

Sitzungsberichte

der

mathematisch-naturwissenschaftlichen

Klasse

der

Bayerischen Akademie der Wissenschaften

zu München

Jahrgang 1954

München 1955

Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften

In Kommission bei der C. H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung

Über die kontinuierliche Wasserstoff-Absorption und die Linientiefen des Wasserstoffs in Sternspektren in Beziehung zur absoluten Größe der Sterne

Von Alexander Wilkens in München

Vorgelegt am 5. Februar 1954

Die praktische Ausführung der Beobachtungen zu dieser Arbeit in den Jahren 1948–50 verdanke ich dem Direktor des Observatorio Astronomico de la Universidad Nacional Eva Peron (früher La Plata), Herrn Fregattenkapitän Guillermo O. Wallbrecher, denn er hat mir das dafür nötige Instrument des Observatoriums, den 82-cm-Cassegrain-Reflektor von Gauthier mit Zeißschem Spiegel, mit einem Hartmannschen Spektographen versehen, sowie die erforderlichen Hilfskräfte bei der Beobachtung und zur Reduktion des umfangreichen Materials zur Verfügung gestellt. Ferner habe ich dem früheren Direktor des Physikalischen Instituts der Universität Eva Peron, Herrn Prof. Dr. R. Gans, zu danken für die Überlassung des großen Modells des photoelektrischen Registrierphotometers von Zeiß zur Registrierung meiner photographisch aufgenommenen Sternspektren.

Die Lösung des genannten Problems ist bisher nur einmal in größerem Umfange 1926 durch die Untersuchungen von Herrn Ching Sung Yü auf Grund von Aufnahmen am Lick-Observatory, aber ohne entscheidendes Ergebnis versucht worden (Lick-Obs. Bull. Nr. 380, p. 155).

Eine grundlegende Schwierigkeit solcher Untersuchungen liegt praktisch in der Erstellung einer einwandfreien Skale für den Vergleich der Intensitätsdifferenz von Punkten des Spektrums bei verschiedenen Wellenlängen, d. h. verschiedener Farbe, wie es die vorliegende Aufgabe erfordert, um verschiedene Punkte des spektralen Zweiges der kontinuierlichen Wasserstoffabsorption untereinander oder mit beliebigen Punkten des Sternkontinuums in bezug auf ihre Intensitätsdifferenz zu untersuchen. Dabei habe

ich es für nötig gehalten, dem schon in meinen beiden vorhergehenden Abhandlungen: 1. *Determinaciones de temperaturas espectrográficas de estrellas dobles – serie astronomica*, tomo 20, Nr. 1 del Observatorio Astronomico de La Plata, 1944, und 2. *Spektrographische Temperaturbestimmungen von Doppel- und einfachen Sternen des südlichen Himmels*, erschienen in den Sitzungsberichten der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, math.-naturwiss. Klasse 1951, Nr. 6 – fixierten Prinzip treu zu bleiben, die nötigen Skalen nur aus Beobachtungen am Himmel in derselben Nacht während der Beobachtungen abzuleiten, da alle anderen Methoden nur zu leicht zu systematischen Fehlern Anlaß geben können.

§ 1. Die Grundlagen der Beobachtung

Da das Kontinuum der Wasserstoffabsorption wesentlich nur bei den Spektraltypen B_0 bis F_3 auftritt, brauchten nur Sterne dieser Typen ausgesucht zu werden, und nur solche bekannter Parallaxe π , aus der bekanntlich die absolute Größe $M = m + +5 + 5 \log \pi$ (m = scheinbare Größe) direkt folgt, als Basis zur Aussuchung der Beziehung zwischen M und der kontinuierlichen H-Absorption. Die Aufsuchung und Auswahl der benötigten Sterne geschah mit Hilfe des bekannten wertvollen Catalogue of Parallaxes von F. Schlesinger in den Publikationen des Yale Observatory in Newhaven, zumal dieser Katalog auch die zuverlässigsten scheinbaren Größen enthält, ebenso wie die trigonometrischen und spektroskopischen Parallaxen, während die dort ebenfalls zusammengestellten dynamischen Parallaxen unberücksichtigt blieben, als nicht zweckmäßig bei einer prinzipiellen Untersuchung, die nur an ganz sichere Parallaxen gebunden sein kann.

Infolge der Auswahl der Sterne aus dem Yale-Katalog wurden alle Sterne unserer Beobachtungsreihe auf die Größe 6 als Grenze beschränkt, was aber grade in bester Übereinstimmung mit der Aufnahmemöglichkeit von Spektren am 82-cm-Reflektor des Observatorio in Eva Peron steht, da infolge der Pointiereinrichtung zur Führung der Sterne mittels des vorhandenen Suchers keine

Sterne schwächer als 6. Größe berücksichtigt werden können, auch nur wenig mehr bei einer noch etwas verbesserten Raumausnützung zur Anbringung einer optisch etwas stärkeren Pointiereinrichtung.

In derselben Beobachtungsnacht wurde für alle Sterne stets dieselbe konstante Expositionszeit verwendet, aber unter Benutzung kreisförmiger Diaphragmen, wie bei meinen früheren Arbeiten, zwecks Reduktion der scheinbaren Helligkeit aller Sterne auf möglichst dieselbe Intensität zur möglichsten Vermeidung resp. Verminderung der von einer verschiedenen Intensität abhängenden systematischen Fehlerquellen. Die Programmsterne wurden zwecks möglichster Vermeidung einer merklichen Extinktion innerhalb einer Zenitdistanz von $\pm 30^\circ$ ausgesucht und zeigten die folgende Verteilung in bezug auf die Spektraltypen: 1. B₀–B₈ (12 Sterne), 2. B₉–A₅ (39), 3. A₆–F₃ (11 Sterne), so daß die Majorität der beobachteten Sterne zwischen den Typen B₉ und A₅, d. h. im Mittel bei A₂ gelegen war. Die Anzahl der in bezug auf die kontinuierliche Wasserstoffabsorption untersuchten Spektren war 184, so daß im Durchschnitt 3 Spektren auf einen Stern kommen. Schließlich war die Zahl der Beobachtungsabende 57, die für die astrophysikalische Brauchbarkeit natürlich besonders ausgesucht waren. Die Aufnahmen, d. h. die Führung der Sterne auf dem Spalt des Spektrographen wurden sämtlich vom Verfasser allein ausgeführt, das Protokoll der Beobachtungen und die Einstellung der Sterne besorgte Herr B. Kucevicz, Mitglied der von mir geleiteten Abteilung am Observatorio, dem ich für seine treue und sorgfältige Hilfe zu herzlichem Danke verbunden bin.

Da das erste Ziel der Untersuchung auf die Ableitung von Intensitätsdifferenzen hinausläuft, war die nächste Aufgabe, Intensitätsskalen zu erlangen, die sich, wie schon erwähnt, auf Grund von Sternspektren am selben Beobachtungsabend während der Aufnahmen der Programmsterne, unabhängig von terrestrischen Methoden ergeben. Es zeigte sich auch hier wie schon in meinen beiden früheren spektrographischen Arbeiten, daß man zweckmäßig die soeben erwähnten stellaren spektralen Skalen verwenden kann, die man während der Beobachtungen unter Verwendung einer Reihe kreisförmiger Diaphragmen unter Abblendung der Objektivöffnung um 0^m5, 1^m0, 1^m5 usw. erhält, wobei sich die

Intensitätsmessungen bisher allgemein immer nur auf dieselbe Wellenlänge, also gleiche Farbe, bezogen, während für die vorliegende Untersuchung die Intensitätsdifferenz zweier verschiedener Wellenlängen abzuleiten war. Wie bzw. wann man nun die verschiedenen Wellenlängen angehörigen Skalenkurven auch zur Bestimmung entsprechender Intensitätsdifferenzen verwenden darf, werde ich sogleich darlegen, sobald die weitere Reduktion der Beobachtungen auseinandergesetzt worden ist.

Zur Ableitung der Extinktionsänderung im Laufe jedes Beobachtungsabends für alle benötigten Wellenlängen wurde derselbe Stern, meist die Skalensterne, stets am Anfange wie am Ende des Beobachtungsabends und mindestens noch einmal zwischen den beiden Extremen mit demselben Diaphragma aufgenommen, so daß stets eine genügend sichere Ableitung der Variation der Extinktion möglich war, sowohl in bezug auf die H-Linien zwischen β und λ wie auch alle Stellen der kontinuierlichen H-Absorption A_i ($i = 1, 2$ usw. bis 6), die, auf den Registrierplatten von der Absorptionslinie κ ab gezählt, einen sukzessiven Abstand von 2.5 mm hatten, entsprechend den Wellenlängen:

$$H_{\kappa} = 3750 \text{ \AA}, \quad A_1 = 3695, \quad A_2 = 3642, \quad A_3 = 3589, \\ A_4 = 3535, \quad A_5 = 3482, \quad A_6 = 3429 \text{ \AA}.$$

Die am gleichen Abend stets gleichbleibende Expositionszeit für alle Sternaufnahmen schwankte, entsprechend der scheinbaren mittleren Größe der Sterne von $4^m 5$, und entsprechend der unmittelbar ersichtlichen Permeabilität der Luft, die sehr verschieden sein konnte, zwischen 3 und 5 Minuten, um stets normal geschwärzte Spektren, besonders deutlich auch in bezug auf die letzten schwachen Wasserstofflinien-Absorptionen zu erhalten. Die Entwicklung geschah mit einem Kodakentwickler unter Beachtung der entsprechenden scharfen Herausarbeitung der Linien im erwähnten ultravioletten Teil des Spektrums unter Verwendung der damals besonders im Ultravioletten höchst empfindlichen Kodakplatten HP 3.

Die photoelektrische Registrierung der Originalplatten geschah mit einer Vergrößerung in Länge im Verhältnis 1 : 6, bei einer Originallänge des Spektrums von 16 mm, so daß die regi-

strierte Länge rund 10 cm beträgt. Die Ablesung der Schwärzungen unter Verwendung des bei der photoelektrischen Aufnahme zugleich mitaufkopierten Liniensystems wurde für den größten Teil des Materials von meiner Mitarbeiterin Frl. H. Alicia Hartmann mit der unermüdlichsten und dankenswertesten Treue ausgeführt sowohl in bezug auf die Schwärzungen der H-Linien: $\beta_c, \gamma_c, \dots$ bis λ_c ($c = \text{Continuum}$) wie in bezug auf die Absorptionsminima (Tiefen t) derselben Linien und schließlich in bezug auf die Stellen A_i der kontinuierlichen H-Absorption. Frl. Hartmann nahm auch noch die Herstellung der normalen Skalen- und Extinktionskurven-Variationen vor, und zwar an allen schon fixierten Punkten des spektralen Kontinuums und der kontinuierlichen H-Absorption, da allen Stellen eine verschiedene Wellenlänge entspricht und deren Variation der Extinktion also allgemein verschieden ist. Ab 1952 bis zum Ende des Jahres half dankenswerterweise Herr stud. C. Mondinalli bei der genannten Vorbereitung der Beobachtungen zur definitiven Bearbeitung, die vom Verfasser selbst vorgenommen wurde. Die Genauigkeit der Messungen war dieselbe wie die schon in meiner Abhandlung über die Sterntemperaturen (Bd. 20 Nr. 1, 1944, der Abhandlungen des Observatorio Astron. de La Plata) fixierte, so daß ich hierauf nicht weiter zurückzukommen brauche.

Das nächste Ziel war nun die entscheidende Ableitung der Intensitäts- bzw. Größendifferenzen zwischen verschiedenen Punkten des Zweiges der kontinuierlichen Wasserstoffabsorption und ferner der Punkte, die den Wasserstofflinien auf dem spektralen Kontinuum entsprechen, d. h. es sind die Differenzen $A_i - \lambda_c$, $A_i - \kappa$ usw. $A_i - \beta_c$ für $i = 1, 2$ usw. bis zum möglichen Endpunkt des H-Kontinuums abzuleiten, und schließlich handelt es sich um die Ableitung der Differenzen $\lambda_i - \lambda_c$, $\kappa_i - \kappa_c, \dots$ bis $\beta_{\sim} - \beta_c$, da wir diese Tiefenwerte t ebenfalls in bezug auf ihre eventuelle Abhängigkeit von der absoluten Größe untersuchen möchten unter Weglassen der kleinen, ungenau meßbaren Tiefen von ι, κ und λ . Es handelt sich also im ersten Falle von $A_i - \lambda^?$ usw. um die Ableitung allgemein der Größendifferenzen in bezug auf 2 verschiedene Wellenlängen, und zweitens um die Linientiefen, die sich direkt aus den kontinuierlichen Stellen λ_c bis β_c entsprechenden und schon abgeleiteten Skalenkurven direkt

ergeben. Diese Kurven sind aber allgemein unbrauchbar, um die Größendifferenz zweier beliebiger Stellen des Kontinuums, also auch des H-Kontinuums, festzustellen, da für jeden Punkt des Kontinuums allgemein eine andere Skalenkurve gilt. Auch im Falle der öfter stattfindenden Ähnlichkeit der Schwärzungskurven ist ein Helligkeitsvergleich bei Punkten verschiedener Farbe nur bei Vorhandensein von Wendepunkten möglich, falls ihre unmittelbare Umgebung, d. h. ihre Wendepunktstangenten, parallel sind, und weiter einem Punkte der einen Tangente in unmittelbarer Umgebung des Wendepunktes auf der anderen Tangente, ebenfalls in unmittelbarer Nähe des Wendepunktes, bei gleicher Schwärzung ein Punkt entspricht; denn es kommt oft vor, daß bei der allgemein vorkommenden, liegenden S-Form der Skalenkurven (Schwärzungsgröße) die genannte Bedingung für die Wendepunkte auch bei sukzessiven, in bezug auf die Wellenlänge folgenden Skalenkurven nicht erfüllt ist und deshalb ein Vergleich der Intensitäten unmöglich, bzw. ungenau würde, falls man eine Tangentenkurve verlängern würde, um den korrespondierenden Punkt zu erfassen. Bei unserem Beobachtungsmaterial sind nun die den Bedingungen günstigen Fälle öfter eingetreten und sogar auch für größere Abschnitte um die beiderseitigen Wendepunkte herum, so daß deshalb die Messung von Helligkeitsdifferenzen verschiedener Farben möglich gewesen ist. Auch der ideale Fall, daß alle Skalenkurven Graden waren, die alle einander parallel sind, ist öfter eingetreten. Dabei bezieht sich die allgemeine Vergleichsmöglichkeit der Farben auch auf die Differenzen der verschiedenen Stellen der kontinuierlichen H-Absorption, so daß also auch $A_i - \lambda_c$ usw. gemessen werden konnten. Bemerkenswert ist, daß die S-Skalenkurven der sukzessiven Wellenlängen sehr oft parallel waren und die den Wendepunkten entsprechenden Umgebungen alle zwischen demselben Intervall der Größendifferenz, d. h. demselben Abszissenteil des Koordinatensystems der Schwärzungen und Größe, also der Schwärzungskurve, gelegen waren, so daß man die Größendifferenzen der sukzessiven Kurven, also sukzessiven Farben unmittelbar ablesen konnte, um damit auch sukzessive die Intensitätsdifferenz beliebiger Farbenunterschiede zu erhalten. Oft trat auch der Fall unregelmäßiger Schwankungen der Skalenkurven aller Farben um

eine mittlere parallele Lage ein, weshalb in solchen Fällen unbedenklich eine mittlere Parallele als Skalenkurve angenommen werden durfte. Weiter kam öfter der Fall vor, daß die Schwärzungskurven nur in bezug auf einen Flügel des liegenden S parallel waren, was aber auch eine ausgezeichnete Möglichkeit zum Vergleich der Intensität der Farbendifferenzen war. Infolge der soeben festgelegten Bedingungen für eine Benutzung der Skalenkurven zum Vergleich der Intensitäten verschiedener Wellenlängen mußten viele Beobachtungstage zwischen 1948–50 wegen Nichterfüllung der Bedingungen ausgelassen werden, so daß ich zur notwendigen Auffüllung des Materials noch auf die früheren Beobachtungsreihen aus den Jahren 1947–48, die zur Temperaturbestimmung dienten, zurückgreifen mußte, da sie sich in der Grundlage vielfach auch zur Untersuchung der kontinuierlichen Wasserstoffabsorption und häufig auch der Linientiefen als brauchbar erwiesen.

Weiter wurden nun außer den Schwärzungen des Kontinuums und der kontinuierlichen H-Absorption auch die Schwärzungen der Minima der H-Linien, d. h. deren Tiefenpunkte zur Ableitung der Skalen und ihrer Kontrolle verwendet. Bemerkenswert ist die Beobachtung einer allgemeinen, nicht erwarteten Schwankung des Skalenwertes für denselben Stern und dieselben Stellen des Kontinuums an verschiedenen Abenden, indem die Intensitätsdifferenzen durch die an verschiedenen Abenden in allen Wellenlängen verschieden variierte Extinktion natürlicherweise beeinflußt werden, was eine entsprechende Variation der beobachteten Farbenintensitätsdifferenzen zur Folge hat, bedingt durch die Variation der Luftdichte und die damit verbundene Variation der Absorption in allen Wellenlängen.

Jetzt wäre der Augenblick gekommen, die Einzelbeobachtungen $A_i - \lambda_c$, $A_i - \alpha$ usw. in einer Zusammenstellung für alle Sterne wiederzugeben, was aber einen erheblichen Raum für den Druck in Anspruch nehmen würde, weshalb ich es vorziehe, sogleich die nicht minder umfangreiche Mittelbildung der genannten Intensitätsdifferenzen aller beobachteten Sterne in Tabelle I wiederzugeben, aber bezüglich der Einzelbeobachtungen doch die wesentliche und interessierende Bemerkung mitzuteilen, daß bei vielen Sternen die Einzelabweichungen der $A_i - \lambda_c$ usw. von-

Tabelle I

Jale Cat	B ₀ -B ₈								
	Nr.	Sp	M	A ₁ -λ _c	A ₂ -λ _c	A ₃ -λ _c	A ₄ -λ ^c	A ₅ -λ _c	A ₆ -λ _c
1429	B ₂	-2.4	+0.48 1	+0.68 1	+0.91 1				
487	B ₅	-1.1	+0.58 2	+0.86 2	+1.23 2	+1.72 2	+2.42 2		
3202	B _{5p}	-1.1	+0.56 2	+0.68 2	+0.82 2	+1.00 2			
4154	B ₅	-1.2	+0.29 1	+0.38 1	+0.55 1				
4672	B ₅	0.0	+0.36 2	+0.52 2	+0.92 2	+1.28 2			
6882	B ₅	0.0	+0.77 3	+1.00 2	+1.44 2	+1.88 2			
348	B ₈	-1.7	+0.44 2	+0.48 2	+0.75 2	+1.00 2			
1641	B _{8p}	-5.8	+0.83 1	+1.08 1	+1.24 1				
2843	B ₈	-0.1	+0.48 2	+0.70 2	+1.01 2	+1.28 2	+1.66 2	+2.06 2	
4184	B ₈	+0.2	+0.48 3	+0.69 3	+0.88 3	+1.04 3	+1.12 2		
5201	B ₈	+0.5	+0.54 4	+0.78 4	+0.80 2				
B ₉ -A ₅									
5792	B ₉	-0.2	+0.62 1	+1.13 1	+1.47 1	+1.63 1			
1233	A _{0p}	+0.1	+0.62 2	+0.90 2					
1465)	A ₀		+1.11 4	+1.60 4	+1.62 2 ¹				
1633	A _{0p}	-0.1	+0.38 1	+0.82 1	+1.15 1	+1.68 1	+2.08 1	+2.79 1	
2142	A ₀	+1.3	+0.30 5	+0.53 5	+0.77 5	+0.88 4	+1.06 2		
2646	A ₀	+0.8	+0.30 1	+0.45 1					
3776	A ₀	+0.2	+0.38 3	+0.55 3	+0.72 3	+0.90 2			
4510	A _{0p}	-0.3	+0.56 2	+0.69 2	+1.33 1	+1.62 1			
4577	A ₀	+0.3	+0.52 1	+0.73 1	+0.83 1	+1.02 1			
4706	A ₀	+0.9	+0.52 3	+0.83 3	+0.98 3	+1.27 3	+1.45 2		
6972	A ₀	+1.9	+0.67 1						
7136	A ₀	+1.7	+0.48 2	+0.86 2					
890	A ₂	+0.6	+0.50 3	+0.71 3	+0.75 2	+1.27 1	+1.58 1	+1.83 1	
4913	A ₂	+1.0	+0.34 1	+0.55 1					
1606	A ₃	+1.6	+0.78 3	+1.08 3	+1.44 2	+1.73 2	+2.21 1		
4405	A ₃	+1.6	+0.70 3	+0.93 3	+1.17 3	+1.47 2			
7175	A ₃	+1.7	+0.67 1	+1.11 1	+1.66 1	+2.20 1	+2.69 1		
5252	A ₅	+1.6	+0.77 2	+1.12 2	+1.35 2				
6376	A ₅	+1.6	+0.66 2	+0.96 1					
6609	A ₅	+2.5	+0.24 1	+0.23 1	+0.40 1				
A ₆ -F ₂									
1887	F ₀	+2.6	+0.69 2	+1.22 1					
4348	F ₀	+2.4	+0.57 6	+0.87 6	+1.04 6	+1.39 5			
4442	F ₀	+2.3	+0.51 3	+0.81 3	+0.95 2				
4719	F ₀	+2.9	+0.48 1	+0.96 1	+1.28 1	+1.44 1			
4937	F ₀	+1.8	+0.89 1	+1.20 1	+1.51 1	+1.81 1	+2.16 1		
5189	F ₀	+2.2	+0.68 1	+1.26 1	+1.64 1	+2.01 1	+2.39 1		
7016	F ₀	+1.7	+0.43 1	+0.64 1					
5823	F ₂	-0.8	+0.96 2	+1.35 2					

einander bis zu $\pm 0^m 5$ gehen können, wenn es auch seltener vorkommt, aber doch symptomatisch für die Ableitung sein könnte, wenn auch viele bekannte Reihen photometrischer Untersuchungen ebenfalls bis zu der fixierten Fehlergrenze gelangt sind, trotz aller Vorsichtsmaßnahmen bei der Beobachtung und ihrer Reduktion. Bevor wir aber an die Fehlerquellen herangehen, ist zuerst festzustellen, ob nicht in Tabelle I in allen 3 Spektralgruppen ein Gang der $A_i - \lambda_c$ mit dem Spektraltyp ausgeprägt ist, wie wir es zu erwarten haben, wenn unsere Erwartung mit dem erhofften Ziele zusammenfällt. Wir sehen aber sofort, daß sich in keiner der 3 Einzelgruppen ein solcher Gang zeigt, wenn auch die Spektraltypen in allen 3 Gruppen nur um 8 bzw. 7 Untereinheiten fortschreiten. Dagegen schreiten die Absolutgrößen M allgemein mit dem Spektrum voran, was aber keine Überraschung ist, da diese Erscheinung ja die des Russelldiagramms ist und mit unserem Ziele nichts zu tun hat. Dann aber können wir bei diesem Nichtvorhandensein eines Ganges der Differenzen $A_i - \lambda_c$ mit M in jeder Einzelgruppe eine Fehlerberechnung durchführen. Es ergibt sich als mittlerer Fehler einer einzelnen Differenz ϵ vom Gewicht 1 auf Grund des gesamten Materials: $\epsilon_1(A_i - \lambda_c) = \pm 0.189$, so daß der mittlere Fehler bei im Durchschnitt 3 Beobachtungen: $\epsilon_3 = \pm 0.109$. Da die übrigen Differenzen $A_i - \lambda_c$, $A_i - \lambda_c$ usw. keine prinzipiellen Neuerungen in bezug auf unsere Kardinalfrage liefern, war es nicht nötig, die entsprechenden umfangreichen Tabellen hinzuzufügen. Vor der weiteren Diskussion der Tabelle I soll jetzt in Tabelle II die Zusammenstellung der Differenzen der Linienintensitäten gegeben werden. Auch hier ergibt sich das zu Tabelle I analoge Resultat, daß innerhalb jeder der 3 Gruppen kein Gang der Differenzen $\beta_l - \beta_c$, $\gamma_l - \gamma_c$ usw. stattfindet, während das Russelldiagramm sich auch hier widerspiegelt wie in Tabelle I.

Auf Grund der obigen Tabelle I folgt dann in Tabelle III die Bildung der Gesamtmittel der M und $A_i - \lambda_c$ in bezug auf jede der 3 Spektraltypen $B_0 - B_8$ usw. Man ersieht zuerst, daß die 3 M -Mittel einander in fast gleichem Abstände von $1^m 52$ und $1^m 40$ folgen, analog in der Tabelle IV in bezug auf die Differenzen der Linienintensitäten, wo die entsprechenden Differenzen in bezug auf M sind: 1.93 und 1.85.

Tabelle II

Nr.	Sp.	M	$\beta_l - \beta_c$	$\gamma_l - \gamma_c$	$\delta_l - \delta_c$	$\varepsilon_l - \varepsilon_c$	$\zeta_l - \zeta_c$	$\eta_l - \eta_c$	$\theta_l - \theta_c$
$B_0 - B_8$									
1429	B_2	-2.4	+0.60	+0.77	+0.68	+1.18	+1.04	+0.89	+1.09
487	B_5	-1.1	+0.38	+0.23					+0.53
3202	$B_5 p$	-1.1	+0.23	+0.33	+0.43	+0.50	+0.42	+0.54	+0.23
4154	B_6	-1.2	+0.69	+0.67					+0.50
4672	B_5	0.0	+0.54	+0.50	+0.47	+0.61	+0.86	+0.84	+0.78
6882	B_5	0.0	+0.58	+0.50	+0.60	+0.69	+0.84	+0.96	+0.98
1635	B_8	+1.1	+0.46	+0.64	+0.82	+1.00	+0.92	+1.11	+1.07
348	B_8	-1.7	+0.75	+0.48	+0.54	+0.61	+0.79	+0.61	+0.48
1641	$B_8 p$	-5.8	+0.44	+0.46	+1.26	+1.22	+1.18	+1.05	+0.86
2843	B_8	-0.1	+0.64	+0.38	+0.42	+0.51	+0.51	+0.59	+0.28
4184	B_8	+0.2	+0.65	+0.66	+0.83	+0.94	+1.03	+1.04	+0.72
5201	B_8	+0.5	+0.65	+0.55	+0.72	+0.91	+0.89	+0.93	+0.76
$B_9 - A_5$									
133B	B_9	+1.1	+0.56	+1.04	+1.07	+1.15	+0.97	+0.66	
812	B_9	+0.5	+1.50	+1.68					
5792	B_9	-0.2	+0.38	+0.29	+0.43	+0.38	+0.69	+0.94	+0.90
1233	$A_0 p$	+0.1	+0.68	+0.67	+0.64	+0.92	+0.98	+1.08	+1.09
(1465)	A_0		+0.59	+0.67	+0.86	+1.14	+1.13	+1.11	+0.68
1633	$A_0 p$	-0.1	+0.96	+0.78	+1.01	+1.03	+0.98	+1.15	+0.71
2142	A_0	+1.3	+0.43	+0.22	+0.76	+0.70	+0.77	+0.86	+0.58
2267	A_0	+0.5	+0.80	+0.97	+1.12	+1.51	+1.48	+1.27	+1.16
2646	A_0	+0.8	+1.13	+0.83	+1.21	+1.63	+1.33	+1.43	+1.24
3776	A_0	+0.2	+0.50	+0.65	+0.70	+0.76	+0.96	+0.85	+0.76
3920	A_0	+0.8	+0.87	+1.06	+0.92	+1.13	+1.01	+0.93	+0.94
4510	$A_0 p$	-0.3	+0.64	+0.62	+0.76	+0.93	+0.95	+0.99	+0.96
4577	A_0	+0.3	+0.68	+0.87	+1.08	+1.39	+1.25	+1.08	+1.14

* Nr. Bright Stars

4706	A ₀	+0.9	+0.79	4	+0.49	3	+0.50	4	+0.70	4	+0.74	4	+0.86	4	+0.37	4
5163	A ₀	+1.1	+0.87	1	+1.05	1									+0.87	1
6204	A ₀	-0.4	+0.14	1	+0.25	1										
6972	A ₀	+1.9	+0.98	1	+1.12	1	+1.29	1	+1.77	1	+1.83	1	+1.77	1	+1.48	1
7136	A ₀	+1.7	+0.94	6	+1.19	5	+1.19	5	+1.20	5	+1.06	5	+1.02	4	+0.82	4
7524	A ₀	-0.5	+0.70	2	+1.17	2	+1.24	2	+1.30	2	+1.26	2	+1.12	2	+0.86	2
133	A ₂	+2.3	+0.89	3	+1.19	3	+1.30	3	+1.34	3	+1.34	3	+1.11	3	+1.14	2
890	A ₂	+0.6	+0.68	2	+0.62	4	+0.68	3	+0.98	3	+1.09	3	+1.02	3	+0.80	4
4396	A ₂ p	-0.9	+0.37	1	+0.43	1	+0.50	1	+0.57	1	+0.41	1	+0.36	1	+0.21	1
4611	A ₂	+0.9	+0.24	2	+0.42	2	+0.54	2	+0.48	2	+0.56	2	+0.52	2	+0.32	2
4717	A ₂	+1.8	+0.15	1	+0.26	1	+0.22	1	+0.32	1	+0.26	1	+0.23	1	+0.15	1
4913	A ₂	+1.0	+0.52	2	+0.67	2	+0.62	2	+0.88	2	+1.03	2	+0.92	2	+0.85	2
7154	A ₂	+1.6	+1.17	1	+1.41	1									+1.50	1
1606	A ₃	+1.6	+0.57	4	+0.68	4	+0.59	4	+0.87	5	+0.75	5	+0.84	5	+0.75	5
4405	A ₃	+1.6	+0.79	5	+0.82	4	+0.64	3	+0.77	3	+0.83	3	+0.81	3	+0.99	5
2879	A ₅	+2.6	+1.01	1	+0.89	1	+1.07	2	+1.36	2	+1.16	2	+0.92	2	+0.91	1
5252	A ₅	+1.6	+0.51	1	+0.50	1	+0.70	2	+1.18	2	+1.12	2	+1.12	2	+0.80	1
6376	A ₅	+1.6	+0.96	5	+1.15	5	+1.39	5	+1.61	5	+1.39	5	+1.23	5	+1.06	4
6609	A ₅	+2.5	+0.84	2	+1.04	2	+1.22	2	+1.26	2	+1.02	2	+0.92	2		
6773	A ₅	+2.0	+1.00	1	+1.18	1	+1.18	1	+0.91	1					+0.70	2

A₆—F₈

1525	F ₀	+0.8	+0.79	1	+1.68	2	+1.20	2	+1.65	3	+1.36	3	+1.44	3	+1.16	1
1887	F ₀	+2.6	+0.83	3	+1.08	2	+0.57	1	+0.81	1	+0.60	1	+0.57	1	+0.74	2
3833	F ₀	+3.1	+0.65	2	+0.80	2	+0.62	7	+0.84	7	+0.82	8	+0.88	8	+0.70	1
4348	F ₀	+2.4	+0.58	9	+0.56	9	+0.48	3	+1.08	3	+0.80	3	+0.62	3	+0.58	4
4442	F ₀	+2.3	+0.47	4	+0.37	4	+0.71	3	+1.35	4	+0.79	4	+0.81	4	+0.54	5
4719	F ₀	+2.9	+0.46	4	+0.47	4	+0.79	1	+1.09	1	+0.86	1	+0.96	1	+1.06	1
4937	F ₀	+1.8	+0.89	1	+0.96	1	+0.68	1	+1.13	1	+1.23	1	+0.99	1	+0.96	1
5189	F ₀	+2.2	+0.75	1	+0.89	1										
6300	F ₀	+2.8	+1.06	1	+1.31	1	+0.50	2	+1.13	2	+0.96	2	+1.16	2	+0.96	1
5823	F ₂	-0.8	+0.29	1	+0.37	1	+0.84	1	+1.63	1	+1.02	1			+0.29	1
939	F ₈	+3.4	+0.59	1	+0.75	1							+1.02	1	+0.89	1

Aus der Tabelle III ersieht man weiter zuerst, daß die $A_i - \lambda_c$ sämtlich mit M anwachsen, außer in den drei Fällen 1. $B_9 - A_5$ und $A_1 - \lambda_c$, ferner 2. $B_9 - A_5$ und $A_4 - \lambda_c$, und 3. $B_9 - A_5$ und $A_5 - \lambda_c$, wo ein Stillstand bzw. ein schwacher Rückgang in Erscheinung tritt. Hieraus folgt also als erstes Resultat, daß die kontinuierliche H-Absorption als eine Funktion der Absolutgröße erscheint, wenn auch verhältnismäßig schwach und wenn wir den Übergang zwischen den 3 Spektralgruppen machen, während innerhalb der 3 Gruppen kein Gang der Absorption mit der absoluten Größe bemerkbar war. Ferner folgt aus der nächsten Tabelle IV in bezug auf die Linienabsorption des H-Stoffs ebenfalls ein, aber weit stärker ausgesprochener, Gang der Linientiefen t mit M , jedoch in einer besonderen Form, insofern bei der zweiten Gruppe: $B_9 - A_5$ (Mittel A_2) ein Maximum der Absorption eintritt, von dem aus die Intensität nach beiden Seiten abfällt, entsprechend der Erscheinung, die gemäß der allgemeinen Beschreibung des Verlaufes der Intensität der Wasserstofflinien in den Spektraltypen wohlbekannt ist, indem die Linienintensität beim Wasserstoff am stärksten beim Typus A_2 auftritt, um dann nach beiden Seiten abzufallen, was in der Tabelle IV numerisch fixiert ist, wobei die eingeklammerten Zahlen hinter den Absorptionsbeträgen in beiden Tabellen II wie IV die Zahl der Sterne d. h. das Gewicht bedeutet.

Was nun die numerische Erfassung der genannten Beziehungen anbetrifft, so ersieht man zuerst aus III, daß in bezug auf $A_1 - \lambda_c$ die genannte Beziehung zu M nur schwach ausgeprägt ist, dagegen ist die entsprechende Differenz bei $A_2 - \lambda_c$ bis $A_4 - \lambda_c$ zwischen der 1. und 3. Spektralgruppe recht konstant, nämlich: $+0^m25$, $+0^m22$ und 0^m23 , also im Mittel $+0^m23$, während die entsprechende Differenz bei $A_5 - \lambda_c$ auf den wesentlich größeren Betrag $+0^m55$ ansteigt. Folglich entspricht die erstgenannte Differenz von $+0^m23$ zwischen $A_2 - \lambda_c$ und $A_4 - \lambda_c$ einer Differenz von $\Delta M = 2.9$, so daß hier der Gradient $\Delta M = +1.26$ einer beobachteten Differenz von $A_i - \lambda_c = 0^m1$ entspricht; bei $A_5 - \lambda_c$ ist die Genauigkeit einer Bestimmung von M weit günstiger, indem hier einer Differenz von $\Delta(A_5 - \lambda_c) = +0^m1$ eine Absolutdifferenz von $\Delta M = +0.53$ entspricht.

Tab. III

Typus	M	$A_1 - \lambda_c$	$A_2 - \lambda_c$	$A_3 - \lambda_c$	$A_4 - \lambda_c$	$A_5 - \lambda_c$	$A_6 - \lambda_c$
$B_0 - B_8$	-0.82 (89)	+0.59 (24)	+0.73 (23)	+0.92 (20)	+1.30 (13)	+1.73 (6)	+2.02 (2)
$B_9 - A_5$	+0.70 (134)	+0.59 (41)	+0.86 (39)	+1.04 (26)	+1.29 (18)	+1.69 (8)	+2.31 (2)
$A_6 - F_3$	+2.10 (54)	+0.63 (17)	+0.98 (16)	+1.14 (11)	+1.53 (8)	+2.28 (2)	

Tabelle IV. Linientiefen t

Typus	M	$\beta_l - \beta_c$	$\gamma_l - \gamma_c$	$\delta_l - \delta_c$	$\varepsilon_l - \varepsilon_c$	$\zeta_l - \zeta_c$	$\eta_l - \eta_c$	$\Theta_l - \Theta_c$
$B_0 - B_8$ (B_4)	-0.98 (12)	+0.57 (31)	+0.49 (30)	+0.72 (21)	+0.83 (22)	+0.85 (24)	+0.87 (24)	+0.63 (29)
$B_9 - A_5$ (A_2)	+0.95 (35)	+0.72 (76)	+0.78 (77)	+0.89 (71)	+1.32 (75)	+0.97 (76)	+0.97 (76)	+0.83 (70)
$A_6 - F_3$ (F_0)	+2.80 (11)	+0.61 (28)	+0.71 (28)	+0.68 (21)	+1.10 (23)	+0.91 (24)	+0.93 (24)	+0.70 (27)

Tabelle V. Gradienten ΔM pro $\Delta t = 0^m 1$ der Linientiefe t

Typus	M	$\beta_l - \beta_c$	$\gamma_l - \gamma_c$	$\delta_l - \delta_c$	$\varepsilon_l - \varepsilon_c$	$\zeta_l - \zeta_c$	$\eta_l - \eta_c$	$\Theta_l - \Theta_c$
$A_2 - B_4$	-0.20	+1.29	+0.67	+1.14	+0.39	+1.61	+1.93	+0.96
$F_0 - A_2$	+1.88	-1.68	-2.64	-0.92	-0.88	-3.22	-4.82	-1.42

In bezug auf die Linienabsorption des Wasserstoffs vom roten bis zum ultravioletten Wellengebiet ergibt sich zunächst in bezug auf die Genauigkeit der in Tabelle II festgelegten Absorptionsbeträge, daß der mittlere Fehler einer Linientiefe t sich beläuft auf: $\epsilon_1(t) = \pm 0.179$ (1 Beobachtung), also bei 2 Beobachtungen $\epsilon_2(t) = \pm 0.127$ und bei 3 Beobachtungen $\epsilon_3(t) = \pm 0.103$, also nur sehr wenig verschieden von den mittleren Fehlern, die der kontinuierlichen H-Absorption entsprachen. Da im Falle der Ableitung der Linienabsorption t der Skalenwert derselben Wellenlänge, die dem entsprechenden Punkte des Kontinuums zukommt, einfacher und sicherer Verwendung findet, können wir deshalb gegenüber der festgestellten Gleichheit der Genauigkeit der Resultate im Falle des H-Kontinuums und der Linientiefe den Schluß ziehen, daß die oben dargelegte Methode der Ableitung der Differenzen verschiedener Wellenlängen, d. h. $A_i - \lambda_c$ Erfolg gehabt hat.

In bezug auf die Linienabsorption t war schon auf die Zusammenstellung IV der den Linien β bis Θ entsprechenden Mittelwerte der Absorptionsbeträge nebst den entsprechenden Gewichten hingewiesen worden, wieder bezogen auf die 3 schon bisher benutzten 3 Spektralgruppen. Dabei ist im äußersten Ultraviolett-Gebiet nur die eine Linie Θ ausgesucht worden, weil die noch weiter nach dem Ultraviolett zu gelegenen Linien ι , κ und λ schon als beeinflußt durch die kontinuierliche H-Absorption gelten. Auf Grund der Tabelle IV ergibt sich zuerst noch in bezug auf den Gang der Absorptionsbeträge für alle Linien, daß, zuerst bei $B_0 - B_8$, die Linientiefen t bis $\eta_l - \eta_c$ fast regelmäßig zu einem Maximum ansteigen, um dann bei $\Theta_l - \Theta_c$ wieder abzunehmen. Das Analoge gilt auch für die beiden anderen Spektralgebiete $B_9 - A_5$ und $A_6 - F_3$, aber in diesen beiden Fällen liegt das Maximum schon bei $\epsilon_l - \epsilon_c$, um dann schon mit $\zeta_l - \zeta_c$ scharf abzunehmen. Dagegen schwanken die Gradienten ΔM der Absolutgröße pro $\Delta t = 0.1$ der beobachteten Linienabsorption t , wie aus der nächsten Tabelle V ersichtlich ist, ziemlich unregelmäßig mit den Linien hin und her, so daß die Bestimmung der Absolutgröße auf Grund einer einzelnen Linie unsicher ist, wenn auch im Prinzip die Abhängigkeit der Absolutgrößen von der Linienabsorption gesichert bleibt. Bildet man noch den Mittel-

wert der Linienabsorptionen t nach Tabelle IV, und zwar in bezug auf jede der 3 Spektralgruppen mit den mittleren Spektren B_4 , A_2 und F_0 , so ergibt sich die neue Tabelle VI:

Spektren	M	t
B_4	-0.98	0.71
A_2	$+0.95$	0.93
F_0	$+2.80$	0.81

wonach die Linientiefe t von B_4 zu A_2 um $+0.22$ ansteigt und von A_2 bis F_0 um 0.12 abnimmt, so daß also pro 0.1 der Tiefenvariation der Gradient der Absolutgröße zwischen B_4 und A_2 den Betrag $\Delta M = +0.88$ und zwischen A_2 und F_0 den Betrag $\Delta M = -1.55$ hat, also absolut doppelt soviel als im 1. Falle.