

Veröffentlichungen der Universitäts-Sternwarte zu Göttingen Nr. 118

Apparatekonturen, Gittergeister und Streulicht der beiden neuen Plangitter am Göttinger Sonnenturm

Von

ALVO VON ALVENSLEBEN

Mit 6 Textabbildungen

(Eingegangen am 10. April 1957)

Using a krypton-lamp and pure isotope mercury-198-lamp as sources of extremely narrow emission lines, the apparatus-functions of two plane gratings are measured for various spectral orders and wavelengths. The two main causes of systematic errors, the Eberhard effect and the distortion of the density distribution caused by the slit-width of the photometer, are discussed in detail.

The observed profiles are approximated by Voigt profiles and compared with theoretical profiles, these latter being computed from diffraction theory assuming incoherent illumination of the entrance slit of the spectrograph. The observed profiles are not much broader than the calculated profiles. The difference is partly due to the diffusion of light in the photographic emulsion.

In Section B measurements of position and relative strength of Rowland ghosts and their dependence on wavelength and spectral order are described. The results are summarized in tables III and IV. In Section D various types of stray light are discussed. The effect of scattered light is shown to be negligible for photographic work, if certain precautions are carefully observed.

Die Universitäts-Sternwarte Göttingen bekam im Jahre 1954 zwei neue Plangitter für den Sonnenturm. Ein Gitter wurde von H. W. BABCOCK am Mount Wilson Observatory hergestellt — im folgenden als „MW-Gitter“ zitiert —, das andere ist ein Gitter der Firma Bausch & Lomb Optical Co., Rochester, N. Y., im folgenden als „BL-Gitter“ bezeichnet.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der Apparatekonturen, der Gittergeister und des Streulichtes dieser beiden Gitter für verschiedene Ordnungen und Wellenlängen.

Die Untersuchungen liefen an beiden Gittern parallel und sollen im Text auch nebeneinander behandelt werden; die Ergebnisse sind nur dann zusammen aufgeführt, wenn dies zu Vergleichszwecken nützlich erschien und in übersichtlicher Form möglich war.

A. Die Apparatekonturen der beiden Plangitter

1. Aufstellung und Charakterisierung der Gitter

Die neuen Gitter stehen im Spektrographenraum des Göttinger Sonnenturms auf einem Drehtisch Rücken an Rücken an der Stelle,

an der das früher benutzte Rowland-Gitter gestanden hat (TEN BRUGGEN-CATE u. JÄGER, 1951). Sie werden in Autokollimation benutzt und können durch eine einfache Drehung des Tisches auf jede gewünschte Ordnung und Wellenlänge eingestellt werden.

Das *BL-Gitter* ist von der Firma Bausch & Lomb als Kopie eines Originalgitters hergestellt worden. Dazu wird das Originalgitter (Matrixgitter) in eine dünne Schicht plastischen Materials eingedrückt, das fest auf einer Glasunterlage haftet. Anschließend erhält das so gewonnene Negativ einen Aluminiumüberzug. Das Gitter hat eine geteilte Fläche von $102 \times 127 \text{ mm}^2$ mit 600 Furchen/mm. Die Strichzahl N beträgt demnach rund 76000.

Durch die besondere Wahl der Furchenform hat das BL-Gitter die sog. blaze-Eigenschaft; d. h., ein wesentlicher Teil des einfallenden Lichts (in unserem Fall fast 60%) wird in einen kleinen Winkelbereich zurückgeworfen. Der große Nachteil von Gitter- gegenüber Prismenspektrographen, daß das Licht sich über viele Ordnungen verteilt und für eine Ordnung nur ein kleiner Bruchteil der gesamten einfallenden Intensität zur Verfügung steht, ist damit weitgehend aufgehoben. Der blaze-Winkel, der den Schwerpunkt des lichtstarken Winkelbereichs kennzeichnet, beträgt, von der nullten Ordnung aus gezählt, etwa 29° , entsprechend den Wellenlängen $8000 \text{ \AA}$ in der zweiten, $5300 \text{ \AA}$ in der dritten, $4000 \text{ \AA}$ in der vierten Ordnung des Spektrums. Die Intensitätsverteilung in der dritten Ordnung wurde von F. W. JÄGER photoelektrisch gemessen. Sie ist ungefähr symmetrisch und hat eine Halbwertsbreite von rund $1300 \text{ \AA}$. Danach ist das Gitter im Bereich von H_β bis H_α in der dritten, für kleinere Wellenlängen in der vierten und für größere Wellenlängen in der zweiten Ordnung am lichtstärksten.

Das *MW-Gitter* ist eingeritzt in eine Aluminiumschicht, die auf eine kreisförmige Glasplatte von 150 mm Durchmesser aufgedampft ist. Das Gitter hat eine geteilte Fläche von $80 \times 113 \text{ mm}^2$ mit 600 Furchen/mm wie das BL-Gitter. Die Anzahl N der Gitterstriche beträgt danach rund 68000.

Das MW-Gitter hat im Gegensatz zum BL-Gitter keine intensitätsmäßig besonders ausgezeichnete Diffraktionsrichtung. In der einen vierten Ordnung erreicht es etwa 50% der Lichtstärke des BL-Gitters im blaze-Bereich. Dafür ist es auch in höheren Ordnungen (bis zur siebenten Ordnung) noch so lichtstark, daß man es für die meisten Beobachtungen verwenden kann. Da in allen Ordnungen das theoretische Auflösungsvermögen praktisch nahezu erreicht wird, kommt der Vorteil hoher Dispersion in den hohen Ordnungen auch voll zur Geltung.

2. Die Spaltbreiten

Den Untersuchungen der Apparatekonturen ging die experimentelle Bestimmung optimaler Spaltbreiten voraus. Ausgangspunkt dieser

Bestimmung war die bekannte van Cittertsche Formel (VAN CITTERT 1930, 1931):

$$s = \frac{\sigma f}{\pi a} \lambda. \quad (1)$$

In ihr bedeutet s die Spaltbreite, f die Brennweite des Kollimatorobjektivs, λ die Wellenlänge, a die wirksame Gitterbreite, also $a = a_0 \cos \varphi$, wobei a_0 die Breite der geteilten Fläche und φ der Drehwinkel des Gitters, bezogen auf die Stellung senkrechter Inzidenz, ist. σ ist ein verfügbarer Parameter; bei seiner Festlegung hat man einen Kompromiß zu schließen zwischen der Forderung nach großer Lichtstärke einerseits, großem Auflösungsvermögen andererseits. Gewöhnlich wird $\sigma = \pi$ gewählt; da die beiden Gitter aber in manchen Ordnungen überdurchschnittliche Lichtstärke aufweisen, lag es nahe, die Spaltbreite zu verkleinern, um auf Kosten der Lichtstärke das Auflösungsvermögen zu steigern.

Die Untersuchung wurde am (lichtschwächeren) MW-Gitter durchgeführt. Die Kryptonlinien $\lambda 5867 \text{ \AA}$ und $\lambda 5871 \text{ \AA}$ wurden in der vierten Ordnung mit drei verschiedenen Spaltbreiten, entsprechend $\sigma_1 = \frac{1}{3} \pi$, $\sigma_2 = \frac{2}{3} \pi$, $\sigma_3 = \pi$ auf Perutz-Perchromo-Platten aufgenommen. Die Auswertung der Aufnahmen erfolgte nach dem in Abschnitt 5 beschriebenen Verfahren.

Die Halbwertsbreiten der gefundenen Konturen, noch beeinflusst von der Eigenbreite der Kryptonlinie, ergaben sich zu 24.5, 26.4 und 28.4 mÅ, alle mit einem geschätzten mittleren Fehler von 0.3 mÅ. Die Unterschiede sind nicht groß, doch ist zu bedenken, daß die Befreiung der gemessenen Profile vom Einfluß der Eigenbreite der Linie in erster Näherung alle Halbwertsbreiten um einen konstanten Betrag vermindert, so daß die Unterschiede zwischen den wahren Apparateprofilen jeweils mehr als 10% betragen dürften. Zum Vergleich sei noch erwähnt, daß die Halbwertsbreite der theoretischen Apparatekontur sich beim Übergang von $\sigma = \pi$ auf $\sigma = \frac{2}{3} \pi$ um 13.4% ändert.

Auf Grund der erhaltenen Intensitätsprofile wurde dann $\sigma_{MW} = 0.7 \pi$ als günstigster Wert hinsichtlich Belichtungszeit und Auflösungsvermögen festgelegt. Der Einfachheit halber wurden für das BL-Gitter die gleichen Spaltbreiten wie für das MW-Gitter angenommen; das bedeutet wegen der etwas größeren Breite des BL-Gitters $\sigma_{BL} = 0.787 \pi$. Die Länge des Spektrographenspaltes wurde entsprechend der am Göttinger Sonnenturm für Sonnenspektrum-Aufnahmen üblichen Spaltlänge für das ganze Aufnahmeprogramm auf 1.2 mm festgelegt.

3. Das theoretische Apparateprofil

Als Apparatekontur oder Apparateprofil bezeichnet man das Profil, das einer streng monochromatischen Spektrallinie beim Durchgang

durch einen Spektralapparat von diesem aufgeprägt wird. Die praktische Messung des Apparateprofils soll in den nächsten Kapiteln behandelt werden. Um die gemessenen Profile später mit dem theoretischen Profil vergleichen zu können, soll dieses hier kurz behandelt und insbesondere der Verlauf der Flügel studiert werden.

Die als theoretisches Apparateprofil bezeichnete Intensitätsverteilung (UNSÖLD, 1955) entsteht durch Fraunhofersche Beugung an einer Blende der Breite a (a = wirksame Gitterbreite) und Faltung dieser Verteilung mit einer Rechteckverteilung der Breite σ , wobei σ die in Abschnitt 2 angegebene Bedeutung hat. Die gesuchte Intensitätsverteilung wird damit (wie bei UNSÖLD gezeigt),

$$I(w) = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{1}{\pi} \left[\frac{\sin^2(w - \sigma/2)}{w - \sigma/2} - \frac{\sin^2(w + \sigma/2)}{w + \sigma/2} + Si(2w + \sigma) - Si(2w - \sigma) \right]. \quad (2)$$

Der Faktor $\frac{1}{\sigma}$ dient zur Flächennormierung.

$$Si(\alpha) = - Si(-\alpha) = \int_0^{\alpha} \frac{\sin t}{t} dt$$

ist die bekannte Integralsinusfunktion (vgl. JAHNKE-EMDE). Die dimensionslose Größe w hängt mit dem Abstand vom Linienzentrum zusammen durch die Beziehung

$$w = \pi m N \cdot \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \quad (3)$$

(m Ordnung des Spektrums, N Anzahl der Gitterstriche).

Die Funktion $I(w)$ wurde für die vorliegende Arbeit mit den Werten $\sigma_{MW} = 0.700 \pi$ und $\sigma_{BL} = 0.787 \pi$ von $w = 0$ bis $w = 6.5$ in Schritten von $\Delta w = 0.25$ berechnet und für größere w durch die weiter unten entwickelte Näherungsformel für den mittleren Verlauf der Flügel approximiert. Die Zentralintensitäten und die Halbwertsbreiten (abgekürzt HWB) der theoretischen, flächennormierten Profile ergaben sich wie folgt:

$$\text{MW-Gitter: } I(0) = 0.2795, \quad \text{HWB} = \pi$$

$$\text{BL-Gitter: } I(0) = 0.2705, \quad \text{HWB} = 3.224$$

Für die Definition des theoretischen Auflösungsvermögens legt man zweckmäßig statt des Abstandes vom Hauptmaximum zum ersten Minimum des Beugungsbildes die Halbwertsbreite des theoretischen Apparateprofils zugrunde. Das so definierte „theoretische Trennungsvermögen“ $\frac{\lambda}{\text{HWB}}$ ist für

$$\text{infinitesimalen Spalt } (\sigma = 0) : 1.13 \cdot m \cdot N$$

$$\text{MW-Spalt } (\sigma = 0.700 \pi) : 1.00 \cdot m \cdot N$$

$$\text{BL-Spalt } (\sigma = 0.787 \pi) : 0.97 \cdot m \cdot N$$

$$\text{sonst üblichen Spalt } (\sigma = 1.000 \pi) : 0.87 \cdot m \cdot N.$$

Der mittlere Verlauf der Flügel ist leicht abzuschätzen. Für $\alpha \gg 1$ gilt

$$Si(\alpha) \approx \frac{\pi}{2} - \frac{\cos \alpha}{\alpha}.$$

Setzt man dies in (2) ein, so folgt nach einfachen Umformungen für die Flügel der theoretischen Apparatekontur (wir schreiben $F(w)$, um Verwechslungen der Näherungsformel mit dem strengen Ausdruck $I(w)$ zu vermeiden)

$$F(w) = \frac{1}{\sigma \pi} \left[\frac{\sigma/2}{w^2 - (\sigma/2)^2} \right]. \quad (4)$$

Die Darstellung (4) der Flügel stimmt für alle $w \geq 2\pi$ innerhalb 1% mit der theoretischen Kontur überein, wenn $\sigma \leq \pi$ ist.

Praktisch interessiert der Verlauf der Flügel nur in bezug auf die Zentralintensität 1. Setzt man Zahlenwerte ein, so folgt für das MW-Gitter

$$\frac{F(w)}{I(o)} = \frac{0.5694}{w^2 - 1.210}, \quad (4a)$$

für das BL-Gitter

$$\frac{F(w)}{I(o)} = \frac{0.5884}{w^2 - 1.528}. \quad (4b)$$

Diese Ausdrücke werden wir mit den gemessenen Linienflügeln zu vergleichen haben.

4. Aufnahme von Linienkern und Flügeln; Standardisierungen

Zur empirischen Bestimmung der Apparatekontur wurden extrem schmale Emissionslinien photographisch aufgenommen. Als Lichtquelle diente zunächst die Krypton-Röhre, die früher (PRIESTER, 1953) zur Untersuchung des Auflösungsvermögens der Lummerplatte benutzt worden war. Sie enthält ein Gemisch der Isotope Kr 78, 80, 82, 83, 84 und 86. Von diesen gibt das Isotop Kr 83 Anlaß zur Entstehung von Hyperfeinstrukturkomponenten, die die Linien verbreitern und ihre Symmetrie zerstören. Aus den Messungen von PRIESTER war das Profil der Linie 5871 Å bekannt. Die Profile anderer Linien sind, wie sich im Verlauf der Untersuchungen herausstellte (vgl. Abschnitt 7), bis auf den Beugungsfaktor nicht merklich davon verschieden.

Zur Kontrolle der Aufnahmen mit der Kr-Röhre wurden später Aufnahmen mit einer Hg-Dampflampe gemacht, wie sie in Draft Reports (EDLÉN, 1955) empfohlen wird. Die Lampe arbeitet mit Wasserkühlung. Sie enthält nur das Isotop Hg 198 und liefert wegen des hohen Atomgewichts von Quecksilber beträchtlich schmalere Konturen als die Kryptonröhre. Der Gasdruck in der Hg-Röhre beträgt nur 10 Torr und rührt im wesentlichen von Argon her, das zur Verlängerung der Lebensdauer

beigegeben wurde. Die Konturen der Hg-Linien sind also hauptsächlich durch den Doppler-Effekt bestimmt.

Da nicht a priori anzunehmen ist, daß die Apparatekontur für jede Wellenlänge identisch ist, wurden Aufnahmen in allen interessierenden Spektralbereichen und Ordnungen gemacht. Tab. 1 gibt eine Übersicht über die aufgenommenen Konturen. Das Aufnahmeverfahren war im wesentlichen immer das gleiche. Es soll hier kurz beschrieben werden.

Tabelle 1. *Übersicht über die aufgenommenen Apparatekonturen*
Die eingeklammerten Konturen wurden nur bis 10% der Zentralintensität herab gemessen

BL	II					Kr 7587
	III			(Hg 5461)	Kr 5871	
	IV	Kr 4274	Hg 4358			
MW	II			(Hg 5461)	Kr 5871	Kr 7587
	IV	Kr 4274	Hg 4358	(Hg 5461)	Kr 5871	Kr 7587
	VI	Kr 4274	(Hg 4358)			

Durch eine Linse von 60 cm Brennweite wurde die Lichtquelle "end on" auf den Spektrographenspalt abgebildet, wobei darauf geachtet wurde, daß die Ausleuchtung des Spektrographen dieselbe wie bei den Aufnahmen von Sonnenlinien war. Zur Vermeidung von Streulicht im Spektrographen wurden vor dem Spalt geeignete Farbfilter eingeschaltet.

Da wir uns auch für die Flügel der Apparatekontur, also für Intensitäten bis unterhalb 1% der Gipfelintensität interessierten, mußten wir aus photographisch-photometrischen Gründen die Profile aus mehreren Aufnahmen zusammensetzen, bei denen durch Verwendung von Neutralfiltern verschiedener Durchlässigkeit erreicht wurde, daß Linienkern, Flanken und Flügel auf mindestens einer Aufnahme in einem günstigen Schwärzungsbereich lagen. Alle Aufnahmen einer Kontur wurden mit derselben Belichtungszeit gemacht, um mit *einer* Schwärzungskurve auszukommen. Die Belichtungen dauerten bei den schwächsten Linien bis zu 3 Stunden.

Als Aufnahmematerial dienten im violetten bis gelben Spektralbereich Perutz Perchromo-Platten 17/10 DIN und Perutz Peromnia-Platten 19/10 DIN, im roten Spektralbereich Kodak II-N-Platten. Alle Platten wurden in Metol-Hydrochinon 1 : 5 bei 19° C unter kräftigem Schütteln 5 Minuten lang entwickelt.

Die Eichkurven für die Umwandlung der Schwärzungen in Intensitäten wurden am Standardisierungsspektrographen aufgenommen auf eine Platte aus derselben Packung, aus der die zugehörige Konturaufnahme stammte. Standardisierungs- und Konturaufnahmen wurden immer gleichzeitig im gleichen Gefäß entwickelt. Der Standardisierungsspektrograph

ist ausführlich von G. ELSTE (1955) beschrieben. Er arbeitet nach der Methode von v. HIRSCH und SCHÖN.

5. Photometrie und Reduktionsverfahren

Alle Platten wurden mit dem Zeiß-Registrierphotometer der Sternwarte photometriert. Das Übersetzungsverhältnis wurde durch Mitregistrieren einer auf Glas geritzten mm-Skala kontrolliert. Die Registrierspaltbreite wurde auf $30\ \mu$ festgelegt, um die Plattenkornschwankungen klein zu halten. Die Auswertung der Registrierkurven

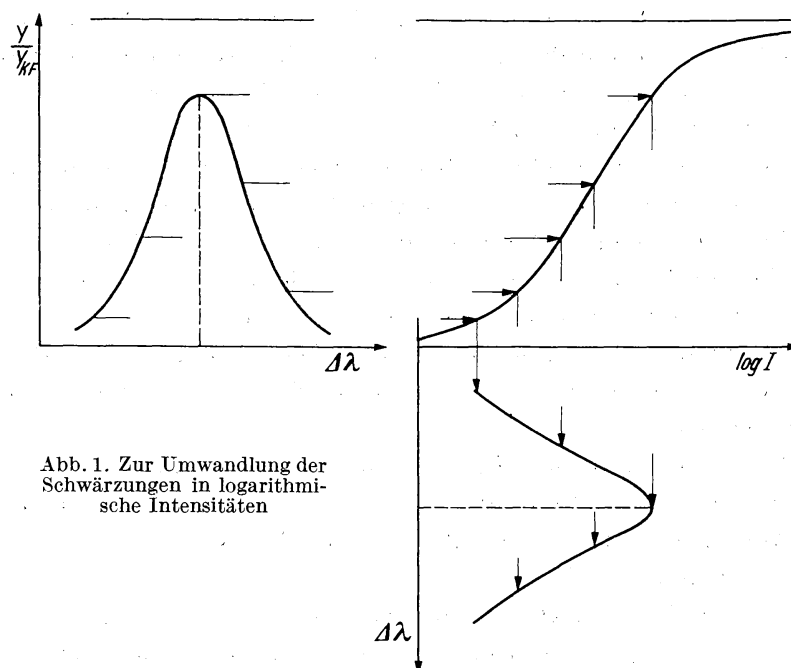


Abb. 1. Zur Umwandlung der Schwärzungen in logarithmische Intensitäten

erfolgte in der üblichen Weise mit dem Strahlenrechner (ELSTE, 1955).

Um die mit verschiedenen Filtern aufgenommenen Teile der Linienkonturen aufeinanderschieben zu können, mußten die gemessenen Schwärzungen zunächst mittels der Schwärzungskurve in logarithmische Intensitätswerte überführt werden. Dieser Vorgang ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Zugleich ermöglicht die Abb. 1 in einfachster Weise die Diskussion der Auswirkung von Fehlern in der aufgenommenen Kontur und in der Schwärzungskurve.

Das Aufeinanderschieben der Konturenteile macht grundsätzlich keine Schwierigkeiten, wenn man bei den Aufnahmen darauf geachtet hat, daß sich die einzelnen Konturenteile in einem hinreichend großen Bereich überdecken. Zugleich gibt die Güte der Übereinstimmung in den sich überlappenden Teilen einen Anhaltspunkt für die Größe der systematischen Fehler.

6. Systematische Fehler; Entzerrungsprobleme und -methoden

Die wichtigsten Quellen systematischer Fehler, die für die vorliegende Arbeit eine Rolle spielen oder spielen können, sind

- a) die Streuung in der photographischen Schicht,
- b) der Eberhard-Effekt,
- c) die extremen Teile der Schwärzungskurve,
- d) die endliche Breite des Photometerspaltes,
- e) Streulicht im Spektrographen.

Von diesen Fehlerquellen darf man die Streuung in der photographischen Schicht in das endgültige Apparateprofil einbeziehen, da dieser Effekt nach MOSER (1955) unabhängig von der Linienbreite auf der Platte ist. Bei der Entzerrung von Sonnenlinien wird dann der Diffusionseffekt automatisch mit herausgeworfen.

Man überzeugt sich leicht, daß die Größenordnung der durch b), d) und e) hervorgerufenen Veränderungen der Apparatekontur wesentlich davon abhängt, ob man die Kontur allein¹ oder als Bestandteil einer Sonnenlinie aufnimmt. Dabei sind es vor allem zwei Umstände, die für diesen Unterschied verantwortlich sind, nämlich

1. die Tatsache, daß Apparatekonturaufnahmen sehr schmale Linien mit ungewöhnlich steilem Schwärzungsabfall auf beiden Seiten des Zentrums liefern,

2. die Tatsache, daß die Apparatekontur nicht vom Gipfel bis in die Flügel auf *einer* Aufnahme photometriert werden kann, wie dies bei Sonnen-Absorptionslinien im allgemeinen der Fall ist, sondern aus mehreren Stücken zusammengesetzt wird.

Zu diesen beiden Punkten wäre als dritter noch hinzuzufügen, daß das Streulicht im Spektrographen bei Sonnenaufnahmen sicher stärker ist als bei Aufnahmen mit Spektrallampen; doch darf dieser Punkt hier vernachlässigt werden, wie im Kapitel über Streulicht gezeigt wird. Die beiden anderen Umstände bedürfen noch einer Erläuterung: Der zuerst genannte Punkt bedeutet, daß man in den Apparateprofilaufnahmen einen merklichen Einfluß des Eberhard-Effekts zu erwarten hat, der nicht automatisch durch die Standardisierung eliminiert wird, da der Schwärzungsabfall in den Standardisierungsaufnahmen (und damit auch der Eberhard-Effekt) vergleichsweise völlig zu vernachlässigen ist. Andererseits sind auch schmale Fraunhoferlinien wesentlich breiter als unsere Apparatekonturen, werden also bei gleichen Entwicklungsbedingungen viel geringeren Eberhard-Effekt zeigen. Da eine einwandfreie Methode zur Korrektur des Eberhard-Effektes nicht bekannt ist, bleibt nichts anderes übrig, als sich auf die Auswertung

¹ Das heißt mit einer Linie, deren Breite klein ist gegen die Breite der Apparatekontur.

solcher Aufnahmen zu beschränken, die frei von Eberhard-Effekt sind. Eine Kontrolle dafür ist möglich, da der Effekt für schwach geschwärzte Linien geringer sein muß. Praktisch wurden die Gipfel aller Profile durch mindestens zwei Aufnahmen etwas verschiedener Schwärzung im mittleren Bereich der Schwärzungskurve festgelegt. Die dafür ausgewählten Aufnahmen durften keine systematischen Abweichungen voneinander aufweisen. Bei den Aufnahmen der Konturflügel war eine entsprechende Berücksichtigung des Eberhard-Effekts nicht möglich, aber auch nicht so notwendig, da der Schwärzungsgradient in den Flügeln geringer ist.

Die Fehler der unter c) genannten extremen Teile der Schwärzungskurve wurden durch Beschränkung der Auswertung auf den Bereich von 10 bis 90% des Gesamtausschlags (Dunkelmarke-Klarer Film) ausgeschaltet. Größere Fehler in diesem Bereich hätten sich dadurch bemerkbar gemacht, daß die Enden der Profilstücke, die zur Apparatekontur zusammengefügt wurden, nicht zusammengepaßt hätten, da ihnen weit auseinanderliegende Bereiche der Schwärzungskurve zugeordnet sind.

Der zweite Punkt — die Zusammensetzung des Apparateprofils aus mehreren Stücken — spielt bei der Verzerrung durch den Photometerspalt eine Rolle. Wegen der endlichen Breite des Photometerspaltes gibt die Registrierkurve nicht streng die wahr Schwärzungsverteilung auf der Platte wieder, sondern eine mehr oder minder stark nivellierte Verteilung.

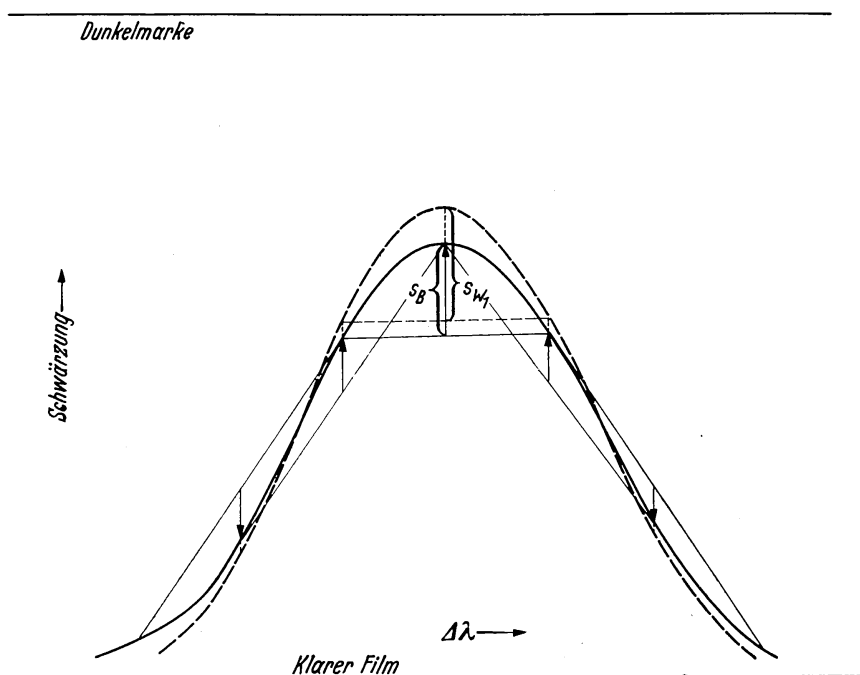


Abb. 2. Registriertes (—) und wegen endlicher Photometerspaltbreite korrigiertes (---) Schwärzungsprofil für MW IV, λ 4358 Å

Die Abb. 2 zeigt zum Vergleich die Registrierkurve der Kontur 4358 Å (MW-Gitter 4. Ordnung) und das wegen Photometerspaltverzerrung korrigierte Profil. In Abb. 3 sind dieselben Profile nach Umwandlung der Schwärzungen in $\log I$ -Werte dargestellt, wobei die Gipfelintensitäten zur Deckung gebracht wurden.

Wie man an der Abb. 3 erkennt, bewirkt die endliche Breite des Photometerspalttes nicht nur eine Verbreiterung der Profile, sondern,

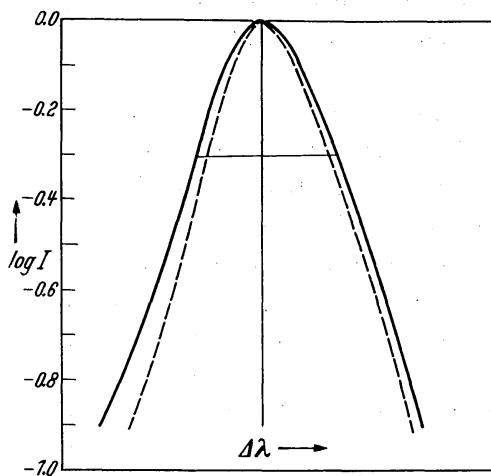


Abb. 3. Kurven der Abb. 2 nach Umwandlung in logarithmische Intensitätsprofile und Normierung auf Zentralintensität 1

damit zusammenhängend, eine Änderung der Steilheit der Linienflanken. Da das Zusammensetzen der Kontur darin besteht, die beiden unteren Enden eines Teilstücks der Kontur mit den beiden oberen des folgenden Teilstücks möglichst gut zur Deckung zu bringen, wird beim verzerrten Profil jedes Teilstück systematisch etwas zu hoch eingehängt.

Es ist klar, daß ein solcher Effekt nicht durch die Anbringung einer Korrektur an das fertige Profil rückgängig gemacht werden kann. Es bleibt nur der mühevollen Weg, jede einzelne Registrierkurve zu entzerren,

bevor man sie in die $\log I$ -Darstellung überträgt. Hierfür stand ein verhältnismäßig einfaches graphisches Verfahren zur Verfügung, das von R. N. BRACEWELL (1955) entwickelt worden ist. Im folgenden wird eine einfache Herleitung des Verfahrens für den speziellen Fall der Verzerrung durch eine Rechteckfunktion sowie eine Fehlerabschätzung geliefert.

Das Faltungsintegral in der allgemeinen Form

$$B(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(x-y) W(y) dy \quad (5)$$

geht in unserem Falle über in das Integral

$$B(x) = \frac{1}{2a} \int_{x-a}^{x+a} W(y) dy. \quad (6)$$

Darin ist B die Registrierkurve, $2a$ die Spaltbreite des Photometers und W die Schwärzungsverteilung auf der photographischen Platte, die beiden letzteren Größen noch multipliziert mit dem Übersetzungsverhältnis zwischen Registrierkurve und Photoplate. Nach der integrierten Stirlingschen Formel kann man für (6) auch schreiben:

$$B(x) = W(x) + \frac{1}{6} \Delta^2 W(x) - \frac{1}{180} \Delta^4 W(x) + \frac{1}{1512} \Delta^6 W(x) - \dots \quad (7)$$

Die Operation Δ bedeutet darin die Bildung der zentralen endlichen Differenz über das Intervall a , also

$$\Delta W(x) = W\left(x + \frac{a}{2}\right) - W\left(x - \frac{a}{2}\right)$$

$$\Delta^2 W(x) = W(x + a) - 2W(x) + W(x - a).$$

Wir beschränken uns auf Differenzen höchstens 6. Ordnung in (Δ^6) . Dann erhalten wir durch zweimalige Differenzbildung und Umordnung der Glieder aus (7)

$$\Delta^2 W(x) = \Delta^2 B(x) - \frac{1}{6} \Delta^4 W(x) + \frac{1}{180} \Delta^6 W(x) - \dots \quad (8)$$

Einsetzen von (8) in (7) liefert

$$B(x) = W(x) + \frac{1}{6} \Delta^2 B(x) - \frac{1}{30} \Delta^4 W(x) + \frac{1}{630} \Delta^6 W(x) - \dots \quad (9)$$

Der Ausdruck (9) enthält kein $\Delta^2 W$ -Glieder mehr. Durch wiederholte zweimalige Differenzbildung können sukzessive auch die höheren Differenzen von W in (9) durch B -Differenzen ersetzt werden. Auf diese Weise erhält man schließlich

$$W(x) = B(x) - \frac{1}{6} \Delta^2 B(x) + \frac{1}{30} \Delta^4 B(x) - \frac{1}{140} \Delta^6 B(x) + \dots \quad (10)$$

Diese Gleichung besagt, daß die gesuchte Funktion W ausgedrückt werden kann durch die beobachtete Funktion B und eine Reihe von Korrektionsgliedern, die man durch Bildung endlicher zentraler Differenzen von B über das Intervall a erhält. Das erste Korrektionsglied ist nun eine geometrisch leicht konstruierbare Größe.

In Abb. 4 ist die graphische Ermittlung dieser zweiten Differenz dargestellt. Der Punkt P hat die Ordinate $B(x_i)$, der Punkt Q die Ordinate $\frac{B(x_i + a) + B(x_i - a)}{2}$.

Die Strecke $PQ = -s_B$ ist also

geometrisch die halbe zweite Differenz. Benutzt man von der Reihe (10) nur die beiden ersten Glieder, so erhält man als erste Näherung für die gesuchte Funktion

$$W_1(x) = B(x) - \frac{1}{6} \Delta^2 B(x) = B(x) + \frac{1}{3} s_B. \quad (11)$$

Die punktweise Konstruktion der gestrichelten Kurve durch den Punkt S bereitet keine Schwierigkeiten. Man braucht nur an genügend vielen Stellen x_i die Konstruktion der halben zweiten Differenz auszuführen

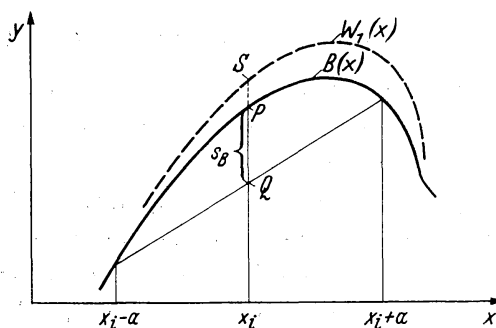


Abb. 4. Zur graphischen Ermittlung der zweiten Differenz $\Delta^2 B(x)$ und Konstruktion der Funktion $W_1(x)$

und die erhaltenen Strecken s_B um $\frac{1}{3}$ ihres Wertes über die Kurve B hinaus zu verlängern.

Wir haben uns nun aber noch durch eine Fehlerabschätzung von der Güte der Näherung zu überzeugen. Dazu betrachten wir das erste vernachlässigte Glied der Gl. (10). Aus der Gl. (11) erhält man durch zweimalige Differenzbildung und Umstellung

$$\frac{1}{6} \Delta^4 B(x) = \Delta^2 B(x) - \Delta^2 W_1(x). \quad (12)$$

Das $\Delta^4 B$ -Glied der Gl. (10) läßt sich danach schreiben

$$\frac{1}{30} \Delta^4 B(x) = \frac{2}{5} \left\{ \frac{\Delta^2 B(x)}{2} - \frac{\Delta^2 W_1(x)}{2} \right\}.$$

Die Größe $-\frac{1}{2} \Delta^2 B(x) = s_B$ ist wieder die Strecke QP in Abb. 4. Durch die gleiche Konstruktion, angewandt auf die Kurve W_1 , erhält man die Größe $-\frac{1}{2} \Delta^2 W_1(x) = s_{W_1}$. Das $\Delta^4 B$ -Glied lautet also

$$\frac{1}{30} \Delta^4 B(x) = \frac{2}{5} \{s_{W_1} - s_B\}.$$

Anhand der Abb. 2, in der die Strecken s_B und s_{W_1} im Scheitel eingezeichnet sind, überzeugt man sich leicht, daß die Anbringung dieser Korrektur nicht mehr lohnt. Der dadurch und durch die Vernachlässigung der höheren Glieder begangene Fehler kann gegenüber den sonstigen Fehlern einer photographischen Photometrie vernachlässigt werden.

7. Darstellung und Diskussion der Ergebnisse

Die von allen anderen systematischen Fehlern befreiten Profile enthalten nun nur noch die Eigenbreite der zur Aufnahme benutzten Kr- oder Hg-Linien.

Die Eigenbreiten der Kr-Linien sind sicher nicht zu vernachlässigen. Durch die vergleichsweise nicht geringen HWB der Kr-Linien werden die gemessenen HWB der Apparateprofile bis zu 25% vergrößert. Da eine Entzerrung wegen der Hyperfeinstruktur sehr umständlich wäre, wurden mit den Kr-Aufnahmen nur „relative Apparateprofile“ bestimmt, d. h. durch Multiplikation mit dem Beugungsfaktor wurden innerhalb jeder Ordnung alle Kr-Aufnahmen auf gleichen Abszissenmaßstab gebracht und verglichen. Es zeigte sich, daß bei beiden Gittern die Konturen innerhalb jeder Ordnung praktisch identisch waren; sie wiesen keine nennenswerten systematischen Unterschiede auf¹. Reduzierte man jedoch weiter alle Aufnahmen auf die gleiche Ordnung, so stellte sich heraus, daß die Konturen der höheren Ordnungen systematisch breiter waren als die der niederen. Genau das ist aber beim

¹ Die in der Hyperfeinstruktur der verschiedenen Kr-Linien vorhandenen Unterschiede konnten bei der hier erreichten Genauigkeit noch nicht beobachtet werden.

Vergleich von Apparatekonturen verschiedener Ordnungen zu erwarten, wenn die Konturen noch durch die Eigenbreiten der verwendeten Linien verbreitert sind. Während die (in Å gemessene) Breite der zur Aufnahme benutzten Linie von der Ordnung m unabhängig ist, nimmt die Breite des theoretischen Apparateprofils mit wachsender Ordnungszahl ab. Infolgedessen muß sich in höheren Ordnungen die Linienkontur gegenüber der eigentlichen Apparatekontur stärker bemerkbar machen. Dieser „Ordnungseffekt“ hängt nur von der Eigenbreite der benutzten Linie ab.

Die Abb. 5 zeigt drei von Kr-Linien beeinflusste „relative Apparatekonturen“ des MW-Gitters, aufgenommen in der 4. Ordnung und reduziert auf $\lambda = 5000$ Å. Die Übereinstimmung im Kern ist recht gut.

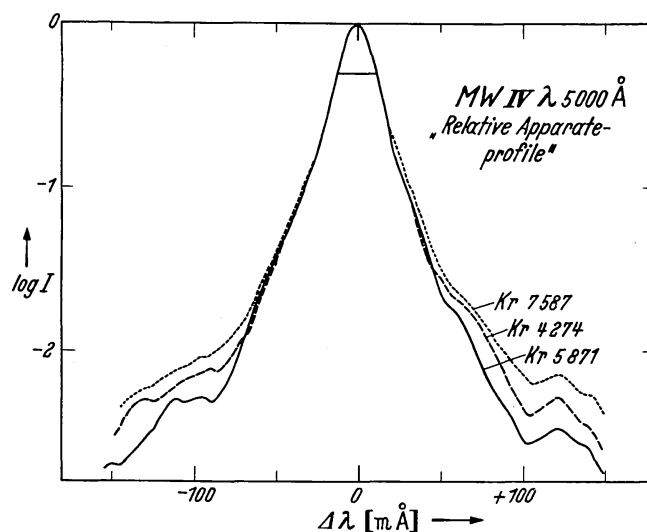


Abb. 5. Relative, auf $\lambda 5000$ Å reduzierte Apparateprofile für MW IV

Die Kontur $\lambda 7587$ ist wahrscheinlich nicht nur durch Beobachtungsfehler, sondern durch einen relativ stärkeren Diffusionslichthof etwas verbreitert; darauf deutet auch die schwächer ausgeprägte Struktur der Linienflügel hin.

Die Abbildung gibt zugleich einen Hinweis auf die Beobachtungsgenauigkeit. Da die Kurven aus mindestens je 8 überlappenden Teilstücken zusammengesetzt sind, ist der innere Fehler der Kurven klein. Systematische Unterschiede, wie sie zwischen den Flügeln der Konturen $\lambda 4274$ und $\lambda 5871$ auftreten, sind sehr wahrscheinlich durch die Fehler der Schwärzungskurven verursacht.

Zur Ermittlung der wahren Apparatekonturen wurden die Hg-Messungen benutzt. Nach den Angaben der Herstellerfirma wird die Kontur der Hg-Linien in erster Näherung völlig durch den thermischen Dopplereffekt bestimmt. Nimmt man als Schätzung der Temperatur

des Quecksilberdampfes die Kühlwassertemperatur von 290°K an, so ergeben sich die Dopplerbreiten der beiden Linien $4358 \text{ \AA}$ und $5461 \text{ \AA}$ bzw. zu 3.8 und $4.8 \text{ m\AA}$. Auf ihre Berücksichtigung wurde verzichtet. Die experimentelle Rechtfertigung dafür ergab sich aus der Beobachtung, daß der oben genannte „Ordnungseffekt“ bei den Hg-Linien innerhalb der Beobachtungsfehler verschwand. Daraus darf zugleich geschlossen werden, daß der bei den Kr-Linien beobachtete „Ordnungseffekt“ allein auf den Einfluß der Kr-Linien, nicht aber auf Unterschiede der Apparatekonturen in verschiedenen Ordnungen zurückzuführen ist.

Ein Vergleich der Kr-Profile (Abb. 5) mit den Hg-Profilen (Abb. 6a) liefert das zu erwartende Ergebnis: Die Kr-Profile sind systematisch breiter als die Hg-Profile, zeigen aber innerhalb der Meßgenauigkeit Maxima und Minima an den gleichen Stellen wie die Hg-Profile, jedoch viel weniger ausgeprägt. In der Nähe des Profilkerns sind die Strukturen der Kr-Profile so stark „verschmiert“, daß es gar nicht zur Ausbildung echter Maxima und Minima kommt; es bleibt nur eine schwache Störung des sonst ziemlich gleichmäßigen Intensitätsabfalles erkennbar. Die Übereinstimmung der mit Kr-Linien und der mit Hg-Linien aufgenommenen Apparatekonturen ist jedenfalls hinreichend, um sicherzustellen, daß die beobachteten Flügelstrukturen dem Apparateprofil und nicht den zur Aufnahme benutzten Linien angehören.

Als Ergebnis dieser Untersuchungen kann man feststellen: Bei jedem der beiden Gitter läßt sich die Apparatekontur für alle benutzten Ordnungen und Spektralbereiche durch Angabe einer einzigen Kontur vollständig beschreiben. Dies Ergebnis ist, wenigstens beim MW-Gitter, nicht überraschend, da die gemessene Kontur von der theoretischen nur wenig abweicht. Die vorhandene Abweichung wird zum Teil auf den

Tabelle 2

	Beobachtetes bzw. Voigtprofil			Theor. Profil	
	HWB	Form- zahl b_1	Äquivalent- breite A	HWB	Äquivalent- breite A
MW-Gitter $m = 4, \lambda = 5000 \text{ \AA}$	$21 \text{ m\AA}$	0.20	$26.2 \text{ m\AA}$	$18.3 \text{ m\AA}$	$21.0 \text{ m\AA}$
BL-Gitter $m = 4, \lambda = 5000 \text{ \AA}$	$24 \text{ m\AA}$	0.22	$30.5 \text{ m\AA}$	$16.9 \text{ m\AA}$	$19.5 \text{ m\AA}$

Einfluß der Streuung in der photographischen Schicht zurückzuführen sein, der ja absichtlich nicht eliminiert wurde.

Wir sind demnach berechtigt, von dem Apparateprofil des MW-Gitters bzw. des BL-Gitters zu sprechen.

Für Entzerrungszwecke ist es besonders angenehm, wenn man das Apparateprofil als Voigtfunktion darstellen kann. Die Apparatekonturen beider Gitter lassen sich nun sehr befriedigend durch je ein einfaches Voigtprofil approximieren, das im Kern praktisch mit dem beobachteten Profil zusammenfällt, und dessen Flügel den mittleren Verlauf der beiden Flügel des beobachteten Profils mit für Entzerrungszwecke hinreichender Genauigkeit wiedergeben. In der Tab. 2 sind die wichtigsten Daten der approximierenden Voigtprofile und der theoretischen Apparatekonturen zusammengestellt. Alle Daten sind auf die Ordnung $m = 4$ und die Wellenlänge $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ bezogen. Der Übergang auf andere Wellenlängen und Ordnungen geschieht durch Multiplikation mit $\frac{\lambda [\text{\AA}]}{5000} \cdot \frac{4}{m}$.

Die in der Tabelle auftretende Formzahl b_1 ist ein Maß für die Abweichung eines Voigtprofils von den beiden Grenzfällen des „reinen Gaußprofils“ und des „reinen Dispersionsprofils“. Ein reines Gaußprofil hat die Formzahl $b_1 = 0$, ein reines Dispersionsprofil die Formzahl $b_1 = 0.5$. Ausführlich ist die Bedeutung der Formzahl bei ELSTE (1953) behandelt. Durch die Angabe von Formzahl und Halbwertsbreite ist die Form eines Voigtprofils vollständig und eindeutig festgelegt.

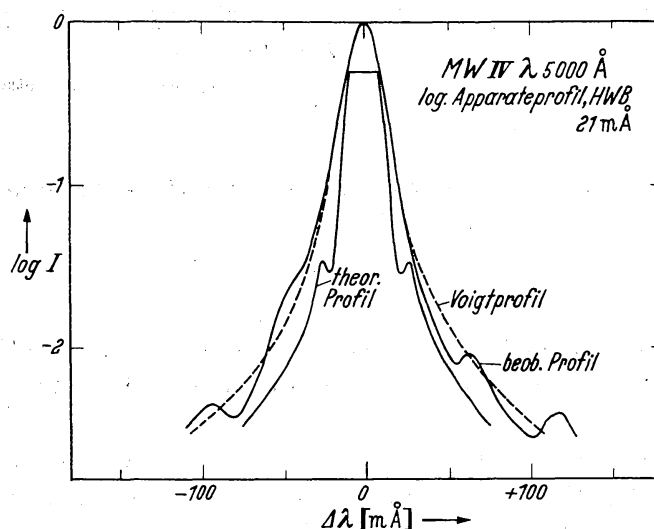


Abb. 6a. Beobachtetes Apparateprofil, approximierendes Voigtprofil und theoretisches Profil des MW-Gitters

Die Abb. 6a zeigt in halblogarithmischer Darstellung das beobachtete Apparateprofil, das zur Approximation benutzte Voigtprofil und zum Vergleich das theoretische Profil des MW-Gitters. Abb. 6b zeigt die entsprechenden Kurven für das BL-Gitter.

Da die Approximation der gemessenen Apparateprofile durch die angegebenen Voigtprofile recht gut ist, begeht man keinen großen

Fehler, wenn man die Flächen unter den gemessenen Kurven gleichsetzt den Flächen unter den Voigtprofilen, die in Tab. 2 als Äquivalentbreiten angegeben sind. Die Fläche unter den wahren Profilen kann man wegen des unbekannten Kurvenverlaufs weit außerhalb des Linienzentrums natürlich nicht mit derselben Genauigkeit messen.

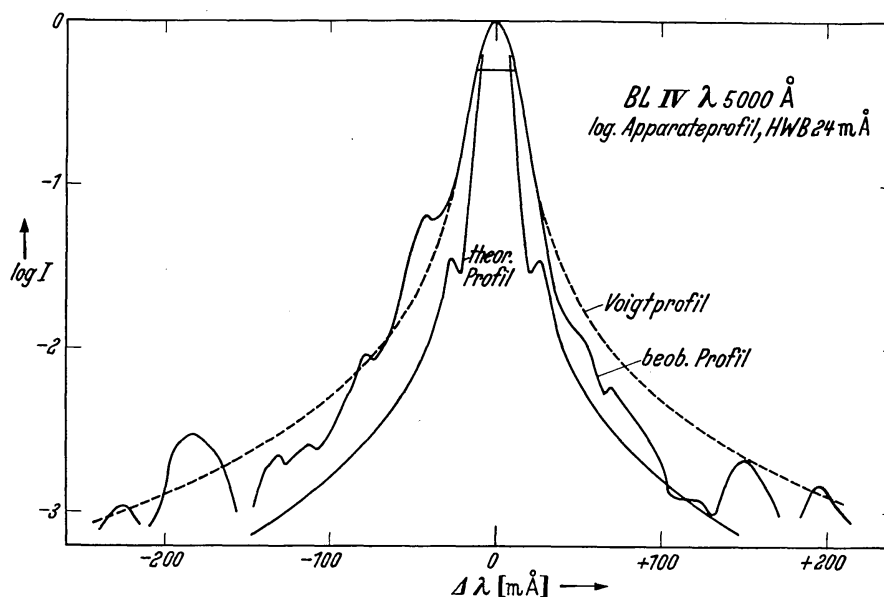


Abb. 6b. Beobachtetes Apparateprofil, approximierendes Voigtprofil und theoretisches Profil des BL-Gitters

Die in Tab. 2 angegebenen Zahlenwerte der theoretischen Profile erhält man über die Beziehung

$$w = \pi m N \cdot \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \quad (3)$$

Für $m = 4$, $\lambda = 5000 \text{ Å}$ ergibt sich zunächst $w_{MW} = 0.171 \Delta \lambda$ und $w_{BL} = 0.191 \Delta \lambda$, woraus dann weiter die in der Tabelle angegebenen Werte folgen.

Der Verlauf der Flügel der Apparatekonturen weicht im einzelnen merklich von den Flügeln der Voigtprofile und von denen der theoretischen Profile ab. Deshalb sollen im folgenden die gemessenen Konturflügel noch eingehender diskutiert werden.

Die Apparatekonturen beider Gitter sind nicht völlig symmetrisch. Beide zeigen in den Flügeln, beginnend bei etwa 10–12% der Gipfelintensität, eine Asymmetrie im Sinne einer Verstärkung des „violetten“ Flügels. Beim MW-Gitter beträgt diese Asymmetrie, gemessen durch das Verhältnis der Flächen

$$\frac{\text{violetter Flügel} - \text{roter Flügel}}{\text{violetter Flügel} + \text{roter Flügel}}$$

etwa $2\frac{1}{2}\%$. Das wenig ausgeprägte Maximum des Intensitätsunterschiedes beider Flügel beträgt etwa $1,5\%$ der Gipfelintensität und hat vom Linienzentrum einen Abstand von etwa $\frac{3}{2}$ HWB.

Das BL-Gitter weist eine Asymmetrie der Flügelflächen von etwa 4% auf. Das etwas deutlicher ausgeprägte Maximum des Intensitätsunterschiedes beider Flügel beträgt $2,4\%$ und liegt im Abstände $\frac{3.5}{2}$ HWB vom Linienzentrum.

Für den Vergleich der Flügel der gemessenen mit denen der theoretischen Konturen extrapolieren wir die zwischen kurz- und langwelligen Flügeln gemittelten Konturen in der üblichen Weise durch den Ansatz $\frac{c}{(\Delta\lambda)^2}$ und bestimmen die Konstanten c . Es ergibt sich, wenn $\Delta\lambda$ in mÅ gemessen wird,

$$c_{MW} = 36 \quad \text{und} \quad c_{BL} = 51.$$

Bei den theoretischen Profilen müssen wir die Gl. (4a) und (4b) umrechnen in $\Delta\lambda$. Schreiben wir $F^*(\Delta\lambda)$ und $I^*(\Delta\lambda)$ statt $F(w)$ und $I(w)$, so lauten die neuen Ausdrücke

$$\frac{F^*(\Delta\lambda)}{I^*(o)} = \frac{19.5}{(\Delta\lambda)^2 - 41.4} = \frac{c_{MW}(\text{theor.})}{(\Delta\lambda)^2 - 41.4} \quad (\text{MW})$$

und

$$\frac{F^*(\Delta\lambda)}{I^*(o)} = \frac{16.2}{(\Delta\lambda)^2 - 41.9} = \frac{c_{BL}(\text{theor.})}{(\Delta\lambda)^2 - 41.9} \quad (\text{BL})$$

Für große $\Delta\lambda$ kann man die additiven Größen im Nenner vernachlässigen. Die Flügel des MW-Profiles sind also um den Faktor $\frac{36}{19.5} \approx 2$, die des BL-Profiles um den Faktor $\frac{51}{16.2} \approx 3$ stärker als die Flügel der entsprechenden theoretischen Profile.

B. Gittergeister

Neben den Untersuchungen der Apparatekonturen wurde für beide Gitter photographisch eine Untersuchung über Lage und relative Intensität der Gittergeister durchgeführt.

Da man sich nur für die relative Intensität der Geister in bezug auf die Hauptlinie, nicht aber für ihre Profile interessiert, kann man ein flächenphotometrisches Verfahren anwenden. Die übliche Methode, nach der auch hier gearbeitet wurde, ist die folgende: Eine Emissionslinie eines Linienspektrums wird bei weit geöffnetem Spalt mit und ohne Neutralfilter aufgenommen. Belichtungszeit und Filter werden dabei durch Probieren so gewählt, daß die gefilterte Hauptlinie und die stärksten Geister ohne Filter photometrierbare Schwärzungen haben. Über die zusätzlich aufzunehmende Schwärzungskurve erhält man mit

Tabelle 3. Lage und Intensität der MW-Gittergeister

		1.	2.	3.	5. Geist	Summe der Geister
MW II λ 5461 Å	Abstand v. d. Hauptlinie in Å	3.04	6.08	9.12	15.20	0.21%
	Rel. Intensität in %	0.03	0.06	0.02	—	
		0.02	0.06	0.02	—	
MW IV λ 4047 Å	Abstand v. d. Hauptlinie in Å	1.13	2.26	3.39	5.65	0.51%
	Rel. Intensität in %	0.04	0.14	0.05	0.02	
		0.06	0.14	0.04	0.02	
MW IV λ 5461 Å	Abstand v. d. Hauptlinie in Å	1.52	3.04	4.56	7.60	0.84%
	Rel. Intensität in %	0.06	0.26	0.07	0.03	
		0.08	0.23	0.08	0.03	
MW VI λ 4358 Å	Abstand v. d. Hauptlinie in Å	0.81	1.61	2.42	4.03	1.20%
	Rel. Intensität in %	0.13	0.31	0.10	0.05	
		0.10	0.32	0.13	0.06	

Tabelle 4. Lage und Intensität der BL-Gittergeister

		1. Geist	Summe der Geister
BL II λ 7601 Å	Abstand v. d. Hauptlinie in Å	3.18	0.96%
	Rel. Intensität in %	0.48	
		0.48	
BL III λ 5086 Å	Abstand v. d. Hauptlinie in Å	1.42	2.0 %
	Rel. Intensität in %	0.97	
		1.02	
BL IV λ 4074 Å	Abstand v. d. Hauptlinie in Å	0.85	2.6 %
	Rel. Intensität in %	1.25	
		1.35	

Hilfe der bekannten Neutralfilterdurchlässigkeiten durch eine einfache Rechnung für jeden Geist das Verhältnis $\frac{g}{L-g} \approx \frac{g}{L}$, wenn g die Intensität des Geistes und L die Intensität der Hauptlinie (unbeeinflusst

durch Geister) darstellt. Bei guten Gittern liegt die (relative) Gesamtintensität aller Geister in niedrigen Ordnungen unter 1 %.

Die Meßergebnisse sind in den Tab. 3 und 4 zusammengestellt.

Beim *MW-Gitter* findet man auf jeder Seite Geister erster, zweiter, dritter und fünfter Ordnung, von denen der zweite Geist am stärksten ist. Die Gesamtintensität aller Geister ist jedoch außerordentlich gering. Die nach der Theorie zu erwartende Proportionalität der Geisterintensität mit dem Quadrat der benutzten Ordnung des Gitters ist für die Linie $\lambda 5461 \text{ \AA}$ der 2. und 4. Ordnung erfüllt. Im übrigen zeigt sich eine starke Abhängigkeit der Geisterintensität von der Wellenlänge.

Die Abstände der Geister von der Hauptlinie sind so gering, daß man sie im allgemeinen nicht durch einen Monochromator ausblenden können wird.

Das *BL-Gitter* hat nur Geister erster Ordnung in nennenswerter Stärke, alle anderen sind um mehr als eine Größenordnung schwächer. Über eine eventuelle Proportionalität mit dem Quadrat der Ordnung lassen sich anhand des vorliegenden Materials wegen der Wellenlängenabhängigkeit keine Aussagen machen. Der Abstand des Geistes von der Hauptlinie ist auch hier so gering, daß die Wirkung nicht durch Einengung des Spektralbereichs mit einem Monochromator ausgeschaltet werden kann.

Die Fehler der Messungen beruhen vor allem auf der Ungenauigkeit der Filtereichungen. Sie betragen bei den MW-Messungen bis zu etwa 30 %, bei den BL-Messungen bis zu etwa 20 % der angegebenen Intensitätswerte.

C. Streulicht

Da Spektrallinien, insbesondere die Restintensitäten tiefer Absorptionslinien, durch Streulicht beträchtlich verfälscht werden können, wurde dieses gesondert untersucht. Wir haben drei verschiedene Arten von Streulicht zu unterscheiden:

1. Allgemeine heterochromatische Streuung in allen Richtungen im Spektrographen,
2. Lichtstreuung in Dispersionsrichtung (Lineare Streuung),
3. Lichtstreuung senkrecht zur Dispersionsrichtung (Senkrechtstreuung).

Aus methodischen Gründen soll die *lineare Streuung* zuerst behandelt werden. Sie entsteht durch unperiodische Gitterteilungsfehler. Sie braucht nicht gesondert gemessen zu werden, da sie im Apparateprofil mitenthalten ist, wenn man dieses nur bis zu hinreichend kleinen Intensitäten herunter mißt und auf einen klaren Film bezieht, der sicher nicht durch irgendwelches Streulicht beeinflusst ist. Diese beiden Voraussetzungen dürfen bei unseren Apparatekonturmessungen als erfüllt angesehen werden.

Das *allgemeine Streulicht* stammt im wesentlichen aus zwei Quellen. Die wichtigste Quelle bilden die Reflexionen an den Flächen des Kollimatorobjektivs. Das zweilinsige Objektiv weist, von der Kassette und vom Spalt her gesehen, drei konkave Flächen und eine konvexe Fläche auf. Die konkaven Flächen erzeugen zwischen Objektiv und Kassette reelle Reflexbilder des Spaltes. Zwei davon liegen in $\frac{3}{4}$ bzw. 1 m Abstand vom Objektiv und werden durch kleine, an horizontalen Drähten befestigte Blenden von 3 und 4 mm Durchmesser abgefangen. Das dritte reelle Bild liegt in der Nähe der Kassette und wird durch eine kleine Neigung des Objektivs auf die mattschwarze Wand über der Kassette geworfen.

Das ganze Objektiv wird durch je eine auswechselbare Blende für jedes Gitter auf die Größe der geteilten Gitterflächen abgeblendet. Dadurch wird einerseits das auf die ungeteilten Gitterflächen fallende Licht stark reduziert (nicht vollständig, weil je nach der Drehung der Gitter mehr oder minder große Teile der ungeteilten Gitterfläche mitbeleuchtet werden), andererseits wird das Streulicht von der zur Kassette konvexen Linsenfläche verringert.

Zur Untersuchung des nur vom Objektiv herrührenden Streulichtanteils wurde ohne Farbfilter bei 1 mm weit geöffnetem Spalt und schwarz abgedecktem Gitter eine mit Papier streifenweise bedeckte Photoplatte 30 min lang belichtet, wobei die Sonne als Lichtquelle diente. Das Ergebnis war ein ganz schwacher Schleier auf den exponierten Teilen der Platte. Der Betrag des nur vom Objektiv herrührenden Anteils an allgemeinem Streulicht ist demnach verschwindend klein.

Die zweite Quelle allgemeinen Streulichts sind die Spektren der nicht benutzten Ordnungen. Diese werden jedoch z. T. durch Farbfilter oder den Monochromator¹ bereits vor dem Spalt auf einen schmalen Spektralbereich eingengt; der Rest wird im Spektrographenraum fast völlig von den mattschwarzen Wänden absorbiert, die überdies z. T. durch einen Mauervorsprung gegen direkte Sicht von der Kassette her geschützt sind. Um nun die Wirkung des vielleicht übriggebliebenen allgemeinen Streulichts beurteilen zu können, wurde der folgende Weg eingeschlagen: In zwei Spektralbereichen (4320 Å und 5890 Å) wurde mit beiden Gittern in der vierten Ordnung eine Serie von Aufnahmen starker und mittelstarker Fraunhoferlinien gemacht. Bei der einen Hälfte der Aufnahmen wurde der Spektralbereich durch Verwendung des Monochromators auf etwa 20 Å Durchlaßbreite eingeschränkt; die andere Hälfte wurde unter Verwendung der sonst üblichen Farbfilter (BG 25 + GG 18 für 4230 Å und GG 11 für 5890 Å) gewonnen, deren

¹ Da in hohen Ordnungen die Spektren niederer Ordnungen durch Farbfilter nicht völlig ausgeschaltet werden können, wurde ein kleiner Monochromator gebaut, der vor dem Spalt statt der Farbfilter in den Strahlengang gesetzt werden kann.

Durchlaßbreiten mehrere hundert Angström betragen. Nimmt man nun an, daß der Betrag an allgemeinem Streulicht proportional der gesamten in den Spektrographenraum eintretenden Lichtmenge ist, so müßte bei gleicher Schwärzung der Spektren der Streulichteinfluß auf den Monochromator-Spektren klein sein gegenüber dem Einfluß auf den Farbfilter-Spektren. Ein nennenswerter Betrag an Streulicht auf den Farbfilteraufnahmen hätte sich dann bemerkbar machen müssen durch vergrößerte Restintensität tiefer Linien. Die Auswertung ergab jedoch in keinem Falle eine Andeutung eines Unterschiedes der Restintensitäten. Eine Abschätzung der Meßgenauigkeit (die wegen der differentiellen Arbeitsmethode allein durch das Plattenkorn der Perchromo 17/10 DIN-Platten bestimmt ist) zeigt, daß das allgemeine Streulicht sicher schwächer als 2 % ist. Aus dem völlig negativen Ergebnis der Messungen wird man jedoch schließen dürfen, daß der Betrag des allgemeinen Streulichts bei beiden Gittern auch noch geringer als 1 % der einfallenden Intensität sein muß.

Die *Senkrechttreuung* rührt her von der Beugung an horizontalen Begrenzungen (Spalt, Objektivblende, Reflexbildblendenhalter) und vom Astigmatismus des Objektivs. Die Intensität dieser Streuung nimmt mit wachsendem Abstand vom Spektrum nach oben und unten rasch ab. Da sie nur senkrecht zur Dispersionsrichtung wirkt, verändert sie die Linienkonturen nicht. Auf stark überbelichteten Aufnahmen des Sonnenspektrums sieht man im Senkrechttreulicht die Absorptionslinien unverwischt in dem ganzen Bereich, in dem überhaupt eine Schwärzung erkennbar ist. Korrekturen wegen Senkrechttreuung sind nicht erforderlich; man muß nur darauf achten, verschiedene Aufnahmen auf einer Platte mit hinreichend großem Zwischenraum übereinander zu setzen, um unkontrollierbare Vor- und Nachbelichtungen zu vermeiden. Die Senkrechttreuung wird bezogen auf die Intensität des Kontinuums und beträgt beim BL-Gitter in 2 mm Abstand vom Spektrum nicht mehr als 0.5 %, in 7 mm Abstand 0.2 %; beim MW-Gitter dagegen in 2 mm Abstand höchstens 0.25 % und in 7 mm Abstand weniger als 0.1 %. Eine Abhängigkeit von der Wellenlänge konnte nicht festgestellt werden.

Zusammenfassend kann man sagen, daß im Rahmen der photographisch erreichbaren Genauigkeit bei Einhaltung der üblichen Vorichtsmaßnahmen bei beiden Gittern keine Korrekturen wegen Streulicht erforderlich sein werden.

Herrn Prof. Dr. P. TEN BRUGGENCATE möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für sein stetes, förderndes Interesse meinen aufrichtigen Dank aussprechen.

Ferner danke ich Herrn Dr. F. W. JÄGER und Herrn Dr. H. H. VOIGT für ihre tatkräftige Hilfe bei der Durchführung der Beobachtungen und für wertvolle Anregungen und Diskussionen.

6*