

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

Spektrographische Temperaturbestimmungen von Doppel- und einfachen Sternen des südlichen Himmels (II)

Von **Alexander Wilkens** in München

Vorgelegt am 5. November 1954

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	353
§ 1. Das Beobachtungsprogramm	355
§ 2. Das Beobachtungsverfahren	356
§ 3. Die Reduktion der Beobachtungen und deren systematische Fehler	357
§ 4. Die definitiven Temperaturen	365
§ 5. Die Ableitung der linearen Radien und Dichten der Sterne . . .	385
§ 6. Relative spektrale Helligkeiten in bezug auf 5 Wellenlängen . . .	390
§ 7. Schlußbetrachtung	398

Die folgende Veröffentlichung bildet die ins einzelne gehende Fortsetzung der in diesen Sitzungsberichten 1951 Seite 49 ff. unter dem gleichen Titel veröffentlichten Abhandlung. Hier werden nun die Beobachtungsergebnisse dargelegt und die gewonnenen Sterntemperaturen diskutiert.

Da allgemein nur relativ wenige Untersuchungen über Sterntemperaturen und nur speziell in bezug auf den nördlichen Himmel vorliegen, war es zweckmäßig, auch am südlichen Himmel eine entsprechende Untersuchung auszuführen und hier eine Basis für weitere Untersuchungen zu schaffen.

Wie die Beobachtungsergebnisse zeigen werden, hat sich die angewandte absolute Methode der spektrographischen Temperaturbestimmung durch Anschluß an das Mondspektrum und die dem Planckschen Strahlungsgesetz entsprechende Äquivalenttemperatur, gleichbedeutend also mit dem Anschluß an die Sonne, deren Spektrum bei dem des Mondes wiedererscheint,

nützlich bewährt. Dies erhellt aus dem Vergleich der Einzelwerte der aus den Beobachtungen unmittelbar folgenden Differenzen der reziproken Temperaturwerte zwischen Stern und Mond und weiter aus dem Vergleich mit anderweitigen Ergebnissen, nachdem eine weitgehende Untersuchung der systematischen Fehlerquellen stattgefunden hatte. Zur möglichsten Herabsetzung der letzteren wurde zwecks möglichster Relativität der Beobachtungen am 82-cm-Cassegrain-Reflektor des Observatorio Astronomico Nacional de la Universidad in Eva Perón (La Plata), unter Verbindung mit einem Hartmannschen Quarz-Spektrographen, am selben Beobachtungsabend bei allen Sternen die gleiche Expositionszeit von 3–5 Minuten, dem Grade der Durchsichtigkeit der Luft entsprechend, verwendet. Ferner wurden entsprechende Kreisdiaaphragmen zur entsprechenden Reduktion der Sterngrößen auf möglichst dieselbe Intensität vor die Rohröffnung gesetzt. Trotzdem wurde eine gründliche Untersuchung der systematischen Fehler in Abhängigkeit von Größe und Farbe der Sterne vorgenommen.

Zum Schluß dieser Einleitung ist es mir eine besondere Ehre, dem Direktor der Universitäts-Sternwarte, Herrn Fregattenkapitän (im Ruhestande) Guillermo O. Wallbrecher meinen ergebensten und herzlichsten Dank für seine volle Unterstützung meiner Arbeit zum Ausdruck zu bringen, zu deren Ausführung ich nicht nur den Reflektor, sondern auch die nötigen Hilfskräfte zur Verfügung bekam, um die 4-jährige Arbeit ausführen zu können. Bei der Beobachtung unterstützte mich aufs eifrigste Herr B. Kucevicz mit der Einstellung der Sterne und Führung des Protokolls, die Führung des Sterns wurde von mir selbst ausgeführt, ebenso wie die Registrierung der erhaltenen rund 4000 Spektren am photo-elektrischen Photometer von Zeiß (großes Modell) im Physikalischen Institut der Universität, deren sukzessiven Direktoren, Prof. Dr. G. Loyarte (†), Dr. H. Isnardi, Ingeniero Ucha und Dr. R. Gans (†) ich für ihr liebenswürdiges Entgegenkommen zu wärmstem Danke verbunden bin.

Bei der Reduktion des Materials unterstützte mich beständig Frl. H. Hartmann, zuerst durch die Ablesung der Schwärzungsbeträge auf den Registrierkurven, dann weiter durch die Aufstellung der entsprechenden Skalenkurven und die daraus

folgende Ableitung der relativen Helligkeitsdifferenzen zwischen Skalensternen und den Programmsternen; kurze Zeit half auch Herr C. Mondinalli bei diesen Arbeiten. Allen Mitarbeitern spreche ich für ihre treue Mitarbeit meinen herzlichsten Dank aus.

§ 1. Das Beobachtungsprogramm

Das Beobachtungsprogramm, das in meiner ersten Publikation über die Sterntemperaturen (Publikationen des Observatorio Astronomico La Plata, Bd. 20 Nr. 1) 77 zu untersuchende Sterne enthielt, die alle in derselben Zone von 30° Meridianzenitdistanz gelegen sind, wurde auf 126 Sterne erweitert, in welche Zahl auch die Komponenten einiger Doppelsterne eingeschlossen sind, wobei noch der Mond und der große Planet Jupiter hinzuzufügen sind; dabei wurde letzterer, dem Spektraltypus G_4 angehörend, noch angeschlossen, um seine Tauglichkeit als eventuelle Temperaturbasis zu untersuchen.

Die folgende Tabelle 1 zeigt die neue Verteilung der Programmsterne nach der Rektaszension, während die Deklination

Tab. 1. Die Verteilung der beobachteten Sterne

A. R.	<i>n</i>	A. R.	<i>n</i>	A. R.	<i>n</i>	A. R.	<i>n</i>
0-1 ^h	4	6- 7 ^h	7	12-13 ^h	4	18-19 ^h	4
1-2	5	7- 8	5	13-14	2	19-20	6
2-3	3	8- 9	5	14-15	8	20-21	4
3-4	1	9-10	4	15-16	8	21-22	5
4-5	3	10-11	2	16-17	4	22-23	8
5-6	7	11-12	10	17-18	8	23-24	9
$\Sigma = 23$			33		34		36

der schon genannten Bedingung unterworfen war, innerhalb von 30° Zenitdistanz im Meridian gelegen zu sein, damit die absolute Extinktion der Erdatmosphäre und die Variation mit der Höhe keine Rolle spiele.

Demnach kommen im Mittel 5.3 Sterne auf eine Stunde Rektaszension, im Maximum 10, im Minimum nur 1 Stern. In der Praxis kann man nur 3-4 Sterne je Stunde mit dem Reflektor beobachten, wenn man eine Expositionszeit von im Maximum 6 Minuten Dauer verwendet.

Die Verteilung in bezug auf die Spektraltypen und Größen der Programmsterne ist in der Tabelle 2 fixiert:

Tabelle 2

Spektraltypus	Sternzahl	Größe	Sternzahl
B ₀ -B ₉	34	-2.0 bis +4.0	41
A ₀ -A ₉	50	+4.1 bis +5.0	55
F ₀ -F ₉	20	+5.1 bis +5.9	28
G ₀ -G ₉	10	+6.0 bis +6.4	2
K ₀ -K ₅	12		

In bezug auf die Helligkeit lag die größte Sternzahl 55 bei 4^m1-5^m0. In bezug auf den Spektraltypus gehörte die Mehrzahl von 55 Sternen dem Typus A₀-A₉ an, zusammen mit denen vom Typus B₀-B₉ 84 Sterne ausmachend, d. h. $\frac{2}{3}$ aller Sterne; dem Typus K₀-K₅ gehörten nur wenige Sterne an, mit Rücksicht darauf, daß die Dispersion, die das Kontinuum nicht immer scharf von den vielfachen Linien trennen läßt, nicht genügend groß ist, gerade bei der speziellen Verwendung der empfindlichsten und panchromatischen Platten und der im Verlaufe des Beobachtungsprogrammes wiederholten Erneuerung der Versilberung der beiden Spiegel, die vom Autor selbst und seinen Mitarbeitern nach dem Martinschen Verfahren und mit bestem Erfolg schon bei der ersten Versilberung vorgenommen wurde.

§ 2. Das Beobachtungsverfahren

In dieser 2. Beobachtungsserie zur Temperaturbestimmung wurden die Sterne nicht mehr wie bei der 1. Serie in einer gewissen Länge über den Spalt geführt, sondern statt dessen auf einer verkürzten Spalllänge mit der Öffnung a , die kleiner als der Sterndurchmesser war, festgehalten, um dadurch eine sicherere gleichmäßige photographische Schwärzung des Spektrums in seiner Breite zu erhalten. Bei diesem Verfahren wurde zugleich an Expositionszeit gespart und bei den schwächeren Sternen an Schwärzung gewonnen; die spektrale Breite betrug 0.15 mm, die die Spektrallinien gut erkennen läßt. Sehr wertvoll für die Beobachtung, die Reduktion der Beobachtungen und die Fehler-

untersuchung war die erstaunliche Konstanz der beobachteten fokalen Sterndurchmesser d , und zwar unabhängig von der Größe und dem Spektraltypus der Sterne, indem $d = 3a = 2''.4$ ist, also $a = 0''.8$, wobei zu bemerken ist, daß die äquivalente Fokallänge des Reflektors gleich 15.5 m ist, so daß 1 mm am Fokus $13''.3$ entspricht. Nur bei den ganz wenigen hellsten Sternen wie Sirius usw. erschien der Stern noch von einer diffusen Aureole umgeben. Die allgemeine Konstanz der fokalen Sterndurchmesser, dem idealen Falle des Reflektorprinzips entsprechend, ist besonders wichtig für die Genauigkeit und Sicherheit der Skalen, da diese auf Grund einer Variation der Helligkeiten durch die Vorschaltung der erwähnten Blenden erhalten werden.

Die Registriermethode am photo-elektrischen Photometer blieb gegenüber dem Verfahren zur früheren 1. Abhandlung unverändert, indem 9 Teile der Elektrometerskala einem Schwärzungsunterschied von 22.5 mm zwischen totaler Schwärzung und glas-hellem Untergrund der Originalplatte entsprechen und die Registrierung, auf einer Platte 9×12 , 6 Registrierkurven aufnehmen konnte.

Die Genauigkeit der Ablesungen der Schwärzungen, d. h. der Ordinaten der Registrierkurven, beläuft sich auf 0.1 mm, einer Genauigkeit der beobachteten Intensitäten von 0.00075 entsprechend. Die Ablesung der den Schwärzungen des Kontinuums entsprechenden Ordinaten bezieht sich auf dieselben 5 Punkte wie bei der ersten Temperaturreihe, d. h. auf die folgenden Wellenlängen: $\lambda_1 = 4030 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 4210 \text{ \AA}$, $\lambda_3 = 4560 \text{ \AA}$, $\lambda_4 = 4950 \text{ \AA}$, $\lambda_5 = 5620 \text{ \AA}$, ausgewählt auf Grund der speziellen Durchlässigkeit des blau-violetten Lichtes des Quarzspektrographen, und so, daß alle Meßpunkte sich zwischen den Linien der Balmerreihe des Wasserstoffs befinden, so daß die Genauigkeit der Messungen der Punkte des Kontinuums nicht beeinträchtigt werden kann.

§ 3. Die Reduktion der Beobachtungen und deren systematische Fehler

Die Ableitung der definitiven Schwärzungen auf Grund der Ordinaten, die den Wellenlängen l_i ($i = 1, 2, \dots, 5$) der Registrierkurve eines Spektrums entsprechen, vollzog sich nach dem-

selben Verfahren wie in der 1. Publikation (S. 12 usw.), so daß hier nichts von Bedeutung hinzuzufügen ist. Auch die Reduktion in bezug auf die Variation der Extinktion, abgeleitet aus den wiederholten Beobachtungen desselben Sterns in der gleichen Beobachtungsnacht, war dieselbe. Im allgemeinen war die Schwankung der Extinktion in derselben Nacht klein, aber merklich, nur wenige Zehntel einer Größenklasse, konnte aber auch Beträge bis $0^m.8$ in 3 Stunden erreichen; es gab auch Nächte mit nicht gleichmäßiger Variation der Extinktion, mit einem Maximum oder Minimum besonders in den ersten Nachtstunden, mit immer verschiedener Größe in den 5 Wellenlängen.

Die Skalenkurven ergaben sich jetzt bei der Konstanz der Expositionszeit viel leichter als früher, da sie jetzt unmittelbar auf Grund der Schwärzungen, die mit den verschiedenen Diaphragmen erhalten wurden, aufgezeichnet werden konnten. Dabei ergab sich, daß die Skalenkurven 4 Formen haben können, deren Häufigkeit uns schon hier interessiert, da eine bestimmte Form in einer früheren in § 1 erwähnten Abhandlung eine grundlegende Rolle spielt. Die Kurven können konvex, konkav, konvexkonkav oder Geraden sein. Die in unseren 1374 Skalenkurven beobachtete Verteilung der genannten Formen war die folgende: 1. gerade Linien 124, 2. konkav 675, 3. konvex 245 und 4. konvexkonkav, also mit Wendepunkt, 330. Die überwiegende Majorität zeigt also mit fast 50% die von unten gesehene konkave Form mit bei starker Schwärzung nur langsam abnehmender Intensität, während die Geraden eine Minorität von nur 9%, die Wendepunktskurven 23% und die konvexen Kurven 18% aufweisen. Eine bemerkenswerte und wesentliche Erscheinung ist die, daß in bezug auf diese Skalen der Skalentyp in derselben Nacht derselbe in bezug auf die 5 Wellenlängen bleibt, wenn auch die Krümmungen verschieden sind. Sieht man im Falle der konkaven Kurve von dem ersten in bezug auf die Schwärzung saturierten Teile ab, so bleibt trotzdem die konkave Form erhalten, so daß diese Form nicht zufällig sein kann, sondern von der konvexen Form prinzipiell verschieden sein muß. Die Ursache zu einer meist gemeinsamen Form für alle Skalen aller Farben in derselben Beobachtungsnacht dürfte von der Durchsicht der Atmosphäre abhängen, nicht etwa von der Emulsion der photographi-

schen Platte, indem bei geringerer Durchsicht, also stärkerer atmosphärischer Absorption die Kurve auf dem Zweige der größeren Schwärzungen langsamer abfällt als im Falle stärkerer Durchsicht, bei der die Schwärzungskurve mit abnehmender Intensität schneller abfällt, also mit der konvexen Form beginnen muß.

Die Basis für die Ableitung der Temperaturen bildet das Plancksche Strahlungsgesetz, das, angepaßt an die astronomische Anwendung unter Benutzung der Größenklassen m der Sterne, die bekannte Form annimmt: (1) $f_i \cdot a + b = (m - m_0)_i$, wo der Koeffizient $f_i = \frac{1}{\lambda_i}$ den reziproken Wert der Wellenlänge λ_i ($i = 1, 2, \dots, 5$) fixiert, ferner $b = \text{const.}$ ist in bezug auf alle Wellenlängen und eine Funktion der Radien und Parallaxen der beiden verglichenen Sterne der scheinbaren Größen m und m_0 bezeichnet und schließlich $(m - m_0)_i$ die Größendifferenz bei der Wellenlänge λ_i bedeutet, wenn m_0 sich auf den Skalenstern bezieht. Die Größe a ist definiert durch (1 a) $a = 1.08 \left(\frac{c_2}{T} - \frac{c_2}{T_0} \right)$, wo T und T_0 die Temperatur der beiden Sterne und c_2 die Plancksche Konstante ist. Die Differenzen $(m - m_0)_i = \Delta m_i$ sind bereits korrigiert gedacht wegen der kleinen Größe:

$$(2) \quad c_i = -\frac{5}{2} \lg (1 - e^{-c_2/\lambda_i \cdot T}) + \frac{5}{2} \lg (1 - e^{-c_2/\lambda_i \cdot T_0}),$$

die in der exakten Formel nach der Gleichung von Planck erscheint und mit genäherten Werten von T und T_0 einer Tafel von Brill entnommen werden kann (Handbuch der Astrophysik, Bd. V, 1. Teil, pag. 137).

Nach der Auflösung des Systems der $i = 1$ bis $i = 5$ entsprechenden 5 Gleichungen nach den beiden Unbekannten a und b für jeden Stern mittels der Methode der kleinsten Quadrate erhalten wir gemäß (1 a) die Differenz der reziproken Temperaturen: (3) $\Delta \tau = \frac{c_2}{T} - \frac{c_2}{T_0} = 0.92 \cdot a$, wo (4) $\tau = \frac{c_2}{T}$. Die so erhaltenen Werte von $\Delta \tau$ wurden dann sofort mit den Differenzen $\Delta \tau_H$, die den Resultaten von H. N. Russel auf Grund der Farbenindices von King (Harvard Annals 76) entsprechen, verglichen.

Die Beobachtung ergibt dann, daß die Differenzen (5) $\Delta = \Delta \tau_H - \Delta \tau_{obs}$ in jeder Beobachtungsnacht schwanken, und es ist

nicht schwer, zu bemerken, daß die Differenzen einen ausgesprochenen Gang mit der Größe zeigen, mit Rücksicht auf die Variation der angewandten Diaphragmen und den Spektraltypus der Sterne. Deshalb wurde der Versuch gemacht, die systematischen Differenzen mittels einer linearen Funktion in bezug auf Größe und Spektraltypus darzustellen, so daß:

(6) $\Delta = \alpha + \beta (m - m_0) + \gamma (S - S_0)$, wo die Koeffizienten α , β und γ Konstanten sind und m_0 und S_0 die Mittelwerte der beobachteten Größen und Spektraltypen der in jeder Nacht beobachteten Sterne darstellen, so daß α der Wert von Δ für $m = m_0$ und $S = S_0$, und Δ um den Wert von α variiert. Die Grundlage für die Wahl der Reduktionsformel (6) beruht zuerst auf der Absorption des Lichtes durch die beiden Spiegel des Reflektors, weil durch sie die Differenz $m - m_0$ beeinflußt wird, die den ersten Term auf der rechten Seite der Grundgleichung (1) bildet, so daß deshalb auch die Unbekannte $a = 1.08 \left(\frac{c_2}{T} - \frac{c_2}{T_0} \right)$ mit der genannten Korrektur behaftet ist, deren 2. Teil $\gamma(S - S_0)$ auf der selektiven Absorption der Farben durch die beiden Spiegel beruht, d. h. von den Spektren der Sterne abhängig ist.

Die Ableitung der Konstanten des Effektes Δ auf Grund der Sternbeobachtung erscheint sicherer als mittels spezieller Laboratoriumsuntersuchungen. Ein der Sternbeobachtung besonders günstiger Umstand zur Bestimmung der Konstanten β und γ ist die Möglichkeit der Ableitung in jeder Beobachtungsnacht, zumal sich die Kapazität der Reflexion und die der Farbe mit der Zeit ändert, besonders in bezug auf die blau-violette Farbe, deren Reflexion nach der Erfahrung im Observatorio Eva Perón zuerst unmittelbar nach der Versilberung langsam abnimmt, um dann aber überraschenderweise wieder anzusteigen, während die Empfindlichkeit im roten Gebiete gleichmäßig abnimmt. Bemerkenswert für das Verhalten der Koeffizienten β und γ ist, daß sie periodisch das Vorzeichen ändern können, indem sie für eine Reihe von Nächten positiv sein können, um dann zu negativen Werten überzugehen. Ferner sei hervorgehoben, daß die Bestimmung von β mit einer dreimal so großen Genauigkeit als γ erscheint. Die Ableitung beruht auf dem Beobachtungsverfahren auf Grund von größeren und kleineren Intensitäten, zugleich unter Verwendung verschiedener Diaphragmen zum

Zwecke der Bestimmung des Koeffizienten β . Das Analoge gilt auch in bezug auf die genaue Bestimmung des Koeffizienten γ , indem, wenn möglich, auch Sterne verschiedenster Spektraltypen beobachtet wurden. Die schon erwähnte Variation der Koeffizienten β und γ hängt einerseits von der systematischen und periodischen Veränderung der Reflektionskapazität der beiden Reflektorspiegel ab infolge der chemischen Veränderung der Silberoberflächen, andererseits infolge der selektiven und periodisch veränderlichen Durchlässigkeit der Erdatmosphäre von einem zum anderen Tage in bezug auf die Farben. Deshalb variieren nicht nur die totalen scheinbaren Intensitäten, sondern auch die relativen Intensitäten der verschiedenen Gebiete des kontinuierlichen Spektrums, deshalb auch die scheinbare Farbe im Fokus des Instrumentes. Es ist aber hervorzuheben, daß die Reduktion der Beobachtungen wegen der Extinktion in derselben Nacht sich nur auf die Änderung der Intensität derselben Farbe, nicht aber auf die relative Änderung der Intensität der verschiedenen Gebiete des Kontinuums bezieht.

Ferner ist die Möglichkeit zu berücksichtigen, daß sich während der Beobachtung auf den beiden Spiegeln infolge der mehr oder weniger schnellen Abnahme der Temperatur eine feine Feuchtigkeitsschicht bildet. Diese Erscheinung ist im Observatorio Eva Perón besonders wichtig wegen der häufig sehr merklichen Feuchtigkeit in der Nähe des Rio de La Plata. Wenn auch eine solche Feuchtigkeitsschicht sehr fein und unmerklich für den unmittelbaren Anblick sein kann, so zeigt sich ihr Einfluß doch durch die Variation der Koeffizienten β und γ in den verschiedenen Nächten, infolge des Wechsels sowohl des Absorptionskoeffizienten des Lichtes wie auch der selektiven Absorption der beiden Spiegel.

Außerdem ist der Einfluß einer nicht genauen Fokussierung des Spiegelsystems oder ihre Variation in derselben Beobachtungsnacht zu erwähnen, besonders an Tagen nicht idealer Bilder. Alsdann zeigt die Beobachtung eine mehr oder weniger diffuse Aureole um die Sterne, also eine Dispersion der Intensität, wodurch eine Schwächung der beobachteten zentralen Intensität entsteht; außerdem kann der Rand gezähnt erscheinen, so daß die Lichtverteilung eine Variation der Intensität erfährt,

wenn auch eine irreguläre Verteilung der Farben infolge einer nicht genauen Fokussierung im Falle eines Reflektors weniger zu fürchten ist. Aber es bleibt angebracht, den Effekt einer Variation des Fokus festzustellen, direkt und unabhängig durch in derselben Nacht ausgeführte Beobachtungen, unter kleinen Variationen des Fokus, um die entsprechenden Effekte zu studieren, besonders im Falle nicht perfekter Bilder.

In bezug auf den Effekt der in der vorliegenden Arbeit berechneten Korrekturen ist hervorzuheben, daß der Erfolg ein vollständiger war, wie aus der guten Darstellung der Beobachtungen hervorgeht, trotz der unvermeidlichen Annahme, daß die Resultate der Beobachtungen des Harvard Observatory nicht frei von systematischen Fehlern sein dürften, da die Rechnung sich allgemein auf die Differenz der Fehler von Harvard und Eva Perón bezieht, d. h. auf $\Delta = \tau_H - \tau_{obs}$, so daß eine Trennung der Fehler nur auf Grund einer unabhängigen absoluten Bestimmung der Temperaturen möglich ist. Zunächst bezieht sich unsere Liste der relativen Temperaturen auf das Harvardsystem, wenn die Sterne des Systems des Observatorio Eva Perón unter sich verglichen werden; im Falle der Anwendung des Mondes als Skalenobjekt beziehen sich die unmittelbar erhaltenen Temperaturen direkt auf ein absolutes System. Infolge der Existenz merklicher systematischer Fehler und ihrer Darstellung durch die Gleichung: $\Delta = \alpha + \beta(m - m_0) + \gamma(S - S_0)$ ist es unvermeidlicherweise notwendig, schon bekannte genäherte Temperaturen zur Ableitung der Fehler heranzuziehen; deshalb setzen wir

$$(I) \quad \tau_{obs} - \tau_{\zeta} = \Delta \tau_{obs},$$

als Differenz der reziproken Temperaturen von Stern und Mond (als Skale), errechnet unmittelbar durch den Ausgleich der Gleichungen: $f_i a + b = m_i - m_0$, wo $i = 1, 2, \dots, 5$. Ferner resultiert

$$(II) \quad \tau_H - \tau_{\zeta} = \Delta \tau_H,$$

d. h. die Differenz der bekannten reziproken Werte der Harvardtemperatur des Sternes, und des Mondes nach Wilsing, so daß wir aus der Differenz von I und II erhalten:

$$(III) \quad \tau_H - \tau_{obs} = \Delta \tau_H - \Delta \tau_{obs} = \Delta,$$

so daß die Koeffizienten α , β und γ als lineare Funktionen von $\Delta\tau_H$ erhalten werden, d. h. gemäß der Definition (II) als lineare Funktionen von τ_H .

In dem Falle, wo sich die Skale nicht auf den Mond bezieht, sondern auf irgendeinen Stern $*$, bleibt die entsprechende Differenz $\tau_{obs} - \tau_H$, da $\Delta\tau_{obs} = \tau_{obs} - \tau_* = \tau_{obs} - \tau_H + (\tau_H - \tau_*)$ mit der Differenz der systematischen Fehler $\tau_H - \tau_*$ behaftet, die dem Vergleichssterne im Harvardsystem entspricht, und kann nur in dem Falle davon unabhängig sein, wo die Spektraltypen beider Objekte dieselben sind.

Diskutieren wir jetzt die Genauigkeit der Resultate, so wollen wir mit der Betrachtung des mittleren Fehlers der Gleichung beginnen, die zur Bestimmung der Unbekannten a und b dient. Der mittlere Fehler einer Gleichung auf Grund aller Beobachtungen ist: $\varepsilon_0 = \pm 0.071$, und deshalb wird der mittlere Fehler von a und b : $\varepsilon(a) = \pm 0.127$ und $\varepsilon(b) = \pm 0.278$, immer die 5 Gleichungen in den 5 verschiedenen Wellenlängen zur Ableitung von a und b benutzend. Alle Fehler beziehen sich auf die ursprünglichen Gleichungen, ohne die Korrektur Δ zu berücksichtigen. Multiplizieren wir den Koeffizienten der Differenz $\Delta\tau$ der reziproken Temperaturen mit dem Faktor 1.08, so resultiert als mittlerer Fehler einer Bestimmung von $\varepsilon(\Delta\tau)$: $\varepsilon(\Delta\tau) = \pm 0.117$. Deshalb hat auch die Differenz $\Delta = \Delta\tau_0 - \Delta\tau$, wo $\Delta\tau_0$ der Differenz der reziproken Temperaturen nach Russell-King entspricht, denselben mittleren Fehler: $\varepsilon(\Delta) = \varepsilon(\Delta\tau) = \pm 0.117$, wenn wir die Beobachtungen von Harvard als frei von Fehlern betrachten.

Die Berechnung der Koeffizienten α , β und γ ergibt sich auf Grund der Gleichung: $\alpha' + \beta(m - m_0) + \gamma(S - S_0) = \Delta'$, wo $\Delta' = \Delta - \Delta_0$ und $\alpha' = \alpha - \Delta_0$, wo m_0 das Mittel aller beobachteten Größen aller Sterne des Beobachtungsabends fixiert, S_0 das entsprechende Mittel der Spektren und schließlich Δ_0 das Mittel aller Δ , wobei die folgenden Zahlen den sukzessiven Spektraltypen beigelegt werden: $B_0 = -1.0$, $A_0 = 0.0$, $F_0 = +1.0$, $G_0 = +2.0$, $K_0 = +3.0$ und $M_0 = +4.0$, und die von 0 verschiedenen Indizes der Spektraltypen den Zahlen 1–9 entsprechen.

Schreiben wir α , β und γ die wahrscheinlichsten Werte nach der letzterwähnten Gleichung zu, so ergeben sich an Stelle von Δ'_{obs} die neuen Werte Δ'_{cal} , so daß alsdann: $\Delta_c = \Delta'_c + \Delta_0$,

und deshalb die neue Differenz, berechnet aus den reziproken Temperaturen: $\Delta\tau_c = \Delta\tau_{obs} + \Delta_c$, zu vergleichen mit dem Wert $\Delta\tau_0$, entsprechend dem von Russel-King, so daß wir erhalten: $\Delta\tau_c - \Delta\tau_0 = D_2$. Aber diese Differenz läßt sich noch durch die vorhergehenden Rechnungen, wie folgt, ausdrücken: $D = \Delta\tau_c - \Delta\tau_H = \Delta\tau_{obs} + \Delta_c - (\Delta\tau_{obs} + \Delta_{obs}) = \Delta_c - \Delta_{obs}$; da nun aber $\Delta_c = \Delta'_c + \Delta_0$ und $\Delta_{obs} = \Delta'_{obs} + \Delta_0$, folgt endlich:

$$(8) \quad D = \Delta\tau_c - \Delta\tau_0 = \Delta'_c - \Delta'_{obs},$$

so daß die berechnete Differenz zwischen dem definitiven Wert von $\Delta\tau_c$ und dem angenommenen $\Delta\tau_0$ nach Russell-King schließlich gleich ist der Differenz zwischen den Differenzen Δ' vor und nach der Ausgleichung, was zugleich eine Kontrolle der Rechnungen ist und zeigt, daß $\varepsilon(D) = \varepsilon(\Delta\tau_c - \Delta\tau_0) = \varepsilon(\Delta'_c - \Delta'_{obs})$. Zur Berechnung von $\varepsilon(D)$ haben wir aus dem gesamten Material willkürlich das ausgesucht, das den Jahren 1944, 1946 und 1947 entspricht und 389 Sterne enthält, mit dem Resultate, daß $\varepsilon(D) = \pm 0.102$, was wir zur Berechnung der Fehler der 3 Unbekannten α , β und γ verwenden wollen. Da die Genauigkeit von der Zahl der an jedem Beobachtungstage beobachteten Sterne abhängt, haben wir die Tage ausgewählt, die 4 Sterne oder mehr bis zu 9 Sternen enthalten; die Anzahl dieser Nächte ist 83. Indem wir jeder Gleichung, die jedem Sterne einer Beobachtungsnacht entspricht, das Gewicht 1 geben, ergibt die Rechnung für den Mittelwert des Gewichtes der 3 Unbekannten: $p(\alpha) = 5.7$, $p(\beta) = 1.1$, $p(\gamma) = 3.1$, so daß die diesen Gewichten entsprechenden Fehler die folgenden Beträge haben:

$$\varepsilon(\alpha) = \pm 0.043, \quad \varepsilon(\beta) = \pm 0.097 \text{ und } \varepsilon(\gamma) = \pm 0.058,$$

so daß also α der sicherste Wert ist, aber β der weniger sichere, dessen Gewicht gegenüber dem von γ nur $\frac{1}{3}$ beträgt.

Zum Schluß dieses Paragraphen wollen wir an einem willkürlich ausgewählten Beispiel des Beobachtungsmaterials den Effekt der Methode bezüglich der systematischen Fehler zeigen. Das gewählte Datum ist der 1. Februar 1948 mit 8 Sternen, aus denen 8 Gleichungen zur Bestimmung der Koeffizienten α , β und γ und ihrer systematischen Fehler hervorgehen:

Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
	Stern	Typ	m	$\Delta\tau_{obs}$	$\Delta\tau_H$	Δ_{obs}	Δ'_{obs}	Δ'_{cal}	D_1	Δ_{cal}	$\Delta\tau_{neu}$	$\Delta\tau_0$	11)–12)
1	ϵ Hydri	—0.1	5.3	+ 0.430	—0.065	—0.495	—0.445	—0.418	—0.027	—0.468	—0.038	—0.065	+ 0.027
2	ϵ Hydri	—0.1	4.3	+ .175	— 0.65	— 240	— 190	— 212	+ 22	— 262	— 87	— 65	— 22
3	α Dorad.	0.0	3.5	+ 0.94	0	— 094	— 44	4	— 40	— 54	+ 40	0	+ 40
4	α Dorad.	0.0	4.0	+ 1.25	0	— 125	— 75	— 107	+ 32	— 157	— 32	0	— 32
5	α Dorad.	0.0	4.5	+ 2.4	0	— 224	— 174	— 210	+ 036	— 260	— 36	0	— 36
6	Θ^2 Erid.	+2.5	4.5	+ 9.65	+ 1.767	+ 802	+ 852	+ 847	+ 5	+ 797	+ 1.762	+ 1.767	— 5
7	η Lep	+1.0	3.8	+ 359	+ 656	+ 297	+ 347	+ 357	— 10	+ 3.7	+ 666	+ 656	+ 10
8	Θ Lep	0.0	4.7	+ 320	0	— 320	— 270	— 251	— 19	— 301	+ 19	0	+ 19

Die Rechnungen ergaben: $m_0 = +4.3$, $\Delta_0 = -0.050$, so daß: $\alpha = -0.050$, $\beta = -0.206$, $\gamma = +0.423$. Der Skalenstern Sirius wurde mit den Diaphragmen 16, entsprechend 4^m , beobachtet, außerdem mit den folgenden Spaltöffnungen: $r = 0.02$ mm, 0.04 und 0.06 mm, wobei die letztere Öffnung die normale den Beobachtungen aller Sterne entsprechende Öffnung war.

§ 4. Die definitiven Temperaturen

Die folgende Liste I enthält die nach den Beobachtungen berechneten Größen $\Delta\tau$, und zwar 1. in bezug auf den Mond, 2. Jupiter und 3. in bezug auf eine Serie von Skalensternen nebst dem Datum der Beobachtung und dem Gewicht p entsprechend dem Gewicht 1 für eine einzelne Beobachtung; in vielen Nächten waren dieselben Sterne wiederholt beobachtet, weshalb alsdann ein Gewicht größer als 1 erscheint.

Liste I₁

Skalenstern = Mond

$$\Delta\tau_{\zeta} = \tau_{*} - \tau_{\zeta}$$

Nr. 63 ρ Datum

—0.549 1 20. 4. 46

.658 1 28. 6. 47

.552 1 24. 4. 48

Nr. 125 = Jup.

—0.277 2 19. 6. 45

.556 1 28. 6. 47

Nr. 66

—1.204 1 28. 6. 47

1.500 1 24. 4. 48

Nr. 85

—2.184 3 25. 7. 45

.228 4 8. 8. 46

.300 1 28. 6. 47

.174 3 22. 8. 47

.068 3 24. 8. 47

.217 3 16. 8. 48

.197 3 9. 9. 48

.032 1 10. 9. 48

Nr. 86

—1.648 2 22. 8. 47

2.011 1 24. 8. 47

Nr. 84

—1.391 2 22. 8. 47

.480 2 24. 8. 47

Nr. 89

+0.509 1 24. 8. 47

Nr. 104

—1.673 3 15. 10. 45

.682 3 28. 9. 47

.670 3 20. 10. 47

.702 3 22. 10. 47

.736 2 15. 10. 48

Nr. 116

—1.225 2 28. 9. 47

Nr. 100

—1.399 2 20. 10. 47

.393 1 22. 10. 47

Nr. 112 ρ Datum

—2.060 2 22. 10. 47

Nr. 110

—2.060 2 18. 9. 48

Nr. 99

—2.322 1 10. 9. 48

Nr. 105

—1.394 2 15. 10. 48

Nr. 74

—1.422 1 16. 8. 48

Nr. 42

—1.709 3 18. 3. 46

.432 2 16. 4. 46

.636 2 18. 4. 46

Nr. 37

—0.512 1 18. 3. 46

Nr. 33

—2.403 1 18. 3. 46

Nr. 34

—2.330 1 18. 3. 46

Nr. 46

+0.075 1 18. 3. 46

—0.0356 2 16. 4. 46

—0.452 1 18. 4. 46

—0.313 1 20. 4. 46

Nr. 49

—2.472 3 16. 4. 46

.346 2 18. 4. 46

.358 5 20. 4. 46

Nr. 59

—1.474 1 20. 4. 46

Nr. 60

—1.553 1 20. 4. 46

Nr. 62

—2.418 1 8. 8. 46

.271 2 24. 4. 48

Nr. 53

—1.801 3 19. 6. 45

.665 1 20. 6. 45

.757 4 24. 4. 48

Nr. 54 ρ Datum

—1.144 1 19. 6. 45

0.832 1 20. 6. 45

Nr. 64

—0.794 1 20. 6. 45

Nr. 101

—1.668 1 9. 9. 48

.662 1 10. 9. 48

.647 3 18. 9. 48

.659 3 15. 10. 48

Nr. 95

—1.354 2 18. 9. 48

Liste I₂

Skalenstern = Jupiter

$$\Delta\tau_J = \tau_{*} - \tau_J$$

Nr. 48 ρ Datum

—1.661 1 7. 6. 45

—1.700 2 12. 6. 45

—2.030 1 19. 6. 45

Nr. 53

—0.819 1 7. 6. 45

1.079 1 12. 6. 45

—1.097 3 19. 6. 45

Nr. 54

—0.492 3 29. 5. 45

.256 1 7. 6. 45

.691 1 12. 6. 45

.481 1 19. 6. 45

Nr. 66

—1.283 1 7. 6. 45

Nr. 64

—0.427 1 7. 6. 45

.183 1 12. 6. 45

Mond

+0.378 3 19. 6. 45

Liste I₃

Skalenstern Nr. 101

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

 Nr. 104 ρ Datum

 +0.023 1 29. 9. 45
 .053 2 15. 10. 48

Nr. 97

 -0.193 1 24. 9. 45
 .036 1 29. 9. 45

Nr. 112

 -0.407 2 24. 9. 45
 .661 2 29. 9. 45
 .398 2 4. 9. 48
 .536 2 18. 9. 48

Nr. 111

+0.578 1 24. 9. 45

Nr. 100

+0.320 2 29. 9. 45

Nr. 93

+0.560 1 29. 9. 45

Nr. 117

+1.912 1 29. 9. 45

Nr. 96

+1.793 1 29. 9. 45

Nr. 110

-0.352 2 18. 9. 48

Nr. 126 = Mond

 +1.649 3 10. 9. 48
 1.606 3 18. 9. 48
 1.689 3 15. 10. 48

Nr. 95

 +0.364 1 4. 9. 48
 .135 1 10. 9. 48

Nr. 109

-0.690 1 18. 9. 48

Nr. 85

 -0.501 1 4. 9. 48
 .570 1 10. 9. 48

 Nr. 99 ρ Datum

-0.303 1 10. 9. 48

Nr. 105

+0.207 1 15. 10. 48

Nr. 86

 +0.924 1 22. 7. 47
 .614 2 22. 8. 47
 .427 1 24. 8. 47

Nr. 83

 -0.086 1 22. 7. 47
 +0.258 1 11. 8. 48

Nr. 66

 +0.698 1 23. 7. 43
 .774 1 6. 7. 44
 .782 1 3. 8. 45
 .923 1 25. 7. 46
 .858 1 22. 7. 47

Nr. 74

 +0.521 1 22. 7. 47
 .848 1 18. 7. 48
 .735 2 27. 7. 48
 .780 2 3. 8. 48
 .648 1 11. 8. 48
 .788 2 16. 8. 48

 Liste I₄

Skalenstern Nr. 85

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

 Nr. 126 = ζ Datum

 +2.167 3 6. 7. 44
 .184 3 19. 8. 45
 .158 3 7. 8. 46
 .181 3 8. 8. 46
 .185 3 22. 8. 47
 .152 4 24. 8. 47
 .012 2 30. 8. 47
 .190 2 11. 8. 48
 .184 2 16. 8. 48

Nr. 84

 +0.654 2 22. 8. 47
 .893 2 24. 8. 47

 Nr. 89 ρ Datum

+2.479 1 2. 8. 45

.717 1 27. 7. 46

.797 1 24. 8. 47

Nr. 104

 +0.528 1 29. 8. 46
 .286 3 30. 8. 47

Nr. 71

 +0.167 1 3. 8. 45
 .183 2 17. 7. 46
 .030 4 19. 7. 46
 .121 1 25. 7. 46

Nr. 77

 +0.048 2 17. 7. 46
 .170 1 27. 7. 46

Nr. 76

 +0.178 2 17. 7. 46
 -0.045 1 25. 7. 46
 +0.001 1 25. 7. 46

Nr. 67

+0.068 2 19. 7. 46

Nr. 78

 -0.589 1 10. 8. 44
 .455 1 14. 8. 44
 .271 1 3. 8. 45
 .148 1 25. 7. 46
 .280 1 27. 7. 46

Nr. 81

+2.562 1 27. 7. 46

Nr. 82

+2.111 1 27. 7. 46

Nr. 63

+1.427 1 7. 8. 46

Nr. 62

-0.195 1 8. 8. 46

Nr. 93

+1.305 1 29. 8. 46

Nr. 97

 -0.082 1 23. 7. 43
 - .075 1 2. 8. 43

Nr. 97	ρ	Datum
—0.006	1	14. 8. 44
+ .078	1	29. 8. 46
+ .067	1	3. 8. 48

Nr. 100		
+1.002	1	10. 8. 44
0.748	1	29. 8. 46

Nr. 72		
—0.383	1	3. 8. 45

Nr. 87		
+0.391	2	27. 7. 48

Nr. 64		
+1.662	2	10. 8. 44

Nr. 75		
—0.578	1	14. 8. 44

Nr. 90		
+2.460	1	2. 8. 43

Nr. 79		
+0.296	2	23. 7. 43

Nr. 88		
+1.052	1	18. 7. 48
0.729	2	27. 7. 48

Nr. 91		
+0.330	1	18. 7. 48

Nr. 92		
—0.017	1	23. 7. 43
+0.283	1	2. 8. 43

Liste I₅

Skalenstern Nr. 54

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

Nr. 53	ρ	Datum
—0.702	1	5. 6. 45

Nr. 66		
—0.872	1	5. 6. 45

Nr. 48		
—0.968	1	5. 6. 45

Nr. 125 = Jup.		
+0.572	2	5. 6. 45

Liste I₆

Skalenstern Nr. 53

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

Nr. 62	ρ	Datum
--------	--------	-------

—0.895	1	5. 5. 45
—0.712	1	22. 5. 45

—0.712	2	24. 4. 48
--------	---	-----------

Nr. 66		
--------	--	--

+0.299	3	13. 6. 44
--------	---	-----------

.190	2	24. 4. 48
------	---	-----------

.387	1	22. 5. 48
------	---	-----------

Nr. 126 = ☾		
-------------	--	--

+1.940	1	18. 4. 43
--------	---	-----------

.650	3	7. 4. 44
------	---	----------

.648	2	22. 5. 45
------	---	-----------

.676	1	24. 4. 48
------	---	-----------

.687	2	22. 5. 48
------	---	-----------

Nr. 60		
--------	--	--

+0.441	1	17. 4. 45
--------	---	-----------

Nr. 59		
--------	--	--

+0.105	1	17. 4. 45
--------	---	-----------

Nr. 46		
--------	--	--

+1.363	1	31. 3. 44
--------	---	-----------

.396	1	25. 4. 44
------	---	-----------

.301	1	26. 4. 44
------	---	-----------

.407	1	17. 4. 45
------	---	-----------

Nr. 50		
--------	--	--

—0.214	1	17. 4. 45
--------	---	-----------

Nr. 47		
--------	--	--

—0.178	3	31. 3. 44
--------	---	-----------

.303	1	7. 4. 44
------	---	----------

.356	1	25. 4. 44
------	---	-----------

.112	1	26. 4. 44
------	---	-----------

.442	1	17. 4. 45
------	---	-----------

Nr. 58		
--------	--	--

—0.950	1	18. 4. 43
--------	---	-----------

1.204	1	19. 4. 43
-------	---	-----------

0.887	1	25. 4. 44
-------	---	-----------

1.034	1	26. 4. 44
-------	---	-----------

0.972	1	5. 5. 45
-------	---	----------

Nr. 57	ρ	Datum
—1.000	1	18. 4. 43
1.113	1	19. 4. 43
1.236	1	25. 4. 44
1.408	1	26. 4. 44
0.686	1	5. 5. 45

Nr. 61		
--------	--	--

—0.434	2	13. 6. 44
--------	---	-----------

.172	1	5. 5. 45
------	---	----------

.111	1	14. 5. 45
------	---	-----------

.177	1	15. 5. 48
------	---	-----------

Nr. 49		
--------	--	--

—0.896	1	22. 3. 43
--------	---	-----------

0.485	1	26. 4. 44
-------	---	-----------

1.042	1	5. 5. 45
-------	---	----------

Nr. 63		
--------	--	--

+0.778	1	14. 5. 45
--------	---	-----------

Nr. 48		
--------	--	--

—0.629	1	14. 5. 45
--------	---	-----------

.393	1	22. 5. 45
------	---	-----------

.473	1	29. 5. 45
------	---	-----------

.409	2	14. 6. 45
------	---	-----------

Nr. 54		
--------	--	--

+1.168	1	14. 5. 45
--------	---	-----------

0.885	3	29. 5. 45
-------	---	-----------

0.762	1	14. 6. 45
-------	---	-----------

Nr. 125 = Jup.		
----------------	--	--

+1.258	1	14. 5. 45
--------	---	-----------

.288	1	22. 5. 45
------	---	-----------

.128	2	29. 5. 45
------	---	-----------

.148	2	14. 6. 45
------	---	-----------

Nr. 64		
--------	--	--

+1.197	1	14. 6. 45
--------	---	-----------

Nr. 55		
--------	--	--

—0.552	1	31. 3. 44
--------	---	-----------

.506	1	7. 4. 44
------	---	----------

Nr. 42		
--------	--	--

—0.005	1	31. 3. 44
--------	---	-----------

.145	1	7. 4. 44
------	---	----------

Nr. 45		
--------	--	--

—0.299	1	19. 4. 43
--------	---	-----------

.390	1	26. 4. 44
------	---	-----------

Nr. 43	ρ	Name
—0.745	1	10. 5. 43
Nr. 44		
—0.882	1	10. 5. 43
Nr. 51		
+1.024	1	10. 5. 43
Nr. 52		
+0.824	1	10. 5. 43
Nr. 73		
—0.292	1	15. 5. 48
Nr. 70		
—0.017	1	15. 5. 48

 Liste I₇

Skalenstern Nr. 49

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

Nr. 40	ρ	Name
+0.539	1	5. 4. 47
.428	2	11. 4. 47
Nr. 45		
+0.176	1	2. 5. 46
.104	1	5. 4. 47
— .011	1	11. 4. 47
Nr. 46		
+2.125	1	12. 4. 43
.068	1	30. 3. 45
.365	1	6. 4. 46
.352	1	18. 4. 46
1.963	1	5. 4. 47
2.058	1	11. 4. 47
Nr. 36		
—0.030	1	5. 4. 47
+ .008	1	11. 4. 47
Nr. 37		
+2.078	1	11. 4. 47
Nr. 56		
+0.002	1	11. 4. 47

Nr. 61	ρ	Name
—0.032	1	2. 5. 46
+ .369	1	11. 4. 47
Nr. 42		
+0.550	1	30. 3. 45
. 777	2	11. 4. 46
.648	1	16. 4. 46
.626	2	18. 4. 46
Nr. 41		
+0.181	1	11. 4. 46
Nr. 126		
+2.350	1	30. 3. 45
.245	3	16. 4. 46
.342	3	18. 4. 46
.502	2	20. 4. 46
Nr. 59		
+0.948	1	20. 4. 46
.953	1	2. 5. 46
Nr. 60		
+1.219	1	20. 4. 46
.064	1	2. 5. 46
Nr. 53		
+0.667	1	12. 4. 43
.823	1	30. 3. 45
.995	2	2. 5. 46
Nr. 47		
+0.421	1	12. 4. 43
Nr. 43		
—0.064	1	12. 4. 43

 Liste I₈

Skalenstern Nr. 42

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

Nr. 30	ρ	Name
+0.216	1	16. 3. 46
Nr. 33		
—0.300	1	6. 3. 43
.659	1	16. 3. 46
.569	1	17. 3. 46
.576	1	18. 3. 46

Nr. 41	ρ	Name
—0.580	1	15. 3. 43
.328	1	21. 3. 44
.351	1	23. 3. 45
.667	1	16. 3. 46
.324	1	2. 4. 46
Nr. 34		
—1.030	1	6. 3. 43
0.613	1	16. 3. 46
0.860	1	17. 3. 46
0.833	1	18. 3. 46
Nr. 126 = C		
+1.494	3	17. 3. 46
.712	3	18. 3. 46
Nr. 37		
+1.800	1	21. 3. 44
0.828	1	18. 3. 46
1.333	1	25. 3. 46
Nr. 46		
+1.454	2	23. 3. 45
1.685	1	18. 3. 46
1.551	1	2. 4. 46
Nr. 35		
+0.650	1	15. 3. 43
.454	1	2. 4. 46
Nr. 50		
—0.376	1	2. 4. 46
Nr. 59		
—0.002	1	2. 4. 46

 Liste I₉

Skalenstern Nr. 42

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

Nr. 60	ρ	Name
+0.075	1	2. 4. 46
Nr. 45		
—0.928	1	23. 3. 45
Nr. 39		
+0.199	1	21. 3. 44

Nr.	ρ	Datum
Nr. 43		
—0.286	1	21. 3. 44
Nr. 32		
+1.440	1	15. 3. 43
Nr. 49		
—0.600	1	15. 3. 43
Nr. 31		
—0.396	1	24. 3. 48

Liste I₁₀

Skalenstern Nr. 30

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

Nr.	ρ	Datum
Nr. 15		
—0.322	1	31. 1. 45
.233	2	26. 1. 46
.297	1	29. 1. 46
.353	2	29. 1. 46
.508	1	1. 2. 46
.544	1	18. 2. 48
Nr. 21		
+1.152	1	31. 1. 45
0.855	1	26. 1. 46
.958	1	29. 1. 46
.887	1	1. 2. 46
.942	1	18. 2. 48
Nr. 24		
—0.559	1	26. 1. 46
.768	1	29. 1. 46
.312	1	1. 2. 46
Nr. 27		
—1.136	1	26. 1. 46
Nr. 26		
—0.828	1	31. 1. 45
1.072	1	26. 1. 46
0.794	1	29. 1. 46
Nr. 29		
—0.412	1	26. 1. 46
.545	1	29. 1. 46
.900	1	29. 1. 46
.898	1	1. 2. 46

Nr.	ρ	Datum
Nr. 32		
+1.469	1	31. 1. 45
1.810	1	9. 2. 45
Nr. 33		
—0.772	1	9. 2. 45
Nr. 38		
—0.504	1	9. 2. 45
Nr. 28		
—0.581	1	18. 2. 48

Liste I₁₁

Skalenstern Nr. 28

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

Nr.	ρ	Datum
Nr. 10		
—0.062	2	1. 2. 48
Nr. 15		
—0.009	3	1. 2. 48
Nr. 14		
+1.762	1	1. 2. 48
Nr. 23		
+0.666	1	1. 2. 48
Nr. 25		
+0.019	1	1. 2. 48

Liste I₁₂

Skalenstern Nr. 15

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

Nr.	ρ	Datum
Nr. 16		
—0.547	1	13. 1. 47
.644	1	18. 1. 47
Nr. 18		
+0.202	1	13. 1. 47
.019	1	15. 1. 47
.077	2	18. 1. 47
—0.022	2	23. 1. 47
Nr. 20		
—0.087	1	13. 1. 47
.223	1	15. 1. 47
.111	1	18. 1. 47

Nr.	ρ	Datum
Nr. 23		
+0.802	1	15. 1. 47
.561	1	18. 1. 47
.847	1	23. 1. 47
.656	1	19. 1. 48
Nr. 25		
+0.252	1	18. 1. 47
Nr. 19		
+0.004	2	23. 1. 47
Nr. 10		
—0.064	2	24. 1. 44
.098	1	8. 1. 45
.010	1	11. 1. 45
.116	1	15. 1. 45
.074	1	15. 1. 45
.120	3	9. 12. 47
.065	4	19. 1. 48
Nr. 2		
+0.519	1	11. 1. 46
.224	1	9. 12. 47
Nr. 3		
+0.032	1	11. 1. 46
.142	1	9. 12. 47
Nr. 1		
—0.102	1	9. 12. 47
Nr. 11		
+0.130	1	11. 1. 46
Nr. 12		
+0.221	1	11. 1. 46
Nr. 14		
+1.884	1	24. 1. 44
.697	1	15. 1. 45
.994	1	15. 1. 46
.755	1	21. 1. 46
Nr. 21		
+1.545	1	24. 1. 44
1.290	2	11. 1. 45
1.290	2	18. 1. 45
1.035	1	15. 1. 46
1.317	1	21. 1. 46

Nr. 24	ρ	Datum
+0.109	1	18. 1. 45
-0.140	1	15. 1. 46
Nr. 126 = C		
+1.956	1	15. 1. 46
Nr. 22		
-0.575	1	11. 1. 45
.467	1	21. 1. 46
Nr. 5		
-0.505	1	8. 1. 45
Nr. 13		
+1.297	1	15. 1. 45
Nr. 17		
+2.126	1	24. 1. 44
.183	1	15. 1. 45
Nr. 33		
-0.394	1	26. 1. 45
Nr. 34		
-0.686	1	26. 1. 45
Nr. 32		
+2.111	1	26. 1. 45

Liste I₁₂

Skalenstern Nr. 10

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

Nr. 1	ρ	Datum
+0.060	1	9. 12. 47
Nr. 8		
+1.696	1	9. 12. 47
Nr. 13		
+1.186	1	9. 12. 47
.1195	1	20. 12. 47
.1239	1	28. 12. 47

Nr. 16		
-0.359	1	18. 12. 46
.510	1	20. 12. 47
.448	2	28. 12. 47

Nr. 18		
+0.244	1	28. 12. 47

Nr. 112	ρ	Datum
+0.043	2	4. 12. 43
— .022	1	14. 12. 43
— .093	2	16. 12. 43
— .076	1	16. 12. 44
+ .141	1	18. 12. 46
+ .100	2	20. 12. 47
Nr. 5		
+0.112	1	14. 12. 43
— .045	1	16. 12. 43
— .021	1	16. 12. 44
— .045	3	22. 12. 44
— .161	1	18. 12. 46

Nr. 15		
+0.076	3	19. 1. 48

Nr. 23		
+0.730	1	19. 1. 48

Nr. 9		
+0.930	1	16. 12. 43
.731	1	16. 12. 44

Nr. 11 A		
+0.154	1	16. 12. 44

Nr. 11 B		
+0.278	1	16. 12. 44

Nr. 126 = C		
+1.965	4	4. 12. 43
.978	4	5. 12. 43
.2139	3	22. 12. 44

Nr. 14		
+1.752	1	16. 12. 43

Nr. 4		
+2.446	1	14. 12. 43

Nr. 6		
+0.881	1	14. 12. 43

Liste I₁₃

Skalenstern Nr. 3 A

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

Nr. 104	ρ	Datum
+0.228	1	18. 10. 45

Nr. 112	ρ	Datum
-0.118	1	18. 10. 45
.168	2	2. 11. 45
.154	2	14. 11. 45
.312	2	15. 11. 45
.188	1	30. 11. 45
Nr. 126 = C		
+1.912	3	18. 10. 45
.896	3	14. 11. 45
.900	3	15. 11. 45
.926	2	12. 12. 45
.895	3	13. 12. 45

Nr. 3 B		
-0.166	1	2. 11. 45
.265	1	12. 12. 45
.180	2	12. 12. 45
.217	1	13. 12. 45

Nr. 116		
+0.782	1	2. 11. 45

Nr. 5		
-0.182	1	30. 11. 45

Nr. 2		
+1.199	1	30. 11. 45

Nr. 12		
+0.936	1	12. 12. 45

Liste I₁₄

Skalenstern Nr. 112

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

Nr. 104	ρ	Datum
+0.427	3	22. 10. 47
.285	3	23. 10. 47

Nr. 100		
+0.578	1	23. 10. 47

Nr. 108		
-0.277	2	22. 10. 46

Nr. 109		
-0.179	2	22. 10. 46

Nr. 114 φ Datum
+2.141 1 16. 11. 46

Nr. 113
—0.018 2 16. 11. 46

Nr. 121
+0.022 1 16. 11. 46
.024 1 20. 11. 46

Nr. 5
+0.120 2 22. 11. 45
+ .172 1 16. 11. 46
—0.109 1 20. 11. 46

Nr. 122
+0.439 1 20. 11. 46

Nr. 123
+2.249 1 20. 11. 46

Nr. 119
+0.043 1 20. 11. 46

Nr. 120
+0.286 1 20. 11. 46

Nr. 126
+1.980 2 13. 11. 45
2.107 3 1. 12. 46

Nr. 111
+0.828 1 13. 11. 45

Nr. 3 A
+0.330 6 13. 11. 45
.084 6 22. 11. 45

Liste I₁₅

Skalenstern Nr. 15

Nr. 3 B φ Datum
—0.066 1 29. 12. 45

Nr. 11 A
+0.278 2 29. 12. 45

Nr. 11 B
+0.213 1 29. 12. 45

Liste I₁₆
Skalenstern Nr. 104

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

Nr. 85 φ Datum

—0.626 1 13. 9. 44
.773 1 16. 9. 44
.690 3 30. 8. 47

Nr. 126
+1.663 3 17. 10. 45
.662 3 8. 10. 46
.626 4 2. 11. 46
.446 2 30. 8. 47
.665 2 24. 9. 47
.613 3 28. 9. 47
.665 3 20. 10. 47
.634 3 22. 10. 47
.611 1 26. 10. 47

Nr. 116
+0.562 1 26. 10. 43
.560 2 28. 9. 47

Nr. 111
+0.459 1 15. 10. 46
.217 1 28. 9. 47
—0.012 1 18. 10. 47

Nr. 98
—0.246 1 3. 10. 47

Nr. 112
—0.407 1 26. 10. 43
.532 1 9. 9. 44
.386 3 17. 10. 45
.282 2 26. 9. 46
.416 2 15. 10. 46
.454 3 3. 10. 47
.453 3 22. 10. 47
.455 4 22. 10. 47
.387 3 23. 10. 47
.322 2 28. 10. 47

Nr. 100
+0.222 1 9. 9. 44
.203 1 8. 10. 46
.045 1 26. 9. 47

Nr. 100 φ Datum
+ .280 1 3. 10. 47
.268 2 20. 10. 47
.269 1 23. 10. 47
.274 2 26. 10. 47

Nr. 97
—0.379 1 3. 10. 47

Nr. 118
+1.450 1 26. 10. 47

Nr. 103
+0.759 1 3. 10. 47

Nr. 122
—0.173 1 3. 10. 47

Nr. 93
+0.947 1 8. 10. 46

Nr. 102
—0.521 1 15. 10. 46

Nr. 107
—0.068 1 15. 10. 46

Nr. 109
—0.549 1 15. 10. 46
.520 2 22. 10. 47

Nr. 108
—0.560 2 28. 10. 46
.669 1 22. 10. 47

Nr. 106
—0.376 2 28. 10. 46

Nr. 90
+2.124 1 9. 9. 44

Nr. 114
+1.771 1 26. 10. 43

Nr. 117
+1.840 1 26. 10. 43

Liste I₁₇

Skalenstern = Nr. 71

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

Nr. 66 φ Datum
+0.459 1 19. 7. 46
.553 3 2. 7. 47
.710 2 25. 7. 47

Nr. 126 = ☾	Datum
+2.444 2	2. 7. 47
1.900 2	25. 7. 47
Nr. 125 = Jup.	
+1.616 2	25. 7. 47
Nr. 85	
+0.001 3	19. 7. 46
Nr. 67	
+0.002 2	19. 7. 46

 Liste I₁₈

Skalenstern = Nr. 66

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

Nr. 70 ρ	Datum
—0.441 1	19. 6. 47
.430 1	30. 5. 48
Nr. 125	
+0.976 1	19. 6. 47
.909 1	3. 7. 47
.976 1	24. 7. 47
1.100 1	25. 7. 47
1.334 2	26. 7. 47
Nr. 71	
—0.849 1	23. 6. 44
.764 1	2. 7. 46
.655 3	2. 7. 47
.675 4	3. 7. 47
.670 2	24. 7. 47
.657 3	25. 7. 47
.649 1	26. 7. 47
Nr. 126 = ☾	
+1.024 2	14. 7. 43
.419 2	22. 6. 45
.396 3	23. 6. 45
.396 1	2. 7. 47
.284 1	3. 7. 47
.204 1	25. 7. 47
.237 3	26. 7. 47
Nr. 63	
+0.607 1	23. 6. 44
.527 2	29. 6. 44
.447 1	24. 7. 44
.907 1	3. 7. 47

Nr. 85 ρ	Datum
—0.786 1	14. 7. 43
.675 1	3. 7. 45
.835 1	26. 7. 47
Nr. 61	
—0.555 2	19. 6. 44
Nr. 62	
—1.102 1	3. 7. 45
0.868 1	9. 6. 46
.984 1	30. 5. 48
.925 3	15. 6. 48
Nr. 68	
+0.107 1	19. 6. 44
Nr. 72	
—1.329 1	23. 6. 44
0.906 1	2. 7. 46
Nr. 78	
—1.223 1	2. 7. 46
Nr. 77	
—0.799 1	2. 7. 46
Nr. 80	
—0.186 1	2. 7. 46
Nr. 64	
+0.491 1	24. 7. 44
.595 1	22. 6. 45
.634 1	23. 6. 45
.595 1	3. 7. 45
Nr. 65	
+2.629 1	24. 7. 44
.318 1	22. 6. 45
.367 1	23. 6. 45
.467 1	3. 7. 45
Nr. 53	
+0.014 1	23. 6. 44
—0.278 1	30. 5. 48
Nr. 75	
—0.882 1	23. 6. 44
1.091 1	24. 7. 44
Nr. 76	
—0.533 1	24. 7. 44
Nr. 61	
—0.658 1	30. 5. 48

 Liste I₁₉

Skalenstern = Nr. 64

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

Nr. 54 ρ	Datum
—0.211 1	20. 6. 45
Nr. 53	
—1.030 1	20. 6. 45
Nr. 126	
+0.830 2	20. 6. 45
Nr. 65	
+1.727 1	11. 8. 44
.488 1	20. 6. 45
Nr. 85	
—1.530 2	11. 8. 44
Nr. 97	
—1.257 1	11. 8. 44

 Liste I₂₀

Skalenstern = Nr. 62

$$\Delta\tau_S = \tau_* - \tau_S$$

Nr. 126 = ☾	Datum
+2.383 3	5. 8. 46
Nr. 63	
+1.691 1	5. 8. 46
Nr. 66	
+0.908 2	30. 4. 48
.974 3	11. 6. 48
Nr. 53	
+0.853 2	30. 4. 48
Nr. 70	
+0.304 1	30. 4. 48
Nr. 61	
+0.316 1	11. 6. 48

 Liste I₂₁

Skalenstern = Nr. 21

Nr. 10 ρ	Datum
—1.426 1	2. 1. 45
.361 2	4. 1. 45
.105 1	8. 1. 45

Nr. 15	ρ	Datum
—1.174	1	2. 1. 45
.132	2	4. 1. 45
.433	3	8. 1. 45

Nr. 13		
—0.195	1	2. 1. 45
.205	1	4. 1. 45

Nr. 14		
+0.547	1	2. 1. 45

Nr. 5		
—1.822	1	4. 1. 45
.556	1	8. 1. 45

Liste I₂₂

Skalenstern = Nr. 5

Nr. 112	ρ	Datum
+0.082	1	15. 11. 44
.102	3	1. 12. 46

Nr. 6		
+1.307	1	23. 11. 46

Nr. 124		
+0.139	2	23. 11. 46
.393	2	29. 11. 46

Nr. 3 A		
+0.110	1	26. 12. 45
.218	2	23. 11. 46
— .001	2	29. 11. 46

Nr. 3 B		
+0.052	2	29. 11. 46

Nr. 7		
—0.245	1	29. 11. 46

Nr. 126 = C		
+2.184	5	25. 11. 44
.150	7	23. 12. 44
.154	3	1. 12. 46

Nr. 15	ρ	Datum
+0.218	1	26. 12. 45

Nr. 11 A		
+0.582	1	15. 11. 44
387	1	26. 12. 45

Nr. 13		
+1.120	1	23. 12. 44

Liste I₂₃

Skalenstern = Nr. 20

Nr. 16	ρ	Datum
—0.332	1	18. 1. 47

Nr. 18		
+0.280	1	18. 1. 47

Nr. 23		
+0.871	1	18. 1. 47

Nr. 25		
+0.132	1	18. 1. 47

Liste I₂₄

Skalenstern = Nr. 40

Nr. 39	ρ	Datum
+0.399	1	11. 3. 47
.165	1	21. 3. 47

Nr. 47		
+0.124	1	11. 3. 47

Nr. 45		
+0.049	1	11. 3. 47

Nr. 37		
+1.909	1	11. 3. 47
.995	1	21. 3. 47
.907	1	31. 3. 47

Nr. 34	ρ	Datum
—0.212	2	21. 3. 47
.225	1	31. 3. 47

Nr. 36		
—0.141	1	21. 3. 47
+ .148	1	31. 3. 47

Nr. 42		
+0.366	2	21. 3. 47

Liste I₂₅

Skalenstern Nr. 70

Nr. 66	ρ	Datum
+0.384	3	19. 6. 47

Nr. 125 = Jup.		
+1.487	1	19. 6. 47
Nr. 69		
+0.032	1	19. 6. 47

Liste I₂₆

Skalenstern Nr. 109

Nr. 3 A	ρ	Datum
+0.380	1	7. 11. 47
.336	1	14. 11. 47

Nr. 107		
+0.659	1	7. 11. 47
.647	1	14. 11. 47

Nr. 121		
+0.352	1	7. 11. 47
.275	1	14. 11. 47

Nr. 1		
+0.214	1	7. 11. 47

Nr. 112		
+0.340	2	14. 11. 47

Nr. 115		
+0.592	1	14. 11. 47

Zur definitiven Ableitung der Differenz der reziproken Temperaturen in bezug auf den Mond: $\Delta\tau_{\zeta} = \tau_{*} - \tau_0$ wurden zuerst zwecks Schaffung einer sicheren fundamentalen Basis diejenigen Sterne herangezogen, die viele Male im Anschluß an den Mond beobachtet waren. Die folgende Tafel 3 enthält die 8 als Fundamentalsterne betrachteten Objekte, dazu den großen Planeten Jupiter, unter Angabe des Namens der Sterne, ihrer scheinbaren Größe, des Spektrums, der Größe $(\Delta\tau_{\zeta}) = \tau_{*} - \tau_{\zeta}$, des Gewichtes (p) dieser Größe und schließlich die Größe $\Delta\tau_{\zeta}$ nebst Gewicht p , auf die wir sogleich zurückkommen werden; die Anordnung aller Objekte erfolgt nach dem Spektraltypus. Mittelt man die Beträge $\Delta\tau_{\zeta}$ in bezug auf denselben Typus A_5 , also für 4 Sterne, so ergibt sich der Mittelwert $\Delta\tau_{\zeta} = -1.659$ mit einem entsprechenden Gewichte von $p = 86$; andererseits folgt definitiv $\Delta\tau_{\zeta} = -1.645$ mit $p = 153$, aus definitiv erhaltenen Größen, wie wir später sehen werden, auf Grund des gesamten Materials, fixiert in den beiden letzten Kolonnen der Tabelle 3.

Tabelle 3

Lfd	Kat	Name	m	Sp	$(\Delta\tau_{\zeta})$	(p)	$\Delta\tau_{\zeta}$	p
1	49	π Cent.	4.3	B ₅	-2.369	19	-2.384	41
2	85	δ Arae	3.8	B ₈	-2.169	46	-2.181	51
3	112	γ Psc. Au.	4.5	A ₀	-2.057	7	-2.078	27
4	42	α Vol.	4.2	A ₅	-1.606	13	-1.665	21
5	53	λ Musc.	3.8	A ₅	-1.725	17	-1.625	41
6	101	β Pav.	3.6	A ₅	-1.652	18	-1.632	46
7	104	θ Indi	4.7	A ₅	-1.650	38	-1.667	45
8	66	α Circi.	3.4	F ₀	-1.291	15	-1.313	23
9	125	Jup.	—	G ₄	-0.374	6	-0.371	34

Die Tabelle 3 zeigt, daß der Gang der Differenzen $\Delta\tau_{\zeta}$ mit den Spektren bereits in der ersten Annäherung sehr befriedigend ist; da aber die Gewichte der 1. Näherung noch bescheiden sind in bezug auf die Typen der blauen und roten Sterne, war es angebracht, alle obigen Basiswerte, in den genannten Gebieten insbesondere, zu verstärken. Andererseits war eine Vermehrung der Gewichte für alle anderen Typen zur Verstärkung der Sicherheit

als Fundamentalsterne, soweit sie nicht direkt mit dem Monde als Skale verbunden waren, notwendig, und zwar bis zur Erlangung eines maximalen Gewichtes. Deshalb war die größtmögliche Zahl von Kombinationen der Fundamentalsterne unter sich notwendig.

Bezeichnet F einen der Fundamentalsterne mit großem Gewicht, den wir mit einem anderen Fundamentalstern E geringeren Gewichtes zu kombinieren haben, oder auch mit einem beliebigen anderen Stern, so daß wir auf Grund der Beobachtungen die Kombination a) $\tau(E) - \tau(F) = \frac{c_2}{T(E)} - \frac{c_2}{T(F)} = \Delta\tau(E, F)$ mit dem Gewicht $p(E, F)$ kennen, und ferner auch in der 1. Näherung durch die obige Tabelle: b) $\tau(F) - \tau(\zeta) = \Delta\tau_\zeta$ mit dem Gewicht $p(F, \zeta)$, so folgt aus den beiden Gleichungen a) und b): $\tau(E) - \tau(\zeta) = \Delta\tau(E, F) + \Delta\tau_\zeta$ mit dem Gewicht: $p(E, \zeta) = \frac{p(E, F) \cdot p(\Delta\tau_\zeta)}{p(E, F) + p(\Delta\tau_\zeta)}$. Da nun das höchste Gewicht, mit Bezug auf den Mond, dem Fundamentalstern δ Arae = 4426 PGC = 5201 Yale-Schlesinger mit der Helligkeit 3.8 und dem Spektrum B₈ entspricht, so daß $p = 46$, so wurden zuerst die Differenzen $\Delta\tau(E, F)$ in bezug auf die anderen Fundamentalsterne E abgeleitet, um ihr Gewicht zu erhöhen und schrittweise eine höhere Genauigkeit zu erreichen. Dasselbe geschah in bezug auf die anderen nichtfundamentalen Sterne E , die durch die Beobachtung mit den genannten Fundamentalsternen verbunden sind. Durch dieses Verfahren ergaben sich dann die neuen Werte von $\Delta\tau_\zeta$ mit Bezug auf die 9 Fundamentalsterne und Jupiter, die in der früheren Liste bereits aufgeführt sind, nebst dem zugehörigen Gewicht p .

Wie aus der ersten Näherung hervorgeht, war das Mindestgewicht, das einem Fundamentalstern entspricht, $p = 6$ (Jupiter), während es jetzt 34 beträgt; weiter hatte der Stern Nr. 4 α Vol., A₅, $m = 4.2$ das Gewicht $p = 13$, jetzt aber $p = 21.2$, während das Maximalgewicht auf 51.2 angestiegen ist, dem Stern Nr. 2, δ Arae mit vorher $p = 46$ entsprechend, so daß dieser Stern jetzt der Hauptstern ist, zumal noch sein Spektraltyp B₈, also nahe A₀ ist. Dabei ist zu bemerken, daß noch zur Verstärkung des Gewichtes der 6 Fundamentalsterne Nr. 1, 2, 4,

5, 6 und 8 auch andere nicht fundamentale Sterne herangezogen wurden, die allerdings auch häufig beobachtet waren. Bezüglich des Jupiter ist hervorzuheben, daß er in Anbetracht seines Endgewichtes von 33.7 neben dem Monde eine nützliche Basis zur Bestimmung der Sterntemperaturen bildet.

Auf Grund der so korrigierten Temperaturen der Hauptsterne ergaben sich dann die übrigen Differenzen $\Delta\tau$ ($E - \text{☾}$) der Feldsterne E mit einer geringeren Zahl von Beobachtungen, wobei immer die Sterne mit den größten Gewichten verwendet wurden. Die Sterne, die am Beginn der Ausarbeitung nur ein kleines Gewicht hatten, erzielten durch diese Verbindung mit den soeben genannten Sternen höheren Gewichtes ein genügend hohes Endgewicht, wobei der günstigste Fall dem Stern Nr. 46 mit dem Gewicht $p = 37$ entspricht. Die Zahl der Vergleiche dieser Sterne mit den Hauptsternen liegt zwischen 4 und 16, im Mittel 10.

Das Endresultat dieser ausgedehnten Ausgleichungsrechnung in bezug auf alle Beobachtungen befindet sich, geordnet nach den Rektaszensionen der Sterne, in der folgenden allgemeinen Tabelle 4, die nicht nur die Differenzen $\Delta(\tau_* - \tau_{\text{☾}})$, sondern noch eine Reihe von Daten enthält, die später erklärt werden.

Zwecks Diskussion des ganzen Materials, zuerst in bezug auf die Differenzen $\Delta(\tau_* - \tau_{\text{☾}})$ wollen wir die Gewichtsmittel, nach den Typen geordnet, bilden, d. h. zwischen den Typen B_1 bis K_5 . Diese Beträge befinden sich in der 4. Kolumne der Tabelle 5; in der 5. Kolumne befinden sich die entsprechenden Gewichte, d. h. die Summen der Gewichte aller Sterne, die dem Spektraltypus entsprechend zum Mittel beigetragen haben. Der Vergleich der neuen Werte der Differenzen mit den Anfangswerten zeigt, daß die Differenzen nach Kolumne 6 klein sind und keinen systematischen Gang zeigen. Der Vergleich unserer Resultate nach Kolumne 4 mit denen von Russell-King nach Kolumne 7 zeigt, daß gemäß Kolumne 8 eine kleine systematische Differenz $\delta(\Delta\tau)$ besteht; betrachten wir aber die Differenz $\delta(\Delta\tau) = +0.028$, dem Typus F_0 entsprechend, als real, so könnte der Gang als illusorisch gelten, während es in Anbetracht des übrigen Ganges der Werte wahrscheinlich erscheint, daß der F_0 entsprechende Betrag fehlerhaft ist. Betrachtet man die systematische Differenz als konstant, so ergäbe sich $\delta(\Delta\tau) = +0.017$.

Tabelle 4

Nr.	Name	früh. Nr.	Nr. PGC	Nr. Yale-Cat.	α	1950 δ	m	Sp	$\Delta(\tau_* - \tau_{\odot})$	ρ	τ	Temp.
1	2 Ceti		6179	7524	0 ^h 1 ^m — 17° 38'		4.6	A ₀	—2.101	5.6	+1.229	11650°
2			4	6	4 — 49 21		5.8	G ₀	—0.641	3.5	2.689	5330
3A	β^2 Tuc			134	29 — 63 14		4.5	A ₂	—1.762	30.0	1.568	9130
3B	β^1 Tuc			133	29 — 63 14		4.5	B ₉	—1.978	30.0	1.352	10590
4			190	252	50 — 24 17		5.6	K ₀	+0.381	6.6	3.711	3860
5	ζ Phoe	1		348	1 6 — 55 31		4.1	B ₈	—2.105	30.2	1.225	11690
6	α Tuc	2		388	14 — 69 9		5.1	F ₈	—0.807	4.8	2.523	5680
7	α Erid			487	37 — 57 31		0.6	B ₅	—2.395	4.8	0.935	15310
8	ρ Erid			502	38 — 56 27		6.0	G ₅	—0.368	6.5	2.962	4830
9	ϵ Scul	3		527	43 — 25 18		5.4	F ₀	—1.232	9.6	2.098	6830
10	ϵ Hyd		621	812	2 39 — 68 29		4.3	B ₉	—2.045	17.2	1.285	11140
11	Θ Erid A	A6		890	56 — 40 30		3.1	A ₂	—1.776	12.6	1.554	9220
11	Θ Erid B				56 — 40 30		4.4	A ₂	—1.737	12.6	1.593	8989
12	94 Ceti		722	938	3 10 — 1 23		5.1	F ₈	—0.904	3.5	2.426	5900
13	α Forn	8		939	3 10 — 29 12		4.0	F ₈	—0.844	21.7	2.486	5760
14	σ^2 Erid	9		1304	4 13 — 7 41		4.5	G ₅	—0.184	23.2	3.146	4550
15	α Dor		1081		33 — 55 9		3.5	A ₀ ρ	—1.984	23.4	1.346	10640
16	ν Erid		1079	1429	34 — 3 27		4.1	B ₀	—2.579	12.6	0.751	19070
17	γ Caeli		1208	1594	5 3 — 35 33		4.6	K ₀	+0.172	8.4	3.502	4090
18	β Erid		1220	1606	5 — 5 9		2.9	A ₃	—1.935	14.2	1.395	10260
19	μ Lepus		1241	1633	5 11 — 16 16		3.3	A ₀ ρ	—2.011	10.4	1.319	10860
20	β Ori		1250	1641	12 — 8 16		0.3	B ₈ ρ	—2.119	17.0	1.211	11820
21	β Lepus	11	1323	1729	26 — 20 48		3.0	G ₀	—0.689	29.0	2.641	5420
22	42 Orio	12	1364	1777	33 — 4 52		4.6	B ₃	—2.508	10.0	0.822	17420

23	η	Leps											F ₀	-1.263	15.7	2.067	6930
24	3 Mon		14	1503	1912	5	54	-14	10	3.8	B ₈	-2.063	13.5	1.267		11300	
25	Θ	Leps		1522	1932		4	-14	57	4.7	A ₀	-1.819	5.9	1.511		9480	
26	β	Mon A	15		2060		26	-	7	0	B ₂	-2.520	7.6	0.810		17680	
27	β	Mon B+C			2060		26	-	7	0	B ₂	-2.758	2.5	0.572		25040	
28	α	CMaj		1732	2142		43	-16	39	-1.6	A ₀	-2.053	12.1	1.277		11210	
29	ADS	5487	17	1754	2162		47	-15	5	5.3	B ₅	-2.312	10.5	1.018		14070	
30	α	Pict					48	-61	53	3.3	A ₅	-1.651	15.2	1.679		8530	
31	δ	Mon		1853	2267	7	9	-	0	25	A ₀	-2.085	4.6	1.245		11500	
32	γ^2	Vol	18	1867	2278		9	-70	25	3.9	K ₀	0.000	22.8	3.330		4300	
33	ADS	6255 A	19	2011	2427		37	-26	41	4.5	B ₈	-2.295	19.9	1.035		13840	
34	ADS	6255 B	19	2011	2427		37	-26	41	4.6	B ₃	-2.570	19.9	0.760		18840	
35			20	2086	2487		50	-34	35	5.0	F ₂	-1.141	7.1	2.189		6540	
36	η	Pysi		2303	2717	8	36	-26	4	5.2	A ₀	-2.369	6.2	0.961		14900	
37	ADS	6914	21				37	-22	30	5.1	G ₅	-0.248	9.8	3.082		4650	
38	δ	Vel					43	-54	31	2.0	A ₀	-2.112	4.7	1.218		11760	
39	15 Hydr		22				49	-	6	59	A ₂	-1.502	6.8	1.828		7830	
40				2406	2843		54	-60	28	4.0	B ₈	-1.893	8.4	1.437		9960	
41			23	2433	2869	9	0	-51	59	5.4	B ₉	-2.130	14.0	1.200		11930	
42	α	Voln		2440	2879		2	-66	12	4.2	A ₅	-1.665	21.2	1.665		8600	
43				2575	3016		32	-48	47	5.8	B ₃	-2.325	17.9	1.005		14250	
44				2575	3016		32	-48	47	6.4	B ₃	-2.462	17.9	0.868		16500	
45			24	2755	3202	10	19	-55	47	4.7	B ₅	-2.209	9.5	1.121		12770	
46	μ	Vel	25	2875	3314		45	-49	9	2.9	G ₅	-0.244	37.2	3.086		4640	
47			26	2954	3410	11	5	-42	22	5.4	A ₂	-1.901	10.1	1.429		10020	
48	σ	Leon		2990	3461		19	+ 6	18	4.1	A ₀	-2.083	20.7	1.247		11480	
49	π	Cent		2992	3462		19	-54	13	4.3	B ₅	-2.384	41.1	0.946		15140	
50	ADS	8183	27	3026	3492		27	-24	11	5.7	A ₀	-1.918	13.5	1.412		10140	

Nr.	Name	früh. Nr.	Nr. PGC	Nr. Yale-Cat.	α	1950 δ	m	Sp	$\Delta(\tau_* - \tau_c)$	ϕ	τ	Temp.
51	ADS 8202		3037	3505	11 ^h 30 ^m	-28° 59'	5.8	G ₀	-0.619	7.7	+2.711	5280°
52	ADS 8202		3038	3505	30	-28 59	5.9	G ₀	-0.819	7.7	2.511	5700
53	λ Musc		3092		43	-66 27	3.8	A ₅	-1.625	41.1	1.705	8400
54	β Virg		3105	3576	48	+ 2 3	3.8	F ₈	-0.850	29.6	2.480	5770
55	β Hyd		3115	3585	50	-33 38	5.0	B ₉	-2.174	12.8	1.156	12390
56	η Crat		3126	3598	54	-16 52	5.2	A ₀	-2.356	3.7	0.974	14700
57	α Cruc		3237	3751	12 24	-62 49	1.6	B ₁	-2.713	20.4	0.617	23210
58	α Cruc		3237	3751	24	-62 49	2.6	B ₁	-2.633	20.4	0.697	20540
59	γ Virg	29		3833	39	- 1 11	3.6	F ₀	-1.376	17.8	1.954	7330
60	γ Virg	29		3833	39	- 1 11	3.6	F ₀	-1.475	17.8	1.855	7720
61	Θ Virg	30	3409	3950	13 7	- 5 16	4.4	A ₀	-1.973	42.2	1.357	10550
62	3 Cent		3577	4154	49	-32 45	4.6	B ₅	-2.338	35.8	0.992	14440
63		32	3682	4276	14 19	-58 14	4.9	G ₀	-0.706	37.7	2.624	5450
64	α Cent A		3735	4344	37	-60 38	0.3	G ₀	-0.696	34.6	2.634	5440
65	α Cent B		3735	4344	37	-60 38	1.7	K ₅	+1.170	34.6	4.500	3180
66	α Circ		3739	4348	38	-64 45	3.4	F ₀	-1.313	23.3	2.017	7100
67			3759	4373	42	-34 59	5.0	A ₀	-2.055	10.3	1.275	11230
68	54 Hyd	34	3766	4378	43	-25 14	5.0	F ₅	-1.251	7.6	2.079	6890
69	μ Libr		3779	4396	46	-13 56	5.4	A _{2p}	-1.724	2.2	1.606	8920
70	α^2 Libr		3787	4405	49	-15 50	2.9	A ₃	-1.756	14.8	1.574	9100
71	ι Libr	35	3866	4510	15 9	-19 37	4.7	A ₀	-2.015	35.3	1.315	10890
72		36	3954	4624	32	-44 48	4.9	B ₃	-2.502	15.4	0.828	17300
73	χ Lupi		4018	4708	48	-33 29	4.1	B ₉	-1.933	4.5	1.397	10250
74	β Cru Au		4030	4719	50	-63 17	3.0	F ₀	-1.418	23.6	1.912	7490

75	2 Scor	4034	4725	51	—25	11	4.7	B ₃	—2.497	16.1	0.833	17190
76	ξ Lupi	4050	4736	54	—33	49	5.4	A ₀	—2.075	18.0	1.255	11410
77	ξ Lupi	4050	4736	54	—33	49	5.7	A ₀	—2.064	18.0	1.266	11310
78	η Lupi	4064	4755	57	—38	15	3.6	B ₃	—2.582	6.6	0.748	19140
79	ι ¹ Nor	4071	4767	16	0	—57	38	A ₂	—1.865	12.9	1.465	9780
80	16 Scor	4120	4825	9	—8	25	5.5	A ₃	—1.549	5.9	1.781	8040
81	36 Ophi	4370	5127	17	12	—26	30	K ₀	+0.435	6.0	3.765	3800
82	36 Ophi	4370	5127	12	—26	30	5.3	K ₀	—0.016	6.0	3.314	4320
83	θ Serp	4395	5163	18	—12	49	4.4	A ₀	—2.090	10.2	1.240	11550
84	44 Ophi	4420	5189	23	—24	8	4.3	F ₀	—1.415	30.9	1.915	7480
85	δ Arae	4426	5201	27	—60	39	3.8	B ₈	—2.181	51.2	1.149	12460
86	ξ Serp	4462	5252	35	—15	22	3.6	A ₅	—1.677	21.1	1.653	8660
87	ο Serp	4475	5271	39	—12	51	4.4	A ₂	—1.760	10.3	1.570	9120
88	ζ Serp	4544	5368	58	—3	41	4.6	F ₀	—1.315	14.1	2.015	7110
89	ξ Pav	4625	5485	18	19	—61	31	K ₂	+0.532	15.3	3.862	3710
90	21 Sgtr	4655	5525	22	—20	34	5.0	K ₀	+0.417	11.6	3.747	3820
91	γ Scut	4674	5550	26	—14	36	4.7	A ₃	—1.822	6.0	1.508	9500
92	5 Aquil	4751	5649	44	—1	1	5.7	A ₀	—2.013	12.9	1.317	10870
93	γ Cor A	4851	5785	19	3	—37	8	F ₈	—0.899	12.8	2.431	5890
94	λ Aquil	4859	5792	4	—4	58	3.6	B ₉	—2.233	6.0	1.097	13050
95	π Sgtr	4874	5823	7	—21	6	3.0	F ₂	—1.358	13.6	1.972	7260
96		4973	5940	27	—27	5	5.5	K ₀	+0.147	5.7	3.477	4120
97	52 Sgtr	4999	5977	34	—25	0	4.7	B ₉	—2.062	26.4	1.268	11290
98	61 Sgtr	5101	6118	55	—15	37	5.0	A ₀	—1.882	6.4	1.448	9890
99	θ Aquil	5171	6204	20	9	—0	58	A ₀	—2.112	8.2	1.218	11760
100	ρ Capr	5244	6300	26	—17	59	5.0	F ₀	—1.372	22.6	1.958	7310
101	β Pav	5315	6376	40	—66	23	3.6	A ₅	—1.632	45.7	1.698	8430
102	ε Aquar	5337	6410	45	—9	42	3.8	A ₀	—2.151	6.7	1.179	12150

Nr.	Name	früh. Nr.	Nr. PGC	Nr. Yale-Cat.	1950		<i>m</i>	Sp	$\Delta(\tau_* - \tau_{\odot})$	ϕ	τ	Temp.
103	12 Aquar	50	5418	6526	21 h	0 m — 6° 1'	5.9	F ₅	—0.888	7.6	+2.442	5860°
104	θ Indi	51	5467	6609	16	—53 40	4.7	A ₅	—1.667	44.9	1.663	8610
105	γ Capr		5562	6732	37	—16 53	3.8	F _{0p}	—1.385	12.8	1.945	7360
106	ι Psc A		5582	6754	42	—33 15	4.4	A ₀	—2.025	11.3	1.305	10970
107	δ Capr		5600	6773	21 44	—16 21	3.0	A ₅	—1.726	10.2	1.604	8930
108	ι Aquar		5680	6876	22 4	—14 7	4.4	B ₈	—2.319	6.6	1.011	14160
109	α Grus		5684	6882	5	—47 13	2.2	B ₅	—2.284	11.1	1.046	13690
110	γ Aquar		5761	6972	19	—1 38	4.0	A ₀	—2.031	13.9	1.299	11020
111	ζ Aquar	53	5794	7016	26	—0 17		F ₂	—1.376	15.8	1.954	7330
112	γ Psc A	54	5893	7136	50	—33 7	4.5	A ₀	—2.078	27.2	1.252	11440
113	δ Aquar		5904	7154	52	—16 5	3.5	A ₂	—2.065	8.8	1.265	11320
114	δ Psc A	56	5911	7166	53	—32 47	4.3	K ₀	+0.031	13.2	3.361	4260
115	α Psc A		5916	7175	55	—29 53	1.3	A ₃	—1.734	4.2	1.596	8970
116	θ Grus	57	5949	7224	23 4	—43 47	4.4	F ₅	—1.155	25.6	2.175	6580
117	ψ' Aquar	58	5981	7265	13	—9 22	4.5	K ₀	+0.247	10.4	3.577	4000
118	94 Aquar	59	5998	7290	16	—13 44	5.3	G ₅	—0.198	8.3	3.132	4570
119	ψ ³ Aquar		5997	7289	16	—9 53	5.2	A ₀	—2.022	6.9	1.308	10950
120	ω ¹ Aquar		6076	7388	37	—14 31	5.2	A ₅	—1.780	6.9	1.550	9240
121	ω ² Aquar		6087	7409	40	—14 50	4.6	A ₀	—2.039	12.6	1.291	11090
122	107 Aquar	60	6099	7423	43	—18 57	5.4	A ₅	—1.742	11.0	1.588	9020
123	27 Pisc	61	6153	7491	56	—3 50	5.1	K ₀	+0.207	6.9	3.537	4050
124	ε Tuc		61660	7503	57	—65 52	4.7	B ₉	—1.855	12.5	1.475	9710
125	Jupiter								—0.371	34	2.959	4840

So erhalten wir schließlich als definitives Resultat aus der Bestimmung der absoluten Temperatur der Sterne auf Grund der äquivalenten Absoluttemperatur des Mondes vermittels seiner Strahlung und des Planckschen Gesetzes, daß diese Aufgabe in erster Linie von der Bestimmung der systematischen Fehler Δ der unmittelbar beobachteten reziproken Temperaturgrößen abhängig ist; zur Elimination dieser Fehler war die Berücksichtigung schon bekannter Temperaturen in der oben dargelegten Form erforderlich. Auch unter der Annahme, daß die Äquivalenttemperatur des Mondes frei von einer systematischen Korrektur sei, sind mindestens 3 Sterntemperaturen zur Ableitung der systematischen Fehler in jeder Beobachtungsnacht erforderlich, d. h. der 3 Koeffizienten α , β und γ der Korrektur Δ , so daß es in der Praxis nötig ist, mehr als 3 Sterne heranzuziehen.

Tabelle 5

Typus	$\Delta(\tau_* - \tau_{\odot})$ früher	Gew. p	$\Delta(\tau_* - \tau_{\odot})$ neu	Gew. p	$\delta\Delta(\tau_* - \tau_{\odot})$ neu - früher	$\Delta(\tau_* - \tau_{\odot})$ Russ.-King	$\delta(\Delta\tau)$ neu - (Russ.-King)
B 1			—2.673	41			
2			—2.579	23			
3			—2.482	104			
5	—2.384	41	—2.339	113	+0.045	—2.376	+0.037
8	—2.181	51	—2.165	117	+ .016	—2.184	+ .019
9			—2.040	135			
A 0	—2.078	27	—2.038	351	+ .040	—2.052	+ .014
2			—1.880	48			
3			—1.792	45			
5	—1.658	153	—1.662	217	— .004	—1.665	+ .003
F 0	—1.313	23	—1.368	188	— .055	—1.396	+ .028
2			—1.324	36			
5			—1.123	41			
8			—0.854	69			
G 0			—0.698	79			
4	—0.371	34	—0.371	34	.000	—0.374	+ .003
5			—0.233	85			
8	0.000	—	—0.000	—			
K 0			+0.182	92			
2			+0.532	15			
5			+1.170	35			

Vermittels der Differenzen der reziproken Temperaturen können dann die Temperaturen selbst entsprechend der Äquivalenttemperatur des Mondes nach Wilsing: $T_{\zeta} = 4300^{\circ} \text{K}$ und der Formel $\tau_{\zeta} = \frac{c^2}{T}$ = 3.330, zutreffend für die beobachteten hellen Partien des Mondes, während für die dunklen Partien nach Wilsing $T_{\zeta} = 4700^{\circ} \text{K}$ beträgt, bestimmt werden. Unsere Tabelle 4 enthält die dementsprechenden Absoluttemperaturen T in der letzten Kolumne, alle übrigen Kolumnen sind durch die Überschriften ohne weiteres verständlich.

Zunächst war es nun von Interesse, die früheren Temperaturbestimmungen meiner 1. Abhandlung über die Temperaturen mit denen der vorliegenden Abhandlung zu vergleichen, also $\tau - \tau_0$ zu bilden, wo der Index 0 dem früheren Kataloge entspricht, um alsdann die Differenzen für die mittleren Spektraltypen zu berechnen. Dabei ergab sich, daß die genannten Differenzen nicht immer klein sind, was nicht überrascht, da die Betrachtung der systematischen Fehler in der 1. Publikation nicht so vollständig gewesen ist wie in der vorliegenden 2. Publikation, deren Resultate durch die Konstanz der Expositionszeit für alle Sterne derselben Nacht begünstigt waren. Dabei waren 38 Sterne der 1. Publikation unter den 48 Sternen beiden Katalogen gemeinsam, deren Vergleich zur folgenden Tabelle 6 führte:

Tabelle 6

Typus	$\delta(\tau - \tau_0)$	ϕ
B ₅	—0.23	7
A ₁	—0.11	11
F ₂	—0.04	8
G ₅	+0.22	3
K ₁	—0.19	9

Auf Grund der Differenzen der Tabelle in bezug auf $\tau - \tau_0$ scheint ein ausgesprochener Gang mit dem Spektraltypus zu bestehen, wobei nur bei K₁ eine Ausnahme besteht, aber es ist zu berücksichtigen, daß bei diesem Spektraltypus, den gelbroten Sternen entsprechend, die Temperaturbestimmung unter der Schwierigkeit leidet, fehlerlos die Intensität des Kontinuums zu

messen, weil die Dispersion des Spektrographen zu klein ist. Dagegen können die angegebenen Differenzen in bezug auf die übrigen Spektraltypen sehr wohl stimmen:

Verschiedentlich ist in der Literatur zur Temperaturbestimmung darauf aufmerksam gemacht worden, daß die Beobachtungen in den verschiedenen Spektralgebieten desselben Sterns zu verschiedenen Temperaturen führen. Deshalb wurde auch in der vorliegenden Arbeit nach einem entsprechenden Kriterium gesucht. Eine Möglichkeit könnte das Studium der Vorzeichen der Differenzen zwischen Beobachtung und Rechnung in bezug auf die Differenz $\Delta m_i = m_i - m_0$ ($i = 1, 2, \dots, 5$) in den 5 Gleichungen zur Temperaturbestimmung bieten. Sollte die Lösung der Gleichungen vom Index i abhängen, was die Abhängigkeit vom Spektralgebiet bedeutet, so müßten die Differenzen zwischen Beobachtung und Rechnung bei $m_i - m_0$ einen systematischen Verlauf der Vorzeichen zeigen. Die entsprechende Untersuchung der Vorzeichenfolge hatte aber keinen Erfolg; auch nicht, wenn man die Bestimmung von $a = 1.08 \left(\frac{c_2}{T_1} - \frac{c_2}{T_2} \right)$ für $i = 1, 2, 3$ mit der von $i = 4, 5$ verglich; vielleicht ist auch die Unsicherheit bei der verhältnismäßig kleinen Zahl von Gleichungen zu groß, während andererseits die Ausdehnung der Messungen ins rote Gebiet bei der bescheidenen Dispersion des Spektrographen, wie schon hervorgehoben, nur gefährlich war.

§ 5. Die Ableitung der linearen Radien und Dichten der Sterne

Nach der Ableitung der Temperaturen der von uns beobachteten Sterne sollen jetzt weiter zuerst die linearen Radien der als kugelförmig betrachteten Sterne mittels des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes abgeleitet werden, gemäß der in meiner 1. Publikation erwähnten Formel, weshalb zunächst die absoluten Größen M der Sterne auf Grund der Parallaxen nach Schlesingers Parallaxenkatalog ermittelt wurden, zusammengestellt in der unten folgenden Tabelle Nr. 8, in der alsdann nochmals die Temperaturen aufgeführt sind, mit deren Hilfe dann das Verhältnis der Sternradien zur Sonne, d. h. r/r_0 tabuliert worden

ist. Weiter wird dann das Massenverhältnis $\frac{\mu}{\mu_0}$ der Sterne zur Sonne μ_0 auf Grund des Masse-Leuchtkraft-Gesetzes fixiert, um hieraus und aus dem Radienverhältnis das Dichteverhältnis ρ/ρ_0 ableiten zu können, in der letzten Kolonne der Tabelle dargestellt. Die folgende Tabelle 7 enthält dann die Dichteverhältnisse in bezug auf die Spektraltypen und weiter in bezug auf die absoluten Größen als Argument:

Tabelle 7

Spektr.- Typus	ρ/ρ_0	Anz.	r/r_0	Anz.	r/r_0	Anz.	M	ρ/ρ_0	Anz.	r/r_0	Anz.
B ₁ -B ₃	2.30	10	1.4	12			-2.0 bis 0.0	0.67	22	3.0	25
B ₅ -B ₈	0.43	12	3.3	10	6.3	11	+0.1 bis +1.0	0.47	19	2.2	22
B ₉ -A ₅	0.73	49	1.9	49	2.2	50	1.1 bis 2.0	0.64	28	2.2	29
A ₆ -F ₀	0.39	10	2.0	12			2.1 bis 3.0	0.39	14	2.4	20
F ₁ -G ₀	0.32	10	3.1	18	4.3	19	+3.1 bis +6.0	0.47	15	1.8	15
G ₁ -K ₅	0.015	12	2.2	11	6.6	17					

Bei Betrachtung der Tabelle ist zu beachten, daß die beobachteten Sterne zum Teil den Giganten angehören, daher die Verminderung von ρ/ρ_0 mit dem Spektraltypus. E. Öpik, der in erster Linie Giganten betrachtete, fand für die Sterne zwischen den Typen A₀ und A₅ das Dichteverhältnis $\rho/\rho_0 = 0.65$, in guter Übereinstimmung mit unserem Ergebnis $\rho/\rho_0 = 0.73$; zwischen K₀ und K₅ fand Öpik $\rho/\rho_0 = 0.072$, also nicht im Gegensatz zu unserem kleineren Werte $\rho/\rho_0 = 0.015$.

In bezug auf die Abhängigkeit von ρ/ρ_0 von M ergeben sich nach unseren Rechnungen Werte, die überraschenderweise mehr oder weniger konstant sind, indem sie um den Betrag $\rho/\rho_0 = 0.5$ schwanken wie in den Untersuchungen von E. Bernewitz (Astron. Nachr. Bd. 213, 1921), wobei sich die Rechnungen wesentlich auf Doppelsterne der Hauptreihe des Russell-Diagramms beziehen. Ferner ist die sehr große Dichte des Doppelsterns Nr. 27, β Monoc. B+C, B₂, $m = 4.6$: $\rho/\rho_0 = 48.4$ hervorzuheben, während der Hauptstern, Nr. 26, β Monoc. A, B₂, 4^m.7, eine Dichte von nur $\rho/\rho_0 = 4.23$ hat, wenn auch sein Radius ein wenig größer ist als das Doppelte von B+C und er eine Tempe-

Tabelle 8

Lfd. Nr.	Tab.- Nr.	Name	M	Sp.	T	r/r_0	μ/μ_0	ρ/ρ_0
1		2 Ceti	+0.3	A ₀	11650°	2.1	3.9	0.44
2		Yale 6	+2.8	G ₀	5330	3.2	2.0	0.062
3 A		β^2 Tuc	+2.3	A ₂	9130	1.4	2.3	0.89
3 B		β^1 Tuc	+1.2	B ₉	10590	1.7	3.1	0.66
4		Yale 252	+1.2	K ₀	3860	20.9	4.2	0.00046
5	1	ζ Phoe	—1.6	B ₈	11690	4.9	6.6	0.056
6	2	α Tuc	+3.5	F ₈	5680	2.0	1.7	0.20
7		α Erid	—1.0	B ₅	15310	2.3	5.8	0.47
8		ρ Erid	+7.0	G ₅	4830	0.6	0.6	3.8
9	3	ϵ Scul	+2.7	F ₀	6830	2.0	2.1	0.25
10		ϵ Hyd	+0.5	B ₉	11140	2.1	3.8	0.39
11 A	6	Θ Erid	+0.1	A ₂	9220	3.7	4.2	0.083
11 B		Θ Erid	+1.2	A ₂	8990	3.7	3.1	0.060
12		94 Ceti	+3.8	F ₈	5900	1.6	1.5	0.35
13		α Form	+3.4	F ₈	5760	2.0	1.7	0.19
14		σ^2 Erid	+6.2	G ₅	4550	0.9	0.8	1.05
15		α Dor	—	A _{0 p}	10640	—	—	—
16		ν Erid.	—2.4	B ₂	19070	2.7	8.3	0.41
17		γ Cael	0.0	K ₀	4090	19.7	4.3	0.00057
18		β Erid	+1.6	A ₃	10260	1.5	2.8	0.84
19		μ Leps	—0.2	A _{0 p}	10860	3.0	4.7	0.16
20		β Ori	—5.8	B _{8 p}	11820	34.1	21.0	0.00053
21		β Leps	—0.7	G ₀	5420	15.4	5.2	0.0014
22	12	42 Ori	—1.9	B ₃	17420	2.6	7.2	0.42
23		η Leps	+2.5	F ₀	6930	2.1	2.2	0.23
24	14	3 Mono	—1.2	B ₈	11300	4.5	6.0	0.067
25		Θ Leps	+1.0	A ₀	17420	2.6	7.2	0.42
26		β Mon A	+0.4	B ₂	17680	1.0	3.8	4.23
27		β Mon B+C	+0.4	B ₂	25040	0.4	3.8	48.4
28		α Ca Ma	+1.3	A ₀	11210	1.4	3.0	1.07
29	17	ADS 5487	—0.2	B ₅	14070	1.8	4.6	0.76
30		η Pict	—	A ₅	8530	—	—	—
31		δ Mon	+0.5	A ₀	11500	2.0	3.8	0.49
32	18	γ^2 Voln	+2.8	K ₀	4300	4.9	2.0	0.017
33	19	ADS 6255 A	—0.8	B ₈	13840	2.5	5.4	0.35
34		ADS 6255 B	—0.7	B ₃	18840	1.3	5.2	2.21
35	20	Yale 2487	+4.2	F ₂	6540	1.1	1.4	1.01
36		η Pyxi	+2.5	A ₀	14900	0.5	2.2	21.7
37	21	ADS 6914	+4.3	G ₅	4650	2.1	1.3	0.14
38		δ Vel	—	A ₀	11760	—	—	—
39	22	15 Hyd	+1.6	A ₂	7830	2.6	2.8	0.17

Lfd. Nr.	Tab.- Nr.	Name	M	Sp.	T	r/r_0	μ/μ_0	ρ/ρ_0
40	23	Yale 2843	-0.1	B ₈	9960	3.5	4.5	0.10
41		Yale 2869	+0.8	B ₉	11930	1.6	3.5	0.85
42		α Voln	+2.6	A ₅	8600	1.4	2.1	0.84
43		Yale 3016	+0.8	B ₃	14250	1.1	3.5	2.48
44		Yale 3016	+1.4	B ₃	16500	0.6	3.0	11.6
45	25	Yale 3202	-1.0	B ₅	12770	3.2	5.7	0.18
46		μ Vel	+0.5	G ₅	4640	12.1	3.8	0.0021
47	26	Yale 3410	-3.4	A ₂	10020	15.6	1.9	0.0028
48	27	σ Leon	+0.1	A ₀	11480	2.4	4.2	0.32
49		π Cent	-1.5	B ₅	15140	2.8	6.4	0.29
50		ADS 8183	+1.3	A ₀	10140	1.8	3.0	0.56
51		ADS 8202	+2.5	G ₀	5280	3.8	2.2	0.040
52		ADS 8202	+2.6	G ₀	5700	3.1	2.1	0.072
53		λ Mus	—	A ₅	8400	—	—	—
54		β Virg	+3.8	F ₈	5770	1.7	1.5	0.30
55	29	β Hid	+0.6	B ₉	12390	1.6	3.7	0.83
56		η Crat	+2.4	A ₀	14700	0.5	2.3	16.8
57		α Cruc	-1.6	B ₁	23210	1.3	6.6	3.3
58		α Cruc	-1.1	B ₁	20540	1.3	5.8	2.73
59		γ Virg A	+3.2	F ₀	7330	1.4	1.8	0.66
60		γ Virg B	+3.2	F ₀	7720	1.3	1.8	0.90
61		Θ Virg	+0.4	A ₀	10550	2.5	3.9	0.26
62	32	3 Cent	-1.1	B ₅	14440	2.6	5.8	0.34
63		Yale 4276	+1.4	G ₀	5450	5.8	2.9	0.015
64		α Cent A	+4.7	G ₀	5440	1.3	1.2	0.60
65		α Cent B	+6.1	K ₅	3180	1.9	0.8	0.11
66		α Circ	+2.8	F ₀	7100	1.8	2.0	0.35
67	34	Yale 4373	+1.0	A ₀	11230	1.6	3.3	0.76
68		54 Hid	+1.8	F ₅	6890	3.0	2.6	0.096
69		μ Libr	-0.7	A _{2p}	8920	5.7	5.2	0.028
70		α^2 Libr	+1.6	A ₃	9100	1.9	2.8	0.43
71	35	ι Libr	0.0	A ₀	10890	2.8	1.0	0.047
72	36	Yale 4624	-0.9	B ₃	17300	1.7	5.5	1.20
73		χ Lupi	-0.5	B ₉	10250	3.9	4.9	0.081
74		β Cr au	+2.9	F ₀	7490	1.5	2.0	0.55
75		2 Scor	+0.4	B ₃	17190	0.9	3.8	5.1
76	37	ξ Lupi	+1.9	A ₀	11410	1.1	2.6	2.2
77		ξ Lupi	+2.2	A ₀	11310	0.9	2.4	2.93
78	38	η Lupi	-1.6	B ₃	19140	1.9	6.7	10.2
79		ι^1 Nor	+1.1	A ₂	9780	2.1	3.2	0.3
80	39	16 Scor	—	A ₃	8040	—	—	—
81		36 Ophi A	+6.4	K ₀	3800	3.0	0.8	0.022
82		36 Ophi B	+6.5	K ₀	4320	0.8	0.7	1.23

Lfd. Nr.	Tab.- Nr.	Name	M	Sp.	T	r/r_0	μ/μ_0	ρ/ρ_0
83		ν Scorp	+1.1	A ₀	11550	1.5	3.2	0.99
84		44 Ophi	+2.3	F ₀	7480	2.1	2.3	0.26
85		δ Arae	+0.5	B ₈	12460	1.7	3.8	0.81
86		ξ Serp	+1.6	A ₅	8660	2.1	2.8	0.29
87		$\circ$ Serp	+1.4	A ₂	9120	2.1	3.0	0.33
88		ζ Serp	+2.2	F ₀	7110	2.4	2.4	0.17
89	43	ξ Pav	+0.7	K ₂	3710	10.9	3.6	0.0027
90	44	21 Sgtr	—0.6	K ₀	3820	3.0	5.1	0.00020
91		γ Sgtr	+1.4	A ₃	9500	1.9	2.9	0.43
92	45	5 Aquil	+1.2	A ₀	10870	1.6	3.1	0.76
93	46	γ Cor A	+3.8	F ₈	5890	1.6	1.5	0.34
94		λ Aquil	+0.6	B ₉	13050	1.5	3.7	1.16
95		π Sgtr	—0.8	F ₂	7260	9.2	5.4	0.0070
96	47	Yale 5940	+2.5	K ₀	4120	6.1	2.2	0.0095
97	48	52 Sgtr	+1.5	B ₉	11290	1.3	2.9	1.33
98		61 Sgtr	+2.7	A ₀	9890	1.0	2.1	2.18
99		Θ Aquil	—0.3	A ₀	11760	2.8	4.7	0.22
100	49	ρ Capr	+2.8	F ₀	7310	1.7	2.0	0.42
101		β Pav	+0.9	A ₅	8430	3.0	3.4	0.12
102		ϵ Aquar	+1.0	A ₀	12150	1.4	3.3	1.13
103	50	12 Aquar	—0.5	F ₅	5860	11.0	4.9	0.0038
104	51	Θ Indi	+2.9	A ₅	8610	1.2	2.0	1.24
105		γ Capr	+1.3	F ₀	7360	3.3	3.0	0.084
106		ι Psc A	+1.1	A ₀	10970	1.6	3.2	0.74
107		δ Capr	+2.0	A ₅	8930	1.7	2.5	0.54
108		ι Aquar	0.0	B ₈	14160	1.7	4.4	0.95
109		α Grus	0.0	B ₅	13690	1.8	4.3	0.79
110		γ Aquar	+1.9	A ₀	11020	1.1	2.6	1.80
111	53	ζ Aquar A	+1.8	F ₂	7330	4.2	2.1	0.029
		ζ Aquar B	+2.0	F ₂	7330	3.8	2.0	0.036
112	54	γ Psc A	+1.7	A ₀	11440	1.1	2.6	1.75
113		δ Aquar	+1.6	A ₂	11320	1.2	2.8	1.45
114	56	δ Psc A	+0.6	K ₀	4260	13.7	3.7	0.0014
115		α Psc A	+1.7	A ₃	8970	1.9	2.8	0.40
116	57	ϑ Grus	+0.3	F ₅	6580	6.6	4.0	0.014
117	58	ψ^1 Aquar	+2.3	K ₀	4000	7.1	2.3	0.0064
118	59	94 Aquar	+3.2	G ₅	4570	3.6	1.8	0.039
119		ψ^3 Aquar	+0.4	A ₀	10950	2.3	3.9	0.33
120		ω^1 Aquar	+1.6	A ₅	9240	1.8	2.8	0.44
121		ω^2 Aquar	+1.8	A ₀	11090	1.1	2.6	1.74
122	60	107 Aquar	+0.9	A ₅	9020	2.7	3.4	0.18
123	61	27 Psc	+1.2	K ₀	4050	11.5	3.1	0.0020
124		ϵ Tuc	+0.4	B ₉	9710	2.9	3.8	0.16

ratur von nur $\frac{2}{3}$ von der von B+C hat, so daß β Monoc., B+C, B₂ zu den weißen Giganten mit ausnehmend großer Dichte gehört.

Schließlich enthält die Tabelle 7 noch eine Statistik in bezug auf die Mittel r/r_0 der Radien der Sterne im Verhältnis zur Sonne. Bei allen Typen sind die auf alle Einzelwerte gegründeten Mittelwerte angegeben, dazu noch die unter Weglassung der herausfallenden Werte errechneten Mittel, wenn solche vorlagen. Im Falle der Typen G₁–K₅ trifft vielleicht das Gesamtmittel den richtigen Wert, weil die Zahl der scheinbar herausfallenden Einzelwerte gegen die anderen Einzelwerte 6 beträgt. Die Tabelle zeigt alsdann, daß die Größe r/r_0 kaum einen merklichen Gang aufweist, falls man nicht bei G₁–K₅ die größere Zahl von 6 herausfallenden Beträgen als reell betrachtet, so daß man deshalb beim Vergleich mit den übrigen Beträgen r/r_0 , die alle nur 1–2 herausfallende Beträge aufweisen, ein Ansteigen von r/r_0 vermuten könnte. Eine vermutliche Konstanz der Beträge von r/r_0 dürfte auf die Zugehörigkeit der beobachteten Sterne im wesentlichen zu den Riesen zurückzuführen sein, wie direkt aus der *M*-Rubrik in Tabelle 8 ersichtlich ist, und was die Rechnung bestätigt, wie aus der entsprechenden Kolonne von Tabelle 7 ersichtlich ist, wenn auch die Mittel von r/r_0 in den verschiedenen Spektralgebieten zwischen 3.3 und 1.8 schwanken, bei einem Gewichtsmittelwert von $r/r_0 = 2.35$ auf Grund von 111 Einzelwerten mit Ausschluß von 9 Werten, deren $r/r_0 > 10$ ist.

§ 6. Relative spektrale Helligkeiten in bezug auf 5 Wellenlängen

Zur Bestimmung der Differenzen der Intensitäten zweier Sterne bei derselben Wellenlänge muß man von den ursprünglichen Gleichungen zur Bestimmung der reziproken Temperaturdifferenzen ausgehen, also von den Gleichungen: $f_i a + b = m_i - m_0 - M_{obs} = m_{obs}$, wo f_i mit $i = 1, 2, \dots, 5$ den reziproken Werten der 5 Wellenlängen und M_{obs} dem Mittel der 5 Differenzen $m_i - m_0$ entspricht, wobei m_0 die Größe des Skalensterns in der Wellenlänge λ_i bedeutet; es ist gestattet, die rechten Seiten der 5 Gleichungen um dieselbe Konstante M_{obs} zu ändern,

weil die Größe b im 1. Gliede eine Konstante ist, die deshalb abänderbar ist, ohne die Bestimmung von a zu beeinflussen. Nun können aber die rechten Seiten nicht die wahren Differenzen darstellen, weil sie mit den systematischen, inzwischen untersuchten Fehlern behaftet und deshalb verfälscht sind. Um mit Rücksicht hierauf die rechten Seiten wiederherzustellen, wurde zur linken wie rechten Seite der Gleichungen die Größe M_{obs} angebracht, um mit $b' = b - M_{obs}$ auf Grund der Beobachtung desselben Sterns mit verschiedenen Diaphragmen in derselben oder verschiedenen Nächten die direkte Möglichkeit eines Vergleichs aller Beträge von b zu erlangen. In bezug auf die Unbekannte a sind wir über die systematischen Fehler bereits orientiert, nicht aber über die von b . Im Falle der Beobachtung eines Sterns in derselben Nacht mittels verschiedener Diaphragmen erscheint es möglich, einen Gang von b mit den Größen, fixiert durch die Diaphragmen, zu finden. Aber die Untersuchung von 153 Nächten beweist, daß die Werte b derselben Nacht, aber bei verschiedenen Sternen, in 78 Nächten eine positive Variation von b und in den anderen 75 Nächten eine negative zeigen, so daß man eine Variation von b mit der Größe verwerfen muß. Deshalb wollen wir die Größe b als eine Konstante jeder Gleichungsgruppe betrachten, die einem Stern entspricht, der mit einem anderen Skalenstern in 5 verschiedenen Wellenlängen verglichen wird. Wenn a den wahrscheinlichsten Wert auf Grund der Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate fixiert, so ist der entsprechende Wert von τ definiert durch $\tau_{obs} = a(1 - \epsilon^2)$, wo $\epsilon^2 = 0.08$ und $\tau = \frac{c_2}{T} - \frac{c_2}{T_0}$, wenn T die Temperatur des beobachteten Sterns und T_0 die des Skalensterns ist. Falls τ_0 die wahre Differenz oder die nach einem Kataloge fixiert, z. B. dem von Russell-King, so war schon nach früherer Definition die auf einen beliebigen Stern bezügliche Gleichung: $\tau_0 - \tau_{obs} = \alpha + \beta(m_{obs} - \bar{m}) + \gamma(S - \bar{S})$, wo $\bar{m}$ und $\bar{S}$ die Mittel der Größen und Spektraltypen aller Sterne der betreffenden Beobachtungsnacht sind, mit Rücksicht auf die Anwendung der Diaphragmen. Dann resultiert mittels der letzten Gleichung: $\tau_{obs} = \tau_0 - \alpha - \beta(m_{obs} - \bar{m}) - \gamma(S - \bar{S}) = a(1 - \epsilon^2)$, so daß die neue Grundgleichung: $f_i a + b = \Delta m_i (obs)$ durch die Substitution von a die Form erhält:

$$f_i \frac{\tau_0}{1-\varepsilon^2} + b = \Delta m_i (\text{obs}) + \frac{f_i}{1-\varepsilon^2} [\alpha + \beta (m - \bar{m}) + \gamma (S - \bar{S})].$$

Da das Ziel sein soll, die linke Seite in der Form erscheinen zu lassen, die der theoretisch idealen Form entspricht, so daß die rechte Seite alsdann aus dem beobachteten Werte $\Delta m_i (\text{obs})$ und einem Rest, der die Korrektur der Beobachtung darstellt, zusammengesetzt ist, wollen wir den Koeffizienten $\frac{1}{1-\varepsilon^2}$ des ersten Terms der linken Seite durch $\frac{1}{1-\varepsilon^2} = 1 + \frac{\varepsilon^2}{1-\varepsilon^2}$ ersetzen. Dann ergibt sich $f_i \tau_0 + b = \Delta m_i + C$, wo die Korrektur der Größe $\Delta m_i = \Delta m_i (\text{obs}) - M_{\text{obs}}$ mit C fixiert ist und definiert durch:

$$(10) \quad C = \frac{f_i}{1-\varepsilon^2} [\alpha + \beta (m - \bar{m}) + \gamma (S - \bar{S})] - f_i \tau_0 \frac{\varepsilon^2}{1-\varepsilon^2}.$$

Die Konstante C hängt noch von τ_0 ab, aber multipliziert mit $\varepsilon^2 = 0.08$, so daß es genügen dürfte, τ_0 in C durch einen angenommenen Wert (Russell-King) zu ersetzen; ferner kann der Nenner $1 - \varepsilon^2$ durch 1 ersetzt werden, also unter Vernachlässigung des 4. Grades von ε im letzten Term von C und Termen der Form $\varepsilon^2(\alpha + \dots)$, die auch von höherem Grade als ε^2 sind. Die Basisgleichung transformiert sich jetzt, nach Hinzufügung des Betrages M_{obs} auf beiden Seiten auf: $f_i \tau_0 + b_c + M_{\text{obs}} = \Delta m_i (\text{obs}) + C$. Nun schwankt die Konstante b_c , wie wir gesehen haben, für denselben Skalenstern nicht nur von einer Nacht zur anderen, sondern auch in derselben Nacht und in irregulärer Form mit der Variation der Diaphragmen. Deshalb wurden diese Beträge b_{obs} und auch M_{obs} deselben Sterns in derselben Nacht zu Mittelwerten b_0 und M_0 zusammengefaßt und als wahrscheinlichste Werte betrachtet. Unsere Aufgabe ist es jetzt, die letzten Grundgleichungen auf die ideale Form zu bringen: $f_i \tau_0 + b_0 = (\Delta m_i)$, wo (Δm_i) die reduzierte ideale Differenz Δm_i bedeutet. Deshalb ist es nötig, auf beiden Seiten der früheren nicht reduzierten Gleichung die folgende Korrektur hinzuzufügen: $b_0 - b_c + M_0 - M_{\text{obs}}$, so daß sich ergibt:

$$(11) \quad f_i \tau_0 + b_0 + M_0 = \Delta m_{i \text{ obs}} + C + b_0 - b_c + M_0 - M_{\text{obs}} = (\Delta m_i) + M_0,$$

wo die Differenzen $b_0 - b_c$ und $M_0 - M_{\text{obs}}$ immer kleine Größen sind, d. h. Korrekturen.

Nach der Korrektur aller Beobachtungen wegen der erwähnten Fehler wurde die neue Tabelle 9 gebildet, welche die Größendifferenzen in bezug auf die 5 ausgewählten Wellenlängen enthält, und zwar in bezug auf die mit dem Monde verglichenen

 Tab. 9. $\Delta m (* - \odot)$

Typus	<i>m</i>	Nr.	λ_1	ρ_1	λ_2	ρ_2	λ_3	ρ_3	λ_4	ρ_4	λ_5	ρ_5
B ₁	1.6	57	—1.41	6.8	—1.29	6.8	—0.77	6.7	—0.12	6.0	+0.38	5.0
B ₁	2.1	58	—1.05	8.0	—1.03	9.5	—0.50	9.5	+0.16	6.8	+0.65	9.1
B ₃	4.6	34	+1.33	3.4	+1.37	3.4	+1.83	3.4	+2.80	1.2	+2.78	3.2
B ₃	3.6	78	+0.85	9.0	+1.07	9.9	+1.67	9.6	+2.03	6.6	+2.59	9.7
B ₅	4.3	49	+0.64	14	+0.86	19	+1.40	19	+1.73	17	+2.27	15
B ₅	4.7	45	+0.91	2.8	+1.11	3.1	+1.61	3.1	+2.00	2.4	+2.51	2.9
B ₈	4.5	33	+0.89	5.1	+1.06	5.1	+1.54	5.1	+1.85	3.2	+2.32	4.5
B ₈	3.8	85	+1.25	38	+1.40	45	+1.88	49	+2.28	42	+2.75	43
B ₉	4.7	97	+3.28	4.2	+3.47	4.3	+3.94	4.4	+4.26	4.3	+4.81	4.3
B ₉	4.5	3 B	+1.13	2.2	+1.15	2.7	+1.36	2.7	+2.09	2.5	+2.42	2.7
B ₉	5.4	41	+2.37	2.3	+2.52	2.3	+2.91	1.7	+3.40	1.6	+3.58	2.1
B ₉	4.3	10	+2.12	8.2	+2.41	11	+2.83	11	+3.02	12	+3.73	5.6
A ₀	4.5	112	+2.70	29	+3.43	31	+3.22	31	+3.63	29	+4.04	28
A ₀	4.7	71	+3.38	5.0	+3.45	5.0	+3.78	5	+4.16	4.4	+4.56	4.0
A ₀	5.4	76	+2.55	10	+2.78	10	+3.21	10	+3.49	7.7	+4.03	9.1
A ₀	5.7	77	+2.88	6.0	+2.82	6.1	+3.33	6.1	+3.12	5.9	+4.22	5.9
A ₂	4.5	2	+1.52	8	+1.65	8	+1.87	8	+2.39	7	+2.82	8
A ₂	5.6	39	+1.98	2.6	+1.91	2.6	+2.43	2.5	+2.90	1.6	+3.08	2.5
A ₂	5.4	47	+2.37	15	+2.49	15	+2.97	12	+3.07	7	+3.54	14
A ₅	4.7	104	+2.09	9	+2.12	9	+2.57	10	+2.90	6	+3.11	10
A ₅	3.8	53	+1.15	38	+1.21	38	+1.53	39	+1.83	31	+2.22	37
A ₅	4.2	42	+0.98	6.8	+0.95	6.8	+1.22	5.5	+1.65	3.5	+1.89	6.6
A ₅	3.6	86	+0.62	2.7	+0.67	2.8	+1.04	2.8	+1.25	2.7	+1.74	2.7
A ₅	3.6	101	+1.23	20	+1.25	20	+1.69	21	+1.97	18	+2.19	21
F ₀	3.4	66	+1.47	26	+1.52	28	+1.73	25	+1.95	24	+2.33	21
F ₀	5.0	100	+2.15	18	+2.10	16	+2.65	21	+2.81	28	+2.98	19
F ₀	4.3	84	+2.33	3.5	+2.39	3.6	+2.76	3.6	+2.99	3.6	+3.27	3.5
F ₀	3.0	74	+1.76	4.2	+1.81	4.3	+2.08	4.4	+2.08	1.0	+2.68	4.3
F ₂	4.4	111	+2.48	1.6	+2.51	1.6	+2.87	1.7	+2.92	1.5	+3.36	1.7
F ₈	4.0	13	+2.55	4.1	+2.57	4.5	+2.81	4.5	+2.82	4.5		
F ₈	3.8	54	+2.04	6.0	+2.07	6.0	+2.17	6.9	+2.31	6.8	+2.51	6.5
G ₀	4.9	63	+3.07	2.0	+3.30	2.0	+3.56	3.0	+3.41	3	+3.69	3
G ₀	0.3	64	—1.36	3.0	—1.27	3.1	—1.16	3.1	—0.93	2.3	—0.93	2.7
G ₄	Jup.		—0.15	15	—0.15	15	—0.11	14	—0.13	15	+0.01	11
G ₅	2.9	46	+2.70	2.8	+2.85	3.1	+2.98	4.2	+3.18	2.4	+3.12	3.8
G ₅	5.1	37	+3.32	2.1	+3.40	2.4	+3.98	3.2	+4.57	1.9	+4.25	3.2
K ₀	1.7	65	+1.54	2.4	+1.53	2.4	+1.22	3.1	+1.05	2.9	+0.62	2.2

Hauptsterne, wobei das Gewicht p_i jeder einzelnen Differenz entspricht und die Sterne nach den Spektren angeordnet sind. In einer weiteren Tabelle 10 haben wir dann sogleich die spek-

Tab. 10. Die Differenzen m ($\star - \delta$ Arae, B₈, 3^m8)

Typus	Nr.	m	λ_1	p_1	λ_2	p_2	λ_3	p_3	λ_4	p_4	λ_5	p_5
B ₁	57	1.6	-2.63	2.8	-2.63	2.8	-2.59	2.9	-2.41	2.2	-2.36	1.7
B ₁	58	2.1	-2.33	2.8	-2.31	3.2	-2.26	3.4	-2.01	2.2	-2.07	3.3
B ₃	34	4.6	+0.13	2.1	-0.01	2.2	-0.08	2.3	+0.59	0.8	+0.07	1.6
B ₅	49	4.3	-0.62	7	-0.48	10	-0.50	10	-0.53	9	-0.45	8
B ₅	45	4.7	-0.33	2.5	-0.26	2.8	-0.27	2.9	-0.21	2.2	-0.23	2.7
B ₉	3 B	4.5	-0.11	2.0	-0.22	2.5	-0.52	2.5	-0.12	2.3	-0.32	2.5
B ₉	41	5.4	+1.13	2.1	+1.15	2.2	+1.03	1.6	+1.19	1.5	+0.84	1.9
B ₉	10	4.3	+1.06	2.7	+1.09	4.3	+1.10	4.4	+1.02	4.3		
A ₀	112	4.5	+1.65	6.2	+1.67	6.4	+1.59	6.6	+1.49	5.1	+1.47	6.4
A ₀	76	5.4	+1.22	3.1	+1.29	3.2	+1.24	3.3	+1.30	2.5	+1.20	3.1
A ₀	77	5.7	+1.56	2.4	+1.36	2.6	+1.37	2.5	+1.38	2.5	+1.43	2.5
A ₂	47	5.4	+1.04	3.9	+0.98	4.0	+0.87	3.8	+0.89	2.2	+0.68	3.7
A ₅	104	4.7	+0.85	6.8	+0.75	7.1	+0.69	8.0	+0.69	5.1	+0.37	7.6
A ₅	86	3.6	-0.62	2.4	-0.70	2.6	-0.84	2.5	-0.96	2.5	-1.00	2.5
F ₀	66	3.4	+0.26	6.8	+0.12	10	-0.19	8	-0.23	6.4	-0.50	5.0
F ₀	84	4.3	+1.09	3.1	+1.02	3.2	+0.88	3.3	+0.78	3.2	+0.53	3.1
F ₂	111	4.4	+1.24	1.5	+1.14	1.5	+0.99	1.6	+0.71	1.4	+0.62	1.6
F ₈	13	4.0	+1.09	1.4	+1.02	1.8	+0.76	1.8	+0.38	1.8		
F ₈	54	3.8	+0.82	2.2	+0.70	2.2	+0.38	2.3	+0.20	2.2	-0.16	2.1
G ₀	63	4.9	+1.83	1.8	+1.93	1.6	+1.68	2.8	+1.20	2.7	+0.95	2.7
G ₀	64	0.3	-2.60	2.7	-2.64	2.5	-3.04	2.9	-3.14	2.1	-3.67	2.5
G ₄	Jup.	—	-1.39	10	-1.52	10	-1.99	10	-2.34	10	-2.73	8
G ₈	Luna	—	-1.24	27	-1.37	33	-1.88	38	-2.21	32	-2.74	31

tralen Differenzen in bezug auf den Hauptstern Nr. 85, δ Arae (B₈, 3^m8) niedergelegt.

Bilden wir dann weiter nach der Tabelle 9 die spektralen Differenzen untereinander, zum Beispiel Δm ($\lambda_5 - \lambda_1$), unter Mittelung der Beträge in bezug auf die benachbarten Spektraltypen, so ergibt sich die folgende Tabelle 11:

Tab. 11. Δm ($\lambda_5 - \lambda_1$)

B ₁ (2)	+1.76	A ₅	+1.07
B ₄ (3)	1.57	F ₁	0.87
B ₈ (5)	1.40	F ₉	0.52
A ₁ (5)	1.32	G ₄	0.29

Bezeichnen wir die spektralen Größendifferenzen zwischen einem Stern und dem Mond nach der Tabelle 9 bezüglich λ_i ($i = 1, 2, \dots, 5$) mit $*_i - \mathfrak{C}_i$, so fixiert die letzte Tabelle 11, verallgemeinert bezüglich des Index 1 auf i , die Differenzen:

$$\Delta m_{5i} = *_5 - \mathfrak{C}_5 - (*_i - \mathfrak{C}_i) = *_5 - *_i - (\mathfrak{C}_5 - \mathfrak{C}_i),$$

wo die Differenz $*_5 - *_i$ mit dem Stern, dem Spektraltyp entsprechend, variiert, während die Differenz $\mathfrak{C}_5 - \mathfrak{C}_i$ eine Konstante ist, die nur mit i variiert. Daher unterscheiden sich die Größen jeder Kolumne i : $\Delta m(\lambda_5 - \lambda_i)$ von den spektralen Größendifferenzen $*_5 - *_i$ nur um die Konstante $\mathfrak{C}_5 - \mathfrak{C}_i$, verschieden in allen Kolumnen. Ein Blick auf die Tabelle 11 der $\Delta m(\lambda_5 - \lambda_1)$, die einzige, die wir im Moment benötigen, zeigt einen sehr guten Gang mit den Spektraltypen, auch ein weiterer Beweis für den Erfolg in der Behandlung der systematischen Fehler. Deshalb regt dieses Resultat zu einer Anwendung der genannten Differenzen zum Versuche einer Bestimmung von Farbenindices und zum Vergleich mit anderen Reihen an, z. B. den Farbenindices von King-Harvard, die sich zwar auf totale Bilder und Intensitäten beziehen, und zwar auf: $\lambda(\text{phot.}) = 425 \mu\mu$ und $\lambda(\text{vis.}) = 529 \mu\mu$. Andererseits beziehen sich unsere spektrographischen Beobachtungen in bezug auf die den Kingschen nächstgelegenen Wellen $\lambda_2 = 421 \mu\mu$ und $\frac{1}{2}(\lambda_4 + \lambda_5) = 528 \mu\mu$, so daß die Differenz der Wellenlängen der beiden Systeme unmerklich ist, weshalb ein Vergleich möglich ist, wenn auch hervorzuheben bleibt, daß ein wesentlicher Unterschied in der Beobachtungsmethode existiert und wir nur einen Versuch machen wollen.

Die folgende Tabelle 12 enthält, geordnet nach den Spektraltypen und der Zahl der Sterne in der 1. Kolumne, die Größendifferenzen Δm , entsprechend den Beobachtungen in den Wellenlängen λ_2 und $\frac{1}{2}(\lambda_4 + \lambda_5)$, berechnet auf Grund der Tabelle 9 der Differenzen $* - \mathfrak{C}$ unter Zusammenziehung der den benachbarten Spektraltypen entsprechenden Werte, in Kolumne 2. Diese enthält also die noch nicht reduzierten Farbenindices, während die 3. Kolumne die reduzierten Werte enthält, nachdem zu denen der 2. Kolumne der Betrag $+1.02$ hinzugefügt worden

ist, damit der dem Typus A_0-A_2 entsprechende Index übereinkommensgemäß den Betrag 0 hat. Die 4. Kolumne gibt die Farbenindices nach E. King wieder.

Tab. 12. Farbenindizes

Sp.	Δm	Farben-Indizes		Eva P.-Harv.
		Eva Perón	Harvard	
B_1 (2)	-1.36	-0.34	-0.33	-0.01
B_3-B_5 (3)	1.23	-0.21	-0.21	0.00
B_8-B_9 (3)	1.04	-0.02	-0.12	+0.10
A_0-A_2 (6)	1.02	0.00	0.00	0.00
A_5 (3)	0.86	+0.16	+0.20	-0.04
F_0-F_2 (5)	0.67	0.35	0.36	-0.01
F_8-G_0 (3)	0.34	0.68	0.63	+0.05
G_4-G_5 (2)	-0.20	+0.82	+0.90	-0.08

Alsdann zeigt der Vergleich der Kolumnen 3 und 4, daß über-raschenderweise ihre Differenzen (5. Kolumne) trotz der wenigen Beobachtungen klein und irregulär verteilt sind, indem 2 der Differenzen positiv, 4 negativ und 2 Null sind. Es existiert also keine systematische Differenz, als erneutes Zeichen, daß die Elimination der systematischen Fehler Erfolg gehabt hat, wenn man noch berücksichtigt, daß die angewandten systematischen Korrekturen nicht klein sind, so daß es im Falle der Nichtanwendung dieser Korrekturen schließlich viele und große Differenzen in allen Teilen der Ausarbeitung gegeben hätte. So erscheint Tabelle 12 identisch mit einer Darstellung der Farbenindizes.

Zum Schluß unserer Analyse der Beobachtungen wollen wir noch auf Grund der Tabellen 9 bzw. 10 die Differenzen in bezug auf einen beliebigen Stern, speziell in bezug auf einen Stern vom Typus A_0 und der Größe 4.5 bilden, und zwar den Stern Nr. 112, γ Pisc. Austr. (A_0 , $m = 4.5$), in der Absicht, alle Sterne nachher auf dieselbe Größe 4.5 zu beziehen, so daß die Differenz $\Delta m (* - *_0)$ einheitlich auf die spezielle Größe $m = 4.5$ bezogen ist. Deshalb wollen wir für einige Gruppen von Spektraltypen und jede der 5 benutzten Wellenlängen diejenigen Kurven zeichnen, die verschiedenen Werten von m als Abszissen und den Größen $\Delta m (* - *_0)$ als Ordinaten entsprechen, so daß wir alsdann auf Grund jeder Kurve den der Größe $m = 4.5$ entsprechenden Wert $\Delta m (* - *_0)$

entnehmen können. Die Resultate sind in der folgenden Tabelle 13 wiedergegeben. Die Zahl der Sterne, die jeder Spektralgruppe entspricht, befindet sich eingeklammert seitlich vom

Tabelle 13 für $\Delta m (* - *)_0$, bezogen auf $m = 4.5, A_1$

Typus	Mittel	λ_1	λ_2	λ_3	λ_4	λ_5
B_1-B_5 (6)	B_3	-1.78 (-1.58)	-2.25 (-1.87)	-1.57 (-1.35)	-1.62 (-1.42)	-1.52 (-1.30)
B_8-B_9 (5)	B_8	-0.90 (-0.70)	-1.38 (-1.00)	-0.74 (-0.52)	-0.71 (-0.51)	-0.87 (-0.65)
A_0-A_2 (7)	A_1	-0.20 (0.00)	-0.38 (-0.00)	-0.22 (0.00)	-0.20 (0.00)	-0.22 (0.00)
A_5 (5)	A_5	-0.85 (-0.65)	-1.53 (-1.15)	-0.89 (-0.67)	-0.95 (-0.75)	-1.15 (-0.93)
F_0-F_2 (5)	F_1	-0.35 (-0.15)	-1.05 (-0.67)	-0.41 (-0.19)	-0.70 (-0.50)	-0.76 (-0.54)
F_8-G_0 (4)	F_9	+0.15 (+0.35)	-0.58 (-0.20)	-0.04 (+0.18)	-0.45 (-0.25)	-0.84 (-0.62)

Spektraltypus. Trotzdem die Sternzahl relativ bescheiden ist, ergibt sich ein mit den fixierten Differenzen befriedigender Gang, und zwar in bezug auf alle Wellenlängen, wie eine Zeichnung der entsprechenden Kurven zeigt, wenn wir jetzt die Spektraltypen als Abszissen und die Differenzen $\Delta m (* - *)_0$ mit $m = 4.5$ als Ordinaten nehmen. Alle Kurven zeigen in bezug auf die verschiedenen Wellenlängen dieselbe Eigenschaft, zuerst vom Typus B_3 bis A_0 rasch anzusteigen, um dann unter Bildung eines Wendepunktes viel langsamer bis zum Typus F_5 und dann wieder viel schneller bis zum Ende bei G_4 anzusteigen. Was schon nach der letzten Tabelle 13 überrascht, ist, daß die Größe $\Delta m (* - *)_0$ beim Typus A_1 (oder A_0) nicht verschwindet, wie es nach der Definition von $\Delta m (* - *)_0$ zu erwarten wäre, sondern für alle Wellenlängen, mit Ausnahme von λ_2 , einen konstanten von 0 verschiedenen, wenn auch kleinen Betrag, von $\Delta m = -0.2$ zeigt, vielleicht infolge einer kleinen Differenz in bezug auf den für den Basis-Stern γ Pisc. Austr. angenommenen Spektraltypus A_0 . Setzt man nun alle Differenzen bezüglich des Typus A_1 gleich 0 und reduziert entsprechend die allen anderen Typen zugehörigen Differenzen, so ergeben sich die neben den Originalbeträgen eingeklammerten Größen, die nun die auf den Typus A_1 bezüglichen Spektraldifferenzen in den 5 Wellenlängen fixieren. Damit ergibt sich eine Basistabelle, nützlich für andere Untersuchungen vom gleichen oder ähnlichen Typ, bei denen man die Intensitätsgradienten in bezug auf die Spektraltypen benötigt, wenn auch die Genauigkeit der Tabelle wegen der kleinen Zahl der verwendeten Sterne bescheiden sein könnte.

§ 7. Schlußbetrachtung

Als allgemeinen und abschließenden Gesichtspunkt, der aus den spektrographischen Temperaturbestimmungen am großen Reflektor des Observatorio Astronomico Nacional in Eva Perón (La Plata) hervorgeht, können wir die Nützlichkeit von Beobachtungen mit einem Spektrographen bescheidener Dimensionen und mittlerer Dispersion hervorheben, da die letztere völlig hinreichend ist, alle Teile des Kontinuums mit Ausnahme der Sterne vom Typus K zu erfassen, weil in diesem Falle viele Spektrallinien die Messung des Kontinuums behindern. Ein Objektiv-Prisma erscheint dem Spektrographen nicht überlegen, speziell in unserem Falle, wenn es sich um Untersuchungen auf Grund einzelner Sterne handelt und in unserem Falle noch zu berücksichtigen ist, daß ein bescheidener Spektrograph, aber verbunden mit einem Reflektor von 82 cm Öffnung, gestattet, genügend geschwärmte Sternspektren bis zur 6. Größe bei einer Exposition von nur wenigen Minuten zu erlangen. Deshalb wäre es nützlich und erwünscht, wenn sich auch andere Astronomen bei ähnlicher instrumenteller Position der Ableitung von Stern-temperaturen widmeten, speziell auch bei Doppelsternen wie auch veränderlichen Sternen, zwecks Untersuchung der Variation der Oberflächentemperaturen infolge des periodischen Wechsels des Effektes der gegenseitigen Fluterscheinungen, als nützlichem Beitrag zu den Untersuchungen über die physische Konstitution und Kosmogonie der Sternentwicklung.

Außerdem gestattet ein Spektrograph bescheidener Dimensionen die Bestimmung der Temperaturen veränderlicher Sterne, einem umfangreichen, noch nicht realisierten Problem entsprechend, dessen Ausführung im allgemeinen gleichzeitig mit der Untersuchung der Lichtkurve in allen Wellenlängen verbunden werden kann. Das variable Verhalten der Temperaturen wird oft ein wertvolles zusätzliches Kriterium zur Helligkeitsuntersuchung der Variablen bilden, wie auch weiter im Falle der Bedeckungsveränderlichen, die eine Temperaturvariation von oft kurzer Periode zeigen müssen, ebenfalls infolge der Fluterscheinungen, die periodisch auf ihren Atmosphären erzeugt werden.