, wie in Tabelle 1 und 2 angegeben, eingetragen worden. Die innere Genauigkeit der Messungen ist sowohl für Photosphäre als auch Fleck recht gut. Besonders das letztere scheint beachtenswert, da sich ja die einzelnen Fleckenspektren auf verschiedene Flecken beziehen. Offenbar kann man, wenn man sich auf Flecken vergleichbarer Größe beschränkt, in den Flecken mit einheitlichen physikalischen Bedingungen rechnen.



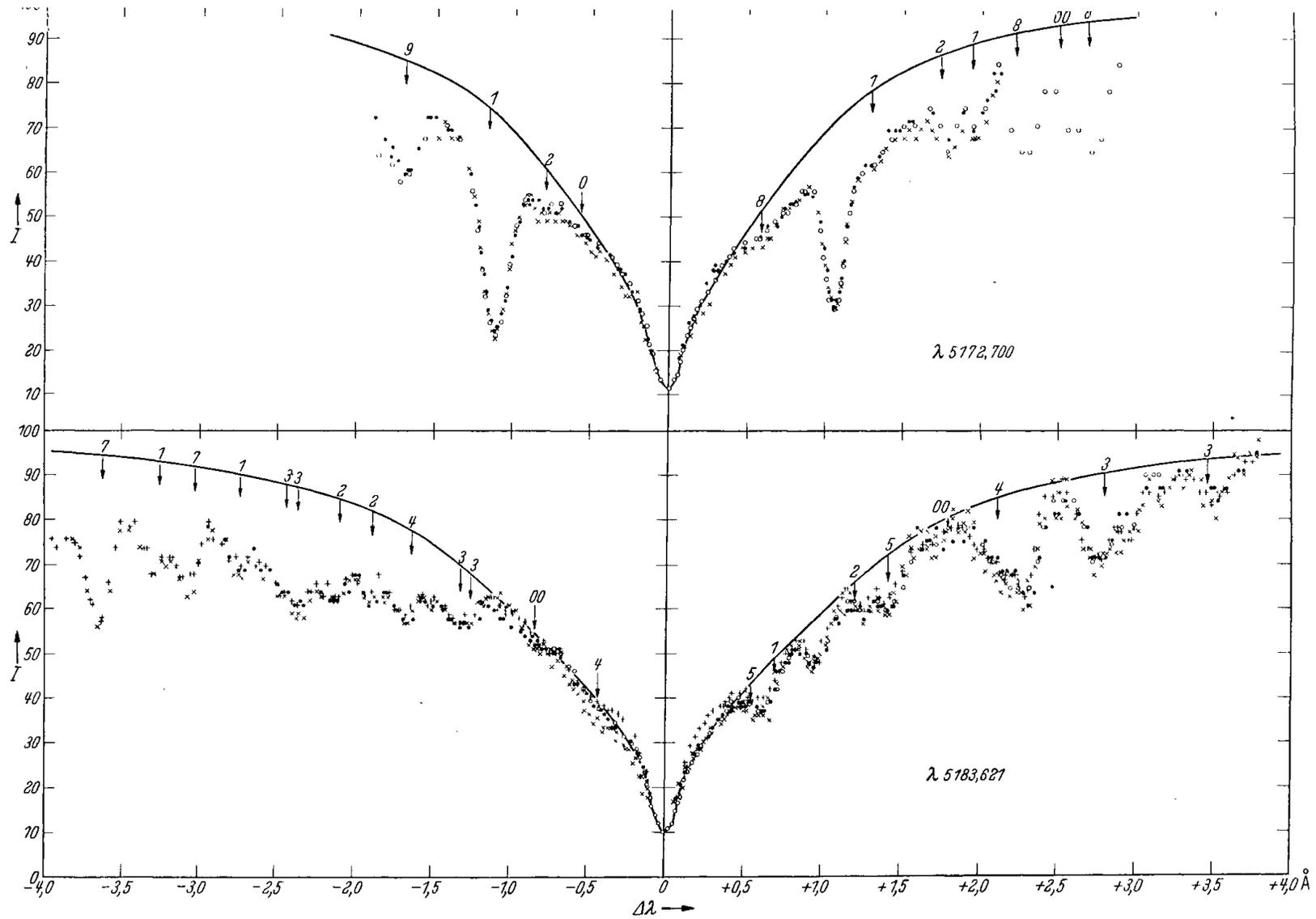


Abb. 2. Konturen von $\lambda 5172$ und $\lambda 5183$: Fleck. Abszissen: Abstand von der Linienmitte in \AA . Ordinaten: Intensität. Zeichen siehe Tabelle 2. Die Pfeile kennzeichnen die Lage von MgH-Linien, die beige-schriebenen Zahlen geben die Intensitätsschätzungen dieser Linien nach A. Fowler an.

Bei der Photometrie breiter Fraunhofer-Linien wird man in der Regel die Ausdehnung der Flügel unterschätzen und dadurch an Hand der Registrierkurven das Kontinuum zu tief legen. Um diesen Fehler zu bestimmen, habe ich ein Verfahren benutzt, das zuerst von MINNAERT angegeben wurde [4]. Es beruht darauf, daß die Flügel starker Linien durch Dämpfung bestimmt sind. Rechnen wir mit in der Mitte schwarzen Linien, was auf den Verlauf der äußeren Teile der Linienflügel keinen Einfluß hat, so ist der Gang der Linientiefe $R = \frac{I_0 - I}{I_0}$ in den Flügeln gegeben durch [5]

$$R = \frac{1}{1 + \frac{2\sqrt{\pi}}{aC} \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}. \quad (1)$$

Hier bedeutet $\Delta\lambda$ den Abstand von der Linienmitte, $\Delta\lambda_D$ die halbe Dopplerbreite der Linie, a das Verhältnis der Dämpfungskonstanten zur Dopplerbreite in Kreisfrequenzeinheiten, und C ist gegeben durch

$$C = \frac{2\pi^{3/2} \cdot e^2}{m \cdot c} \cdot \frac{NHf}{\Delta\omega_D}. \quad (2)$$

Nach leichter Umformung erhält man aus (1), wenn wir zur Abkürzung

$$c = \frac{aC}{2\sqrt{\pi}} (\Delta\lambda_D)^2 \quad (3)$$

setzen, die Beziehung

$$I = I_0 - cI/(\Delta\lambda)^2. \quad (4)$$

Trägt man also I als Funktion von $I/(\Delta\lambda)^2$ auf, so ergibt sich, solange man mit reiner Dämpfungsverbreiterung rechnen kann, eine gerade Linie, die die I -Achse an der Stelle $I = I_0$ schneidet und die Neigung $-c$ besitzt.

In Abb. 3 ist dies für die Konturen von λ 5183 und λ 5172 geschehen. Betrachten wir zunächst die Verhältnisse für die Photosphärenkonturen (in Abb. 3 mit „Sonne“ bezeichnet). Die Messungen von λ 5172 wurden auf diejenigen von λ 5183 reduziert durch Multiplikation der $(\Delta\lambda)^2$ -Werte mit $5/3$, dem Verhältnis der f -Werte der beiden Linien. Denn aus (2), (3) und (4) folgt, daß sich die Breiten der beiden Linien an Stellen gleicher Intensität wie die Quadratwurzeln aus den f -Werten verhalten. Die in Abb. 3 eingezeichneten Punkte sind Mittelwerte aus dem roten und violetten Flügel von λ 5183, die Kreuze solche von λ 5172. Aus Abb. 3 geht hervor, daß sich die Flügel der beiden Mg-Linien bis zu einer Intensität, die 60 % der Intensität des Kontinuums beträgt, als Dämpfungsflügel darstellen lassen. Die Gerade schneidet die I -Achse bei $I = 1,03$, d. h. unser vor-

läufig an Hand der Registrierkurven gewähltes Kontinuum liegt um 3 % zu tief. Eine entsprechende Korrektur ist daher in Abb. 1 angebracht worden. Die Dämpfungsflügel, welche durch die mit „Sonne“ bezeichnete Gerade in Abb. 3 festgelegt sind, wurden in die Abb. 1 eingezeichnet. Für $I < 60\%$ wurden die Konturen unter der Annahme symmetrischer Linien so vervollständigt, daß die Beobachtungen im Mittel am besten dargestellt werden. Die beobachteten Restintensitäten von 12 % für $\lambda 5183$ und von 15 % für $\lambda 5172$ sind, wie bereits erwähnt, nicht sehr sicher bestimmt. Wir haben daher auch auf eine Korrektur wegen des endlichen Auflösungsvermögens des Spektrographen verzichtet, zumal da sich eine gute Näherung für die wahre Restintensität, wie wir sehen werden, auf indirektem Wege bestimmen läßt.

Aus der Kontur von $\lambda 5183$ in Abb. 1 läßt sich die Gesamtabsorption der Linie bestimmen. Wir haben dazu die Fläche der Kontur innerhalb

von $\Delta\lambda = 0,76 \text{ \AA}$ planimetriert und den Beitrag der Flügel durch Integration der Dämpfungskontur (1) bestimmt. Die in (1) vorkommende Konstante (3) ist ja durch die Neigung der mit „Sonne“ bezeichneten Geraden in Abb. 3 gegeben. Es ist

$$c_{5183} = 0,37 \quad (5)$$

und für die Gesamtabsorption ergab sich

$$E_{5183} = 1,77 \text{ \AA}. \quad (6)$$

Da die Mg *b*-Linie eine endliche Restintensität besitzt, ist es zweckmäßig, zur Berechnung der Gesamtabsorption statt der Kontur (1) die Kontur

$$R = \frac{R_c}{1 + \frac{(\Delta\lambda)^2}{c}} \quad (7)$$

zu benutzen, wo R_c die Linientiefe in der Mitte der Linie ($\Delta\lambda = 0$) sein soll. Zur Bestimmung des Verlaufs der Flügel und damit der Konstanten c ist dagegen, wie erwähnt, die Näherung $R_c = 1$ ausreichend. Mit (7) ergibt sich

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} R d\lambda = \pi R_c \sqrt{c}. \quad (8)$$

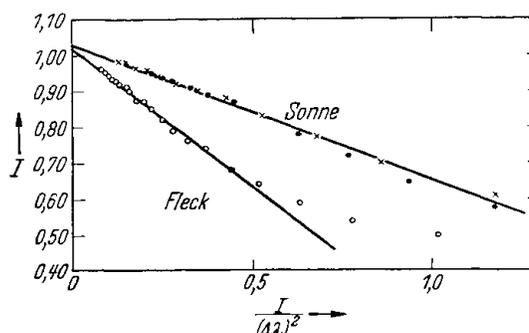


Abb. 3. Verlauf der äußeren Teile der Linienflügel der Mg-Linien zur Festlegung des Kontinuums.

- $\lambda 5183$ Sonnenmitte.
- × $\lambda 5172$ Sonnenmitte.
- $\lambda 5183$ (roter Flügel) Fleck.

Die Kombination von (5), (6) und (8) gestattet nun die Abschätzung der Linientiefe in der Mitte der Linie. Es ergibt sich

$$R_c(5183) = 0,93, \quad (9)$$

also eine Restintensität von 7 %. Restintensitäten, die auf diese Weise bestimmt werden, dürften bei breiten Fraunhofer-Linien, bei denen ein Dopplerkern nur noch ganz schwach angedeutet ist, weniger stark durch das endliche Auflösungsvermögen des Spektrographen verfälscht sein als die direkt beobachteten Restintensitäten. Wir betrachten sie daher als gute Näherung für die wahre Restintensität.

Ganz entsprechend können wir mit $\lambda 5172$ verfahren. Hier ergibt sich $c_{5172} = 0,22$ und $E_{5172} = 1,36 \text{ \AA}$. Aus (8) findet man damit

$$R_c(5172) = 0,92. \quad (9a)$$

Die so bestimmten Restintensitäten der beiden Mg *b*-Linien sind also innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit einander gleich, wie man auch erwarten sollte, wenn die Restintensität mit dem Auftreten unkompenzierter Zyklen zusammenhängt.

Wir gehen nun über zur Diskussion der Fleckenkonturen in Abb. 2. Hier ist ersichtlich, daß nur der rote Flügel von $\lambda 5183$ Stellen aufweist, wie z. B. im Gebiet $1,5 \text{ \AA} < \Delta\lambda < 2,0 \text{ \AA}$, die als frei von Fremdlinien angesehen werden können. Bei dem violetten Flügel von $\lambda 5183$ ist die Beeinflussung seines Verlaufs durch eine große Zahl schwacher Linien sehr auffallend. Bei $\lambda 5172$ erkennt man die Verfälschung der Flügel durch Fremdlinien, wenn man aus dem roten Flügel von $\lambda 5183$ durch Multiplikation der $\Delta\lambda$ -Werte mit $\sqrt[3]{5}$ den zu erwartenden Verlauf der Flügel von $\lambda 5172$ ausrechnet. Der in Abb. 3 dargestellte Verlauf der Dämpfungsflügel für die Fleckenkonturen beruht deshalb nur auf dem beobachteten Verlauf des roten Flügels von $\lambda 5183$. Es ergibt sich aus der mit „Fleck“ bezeichneten Geraden eine Kontinuumskorrektur von 2 %, die an den Messungen in Abb. 2 angebracht wurde. Aus der Neigung der „Fleck“-Geraden folgt, wenn wir alle Größen, die sich auf den Fleck beziehen, im folgenden mit einem * bezeichnen, der Wert

$$c_{5183}^* = 0,76. \quad (10)$$

Die Fleckenkonturen sind nun in Abb. 2 in genau der gleichen Weise konstruiert worden, wie die Konturen in Abb. 1. Wir haben auch hier wieder die Gesamtabsorption von $\lambda 5183$ aus dem Verlauf der Kontur bestimmt. Die Fläche der Kontur, die innerhalb von $\Delta\lambda = 1,41 \text{ \AA}$ liegt, wurde plani-

metriert, und der Beitrag der Flügel wurde durch Integration der Dämpfungskontur (1) unter Verwendung des Wertes (10) von c_{5183}^* bestimmt. Es ergab sich

$$E_{5183}^* = 2,50 \text{ \AA.} \quad (11)$$

Die Abschätzung der Linientiefe in der Mitte der Linie aus (8) unter Verwendung der Werte (10) und (11) ergibt

$$R_c^*(5183) = 0,91, \quad (12)$$

also praktisch denselben Wert von R_c wie für die Photosphäre. Die kleinere Differenz zwischen der beobachteten Linientiefe $r_c^* = 0,90$ und der Tiefe (12) im Vergleich zur Differenz zwischen $r_c = 0,88$ und der Tiefe (9) erklärt sich durch das endliche Auflösungsvermögen des Spektralapparates, das bei der wesentlich breiteren Fleckenlinie den Beobachtungswert r_c^* weniger stark verfälscht. Da die Mg-Linie $\lambda 5183$ auf dem Dämpfungsteil der Wachstumskurve liegt, so verhalten sich, wie man aus (8), (3) und (2) erkennt, die wirksamen Atomzahlen NHf in Photosphäre und Fleck wie die Quadrate der Äquivalentbreiten. Es ist also nach (6) und (11)

$$N^*H^* = 2,0 NH.$$

3. Die Deutung der Gesamtabsorption von $\lambda 5183$ in Fleck und Photosphäre auf Grund der Ionisationstheorie. Das Ausgangsniveau der Mg b-Linien

ist das Grundniveau des Tripletsystems, das eine Anregungsenergie von 2,7 Volt besitzt [6]. Die Intensität der Mg-Linie $\lambda 5183$ für verschiedene Temperaturen und Drucke ist von PANNEKOEK unter der Voraussetzung thermischen Gleichgewichts berechnet worden [7]. Für die Sonne kommt die für einen Zwergstern gerechnete Kurve der Abb. 4 (die eine Reproduktion der hierfür wesentlichen Kurven

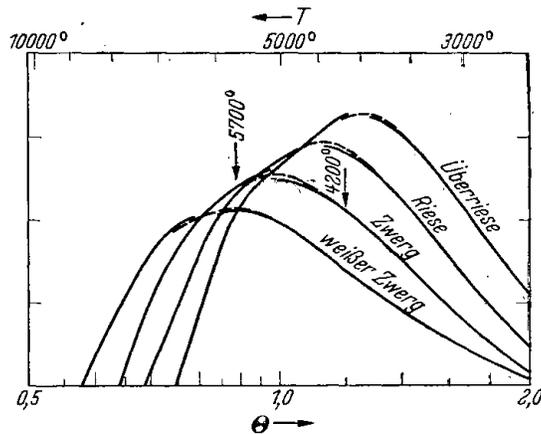


Abb. 4. Änderung der Gesamtabsorption von $\lambda 5183$ mit Temperatur und Druck nach Pannekoek (Publ. Astr. Inst. Amsterdam Nr. 4, 73, 1935).

von PANNEKOEKs Fig. 9 darstellt) in Frage, die ihr Maximum bei 5100° erreicht. In [1] sind unter Verwendung von Fe- und Ti-Multipletts die „Anregungstemperaturen“ $T = 5040^\circ$ für die Photosphäre und

$T^* = 3700^{\circ}$ für den Fleck bestimmt worden. Aber selbst wenn man mit den effektiven Temperaturen $T_e = 5700^{\circ}$ für die Photosphäre und $T_e^* = 4200^{\circ}$ für den Fleck rechnet (dieser Wert von T^* entspricht dem beobachteten Wert von $\Delta\theta = 0,33$), so zeigen die Pfeile in Abb. 4, daß eine Verstärkung dieser Linie im Fleck auf Grund der Annahme thermischen Gleichgewichts unverständlich ist. Wir wollen dazu noch die folgende einfache Abschätzung durchführen. Die Boltzmann-Formel

$$\log \frac{n_{0,s}}{n_{0,0}} = -\chi_{0,s} \frac{5040}{T} + \log \frac{g_{0,s}}{u_0}, \quad (13)$$

wo $n_{0,s}$ die Zahl der neutralen Atome pro cm^3 im Anregungszustand s mit dem Anregungspotential $\chi_{0,s}$, $n_{0,0}$ diejenige der neutralen Atome im Grundzustand bedeuten, $g_{0,s}$ das statistische Gewicht des angeregten Zustandes und u_0 die Zustandssumme für das neutrale Atom angibt, wenden wir einmal auf die Photosphäre und einmal auf den Fleck an. Subtraktion der beiden Gleichungen ergibt dann

$$\log \frac{n_{0,s}^*}{n_{0,s}} = \log \frac{n_{0,0}^*}{n_{0,0}} - \chi_{0,s} \cdot \Delta\theta, \quad (14)$$

wo

$$\Delta\theta = 5040 \left(\frac{1}{T^*} - \frac{1}{T} \right) \quad (15)$$

gesetzt wurde. Mit $\Delta\theta = 0,33$ (siehe [1]) und $\chi_{0,s} = 2,7$ Volt ergibt sich

$$\log \frac{n_{0,s}^*}{n_{0,s}} = \log \frac{n_{0,0}^*}{n_{0,0}} - 0,89. \quad (16)$$

Weiterhin schreiben wir die Saha-Gleichung

$$\log \frac{n_1}{n_0} = -\chi_0 \frac{5040}{T} + \frac{5}{2} \log T - \log P_e - 0,48 + \log \frac{u_1 \cdot 2}{u_0} \quad (17)$$

einmal für die Photosphäre und einmal für den Fleck an. Dabei bedeuten n_1 die Zahl der einfach ionisierten Atome pro cm^3 , n_0 die Zahl der neutralen Atome, χ_0 das Ionisationspotential des neutralen Atoms in Volt, P_e den Elektronendruck in Bar und u_1 die Zustandssumme für das einfach ionisierte Atom. Nach Subtraktion der beiden Gleichungen und unter Anwendung des von UNSÖLD gegebenen Nomogramms [8] findet man leicht mit $\chi_0 = 7,61$ Volt, $T = 5040^{\circ}$, $T^* = 3700^{\circ}$ die Beziehung

$$\log \frac{n_1^*}{n_0^*} = \log \frac{n_1}{n_0} - 3,15 - \log \frac{P_e^*}{P_e}. \quad (18)$$

Andererseits findet man aus (17) für die Photosphäre mit $\log P_e = 1,34$ (siehe [9]), wobei dieser Wert sehr günstig gewählt wurde zur Er-

zielung einer möglichst guten Übereinstimmung von Theorie und Beobachtung,

$$\log \frac{n_1}{n_0} = +0,46. \quad (19)$$

Aus (18) folgt dann, daß für alle vernünftigen Werte von P_e^*/P_e sicher $n_1^* \ll n_0^*$ sein wird. Vernachlässigen wir außerdem alle höheren Ionisationsstufen sowohl in der Photosphäre wie im Fleck (für Mg ist $\chi_1 = 15$ Volt!), so findet man mit $\theta = 1$ und $\theta^* = 1,36$ aus Fig. 83 in UNSÖLDs Buch [10] unter Verwendung der Kurve für Zwergsterne

$$\log \frac{n_0^* H^*}{(n_1 + n_0) H} = +0,50. \quad (20)$$

Löst man (20) nach $\frac{n_0^* H^*}{n_0 H}$ auf, so ergibt sich mit Rücksicht auf (19)

$$\frac{n_0^* H^*}{n_0 H} = 12. \quad (21)$$

Wenn wir für unsere Abschätzung $\frac{n_0^*}{n_0} = \frac{n_{0,0}^*}{n_{0,0}}$ setzen, die Zahl der angeregten Atome also vernachlässigen, so findet man aus (16) und (21)

$$\log \frac{n_{0,s}^* H^*}{n_{0,s} H} = +0,20. \quad (22)$$

Da $\lambda 5183$ auf dem Dämpfungsteil der Wachstumskurve liegt, so verhalten sich die Gesamtabsorptionen wie die Quadratwurzeln aus der Zahl wirksamer Atome. Dies folgt aus (8), (3) und (2). D. h. im thermischen Gleichgewicht hätte man zu erwarten

$$\log \frac{E^*}{E} = +0,10,$$

ein Wert, der *kleiner* ist als der beobachtete Wert $\log \frac{E^*}{E} = +0,15$. Die Abweichung liegt also im gleichen Sinne wie bei Verwendung der Rechnungen von PANNEKOEK (Abb. 4).

Daß es sich dabei sicher nicht um eine Eigentümlichkeit der Mg *b*-Linien handeln kann, zeigen Messungen von Gesamtabsorptionen an Linien des Fe-Multipletts $z \text{ } ^7F^0 - e \text{ } ^7D$, das eine mittlere Anregungsenergie von 2,8 Volt besitzt, die nahe mit dem Anregungspotential der Mg *b*-Linien (2,7 Volt) übereinstimmt. Da das Ionisationspotential von Eisen ebenfalls sehr nahe gleich demjenigen von Magnesium ist, so gelten die obigen theoretischen Abschätzungen ebenfalls für dieses Eisenmultiplett. Der mittlere beobachtete Wert [11], unter Ausschluß der Linie $\lambda 4985,56$, die nicht mehr auf dem

Wurzelteil der Wachstumskurve liegt, $\log \frac{E^*}{E} = 0,146$, stimmt ausgezeichnet mit dem Wert für die Mg-Linie $\lambda 5183$ überein.

Bevor wir zu erklären versuchen, warum die Mg *b*-Linien im Fleck stärker auftreten, als man nach der Ionisationstheorie und ihrer Stärke in der Photosphäre erwarten sollte, wollen wir noch auf eine Arbeit von THACKERAY [12] eingehen. THACKERAY hat bei zahlreichen Sternen der Spektraltypen G 0 bis K 6 die Äquivalentbreite von $\lambda 5183$ gemessen und dabei einen bemerkenswerten Effekt der absoluten Helligkeit gefunden. Für konstant gehaltene Temperatur (z. B. bei K 0-Sternen) nimmt $\lambda 5183$ stark an Intensität zu von Überriesen zu Zwergsternen. Dieses Verhalten ist, wie THACKERAY bemerkt, unvereinbar mit der Ionisationstheorie, da man, wie Abb. 4 zeigt, für Temperaturen unterhalb von 5000° das umgekehrte Verhalten erwarten sollte.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß die Beobachtungen von THACKERAY und unsere Messungen der Äquivalentbreiten von $\lambda 5183$ in Fleck und Photosphäre sich so verhalten, wie der Verlauf der PANNEKOEK-schen Kurven (s. Abb. 4) es für Temperaturen *oberhalb* 5000° fordert. Die Diskrepanzen weisen daher auf eine Abweichung vom thermischen Gleichgewicht hin, die sich bei Energien von 7 bis 8 Volt bemerkbar macht. Es liegt nahe, diese Abweichung mit einem UV-Überschuß der Sternstrahlung im extremen Ultraviolett in Zusammenhang zu bringen.

Wie in [1] gezeigt wurde, lassen sich die Verhältnisse in der Photosphäre, solange man nur die Anregungsverhältnisse von Linien mit einem Anregungspotential bis zu 4 Volt betrachtet, sehr befriedigend mit einer Anregungstemperatur von 5040° beschreiben. Sobald aber das Ionisationsgleichgewicht von Atomen mit Ionisationspotentialen, die größer sind als 7 Volt (Mg, Fe), eine Rolle spielt, wie in der vorliegenden Untersuchung, machen sich Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht in Photosphäre und Fleck bemerkbar in dem Sinne, daß die Ionisationstemperatur merklich größer ist als die Anregungstemperatur. 7,6 Volt entsprechen 1600 \AA . In dieser Gegend des Spektrums dürfte also die Sonnenstrahlung schon merklich von der Strahlung bei thermischem Gleichgewicht abweichen.

4. Der Ursprung der Fremdlinien in den Flügeln von $\lambda 5183$ und $\lambda 5172$.

Wie man aus dem Mt. Wilson-Atlas des Sonnenfleckenspektrums erkennt, zeigt die große Mehrzahl der schwachen Linien in den Flügeln der Mg *b*-Linien im Fleck keinen Zeeman-Effekt. Schon 1909 hat A. FOWLER [13] gezeigt, daß es sich dabei vorwiegend um Linien der grünen MgH-Bande handeln

dürfte. Die Bande entspricht dem Elektronenübergang $A^2II \rightarrow X^2\Sigma$. Sie ist sehr empfindlich gegen Änderungen des Druckes bei konstanter Temperatur [14].

In Abb. 2 sind in den Flügeln von λ 5183 und 5172 durch Pfeile alle Stellen angegeben, an denen nach den Messungen von FOWLER MgH-Linien liegen. Die beigeschriebenen Zahlen geben die Intensitäten der Linien nach FOWLER an, wie sie auf den Laboratoriumsaufnahmen in Emission geschätzt wurden. Es ist sehr eindrucksvoll, wie jede Störung der Flügel, wenn wir von den Atomlinien λ 5170,770 (Fe), λ 5171,612 (Fe), λ 5173,751 (Ti), λ 5180,071 (Fe), λ 5184,275 (Fe), λ 5184,564 (Ni, Cr, Fe), λ 5185,910 (Ti⁺) und λ 5186,333 (Ti) absehen, die auch in den Flügeln der Photosphärenlinien in Abb. 1 zu erkennen sind, mit einer von FOWLER im Laboratorium gemessenen MgH-Linie zusammenfällt. Wir haben versucht abzuschätzen, welche Energiemenge die MgH-Linien auf dem violetten Flügel von λ 5183 in Abb. 2 verschlucken. Dazu wurde die Fläche zwischen 1,1 und 3,9 Å, die von dem Dämpfungsflügel von λ 5183 und dem gemessenen Flügel-

Tabelle 3. Identifikation von MgH-Linien im Fleckenspektrum im Spektralbereich λ 5194,0 bis λ 5165,5.

λ Fleck	λ Fowler	I Fowler	Be- merkungen	λ Fleck	λ Fowler	I Fowler	Bemerkungen
5193,88	5193,868	3		5178,78	5178,750	0	
93,36	93,378	3		78,46	78,483	7	
91,09	91,076	3		78,18	78,194	0	
90,55	90,566	3		78,01	78,051	0	
90,17	90,233	1	breit	77,83	77,83	00	
88,08	88,058	3		77,65	77,592	1	breit
87,55	87,570	2		77,25	77,306	8	blend Fe
87,10	87,088	3	breit	76,81	76,805	8	blend V
86,36	86,417	3	blend Ti	76,13	76,128	3	blend Co
85,39	85,412	00		75,82	75,81	1 d ?	
85,04	85,026	b		75,69	75,74	1 d ?	
84,87	84,824	2		75,44	75,396	8	
82,32	82,362	3	} breit	75,29	75,201	00	breit
	82,293	3			74,91	74,917	
81,96	81,979	4		74,65	74,647	1	
81,74	81,739	2		74,47	74,447	2	
81,65	81,517	2	breit	73,97	73,996	1	
81,29	81,260	3	} breit	73,34	73,290	8	blend Fe
	81,190	3			72,14	72,142	
80,89	80,892	1		71,87	71,909	2	
80,62	80,594	7		71,02	71,011	9	blend Ru
80,37	80,370	1		70,57	70,596	8	breit, blend Ti
80,07	79,992	7	blend Fe	70,06	70,099	1 n	
79,80	79,767	00		69,49	69,465	1 n	
79,56	79,548	0 n	breit	68,16	68,148	8	
79,37	79,407	0 n	breit	65,92	65,934	8	breit
79,08	79,037	7	blend Ni	65,57	65,546	8	breit

verlauf begrenzt wird, planimetriert. Es ergab sich, ausgedrückt als Äquivalentbreite, dafür der Wert

$$E_{\text{MgH}}^* = 0,54 \text{ \AA} \approx \frac{1}{3} E_{5183}, \quad (23)$$

also rund ein Drittel der Äquivalentbreite von λ 5183 in der Photosphäre. Dieser hohe Betrag läßt es nicht ausgeschlossen erscheinen, daß der von THACKERAY gefundene absolute Helligkeitseffekt von λ 5183, soweit er nicht durch Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht zu erklären ist, zum Teil von den überlagerten, druckempfindlichen Linien der MgH-Bande herrühren kann.

Zur Identifikation von MgH-Linien im Bereich λ 5194,0 bis λ 5165,5 haben wir auf einem unserer Fleckenspektren vom 7. Juni 1938 alle darin liegenden schwachen, aus dem Fehlen des Zeeman-Effektes als Molekül-linien erkennbaren Linien ausgemessen. Da die Fleckenspektren, wie erwähnt, mit dem Gitterspektrographen in der ersten Ordnung aufgenommen worden waren, lassen sich ganz eng benachbarte Linien nicht mehr trennen. Breit aussehende Linien wurden deshalb in Tabelle 3 in der Spalte „Bemerkungen“ besonders gekennzeichnet.

Die Fleckenlinien wurden dabei an die in Tabelle 4 angegebenen Standardlinien angeschlossen. In dem betrachteten, kleinen Wellenlängenbereich kann die Dispersion des Gitters als konstant betrachtet werden. Die Messungen der Standardlinien wurden daher nach einem linearen Ansatz ausgeglichen. Die lineare Dispersion des Gitters ergab sich dabei zu 1,399 Å/mm.

Tabelle 4. Standardlinien.

λ	Element	λ	Element
5165,417	Fe	5185,910	Ti +
66,286	Fe	91,467	Fe
71,612	Fe	92,980	Ti
73,751	Ti	94,951	Fe
76,567	Ni	95,482	Fe

Tabelle 3 zeigt in überzeugender Weise, wie alle von FOWLER vermessenen MgH-Linien sich im Fleckenspektrum wiederfinden und, daß wahrscheinlich *alle* schwachen Molekül-linien in dem untersuchten Spektralbereich zur grünen MgH-Bande gehören.

Tabelle 5 endlich enthält Angaben darüber, warum einige von FOWLER im Laboratorium gemessene MgH-Linien im Fleck nicht gemessen werden konnten. Sie fallen ausnahmslos in die unmittelbare Nähe kräftiger Atom-linien.

Tabelle 5. Im Fleckenspektrum nicht meßbare MgH-Linien.

λ Fowler	Bemerkungen	λ Fowler	Bemerkungen
5192,601	Flügel von Fe 5192,355	5172,850	Kern von Mg 5172,700
5185,744	Flügel von Ti+ 5185,910	5171,545	Flügel von Fe 5171,612
5184,310	} Kern von Mg 5183,621	5168,011	} Kern von Mg 5167,330
84,155		67,22	
83,194			
82,778			

Von einer weiteren Analyse der MgH-Bande haben wir abgesehen. Wir hoffen dies später an Hand von Fleckenspektren, die in der zweiten Ordnung des Gitters aufgenommen werden sollen, durchführen zu können.

Literaturhinweise.

- [1] ZS. f. Astrophys. **18**, 284, 1939. — [2] Publ. Astroph. Observ. Potsdam, Nr. 96, 1939. — [3] Publ. Astr. Soc. Pacific **50**, Nr. 296—298, 1938. — [4] ZS. f. Astrophys. **10**, 40, 1935. — [5] Siehe z. B. UNSÖLD, Physik der Sternatmosph., S. 266 f. Berlin, Julius Springer, 1938. — [6] Siehe z. B. das Grotrian-Diagramm im Handb. des Astrophys. III/2, S. 533. Berlin, Julius Springer, 1930. — [7] Publ. Astr. Inst. Amsterdam, No. 4, 73, 1935. — [8] UNSÖLD, Physik der Sternatmosph., S. 68. Berlin, Julius Springer, 1938. — [9] Ebenda, S. 144, Tabelle 36. — [10] Ebenda, S. 263. — [11] ZS. f. Astrophys. **18**, 302, Tabelle 9, 1939. — [12] M. N. **99**, 492, 1939. — [13] Phil. Transact. (A) **209**, 447, 1909. — [14] Vgl. K. WURM, Handb. d. Astrophys. **7**, 309. Berlin, Julius Springer, 1936.