A9

LEIBNIZ-GYMNASIUM
Altdorf

Kollegstufe Abiturjahrgang 1994

F A C H A R B E I T
aus der Physik

Praktische Spektroskopie von Sternen

Verfasser : Bernhard Krauß
Leistungskurs : Physik PH2
Kursleiter : StD Wiendl

Erzielte Punkte :
(einfache Wertung)

.....
(Unterschrift des Kursleiters)

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
   1.1 Geschichte der Spektroskopie 3
   1.2 Die Astronomische Helligkeitsskala 3

2. Versuchsdurchführung
   2.1 Die benötigten Komponenten 4
   2.2 Spektralapparate: Gitter und Prismen 5
   2.3 Der Versuchsaufbau 8
   2.4 Die Versuchsdurchführung 11

3. Theorie der stellaren Spektroskopie
   3.1 Erscheinungsbild des Kontinuums 12
   3.2 Absorption in der Atmosphäre 13
   3.3 Absorptionslinien 15
   3.4 Besonderheiten der stellaren Spektroskopie 17
   3.5 Das Wasserstoffspektrum 19

4. Versuchsauswertung
   4.1 Die Photometerkurve 21
   4.2 Die graphische Auswertung 22
   4.3 Die Ergebnisse 24

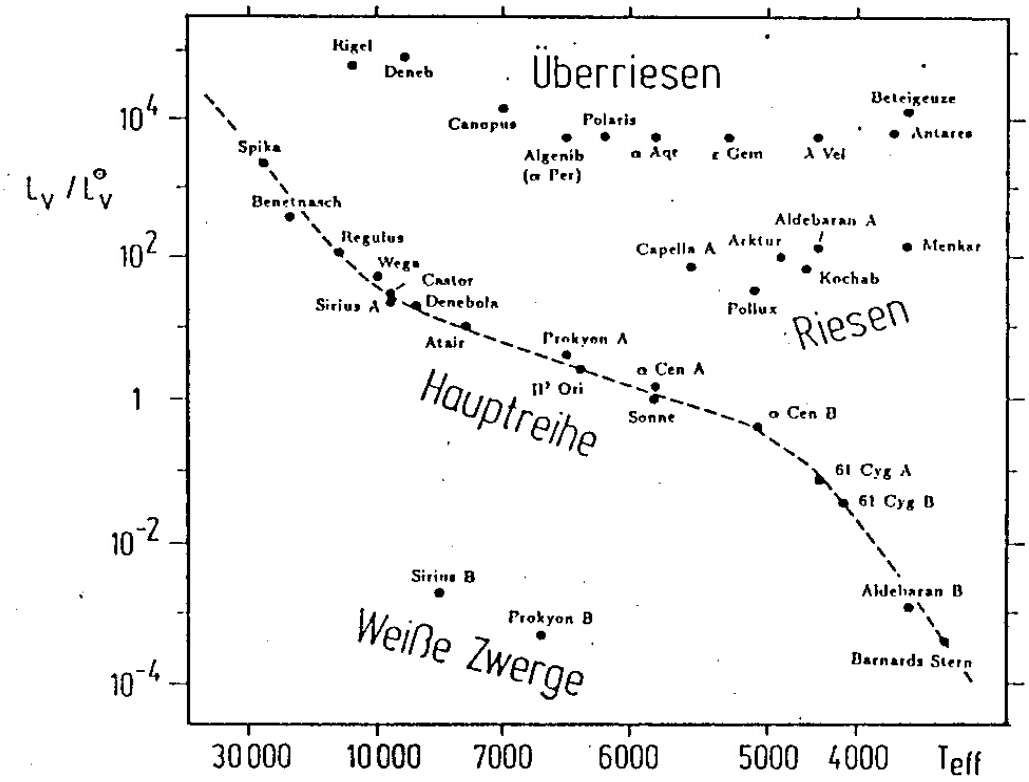
5. Nutzen der Spektralanalyse 28

Anhang
1. Photometerkurven 30
2. Harvard-Klassifikation 31
3. Spektrallinientabelle 32
4. Quellenverzeichnis 33

Im Gegensatz zu dieser *scheinbaren Helligkeit m* gibt die *absolute Helligkeit M* die Leuchtintensität an, die ein Stern in einer Standardentfernung von 10 Parsec (=32,6Lj) haben würde. Sie ist damit ein Maß für die tatsächliche Leuchtkraft L :

$$M_1 - M_2 = -2.5 \cdot \lg (L_1 / L_2) \qquad (\text{Gl. } 1\text{-}2)$$

Trägt man die absolute Helligkeit (bzw. $\lg (L/L_{Sonne})$) eines Sternes gegen seine Oberflächentemperatur an, so erhält man das sogenannte *Hertzsprung-Russel-Diagramm*. Die meisten Sterne befinden sich auf der Hauptreihe, einem stellaren Gleichgewichtszustand zwischen Temperatur und Leuchtkraft in Abhängigkeit von der Masse des Fixsternes:



Hertzsprung-Russell-Diagramm bekannter heller Sterne. L_V bezeichnet die Leuchtkraft im sichtbaren („visuellen") Spektralbereich, $L_V^{\odot}$ ist der entsprechende Wert für die Sonne.

2. Der Versuch

2.1 Die benötigten Komponenten

Um das Licht von Sternen nach den enthaltenen Wellenlängen zerlegen und anschließend fotografieren zu können, benötigt man einen *Spektrografen*. Dieser besteht im Prinzip aus folgenden Einzelteilen:

Ein *Teleskop* ist erforderlich, um die geringen Lichtmengen, die von den Sternen eintreffen, zu bündeln. Zum Ausgleich der Erdrotation sollte eine motorische Nachführung vorhanden

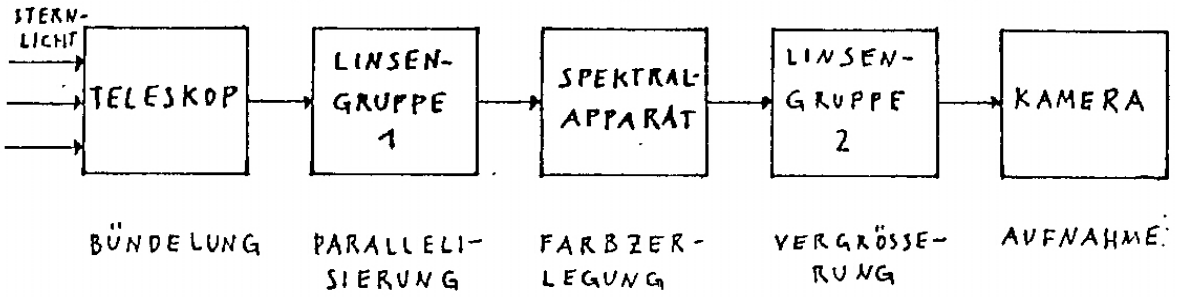
sein, um den Stern am zu schnellen Verlassen des Teleskopgesichtsfeldes zu hindern.

Ein *Spektralapparat*, das heißt ein Gitter oder ein Prisma wird benötigt, damit das Licht in die einzelnen Farben zerlegt werden kann.

Linsengruppen können eingefügt werden, um einerseits das Spektrum auf die gewünschte Größe zu bringen oder andererseits das Licht vor dem Durchgang durch den Spektralapparat zu parallelisieren. Dadurch werden die Abbildungsfehler reduziert.

Eine *Spiegelreflexkamera* wird benötigt, um das Spektrum schließlich tatsächlich fotografieren zu können.

Baut man die genannten Elemente zusammen, so ergibt sich schematisch folgende Anordnung:



(SPEKTROGRAF SCHEMATISCH)

Da die Sterne von sich aus schon fast punktförmig erscheinen, ist für diese Anordnung eigentlich kein Abbildungsspalt erforderlich. Er kann jedoch unter gewissen Lichtverlusten zwischen Teleskop und erste Linsengruppe eingeschaltet werden, um die Auflösung weiter zu steigern.

Dieser prinzipielle Aufbau läßt sich in gewissen Grenzen natürlich noch vereinfachen. So kann man zum Beispiel unter einigen Qualitätsverlusten auf die erste Linsengruppe verzichten, wie es bei dem hier verwendeten Gerät der Fall war.

Nach diesen Vorüberlegungen war es jetzt nur noch nötig, die geeigneten optischen Elemente auszuwählen.

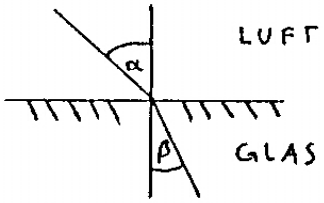
2.2 Spektralapparate: Gitter und Prismen

Es gibt zwei grundsätzlich verschiedene Arten von Spektralapparaten. Die Farbaufspaltung mit Hilfe von *Prismen* beruht auf der *Dispersion*; verwendet man *Gitter*, so bedient man sich der *Interferenz*.

Als Dispersion bezeichnet man den Effekt, daß Licht beim Übergang zwischen zwei optisch unterschiedlich dichten Medien in

Abhängigkeit von seiner Wellenlänge gebrochen wird. Das allgemeine Brechungsgesetz lautet also eigentlich:

$$\sin \alpha \,/\, \sin \beta = n(\lambda) \qquad \text{(Gl. 2-1)}$$

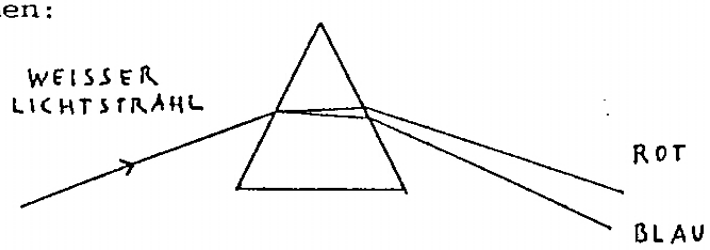


Die Funktion $n(\lambda)$ läßt sich durch verschiedene Formeln annähern. So gilt zum Beispiel nach Hartmann:

$$n(\lambda) = n_0 + A \,/\, (\lambda - \lambda_0)^B \qquad \text{(Gl. 2-2)}$$

wobei A, B, n_0 und λ_0 empirisch bestimmt werden.

Die Dispersion ist letztlich "... eine Folge des Mitschwingens von Teilchen im Feld der elektromagnetischen Lichtwelle " (BI-Lexikon Optik, S.68) . Dabei zeigt Flintglas (F16) zum Beispiel eine wesentlich stärkere Farbaufspaltung als Kronglas (K10). Deshalb wird für Spektralapparate in der Regel ersteres eingesetzt. In der Anwendung verwendet man meistens Dreiecksprismen:



Farbzerlegung mit Hilfe von Prismen hat den großen Vorteil, daß das gesamte Licht einer Wellenlänge in eine einzige Richtung gebrochen wird. Leider ist die Auswertung durch den komplizierten Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Winkel so schwierig, daß man mit grafischen Eichkurven arbeiten muß.

Die zweite Möglichkeit das Licht zu zerlegen, nämlich mittels Interferenz, wird beim Gitter angewendet. Da dieses bereits Stoff des Lehrplans war, werden hier nur die beiden wichtigsten Gleichungen wiederholt:

Für die Beugungsmaxima gilt mit dem Spaltabstand b, der Ordnung k, der Wellenlänge des Lichtes λ und dem Beugungswinkel α :

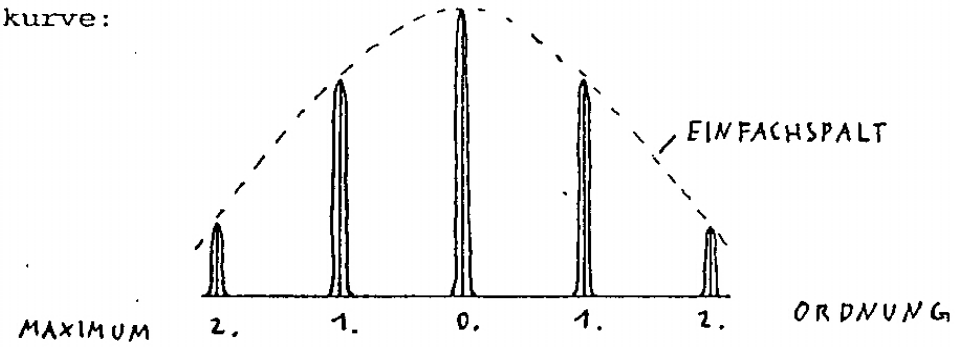
$$b \cdot \sin \alpha = k \cdot \lambda \qquad \text{(Gl. 2-3)}$$

Für die Auflösung des Gitters gilt:

$$\lambda / \Delta\lambda = N \cdot k \qquad \text{(Gl. 2-4)}$$

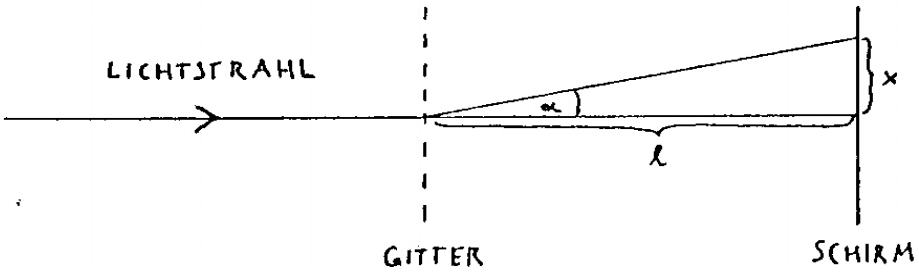
wobei N die Anzahl der beleuchteten Spalte ist.

Durch Abbildung der Gitterinterferenzfigur einer einzigen Wellenlänge λ auf einen Schirm ergibt sich etwa folgende Intensitätskurve:



Wie man sieht, wird der Mehrfachspalt des eigentlichen Gitters vom Beugungsbild des Einfachspaltes jeder einzelnen Furche überlagert, wobei der größte Teil des Lichtes jeder Wellenlänge auf die 0. Ordnung gelenkt wird. Da diese aber für jede Wellenlänge bei $\alpha = 90°$ festliegt, ergibt sich erst in der 1. Ordnung eine spektrale Aufspaltung.

Der Nachteil des Gitters ist also eindeutig, daß der größte Teil des Lichtes ungenutzt bleibt. Als vorteilhaft erweist sich dagegen die einfache Auswertbarkeit des Gitterspektrums:



Wie aus der Grafik ersichtlich ist, gilt:

$$\tan \alpha = x / l$$

Aus Gleichung 2-4 ergibt sich:

$$\sin \alpha = \lambda \cdot k / b$$

In der ersten Ordnung (k=1) kann man meistens die Kleinstwinkelnäherung anwenden; für α in Bogenmaß gilt dann:

$$\sin \alpha \approx \alpha \approx \tan \alpha$$

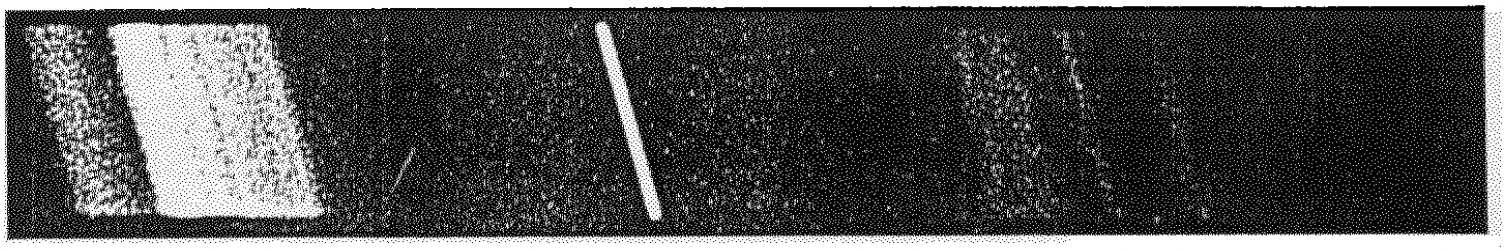
bzw.:

$$x / l = \lambda \cdot 1 / b$$

$$\Rightarrow \quad \lambda = x \cdot b / l; \quad \lambda \sim x \qquad \text{(Gl.2-5)}$$

Auf Grund dieser direkten Proportionalität sind Gitterspektren sehr einfach auszuwerten. Dieser große Vorteil des Gitters gewann stark an Bedeutung, als es *R.W. Wood* im Jahre 1910 nach einer Idee von *Lord Rayleigh* gelang, ein *Blaze-Gitter* (auch Echelette-Gitter, Stufengitter, etc.) herzustellen. Bei ihm wird

durch besondere Ritzung erreicht, daß das Maximum des Einfachspaltes auf eine höhere Ordnung umgelenkt wird. Die Gittergleichungen 2-3 und 2-4 bleiben davon jedoch unberührt. Auf diese Weise ist weitaus mehr Licht spektral aufgespalten als beim normalen Gitter. Insgesamt ergibt sich folgendes Beugungsbild, wenn die erste Ordnung geblazed wurde:

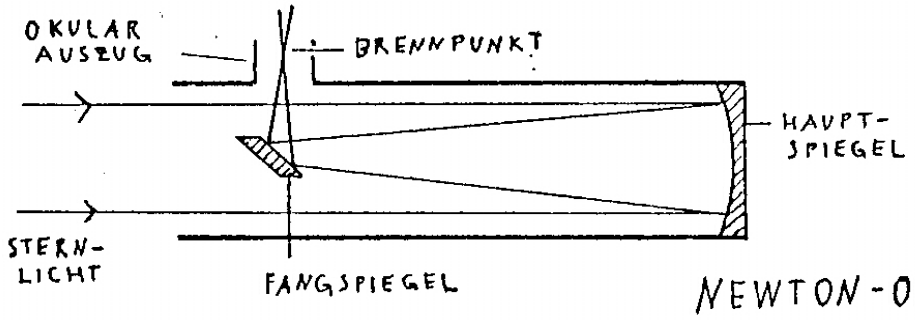


1. ORDNUNG (BLAZED) 0. ORDNUNG 1. ORDNUNG 2. ORDNUNG

Seit es mit modernen Produktionsmethoden relativ billig und einfach herzustellen ist, verdrängt das Blaze-Gitter zunehmend die früher gebräuchlichen Prismen aus der Astrophysik. Deshalb wurde es auch für die vorliegende Arbeit eingesetzt.

2.3 Der Versuchsaufbau

Als erstes mußte eine Entscheidung über den *Teleskoptyp* getroffen werden. Dabei stellte sich schnell heraus, daß für die genannte Anwendung das Spiegelteleskop besser geeignet ist als eine Linsenoptik. Letztere sind aus preislichen Erwägungen in der Regel wesentlich lichtschwächer und neigen besonders im fotografisch erfaßbaren UV-Bereich zu wellenlängenabhängigen Abbildungsfehlern (siehe Dispersion 2.2). Daraufhin mußte beim Spiegelteleskop zwischen einer langbrennweitigen Cassegrain-Optik und einem kurzbrennweitigen Newtonteleskop entschieden werden. Die Wahl fiel schließlich auf die Newtonoptik, weil eine große Brennweite gleichzeitig eine starke Vergrößerung und damit eine erhöhte Anfälligkeit gegenüber Luftunruhe bedeutet hätte. Das endgültig verwendete Teleskop verfügte über einen Hauptspiegeldurchmesser von 254mm und eine Brennweite von 1143mm.



NEWTON-OPTIK

Die Entscheidung über den *Spektralapparat* war durch die Vorüberlegungen aus Kap.2.2 festgelegt: Mir stand ein Blaze-Gitter-Spektrograph der Firma Baader-Planetarium zur Verfügung. Das Gitter hatte eine Konstante von 207 Linien/mm und war die Kopie eines holographisch hergestellten Originals. Mit einem Durchmesser von 26mm enthielt es etwa 5400 Linien. Das Gitter war auf die erste Ordnung "geblazed", da es bereits zwischen 2. und 3. Ordnung zur Überlagerung kam: Aus Gl.2-3 ergibt sich nämlich für die Grenzen der beiden Ordnungen mit $b = 4.83 \cdot 10^{-6}$m :

$$\alpha(3.\text{Ordnung};400\text{nm}) = 14{,}4°$$

$$\alpha(2.\text{Ordnung};700\text{nm}) = 16{,}8°$$

Für die Trennschärfe $\Delta\lambda$ zweier Wellenlängen ergibt sich nach Gl.2-4 innerhalb der ersten Ordnung:

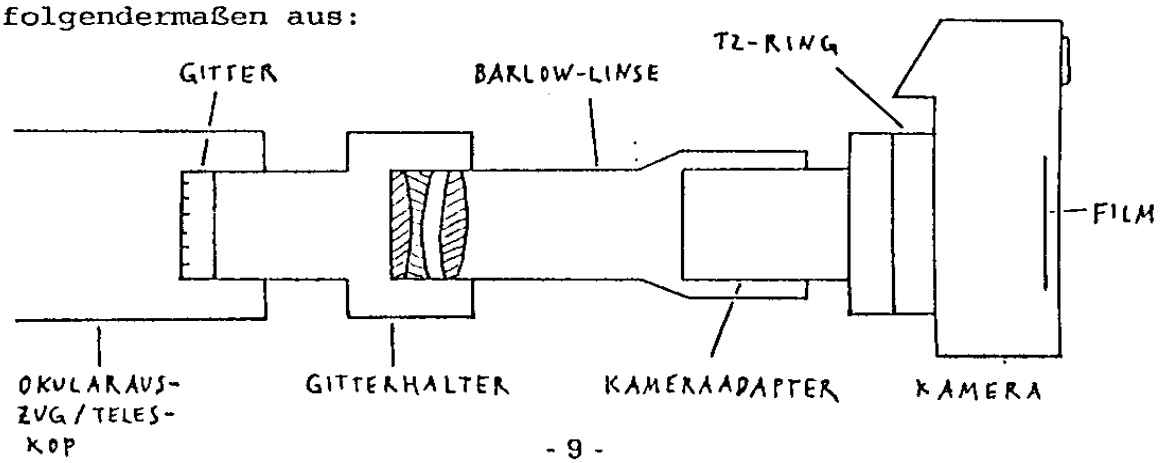
$$\Delta\lambda(\lambda=700\text{nm}) = 0{,}13\text{nm}$$

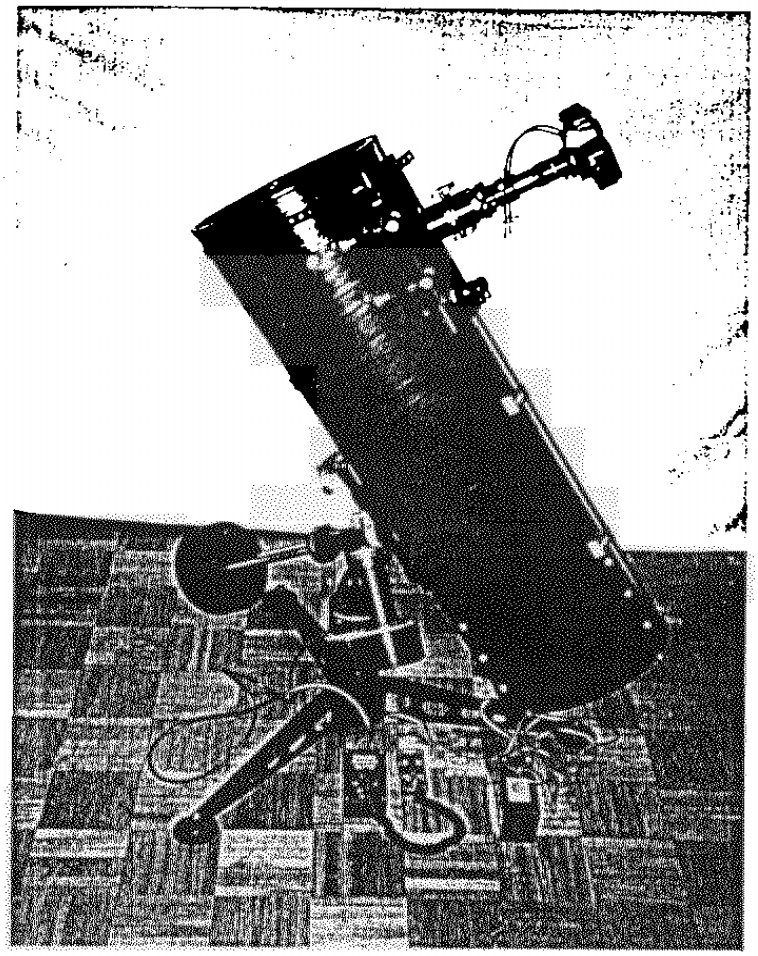
$$\Delta\lambda(\lambda=400\text{nm}) = 0{,}07\text{nm}$$

Die theoretische Auflösung war damit, wenn tatsächlich alle Spalte beleuchtet wurden, wesentlich größer als die praktische Grenze. Diese ergab sich durch Luftflimmern, Schärfeeinstellung, etc. etwa zu $\Delta\lambda_{max} = 1$nm.

Die Gebrauchsanweisung der Firma Baader schlug nun vor, direkt hinter dem Gitter die Kamera anzubringen. Auf diese Weise hatte das Spektrum auf dem Film eine Maximallänge von etwa 6mm, weil der Abstand zwischen Gitter und Kamera technisch begrenzt war. Deshalb schaltete ich als *zweite Linsengruppe* (siehe 2.1) eine sogenannte Barlow-Linse ein. Es handelt sich dabei um eine abbildungsfehlerarme dreilinsige Optik mit negativer Brennweite. Die so erhaltenen Spektren waren etwa 15mm lang und damit wesentlich besser zur Auswertung geeignet.

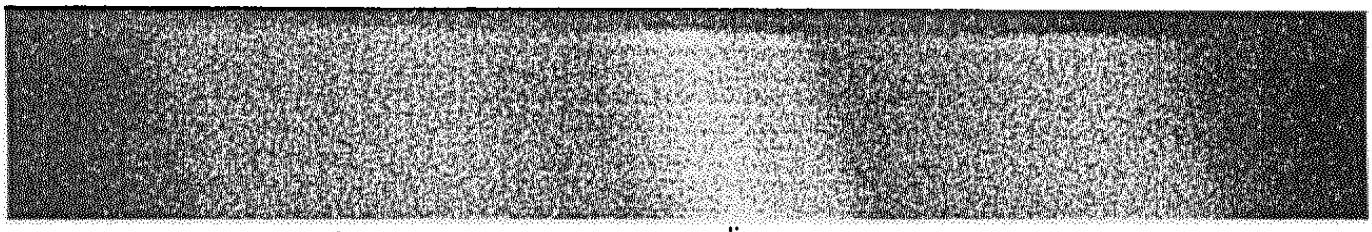
Als *Kamera* verwendete ich ein vollmechanisches Spiegelreflexmodell, um bei den langen Belichtungszeiten keine Batterien zu verschwenden. Der endgültige Spektrograph sah dann folgendermaßen aus:





Die Wahl des *Filmmaterials* stellte sich als ein weiteres Problem heraus. Insgesamt wurden 3 verschiedene Filme getestet:

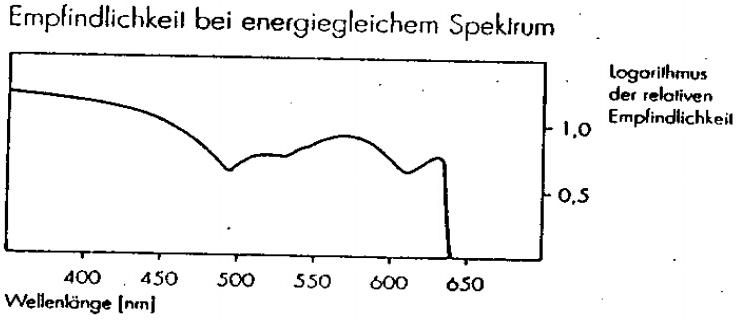
Der Diafilm *AGFA 1000RS* wird serienmäßig schon mit einer hohen Empfindlichkeit produziert, so daß er sich auch für schwächste Sterne eignet. Leider hat dies gleichzeitig eine sehr schlechte Auflösung zur Folge, weil die Filmkörnung zu groß ist. Ein weiterer Nachteil ist das chaotische spektrale Empfindlichkeitsverhalten, das durch die Überlagerung der drei farbempfindlichen Schichten entsteht. Eine solche Aufnahme kann nur schwer ausgewertet werden:



BLAU GRÜN ROT

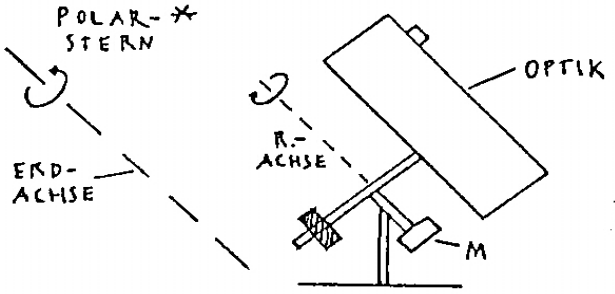
Der Schwarzweißfilm *Ilford XP2* ist mit 400 ASA leider viel zu lichtschwach für sinnvolle Ergebnisse, kann aber noch beim Fotohändler entwickelt werden.

Der Schwarzweißfilm *Ilford HP5 plus* hat zwar auch eine Nennempfindlichkeit von 400 ASA; man kann ihn jedoch im eigenen Fotolabor bis auf 800 ASA "pushen". Außerdem reagiert er auf UV-Strahlung bis etwa 350nm:

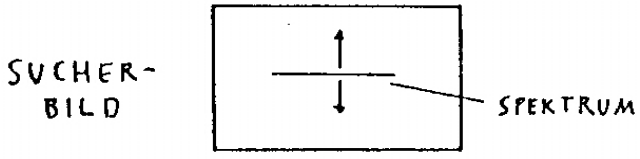


2.4 Die Versuchsdurchführung

Zunächst muß die Rektaszensionsachse des Telekops auf den Polarstern ausgerichtet werden:



Auf diese Weise ist der Nachführmotor M in der Lage, die Erdrotation auszugleichen, so daß die Sterne im Teleskopgesichtsfeld still stehen. Nachdem der Versuchsaufbau angebracht worden ist, stellt man einen hellen Stern ein und erhält so ein Testspektrum in Form eines farbigen Striches. Man verdreht nun die optischen Komponenten solange gegeneinander, bis das Spektrum im Sucher waagrecht erscheint und bei Bewegung um die Rektaszensionsachse in der Senkrechten wandert:



Ernsthafte Schwierigkeiten bereitete das *Scharfstellen*: Der Sucher kann nachts sehr leicht beschlagen und außerdem ist der Spektralfaden ziemlich dunkel und konturlos. Deshalb empfiehlt es sich, stattdessen nach der 0.Ordnung, also dem unveränderten Bild, eines ausgedehnten Objektes zu justieren. Besonders gut ist dafür der Mond geeignet.

Bei der *Belichtung* selbst muß die Nachführgeschwindigkeit des Motors verändert werden, damit der Spektralfaden über den Film wandert und so ein verwendbares Bild liefert. Dazu kann man entweder die Nachführung ganz abschalten, oder sie im gewünschten Maße verlangsamen. In der Praxis wurden deshalb Belichtungsserien mit drei unterschiedlichen Geschwindigkeiten aufgenommen, um mindestens eine gelungene Aufnahme zu erhalten. Außerdem zeigte sich sehr schnell, daß das Abschalten des Motors nur für hellere Sterne als m = 1,0 optimale Ergebnisse liefert. Dabei muß jedoch berücksichtigt werden, daß Sterne in polaren astronomischen Breiten sich wesentlich langsamer bewegen als in Nähe des Himmelsäquators. Deshalb muß bei der Belichtung stets auch die astronomische Breite (Deklination) des Objektes beachtet werden. Insgesamt wurden Sterne bis m = 2,1 spektroskopiert.

Die *Belichtungszeit* selbst war eigentlich unwichtig, da sie nur für die Verbreiterung des Spektrums sorgte. Sie lag zwischen 1 bis 4 Minuten.

3. Theorie der stellaren Spektroskopie

3.1 Erscheinungsbild des Kontinuums

Bekanntlich läuft im Kernbereich eines Sterns die Energieerzeugung nach dem Prinzip der *Kernfusion* ab. Auf der einfachsten Stufe wird dabei Wasserstoff in Helium umgewandelt:

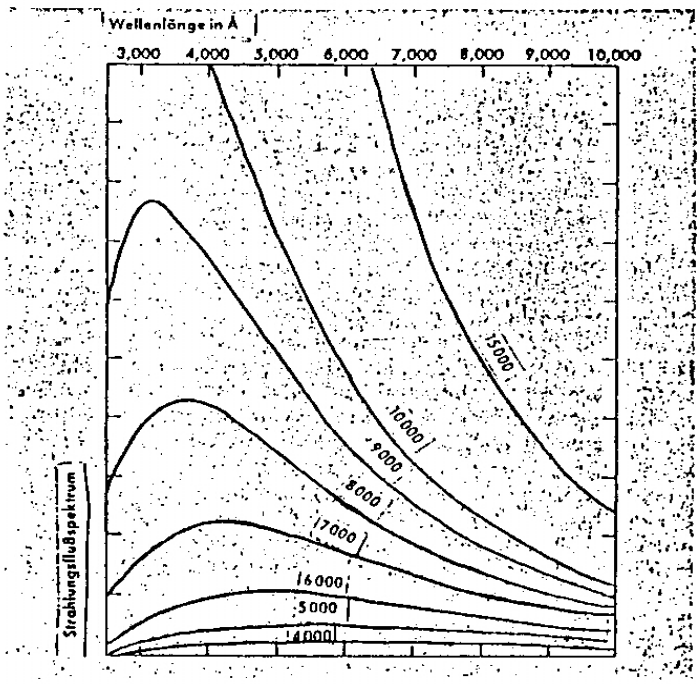
$$4\ H^{+} \longrightarrow He^{2+} + 2\nu_e + 2\gamma + 2e^{+} + \text{Energie}$$

Die so entstandene Energie wird über Strahlung und in den äußeren Bereichen des Sterns später auch durch Konvektion an die Oberfläche befördert. Innerhalb einer Schicht, die nur wenige hundert Kilometer dick ist, wird die Materie dann so dünn, daß die Strahlung den Himmelskörper direkt verlassen kann. Im Durchschnitt hat ein Lichtquant in dieser sogenannten *Photosphäre* eine 1:1-Chance, in den Weltraum zu entkommen, ohne vorher absorbiert zu werden. Während die Temperatur im Kern mehrere Millionen Kelvin beträgt, liegt sie hier nur noch bei einigen tausend K.

Um eine Aussage über die spektrale Energieverteilung machen zu können, nimmt man im einfachsten Fall den Stern als *schwarzen Körper* an; für diesen gilt per definitionem:

"Absorbiert ein Körper für alle Wellenlängen und Temperaturen die gesamte auftreffende Strahlung, so ist er ein schwarzer Körper." (Formelsammlung, S.52)

Unter dieser Voraussetzung gilt für ihn das Plancksche Strahlungsgesetz. Das folgende Diagramm gibt die theoretischen Kurven für einige Temperaturen an:



Eine Folge aus diesem Zusammenhang ist das Stefan-Boltzmann-Gesetz; für die Gesamtstrahlungsleistung Φ des Sterns gilt mit der Oberflächentemperatur T und der Strahlungsfläche A:

$$\Phi = \sigma \cdot A \cdot T^4 \qquad \text{(Gl. 3-1)}$$

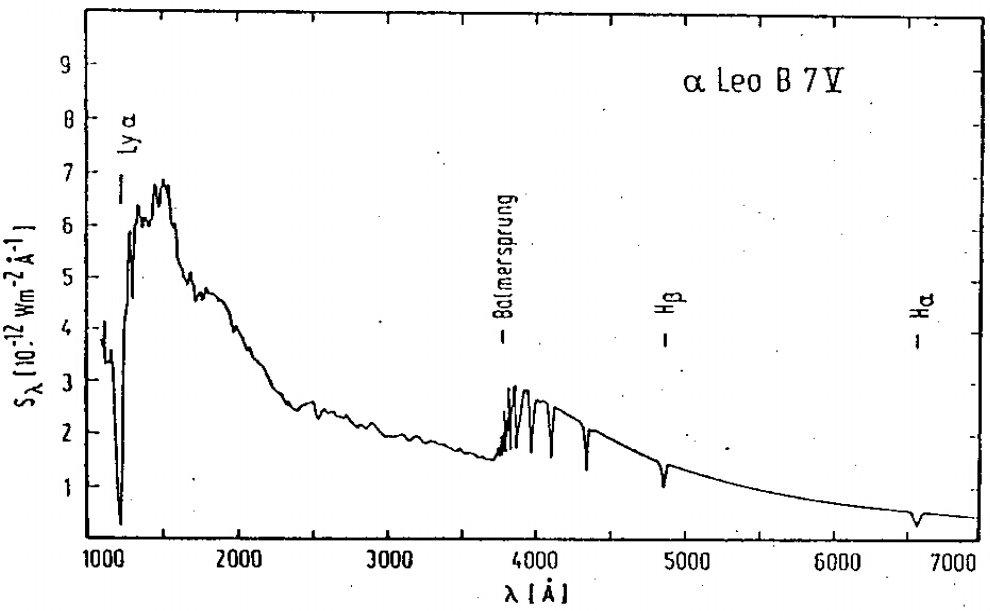
Dabei steht $\sigma = 5{,}6703 \cdot 10^{-4}\ Wm^{-2}K^{-4}$ für die Stefan-Boltzmann-Konstante. Leitet man umgekehrt T aus den gemessenen Größen Φ und A her, so erhält man die Effektivtemperatur T_{eff} des Sterns. Diese ist ein Maß für die Temperatur der Photosphäre.

Außerdem gilt das Wiensche Verschiebungsgesetz, wobei λ_{max} für die Wellenlänge des Strahlungsmaximums und w für die Wiensche Verschiebungskonstante steht ($w=2{,}8979 \cdot 10^{-3}mK$):

$$\lambda_{max} \cdot T = w \qquad \text{(Gl. 3-2)}$$

λmax liegt bei den meisten Sternen zwischen 50nm und 1000nm.

Daß sich in Wirklichkeit starke Abweichungen von dieser glatten Planck-Kurve ergeben können, soll folgendes Beispiel zeigen:



Extraterrestrische absolute Energieverteilung im Spektrum des B7-Sternes α Leonis (Regulus) nach Messungen mit dem Satelliten OAO-2. (Nach A. D. Code et al.)

3.2 Absorption in der Atmosphäre

Auch die einzelnen Atome in der Sternatmosphäre beeinflussen die Strahlungskurve: Am eindeutigsten machen sie sich durch diskrete Absorption bemerkbar. In diesem Zusammenhang sei kurz auf das Bohrsche Atommodell verwiesen:

Elektronen können danach gegenüber dem Atomkern nur zwei Hauptzustände einnehmen:

a) Handelt es sich um ein gebundenes Elektron, so kann seine Energie gegenüber dem Kern nur diskrete, negative Werte annehmen. ($E<0$)

b) Freie Elektronen erhalten dagegen auf Grund ihrer kinetischen Energie kontinuierliche, positive Werte. ($E>0$)

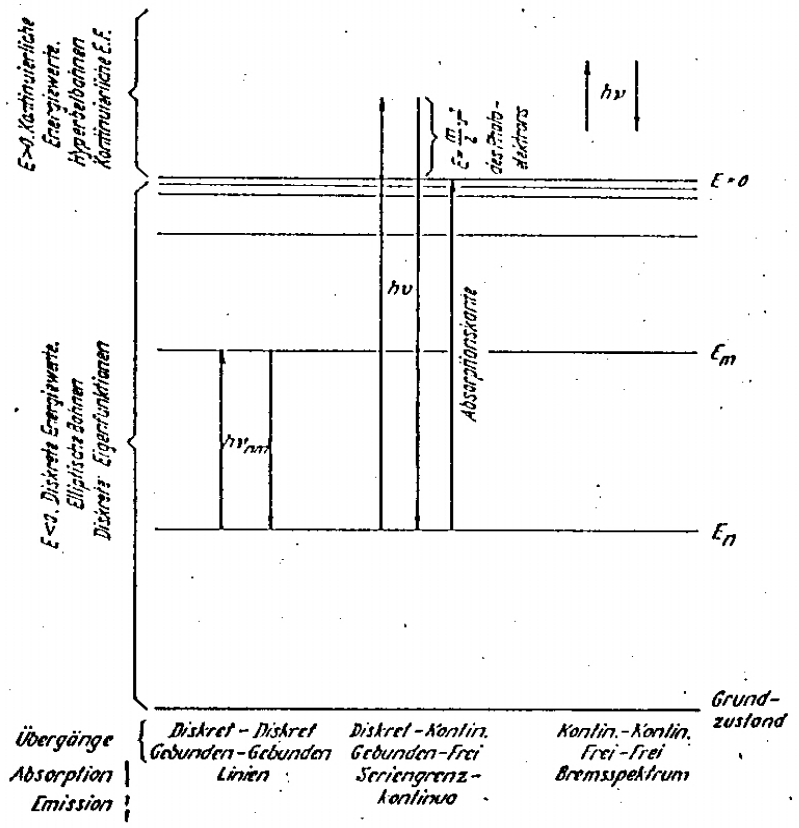
Bei Übergängen zwischen zwei Energieniveaus werden Photonen emittiert oder absorbiert, um die Energiebilanz auszugleichen. Für die Energie des Photons gilt:

$$E_{Ph} = h \cdot \nu = E' - E$$

Für seine Wellenlänge gilt also:

$$\lambda = h \cdot c / (E'-E) \qquad \text{(Gl. 3-3)}$$

Schematisch ergibt sich folgendes Diagramm:



Energieniveau- oder Grotrian-Diagramm eines Atoms (schematisch). Übergänge

Sowohl die frei-frei als auch die gebunden-frei Übergänge sind durch ihre Kontinuumsabsorption für die Abweichungen von der Planckschen Strahlungskurve mitverantwortlich.

Bei allen gebunden-gebunden Übergängen kommt es zur Ausbildung von Absorptionslinien, den *Fraunhoferschen Linien*.

3.3 Absorptionslinien

Die Wellenlängen der Linien sind jeweils von den Bindungsenergien im Atom abhängig. Welche Energieniveaus dabei auftreten, ist hauptsächlich die Folge von zwei Faktoren:

a) Die Art des *Atomkerns*

b) Die Stufe der *Ionisierung* bzw. die Elektronengesamtzahl

Demzufolge bezeichnet man in der Spektroskopie die entsprechenden Absorptionslinien zunächst mit dem Symbol des chemischen Elementes und zusätzlich mit einer römischen Ziffer, die den Ionisationsgrad angibt. I steht dabei für elektrisch neutral, II

für einfach positiv ionisiert, III für zweifach positiv ionisiert usw.. Die Fraunhoferschen Linien H und K sind zum Beispiel in Wirklichkeit CaII-Linien.

Leider ist eine einfache Berechnung der Energieniveaus nur bei *Einelektronensystemen* wie dem Wasserstoffatom möglich. In diesen hängen die Elektronenenergien schließlich zum größten Teil nur von der Hauptquantenzahl n ab.

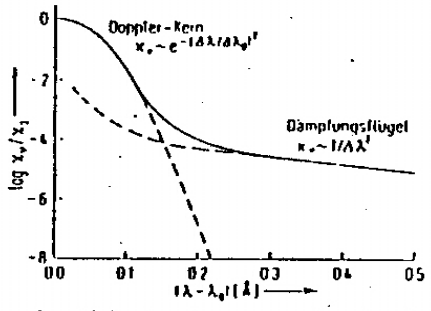
Bei *Mehrelektronensystemen* ist die Berechnung dagegen wesentlich komplizierter, da jeder energetische Zustand von mehreren Quantenzahlen abhängt. Außer der Hauptquantenzahl n muß, solange zusätzlich keine äußeren Felder existieren, auch die Nebenquantenzahl l und der Spin s des Elektrons berücksichtigt werden. Außerdem wird die Möglichkeit eines Übergangs durch Auswahlregeln eingeschränkt, die den Rahmen dieser Facharbeit sprengen würden. Aus diesem Grund mußten zur Identifikation solcher Linien Tabellenwerke verwendet werden.

Nach den eben gemachten Erläuterungen über diskrete Wellenlängen müßten Spektrallinien dann eigentlich nur als unendlich dünne Striche im Spektrum auftreten. In Wirklichkeit wird dies durch drei unabhängige Phänomene verhindert:

a) Jede Spektrallinie verfügt über eine *natürliche Linienbreite*, die eine Folge von *Strahlungsdämpfung* ist. Dies läßt sich jedoch nur mit komplizierteren Ausführungen sinnvoll erklären. Das so erhaltene Absorptionsprofil weist eine sogenannte *Lorentzform* auf und hat bei $\lambda = 400$nm eine Halbwertsbreite von $8 \cdot 10^{-7}$nm bis $8 \cdot 10^{-5}$nm.

b) Weitaus wichtiger ist jedoch die *Dopplerverbreiterung*, die auf die Relativgeschwindigkeit v des absorbierenden Atoms gegenüber dem Ausstrahlungsort zurückgeht. Auf diese Weise kann das Elektron Photonen "aufnehmen", die von außen betrachtet eigentlich gar nicht die richtige Frequenz haben. Dadurch erhält die Linie das Profil einer Gaußkurve.

c) Der dritte wichtige Effekt ist die *Druckverbreiterung* bzw. *Stoßdämpfung*. Unter hohen Drücken wird der Elektronenübergang nämlich auch von Teilchenstößen beeinflußt. In der Kombination ergibt sich dann etwa folgendes Absorptionsprofil:



Linienabsorptionskoeffizient $\varkappa_\nu$ (bezogen auf $\varkappa_\nu$ für die Liniennmitte). Dopplerkern und Dämpfungsflügel der NaD-Linien berechnet nach Gl. (19.9) bzw. (19.10) für $T = 5700$ °K und reine Strahlungsdämpfung; ihre Überlagerung (ausgezogene Linie) ergibt das sog. *Voigt*-Profil

Die genannten Effekte führen dazu, daß eine intensive Linie nicht nur dunkler, sondern auch breiter erscheint. So können zum Beispiel Wasserstofflinien bis zu 10nm stark sein.

Ob Linien nun aber überhaupt in Sternspektren auftreten, ist von folgenden Faktoren abhängig:

- Der entsprechende Stoff muß im Stern enthalten sein.
- Es müssen sich durch thermische Anregung genügend Elektronen auf dem Ausgangsenergieniveau aufhalten.
- Das Element muß bei der vorhandenen Temperatur im richtigen Ionisationszustand vorliegen.

Dies gilt sinngemäß auch für *Moleküle*, die auf Grund ihrer komplizierten Bindungsverhältnisse jedoch ganze Banden absorbieren können. Die *Menge* des Stoffes ist dabei nur von untergeordneter Bedeutung: Die Ca-Linien treten ebenso stark wie die Wasserstofflinien auf, obwohl Ca in Sternen fast eine Million mal seltener ist.

3.4 Besonderheiten der stellaren Spektroskopie

Aus den eben genannten Einschränkungen kann man ableiten, welche Informationen im Sternspektrum enthalten sind.

Zunächst gibt es natürlich Aufschluß über die "*Sternchemie*", das heißt, man kann chemische Elemente zumindest qualitativ feststellen. Weil die galaktische Urmaterie allerdings relativ homogen war, sind die Unterschiede zu den solaren Werten verschwindend gering: Wasserstoff dominiert mit etwa 73 Massenprozent; danach folgt Helium mit 25%. Die restlichen 2% entfallen auf schwerere Elemente, wobei Metalle nur als Spurenelemente auftreten. Deshalb kann mit einfachen Mitteln nur die *generelle Existenz* bestimmter Elemente nachgewiesen werden.

Da die Linienentstehung aber auch von der *thermischen Anregung* der Atome abhängt, läßt sich mit Hilfe der Spektren die Effektivtemperatur von Sternen bestimmen. Auf dieser Tatsache baut die *Harvard-Klassifikation* auf. Die von ihr vorgeschlagenen Spektralklassen O, B, A, F, G, K, M und C (bzw. R,N,S) mit ihrer Feingliederung von jeweils 0 bis 9 sind letztlich nur temperaturabhängig. (siehe Anhang 2)

Neben der Temperatur spielt aber auch die *Dichte der Photosphäre* eine entscheidende Rolle: In dünnen Atmosphären ergeben sich wesentlich schärfere Linien, weil es zu keiner Druckverbreiterung kommt. Da die Dichte der äußeren Schichten vom Sternradius abhängt, tritt dieses Phänomen nur bei Riesensternen auf. Ein weiteres wichtiges Indiz für die Größe eines Objektes ist der Grad der Ionisierung in der Photosphäre. Atome und ihre positiven Ionen liegen hier nämlich in einem Gleichgewichtszustand vor, der durch das *Massenwirkungsgesetz* beschrieben werden kann:

$$A \longleftrightarrow A^+ + e^-$$

$$\Rightarrow \quad (N(A^+) \cdot N(e^-)) \;/\; N(A) = F(T) \qquad \text{(Gl. 3-4)}$$

Die Funktion F(T) steht hier stellvertretend für die *Saha-Gleichung*, die eine allgemeine Beschreibung in Abhängigkeit von der Gastemperatur T zuläßt. Wie man sieht, ist die Ionisation im Gegensatz zur thermischen Anregung auch von der Anzahl der Elektronen bzw. dem Partialdruck des Elektronengases p_e abhängig. Dieser ist aber in der Atmosphäre von Riesensternen wesentlich niedriger als bei gleich heißen Hauptreihensternen, wie die folgende Tabelle illustriert (p_g: Gasdruck; p_e: Elektronendruck; alle Angaben in Pa):

Typ	Hauptreihe		Überriese	
	p_g	p_e	p_g	p_e
B0	173,8	83,2	-	-
A0	89,1	31,6	8,32	3,72
F0	1259	7,76	28,8	1,55

(Tab. 3-1)

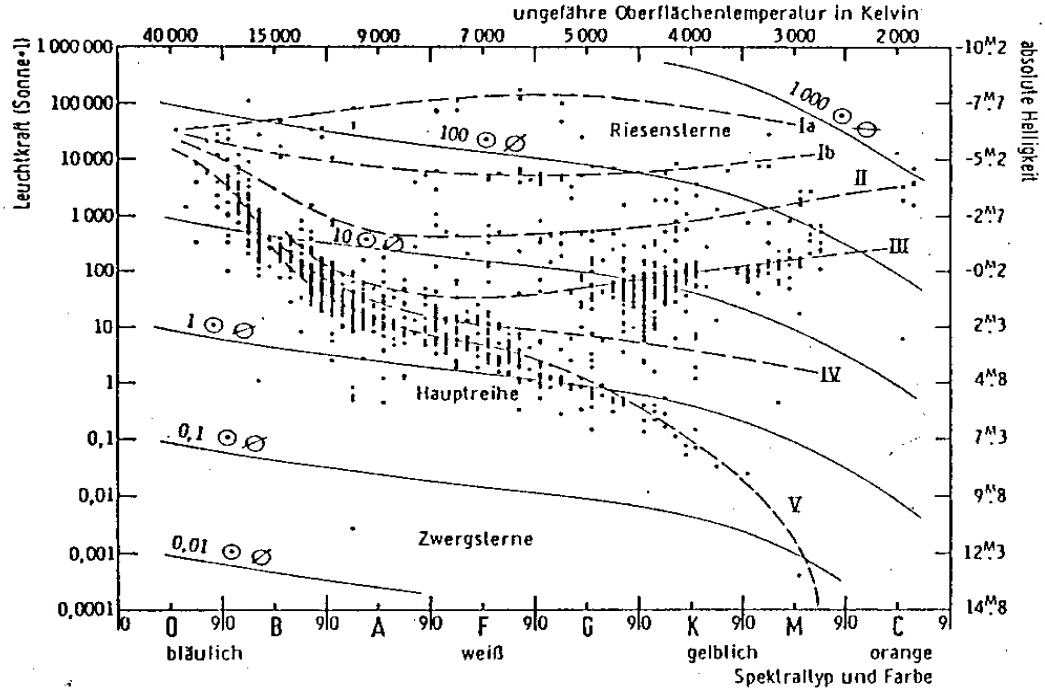
Aus diesem Grunde liegen die Elemente in Riesensternen meist stärker ionisiert vor, wie sich aus Gleichung 3-4 leicht ablesen läßt. Auf dieser Grundlage basiert die *MK- oder Yerkes-Klassifikation* nach Sternmassen:

Leuchtkraftklassen des MK-Systems und zugehörige Sterngruppen im Hertzsprung-Russell-Diagramm

Leuchtkraftklasse	Gruppe im HRD
Ia, Iab, Ib	Überriesen
II	helle Riesen
III	(normale) Riesen
IV	Unterriesen
V	Hauptreihensterne (Zwerge)
VI	Unterzwerge

(Tab. 3-2)

In ihrer Kombination lassen sich Harvard- und Yerkes-Klassifikation am besten im *Hertzsprung-Russel-Diagramm* darstellen:



Wie man sieht, kann man durch eine genaue spektrale Einordnung Temperatur, Radius, absolute Leuchtkraft und damit die Entfernung des Sterns ermitteln. Der von mir durchgeführte Versuch liefert jedoch auf Grund der beschränkten Mittel nur eine grobe Temperaturabschätzung, sowie eine relative Masseneinordnung.

3.5 Das Wasserstoffspektrum

Wie schon mehrmals erwähnt, spielt der Wasserstoff in der Sternspektroskopie in doppelter Hinsicht eine Sonderrolle. Einerseits ist er das häufigste Element im Universum und dominiert damit auch die stellaren Spektren. Andererseits führt sein einfacher atomarer Aufbau zu einer guten Berechenbarkeit des spektralen Verhaltens.

Betrachtet man die Energieniveaus des Wasserstoffatoms, so ergibt sich deren Lage gemäß des Bohrschen Atommodells zu:

$$E_n = -R_H \cdot h \cdot c / n^2 \qquad \text{(Gl. 3-5)}$$

Dabei bezeichnet n die Hauptquantenzahl des Elektrons und R_H die *Rydberg-Konstante* (R_H=1,0968·$10^7 m^{-1}$).

Durch Umformung erhält man mit Gleichung 3-3 die allgemeine Serienformel für den Übergang vom festen Niveau E_n nach E_m. Für das absorbierte Photon gilt:

$$1 / \lambda = R_H \cdot (1/n^2 - 1/m^2) \qquad \text{(Gl. 3-6)}$$

Da nur die *Balmerserie* (n=2) im sichtbaren Bereich liegt, gilt für deren Linien:

$$1 / \lambda = R_H \cdot (1/4 - 1/m^2) \qquad \text{(Gl. 3-7)}$$

Eine Auflistung der Wellenlängen dieser Serie findet sich in Anhang 3.

Der Wasserstoff macht sich aber auch durch Kontinuumsabsorption im Rahmen des *Photoeffektes* bemerkbar. Wenn Elektronen direkt von der 2.Hauptschale in den ungebundenen Zustand übergeführt werden, so nehmen sie Energien auf, die etwas größer sind, als die Bindungsenergie für n=2. Deshalb kommt es bei der Seriengrenze der Balmerserie zum sogenannten Balmersprung, wie er in der Kurve auf Seite 14 zu erkennen ist. Dieser liegt mit λ=364,7nm zwar nicht im visuellen Bereich, wird aber von Schwarzweißfilmen noch erfaßt.

Eine weitere Besonderheit des Wasserstoffatoms ist, daß sich seine Reaktion auf Temperatur und Elektronendruck sehr gut berechnen läßt. Wie in Kapitel 3.3 dargelegt wurde, muß für die Entstehung einer Linie das Ausgangsenergieniveau ausreichend stark besetzt sein; im Falle der Balmerserie ist das die Stufe n=2. Die thermische Anregung ist durch die *Boltzmann-Formel* gegeben:

$$N_2 / N_0 = g_2/g_0 \cdot e^{-\chi/kT} \qquad \text{(Gl. 3-8)}$$

Dabei bezeichnen N_2 und N_0 die Anzahlen der Atome im angeregten bzw. im Grundzustand; g_2/g_0 ist ein konstanter statistischer Faktor; χ bezeichnet die Anregungsenergie gegenüber dem Grundzustand und k ist die *Boltzmannkonstante*. Wenn die Temperatur zunimmt, so wird der Exponent betragsmäßig kleiner; die rechte Seite der Gleichung wird damit insgesamt größer. Je höher also die Temperatur wird, desto mehr Atome sind im geeigneten Zustand.

Dem wird jedoch durch die steigende Ionisation entgegengewirkt. Diese läßt sich durch die *Saha-Gleichung* berechnen:

$$N(H^+)/N(H) \cdot p_e = (6{,}65 \cdot 10^{-2}\,Pa) \cdot 0{,}5 \cdot (T/K)^{2,5} \cdot e^{-\chi/kT}$$

(vereinfacht für Wasserstoff; Gl. 3-9)

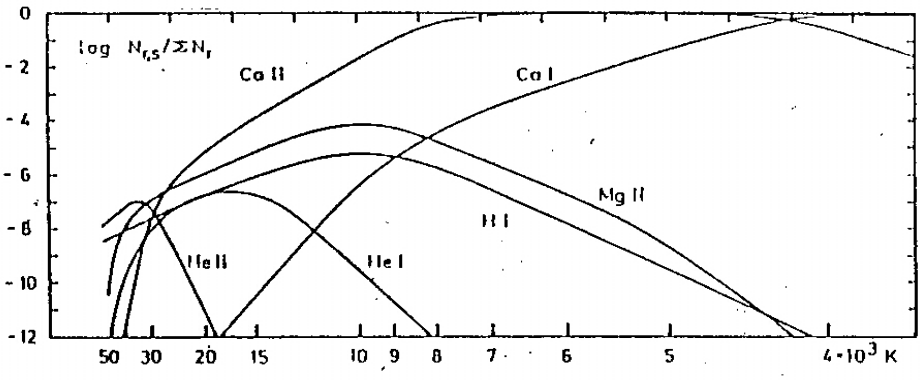
χ bezeichnet in diesem Falle die Ionisationsenergie des Wasserstoffes (χ=13,6eV) ; p_e läßt sich aus Tabelle 3-1 ablesen.

Damit ergibt sich in Abhängigkeit vom Spektraltyp folgende Tabelle:

Typ	Temperatur in K	p_e in Pa	$N(H^+)/N(H)$
B0	28000	83,2	$1{,}87 \times 10^5$
A0	9900	31,6	1,22
F0	7400	7,76	$1{,}10 \times 10^{-2}$

(Tab. 3-3)

Die Ionisation nimmt mit steigender Temperatur so stark zu, daß das Maximum der Balmerserie bereits beim Spektraltyp A (T≈10000K) eintritt, obwohl erst ein Bruchteil der Atome im passenden Anregungszustand ist. Durch verfeinerte Rechnungen dieser Art läßt sich folgendes Absorptionsschema auch für andere Elemente aufstellen:



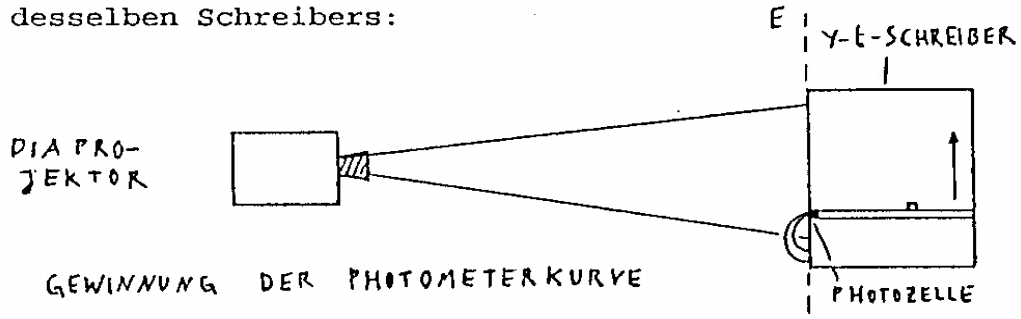
$N_{r,s}$ bezeichnet dabei die Anzahl der Atome im passenden Anregungs- und Ionisationszustand, ΣN_r die Summe aller Atome eines Elementes.

4. Versuchsauswertung

4.1 Die Photometerkurve

Nach der Aufnahme der Spektren und der Theorie der Analyse, konnte nun mit der praktischen Auswertung begonnen werden. Zu diesem Zweck wurden die Bildnegative des Schwarzweißfilms zunächst in Intensitätskurven umgewandelt:

Mit einem Diaprojektor wird das Negativ auf eine Ebene E abgebildet. In dieser Ebene bewegt sich eine schmale Photozelle, die auf dem in x-Richtung fortschreitenden Arm eines y-t-Schreibers angebracht ist. Die Aufzeichnung des Graphen erfolgt mit Hilfe desselben Schreibers:



GEWINNUNG DER PHOTOMETERKURVE

Um möglichst exakte Kurven zu erhalten, wurde die Photozelle zusätzlich mit Klebeband teilweise abgedeckt. Während das Spektrum in der Ebene eine Länge von etwa 30cm hatte, war die Sensorfläche so nur ca. 0.5mm breit. Außerdem wurde darauf geachtet, daß die Längsseite der Zelle exakt parallel zu den projizierten Absorptionslinien ausgerichtet war. Damit der Schreiber die scharfen Linien auch wirklich aufzeichnete, mußte die Geschwindigkeit bis auf 10^8/cm gedrosselt werden.

Auf diese Weise ließ sich hauptsächlich die unterschiedliche spektrale Energieverteilung nachweisen. Leider wurde diese durch eine "Grünlücke" des Filmmaterials stark verfälscht. Von den Fraunhoferschen Linien machten sich außerdem nur die stärksten bemerkbar (z.B. die Wasserstofflinien), weil die Filmkörnung zu sehr durchschlug. Dadurch gingen schwache Linien im "Rauschen" unter. (Ergebnisse siehe Anhang 1)

4.2 Die graphische Auswertung

Da das Spektrum auf dem Originalnegativ nur etwa 15mm lang ist, muß es auf ein Blatt Papier projiziert werden. Auf diesem kann man dann die Linien markieren und ausmessen.

Wichtig ist für die Auswertung, daß man noch von einer linearen Abbildung im Sinne von Kapitel 2.2 ausgehen kann. Die 1. Gitterordnung erstreckt sich für den Empfindlichkeitsbereich des verwendeten Films *Ilford HP5 Plus* (350nm-630nm) nach Gl.2-3 zwischen 4,2° und 7,5°. Damit ist die Näherung für Gl.2-5 im Rahmen der Meßgenauigkeit zulässig; es gilt also auch hier:

$$\lambda \sim x$$

Da die 0. Ordnung nicht mehr als Bezugspunkt auf die Bilder paßte, gilt zumindest:

$$\Delta\lambda \sim \Delta x; \qquad \Delta\lambda = c \cdot \Delta x$$

Zur Ermittlung der Konstanten c war es nötig, Absorptionslinien mit bekannter Wellenlänge im Spektrum zu identifizieren. Am besten waren dazu die Wasserstofflinien H_β und H_γ geeignet; die H_α lag schließlich außerhalb des erfaßten Bereiches. Machte sich also das Wasserstoffspektrum bemerkbar, so betrugen die beiden längsten Wellenlängen 486nm und 434nm. Für die Entfernung der beiden Linien Δx auf dem Papier galt damit:

$$c = (486\text{nm}-434\text{nm}) \ / \ \Delta x$$

Mißt man nun den Abstand x zwischen einer unbekannten Linie und der H_β-Linie, so gilt:

$$\lambda = x \cdot c + 486\text{nm}$$

Liegt die Linie in Richtung kürzerer Wellenlängen, so erhält x ein negatives Vorzeichen.

Da c mit Hilfe eines geeigneten Sternes geeicht werden kann und bei gleichbleibenden Projektionsmethoden für alle Aufnahmen denselben Wert hat, läßt sich dieses Verfahren auch auf Spektren mit nur einer bekannten Linie übertragen. Weil aber in allen Sternspektren entweder die Wasserstoff- oder die zwei starken CaII-Linien auftreten (siehe Anhang 2), ist die Identifikation *nur einer* Linie relativ einfach.

Von diesen Bezugspunkten aus wurden dann die übrigen Wellenlängen ermittelt. Die Linien wurden dabei als erkannt angesehen, wenn

a) die gemessene Wellenlänge um nicht mehr als einen Nanometer von der theoretischen abwich (empirisch ermittelte Meßgenauigkeit),
b) die Linie vom Filmrauschen eindeutig getrennt werden konnte und
c) die erforderlichen äußeren Einwirkungen (Temperatur, Elektronendruck) mit den gefundenen Hauptlinien vereinbar waren.

Alle unsicheren Linien wurden mit ? versehen, um auf einen möglichen Fehler in Bezug auf a) oder b) hinzuweisen. Nicht aufgelöste Linienkomplexe wie die Fraunhofersche G-Linie wiesen dabei naturgemäß größere Ortsunsicherheiten auf.

Dasselbe Auswertungsverfahren wurde außerdem auf die Photometerkurven angewendet. Damit ergaben sich folgende Resultate:

4.3 Die Ergebnisse

Untersucht wurden Sternspektren der Typen A bis M. Dabei war es Ziel, die Harvard-Klassifikation am eigenen Bildmaterial nachzuvollziehen. Obwohl die Auflösung des verwendeten Spektrographen nicht sehr hoch war, konnten die Elemente Wasserstoff, Natrium, Calcium, Eisen und Magnesium einwandfrei nachgewiesen werden. Daneben zeigten sich (mit gößter Wahrscheinlichkeit) auch Titan, Titanoxid, Strontium und Silicium. Obwohl der Spektraltyp bereits vor der Aufnahme bekannt war, um nicht wahllos Dutzende von Sternen fotografieren zu müssen, ließ sich die Einteilung nachträglich gut erklären. Dabei ergabenen sich ein paar Besonderheiten:

Im Gegensatz zum abgebildeten Schema (Anhang 2) ist die G-Linie beim Spektraltyp M nicht mehr besonders stark, dagegen dominiert die CaI-Linie bei 422,7nm.

Die ausgesprochen starke Linie bei 527nm fehlte in allen verwendeten Tabellen. Sie ließ sich jedoch unabhängig voneinander in 3 Spektren der Typen F und G nachweisen. Erst später konnte sie mit Hilfe eines beschrifteten Sonnenspektrums als Eisenlinie identifiziert werden.

Als weiteres Ziel wurde angestrebt, die Grundlagen der Yerkes-Klassifikation zu erfassen. Dies war aber nur bei den Typen A und F ansatzweise möglich.

Im weiteren Verlauf sind die fünf untersuchten Spektraltypen mit Zuordnung der chemischen Elemente aufgeführt (Wellenlängen siehe Anhang 3). Einige nicht identifizierbare Linien wurden nur mit Wellenlängen in Nanometern beschriftet. Zum Teil ergaben sich schwach sichtbare emissionslinienähnliche Gebilde, die aber nicht näher bestimmt werden konnten. Die Strahlungsmaxima wurden theoretisch nach dem *Wienschen Verschiebungsgesetz* ermittelt. Alle Spektren wurden als *Negative* abgebildet, um den Kontrast zu verbessern:

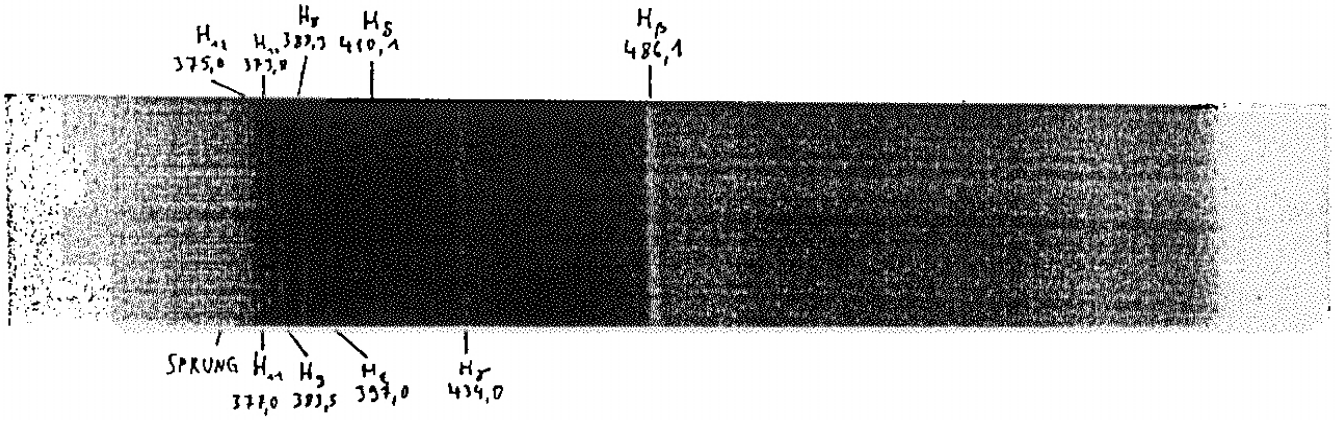
Typ A

Oberflächentemperatur: 9900K - 7400K

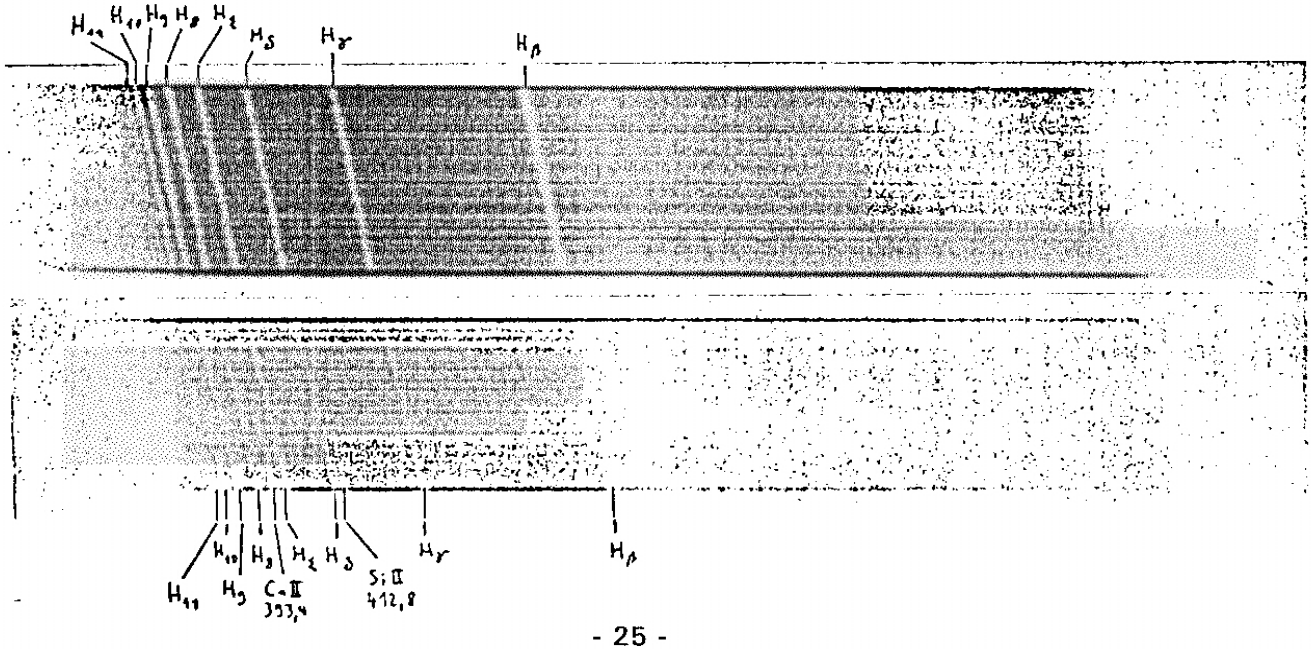
Dominante Linien: Wasserstoff-Balmerserie

Strahlungsmaximum: 290nm - 390nm

Der Standardstern für diesen Spektraltyp ist Wega (A0V). Es wurden neun vollständig aufgelöste Wasserstofflinien gefunden. Am linken Rand befindet sich der Balmersprung; er hebt sich deutlich vom übrigen Empfindlichkeitsrückgang ab:

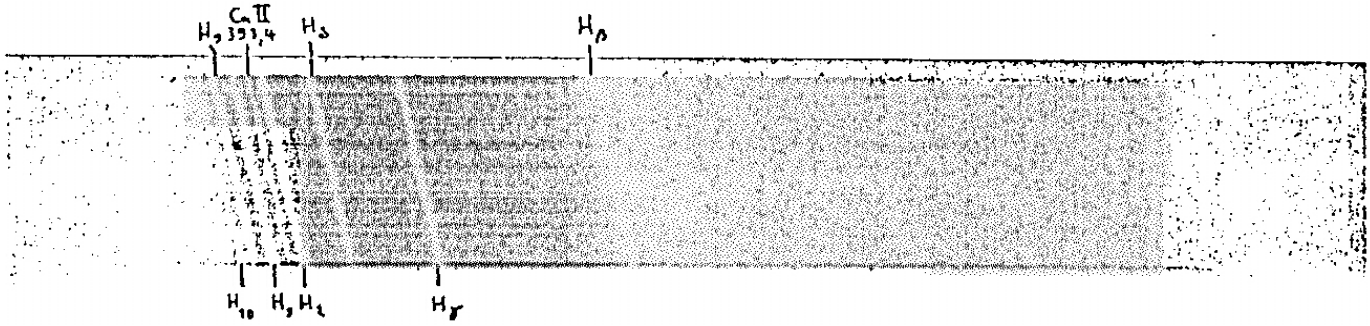


Die nächsten Bilder zeigen Spektren von Wega und Deneb. Beide Aufnahmen wurden direkt nacheinander aufgenommen, um einen echten Vergleich zu ermöglichen. Die starken Unterschiede zwischen den Spektren gehen auf den enormen Größenunterschied zurück. Während Wega ein Hauptreihenstern ist, handelt es sich bei Deneb um einen Ia-Überriesen. Die Ionisation wird deshalb in der Denebatmosphäre begünstigt, was sich an einer schwachen SiII-Linie erkennen läßt. Außerdem ist die Druckverbreiterung der Wasserstofflinien bei Wega wesentlich stärker:



Eine mit dem y-t-Schreiber aufgenommene Kurve zeigt, daß das Strahlungsmaximum von Wega stark im blauen Bereich liegt. Leider ist der Graph vom Empfindlichkeitsprofil des Films überlagert (siehe Anhang 1).

Der Stern Atair ist ein Beispiel für einen kühleren A-Stern (A7V). Langsam macht sich eine CaII-Linie bemerkbar:



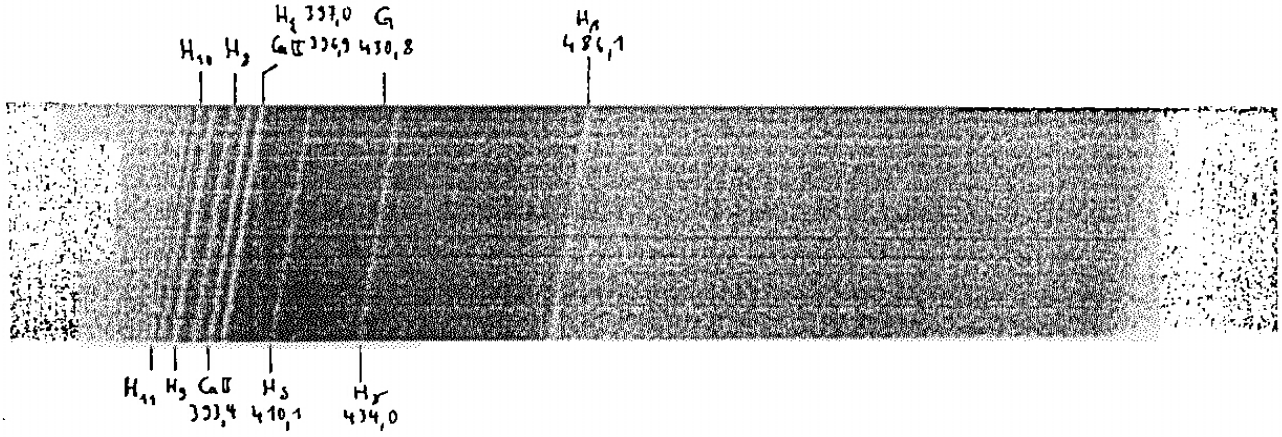
Typ F

Oberflächentemperatur: 7400K - 6030K

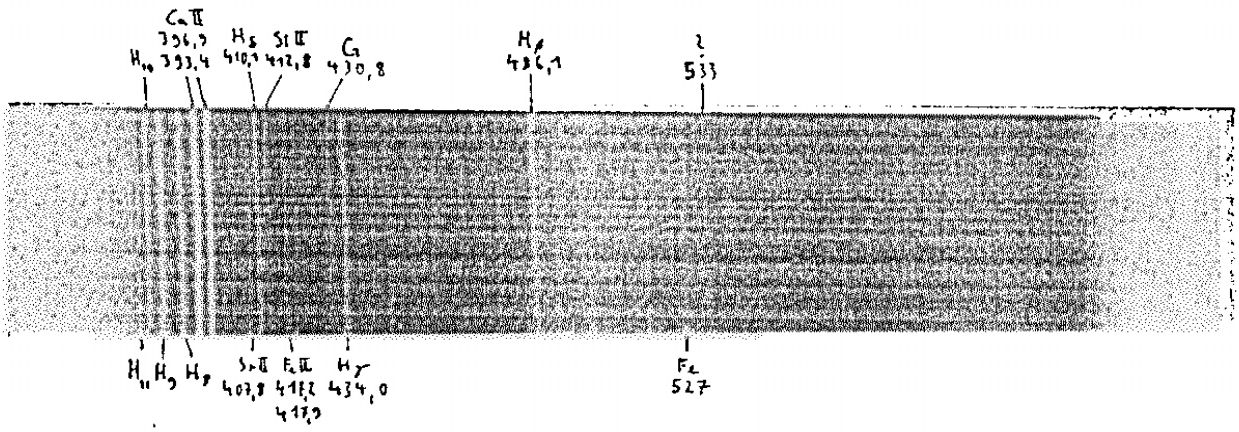
Dominante Linien: Wasserstoff und Ca^+

Strahlungsmaximum: 390nm - 480nm

Als erstes Beispiel wurde β Cassiopeiae (F2IV) ausgewählt: Wasserstoff- und Calcium-Linien sind etwa gleich stark. Das G-Band zeigt sich schwach:



Als zweites Beispiel wurde der Riesenstern α Persei (F5Ib) ausgewertet. Die Wasserstofflinien sind auch hier, wie bei Deneb, durch mangelnde Druckverbreiterung sehr schmal. Außerdem zeigt sich eine Anzahl typischer Riesensternlinien, darunter z.B. Strontium.



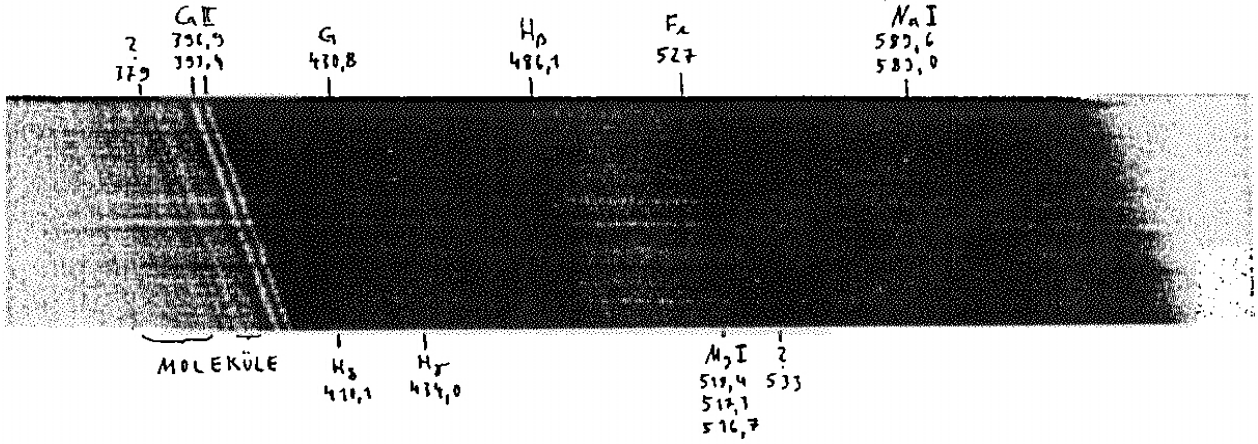
Typ G

Oberflächentemperatur: 6030K - 4900K

Dominante Linien: Ca^+ und Molekülbanden im UV-Bereich

Strahlungsmaximum: 480nm - 590nm

Capella (G5III) wurde hier verwendet. Das Spektrum ähnelt stark dem Sonnenspektrum (Sonne: G2V). Neben den Ca^+-Linien zeigen sich eine Anzahl anderer Metalle, wie Na und Mg. Die Wasserstofflinien werden äußerst schwach; die H_β-Linie erscheint deutlich stärker als die H_γ und könnte deshalb von einer anderen Linie überlagert sein. Im UV-Bereich erscheinen starke Molekülbanden:



Eine Kurve mit dem y-t-Schreiber zeigt, daß sich das Strahlungsmaximum stark in den grüngelben Bereich verschoben hat. Da hier aber die "Grünlücke" des Films liegt, äußert sich das nur durch eine gleichstarke Belichtung im roten und blauen Bereich (siehe Anhang 1).

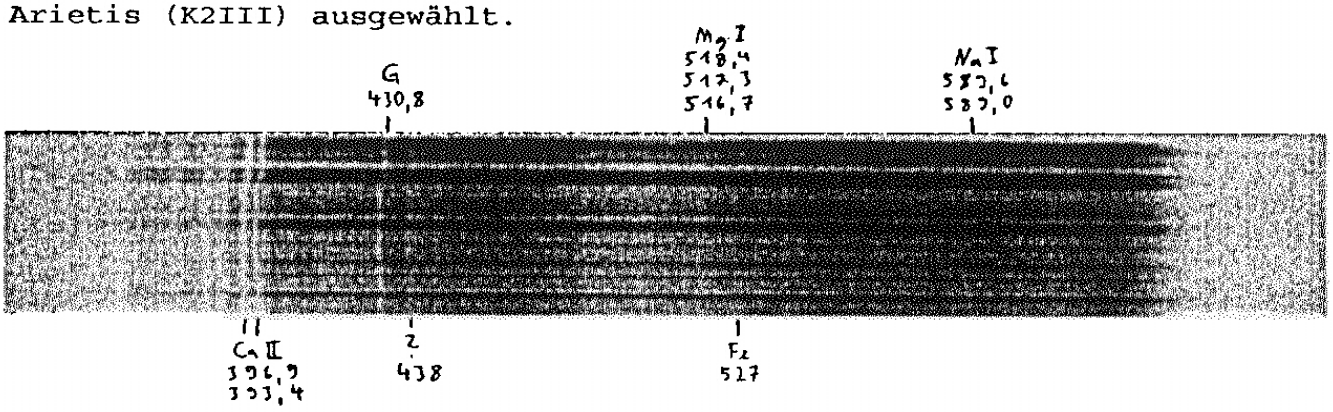
Typ K

Oberflächentemperatur: 4900K - 3480K

Dominante Linien: Ca^+ und G-Komplex

Strahlungsmaximum: 590nm - 830nm

Die Wasserstofflinien sind aus dem Spektrum verschwunden. Stattdessen zeigen sich immer mehr Linien metallischen und molekularen Ursprungs. Eine genaue Identifikation der Elemente ist wegen der geringen Auflösung kaum mehr möglich. Als Beispiel wurde α Arietis (K2III) ausgewählt.



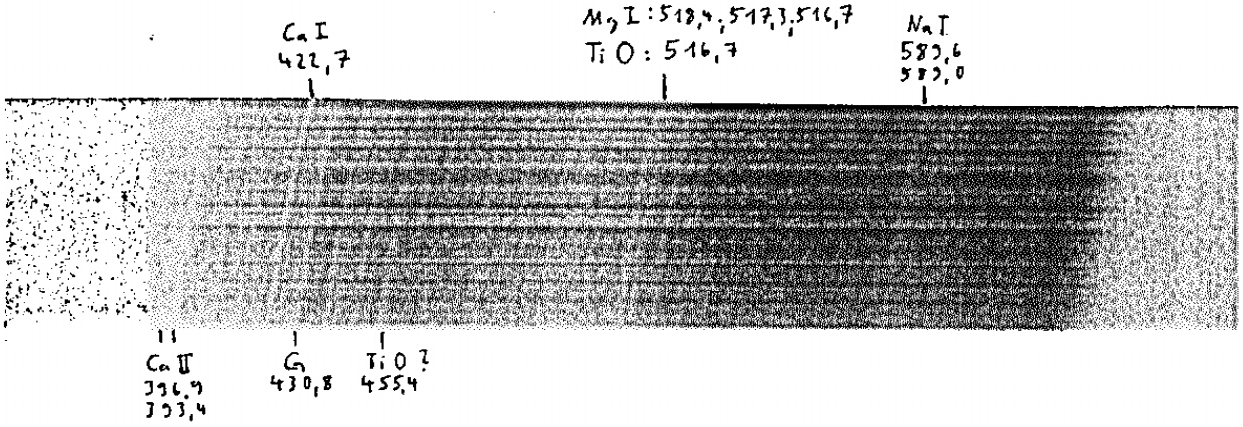
Typ M

Oberflächentemperatur: 3480K - 2400K

Dominante Linien: Ca^+, Ca und G-Komplex

Strahlungsmaximum: 830nm - 1210nm

Neben dem ionisierten Calcium tritt nun auch neutrales Calcium auf. Die einzelnen Linien sind kaum mehr aufgelöst; im optischen Bereich zeigen sich einige Molekülbanden, darunter auch Titanoxid. Das Strahlungsmaximum hat sich eindeutig in den roten Bereich verschoben. Das abgebildete Spektrum stammt von β Andromedae (M0III):



5. Nutzen der Spektralanalyse

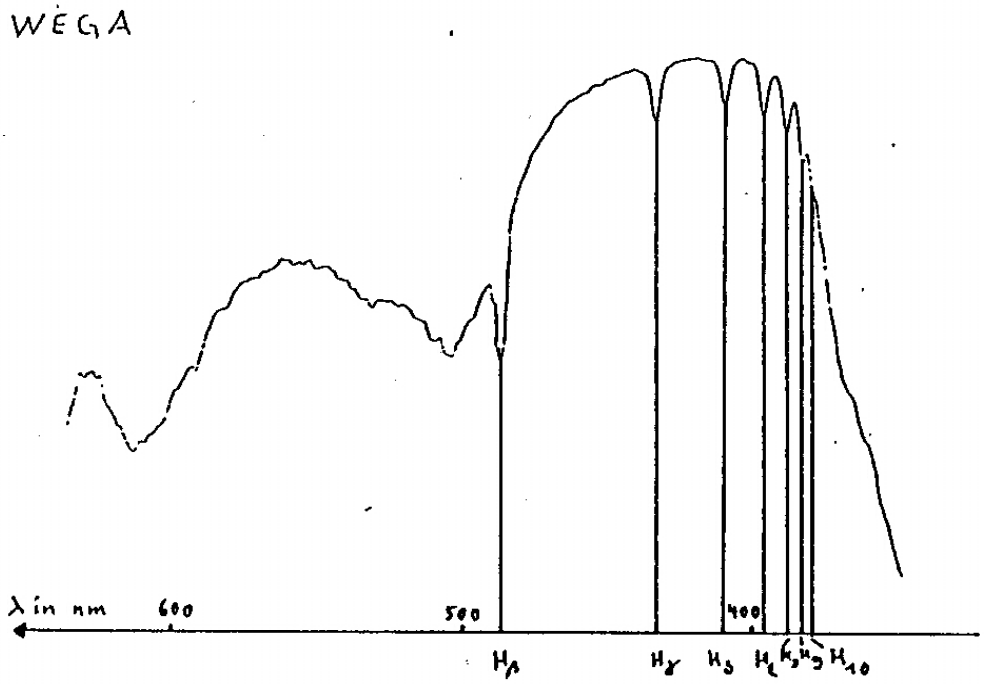
Natürlich waren die Ergebnisse dieser Facharbeit nicht genau genug, um heutzutage damit ernsthafte Forschungsarbeit betreiben zu können. Letztlich sollte nur demonstriert werden, auf welche Weise die moderne Astrophysik Datenauswertung durchführt. Die Spektroskopie kann dabei Aufschlüsse über physikalische Zustände

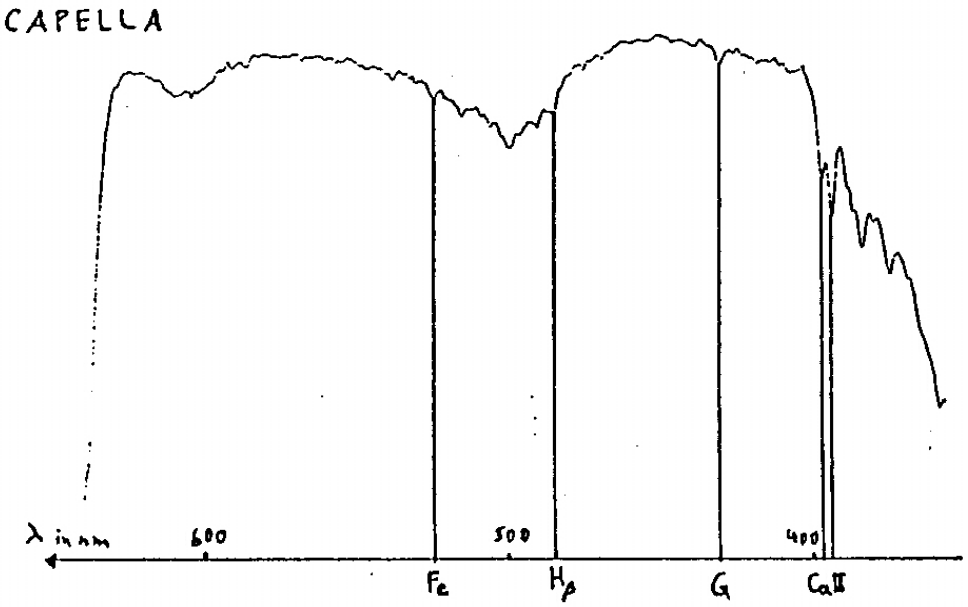
im Universum genauso liefern, wie Bestätigungen für kosmologische Modelle. So diente z.B. die von Edwin Hubble gefundene Rotverschiebung in Galaxienspektren zur Festigung der Urknalltheorie. Die Spektroskopie wurde außerdem in letzter Zeit technisch enorm verbessert: Computer sind inzwischen in der Lage, komplizierte Modelle für Sternatmosphären aufzustellen. Hochauflösende Spektroskopie mit Hilfe von Blaze-Gittern wird durch Weltraumteleskope zum Sprungbrett für neue Entdeckungen. Auf diese Weise wird die Spektralanalyse zu einer der wichtigsten naturwissenschaftlichen Arbeitsmethoden unserer Zeit.

Mein abschließender Dank gilt der Sternwarte Neumarkt i.d.Opf. die mir freundlicherweise ihr Blaze-Gitter zur Verfügung stellte.

Anhang 1

Im diesem Anhang sind die Photometerkurven von α Lyrae / Wega (A0V) und α Aurigae / Capella (G0III) dargestellt. Auf weitere Kurven mußte leider aus Platzgründen verzichtet werden. Die Wellenlängenskala verläuft auf Grund technischer Ursachen von rechts nach links:



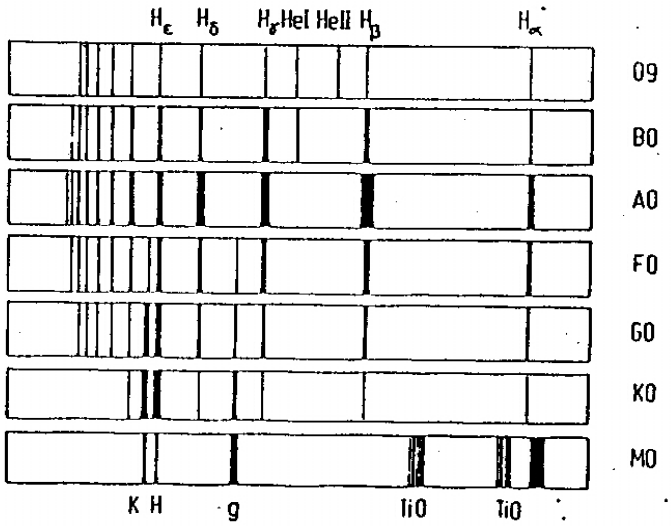


Anhang 2

Die folgenden zwei Tabellen sollen die Harvard-Klassifikation verdeutlichen:

Überblick über die wichtigsten Spektraltypen der Harvard-Spektralsequenz

Spektral-typ	Standard-Stern	Beschreibung
O5	ζ Pup	Absorptionslinien (gelegentlich auch Emissionslinien) mehrfach ionisierter Atome, besonders des einfach ionisierten Heliums (He^+). Balmer-Linien des Wasserstoffs schwach. Gesamtzahl der Fraunhoferlinien relativ gering.
B0	τ Sco	Linien des neutralen Heliums stark, He^+ verschwindend. Balmerserie des Wasserstoffs mäßig stark.
A0	α Lyr (Wega)	Balmerserie des Wasserstoffs in maximaler Stärke. Linien von Fe^+ und Ca^+ treten auf; Intensitäten durch die Spektralklasse A hindurch ansteigend.
F0	γ Vir	Balmerserie immer noch dominierend, aber mit abnehmender Intensität. Linien H und K des Ca^+ zunehmend. Linien neutraler Metalle, besonders von Fe. Starke Veränderung des Gesamtanblicks gegenüber den Spektren der Klasse O, B, A durch Zunahme der Linienzahl.
G0	α Aur (Kapella)	Linien des Ca^+ stark. Balmerserie mäßig stark und weiter abnehmend. Viele Linien neutraler Metalle. Auftreten von Linien der Moleküle CN und CH. (Dem Sonnenspektrum ähnlich).
K0	α Boo (Arktur)	Ca^+ in maximaler Stärke. Starke Linien von neutralen Metallen und Molekülen. Durch die Spektralklasse K hindurch nimmt der Strukturreichtum rasch zu.
M0	β And	Bandenspektrum des TiO vorherrschend. Starke Linien neutraler Metalle, besonders von Ca. Balmerlinien sehr schwach.



Schematische Darstellung der Spektralsequenz.

Anhang 3

Die vorliegende Spektrallinienliste ist eine Kombination aus vier verschiedenen Tabellen (Quellen: "Spektrographie in der Schule"(ohne Seite); "Astronomie IV"(S.68); "Physik der Sterne und der Sonne"(S.40,60,61); "Astronomical Methods and Calculations"(S.112,113,280)). Bei allen Linien sind die charakteristischen Spektraltypen, sowie - falls vorhanden - Fraunhofersche Bezeichnungen aufgeführt. Alle Wellenlängen sind in Nanometern angegeben:

Wasserstoff H (O bis G)

H_β - 486,1 H_ε - 397,0 H_{10} - 379,8

H_γ - 434,0 H_8 - 388,9 H_{11} - 377,0

H_δ - 410,1 H_9 - 383,5 Balmergrenze - 364,6

Helium He

He I (O,B) : 402,6 447,2

He II (O) : 392,4 420,0 454,2 468,6

Calcium Ca

Ca I (M) : g - 422,7

Ca II (A bis M): K - 393,4 H - 396,9

Titanoxid TiO (M)

TiO : 455,4 476,2 484,7 500,3 516,7 544,8

G-Komplex (F bis M)

G (FeI + TiII + CaI) - ca. 430,8

Natrium Na (G bis M)

Na I : D_1 - 589,6 D_2 - 589,0

Magnesium Mg (G bis K)

Mg I : b_1 - 518,4 b_2 - 517,3 b_4 - 516,7

Silicium Si

Si II (B,AI,FI) : 412,8

Eisen Fe

Fe II (A bis F) : 417,2 417,9 423,3

Fe ?? (F bis K) : ~ 527 (aus Sonnenspektrum)

Strontium Sr

Sr II (FI) : 407,8

Anhang 4

Alle Abbildungen, Zitate, Grundlagen, usw. sind den folgenden Büchern bzw. Artikeln entnommen:

1) H. Scheffler, H. Elsässer: "Physik der Sonne und der Sterne"; Mannheim/Wien/Zürich 1990^2; BI-Wissenschaftsverlag

2) Paul Heinrich Heckmann, Elmar Träbert: "Einführung in die Spektroskopie der Atomhülle"; Braunschweig/Wiesbaden ohne Jahr; Vieweg-Verlag

3) Otto Zimmermann: "Sternspektrographie in der Schule", Sonderdruck aus der Zeitschrift "Sterne und Weltraum" Heft 11, 1989; ohne Ort

4) Eugene Hecht: "Optik"; Bonn,München,diverse andere Orte 1989; Addison-Wesley-Verlagsgruppe

5) Bergmann, Schaefer: "Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3, Optik" S.405-420; Berlin/New York 1987^8; Walter-de-Gruyter-Verlag

6) F. Gondolatsch, G. Groschopf, O. Zimmermann: "Astronomie II"; Stuttgart 1979, Ernst-Klett-Verlag

7) P. Fuchs, K.-P. Haupt, H.-H. Loose: "Astronomie IV"; Stuttgart 1981, Ernst-Klett-Verlag

8) A. Unsöld: "Der neue Kosmos"; Berlin/Heidelberg/New York 1974^2; Springer-Verlag

9) H. Haken, H.C. Wolf: "Atom- und Quantenphysik"; Berlin/Heidelberg/New York/London/Paris/Tokyo/Hong Kong 1990^4; Springer-Verlag

10) Richard M. Goody, James C.G. Walker: "Atmosphären" S.20-25; Stuttgart 1985; Ferdinand Encke Verlag

11) N.Sommer: "Anleitung Blaze-Gitter-Spektroskop/Spektrograph"; München ohne Jahr; Baader Planetarium KG

12) Heinz Haferkorn: "BI-Lexikon Optik"; Leipzig 1988; VEB Bibliographisches Institut Leipzig

13) Roger J. Taylor: "Galaxien - Aufbau und Entwicklung" S.212-214; Braunschweig 1986; Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft

14) Erich Karoschka: "Atlas für Himmelsbeobachter"; Stuttgart 1988; Kosmos/Franck'sche Verlagshandlung

15) A. Acker, C. Jaschek: "Astronomical Methods and Calculations"; Chichester/New York/Brisbane/Toronto/Singapore 1986; John Wiley & Sons

16) Ilford-Firmenprospekt: "HP5 plus"; Ilford Photo GmbH, Dreieich

17) A. Hammer, K. Hammer: "Physikalische Formeln und Tabellen"; München 1988[5]; J. Lindauer Verlag