

# **Kleines Lehrbuch der Astronomie und Astrophysik**

**M. Scholz**

## **Band 14: Beobachtungsgrößen von Sternen**



**Helligkeiten, Durchmesser, Massen, Spektren, Korrelationen**



M.Scholz

## **Kleines Lehrbuch der Astronomie und Astrophysik**

Band 14: Beobachtungsgrößen von Sternen

Helligkeiten, Durchmesser, Massen, Spektren, Korrelationen

E-Book-Ausgabe 2009

Das Werk einschließlich aller seiner Teile ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung außerhalb der engen Grenzen des Urheberrechtsgesetzes ist ohne Zustimmung des Autors unzulässig.

Bildnachweis: Wikipedia Commons, NASA, ESA, Autor

**M.Scholz**

# **Kleines Lehrbuch der Astronomie und Astrophysik**

## **Band 14**

### **Beobachtungsgrößen von Sternen**

Helligkeiten, Durchmesser, Massen, Spektren, Korrelationen

**Ausgabe 2009**

**mathias.scholz@t-online.de**



# INHALTSVERZEICHNIS

<b>STERNE</b> .....	<b>2</b>
<b>BEOBACHTUNGSGRÖßEN VON STERNEN</b> .....	<b>6</b>
<b>STERNHELLIGKEITEN</b> .....	<b>6</b>
<i>Intensitäten und Strahlungsströme</i> .....	<b>8</b>
<i>Der Einfluß der Erdatmosphäre auf die scheinbare Helligkeit eines Sterns</i> .....	<b>15</b>
<i>Interstellare Extinktion und Verfärbung</i> .....	<b>22</b>
<i>Photometrie und Schwarzkörperstrahlung</i> .....	<b>24</b>
<b>STERN DURCHMESSER</b> .....	<b>27</b>
<i>Durchmesserbestimmungen mit dem Michelson-Sterninterferometer</i> .....	<b>29</b>
<i>Intensitätsinterferometrie nach R.Hanbury-Brown und R.Q.Twiss</i> .....	<b>31</b>
<i>Speckle-Interferometrie</i> .....	<b>35</b>
<i>Sternbedeckungen durch den Mond</i> .....	<b>40</b>
<i>Microensing -Ereignisse</i> .....	<b>41</b>
<i>Direkte Sternabbildungen</i> .....	<b>41</b>
<i>Bestimmung von Sterndurchmessern aus den Lichtkurven bedeckungsveränderlicher Sterne</i> .....	<b>43</b>
<i>Baade-Wesselink-Verfahren</i> .....	<b>46</b>
<i>Photometrische Sterndurchmesser</i> .....	<b>48</b>
<i>Die größten bekannten Sterne</i> .....	<b>49</b>
<b>STERNMASSEN</b> .....	<b>50</b>
<i>Doppelsterne</i> .....	<b>50</b>
<i>Massenbestimmung von binären Radiopulsaren, Röntgenpulsaren und Schwarzen Löchern</i> .....	<b>56</b>
<i>Die massereichsten Sterne der Milchstraße</i> .....	<b>58</b>
<b>STERN SPEKTREN</b> .....	<b>61</b>
<i>Welche Informationen kann man einem Sternspektrum entnehmen?</i> .....	<b>63</b>
<i>Klassifikation der Sternspektren</i> .....	<b>65</b>
<i>Leuchtkraftklassen</i> .....	<b>66</b>
<i>Spektralklassen</i> .....	<b>70</b>
O -Sterne .....	<b>70</b>
B -Sterne.....	<b>71</b>
A -Sterne .....	<b>74</b>
F -Sterne.....	<b>78</b>
G -Sterne .....	<b>80</b>
K -Sterne.....	<b>83</b>
M -Sterne .....	<b>85</b>
<i>Spektralklassen-Erweiterung und außerhalb der Spektralsequenz stehende Spektraltypem</i> .....	<b>87</b>

KORRELATIONEN.....	92
<i>Farben-Helligkeitsdiagramme</i> .....	92
Kalibrierung der Hauptreihe entsprechend der MK-Spektralklassifikation.....	97
Photometrische Parallaxen .....	98
<i>Masse-Leuchtkraft-Beziehung</i> .....	98
<i>Masse-Radius-Beziehung</i> .....	101
<i>Das Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD)</i> .....	102
<i>Unterschiede zwischen dem HRD und den Farben-Helligkeits-diagrammen</i> .....	103
<i>Parameterbereiche der Sterne im HRD</i> .....	106
Hauptreihe (main sequence).....	106
Parameter von Hauptreihensternen .....	107
Unterzwerge.....	107
Riesensterne.....	108
Parameter von Riesensternen der Leuchtkraftklasse I .....	109
Parameter von Riesensternen der Leuchtkraftklasse III .....	110
Weiße Zwerge .....	110
Hertzsprung-Lücke .....	111
Instabilitätsstreifen .....	111

## **Vorwort**

Das Ziel dieser mehrbändigen Lehrbuchreihe ist es, grundlegende Erkenntnisse über die Welt außerhalb unserer Erde in systematischer Weise auf einem Niveau, den man im amerikanischen als „undergraduate“ bezeichnen würde, dem Leser näher zu bringen. Dabei wurde sowohl eine gewisse Ausführlichkeit als auch Aktualität (hier etwa 2007) – soweit das bei den einzelnen Themenkomplexen überhaupt möglich ist – angestrebt. Gerade in der Astronomie und Astrophysik beobachtet man gegenwärtig innerhalb kürzester Zeiträume einen enormen Wissenszuwachs, wie man es bei anderen Wissenschaften in diesem Umfang her nur begrenzt kennt. Allein während der Arbeit an dieser Buchreihe erforschte die Raumsonde „Galilei“ das Jupitersystem, erreichte „Cassini“ den Saturn mit seinem komplexen Ringsystem und „Huygens“ die Oberfläche des Saturnmondes Titan; eine ganze Anzahl von „Transplutos“ mit „Eris“ an der Spitze wurden entdeckt, was u.a. dazu führte, daß der neue Begriff „Zwergplanet“ in die astronomische Terminologie eingeführt wurde und die bekannten Merksätze für die Planeten unseres Sonnensystems nur noch bedingt gültig waren und umformuliert werden mußten ...

Während es vor 30 Jahren nicht sonderlich schwierig war, die Anzahl und die Namen der Satelliten der Planeten unseres Sonnensystems aufzusagen, ist das heute längst nicht mehr möglich. Man hat sogar den Eindruck, daß es zunehmend schwieriger wird, für die neuentdeckten Objekte überhaupt Namen zu finden, wie die vielen noch vorläufigen Bezeichnungen der neuentdeckten Jupiter- und Saturnmonde zeigen. Und schließlich soll in diesem Zusammenhang nur noch auf den inflationären Zuwachs an Entdeckungen von Exoplaneten allein im letzten Jahrzehnt hingewiesen werden, die uns viele neue Einsichten in die Struktur und Entstehung von Planeten und Planetensystemen gewährt haben. Gerade an Planeten um weit entfernte Sterne entzündet sich unsere Phantasie, wie die vielen künstlerischen Darstellungen beweisen, die man bei der Recherche im Internet leicht auffinden kann.

Ziel dieser „Einführung“ in die Astronomie und Astrophysik ist es Leser anzusprechen, die einen nicht zu kompakten Einstieg in diese Wissenschaft in deutscher Sprache wünschen und auch daran interessiert sind, an die im Internet oder über Zeitschriften zugängliche Fachliteratur herangeführt zu werden. Angesprochen sind in erster Linie Schüler der Abiturstufe unserer Gymnasien, ihre Lehrer, Studenten der ersten Studienjahre sowie selbstverständlich auch die wachsende Zahl an Liebhaberastronomen (so wie der Autor), die mehr wissen wollen über die Objekte, die sie in ihren „Backyard“- Observatorien oder an Volks- und Schulsternwarten beobachten.

Auf Zitierungen wurde im Text – dem Charakter eines Lehrbuches entsprechend – weitgehend verzichtet. Fachaufsätze lassen sich mittlerweile leicht über Google Scholar oder über das Astrophysics Data System (ADS) recherchieren.

Zum Schluß möchte ich mich noch bei meinem Freunden, Bekannten und Kollegen bedanken, die mich mittelbar und unmittelbar während der Zeit der Erarbeitung dieser Buchreihe unterstützt haben.

M.Scholz

Herbst 2007



## Sterne

Die Sterne am Himmel galten seit je dem Menschen als ein Beispiel für Unvergänglichkeit und Unerreichbarkeit. Es hat sicherlich seine Gründe, daß die ersten überlieferten religiösen Reflexionen etwas mit Göttern zu tun haben, die im Himmel angesiedelt und meist durch Planeten repräsentiert sind. Viele der ersten Religionen waren Astralreligionen, soweit man aus archäologischen Befunden schließen kann. Erwähnt sei hier nur als Beispiel die kürzlich entdeckte Himmelscheibe von Nebra, die viele Deutungsversuche und Fragen aufgeworfen hat und nicht nur Wissenschaftler beschäftigt. Auch die Entstehung der Astrologie läßt sich im Abendland auf die frühen Sternkulte der Sumerer, Assyrer und Babylonier zurückführen.

Verweilen wir noch etwas bei der Bedeutung des gestirnten Himmels bei den Menschen vor mehr als 3000 Jahren. Als HOWARD CARTER im Jahre 1923 den Sarkophag des bis dahin völlig unbekanntes Pharaos Tutanchamun in seiner im Jahr zuvor entdeckten Grabkammer im Tal der Könige bei Luxor fand, entdeckte er darauf die Zeilen eines kleinen Gebets, die wahrscheinlich aus dem altägyptischen Totenbuch stammten. Darin erhoffte sich der verstorbene Pharaon an den Himmel versetzt und mit der Himmelsgöttin Nut vereint zu werden: „*O meine Mutter Nut, breite deine Schwingen aus über mir und versetze mich unter die unvergänglichen Sterne*“. Der Körper der Göttin Nut stellt in der altägyptischen Mythologie das Himmelsgewölbe mit seinen Sternen dar die wiederum die von den Toten auferstandenen Seelen symbolisieren. In diesem schlichten Gebet zeigt sich aber auch etwas zeitloses, was den Menschen in Anbeginn seiner Existenz immer und immer wieder geheimnisvoll berührt hat, der Anblick des Himmel voller Sterne in einer klaren, mondlosen Nacht. Auch heute kann man sich nicht eines mystisch anmutenden und auch nicht einfach zu beschreibenden Gefühls erwehren, wenn man in einer lauen Nacht weit weg von künstlichen Lichtquellen den Sternhimmel mit seinen scheinbar Millionen von Sternen betrachtet. Dann beginnt man zu ahnen, weshalb in den religiösen Vorstellungen unserer Vorfahren die Unvergänglichkeit des Sternhimmels und die geheimnisvolle Bewegung der Planeten eine wichtige Rolle gespielt haben. Wie schon die alten babylonischen Astronomen bemerkten, bleiben die Positionen der Sterne im Wechsel der Jahreszeiten relativ zueinander unveränderlich (zumindest, wenn man die Zeitdauer eines Menschenlebens zum Maßstab nimmt), als ob sie - wie die Griechen es ausdrückten - am Firmament fest angebracht, fixiert wären.

Aber was sind nun diese Sterne? Eine Antwort auf diese Frage ist im Laufe der Geschichte der Menschheit oft versucht worden, wenn auch mit wenig Erfolg. Erst seit ungefähr 150 Jahren weiß man sicher, daß die Lichtpünktchen am Firmament nichts anderes sind, als sehr, sehr weit entfernte Sonnen in der Art unserer eigenen Sonne. Aber schon die genaue quantitative Spezifizierung des „sehr, sehr weit“ hat einen unerhörten instrumentellen und intellektuellen Aufwand erfordert, der erst im ersten Drittel des 19. Jahrhunderts geleistet werden konnte. Daß Sterne sehr weit von der Erde entfernt sein müssen, ahnte man bereits in der Antike. Der Grund dafür war, daß es trotz großer Mühen nicht gelang, sogenannte Parallaxen zu messen. Man konnte zwar später - beginnend mit TYCHO BRAHE (1546-1601) - die Genauigkeit der Positionsbestimmung immer weiter erhöhen und damit den räumlichen Bereich eingrenzen, in dem es von der Erde aus betrachtet keine Sterne gibt. Erst mit der Messung der ersten Sternparallaxen durch FRIEDRICH WILHELM BESSEL (61 Cygni), WILHELM STRUVE (Wega) und THOMAS HENDERSON (Alpha Centauri) im ersten Drittel des 19. Jahrhundert wurden zumindest den

Astronomen langsam die wahren Ausmaße des kosmischen Raumes bewußt. Zu den zwei Koordinaten an der Himmelskugel kam jetzt noch eine Dritte hinzu, gewissermaßen die „Tiefe“ im Raum, in der sich ein Stern befindet.

Damit war die Grundlage für die räumliche Auslotung des Kosmos gelegt. Der nächste große Durchbruch bestand in der Anwendung der Spektralanalyse auf das Licht der Sterne die zeigte, daß Sterne physikalische Objekte sind, die mit unserer Sonne verwandt sind und daß die Naturgesetze, wie sie auf der Erde gelten, offensichtlich auch überall im Kosmos in gleicher Weise gültig sind. Mit der Entstehung der modernen Physik - insbesondere der Thermodynamik und der Quantentheorie - und der Bereitstellung immer besserer Beobachtungsgeräte und Methoden entwickelte sich die Sternphysik zu einem Teilgebiet der Astronomie welche schließlich in der Lage war, die Entstehung, die Entwicklung und natürlich das Funktionieren der Sterne weitgehend widerspruchsfrei und im Einklang mit den Beobachtungen (und den Naturgesetzen) zu erklären obwohl sich an ihrer physischen Unerreichbarkeit für uns Menschen natürlich nichts geändert hat. Das ist an und für sich schon erstaunlich genug. Auch heute können wir nur äußerst begrenzt in Sterne „hineinschauen“ (durch die Untersuchung stellarer Oszillationen). Trotzdem kann man lediglich durch Anwendung einiger allgemein bekannter physikalischer Gesetzmäßigkeiten sehr genaue Aussagen über ihren inneren Aufbau, über die Energieerzeugungsmechanismen und ihre zeitliche Entwicklung machen. Noch erstaunlicher ist es jedoch, daß es gelang Objektklassen vorherzusagen, die zuerst als theoretische Kuriosa betrachtet und dann wirklich beobachtet wurden. Die bekanntesten Beispiele dafür sind die Weißen Zwergsterne (Sirius B, entdeckt 1862 von ALVAN GRAHAM CLARK, theoretisch erklärt 1930 durch SUBRAHMANYAN CHANDRASEKHAR), die Neutronensterne (WALTER BAADE, FRITZ ZWICKY, LEV LANDAU, 1932; Entdeckung der Pulsare 1967) und die Schwarzen Löcher (OPPENHEIMER, VOLKOFF, 1939; heute in jedem größeren Galaxienkern präsent). Gegenwärtig diskutiert man z.B. über die noch exotischeren Grava- und Holosterne. Ob es sie wirklich im Kosmos gibt, wird die Zukunft zeigen.

Sterne unterscheiden sich am Himmel durch ihre Position, ihre Helligkeit und ihre Farbe voneinander. Bereits in den ältesten Sternkatalogen findet man diese Parameter aufgelistet. Um Wissenschaft zu betreiben, müssen jedoch diese im Alltagsgebrauch eher schwammig gebrauchten Begriffe („Beteigeuze ist der sehr helle, rötlich leuchtende rechte Schulterstern des Orions“) auf eine exakte Grundlage gestellt werden, die sowohl eine Quantifizierbarkeit als auch eine genaue Vergleichbarkeit ermöglichen. Die ersten Versuche in dieser Richtung sind bereits in der Antike unternommen worden, indem gewissermaßen Sternbilder als „Koordinatensysteme“ eingeführt und eine dem visuellen Eindruck entlehnte Helligkeitsskala entwickelt wurde, um Einzelsterne katalogisieren zu können. Unsere noch heute gebrauchte Größenklassenskala - über die noch im Detail gesprochen werden wird - stammt übrigens aus jener Zeit. Danach wurden die scheinbar hellsten Sterne als Sterne 1. Größe und die Sterne, die man mit unbewaffneten Auge gerade noch wahrnehmen kann, als Sterne 6. Größe bezeichnet.

Der älteste, wissenschaftlich brauchbare Sternkatalog stammt von dem berühmten Astronomen HIPPARCHOS VON NICAÄ (ca 190-120 v.Chr.) und ist zumindest teilweise im Hauptwerk des CLAUDIUS PTOLEMÄUS (87-150), dem Almagest, überliefert worden. Er umfaßte in seiner im Original verloren gegangenen Fassung 1080 Sterne (im Almagest sind 1012 enthalten wobei nicht völlig klar ist, ob alle Angaben ursprünglich von HIPPARCHOS stammen) und war der Genauste, der in der Antike angelegt wurde. Aber auch HIPPARCHOS konnte sich schon auf Aufzeichnungen von Sternpositionen stützen, die

auf TIMOCHARIS VON ALEXANDRIA (ca. 320 - 260 v.Chr.) zurückgehen, der ca. 150 Jahre vor HIPPARCHOS lebte. Sonst hätte er auch nicht die größte Entdeckung seines Lebens, die Präzession der Äquinoktien, machen können.

Der Sternkatalog HIPPARCHOS spielte noch einmal - mehr als 1850 Jahre nach seinem Tod - eine wichtige Rolle in der Astronomie. EDMOND HALLEY (1656-1742) - bekannt durch den Halleyschen Kometen - fiel auf, daß der hellste Stern im Sternbild Bärenhüter (Bootis) - Arktur - fast drei Vollmonddurchmesser von der Position entfernt war, die HIPPARCHOS in seinem Katalog notiert hatte. Daraus schlußfolgerte er, daß alle Sterne am Himmel eine mehr oder weniger große Eigenbewegung besitzen.

Als man ein weiteres Jahrhundert später begann, die Entfernung von besonders nahen Sternen zu messen (gerade sie verraten sich durch eine große Eigenbewegung), konnte man neben der scheinbaren Helligkeit eine neue Größe zur Charakterisierung eines Sterns einführen, welche die Sterne zum ersten Mal im physikalischen Sinne vergleichbar macht - die Leuchtkraft. Darunter versteht man die gesamte, pro Zeiteinheit von einem Stern in einem gegebenen Spektralbereich emittierte Energie.

Noch FRIEDRICH WILHELM BESSEL (1784-1846) vertrat vehement die Meinung (wahrscheinlich beeindruckt von den im Vergleich zu jedem irdischen Maßstab riesigen Entfernungen im Kosmos), daß es nie gelingen wird, etwas über die wahre Natur der Sterne in Erfahrung zu bringen und deshalb Mutmaßungen darüber kein Gegenstand der Astronomie sein können.

Das er nicht recht behalten sollte, lag u. a. in der Einführung der Spektralanalyse als wichtige Methode zur Untersuchung des Sternlichts z.B. durch WILLIAM HUGGINS (1824-1910) in Fortsetzung der bahnbrechenden Arbeiten von GUSTAV ROBERT KIRCHHOFF (1824-1887) und ROBERT WILHELM BUNSEN (1811-1899). Aus einer rein qualitativen Beschreibung von Sternspektren entwickelte sich zu Beginn des 20. Jahrhunderts schnell eine quantitativ messende Disziplin nachdem durch experimentelle und theoretische Forschungen die atomaren Mechanismen der Lichtemission und Lichtabsorption immer genauer aufgeklärt wurden. Es wurde schnell klar, daß die Sonne und die Sterne qualitativ ähnliche Himmelskörper sind. Deshalb hatten Fortschritte in der Erforschung der Sonne immer auch direkte Auswirkungen auf die Sternphysik. Und aus der klassischen Astronomie wurde durch diese Entwicklungen das, was wir heute als Astrophysik bezeichnen.

Die Thermodynamik der Gase, die im ersten Drittel des 20. Jahrhunderts entstandene Quantentheorie (inkl. der Atomphysik) und die spätere darauf aufbauende Theorie heißer und dichter Plasmen haben innerhalb von weniger als 100 Jahren zu einem detaillierten Bild (Theorie) der Sterne und der Sternentwicklung geführt, mit dem man einen großen Teil der zuvor eher verwirrenden Beobachtungsbefunde erklären konnte. Wissenschaftler, welche die Grundlagen für diese Theorie gelegt haben sind z.B. ARTHUR STANLEY EDDINGTON (1882-1944), RALPH HOWARD FOWLER (1889-1944), BENGT STRÖMGREN (1908-1987), MARTIN SCHWARZSCHILD (1912-1997) und SUBRAHMANYAN CHANDRASEKHAR (1910-1995) um nur einige wenige zu nennen.

Seit ungefähr 40 Jahren spielt die selektierende Wirkung der Erdatmosphäre auf die elektromagnetische Strahlung, die ja im Prinzip die einzige Informationsquelle ist, die von den Sternen zu uns gelangt, nur noch eine geringe Rolle. Man ist seitdem in der Lage, entsprechende Beobachtungsinstrumente im erdnahen kosmischen Raum, also außerhalb der Erdatmosphäre, zu

betreiben. Das führte zu vielen neuen Entdeckungen (z.B. Röntgen-Doppelsterne, Sterne mit Staubscheiben etc.) und hat auch die theoretische Untersuchung insbesondere von Akkretionsprozessen (z.B. im Zusammenhang mit stellaren Schwarzen Löchern) und der Prozesse, die zur Entstehung von Sternen führen, stark befruchtet. Die Schwerpunkte der Forschung haben sich dementsprechend in den letzten Jahrzehnten mehr und mehr zu außergewöhnlichen, von der Norm abweichenden Sternen (z.B. pekuliare Sterne und bestimmte Typen veränderlicher Sterne) sowie zu den „exotischen“ Anfangs- und Endstadien der Sternentwicklung verschoben: Interstellare Materie und Sternentstehung, Alter und Tod der Sterne, Supernovaexplosionen, kosmischer Materiekreislauf. Besonders hochenergetische Prozesse, wie sie beispielsweise in der unmittelbaren Umgebung kompakter Objekte wie Weiße Zwergsterne, Neutronensterne oder Schwarze Löcher auftreten oder die Entschlüsselung der Mechanismen, die bei bestimmten Sterntypen zu einer Supernova-Explosion führen, sind heute Schwerpunkte der Forschung. Gerade durch den Einsatz leistungsfähiger Computer konnten auf diesem Gebiet in den letzten Jahrzehnten viele neue und z. T. überraschende Ergebnisse erzielt werden. Auch darüber wird in den folgenden Kapiteln zu berichten sein.

# Beobachtungsgrößen von Sternen

Es gibt auf den ersten Blick nur relativ wenige Parameter eines Sterns, die man direkt beobachten kann. Neben der Position am Himmel sind das seine Entfernung (Parallaxe), seine Eigenbewegung und Radialgeschwindigkeit (Dopplerverschiebung der Spektrallinien), seine Helligkeit (wellenlängenabhängig) und seine Farbe (Farbenindex, korreliert mit seiner Temperatur). Unter günstigen Umständen lassen sich eventuell noch Aussagen über die ungefähre Masse (z.B. bei Doppelsternsystemen) und den Durchmesser (interferometrisch oder durch Analyse von Sternbedeckungen durch den Mond) treffen. Nur bei relativ nahen Sternen ist der gesamte genannte Satz von Daten überhaupt bekannt. Einige Größen sind voneinander abhängig. So kann man z.B. aus der Messung der Entfernung eines Sterns und seiner Helligkeit eine physikalisch signifikante Größe, nämlich die Leuchtkraft (d.h. die Energie, die er pro Zeiteinheit in einem bestimmten Frequenzbereich abstrahlt) berechnen und aus der Messung des Farbenindex (Intensitätsdifferenz eines Sterns in zwei verschiedenen „spektralen“ Fenstern, z.B. (B) Blau und (V) Visuell, d.h. Gelb) auf seine ungefähre Oberflächentemperatur schließen.

Die meisten Informationen über die physikalische Beschaffenheit eines Sterns erhält man jedoch mit der Methode der Spektralanalyse. Aus der Analyse eines Sternspektrums läßt sich z.B. etwas über die physikalischen Bedingungen in der Sternatmosphäre oder über die Bedingungen in der unmittelbaren Umgebung eines Sterns (z.B. Masseflüsse in bestimmten Doppelsternsystemen) in Erfahrung bringen. Voraussetzung dafür ist jedoch eine präzise Vorstellung darüber, wie Spektrallinien in Sternatmosphären entstehen und wie Energie aus dem Inneren eines Sterns nach Außen transportiert wird. Hier gibt es eine enge Verbindung zwischen Laboratoriumsphysik (Vermessen von Spektrallinien komplexerer Atome) und theoretischer Physik. Viele Sterneigenschaften sind überhaupt nur der theoretischen Forschung zugänglich. Das betrifft z.B. die Druck-, Temperatur- und Dichteverteilung im Sterninneren, die chemische Zusammensetzung der Sternmaterie und ihre Veränderung im Laufe der Zeit durch Entwicklungseffekte sowie das Alter eines Sterns selbst. In noch größerem Maße trifft das auf exotische Sternkonfigurationen wie z.B. den Neutronen- und den noch hypothetischen Quarksternen zu.

## Sternhelligkeiten

Von der Antike bis zur Entwicklung von speziellen Strahlungsmeßgeräten Mitte des 19. Jahrhunderts, den Photometern, waren die Astronomen auf ihre Augen als Strahlungsempfänger angewiesen. Man kann deshalb noch nicht vom Messen von Sternhelligkeiten sprechen, sondern allenthalben von deren Schätzung. Als Maßstab wurde dazu weiterhin die in der Antike eingeführte Klassifizierung der mit freiem Auge sichtbaren Sterne in 6 Helligkeitsbereiche, den Größenklassen oder *magnitudo*, übernommen und - mit Einführung des Fernrohrs in die astronomische Beobachtungspraxis - nach „unten“ erweitert. Die Genauigkeit, die man mit dieser Schätzmethode erreichte, lag ungefähr bei einer halben Größenklasse. Bis zum zweiten Drittel des 19. Jahrhunderts entstanden einige Sternkataloge, die neben den damals schon sehr genau vermessenen Positionen auch geschätzte Helligkeitsangaben enthielten. Vorreiter in dieser Beziehung war der deutsche Astronom FRIEDRICH WILHELM AUGUST ARGELANDER (1799-1875), der 1843 seinen damals mit sehr viel Aufmerksamkeit bedachten

Sternkatalog „*Uranometria Nova*“ veröffentlichte. Daraus entstand einige Jahre später das groß angelegte Programm der sogenannten Bonner Durchmusterung, die dann von JOHN M. THOME (1843-1908) auf den Südhimmel ausgedehnt wurde (Cordoba-Durchmusterung). Zwischenzeitlich wurden von verschiedenen Astronomen bereits einige Dutzend Sterne gefunden, deren Helligkeit sich im Laufe der Zeit periodisch oder unregelmäßig veränderte. Immer mehr Astronomen erkannten die Nachteile von Helligkeitsschätzungen und man überlegte sich, die Bestimmung von Sternhelligkeiten sowohl auf eine exakte theoretische als auch exakte meßtechnische Basis zu stellen. Die ersten theoretischen Untersuchungen, wie Helligkeitsunterschiede zweier Lichtquellen mathematisch zu behandeln sind, gehen auf den deutschen Gelehrten JOHANN HEINRICH LAMBERT (1728-1777) zurück. 1835 bemerkte der berühmte Fernrohrbauer CARL AUGUST VON STEINHEIL (1801-1870), daß sich Strahlungsströme (gemessen in  $Wm^{-2}$  bzw.  $Wm^{-2}Hz^{-1}$ ) zu den Größenklassen wie geometrische Reihen zu arithmetischen Reihen verhalten. Damit hatte er etwas vorweggenommen, was 24 Jahre später GUSTAV THEODOR FECHNER (1801-1887) auf der Grundlage der Arbeiten des Psychologen ERNST HEINRICH WEBER (1795-1878) am Beispiel der Hörbarkeit von Schallwellen entdeckt hat - das psychophysische Grundgesetz. Es besagt, daß die „Empfindungen“ (in unserem Fall die wahrgenommenen „Helligkeiten“) proportional den Logarithmen der „Reize“ (also der „Strahlungsströme“) sind:

$$\Delta m = m - m_0 = c \log \left( \frac{I}{I_0} \right) \quad [1.1]$$

Auf dieser Grundlage wurde von NORMAN ROBERT POGSON (1829-1891) eine Definition der Größenklassenskala vorgeschlagen, die sowohl eine gute Reproduzierbarkeit der historisch gewachsenen Helligkeitsstufen als auch eine für die Photometrie notwendige mathematisch exakte Reproduzierbarkeit und Erweiterbarkeit sowohl in positiver (also zu schwächeren Sternen hin) als auch in negativer Richtung (z.B. Mond und Sonne) erlaubte. Aus einer Analyse der Helligkeitsschätzungen, die der *Uranometria Nova* und der Bonner Durchmusterung, zugrunde liegen, leitete er für die Konstante  $c$  einen Wert  $-2.5$  ab, so daß nach (1.1) ein Helligkeitsunterschied von 1 Größenklasse einem Intensitätsverhältnis von 2.512 entspricht:

$$\Delta m = m_A - m_B = -2.5 \log \left( \frac{I_A}{I_B} \right) \quad [1.2]$$

In dieser Beziehung indizieren A und B zwei Sterne, die einen Helligkeitsunterschied von  $\Delta m$  Größenklassen (*magnitudo*) aufweisen. Da (1.2) Helligkeitsdifferenzen beschreibt, benötigt man noch einen Nullpunkt der Skala, um jeden Stern einen festen Wert für seine Helligkeit zuzuweisen. Das bedeutet aber auch, daß man dafür einen Stern benötigt, der innerhalb der erstrebten Meßgenauigkeiten keine Helligkeitsänderungen zeigt (also unveränderlich ist). Zuerst hatte man dafür den Polarstern vorgesehen, dem man definitiv eine Helligkeit von  $2.12^m$  zugewiesen hat. Später stellte sich heraus, daß es sich bei diesem Stern um einen Delta-Cepheiden mit einer sehr geringen und langsam weiter abnehmenden Helligkeitsamplitude handelt. Deshalb hat man sich dann entschlossen, den hellsten Stern in der Leier - Wega - als Nullpunkt des Größenklassensystems zu verwenden:

$$m = 2.5(\log I(\text{Wega}) - \log I) \quad [1.3]$$

Wega hat laut Definition in allen Wellenlängenbereichen die Helligkeit  $0.03^m$ . Objekte am Himmel die heller sind als Wega haben negative Größenklassen (z.B. Sirius mit  $-1.5^m$ ), die schwächer sind, positive. Der Index  $m$  (kleingeschrieben) an einer Größenklassenangabe weist darauf hin, daß es sich dabei um die „scheinbare Helligkeit“ handelt. Sie sagt allein (also ohne Kenntnis der Entfernung eines Sterns) noch nichts über dessen Leuchtkraft (das ist die Gesamtenergie, die ein Stern in einem bestimmten Spektralbereich emittiert) aus.

### Intensitäten und Strahlungsströme

Umgangssprachig wird zwischen der Strahlungsintensität und dem Strahlungsstrom oft kein begrifflicher Unterschied gemacht. Faßt man beide Begriffe jedoch etwas exakter, dann erkennt man, daß es sich um zwei unterschiedliche Größen handelt. Die Intensität einer elektromagnetischen Strahlung der Frequenz  $\nu$  entspricht physikalisch dem Betrag des sogenannten Poynting-Vektors  $\mathbf{S}$  und beschreibt damit diejenige Energiemenge, welche pro Raumwinkeleinheit und Frequenzbereich  $\Delta\nu = 1\text{Hz}$  pro Sekunde durch eine senkrecht zur Meßrichtung stehende Einheitsfläche strömt. Die Maßeinheit ist deswegen  $\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}$ . Man kann leicht zeigen, daß diese Größe entfernungsunabhängig ist, d.h. die „Intensität“ der Sonnenstrahlung ist nahe der Sonne genauso groß wie weiter entfernt davon. Was man gewöhnlich unter „Intensität“ einer Strahlungsquelle versteht, ist der Strahlungsstrom  $I(\lambda)$  (manchmal auch Strahlungsflußdichte genannt). Er gibt die insgesamt durch eine Einheitsfläche innerhalb des Raumwinkels  $4\pi$  pro Zeiteinheit transportierte Energie an. Die Maßeinheit ist deshalb  $\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$  bzw. integral über alle Frequenzbereiche  $\text{Wm}^{-2}$ . Wenn man anstatt mit Frequenzen mit Wellenlängen arbeitet (wegen  $\nu = c/\lambda$ ,  $c =$  Lichtgeschwindigkeit), bezieht man sich nicht auf den Frequenzbereich von 1 Hz sondern auf eine geeignete Wellenlängeneinheit (z.B.  $\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$  oder  $\text{Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}$ ).

Der Strahlungsstrom, der von einem Stern ausgeht, hängt vom Strahlungsstrom an der Sternoberfläche  $I_*(\lambda)$  (dort, wo die Sternatmosphäre „durchsichtig“ wird), vom Radius  $R$  des Stern und natürlich von dessen Entfernung  $l$  ab, so daß der auf der Erde ankommende Strahlungsstrom  $f(\lambda)$  wegen  $d\omega = \pi R^2 / l^2$  nur noch

$$f(\lambda) = \pi I_* \left( \frac{R^2}{l^2} \right)$$

beträgt

Die Intensität eines Sterns ist dagegen im strengen Sinne der Definition (mit Ausnahme von ausgedehnten Quellen wie der Sonne) nicht meßbar, da sich Sterne (mit wenigen Ausnahmen) im Fernrohr nicht auflösen lassen (d.h. der Raumwinkel, unter dem der Stern gesehen wird, ist unmeßbar klein). Dieser Begriff hat nur Sinn bei der Beschreibung von Flächenhelligkeiten.

Im Folgenden soll jedoch der Begriff „Intensität“ aus sprachökonomischen Gesichtspunkten und aus Tradition immer dann im Sinne von „Strahlungsstrom“ verwendet werden („Intensität des Sternlichts“), wenn eine Verwechslung aus dem Kontext heraus auszuschließen ist.

Die Helligkeitsskala orientierte sich historisch gesehen an der spektralen Empfindlichkeit des menschlichen Auges. Verwendet man zur Definition von Sternhelligkeiten in etwa diese spektrale Empfindlichkeit, dann spricht man von visuellen Helligkeiten. Der spektrale Strahlungsstrom  $I(\lambda)$ , der von einem Stern ausgeht und in  $Wm^{-2}Hz^{-1}$  gemessen wird - ist eine Funktion der Wellenlänge  $\lambda$  bzw. (äquivalent) der Frequenz  $\nu$ . Außerdem sind bei genauen photometrischen Untersuchungen noch die selektiven Extinktionswirkungen der Erdatmosphäre sowie spezifische instrumentelle Einflüsse (Fernrohroptik, spektrale Empfindlichkeit des Detektors usw.) auf die Meßergebnisse zu berücksichtigen.

Ein Stern außerhalb der Erdatmosphäre weist im Wellenlängenbereich  $\Delta\lambda$  den spektralen Strahlungsfluß

$$I_{\Delta\lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda) d\lambda \quad [1.4]$$

auf. In diesem Wellenlängenbereich besitzt die Erdatmosphäre eine abschwächende (extinktive) Wirkung, die durch eine Funktion  $E(\lambda)$  beschrieben werden kann, wobei  $0 \leq E(\lambda) \leq 1$  gilt. Einen Beobachter auf der Erdoberfläche erreicht deshalb nicht der Strahlungsfluß (1.4), sondern

$$I_{\Delta\lambda}^* = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) I(\lambda) d\lambda \quad [1.5]$$

Gemessen wird dagegen

$$I'_{\Delta\lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} K(\lambda) E(\lambda) I(\lambda) d\lambda \quad [1.6]$$

wobei die Funktion  $K(\lambda)$  analog zu  $E(\lambda)$  die Transmissionseigenschaften der Beobachtungsoptik, eventueller Filter sowie die spektrale Empfindlichkeit des Detektors erfaßt. Damit wird aus (1.2)

$$\Delta m(\Delta\lambda) = m_A - m_B = -2.5 \log \left( \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} K(\lambda) E(\lambda) I_A(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} K(\lambda) E(\lambda) I_B(\lambda) d\lambda} \right) \quad [1.7]$$

Diese Definition der Größenklasse hat den Vorteil, daß sie für alle Wellenlängenbereiche gilt und zugleich instrumentelle Besonderheiten (wie z.B. die in  $K(\lambda)$  enthaltenen Transmissionseigenschaften von Filtern) berücksichtigt.

Die Beziehung (1.7) gestattet auch den Begriff der Farbe eines Sterns genauer zu fassen und einen Weg aufzuzeigen, wie sich der Farbbegriff quantitativ beschreiben läßt. Wie ein nächtlicher Blick zum Himmel lehrt, findet man unter den helleren Sternen Objekte, die eher mehr blau leuchten (Sirius), Gelb bis Orange sind (Capella, Arktur) oder rot erscheinen (Beteigeuze). Besonders eindrucksvoll ist in dieser Beziehung der Doppelstern Albireo im Sternbild Schwan, der gerade wegen dem deutlichen Farbunterschied der beiden Komponenten (Blauweiß und Orange) gern Gästen von Volkssternwarten durch ein Fernrohr gezeigt wird.

Offensichtlich kann man mit (1.7) eine monochromatische Sternhelligkeit  $m(\lambda_c)$  definieren, in dem man den Grenzübergang

$$\lim_{\lambda \rightarrow \lambda_c} \int_{\lambda_c}^{\lambda} K(\lambda) E(\lambda) I(\lambda) d\lambda = I^*(\lambda_c) \quad [1.8]$$

vollzieht. In diesem Fall gilt für die Helligkeitsdifferenz zweier Sterne A und B

$$\Delta m(\lambda_c) = m_A - m_B = -2.5 \log \left( \frac{I_A^*(\lambda_c)}{I_B^*(\lambda_c)} \right) \quad [1.9]$$

Betrachtet man jetzt die Helligkeit eines Stern bei zwei verschiedenen Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$ , dann bezeichnet man die Differenz

$$m(\lambda_1) - m(\lambda_2) = 2.5 (\log I^*(\lambda_2) - \log I^*(\lambda_1)) \quad \text{mit } \lambda_1 < \lambda_2 \quad [1.10]$$

gewöhnlich als Farbenindex. Aus praktischen Erwägungen ist es sinnvoll, verschiedene Farbenindizes zu definieren und durch Meßvorschriften zu charakterisieren. So verwendet man zur Festlegung der Helligkeit in unterschiedlichen Farbbereichen jeweils verschiedene Detektor-Filterkombinationen, deren Durchlässigkeitsverhalten (ausgedrückt z.B. durch die entsprechenden Transmissionskurven) genau festgelegt ist. In solch einem Fall gibt  $\lambda_c$  das Maximum der Transmissionskurve und  $\Delta\lambda$  die Breite des Durchlässigkeitsbereiches an. Die Funktion  $K_F(\lambda)$  wird als Transmissionscharakteristik bezeichnet. Man realisiert sie technisch z.B. durch eine entsprechende Kombination aus Strahlungsdetektor (z.B. Fotoplatte) und Filter.

In der Astronomie sind verschiedene photometrische Farbsysteme im Einsatz von denen hier nur das sogenannte UBV-System nach JOHNSON und MORGAN näher betrachtet werden soll. Es wurde in den 50ziger Jahren des vorigen Jahrhundert eingeführt um die Helligkeiten von Sternen im ultravioletten (U), blauen (B) und visuellen (V) Spektralbereich mit geeigneten Strahlungsempfängern zu messen. Später hat man es bis weit in den Infrarot- und Mikrowellenbereich hinein erweitert (die sogenannte Johnson-Erweiterung).

Ist  $K_f(\lambda)$  mit  $F=(U,B,V)$  die Transmissionscharakteristik für verschiedene Farbbereiche, dann kann man z.B. für die V-Helligkeit eines Sterns

$$U = m_U = \text{const} - 2.5 \log \left[ \int_0^{\infty} K_V(\lambda) E(\lambda) I(\lambda) d\lambda \right] \quad [1.11]$$

schreiben. Für die restlichen Bereiche gelten analoge Formeln mit jeweils anderen Transmissionscharakteristiken (siehe Tabelle) und jeder Bereich steht für ein bestimmtes System von scheinbaren Helligkeiten. Ein sehr heißer Stern, der aufgrund seiner Temperatur besonders im UV-Bereich bzw. im blauen Bereich des elektromagnetischen Spektrums seine Energie emittiert, wird im U- und B-Bereich natürlich viel heller erscheinen als im Visuellen (V) oder sogar Roten (R). Bei einem Stern mit geringer Temperatur gilt genau das Umgekehrte: er erscheint im Roten sehr hell und seine Helligkeit nimmt über V, B und U immer mehr ab. Das ist eine direkte Konsequenz des Wienschen Verschiebungsgesetzes und kann zu einer ungefähren Bestimmung der effektiven Temperatur verwendet werden. Offensichtlich ist die Differenz

$$U - B = m_U - m_B \quad \text{bzw.} \quad B - V = m_B - m_V \quad [1.12]$$

ein Maß für die Farbe eines Sterns wobei für Sterne vom Spektraltyp A0 (wie z.B. die Wega)  $U = B = V \dots$  gilt, d.h. deren Farbenindex ist definitionsgemäß „Null“. Anschaulich bedeutet  $B - V < 0$ , daß ein Stern „blauer“ als Wega ist. Ist  $B - V$  positiv, dann ist die Farbe des Sterns mehr gelb oder rot. Sterne mit gleicher Oberflächentemperatur haben näherungsweise die gleichen Farbenindizes.

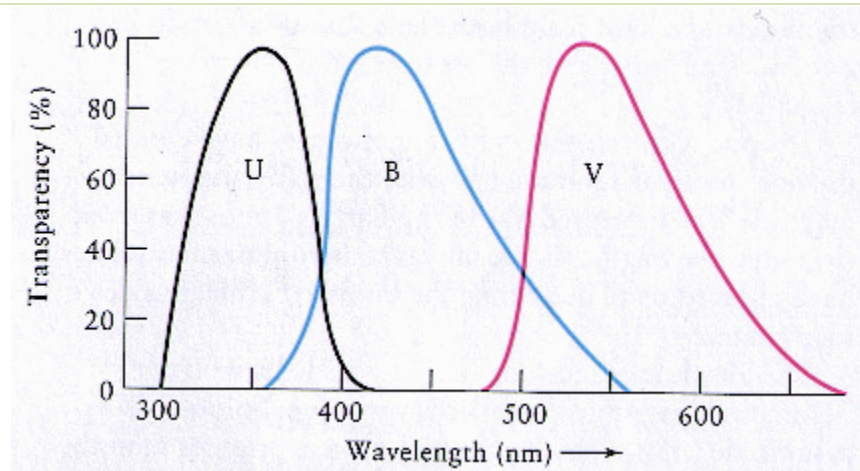
Die Messung der scheinbaren Helligkeit von Sternen im UBV-System wird gewöhnlich als Dreifarbenphotometrie bezeichnet. Sie läßt sich technisch relativ leicht durch bestimmte Kombinationen von unterschiedlich sensibilisierten Photoplatten und darauf abgestimmten Farbfiltern realisieren. Als Aufnahmegерäte hat man früher oft Schmidtkameras verwendet, da sie keine chromatische Abberation aufweisen und eine große Fläche am Himmel auf Photoplatten abbilden können. Sternhelligkeiten bestimmt man in diesem Fall durch die Messung der von den Sternen in der Emulsion erzeugten Schwärzungen mit speziellen Plattenphotometern (z.B. Irisblendenphotometer). Weitaus genauere Ergebnisse erzielt man mit sogenannten Sekundärelektronenvervielfachern (SEV) oder Photomultiplier sowie mit CCDs.

Dreifarbephotometrie ist genau genommen eine grobe Art von breitbandiger Spektralphotometrie und besonders für statistische Untersuchungen (z.B. von Sternhaufen und Assoziationen) geeignet.

Wie bereits erwähnt, sagt die scheinbare Helligkeit eines Sterns noch nichts über dessen wahre Leuchtkraft aus. Erst wenn die Entfernung des Sterns von der Erde bekannt ist, kann man unter Ausnutzung des  $1/r^2$ -Gesetzes der Abnahme des Strahlungsstroms  $I$  mit der Entfernung eine Aussage über dessen gesamte Energieabstrahlung in einem gegebenen Spektralbereich treffen. Um Sternhelligkeiten in diesem Sinn „physikalisch“ vergleichbar zu machen, hat man die „absolute Helligkeit“  $M$  eingeführt. Darunter versteht man anschaulich die scheinbare Helligkeit, die ein Stern in einer bestimmten, vorher genau festgelegten Entfernung haben würde. Diese Entfernung hat man auf 10 pc (ca. 32.6 Lichtjahre) festgelegt.

## Beobachtungsgrößen von Sternen

	$\lambda_c$	$\Delta\lambda$
U	360 nm	68 nm
B	440 nm	98 nm
V	550 nm	89 nm
R	700 nm	220 nm
I	900 nm	240 nm
J	1250 nm	300 nm
H	1650 nm	350 nm
K	2200 nm	400 nm
L	3400 nm	550 nm
M	5000 nm	300 nm
N	10200 nm	5000 nm
Q	21000 nm	8000 nm



Transmissionscharakteristiken für das UBV-System nach Johnson

Die Differenz zwischen scheinbarer Helligkeit  $m$  und absoluter Helligkeiten  $M$  ist dann für den gleichen Stern

$$m - M = -2.5 \log \left( \frac{I_A}{I_S} \right) \quad [1.13]$$

wobei sich der Strahlungsstrom, wenn ihn der Stern in 10 pc Entfernung emittieren würde ( $I_A$ ), zum beobachteten Strahlungsstrom  $I_S$  wie

$$\frac{I_A}{I_S} = \left( \frac{r}{R = 10 pc} \right)^2 \quad [1.14]$$

verhält. Mit  $r$  (in pc) wird die wahre Entfernung des Sterns (der sich z.B. aus einer Parallaxenmessung ergibt) bezeichnet.

Damit ergibt sich aus (1.13) nach kurzer Rechnung

$$m - M = 5 \log(r) - 5 \quad [1.15]$$

Diese Helligkeitsdifferenz nennt man gewöhnlich „Entfernungsmodul“, da sie direkt als Synonym für die Entfernung eines Sterns verwendet werden kann:

Entfernungsmodul [mag]	Entfernung in [pc]
(m-M) = -5	1
= 0	10
= +5	100
= +10	1000 pc = 1 kpc
= +25	1000 kpc = 1 Mpc

Das UB<sub>V</sub>-System gilt natürlich auch für absolute Helligkeiten, d.h. es ist z.B.

$$M_B - M_V = B - V = m_b - m_v \quad [1.16]$$

Farbenindizes sind photometrische Invarianten, d.h. sie sind von der Entfernung eines Stern unabhängig.

Sterne strahlen natürlich nicht nur im sichtbaren Spektralbereich Energie ab. Definiert man eine Sternhelligkeit über die im gesamten elektromagnetischen Spektrum emittierte Energie, dann erhält man die bolometrische Helligkeit:

$$I_{bol} = \int_0^{\infty} I(\lambda) d\lambda \quad [1.17]$$

Mißt man den Strahlungsstrom  $I$  in Watt pro Quadratmeter [ $W m^{-2}$ ], dann läßt sich die scheinbare bolometrische Helligkeit durch folgende Beziehung ausdrücken:

$$m_{bol} = -2.5(\log I_{bol} + 7.5986) \quad [1.18]$$

Da ein Stern isotrop in alle Richtungen strahlt, kann man diese Beziehung verwenden, um die Leuchtkraft  $L$  des Stern (z.B. im Vergleich zur Sonnenleuchtkraft  $L_{\odot}$ ) auszurechnen, vorausgesetzt die Entfernung  $r$  ist bekannt:

$$M_{bol} = M_{bol,\odot} - 2.5 \log \left( \frac{L}{L_{\odot}} \right) \quad [1.19]$$

Für die Sonne ergibt sich aus  $I_{\odot}(r=1AE) = \text{Solarkonstante} = 1367 W m^{-2}$ :

$$m_{bol} = -26.84^m \text{ und mit (1.15) } M_{bol} = 4.73^m .$$

und aus [1.19]:

$$L = L_{\odot} 10^{0.4(m_{bol} - 5 \log r + 5 + M_{\odot})} \quad [1.20]$$

Die Sonnenleuchtkraft beträgt

$$L_{\odot} = 4\pi r^2 I_{\odot} = 3.853 \cdot 10^{26} \text{ W}$$

Setzt man in (1.20)  $L_{\odot} = 1$ , dann erhält man die Leuchtkraft des Stern in Sonnenleuchtkräfte.

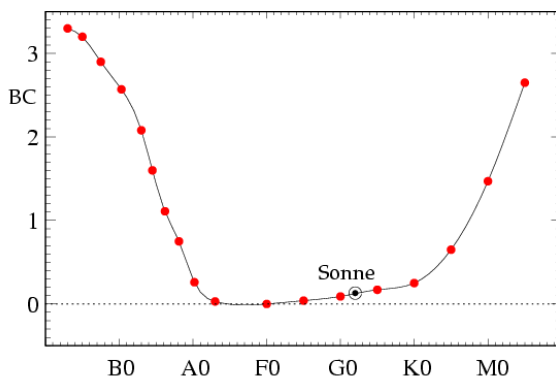
Zwischen (1.11) und (1.18) gibt es offensichtlich eine Differenz die sich daraus ergibt, daß die bolometrische Helligkeit ein Maß für die im gesamten Spektralbereich abgestrahlte Strahlungsleistung ist, während (1.11) nur einen engen, durch die Funktion  $K_V(\lambda)$  eingeschränkten Bereich berücksichtigt. Die Differenz

$$m_{bol} - m_V = BC_V \tag{1.21}$$

wird als bolometrische Korrektur bezeichnet. Sie läßt sich berechnen, wenn die Energieverteilung im Spektrum eines Stern bekannt ist. Definitionsgemäß ist für Hauptreihensterne vom Spektraltyp F5  $BC_V = 0$ . Bei frühen (O,B) und späten (M) Spektraltypen kann diese Korrektur Werte zwischen zwei und vier Größenklassen erreichen. Bei sonnenähnlichen Sternen ist sie zu vernachlässigen.

Der Grund dafür ist leicht einzusehen. Sterne später Spektraltypen (geringe Temperaturen) emittieren ihre Energie größtenteils im infraroten Teil des elektromagnetischen Spektrums, frühe Spektraltypen (hohe Temperaturen) dagegen im ultravioletten und im blauen - also beide Typen weitab von dem durch die Funktion  $K_V$  gegebenen spektralen Fenster.

Bolometrische Helligkeiten lassen sich im Gegensatz zu z.B. visuellen Helligkeiten nur sehr schwer messen bzw. berechnen. Deshalb sind auch die bolometrischen Korrekturen empirisch nicht besonders gut untersetzt.



Bolometrische Korrektur als Funktion der Spektralklasse

Tabelle:

Bolometrische Korrekturen für Hauptreihensterne, Riesen- und Überriesensterne

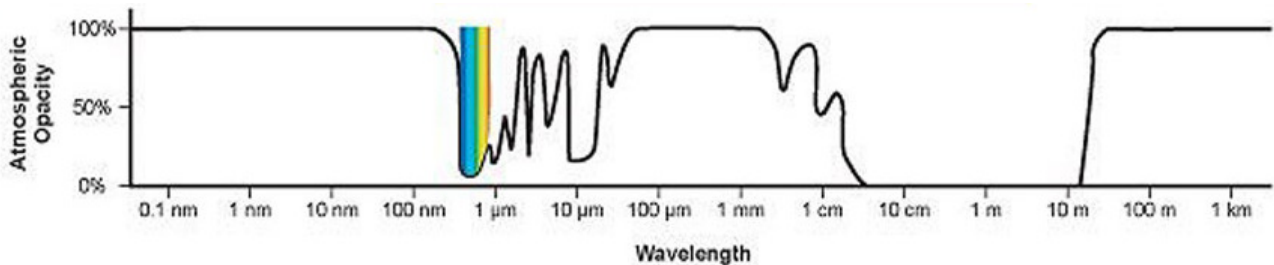
Spektral- klasse	Hauptreihe	Riesen	Überriesen
	BC	BC	BC
O5	4.40	4.05	3.87
B0	3.16	2.88	2.49
B5	1.46	1.30	0.95
A0	0.30	0.42	0.41
A5	0.15	0.14	0.13
F0	0.09	0.11	0.01
F5	0.14	0.14	0.03
G0	0.18	0.20	0.15
G5	0.21	0.34	0.33
K0	0.31	0.50	0.50
K5	0.72	1.02	1.01
M0	1.38	1.25	1.29
M5	2.73	2.48	3.47

## Der Einfluß der Erdatmosphäre auf die scheinbare Helligkeit eines Sterns

In diesem Abschnitt soll der Einfluß der Funktion  $E(\lambda)$  in (1.6) auf die Photometrie der Sterne etwas genauer untersucht werden. Schon ein paar einfache Beobachtungen zeigen, das Licht, welches z.B. von der Sonne zur Erde gelangt, in der Erdatmosphäre frequenzabhängig abgeschwächt wird: Die Sonne erscheint, wenn sie sich nahe am Horizont befindet, rotorange und im Hochgebirge bekommt man durch die erhöhte UV-Strahlung eher einen Sonnenbrand. Daß der Himmel an einem wolkenlosen Tag tiefblau ist, ist wiederum eine direkte Folge der Streuung des Sonnenlichts in der Erdatmosphäre.

Absorption und Streuung von Licht an den Atomen und Molekülen der Erdatmosphäre führen zu einer Verminderung der Intensität des Sternlichts. Ein Stern erscheint von der Erdoberfläche aus betrachtet immer schwächer als außerhalb der Atmosphäre. Einige Frequenzbereiche - z.B. das ferne UV und die Röntgenstrahlung - sind von der Erdoberfläche aus überhaupt nicht zu beobachten. Der Prozeß, der zu dieser Abschwächung oder Totalblockade führt, wird als Extinktion bezeichnet und ist zusätzlich mit einer Verschiebung des Intensitätsmaximums der Sternstrahlung zu längeren Wellenlängen hin

verbunden. Die Bereiche in der Funktion  $E(\lambda)$ , wo zumindest ein Bruchteil der Strahlung die Erdoberfläche erreicht, bezeichnet man als „Fenster“.



### Transmissionseigenschaften der Erdatmosphäre

Den Wellenlängenbereich zwischen  $\lambda = 300\text{ nm}$  und  $\lambda = 20000\text{ nm}$ , in der die ganze irdische beobachtende (optische) Astronomie stattfindet, nennt man „optisches Fenster“. Die Domäne der Radioastronomie ist dagegen das Radiofenster, welches beginnend bei Millimeter- und Zentimeter-Wellen bis zu einer Wellenlänge von ungefähr 18 m reicht.

Die Lichtabschwächung in der Erdatmosphäre hat unterschiedliche Ursachen von denen folgende drei die Wichtigsten sind:

- Absorption bestimmter Wellenlänge durch molekulare Gase (Linien- und Bandenabsorption, z.B.  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$ )
- Rayleigh-Streuung an den Luftmolekülen
- weitgehend wellenlängenunabhängige Streuung an kolloidalen Luftpartikeln und Staub (Mie-Streuung)

Der Betrag der Extinktion ist darüber hinaus noch von der Weglänge des Lichtstrahls in der Atmosphäre abhängig, d.h. konkret von der Zenitdistanz des Himmelskörpers, der beobachtet wird. Außerdem wird entlang des Lichtweges ein Teil der kurzwelligen Strahlung (Blauanteil) aus dem Lichtstrahl heraus gestreut, so daß es zu einer allgemeinen „Rötung“ des Sternlichts kommt die immer stärker wird, je mehr sich der Stern dem Horizont nähert. Dieser Effekt ist am deutlichsten an der Farbe der Sonnenscheibe bei einem Sonnenuntergang zu beobachten.

Immer dann, wenn die Größe der Teilchen  $1/10$  der Wellenlänge  $\lambda$  der sie durchlaufenden elektromagnetischen Strahlung nicht übersteigen, entsteht nach den Gesetzen der Elektrodynamik Rayleigh-Streuung. Die Moleküle in der Atmosphäre haben Abmessungen in der Größenordnung von 0.2 bis 0.4 nm und erfüllen deshalb obige Bedingungen. Die Streuung erfolgt dabei weitgehend isotrop und führt zu einer wellenlängenabhängigen Verringerung der Intensität  $I_0$  der einfallenden Strahlung:

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)(1 - \alpha_r(\lambda)) \quad [1.22]$$

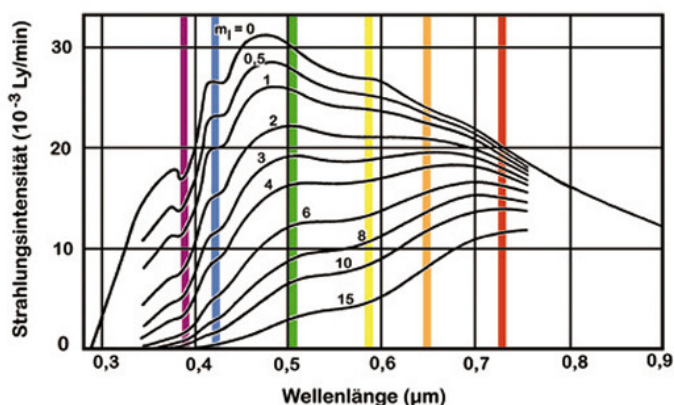
$\alpha_R(\lambda)$  ist der wellenlängenabhängige Streukoeffizient. Er ist dem Kehrwert der vierten Potenz der Wellenlänge proportional:

$$\alpha_R(\lambda) = \frac{8\pi^3 (n_\lambda^2 - 1)^2}{3\lambda^4 N} \quad [1.23]$$

$n$  bezeichnet den Brechungsindex der Luft und  $N$  die Anzahl der Luftmoleküle pro Volumeneinheit.

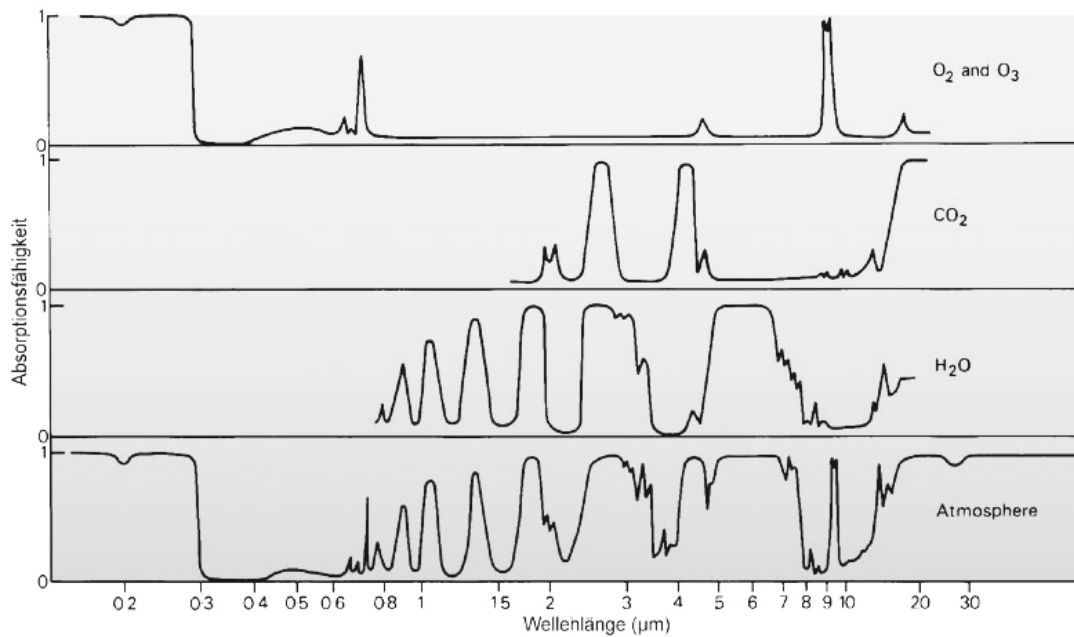
Da die Wellenlänge des eingestreuten Lichts mit  $\lambda^{-4}$  in die Rechnung eingeht, wird blaues Licht der Wellenlänge 400 nm ca. 10 mal stärker gestreut als rotes Licht mit einer Wellenlänge von 700 nm. Das erklärt, warum ein wolkenloser Taghimmel blau erscheint.

Die durch die Streuung hervorgerufene Abschwächung hängt noch von dem Lichtweg (ausgedrückt durch die sogenannte „Luftmasse“, s.u.) ab. Bei geringen Zenitdistanzen ist sie am geringsten und nimmt zum Horizont hin stark zu. Dabei spielt nicht nur die Rayleigh-Streuung eine Rolle. Vielmehr tritt sie immer zusammen mit der sogenannten Mie-Streuung auf, die im optischen Spektralbereich weitgehend unabhängig von der Wellenlänge  $\lambda$  ist und bei großen Partikelgrößen (d.h.  $> 2\lambda$ , z.B. kleine Wassertröpfchen, Eiskristalle, Staub etc.) zu einer verstärkten Vorwärtsstreuung führt. Tritt zur Streuung noch Brechung hinzu, dann kommt es u.U. zu den eindrucksvollen atmosphärenoptischen Erscheinungen, die unter den Namen Regenbogen, Halo oder Nebensonne bekannt sind.



Änderung der Strahlungsintensität des Sonnenlichts in Abhängigkeit der „Luftmasse“, die sie durchqueren muß.  $m=0$  bedeutet außerhalb der Erdatmosphäre,  $m=1$  „im Zenit“ und  $m=15$  „nahe am Horizont“. Man sieht deutlich, daß die Schwächung besonders stark im kurzwelligeren Bereich des Sonnenspektrums ausgeprägt ist.

Kommen wir jetzt zu dem Anteil an der Verringerung der Lichtintensität, der durch die Absorption und der damit verbundenen Thermalisierung eines Teils des Lichts durch die Luftmoleküle selbst verursacht wird. Im optischen Bereich ist davon besonders die ultraviolette Strahlung ( $O_2, N_2$ -Ionisation;  $O_3$ -Absorption ab ca. 300 nm) und die Infrarotstrahlung bis in den Mikrowellenbereich hinein ( $O_2, CO_2, H_2O$ -Bandenabsorption) betroffen.



Absorptionsverhalten einiger Moleküle und der Erdatmosphäre zwischen fernen UV und mittleren Infrarot. Die Abszisse gibt den Anteil an, der bei der entsprechenden Wellenlänge absorbiert wird.

Wie ändert sich nun die Intensität des Sternlichts als Funktion der Zenitdistanz und der Beobachtungswellenlänge? Zur Vereinfachung führen wir dazu eine Modellatmosphäre der Höhe  $t$  ein (und zwar ohne die Erdkrümmung zu berücksichtigen), die in viele Schichten der Dicke  $dt$  aufgeteilt ist. Das Licht eines Sterns, der genau im Zenit steht, muß genau diese Strecke  $s=t$  als Lichtweg  $s$  zurücklegen um in das Fernrohr auf der Erdoberfläche zu gelangen. Diese Strecke soll im Folgenden eine „Luftmasse“ genannt werden. Bei Zenitdistanzen  $>0$  (also wenn das Sternlicht die Atmosphäre schräg durchlaufen muß, um zum Beobachter zu gelangen) ist  $s$  offensichtlich größer als  $t$ :

$$s = t \sec \Theta_z \quad [1.24]$$

wenn  $\Theta_z$  die Zenitdistanz bezeichnet.  $s$  beträgt also  $\sec \Theta_z$  „Luftmassen“.

Weiter ist  $I_0(\lambda)$  die Intensität des Sternlichts bei der Wellenlänge  $\lambda$  an der Obergrenze der Erdatmosphäre und  $I_s(\lambda)$  die um  $I_0(\lambda) - I_s(\lambda)$  verringerte Intensität auf der Erdoberfläche.

Gesucht ist dagegen, wie sich die von der Erdoberfläche aus beobachtete Intensität eines Sterns am Zenit  $I_z(\lambda)$  mit größer werdender Zenitdistanz verändert um daraus Rückschlüsse auf  $I_0(\lambda)$  ziehen zu können. Dieses Verhalten kann durch eine Größe beschrieben werden, die man als optische Tiefe  $\tau(\lambda)$  bezeichnet. Sie ist - grob gesprochen - ein Maß für die Lichtdurchlässigkeit einer lichtabsorbierenden Schicht und wird wie folgt definiert:

$$d\tau(\lambda) = \kappa(\lambda) ds \quad [1.25]$$

$\kappa(\lambda)$  kennzeichnet den wellenlängenabhängigen Extinktionskoeffizienten in  $m^{-1}$

Noch etwas anschaulicher wird diese Größe, wenn man die Lichtintensität  $I$  vor dem Durchgang durch eine lichtabsorbierende Schicht und die Lichtintensität  $I^*$  danach ins Verhältnis setzt. In diesen Fall läßt sich  $\tau$  durch folgende Beziehung ausdrücken:

$$\tau(\lambda) = \ln\left(\frac{I(\lambda)}{I^*(\lambda)}\right) \quad [1.26]$$

Ihr Wertebereich beschreibt die Lichtdurchlässigkeit von „vollkommen durchsichtig“ (0) bis „vollkommen undurchsichtig“ ( $\infty$ ). Bei  $\tau(\lambda)=1$  ergibt sich eine Schwächung des Strahlungsstroms um den Faktor  $1/e \approx 0.37$ . Ist die optische Dicke sehr viel größer als 1, dann sagt man, das Medium ist bei der entsprechenden Wellenlänge „optisch dick“. Im anderen Fall,  $\tau(\lambda) \ll 1$ , ist das Medium „optisch dünn“.

Man kann sich diesen Sachverhalt leicht durch ein Glasfilter verständlich machen, das z.B. 99% von einem gegebenen Strahlungsfluß  $I$  hindurch läßt:  $I^* = 0.99 I$ . Die optische Tiefe  $\tau$  beträgt dann 0.01. Setzt man hinter dieses Glasfilter ein weiteres Glasfilter, dann ist offensichtlich

$$I^* = (0.99)^2 I = 0.98 I, \text{ also } I^* = \left(1 - \frac{0.02}{2}\right)^2 I$$

und die optische Tiefe 0.02. Bei 100 Glasfilter gilt schon

$$I^* = (0.99)^{100} = 0.366 I = \left(1 - \frac{0.634}{100}\right)^{100} I \text{ und } \tau = 0.634.$$

Man erkennt unschwer, daß sich hinter dieser Bildungsvorschrift die Exponentialfunktion

$$\exp(-\tau) = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{\tau}{n}\right)^n \text{ verbirgt. Man kann deshalb kurz}$$

$$I^* = I \exp(-\tau)$$

schreiben, was wiederum zur Formel (1.26) äquivalent ist.

Nehmen wir weiter an, daß jeder von diesen Glasfiltern die Dicke  $\Delta l$  hat. Dann haben 2 Glasfilter die Dicke  $2\Delta l$  und  $n$  Glasfilter die Dicke  $n\Delta l$ . Werden sie lückenlos gestapelt, dann ist die Höhe dieses Stapels gleich der Weglänge des Lichtes in diesem Stapel und die optische Tiefe  $\tau$  nimmt linear mit der Weglänge zu, d.h.  $\tau \approx n\Delta l$ . Der Proportionalitätsfaktor ist der bereits eingeführte Extinktionskoeffizient  $\kappa$ . Das führt bei differentieller Betrachtungsweise sofort zur Beziehung (1.25), womit der Kreis geschlossen ist.

Kommen wir wieder zurück zur Erdatmosphäre, den ein Lichtstrahl entlang des Weges  $s$  durchläuft und der dabei eine wellenlängenabhängige Abschwächung erfährt. Die Intensitätsänderung  $dI$  entlang der Wegstrecke  $ds$  des Lichtstrahls ist dann offensichtlich

$$dI(\lambda) = -\kappa(\lambda)I(\lambda)ds = -I(\lambda)d\tau(\lambda) \quad [1.27]$$

und wegen (1.24)

$$\tau_s(\lambda) = \int_0^s \kappa(\lambda)ds = \sec \Theta_z \int_0^t \kappa(\lambda)dt \quad [1.28]$$

also kurz  $\tau_s(\lambda) = \tau_t(\lambda)\sec \Theta_z$ .

Der Index  $t$  beschreibt die optische Tiefe entlang „einer Luftmasse“ (also senkrecht durch die Atmosphäre) und  $s$  bei schrägem Durchgang. Das bedeutet, daß sich die Intensität eines Sterns, die im Zenit  $I_z(\lambda)$  beträgt, sich als Funktion der Zenitdistanz  $\Theta_z$  wie

$$I_{\Theta_z}(\lambda) = I_z(\lambda)\exp(-\tau_t \sec \Theta_z) \quad [1.29]$$

verhält. Man kann diese Beziehung verwenden, um die Lichtintensität eines Sterns außerhalb der Erdatmosphäre, also bei einer Luftmasse  $\sec \Theta_z = 0$ , zu bestimmen. Dazu ist die Intensität (im Sinne von Strahlungsfluß) eines Stern bei verschiedenen Zenitdistanzen zu messen und in einem Diagramm, dessen Ordinate der natürliche Logarithmus der Intensität und dessen Abszisse die der Zenitdistanz entsprechende „Luftmasse“ darstellt, aufzutragen. Die Meßpunkte ordnen sich um eine Gerade an, dessen Steigung gerade die optische Tiefe der Atmosphäre bei der Beobachtungswellenlänge angibt.

Greift man aus dem Fit zwei Punkte heraus, dann kann man schreiben

$$\tau_A(\lambda) = \frac{\ln I_1(\lambda, \Theta_{z1}) - \ln I_2(\lambda, \Theta_{z2})}{\sec \Theta_{z2} - \sec \Theta_{z1}} \quad [1.30]$$

woraus die Intensität  $I_0(\lambda)$  außerhalb der Erdatmosphäre (bei einer fiktiven Luftmasse  $\sec \Theta_z = 0$ ) folgt:

$$\ln I_0(\lambda) = \ln I(\lambda, \Theta_z) + \tau_A \sec \Theta_z \quad [1.31]$$

Diese hier vorgestellte Verfahren wird auch als Bouguer-Verfahren bezeichnet und das verwendete Diagramm zur Bestimmung von  $\tau_A$  als Bouguer-Plot.

Aufgrund der bei dieser Ableitung vorausgesetzten Vereinfachungen ist (1.31) nur ungefähr bis zu einem Wert von  $\sec \Theta_z = 2$  zu verwenden. Darunter, d.h. bei einer Zenitdistanz von  $<60^\circ$ , werden die Abweichungen, die sich z.B. aus der Erdkrümmung ergeben, immer größer.

Der Extinktionskoeffizient  $\kappa$  der Erdatmosphäre ist eine sehr komplizierte Funktion der Wellenlänge  $\lambda$  und setzt sich aus mehreren Komponenten unterschiedlichen Ursprungs zusammen. Einige wurden

bereits genannt: die Rayleigh-Streuung an den Luftmolekülen ( $\kappa_R$ ), die Mie-Streuung an Aerosolteilchen ( $\kappa_M$ ), die breitbandige Absorption des Ozons  $O_3$  im UV-Bereich des elektromagnetischen Spektrums ( $\kappa_{O_3}$ ) sowie die Absorption im Bereich der Absorptionsbanden verschiedener anderer Moleküle wie z.B.  $H_2O, CO_2, N_2$  und  $O_2$  ( $\sum_{\text{Moleküle}} \kappa_i$ ), die sich im Fall von Wasserdampf und Kohlendioxid besonders im IR bemerkbar machen:

$$\kappa(\lambda) = \kappa_R(\lambda) + \kappa_M(\lambda) + \kappa_{O_3}(\lambda) + \sum_{H_2O, CO_2, \dots} \kappa_i(\lambda) \quad [1.32]$$

Die einzelnen Anteile am integralen Extinktionskoeffizienten variieren natürlich. Schon leichter Hochnebel läßt  $\kappa_M(\lambda)$  stark anwachsen. In ariden Gegenden - besonders im Hochgebirge - ist dagegen  $\kappa_{H_2O}(\lambda)$  so gering, daß z.B. Mikrowellenastronomie bei Wellenlängen zwischen  $1\text{ mm} \dots 300\ \mu\text{m}$  möglich wird. Die Rayleigh-Streuung ist wiederum vom Luftdruck am Beobachtungsort abhängig. Das ist natürlich mit ein Grund, warum man große Teleskope auf möglichst hohen Bergen aufstellt.

### Interstellare Extinktion und Verfärbung

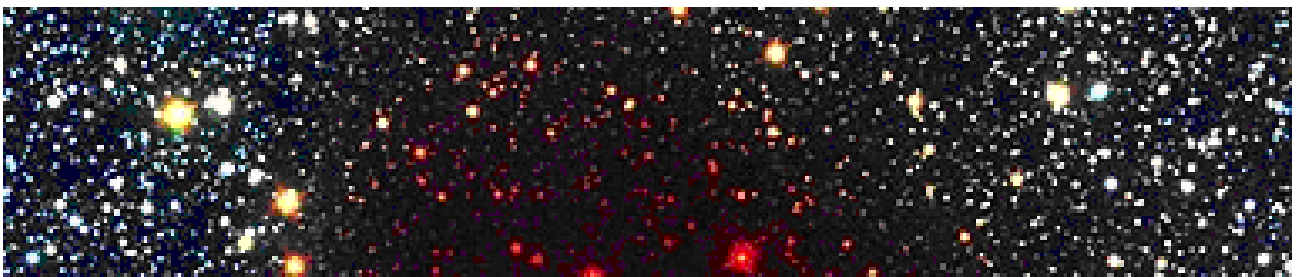
Nicht nur die Erdatmosphäre kann das Licht eines Sterns signifikant abschwächen und seine Farbe verändern. Zwischen dem Stern und der Erde befindet sich - wie man seit Anfang des 20. Jahrhunderts definitiv weiß - Gas und Staub in unterschiedlicher Konzentration, an denen Licht gestreut und absorbiert werden kann.

Die Vorgänge, die dabei physikalisch stattfinden, lassen sich analog der atmosphärischen Extinktion beschreiben. Insbesondere Gleichung (1.27) kann unbeschadet übernommen werden:

$$I^*(\lambda) = I_0(\lambda) \exp\left(-\int_0^l \kappa(\lambda) dl\right) \quad [1.33]$$

$I^*$  ist dabei der auf der Erde beobachtete Strahlungsstrom,  $I_0$  der Strahlungsstrom, welcher den Stern verläßt und  $l$  die Entfernung des Sterns. Das Integral über den Extinktionskoeffizienten  $\kappa$  entspricht genau der optischen Dicke  $\tau$  der „Schicht“ zwischen Stern und Erde. Auch hier gilt, daß  $\kappa$  stark mit der Wellenlänge variiert wobei aber diese Größe im optischen Bereich zwischen 300 nm und 800 nm ungefähr dem Kehrwert der Wellenlänge  $\lambda$  proportional ist.

Die interstellare Extinktion hat sowohl Auswirkungen auf die Bestimmung des Entfernungsmoduls (1.15) eines Sterns als auch auf dessen Farbe, da auch hier kurzwelliges Licht an den interstellaren Staubpartikeln stärker gestreut wird als z.B. rotes Licht.



„Verrötung“ des Lichts von Sternen, die hinter (oder in einer) Staubglobule stehen

Man erkennt das, wenn man z.B. den Farbindex (B-V) mittels der Gleichung (1.34) ausdrückt:

$$\Delta m_{BV} = m_B - m_V = M_B - M_V + A_m(B) - A_m(V) = \Delta m_{BV}^* + E(\Delta m_{BV}) \quad [1.35]$$

Die Funktion  $E(\Delta m_{BV}) = E(B - V)$  bezeichnet man als Farbexzeß. Um diesen Wert vergrößert sich der Farbindex des Sterns (Eigenfarbe des Sterns) durch die Wechselwirkung seines Lichts mit der interstellaren Materie.

Die Eigenfarbe  $\Delta m_{BV}^*$  der Sterne korreliert mit ihrem Spektraltyp und ihrer jeweiligen Leuchtkraftklasse (Hauptreihe, Riesen, Überriesen). Sind diese beiden Parameter bekannt, dann läßt sich die Korrektur (1.35) aus dem beobachteten Farbenindex berechnen.

Man kann natürlich für jeden Farbenindex einen eigenen Farbexzeß definieren. Am gebräuchlichsten ist jedoch der in den Formeln verwendete photovisuelle Farbexzeß. Für Gebiete außerhalb von interstellaren Wolken kann er durch folgende empirische Beziehung mit dem Helligkeitsverlust in Beziehung gesetzt werden:

$$A_m(V) \approx 3.1E(B-V) \quad [1.36]$$

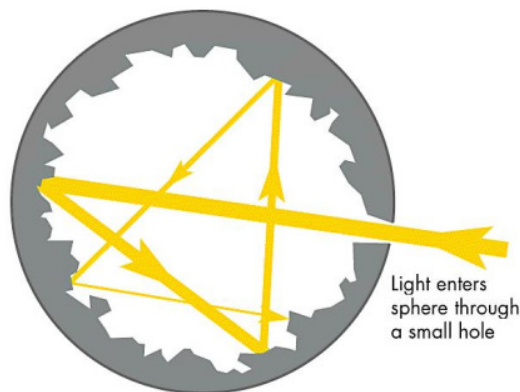
Das entspricht ungefähr einem Helligkeitsverlust von 1 Größenklasse pro kpc.

Tabelle: Farbenindizes für Hauptreihensterne verschiedener Spektralklassen

Spektraltyp	U-B	B-V
O5	-1.19	-0.33
B0	-1.08	-0.30
B5	-0.58	-0.17
A0	-0.02	-0.02
A5	+0.10	+0.15
F0	+0.03	+0.30
F5	-0.02	+0.44
G0	+0.06	+0.58
G5	+0.20	+0.68
K0	+0.45	+0.81
K5	+1.08	+1.15
M0	+1.22	+1.40
M5	+1.24	+1.64

### Photometrie und Schwarzkörperstrahlung

Ein „Schwarzer Körper“ ist eine Idealisierung von einem Objekt, welches weder Strahlung reflektiert noch streut sondern das die gesamte auftreffende Strahlung vollständig absorbiert und im Gleichgewichtsfall wieder reemittiert. Man kann ihn durch einen Hohlraum mit einer kleinen Öffnung annähern. Die gesamte Strahlung, die durch diese Öffnung in den Hohlraum gelangt, wird darin absorbiert und erhöht die Temperatur des Körpers. Andernfalls strahlt dieser Körper selbst wieder Wärmestrahlung ab, dessen spektrale Energieverteilung nur von dessen Temperatur  $T$  und von keinen anderen physikalischen Größen abhängt.



Die Intensität  $B_\lambda(T)$  dieser Strahlung ist durch das Planck'sche Strahlungsgesetz gegeben:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad [1.37]$$

Sie wird z.B. in  $Wm^{-2}nm^{-1}sr^{-1}$  (SI-Einheiten) gemessen. Für die Gesamtintensität gilt offensichtlich

$$B(T) = \int_0^\infty B_\lambda d\lambda \quad [1.38]$$

Rechnet man dieses Integral aus (was nicht trivial ist), dann erhält man

$$B(T) = \frac{2k^4}{c^2 h^3} \frac{\pi^4}{15} T^4 \quad [1.39]$$

und damit für den integralen Strahlungsstrom  $I$  über den gesamten Raumwinkelbereich (unter Verwendung von Kugelkoordinaten)

$$I(T) = B(T) \int_{\vartheta=0}^{\pi/2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = \pi B(T) \quad (\text{isotrope Abstrahlung}) \quad [1.40]$$

also

$$I(T) = \sigma T^4 \quad [1.41]$$

Dieses wichtige Ergebnis bezeichnet man als Stefan-Boltzmannsches Strahlungsgesetz. Es sagt aus, daß die Strahlungsleistung  $P = AI(T)$  eines Schwarzen Körpers mit der vierten Potenz seiner absoluten Temperatur  $T$  zunimmt ( $A$  ist die Fläche des Körpers).

Der konstante Faktor vor der vierten Potenz der Temperatur nennt man die Stefan-Boltzmannsche Konstante  $\sigma$ . Sie hat den Wert

$$\sigma = \frac{2k^4 \pi^5}{15 c^2 h^3} = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$$

Da sie im Prinzip nur Potenzen von Naturkonstanten enthält, drückt sie noch einmal explizit die Materialunabhängigkeit der von einem Schwarzen Körper emittierten Strahlung aus.

Das Stefan-Boltzmannsche Gesetz erlaubt jetzt einen interessanten Vergleich zwischen der Strahlungsleistung  $P$ , die von einem Schwarzen Körper mit einer bestimmten Temperatur  $T$  ausgeht und der Strahlungsleistung  $L$  (dessen Leuchtkraft), den ein Stern emittiert. Oder anders ausgedrückt: Welchen Radius  $R$  (oder Oberfläche) und welche Temperatur  $T$  muß ein schwarzer Körper haben, damit er die gleiche Leuchtkraft wie ein Stern entwickelt? Die gesamte Strahlungsleistung (Leuchtkraft), die durch die Kugeloberfläche  $A = 4\pi R^2$  des Sterns abgestrahlt wird, ist

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4 \quad [1.42]$$

Die Größe

$$T_{eff} = \sqrt[4]{\frac{L}{4\pi\sigma R^2}} \quad [1.43]$$

nennt man effektive Temperatur des Sterns. Wenn dessen absolute bolometrische Helligkeit  $M_{bol}$  bekannt ist, kann sie auch (z.B. im Vergleich zur Sonne) durch den Sternradius  $R$  und die effektive Temperatur  $T_{eff}$  ausgedrückt werden. Aus (1.19) folgt mit (1.42)

$$M_{bol} = M_{bol,\odot} - 5 \log \left( \frac{R}{R_{\odot}} \right) - 10 \log \left( \frac{T_{eff}}{T_{eff,\odot}} \right) \quad [1.44]$$

$$M_{bol,\odot} = 4.73^m$$

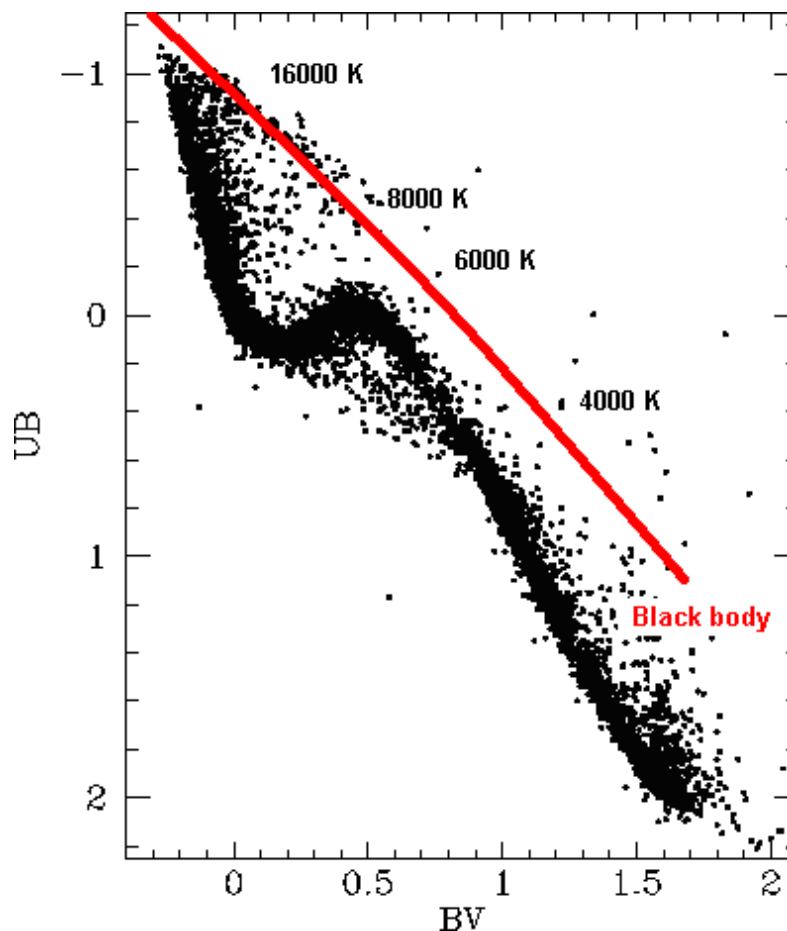
Die effektive Temperatur ist eine wichtige Zustandsgröße eines Sterns, die aber leider nicht direkt meßbar ist. Lediglich von den Sternen, deren Durchmesser sich interferometrisch oder bei Mondbedeckungen bestimmen lassen, ist  $R$  näherungsweise bekannt. Kennt man noch die absolute Helligkeit und die bolometrische Korrektur, dann kann  $T_{eff}$  direkt aus den Beobachtungen abgeleitet werden.

Die effektive Temperatur bezieht sich immer auf den Strahlungsfluß über den gesamten Wellenlängenbereich. Bezieht man sich dagegen auf ein endliches Wellenlängenintervall, dann spricht man im Unterschied dazu von der Strahlungstemperatur  $T_{rad}$  in diesem Bereich.

Schaut man sich die Planck'sche Strahlungskurven einmal für verschiedene Temperaturen an, dann erkennt man, daß sich neben der Höhe des Maximums auch die Lage des Maximums ändert. Da für das Maximum gilt, daß die erste Ableitung an dieser Stelle gleich Null ist, braucht man einfach nur von (1.37) die erste Ableitung nach der Wellenlänge  $\lambda$  zu bilden und deren Nullstelle zu bestimmen. Es ergibt sich das Wiensche Verschiebungsgesetz:

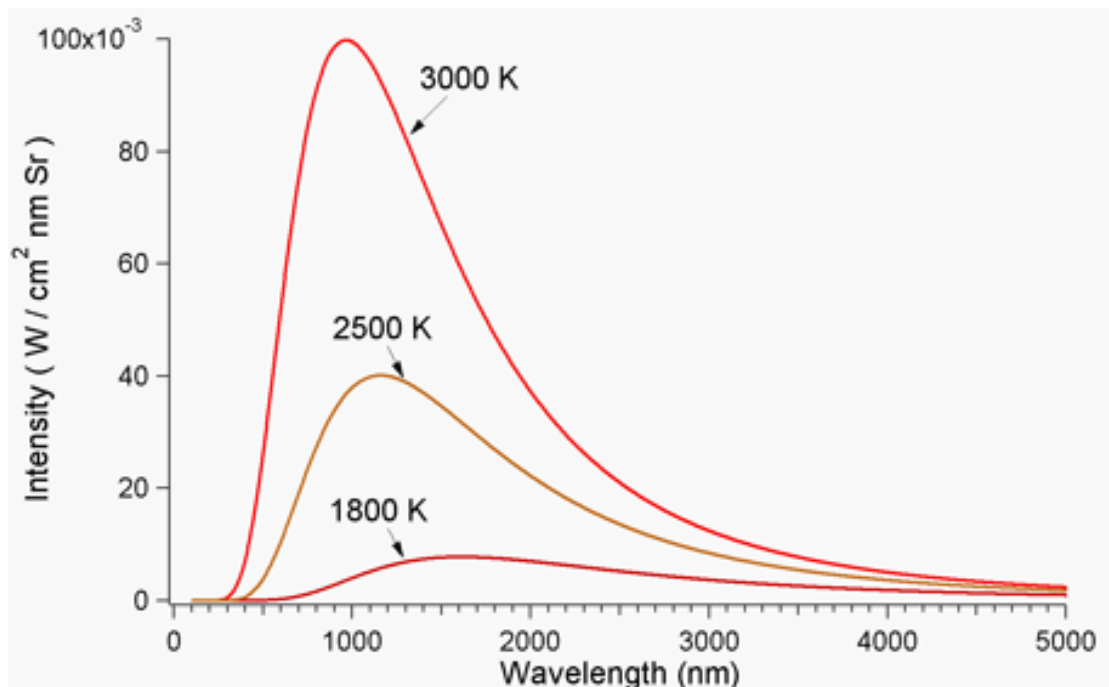
$$\lambda_{\max} T = 0.0028978 \text{ K m} \quad [1.45]$$

Man kann demnach zwischen den Farbindices und der effektiven Temperatur eines Stern einen Zusammenhang vermuten wenn man voraussetzt, daß sich ein Stern überwiegend wie ein Schwarzer Strahler verhält. Um diese Vermutung zu verifizieren, benötigt man genau vermessene Farbindices für eine Anzahl von Sternen unterschiedlicher effektiver Temperatur sowie die Farbindices für einen Schwarzen Körper mit den jeweils gleichen Temperaturen. Letztere werden experimentell bestimmt und ergeben im (U-B) - (B-V) - Diagramm eine nahezu gerade Linie.



(U-B) - (B-V)-Diagramm für normale Hauptreihensterne. Deutlich sind die Abweichungen der Sternfarben zu der Farbe eines Schwarzen Körpers gleicher Temperatur zu erkennen.

Die Abweichungen der Kurve der realen Sterne von dieser Geraden ist dagegen signifikant und weist darauf hin, daß Sterne sich doch nur in grober Näherung wie Schwarze Körper verhalten. Warum das so ist, erklärt die Theorie der Sternatmosphären. Andererseits gibt es aber auf jeden Fall einen mehr oder weniger stark ausgeprägten funktionalen Zusammenhang zwischen dem (U-B) und dem (B-V)-Farbindizes. Die Zunahme der U-Helligkeit der Hauptreihensterne bei einem (B-V) von 0.2 (Spektraltyp A5) bis (B-V)=0.5 (Spektraltyp F5) wird durch die sogenannte Balmer-Depression hervorgerufen. Darunter versteht man einen Intensitätsabfall im Bereich des sogenannten Balmersprungs im kurzwelligen Teil eines Sternspektrums.



Es sagt aus, daß sich mit ansteigender Temperatur das Maximum der emittierten Strahlung immer weiter zu kürzeren Wellenlängen hin verschiebt. Bei Sternen bedeutet das, daß blaue Sterne offensichtlich eine höhere Temperatur haben als z.B. rote Sterne.

## Sterndurchmesser

Während man die Leuchtkraft  $L$  eines Sterns noch verhältnismäßig einfach aus dessen scheinbarer Helligkeit  $m$  und dessen Entfernung  $r$  (die sich schwieriger bestimmen läßt) berechnen kann, gilt das nicht für dessen „wahre Größe“ - seinem Durchmesser. Zwar gelingt es mittels der Beziehung (1.43) den Sternradius abzuschätzen, wenn  $L$  und  $T_{eff}$  bekannt sind. Andererseits ist jedoch die effektive Temperatur  $T_{eff}$  nur dann ein brauchbares Maß um den Durchmesser eines Sterns zu bestimmen, wenn er sich physikalisch wie ein Schwarzer Körper verhält was ja offensichtlich nur näherungsweise der Fall ist. Außerdem wird ja  $T_{eff}$  gerade mit dem Wissen über den Sternradius bestimmt und andere, davon unabhängige Methoden um die effektive Temperatur abzuschätzen (z.B. über Farbenindizes) sind zumeist ziemlich ungenau. Schon allein deshalb ist es unumgänglich auch andere, möglichst direkte Methoden zu entwickeln, mit denen man den Durchmesser eines Sterns bestimmen kann. Da ein Stern keine definierte Oberfläche besitzt, wird als „Oberfläche“ gewöhnlich die Schicht der

Sternatmosphäre angesehen, wo sie für eine bestimmte Art von elektromagnetischer Strahlung „durchsichtig“ wird. Deshalb hängt der Sterndurchmesser stark von der Wellenlänge des Lichts ab, in dem er beobachtet wird. Wenn im folgenden von „Durchmesser“ oder „Radius“ die Rede ist, beziehen sich diese Größen immer auf die Atmosphärenschicht des Sterns, wo die genannte Bedingung für sichtbares Licht ( $\lambda \approx 550 \text{ nm}$ ) zutrifft.

Zur Messung von Sterndurchmessern sind im Laufe der Zeit einige brauchbare Methoden entwickelt worden. Als Ergebnis einer Meßkampagne erhält man i.d.R. einen Winkeldurchmesser  $\alpha$  (in rad), der in Verbindung mit der Entfernung  $r$  den wahren Durchmesser  $D=2R$  des Sterns ergibt:

$$D = r \tan \alpha \approx \alpha r \quad [1.46]$$

Da sich selbst nahe Sterne nur äußerst selten in einem Fernrohr „auflösen“ - d.h. als „Scheibchen“ beobachten lassen (wie z.B. der Riesenstern Beteigeuze ( $\alpha \text{ Ori}$ ) im Hubble-Space Telescope), sind interferometrische Verfahren die Methoden der Wahl. Die ersten direkten Messungen von Sterndurchmessern gelangen bereits zu Beginn der zwanziger Jahre des vorigen Jahrhunderts mit Hilfe einer Interferometer-Anordnung (Michelson-Interferometer) am Hooker-Spiegelteleskop des Mt. Wilson-Observatoriums für eine knappe handvoll Riesen- und Überriesensterne. Später (1956) kam dann ein etwas anderes Meßprinzip zum Einsatz (Intensitätsinterferometrie nach R. HANBURY-BROWN und TWISS), bei dem hochfrequente Helligkeitsschwankungen (dem sogenannten Photonenrauschen), die man mit Photometern an zwei verschiedenen Teleskopen in einem einstellbaren Abstand simultan registriert, korreliert werden. Man erreicht mit dieser Methode immerhin Winkelauflösungen im zehntausendstel Bogensekundenbereich. Aber erst der technische Fortschritt der letzten Jahrzehnte hat der optischen Interferometrie endgültig zum Durchbruch verholfen. Dabei deckt die direkte Messung von Sterndurchmessern nur einen kleinen Teil der neuen Beobachtungsmöglichkeiten ab. Näheres zu diesem Thema finden Sie im Band 2, wo optische Interferometer und ihre Funktionsweise im Detail besprochen werden.

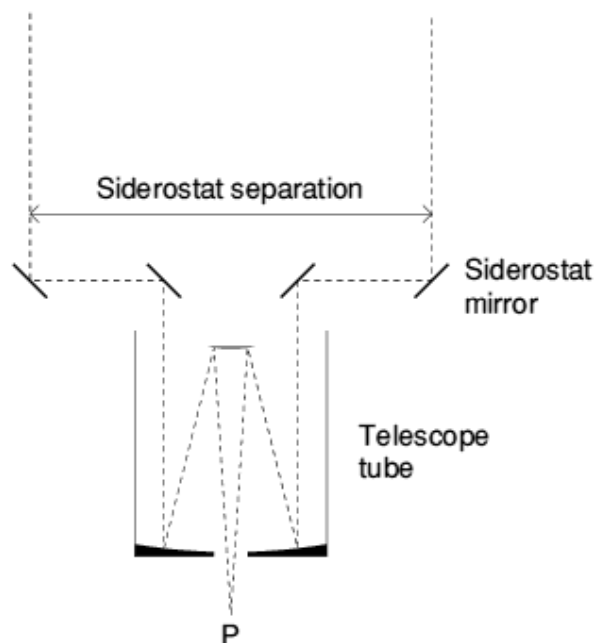
Weitere direkte Methoden zur Bestimmung von Sterndurchmessern sind

- Speckle-Interferometrie
- zeitlich hoch aufgelöste photometrische Beobachtung von lunaren Sternbedeckungen
- Beobachtung von Microlensing-Ereignissen
- direkte Auflösung des Sternscheibchens (Hubble-Teleskop)
- Baade-Wesselink-Methode bei Pulsationsveränderlichen

Eine bekannte und auch sehr erfolgreich eingesetzte Methode beruht auf der Auswertung von Lichtkurven sogenannter bedeckungsveränderlicher Sterne. Das sind enge Doppelsterne, deren Bahnen zufällig so liegen, daß sie sich für einen Beobachter auf der Erde bei ihrem Umlauf um den gemeinsamen Schwerpunkt gegenseitig bedecken. Dabei kommt es zu einem typischen Lichtwechsel aus dem sich in Verbindung mit (spektroskopischen) Radialgeschwindigkeitsmessungen die Radien der beiden Komponenten ableiten lassen.

## Durchmesserbestimmungen mit dem Michelson-Sterninterferometer

Das Meßprinzip des Michelson-Sterninterferometers beruht auf dem bekannten Doppelspaltexperiment, mit dem in einer abgewandelten Form THOMAS YOUNG (1773-1829) im Jahre 1803 die Wellennatur des Lichtes endgültig bewiesen hat. In einem modernen Sterninterferometer entsprechen den beiden Spalten zwei Teleskope, deren Lichtwege so gekoppelt sind, daß sie in ihrem gemeinsamen Brennpunkt interferieren können. Da man in den zwanziger Jahren des vorigen Jahrhunderts die mechanische Präzision (Einhaltung der Kohärenzbedingung), die dafür erforderlich ist, noch nicht aufbringen konnte, wählte ALBERT ABRAHAM MICHELSON (1852-1931) einen anderen Weg.



Grundprinzip des zweiarmigen Michelson-Sterninterferometers, mit dessen Hilfe 1921 MICHELSON und PEASE den Durchmesser einiger Riesensterne mit dem 100 Zoll Hooker-Spiegel des Mt. Wilson-Observatorium bestimmt haben.

Über ein Spiegelsystem mit dem Abstand  $d$  leitete er zwei parallel zur Teleskopachse einfallende Teilstrahlen eines Sterns in das Teleskop und beobachtete am Brennpunkt  $P$  die das Beugungsscheibchen durchziehenden Interferenzstreifen (Fringes). Wenn die ankommende Wellenfront völlig parallel ist (was bedeutet, daß sie von einer idealen Punktquelle stammt), dann entstehen in der Brennebene des Teleskops Fringes mit dem Winkelabstand

$$\alpha = 1.22 \frac{\lambda}{d} \quad (\text{in rad}) \quad [1.47]$$

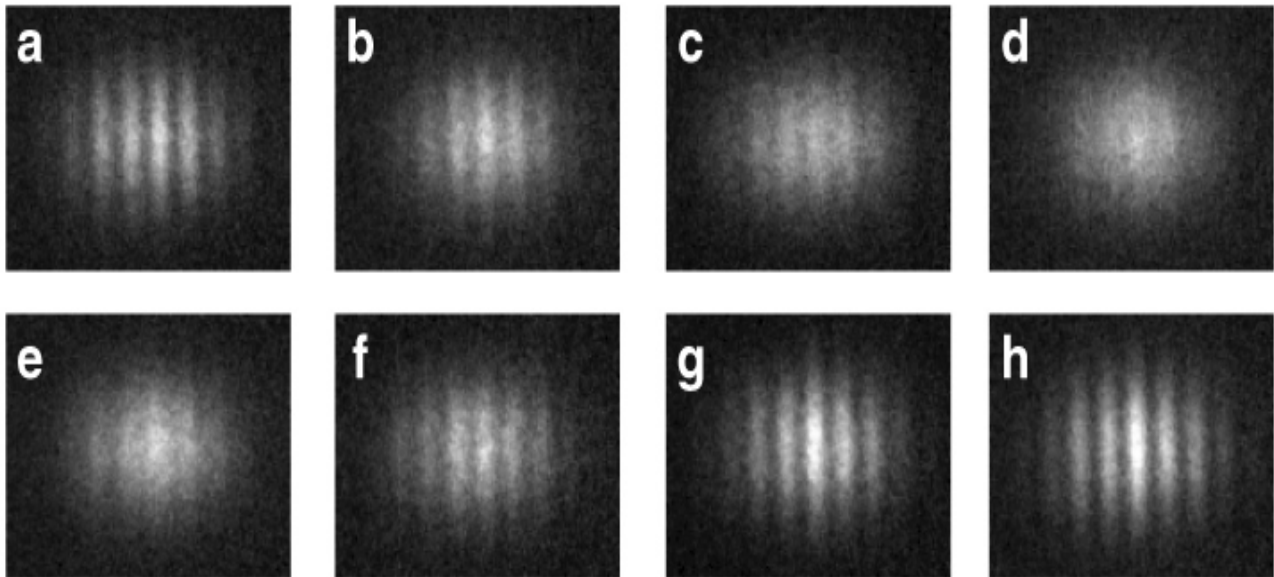
Besitzt der Stern jedoch eine endliche Ausdehnung, dann gilt (1.47) für jeden Punkt auf der Sternscheibe und die Streifensysteme verschiedener Punkte überlagern sich was zu einer Unschärfe des Interferenzmusters führt (d.h. deren Kontrast nimmt ab). Genaugenommen verschwindet es sogar, wenn der Winkeldurchmesser des Sterns ungefähr  $\lambda/d$  beträgt. Meßtechnisch bedeutet das,

daß der Abstand  $d$  solange variiert wird, bis diese Bedingung erfüllt ist. Da die Luftunruhe das Interferenzmuster auf dem Beugungsscheibchen des Sterns ohnehin stark stört, ist diesem Verfahren eine natürliche Grenze gesetzt, die aber heute durch den Einsatz von aktiven Optiken teilweise wesentlich unterschritten werden kann.

Ein Maß für die Sichtbarkeit der Interferenzstreifen ist die Größe  $V$ , die gewöhnlich als *Visibilität* (oder als *Fringe-Kontrast*) bezeichnet wird (siehe Band 2). Sie läßt sich durch die maximale und minimale Helligkeit  $I_{\max}$  und  $I_{\min}$  der Streifen auf dem durch das Interferenzmuster gestörten Beugungsscheibchen des Stern ausdrücken und mit photometrischen Methoden messen:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad [1.48]$$

Wird  $V$  über die (veränderliche) Größe  $d$  aufgetragen, dann erhält man die *Visibilitätskurve*. Daraus wiederum kann der scheinbare Winkeldurchmesser des Sterns abgeleitet werden.



Interferenzmuster auf einem Beugungsscheibchen mit abnehmender (a bis d) und wieder zunehmender *Visibilität* (e bis h). (a) und (h) entspricht maximaler *Visibilität* ( $V \sim 1$ ); (d) minimaler *Visibilität* ( $V \sim 0$ )

Die *Visibilität*  $V$  ist eine fundamentale Größe der optischen Interferometrie. Physikalisch ist sie ein Maß für den Kohärenzgrad der beiden Teilstrahlen und stellt gleichzeitig nach dem van Cittert-Zernicke-Theorem die Fouriertransformierte der Helligkeitsverteilung am Punkt  $d/\lambda$  dar. Das hat die Konsequenz, daß bei einem nicht zu großen Abstand  $d$  der beiden Teilstrahlen aus der gleichen Wellenfront kleinere Quellen (geringer Winkeldurchmesser) eine hohe und Quellen mit einem größerem Winkeldurchmesser eine geringere *Visibilität* aufweisen. In der optischen Interferometrie (wie sie z.B. am Cerro Paranal praktiziert wird) erlaubt dieser Zusammenhang sogar die rechnerische Rekonstruktion eines Bildes von dem Objekt, welches die Strahlung emittiert.

Beispiele für einige Riesen- und Überriesensterne, deren scheinbarer Durchmesser mit einem Michelson-Sterninterferometer gemessen wurden:

Stern	Winkeldurchmesser	Parallaxe $\pi$	Spektraltyp	Helligkeit ( $m_v$ )	BC
$\alpha$ Boo	0.020"	0.08885"	K1.5 III	-0.04	-0.6
$\alpha$ Tau	0.020"	0.05009"	K5 III	0.85	-1.0
$\alpha$ Ori (*)	0.047"	0.00763"	M2 Iab	0.58	-2.1
$\beta$ Peg	0.021"	0.01637"	M2.5 II-III	2.42	-1.8
$\alpha$ Her	0.030"	0.00853"	M5 Iab	3.06	-3.5
$\sigma$ Cet (*)	0.047"	0.00779"	M7 IIIe	3.04	-2.8
$\alpha$ Sco	0.040"	0.00540"	M1.5 Iab-b	1.09	-1.5

Die scheinbaren Winkeldurchmesser beziehen sich auf eine gleichmäßig leuchtende Sternscheibe. Effekte aufgrund einer zu erwartenden Randverdunklung (ähnlich wie bei der Sonne) werden vernachlässigt. Ihre Berücksichtigung würde zu etwas größeren Sterndurchmessern führen. (\*) Durchmesser veränderlich.

## Intensitätsinterferometrie nach R.Hanbury-Brown und R.Q.Twiss

Mit dem klassischen Michelson-Interferometer gelang die Durchmesserbestimmung nur von wirklich großen Riesen- und Überriesensternen. Selbst nahe Hauptreihensterne waren zu lichtschwach und zu klein, um innerhalb der Genauigkeitsschranke von ca. 0.01" (ohne aktive Optik) brauchbare Meßwerte zu liefern. Mitte der fünfziger Jahre des vorigen Jahrhunderts schlugen ROBERT HUNBURY-BROWN (1916-2002) und RICHARD Q.TWISS eine interferometrische Methode zur Bestimmung von Sterndurchmessern vor, deren Grundidee sie einem bereits damals praktizierten Verfahren der Radioastronomie entlehnt hatten (Intensitäts-Interferometrie). Obwohl ihr Interferometer prinzipiell wie ein Michelson-Sterninterferometer arbeitet, ist die Art und Weise, wie die Kohärenz des Sternlichts als eine Funktion des Abstandes der beiden Teilstrahlen gemessen wird, völlig verschieden.

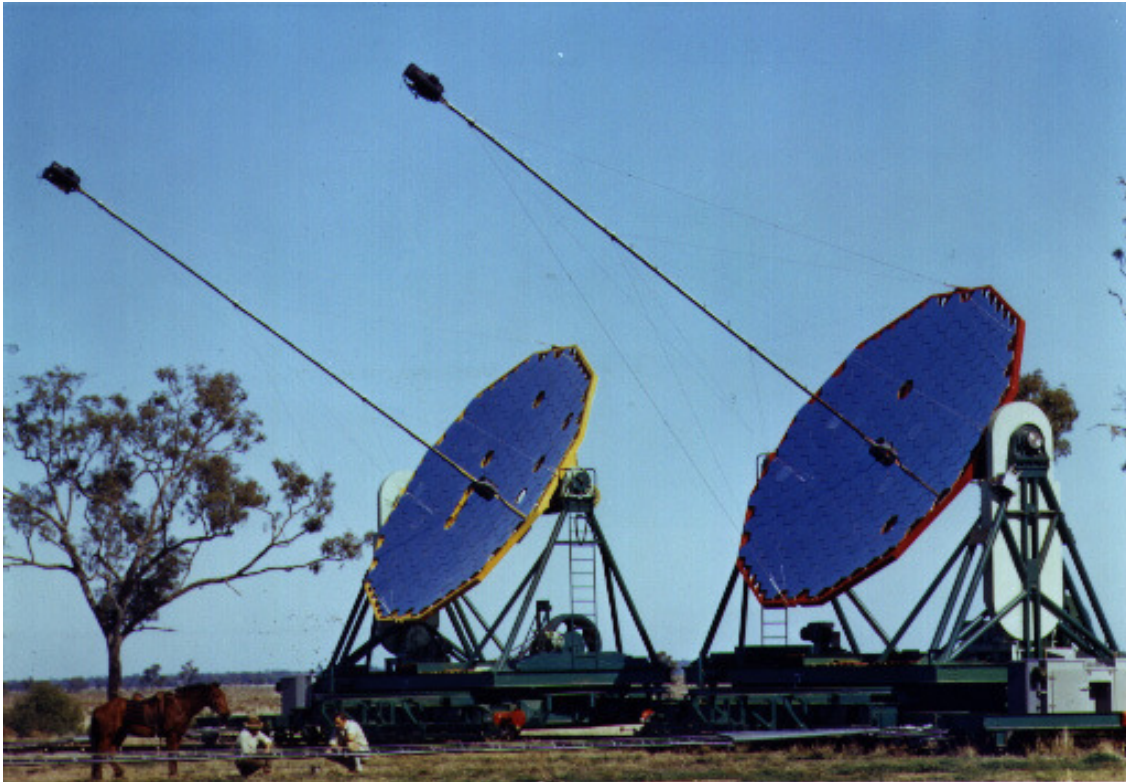
In einem Experiment konnten sie zeigen, daß die Photonen, die z.B. von einem Stern an unterschiedlichen Stellen der Sternoberfläche emittiert werden, oft gemeinsam in „Klumpen“ auf der Erde ankommen. Dieses Ergebnis, welches auf dem ersten Blick reichlich absurd erscheint, läßt sich aber mit den Mitteln der Quantenstatistik ohne weiteres erklären. Dazu muß man wissen, daß der Amplitude einer elektromagnetischen Welle quantenmechanisch eine bestimmten Photonendichte entspricht. Betrachtet man zwei Wellenzüge mit nahezu gleicher Frequenz, die von zwei gegenüberliegenden Rändern eines Sterns emittiert werden, dann können diese Wellenzüge interferieren. Es entsteht so etwas wie eine „Schwebung“, d.h. die Amplituden der Teilwellenpakete überlagern sich und schwingen selbst im Gleichtakt. Dort, wo die Amplitude groß ist, reisen - wenn man es im Teilchenbild betrachtet - sehr viele Photonen gemeinsam. Entlang der Ausbreitungsrichtung entsteht auf diese Weise ein „bunching“-Effekt, der am Detektor (z.B. einem SEV) ein

szintillationsunabhängiges „Photonenrauschen“ verursacht. Registriert man dieses „Photonenrauschen“ (z.B. in Form einer Intensitätsmessung oder durch „Zählen“ der eintreffenden Photonen) von verschiedenen Standorten aus (unterschiedliche Abstände  $d$ ), dann lassen sich die erhaltenen Meßreihen untereinander korrelieren. Als Ergebnis erhält man die Korrelation der Intensitätsfluktuationen als Funktion der Basislänge. Natürlich gibt es auch hier prinzipbedingte Probleme, die eine Anwendung nur auf verhältnismäßig helle Sterne (so bis ca.  $2''.5$ ) begrenzen. So muß das Licht näherungsweise monochromatisch sein, was durch entsprechende Interferenzfilter (Bandbreite ca. 10 nm) erreicht wird. Andererseits benötigt man zum Sammeln des Lichts dieser Sterne nicht extrem genaue Spiegelteleskope. Es reicht aus, wenn das Sternlicht als zentimetergroßer Lichtfleck auf einem Photomultiplier mit sehr hoher Zeitauflösung (wegen der sehr geringen Kohärenzlänge des Sternlichts) abgebildet und der entsprechend verstärkte Photostrom registriert wird. ROBERT HUNBURY-BROWN hat - nachdem erste Versuche an dem Stern Sirius in Cambridge zufriedenstellend verlaufen sind - eine entsprechende Anlage in Australien, genauer am Paul-Wild-Observatorium in Narrabri (New South Wales), aufgebaut.

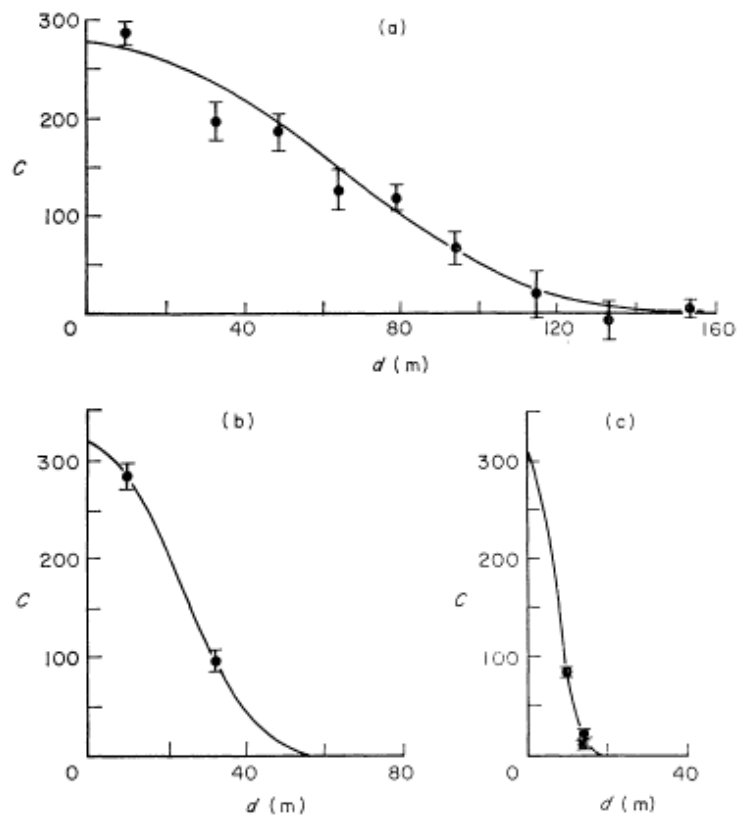
Es bestand aus zwei azimuthal montierte Mosaik-Spiegelanordnungen von jeweils 6.7 m Durchmesser. Im Brennpunkt dieser Spiegel wurde ein Photomultiplier angeordnet, mit dem die Intensitätsfluktuationen des Sternlichts registriert wurden. Die Spiegel konnten auf einer kreisförmigen Schiene von 188 m Durchmesser bewegt werden, um deren Abstand zu verändern (Minimalabstand 10 m). Die elektrischen Signale der zeitlich hoch auflösenden Lichtdetektoren wurden schließlich über Kabel in einem elektronischen Kreuzkorrelator zusammengeführt und damit die Korrelation des Photonensauschens für einen bestimmten Stern in Abhängigkeit des Abstandes  $d$  gemessen. Diese Korrelation verschwindet bei immer kleineren Werten von  $d$  je größer der Winkeldurchmesser des untersuchten Sterns ist. Das Meßregime ist dabei so ausgestaltet, daß die nichtkorrelierten Intensitätsschwankungen, die durch die Erdatmosphäre (Szintillation) und durch die Rauschanteile der Meßelektronik verursacht werden, sich im Mittel aufheben. Auf diese Weise hat man mit dem Intensitätsinterferometer von Narrabri eine Genauigkeit in der Größenordnung von ca.  $1/10000$  Bogensekunden erreicht! Während man mit den Michelson-Sterninterferometer besonders Sterne mit einem relativ großen scheinbaren Winkeldurchmesser auflösen konnte, ist das Hanbury-Brown-Interferometer besser für helle Sterne mit relativ kleinen scheinbaren Winkeldurchmesser geeignet. Winkeldurchmesser  $>10^{-2}$  Bogensekunden sind dagegen mit diesem Gerät nicht zu vermessen, weil man einfach den Abstand  $d$  der beiden optischen Spiegel nicht soweit verringern kann, wo die Korrelation verschwindet. In diesem Sinne ergänzen sich beide Interferometeranordnungen sehr gut.

Wie bereits erwähnt, gelingt es aus den entsprechenden Korrelationskurven den scheinbaren Durchmesser der Sternscheibchen mit hoher Genauigkeit auszurechnen. In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse für 31 Sterne mit den modernen Werten für ihrer Parallaxe (Hipparcos), ihres Spektraltyps und der Leuchtkraftklasse angegeben.

Heute werden Sterndurchmesser u. a. mit an Großteleskope gekoppelte bzw. in sie integrierte Interferometer vermessen. Damit lassen sich sogar sehr genau Randverdunklungen (wichtig für die Theorie der Sternatmosphären) sowie rotationsbedingte Abplattungen (z.B. beim Stern  $\alpha$  Aqu, Atair) beobachten.



Intensitätsinterferometer von Narrabri, New South Wales, Australien



Korrelation der Intensitätsfluktuationen für verschiedene Sterne als Funktion der Basislänge. a)  $\beta$  Cru (0.000722"), b)  $\alpha$  Eri (0.00192"), c)  $\alpha$  Car (0.0066") © Hanbury-Brown, 1967

## Beobachtungsgrößen von Sternen

Mit dem Intensitäts-Interferometer von Narrabri gemessene scheinbare Winkeldurchmesser einiger heller Sterne (Zusatzdaten SIMBAD)

Stern	Winkeldurchmesser	Parallaxe $\pi$	Spektraltyp	Helligkeit ( $m_v$ )
$\alpha$ Lyr	0.00324"	0.12893"	A0 V	0.03
$\alpha$ Aql	0.00298"	0.19445"	A7 V	0.77
$\alpha$ Eri	0.00192"	0.02268"	B3 V	0.50
$\alpha$ CMa	0.00589"	0.37921"	A1 V	-1.47
$\alpha$ Leo	0.00137"	0.04209"	B7 V	1.35
$\alpha$ Vir	0.00087"	0.01244"	B1 III+IV	1.04
$\alpha$ Car	0.00660"	0.01043"	F0 II	-0.72
$\alpha$ CMi	0.00550"	0.28593"	F5 IV-V	0.34
$\alpha$ Oph	0.00163"	0.06984"	A5 III	2.10
$\alpha$ PsA	0.00210"	0.13008"	A3 V	1.16
$\alpha$ Gru	0.00102"	0.03216"	B7 IV	1.74
$\alpha$ Pav	0.00080"	0.01780"	B2 IV	1.91
$\beta$ Cru	0.00072"	0.00925"	B0.5 IV	1.30
$\beta$ CMa	0.00052"	0.00653"	B1 II/III	1.98
$\beta$ Ori	0.00255"	0.00422"	B8 I	0.12
$\beta$ Car	0.00159"	0.02934"	A2 IV	1.70
$\beta$ Leo	0.00133"	0.09016"	A3 V	2.14
$\gamma$ Ori	0.00072"	0.01342"	B2 III	1.64
$\gamma$ Crv	0.00075"	0.01978"	B8 III	2.59
$\gamma$ Gem	0.00139"	0.03112"	A0 IV	1.90
$\delta$ Sco	0.00046"	0.00812"	B0.2 IV	2.29
$\delta$ CMa	0.00360"	0.00182"	F8 I	1.84
$\epsilon$ Ori	0.00069"	0.00243"	B0 I	1.70
$\epsilon$ Sgr	0.00144"	0.02255"	B9.5 III	1.80
$\epsilon$ CMa	0.00080"	0.00757"	B2 I	1.51
$\epsilon$ Cen	0.00048"	0.00868"	B1 III	2.26
$\kappa$ Ori	0.00045"	0.00452"	B0 I	2.05
$\zeta$ Oph	0.00051"	0.00712"	O9 V	2.58
$\zeta$ Ori	0.00048"	0.00399"	O9.5 I	1.79
$\zeta$ Pup	0.00042"	0.00233"	O5 I	2.21
$\eta$ CMa	0.00075"	0.00102"	B5 I	2.40

Leuchtkraftklassen:

- I Überriesen,
- II helle Riesen,
- III normale Riesen,
- IV Unterriesen,
- V Hauptreihensterne

## Speckle-Interferometrie

Aufgrund der Wellennatur des Lichts können Teleskope sehr weit entfernte Punktlichtquellen in ihrer Fokalebene nur in Form eines durch die Beugung an der Optik entstehenden Beugungsscheibchens abbilden. Die Intensitätsverteilung über dieses Beugungsscheibchen kann näherungsweise durch folgende Beziehung ausgedrückt werden:

$$I(\vartheta) \approx \frac{d^2 \lambda^2}{4 \sin^2 \vartheta} \left( J_1 \left( \frac{\pi d \sin \vartheta}{\lambda} \right) \right)^2 \quad [1.49]$$

Die Beugungsringe, die man bei sehr guten Luftverhältnissen in einem Fernrohr kleiner Öffnung ( $d < 10$  cm) bei hoher Vergrößerung deutlich sehen kann, sind durch die Nullstellen der Besselfunktion  $J_1$  gegeben. Das Zentrum des Beugungsscheibchens ist das sogenannte Airy-Scheibchen, dessen Winkeldurchmesser im wesentlichen das theoretische Auflösungsvermögen  $\vartheta$  eines Teleskops der Apertur  $d$  bei der Wellenlänge  $\lambda$  bestimmt:

$$\vartheta["] = \frac{2.52 \cdot 10^{-4} \lambda [nm]}{d [m]} \quad [1.50]$$

Berechnet man nach dieser Formel das theoretische Auflösungsvermögen moderner Spiegelteleskope, dann erkennt man, daß ab etwa der 4 Meter-Klasse  $\vartheta$  in die Größenordnung gelangt, bei der sich Sterne mit einem scheinbaren Winkeldurchmesser von einigen hundertstel Bogensekunden auflösen lassen sollten. Die Voraussetzungen dafür werden offensichtlich noch besser, wenn man statt im optischen im langwelligeren Infrarotbereich beobachtet.

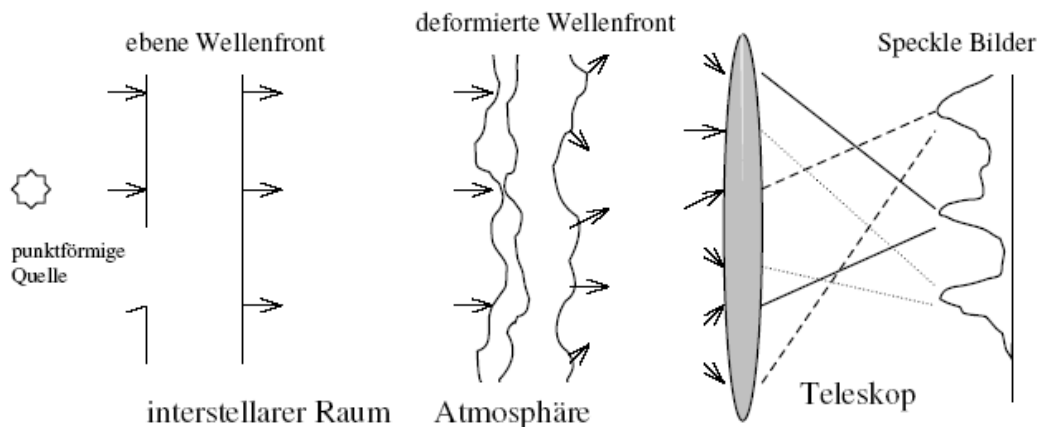
Leider macht die Erdatmosphäre dem Vorhaben ein Strich durch die Rechnung. An den besten Standorten der Welt (z.B. auf dem Cerro Paranal oder auf Hawaii) erlaubt die Luftunruhe nur selten eine Auflösung, die wesentlich besser als 1 Bogensekunde ist. Diese Auflösung wird aber bereits mit einem Fernrohr von 15 cm Öffnung erreicht. Das bedeutet, daß - ohne besondere technische Vorkehrungen - alle Großteleskope, die durch die Lufthülle der Erde hindurch beobachten müssen, prinzipiell ihr theoretisches Auflösungsvermögen nicht ausschöpfen können.

Auf das Jahr 1970 datiert jedoch eine Erfindung des französischen Astronomen A.LABEYRIE, die es erlaubt, dieses Handicap elegant zu umgehen um über Umwege doch noch zu beugungsbegrenzten Abbildungen zu gelangen. Ausgangspunkt war eine Beobachtung, die von mehreren Doppelsternbeobachtern, die visuell an Großteleskopen gearbeitet haben, erwähnt wurde. Bei hohen Vergrößerungen sahen sie, wie sich das durch das Seeing schnell hin- und herbewegende Bild eines Sterns kurzzeitig in mehrere Teile aufsplittete, aus dessen Form sie intuitiv auf eine eventuelle Doppelsternnatur nahe der durch die Luftunruhe gegebenen Nachweisgrenze schließen konnten. LABEYRIE schlug nun vor, quasi Momentaufnahmen des Beugungsbildes mit sehr kurzen Belichtungszeiten ( $< 0.01$  s) anzufertigen. Was man darauf sah, war nicht ein „eingefrorenes“ Beugungsscheibchen, sondern eine Wolke aus vielen kleinen Fleckchen („Speckles“) mit einer Größe, die in etwa dem theoretischen Durchmesser des Airy-Scheibchens entspricht. Jede Folgeaufnahme zeigte ein anderes Fleckenmuster und wenn man sehr viele von diesen Speckle-

Bildern aufaddierte, erhielt man das Sternbildchen, wie es gewöhnlich bei längeren Belichtungszeiten abgebildet wird. Um zu verstehen, wie diese Speckle-Bilder entstehen, muß man sich mit dem Einfluß der Erdatmosphäre auf eine ungestörte, von einem weit entfernten Stern stammende Wellenfront, befassen.

Auf den ersten Blick erwartet man, daß auf einer hinreichend kurz belichteten Aufnahme (wobei die Belichtungszeit kürzer als der Kehrwert der Frequenz der Richtungsszintillation ist) eine annähernd beugungsbegrenzte Sternabbildung. Das ist auch für Teleskope mit sehr kleiner Öffnung (d.h.  $< 20$  cm) durchaus richtig. Bei größeren Öffnungen entsteht dagegen das typische Speckle-Bild wobei die Anzahl der „Fleckchen“, in die das Sternbildchen zerfällt, mit der Apertur ansteigt.

Die außerhalb der Erdatmosphäre als eben anzusehende Wellenfront wird beim Durchgang durch die inhomogene Lufthülle kleinskalig deformiert, wobei die Skala dieser Deformation in der Größenordnung der atmosphärischen Turbulenzzellen, also bei ungefähr 10 bis 20 cm für sichtbares Licht, liegt. Der mittlere Durchmesser einer derartigen Turbulenzzelle wird als Fried-Parameter  $r_0$  bezeichnet und ist frequenzabhängig. Das Speckle-Bild selbst ist das Resultat aus einem komplexen Interferenzprozeß zwischen geringfügig unterschiedlichen Weglängen die sich aus den Unterschieden in den Brechungsindizes der beteiligten Turbulenzzellen (und damit den Lichtlaufzeiten darin) resultieren. Es ist über einen gewissen Zeitraum stabil wobei dieser Zeitraum gewöhnlich als Kohärenzzeit  $\tau_k$  bezeichnet wird. Sie liegt für sichtbares Licht ( $\lambda = 550\text{ nm}$ ) bei ca. 10 ms. Belichtet man eine Sternaufnahme länger, dann verschmieren die Speckle-Strukturen und man erhält ein gewöhnliches Seesingscheibchen.



Entstehung von Speckle-Strukturen durch Störung einer ebenen Wellenfront beim Durchgang durch die Erdatmosphäre.

Formal läßt sich der Zusammenhang zwischen Specklebild (genauer dessen Intensitätsverteilung  $I(\mathbf{x})$ ) und ungestörtes Objektbild  $O(\mathbf{x}')$  durch eine mathematische Operation mit der sogenannten Punktverbreiterungsfunktion  $PSF(\mathbf{x})$  ausdrücken, die man als Faltung bezeichnet:

$$I(\mathbf{x}) = \int O(\mathbf{x}') \cdot PSF(\mathbf{x} - \mathbf{x}') d\mathbf{x}' = O(\mathbf{x}) \circ PSF(\mathbf{x})$$

(gilt jeweils für einen bestimmten Beobachtungszeitpunkt t)

[1.51]

$\mathbf{x}$  ist ein zweidimensionaler Richtungsvektor in der Fokalebene des Teleskops. Ist die Punktverbreitungsfunktion und die Intensitätsverteilung im Speckle-Bild bekannt, dann läßt sich im Prinzip durch Invertierung von (1.51) die originäre Objektinformation ermitteln. Dazu wurden eine große Zahl z.T. äußerst rechenintensiver Verfahren entwickelt.

Die Faltung (1.51) läßt sich leicht mit Hilfe einer Fouriertransformation in ein gewöhnliches Produkt umformen (Transformation in den Fourierraum):

$$\tilde{I}(\mathbf{u}) = \tilde{O}(\mathbf{u}) \cdot \tilde{P}(\mathbf{u}) \quad [1.52]$$

Den Vektor  $\mathbf{u}$  nennt man in der Signaltechnik oft Ortsfrequenz. Sie stellt den Kehrwert der Periodenlänge dar und gibt die Zahl der Perioden an, die auf eine Längeneinheit entfallen. Die momentane Übertragungsfunktion  $\tilde{P}(\mathbf{u})$  ist die Fouriertransformierte der PSF und  $\tilde{I}(\mathbf{u})$  bzw.  $\tilde{O}(\mathbf{u})$  stellen jeweils die Fouriertransformierten der Ausgangsgrößen  $I(x)$  und  $O(x)$  dar.

A.Labeyrie hat nun ein Verfahren entwickelt, wie sich durch Auflösung von (1.52) unter Verwendung von sehr vielen Specklebilder  $\tilde{O}(\mathbf{u})$  bestimmen läßt. Grob skizziert ist der Ausgangspunkt das arithmetische Mittel der Quadrate der Größen in Gleichung (1.52):

$$\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |\tilde{I}_n(\mathbf{u})|^2 = |\tilde{O}(\mathbf{u})|^2 \cdot \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |\tilde{P}_n(\mathbf{u})|^2 \quad [1.53]$$

Bei genügend großen  $N$  (z.B. zwischen 100 und 1000 Specklebildern) kann man auch

$$\langle |\tilde{I}(\mathbf{u})|^2 \rangle = |\tilde{O}(\mathbf{u})|^2 \cdot \langle |\tilde{P}(\mathbf{u})|^2 \rangle \quad [1.54]$$

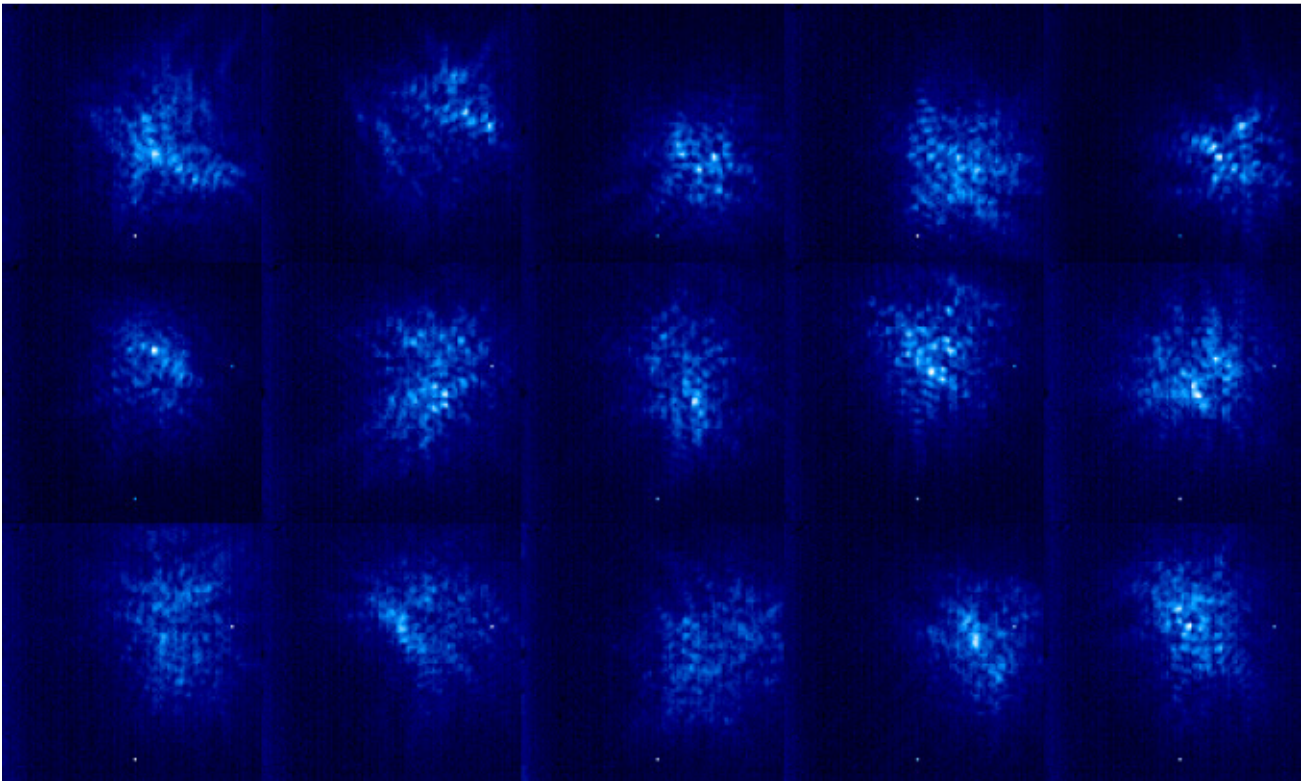
schreiben (Ensemblemittelwerte). Daraus ergibt sich die Objektinformation formal zu

$$|\tilde{O}(\mathbf{u})| = \sqrt{\frac{\langle |\tilde{I}(\mathbf{u})|^2 \rangle}{\langle |\tilde{P}(\mathbf{u})|^2 \rangle}} \quad [1.55]$$

Die Funktionen  $|\tilde{I}(\mathbf{u})|^2$  und  $|\tilde{O}(\mathbf{u})|^2$  bezeichnet man als Powerspektren der gemessenen und der Objekt-Intensitätsverteilung und  $|\tilde{P}(\mathbf{u})|^2$  ist das Powerspektrum der PSF. Dessen Ensemblemittelwert stellt dann die sogenannte „Übertragungsfunktion der Speckle-Interferometrie“ dar. Beim klassischen Speckle-Verfahren beobachtet man simultan eine nichtauflösbare Punktquelle mit (idealerweise ein Stern dicht neben dem Objekt, um die Isoplanasiebedingung einzuhalten), um dessen gemittelttes Powerspektrum zu bestimmen. Dieses Verfahren wird als Speckle-Holographie bezeichnet und kommt genaunommen mit nur einem Specklebild aus. Leider läßt sich dieser Idealfall nur in den seltensten Fällen realisieren, so daß man unter Verletzung der Isoplanasie- und Gleichzeitigkeitsbedingung (der Isoplanasiebereich ist der Winkeldurchmesser des Himmelsausschnitts, innerhalb dessen die das Teleskop erreichenden Objektstrahlen näherungsweise durch

## Beobachtungsgrößen von Sternen

die atmosphärischen Turbulenzzellen auf die gleiche Weise gestört werden, i.d.R. ca.  $10''$ ) zwangsweise auf einen vom Objekt weiter entfernten Stern (Referenzstern) ausweichen muß. Das Meßregime sieht dann in etwa folgendermaßen aus: Man fotografiert z.B. 100 Objektspeckle, schwenkt dann zum Referenzstern um, fotografiert davon 100 Speckles, wechselt wieder zum Objekt usw. Die Informationsgewinnung erfolgt über eine Autokorrelation über alle diese zufälligen Specklemuster, die im Fall eines aufgelösten Sterns zu ein entsprechend verbreitertes Maximum oder bei einem aufgelösten Doppelstern neben dem Hauptmaximum zu objektbedingten Nebenmaxima führen. Die Autokorrelation ist aber noch unvollständig. Sie enthält noch nicht die volle Information über das Beobachtungsobjekt. Erst durch weitere Bearbeitungsschritte - z.B. durch eine sogenannte Tripelkorrelation oder nach dem Verfahren von Knox und Thompson - lassen sich weitere Bilddetails (z.B. die wahre Lage von Doppelsternkomponenten am Himmel) aus den Daten herausarbeiten. Als Endergebnis erhält man im Idealfall ein rekonstruiertes Bild des untersuchten Himmelskörpers, an dem man weitere Messungen (z.B. Bestimmung des scheinbaren Winkeldurchmessers eines Sterns, Abstände und Positionswinkel von Doppelsternen, Nachweis von ausgedehnten Hüllen um Sterne etc.) vornehmen kann.

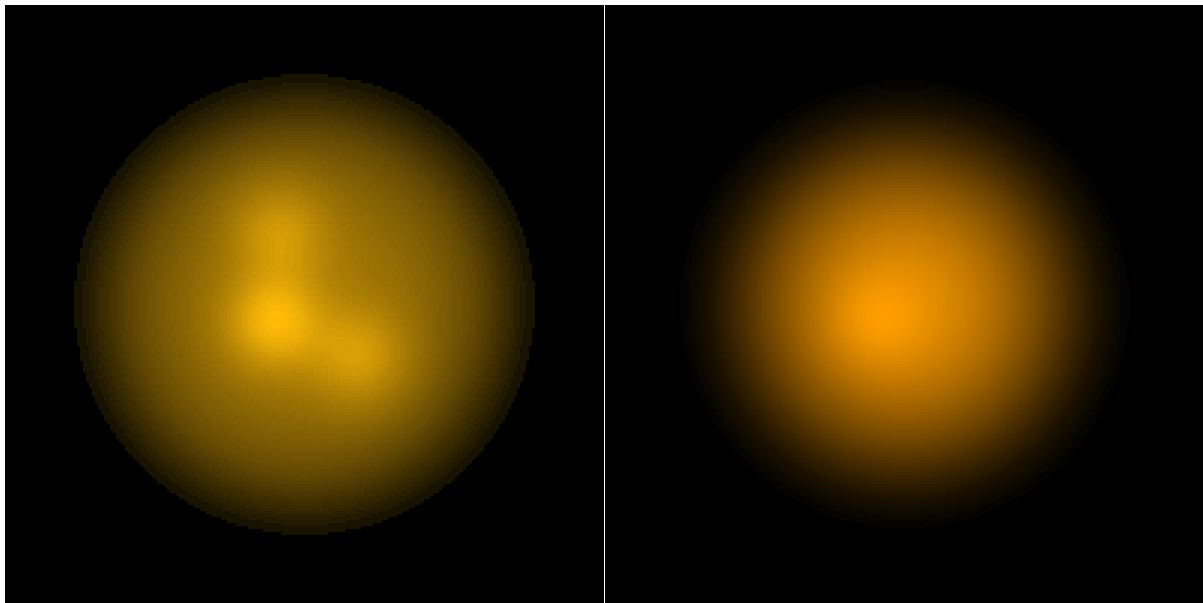


Satz von Speckle-Interferogramme von einem Stern, aufgenommen bei einer Wellenlänge von 1500 nm

Mit diesem Verfahren, welches hier nur in seinen Grundzügen behandelt werden konnte, lassen sich auch bei schwächeren Sternen als  $2''.5$  Durchmesserbestimmungen durchführen, vorausgesetzt, sie werden prinzipiell durch das verwendete Teleskop aufgelöst. Indem man bei verschiedenen Wellenlängen beobachtet, lassen sich sogar ausgedehnte Sternatmosphären mit Randverdunklungseffekten oder - besonders bei jungen Sternen - ausgedehnte Staub- und Gashüllen nachweisen und teilweise sogar in Strukturen auflösen.

Ein sehr schönes Beispiel für die Anwendung der Speckle-Interferometrie ist der Stern Beteigeuze ( $\alpha$  Ori) im Sternbild Orion. Sein Durchmesser konnte bereits in den zwanziger Jahren des vorigen Jahrhunderts durch MICHELSON und PEASE relativ genau bestimmt werden. Schon deshalb ist dieser Riesenstern ein ideales Objekt, um die Leistungsfähigkeit der Speckle-Interferometrie herauszustellen. LYNDEN-BELL und Mitarbeiter gelang es 1973 mit Hilfe des 4 Meter Lick-Spiegels am Kitt-Peak Observatorium das Sternscheibchen von Beteigeuze zu rekonstruieren und seinen Durchmesser zu ca. 0.06 Bogensekunden zu bestimmen. Beobachtungen am russischen 6 Meter Spiegelteleskop (BTA) in Selentschuk und am 3.6 Meter ESO-Teleskop in verschiedenen Wellenlängen, die Ende der siebziger Jahre ausgeführt wurden, zeigen darüber hinaus eine Abhängigkeit des Durchmessers von der Wellenlänge. Damit war bewiesen, daß man Speckle-interferometrische Untersuchungen sogar zur Strukturanalyse von Atmosphären und Hüllen naher Riesensterne (wie z.B. des langperiodischen Veränderlichen  $\alpha$  Ceti = Mira) und damit zur Verifizierung von Atmosphärenmodellen verwenden kann.

Noch genauere Messungen konnten später (1997) mit dem COAST-Interferometer (siehe Band 2) durchgeführt werden. Bei einer Wellenlänge von 700 nm sind sogar mehrere Oberflächendetails in Form von „hot spots“ auf der Sternscheibe auszumachen.



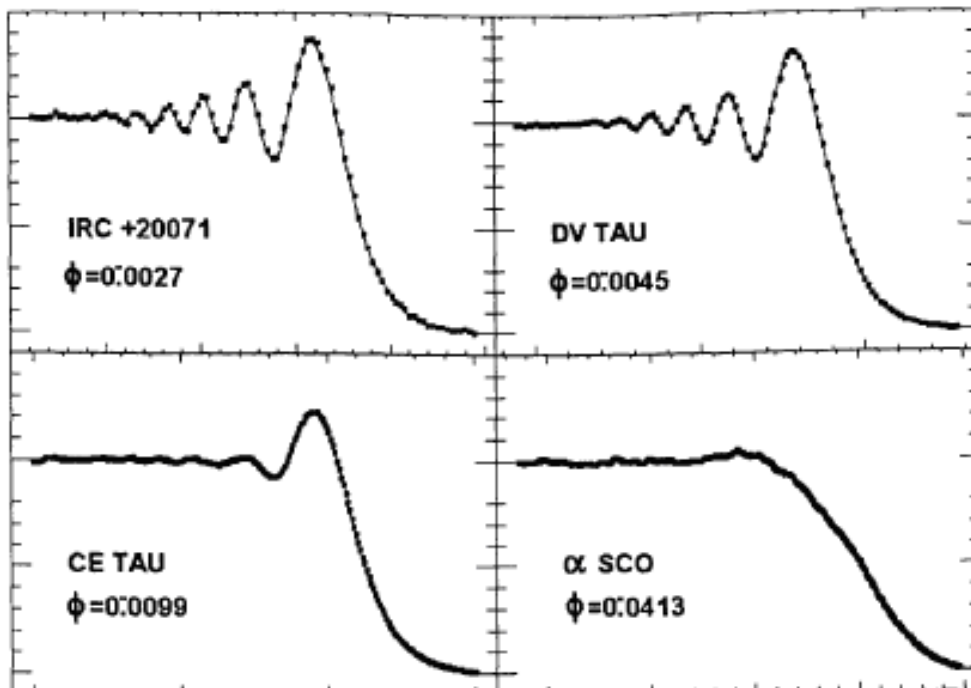
Rekonstruiertes Bild von Beteigeuze bei einer Wellenlänge von 700 nm und 905 nm. © COSTAR collaboration

Die Größenunterschiede bei unterschiedlichen Wellenlängen erklären sich damit, daß man jeweils unterschiedlich „tief“ in die Sternatmosphäre hineinschaut. Beobachtet man im Infraroten, dann sieht man Strahlung, die aus tieferen Schichten der Sternatmosphäre stammt und relativ ungehindert die äußeren Schichten durchdringen kann. Im roten Spektralbereich (bei ca. 700 nm) wird diese äußere Hülle jedoch zunehmend undurchsichtiger, da sich hier die starken Absorptionsbanden von Titanoxid bemerkbar machen. Nur an einigen Stellen ist die Absorption relativ gering, so daß man durch die Hülle hindurch die weiter innen liegenden und damit heißeren Gebiete beobachten kann. Diese Gebiete sind die bereits erwähnten „hot spots“ auf Beteigeuze.

### Sternbedeckungen durch den Mond

Sternbedeckungen durch den Mond kommen häufig vor. Das läßt sich, wie bereits 1938 J.D.WILLIAMS vorrechnete, ausnutzen, um die Winkeldurchmesser hellerer Sterne zu bestimmen. Das Prinzip ist einfach und mit wenigen Worten erklärt. Wenn ein Stern einen endlichen Winkeldurchmesser hat, beansprucht seine Bedeckung eine gewisse Zeit  $\Delta t$ . Ist  $v$  die Winkelgeschwindigkeit des Mondes, dann dauert der Vorgang  $\vartheta/v$  Sekunden und die Aufgabe besteht darin, innerhalb dieser kurzen Zeitspanne die Helligkeitsänderung des Sterns am Mondrand bis zu seinem völligen Verschwinden mit einem empfindlichen Photometer hoher zeitlicher Auflösung zu messen.

Da das Licht des Stern am Mondrand während der Bedeckung gebeugt wird, entstehen typische Interferenzmuster (Fresnelsche Beugung), die sich auf der Photometerkurve des Helligkeitsabfalls wiederfinden. Darin liegt die eigentliche Information, aus der man den scheinbaren Sterndurchmesser extrahieren kann. Aus der Beugungstheorie folgen zwei Extreme. Bei einem ideal punktförmigen, d.h. vollkommen unauflösten Stern, ist dem Helligkeitsabfall ein reines Beugungsmuster (wie es aus der Theorie folgt) aufgeprägt. Ist das Objekt vollkommen aufgelöst (wenn der Mond z.B. Jupiter bedeckt), dann erfolgt der Helligkeitsabfall kontinuierlich und es sind kaum oder keine Interferenzmuster auf der Photometerkurve auszumachen. Ein Stern mit einem auflösbaren endlichen Winkeldurchmesser wird eine Lichtkurve irgendwo zwischen diesen beiden Extremen liefern.



Photometerkurven des Helligkeitsabfalls bei einer Sternbedeckung für Sterne mit verschiedenen Winkeldurchmesser. Je kleiner der scheinbare Winkeldurchmesser, um so ausgeprägter das Beugungsmuster.

Die praktische Auflösungsgrenze dieser Methode liegt bei ungefähr  $0.001''$ . Die Beugungsmuster können für verschiedene scheinbare Sterndurchmesser, Beobachtungsband-breiten und geometrische Verhältnisse (Mondrand) berechnet werden. Aus dem Unterschied zwischen theoretisch berechneten Lichtkurven mit dem real gemessenen erschließt sich der scheinbare Winkeldurchmesser des entsprechenden Sterns. Außer dem photometrischen Equipment, an dessen Zeitauflösung hohe Anforderungen gestellt werden, erfordert das Verfahren keine sonderlich großen Teleskope. Deshalb sind mittlerweile fast alle helleren Sterne, die der Mond auf seiner Bahn ( $\pm 5^\circ$  um die Ekliptik) am Himmel bedecken kann, mit dieser Methode untersucht worden. Meßbar sind Sterne - soweit sie am unbeleuchteten Teil des Mondrandes verschwinden - bis zur 10 und 11 Größenklasse. Mit Großteleskopen - die aber meistens für derartige Messungen nicht zur Verfügung stehen - sind natürlich noch weitaus schwächere Sterne zugänglich. Der Katalog scheinbarer Sterndurchmesser (CADARS, PASINETTI-FRACASSINI, 2001) enthält insgesamt 1269 Sterne (von 7778), deren Winkeldurchmesser aus Beobachtungen von Sternbedeckungen abgeleitet wurden.

Neben der Bestimmung von scheinbaren Sterndurchmessern führte dieses Verfahren zur Entdeckung einer ganzen Anzahl enger Doppelsternsystemen.

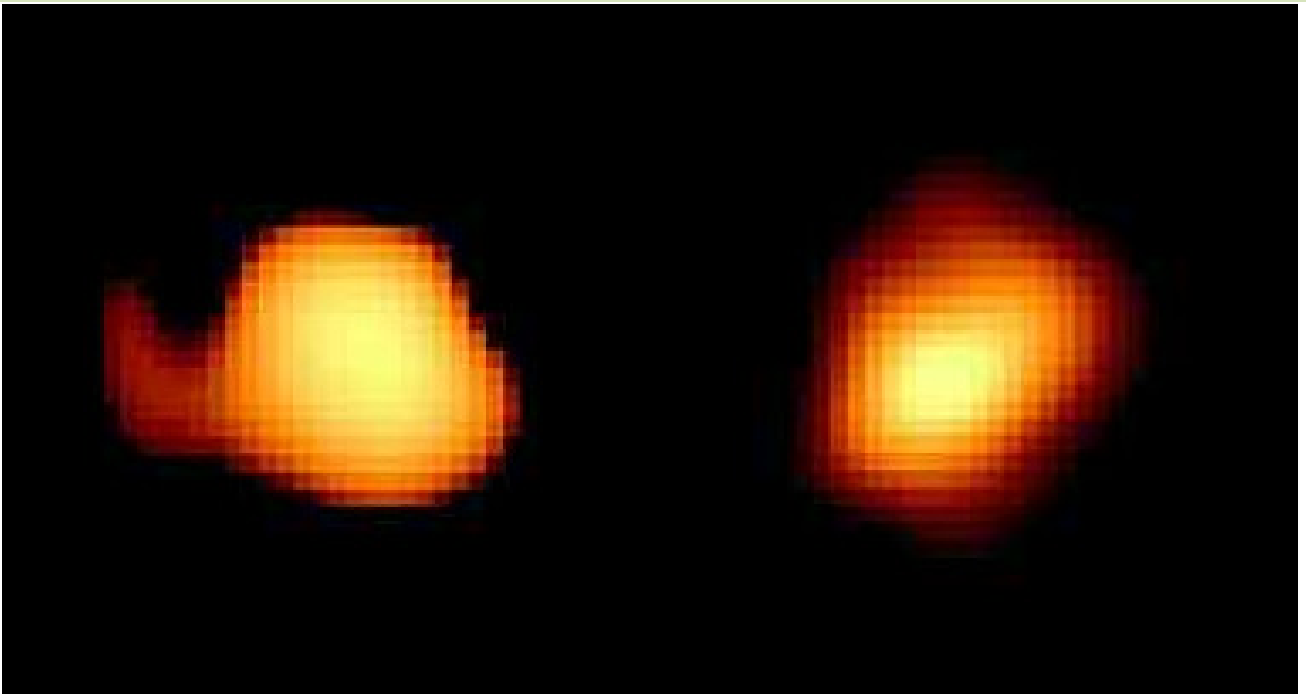
### **Microlensing -Ereignisse**

Prinzipiell kann man auch gravitative *microlensing*-Ereignisse zur Durchmesserbestimmung von Sternen heranziehen. Dieses Verfahren, welches auf dem Einsteinschen Effekt der Lichtablenkung im Schwerefeld eines Stern beruht, wird aber eher zum Nachweis extrasolarer Planeten verwendet. Auf diesem Feld konnten bereits einige Erfolge verbucht werden. Um systematisch für die Durchmesserbestimmung von Sternen verwendet zu werden, sind diese Ereignisse jedoch viel zu selten.

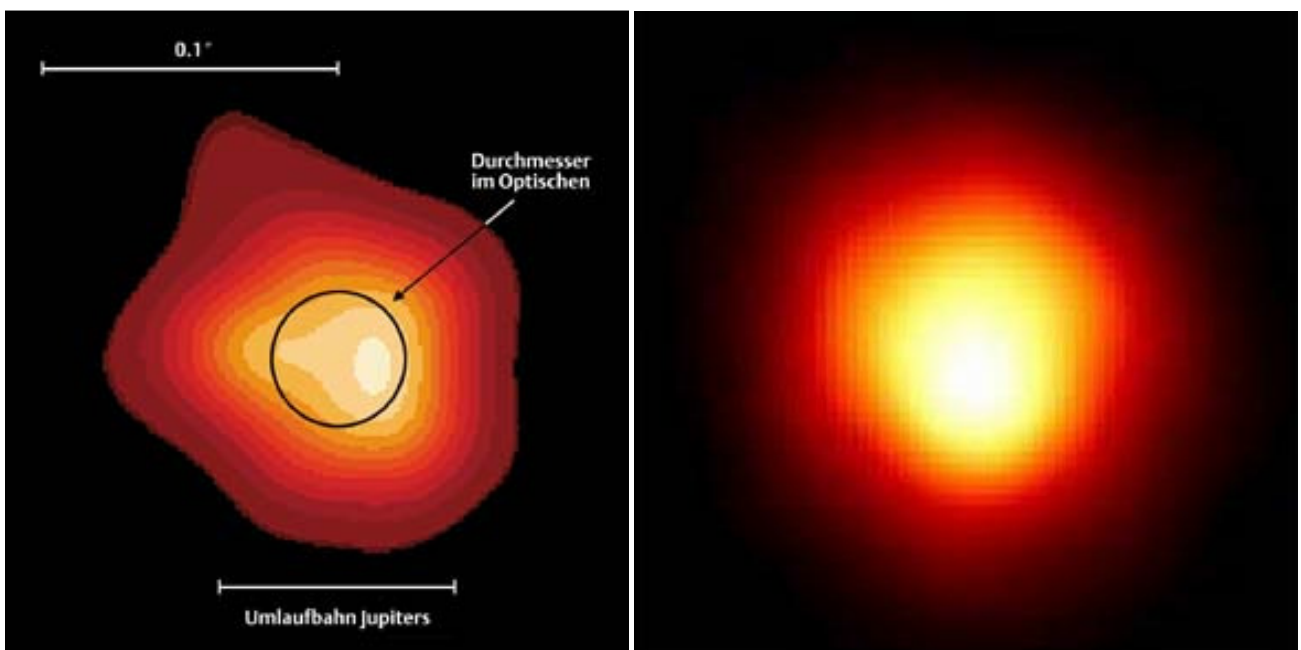
### **Direkte Sternabbildungen**

Teleskope, die außerhalb der Erdatmosphäre arbeiten, können nahezu fehlerfrei beugungsbegrenzt arbeiten. Das Hubble Space-Teleskop erreicht mit seinem Spiegel-durchmesser von 2.4 Meter im optischen Spektralbereich (500 nm) eine Winkelauflösung von 0.043 Bogensekunden. Das reicht gerade aus, um ein paar wenige Riesensterne direkt als Sternscheibchen (nicht als Beugungsscheibchen) abzubilden. Konkret betrifft das  $\alpha$  Ori (Beteigeuze) und  $\sigma$  Ceti (Mira).

Mira ist der Prototyp einer Familie von langperiodisch pulsierenden, kühlen Riesensternen. Seine Entfernung von der Erde beträgt ca. 420 Lichtjahre. Mit einem Winkeldurchmesser von ca. 0.06 Bogensekunden hat er damit eine Größe von ungefähr 70 AU. Die Aufnahmen bestätigen eine bereits seit längeren geäußerte Vermutung, nämlich das Mira-Sterne nicht exakt kugelsymmetrisch, sondern leicht oblat sind. Außerdem ist Mira Ceti ein außergewöhnlicher Doppelstern. Sein Begleiter ist ein Weißer Zwergstern (VZ Ceti), der 1923 von R.G. AITKEN entdeckt wurde. Er umläuft Mira in ca. 400 Jahren und ist dadurch auffallend, daß er den von dem kühlen Riesenstern ausgehenden Sternwind akkretiert.



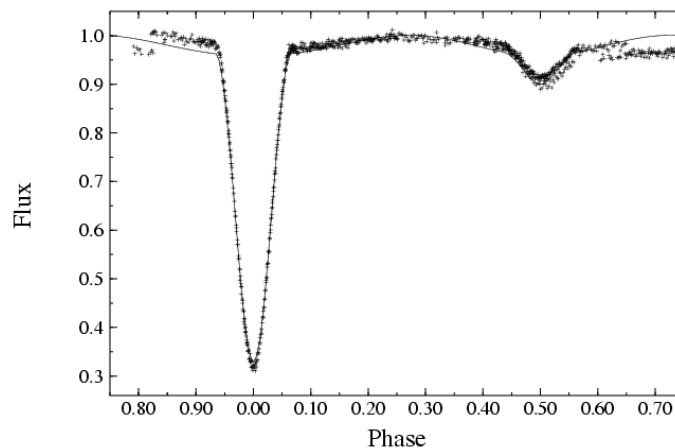
Mira Ceti im UV- und im sichtbaren Licht, aufgenommen mit dem Hubble Space-Teleskop



Die ersten Hubble-Aufnahmen von Betelgeuse, dem hellsten Stern im Sternbild Orion, waren dahingehend überraschend, da sie im UV-Bereich eine ausgedehnte Sternatmosphäre mit einem etwas asymmetrisch gelegenen hellen Fleck zeigten.

## Bestimmung von Sterndurchmessern aus den Lichtkurven bedeckungsveränderlicher Sterne

Aus den Lichtkurven einer spezielle Art von veränderlichen Sternen, deren periodische Helligkeitsänderungen durch den Umlauf von zwei Sternen um den gemeinsamen Schwerpunkt hervorgerufen werden, lassen sich im Zusammenspiel mit spektroskopischen Beobachtungen Sterndurchmesser ableiten. Bei diesen Sternen handelt es sich um sogenannte Bedeckungsveränderliche, die wiederum in mehrere Gruppen zerfallen. Für die Bestimmung von Sterndurchmessern sind besonders die sogenannten Algol-Sterne (benannt nach dem „Dämonstern“  $\beta$  Per - Algol) geeignet. Genaugenommen handelt es sich dabei um meist enge Doppelsternsysteme, bei denen man von der Erde aus zufällig genau auf die Kante der Bahnebene blickt, so daß sie sich regelmäßig gegenseitig verdecken können.



Typische Lichtkurve eines Bedeckungsveränderlichen vom Algol-Typ (hier RY Aqr mit einer Periode von 1.967 Tagen)

Die Entstehung der Lichtkurve eines Bedeckungsveränderlichen ist leicht zu verstehen. Die Neigung  $i$  der Bahnebene eines System aus zwei Sternen, die sich in ihrer Größe und Leuchtkraft unterscheiden, erscheint von der Erde aus unter einem Winkel von nahezu  $90^\circ$ . Unter dieser Bedingung kommt es mit der Periode  $P$  der Umlaufszeit zu einer regelmäßigen Bedeckung des einen Sterns durch den anderen. Damit ist jeweils ein Helligkeitsabfall verbunden, der sich mit photometrischen Methoden messen läßt. Bedeckt die schwächere Komponente die Hellere, dann beobachten man das sogenannte Primärminimum. Das Sekundärminimum entsteht, wenn die hellere Komponente die Schwächere bedeckt. Auf der Lichtkurve von RY Aqr sind diese beiden Minima sehr gut zu erkennen.

Man hat sehr schnell erkannt, daß man aus der Analyse einer derartigen Lichtkurve Informationen über die Größe der beiden Sterne ableiten kann. Unter gewissen Voraussetzungen ist sogar die vollständige Berechnung der Bahnelemente möglich. Dazu folgende Idealisierung: der Primärstern mit dem Durchmesser  $D$  wird als ruhend betrachtet. Um ihn bewegt sich auf einer kreisförmigen Bahn mit der Umlaufperiode  $P$  der kleinere Begleiter (Durchmesser  $d$ ). Der Bahnneigungswinkel sei genau  $90^\circ$  (zentrale Bedeckung).

Zum Zeitpunkt  $t_1$  berührt die kleinere und heißere Komponente den größeren Stern tangential. Dieser Zeitpunkt wird als „erster Kontakt“ bezeichnet (A). In dem Moment, wo die totale Verfinsternung eintritt (B), ist der „zweite Kontakt“  $t_2$  erreicht. Die totale Phase wird mit dem „dritten Kontakt“  $t_3$  beendet (C) und nach dem „vierten Kontakt“  $t_4$  zeigt die Lichtkurve wieder Normalhelligkeit (D).

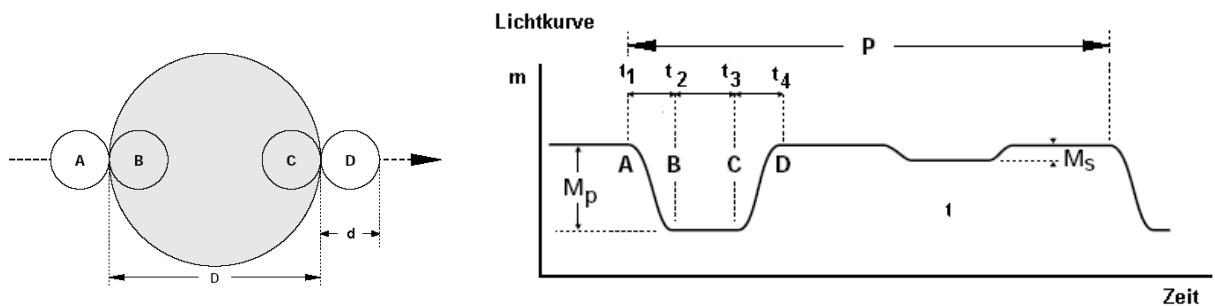
Die mittlere Geschwindigkeit  $v$  auf der Kreisbahn um den Primärstern ist

$$v = \frac{2\pi R}{P} \quad [1.56]$$

Für  $R \gg D$  folgt dann für die Bestimmung der Sterndurchmesser das Gleichungssystem

$$v(t_4 - t_1) = D + d \quad [1.57]$$

$$v(t_3 - t_2) = D - d$$



Geometrie einer Sternbedeckung

Aufgelöst nach  $D$  und  $d$  ergibt

$$D = \frac{v(t_4 + t_3 - t_1 - t_2)}{2} \quad [1.58a]$$

$$d = \frac{v(t_4 - t_3 - t_1 + t_2)}{2} \quad [1.58b]$$

Wenn die Bahngeschwindigkeit  $v$  der Sekundärkomponente bekannt ist, lassen sich aus den Kontaktzeiten der Bedeckungslichtkurve die linearen Durchmesser beider Sterne berechnen. Wie kommt man nun an diese wichtige Information? Man erhält sie aus der Radialgeschwindigkeitskurve des Systems die sich leicht spektroskopisch bestimmen läßt, in dem die periodisch mit dem Umlauf auftretende Wellenlängenverschiebung  $\Delta\lambda$  von Spektrallinien auf hochaufgelösten Spektren vermessen wird. Nähert sich der Begleiter auf seiner Bahn dem Beobachter auf der Erde, dann ergibt sich aufgrund des Dopplereffekts folgende Dopplerverschiebung:

$$\frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_0} = \frac{V + v}{c} \quad [1.59a]$$

Entfernt er sich dagegen, dann ist

$$\frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_0} = \frac{V + v}{c} \quad [1.59b]$$

woraus

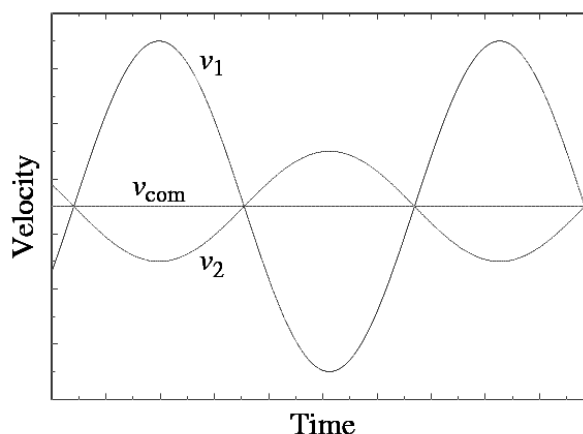
$$\frac{\Delta\lambda_1 - \Delta\lambda_2}{\lambda_0} = \frac{2v}{c} \quad [1.60]$$

folgt. Die Radialgeschwindigkeit  $V$  des gesamten Doppelsternssystems fällt heraus.

Was sich hier noch für ein ideales System elementargeometrisch abhandeln läßt, erweist sich in der astronomischen Praxis als gar nicht mehr so einfach. Obwohl der Generalkatalog der Veränderlichen Sterne (2004) rund 1180 Bedeckungsveränderliche allein vom Algol-Typ verzeichnet, sind trotzdem nur von etwas über 100 Sterndurchmesser bekannt, die in der Genauigkeit mit anderen Verfahren mithalten können.

	P [d]	A [ $R_{\odot}$ ]	B [ $R_{\odot}$ ]	Typ
ER Ori	0.423	0.91	0.66	W UMa / ellipsoide Komponenten
RY Aqr	1.967	2.05	1.29	Algol / halbgetrennt
RU Mon	1.906	3.19	1.99	Algol / halbgetrennt
V889 Aql	11.121	1.85	1.82	Algol / getrennt
AI Phe	24.592	2.91	1.77	Algol / getrennt

Radien der Komponenten einiger Bedeckungsveränderlicher Sterne



Radialgeschwindigkeitskurve eines Doppelsternsystems, deren beiden Komponenten sich jeweils auf einer Kreisbahn um den gemeinsamen Schwerpunkt bewegen.  $v_{com}$  ist die Radialgeschwindigkeit des Systemschwerpunktes in bezug zur Erde.

Die Komplikationen, die bei der Beobachtung von realen Bedeckungssternen auftreten, haben verschiedenste Ursachen. Auf jeden Fall verkomplizieren sie die Bestimmung ihrer Systemparameter aus den photometrischen und spektroskopischen Daten. Ohne Anspruch auf Vollständigkeit betrifft das u.a. folgende Punkte:

- elliptische Bahnen anstelle von Kreisbahnen
- ringförmige und partielle Verfinsterungen
- Komponente berühren sich (W Ursae Majoris -Sterne)
- gravitative Deformierung der Sterne (z.B. bei halbgetrennten Systemen)
- Beleuchtungseffekte, hot spots, Randverdunklung, Gasscheiben
- Apsidendrehung, Periodenänderungen (z.B. durch Masseverlust)
- eine Komponente ist selbst ein intrinsischer Veränderlicher

Andererseits ergeben sich aus der eingehenden Analyse von Problemfällen neue Einsichten und Entdeckungen.

### Baade-Wesselink-Verfahren

Für Sterne, die periodisch ihren Durchmesser und damit verbunden auch ihre Helligkeit ändern, gibt es noch eine weitere, indirekte Methode, ihren Durchmesser zu bestimmen. Das betrifft in erster Linie sogenannte Pulsationsveränderliche wie Delta Cepheiden und RR Lyrae-Sterne. Die Idee stammt ursprünglich von WALTER BAADE und ADRIAAN JAN WESSELINK (1909-1995) hat sie zum ersten Mal an Delta-Cepheiden angewendet.

Pulsationsveränderliche variieren ihren Radius periodisch mit der Zeit, was sich durch Bestimmung der Radialgeschwindigkeit  $v(t)$  direkt messen läßt. Die Differenz zwischen zwei Radien zu den Zeitpunkten  $t_1$  und  $t_2$  ergibt sich dann einfach durch Integration der Radialgeschwindigkeitskurve:

$$R(t_1) - R(t_2) = \int_{t_1}^{t_2} v(t) dt \quad [1.62]$$

Diese Radiusänderung koinzidiert mit einer Änderung in der Flächenhelligkeit des Sterns, verursacht wiederum durch eine Änderung der effektiven Temperatur  $T_{eff}$  (1.42):

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4$$

Die Leuchtkraft wird demnach durch zwei Prozesse beeinflusst: Die Änderung der abstrahlenden Fläche  $\sim R^2$  und der durch die Gasgesetze bedingte Änderung der effektiven Temperatur  $\sim T_{eff}^4$ . Bei Delta-Cephei-Sternen liegt bei einem typischen Radiusverhältnis zwischen Minimum und Maximum von 0.81:1 die Flächenänderung bei rund 10%, was aber durch die Temperaturerhöhung bei Verringerung des Radius deutlich überkompensiert wird. Es ist deshalb zu erwarten, daß das Helligkeitsmaximum mit dem kleinsten Sternradius koinzidiert. Das ist aber nicht ganz der Fall was zeigt, daß die Verhältnisse komplizierter liegen.

Im V-(B-V) -Diagramm (scheinbare Helligkeit über Farbindex) beschreibt solch ein Stern während der Lichtwechselperiode eine sogenannte Hysterese. Gleiche B-V -Werte zu den Zeitpunkten  $t_1$  und  $t_2$  bedeuten gleiche Temperaturen während die Differenz in der Helligkeit  $\Delta m_V$  durch die unterschiedlichen Radien verursacht wird.

Vom Standpunkt des Beobachters ist die absolute bolometrische Helligkeit ein Maß für die Leuchtkraft. Da es hier wegen (1.62) und (1.42) nur auf das Verhältnis der Leuchtkräfte zu den genannten Zeitpunkten  $t_1$  und  $t_2$  ankommt,

$$\frac{L(t_1)}{L(t_2)} = \frac{R^2(t_1)}{R^2(t_2)} \quad [1.63]$$

kann man auch die Differenz der scheinbaren Helligkeiten zu den beiden betrachteten Zeitpunkten verwenden, um die Proportionalität [1.63] auszudrücken:

$$m_V(t_1) - m_V(t_2) = \Delta m_V = -2.5 \log \frac{L(t_1)}{L(t_2)} = -5 \log \frac{R(t_1)}{R(t_2)} \quad [1.64]$$

und für das Verhältnis des Sternradius zu den Beobachtungszeiten folgt

$$\frac{R(t_1)}{R(t_2)} = 10^{-0.2 \Delta m} \quad [1.65]$$

Damit hat man zwei Bestimmungsgleichungen (1.62) und (1.65), aus denen sich aus entsprechend genauen Radialgeschwindigkeits- und Helligkeitskurven die Funktion  $R(t)$  konstruieren läßt. Daraus erhält man schließlich den gesuchten mittleren Sterndurchmesser.

Radiusschwankungen bei Pulsationsveränderlichen

	P [d]	V-Helligkeit	$R_{\max} / R_{\min}$
$\delta$ Cep	5.366341	3.48 - 4.37	1.119
RR Lyr	0.566868	7.06 - 8.12	1.072
T Vul	4.435462	5.41 - 6.09	1.152
$\zeta$ Gem	10.15073	3.62 - 4.18	1.085
$\eta$ Aql	7.176641	3.48 - 4.39	1.091

### Photometrische Sterndurchmesser

Eine, wenn auch nicht sehr genaue Abschätzung des Durchmessers eines Sterns erhält man entsprechend Gleichung (1.42) aus dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz wenn man a) davon ausgeht, daß sich ein Stern weitgehend wie ein Schwarzer Körper verhält (was nur näherungsweise erfüllt ist) und daß b) die bolometrische Helligkeit  $M_{bol}$  (als Maß für die Leuchtkraft  $L$  des Sterns) und c) seine effektive Temperatur  $T_{eff}$  bekannt ist. Oder anders ausgedrückt: Gelingt die Ableitung der effektiven Temperatur aus der Energieverteilung im Spektrum eines Sterns (näherungsweise z.B. durch Mehrfarbenphotometrie) und kennt man neben der Entfernung (Parallaxe) seine scheinbare Helligkeit sowie den Farbexzeß und die bolometrische Korrektur, dann kann aus diesen Daten der Sternradius mit einem Fehler in der Größenordnung von 10% bis 20% abgeleitet werden:

$$\frac{R}{R_{\odot}} = 10^{8.47 - 0.2M_{bol} - 2\log T_{eff}} \quad [1.66]$$

Stern	$m_V$	$\pi$ [mas]	$M_V$	BC	$T_{eff}$ [K]	Spektraltyp	$M_{bol}$	$R[R_{\odot}]$
Aldebaran	0.87	50.09	-0.63	-1.02	3800	K5 III	-1.65	43.7
Arktur	-0.05	88.85	-0.31	-0.12	4400	K2 III	-0.43	18.6
Sirius A	-1.44	379.21	1.50	-0.25	10250	A1 V	1.25	1.58
Prokyon A	0.40	285.93	2.70	-0.14	6500	F5 IV-V	2.56	2.15
Deneb	1.25	1.01	-8.70	-0.28	9400	A2 Ia	-8.98	209
Wega	0.03	128.93	0.58	-0.30	9800	A0 V	0.28	2.70
Regulus	1.36	42.09	-0.52	-0.85	12700	B7 V	-1.37	3.44
Beteigeuze	0.45	7.63	-5.10	-1.62	3100	M2 Ib	-6.72	678

mas = Millibogensekunden

Bei manchen Sterntypen (z.B. Weiße - und Braune Zwerge) ist das sogar die einzige brauchbare Methode, um deren Größe aus Beobachtungen zu bestimmen. Eine weitere photometrische Methode wertet sowohl den bolometrischen Strahlungsfluß eines Sterns als auch den monochromatischen Strahlungsfluß desselben Sterns bei verschiedenen Wellenlängen im infraroten Spektralbereich aus. Diese Methode, die von Blackwell et. al. 1990 entwickelt wurde, wird als „*Infrared flux method*“ (IRFM) bezeichnet. Damit lassen sich im Zusammenspiel mit theoretischen Modellatmosphären Durchmesser und effektive Temperaturen geeigneter Sterne mit relativ hoher Genauigkeit bestimmen. Die erzielten Genauigkeit bei der Ableitung des scheinbaren Durchmessers eines Sterns ist (bei gleicher Parallaxe) dabei mit den Messungen eines Michelson-Interferometers vergleichbar und damit höher als bei der klassischen photometrischen Methode mittels des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes.

## Die größten bekannten Sterne ...

Beteigeuze wird oft als der Prototyp eines Roten Riesensterns gehandelt. Mit einem Durchmesser, der den Durchmesser der Sonne um das bis zu 650fache übersteigt, gehört er ohne Zweifel mit zu den beeindruckendsten Sternen die wir kennen, insbesondere auch deshalb, weil er mit modernen Teleskopen optisch auflösbar ist und man mittlerweile sogar Details in seiner kühlen Sternatmosphäre beobachten kann (es wurde bereits darüber berichtet). Eine Frage, die sich jedoch stellt, ist, ob es noch größere Sterne in der Milchstraße gibt und ob überhaupt eine obere Grenze für Sterndurchmesser besteht. Die letztere Frage beantwortet die Theorie des Sternaufbaus eindeutig mit „ja“, da Sterne, um stabil zu bleiben, im oder nahezu im hydrodynamischen Gleichgewicht verharren müssen. Andererseits ist der Begriff des Durchmessers eines Sterns nicht genau bestimmt, da es sich um eine Gaskugel handelt, deren „Größe“ für jede Beobachtungswellenlänge eine andere ist. Bei sehr großen Sternen muß man deshalb - was ihre Ausdehnung betrifft - mit einem größeren Fehlerbereich rechnen. Ein Grund dafür ist, daß sich die ausgedehnte Photosphäre eines Riesensterns nicht leicht von äußeren, noch kühleren Schichten trennen läßt. Dazu kommen noch die Fehler in der Entfernungsbestimmung und die Fehler, die sich aus der Messung des scheinbaren Winkeldurchmessers ergeben. Auch eine oftmals vorhandene Randverdunklung läßt sich nicht immer leicht berücksichtigen.

Bis vor einiger Zeit galt der „Granatstern“  $\mu$  Cep als einer der größten bekannten Sterne. Sein scheinbarer Winkeldurchmesser beträgt entsprechend dem „Catalogue of stellar Diameter“ CADARS (PASINETTI-FRACASSINI, 2001) ca. 0.019“ (Mittelwert aus 5 Einträgen). Er gehört zu den halbregelmäßigen Veränderlichen (Typ SRc, visuelle Amplitude 3.43 - 5.1), deren Lichtwechsel durch radiale Pulsationen hervorgerufen wird. Die vom Hipparcos-Satelliten gemessene Parallaxe von 0.00062“ (5260 Lj) erscheint - da sie nahe an dessen Meßgrenze liegt - eher zu klein. Realistischer scheint eine Entfernung um die 2700 Lichtjahre zu sein, da sie mit der Entfernung von anderen Sternen korreliert, die wahrscheinlich zur gleichen Sternassoziation gehören wie  $\mu$  Cep. Mit dieser Entfernung ergibt sich ein Durchmesser von rund 1700 Sonnendurchmessern. Das bedeutet, würde man  $\mu$  Cep in das Zentrum unseres Planetensystems setzen, dann reichten die äußeren Bereiche dieses tiefroten Überriesen (Spektraltyp M2Ia) bis weit über die Saturnbahn hinaus.

Mittlerweile konnten im Rahmen einer ausgedehnten Beobachtungskampagne von Überriesensternen späten Spektraltyps weitere Objekte gefunden werden, deren Größe mit  $\mu$  Cep vergleichbar ist oder sogar übersteigt. Das betrifft z.B. die gleichfalls halbregelmäßig veränderlichen Sterne KW Sag (Entfernung ca. 9800 Lj), V354 Cep (Entfernung ca. 9000 Lj) und KY Cyg (Entfernung ca. 5200 Lj). Länger bekannt ist der Bedeckungsveränderliche VV Cep (M2Iab Hauptkomponente, heißer Be-Begleiter mit einer Umlaufperiode von ca. 20 Jahren), dessen Hauptkomponente die gesamte Roche-Grenze ausfüllt.

### Sternmassen

Eine besonders wichtige Zustandsgröße eines Sterns ist seine Masse. Leider läßt sie sich aus Beobachtungen nur in den Fällen bestimmen, wo sie merkliche gravitative Wirkungen hervorruft. Direkt ableiten kann man sie lediglich aus den Bahnelementen physischer und spektroskopischer Doppelsterne.

Einen mehr indirekten Einfluß hat die Sternmasse auch auf die Struktur der Sternspektren, so daß man aus deren Analyse - im Zusammenspiel mit einer Theorie der Sternatmosphären - die Schwerebeschleunigung

$$g_s = \frac{GM}{R^2} \quad [1.67]$$

ableiten und daraus wiederum (wenn der Durchmesser des Sterns bekannt ist) auf die Masse  $M$  schließen kann. Leider ist diese Methode schon deswegen nicht sonderlich genau, weil es schwierig ist, aus Beobachtungen verlässliche Sterndurchmesser zu erhalten. Man hat gelegentlich noch versucht, auch die gravitative Rotverschiebung von Spektrallinien zur Massebestimmung von z.B. sehr dichten Weißen Zwergsternen zu nutzen. Leider ist auch dieses Verfahren in der Praxis kaum anwendbar, da die zu erwartende geringe Wellenlängenänderung von  $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-4}$  durch die stark verbreiterten Absorptionslinien (Druckverbreiterung) völlig überlagert wird.

Zum Schluß soll noch das Baade-Wesselink-Verfahren erwähnt werden, mit dessen Hilfe sich auch die Massen von Pulsationsveränderlichen, wie z.B. den  $\delta$ -Ceheiden, bestimmen lassen.

### Doppelsterne

Doppel- und Mehrfachsterne gehören eher zur gewöhnlichen Bevölkerung der Milchstraße. Man schätzt, daß 40% bis 60% aller Sterne (vielleicht sogar mehr) Mitglieder von derartigen gravitativ gebundenen Systemen sind. Lassen sich diese Objekte im Fernrohr auflösen, dann spricht man von physischen (visuellen) Doppel- und Mehrfachsternen. Ist der Eigenbewegung eines Sterns eine periodische Abweichung überlagert, dann weist dies auf einen astrometrischen Doppelstern hin. Spektroskopische Doppel- und Mehrfachsterne machen sich dagegen nur durch periodische Linienverschiebungen im Spektrum bemerkbar. Führt die Bahnbewegung der Komponenten schließlich zu einem Lichtwechsel, dann handelt es sich um sogenannte Bedeckungs-veränderliche. Der Stern Algol im Sternbild Perseus ist ein typisches Beispiel für diese Sternklasse.

Die eigentliche Bedeutung der Doppelsterne für die Astrophysik besteht darin, daß sich aus ihren Bahnparametern - die ja prinzipiell der Beobachtung zugänglich sind - die Massen der Einzelkomponenten bestimmen lassen. Dieser Sachverhalt wurde von den Astronomen schon recht früh erkannt, so daß in die genaue Vermessung der Abstände und Positionen von visuellen Doppelsternen über lange Zeiträume hinweg viel Beobachtungszeit investiert wurde. Auf diese Weise war erst einmal die Unterscheidung der wirklich physisch zusammengehörenden Sternpaare von denen, die nur zufällig in der gleichen Richtung stehen (aber unterschiedlich weit entfernt sind), möglich. Ein bekanntes Beispiel ist das Sternpaar Alkor und Mizar in der Deichsel des Großen

Wagens. In jungen Jahren, wenn die Augen noch nicht durch übermäßige Computernutzung gelitten haben, kann man beide Sterne auch ohne Fernglas oder Fernrohr trennen. Beide Sterne stehen aber in Wirklichkeit nicht physisch zusammen, sondern stehen im Raum weit hintereinander. Es handelt sich dabei um einen der uninteressanten optischen Doppelsterne. Betrachtet man jedoch Mirzar (der Hellere von beiden) durch ein Fernrohr, dann erkennt man, daß auch er doppelt ist. Da beide Komponenten - Mizar A und Mizar B - gravitativ gebunden sind und sich im Fernrohr trennen lassen, spricht man in diesem Fall von einem visuellen Doppelstern. Untersucht man schließlich das Licht jeder der beiden Komponenten, dann erkennt man im Spektrum periodische Linienverschiebungen. Das bedeutet, jede Komponente ist selbst nochmals doppelt, nur das sich dieser Fakt lediglich spektroskopisch feststellen läßt. Der Winkelabstand ist einfach zu gering, als daß sich das System durch ein Fernrohr trennen läßt. Doppelsterne dieser Art bezeichnet man als spektroskopische Doppelsterne.

Eine weitere Gruppe soll noch erwähnt werden. Da sich in diesem Fall die Doppelsternnatur nur durch eine „taumelartige“ Eigenbewegung bemerkbar macht, spricht man von astrometrischen Doppelsternen. Der Siriusbegleiter (Sirius B) wurde z.B. auf diese Weise vorhergesagt (von FRIEDRICH WILHELM BESSEL 1844) und zwar bevor ihn 1862 ALVAN GRAHAM CLARK (1832-1897) zum ersten Mal im Fernrohr direkt erspähen konnte.

Prinzipiell lassen sich aus den Beobachtungen von visuellen und spektroskopischen Doppelsternen Massesummen oder sogar die Einzelmassen der beiden Komponenten ableiten.

Bei visuellen Doppelsternen hat man früher regelmäßig über einen längeren Zeitraum den Positionswinkel und den Winkelabstand mit Hilfe eines Okularmikrometers vermessen. Der erste Doppelstern, dessen Bahnellipse aus solchen Messungen abgeleitet wurde, war Xi Ursae Majoris (F.SAVARY, 1827). Später hat man dazu zusehends photographische Verfahren - meist in Verbindung mit großen Refraktoren - eingesetzt, da sich Doppelsternabbildungen auf Photoplatten natürlich genauer vermessen lassen.

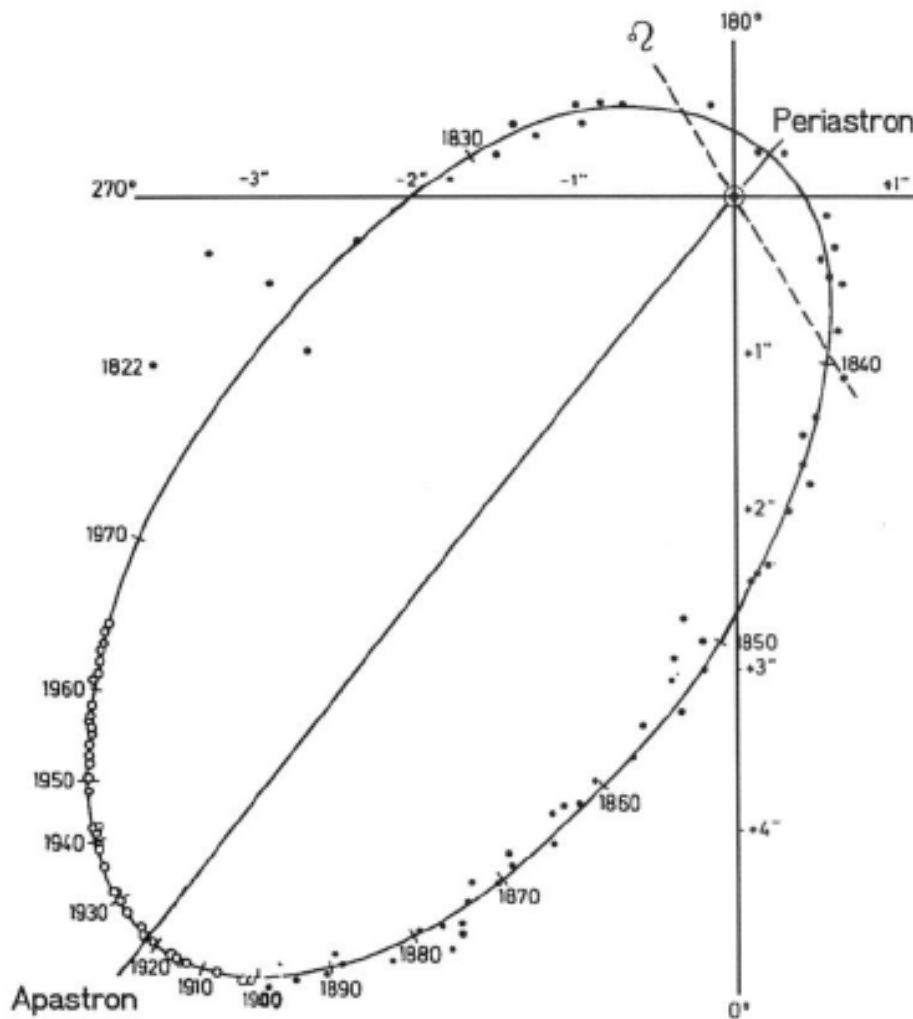
Aus derartigen Messungen läßt sich im Idealfall die Projektion der Bahnellipse des Begleiters auf die Himmelskugel konstruieren. Dabei wird gewöhnlich ein Koordinatensystem gewählt, in dessen Ursprung der Hauptstern „ruht“. Wenn es außerdem noch gelingt, die Neigung  $i$  der Bahnebene gegenüber der Sichtlinie aus den Beobachtungen abzuleiten, dann lassen sich aus der scheinbaren Bahn alle Bahnelemente der wahren Bahn in bezug auf den Hauptstern (das ist i.d.R. der Hellere von beiden im System) berechnen.

Ausgangspunkt sind die bekannten Keplerschen Gesetze (siehe Band 1). Sie verknüpfen die Bahneigenschaften (große Halbachse  $a$ , Umlaufszeit  $T$ ) mit den Massen der beiden Komponenten. Insbesondere gilt:

$$(M_1 + M_2)T^2 = \frac{4\pi^2}{G} a^3 \quad [1.68]$$

Diese Gleichung läßt sich in der Praxis meist nicht direkt anwenden, da sich die große Bahnhälfte  $a$  (auch wenn die Entfernung bekannt ist) ohne Kenntnis der Neigung  $i$  der Bahnebene in bezug zur Sichtebeine nicht bestimmen läßt. Offensichtlich erscheint die große

Halbachse  $a$  immer verkürzt, sobald die Bahnebene des Doppelsterns nicht mit der Sichtebeine (die senkrecht auf der Sichtlinie steht) zusammenfällt.



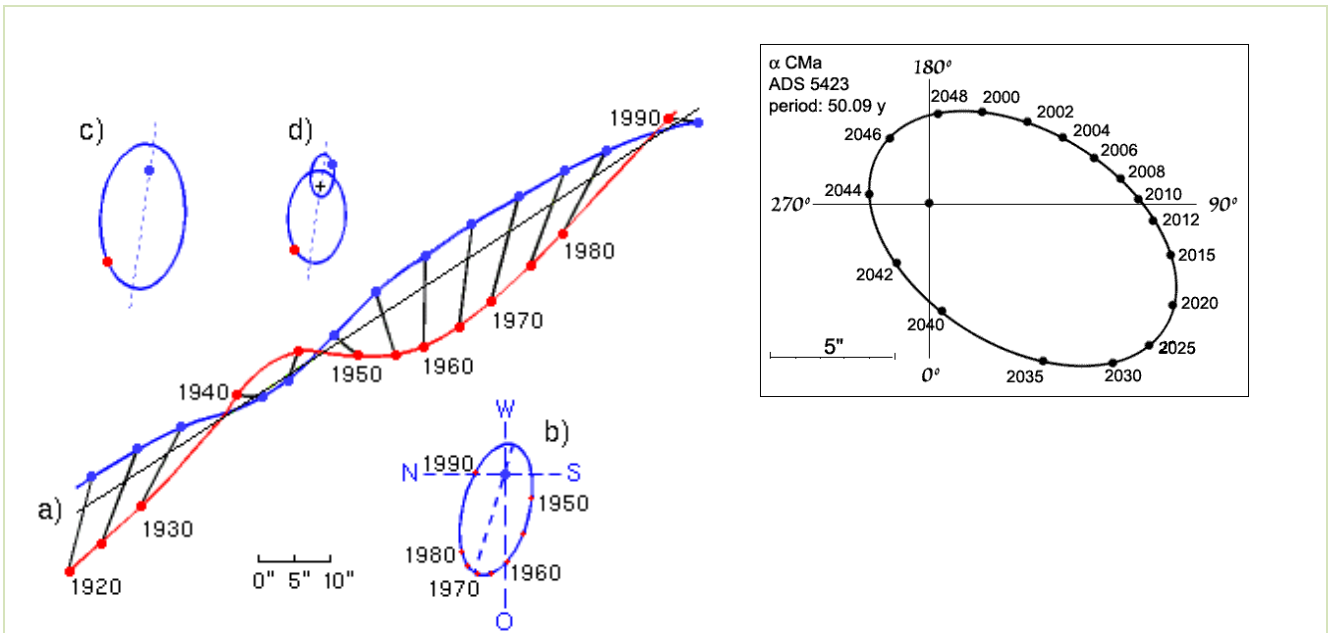
Scheinbare Bahn des visuellen Doppelsterns  $\gamma$  Vir. Zur Zeit (2005) steht der Begleiter wieder im Periastron und ist deshalb mit kleineren Fernrohren vom Hauptstern kaum zu trennen.

Gelingt es jedoch aus den Beobachtungen die Lage des gemeinsamen Schwerpunktes abzuleiten, dann ergeben sich relativ dazu zwei Bahnellipsen - jeweils eine für beide Komponenten. Man kann leicht zeigen, daß das Verhältnis

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{a_2}{a_1} = \frac{d_2}{d_1} \quad (\text{mit } a = a_1 + a_2) \quad [1.69]$$

unabhängig von der Bahnneigung  $i$  ist ( $d_1$  und  $d_2$  bezeichnen die jeweils großen Halbachsen wie man sie direkt (z.B. in Winkelmaß) messen kann).

Ein schönes Beispiel ist das bereits erwähnte Sirius-System.



Sirius A und B, rechts Ephemeride für die nächsten 50 Jahre

Sirius ist nicht nur der hellste Stern am Himmel sondern ist auch einer unser nächsten Sterne . Er befindet sich in einer Entfernung von lediglich 2.64 pc. Sein Begleiter, Sirius B, entfernt sich vom Hauptstern (Sirius A) bei einem Umlauf (Periode 50.09 Jahre) um maximal 11.3“. Die maximalen Winkelabstände vom Systemschwerpunkt betragen von Sirius A  $d_1 = 3.81''$  und von Sirius B  $d_2 = 7.49''$ . Daraus ergibt sich ein Masseverhältnis von  $M_1 / M_2 = 1.97$ . Die Masse von Sirius A muß also ziemlich genau doppelt so groß sein als die Masse von Sirius B. Nach Korrektur der Bahnneigung ergibt sich für die große Halbachse der wahren Bahn  $a = 7.62''$ . Aus (1.68) folgt dann für die Massensumme ein Wert von  $3.09 M_\odot$ . Sirius A hat demnach eine Masse von  $2.05 M_\odot$  und Sirius B - ein Weißer Zwergstern - eine Masse von  $1.04 M_\odot$ .

Die Massenbestimmung von spektroskopischen Veränderlichen erfolgt nach ähnlichen Prinzipien, nur daß hier die Radialgeschwindigkeitskurve eine wichtige Rolle spielt. Radialgeschwindigkeiten lassen sich bekanntlich spektroskopisch bestimmen. Es gilt die Formel für den Dopplereffekt:

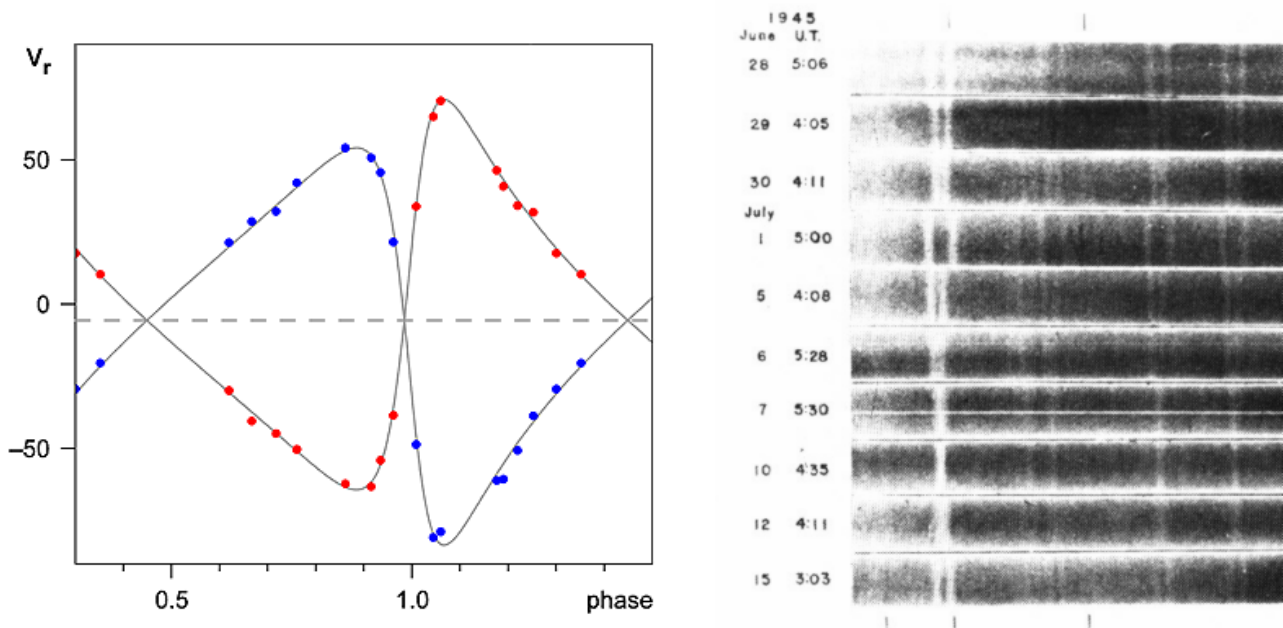
$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v_r}{c} \tag{1.70}$$

$v_r$  ist dabei die radiale Geschwindigkeitskomponente des Sterns, der beobachtet wird.  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$  stellt die Abweichung der gemessenen Wellenlänge  $\lambda$  einer Spektrallinie in bezug auf die Wellenlänge  $\lambda_0$  der gleichen Spektrallänge im (ruhenden) Laborsystem des Beobachters dar.  $c$  ist die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Man unterscheidet zwei Typen von spektroskopischen Doppelsternen. Bei dem einen Typ sieht man die Spektrallinien beider Komponenten im Sternspektrum, bei dem anderen sind nur die Spektrallinien von einem Stern sichtbar. In beiden Fällen oszillieren die Linien um einen Mittelwert, wobei beim ersten Typ die beiden Linien in entgegengesetzter Phase schwingen. Die Amplitude

dieser periodischen Linienverschiebungen koinzidiert mit der maximalen Radialgeschwindigkeit  $v$  und wechselt zweimal in bezug auf die mittlere Wellenlänge das Vorzeichen, je nachdem, ob sich die entsprechende Komponente mit maximaler Geschwindigkeit zum Beobachter hin oder vom Beobachter weg bewegt.

Mit (1.70) läßt sich aus der relativen Linienverschiebung zu verschiedenen Zeitpunkten die Radialgeschwindigkeitskurve des Doppelsternsystems konstruieren. Im einfachsten Fall - die beiden Sterne bewegen sich auf einer exakten Kreisbahn um den gemeinsamen Schwerpunkt und man sieht von der Erde aus genau auf die Kante ihrer Bahnebene ( $i=90^\circ$ ) - ergeben sich zwei exakte sinusförmige Kurven (natürlich nur bei spektroskopischen Doppelsternen, von denen Spektrallinien beider Sterne zu sehen sind - sogenannte Zwei-Spektren-Systeme), die in entgegengesetzter Phasen schwingen und deren Periode mit der genauen Umlaufperiode  $T$  um den Schwerpunkt übereinstimmt. Die Verhältnisse werden jedoch komplizierter, sobald man es mit elliptischen Bahnen unterschiedlicher Bahnlage (ausgedrückt durch  $\omega$  =Abstand des Periastrons vom Knoten) und mit einer Bahnneigung  $i \neq 90^\circ$  zu tun hat. In diesem Fall kann man oftmals noch die Bahnexzentrizität  $e$  bestimmen während die Bahnneigung  $i$  immer unbestimmt bleibt (es sei denn, bei dem spektroskopischen Doppelstern handelt es sich gleichzeitig um einen Bedeckungsveränderlichen). Lediglich das Produkt aus großer Halbachse  $a$  und Bahnneigung  $i$  läßt sich für Zwei-Spektren-Systeme in absoluten Werten (wenn die Entfernung bekannt ist) berechnen.



Radialgeschwindigkeitskurve und Spektren des Systems Mizar A (HD 116656, Periode 20.538 d, Radialgeschwindigkeiten:  $v_1=67.2586$  km/s,  $v_2=69.1796$  km/s,  $a_1 \sin i = 1.62 \cdot 10^{10}$  m,  $a_2 \sin i = 1.66 \cdot 10^{10}$  m). Mizar war der erste spektroskopische Doppelstern, welcher entdeckt wurde (PICKERING, 1889)

Der Grund dafür ist, daß sich aus der Radialgeschwindigkeitskurve nur die Projektion der großen Halbachse  $a \sin i$  ergibt (dafür aber in absoluten Einheiten, also  $m s^{-1}$ ) und damit für das Massenverhältnis

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{a_2 \sin i}{a_1 \sin i} = \frac{v_2}{v_1} \quad [1.71]$$

(natürlich nur für Zwei-Spektren-Systeme)

Unter der vereinfachenden Annahme, daß es sich bei den Bahnen der Sterne um ihren gemeinsamen Schwerpunkt um Kreisbahnen handelt, folgt aus dem Schwerpunktsatz  $M_1 a_1 = M_2 a_2$  (und  $a = a_1 + a_2$ )

$$\frac{M_2}{M_1 + M_2} = \frac{a_1}{a} \quad \text{und} \quad \frac{M_1}{M_1 + M_2} = \frac{a_2}{a} \quad [1.72]$$

und mit (1.68)

$$(M_1 + M_2) \sin^3 i = \frac{a_1 \sin^3 i}{T^2} \left(1 + \frac{M_1}{M_2}\right)^3 \quad \text{und} \quad (M_1 + M_2) \sin^3 i = \frac{a_2 \sin^3 i}{T^2} \left(1 + \frac{M_2}{M_1}\right)^3 \quad [1.73]$$

(M in Sonnenmassen, T in Jahre und a in AU)

Unter Beachtung von (1.71) und (1.72) erhält man daraus

$$M_1 \sin^3 i = \frac{a_1 \sin i \cdot M_1 (M_1 + M_2)^2}{M_2^3 T^2} \quad \text{und} \quad M_2 \sin^3 i = \frac{a_2 \sin i \cdot M_2 (M_1 + M_2)^2}{M_1^3 T^2} \quad [1.74]$$

Bei einem Bedeckungsveränderlichen, der gleichzeitig ein spektroskopischer Zwei-Spektren-Doppelstern ist, können aus der Bedeckungslichtkurve die Bahnneigung  $i$  und damit auch die beiden Einzelmassen mit (1.74) bestimmt werden.

Wie leicht einzusehen ist, läßt sich (1.74) bei einem spektroskopischen Doppelstern, bei dem nur ein Spektrum zu sehen ist, nicht anwenden. In diesem Fall ist nur die sogenannte Massenfunktion

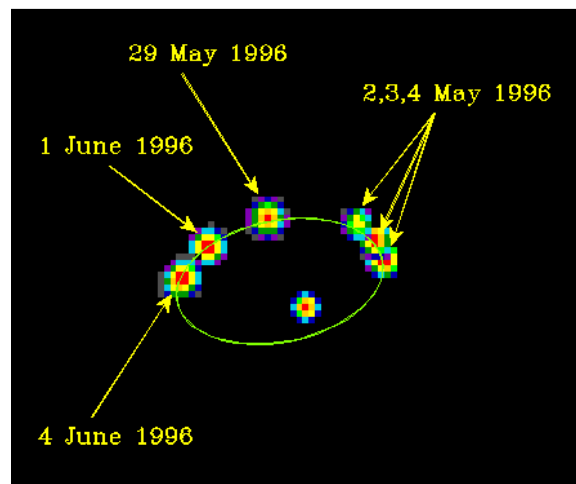
$$\frac{M_1^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2} = \left( \frac{(a_2 \sin i)^3}{T^2} \right) \quad \text{und} \quad \frac{M_2^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2} = \left( \frac{(a_1 \sin i)^3}{T^2} \right) \quad [1.75]$$

und daraus die Massensumme

$$(M_1 + M_2) \sin^3 i = \frac{(a_1 + a_2)^3 \sin^3 i}{T^2} \quad [1.76]$$

bestimmbar. Die Massenfunktion hat trotzdem ihre Bedeutung, da sich aus ihr eine gewisse statistische Aussage über die Massen von Doppelsternsystemen ableiten läßt. Insbesondere  $i$  läßt sich

durch einen Auswahleffekt weiter eingrenzen. Liegt  $i$  nahe bei  $0^\circ$ , läßt sich keine Linienverschiebung aufgrund des Dopplereffekts nachweisen. Solche Systeme bleiben quasi unentdeckt. Das bedeutet aber auch, daß erfahrungsgemäß ein Wert von  $\sin^3 i > 0.6$  (oder  $i > 57^\circ$ ) am Wahrscheinlichsten ist. Da es einen Zusammenhang zwischen Leuchtkraft, effektiver Temperatur und Masse gibt, kann man sogar eine grobe Klassifizierung zwischen den ersten beiden Parametern und dem Mittelwert von  $\sin^3 i$  vornehmen. In einem derartigen Anwendungsfall spricht man von einer statistischen Massenabschätzung.



Der spektroskopische Doppelstern Mizar A kann mittlerweile mit interferometrischen Methoden aufgelöst und damit die Bahn direkt vermessen werden (MARK III Interferometer) © US Naval Observatory

### Massenbestimmung von binären Radiopulsaren, Röntgenpulsaren und Schwarzen Löchern

Die meisten Neutronensterne, zu denen ja bekanntermaßen die 1967 entdeckten Pulsare gehören, sind optischen Beobachtungen weitgehend unzugänglich. Zu den wenigen Ausnahmen gehören z.B. der Krebsnebel- und der Velapulsar. Pulsare lassen sich aber sehr gut radioastronomisch beobachten (sogenannte Radiopulsare) und - wenn sie zusammen mit einem anderen Stern ein enges Doppelsternsystem mit einer Akkretionsscheibe bilden - im Röntgenbereich (sogenannte Röntgenpulsare). An einer empirischen Bestimmung ihrer Masse (und natürlich auch ihrer Größe) besteht ein sehr großes Interesse unter den Astrophysikern, da man nur auf diese Weise verlässlich theoretische Modelle über ihren inneren Aufbau überprüfen kann. Insbesondere betrifft das die Zustandsgleichung der dichten Kernmaterie, aus der Neutronensterne bestehen. Sie bestimmt im Wesentlichen das Massespektrum und die damit korrespondierenden Ausmaße dieser exotischen Objekte. Mittlerweile sprechen die Theoretiker ja nicht nur mehr von Neutronensternen, sondern auch von Baryonen- und Quarksternen und versuchen beobachtbare Unterscheidungsmerkmale dieser Sterntypen herauszuarbeiten.

Schon aus diesem Grund ist die Bestimmung der stellaren Fundamentalparameter wie Masse, Radius, Rotationsperiode und z.B. die Röntgenleuchtkraft eine äußerst wichtige Aufgabe der beobachtenden Astronomie.

Am einfachsten ist die Massebestimmung von sogenannten Binärpulsaren, da sich hier im Prinzip die gleichen Methoden wie bei gewöhnlichen Doppelsternen anwenden lassen. Radiopulsare, die solch ein Doppelsternsystem bilden, sind gewöhnlich sehr alt (beide Sterne haben bereits den Endzustand ihrer Entwicklung erreicht) und haben meist sehr kleine Umlaufperioden (unter einem Tag). Mit den Empfängern moderner Radioteleskope lassen sich die von ihnen ausgehenden Pulse mit sehr hoher zeitlicher Auflösung vermessen und aus der periodischen Verschiebung ihrer Ankunftszeiten (Dopplereffekt) ähnlich wie bei spektroskopischen Doppelsternen ein Teil ihrer Bahnparameter bestimmen. Aufgrund allgemein-relativistischer Effekte läßt sich bei einigen dieser Systeme (z.B. PSR 1534+12) sogar die Bahnneigung  $i$  gegenüber der Sichtlinie ermitteln. Damit ist eine hinreichend sichere Berechnung der beiden Einzelmassen möglich. Zu diesen meßbaren Effekten gehören z.B. die Periastrondrehung bei elliptischen Bahnen (entspricht im Sonnensystem der Periheldrehung, z.B. bei Merkur), die Änderung der Umlaufperiode (z.B. durch Verlust eines Teils der Bewegungsenergie durch Emission von Gravitationswellen) sowie relativistische Korrekturen zum Dopplereffekt.

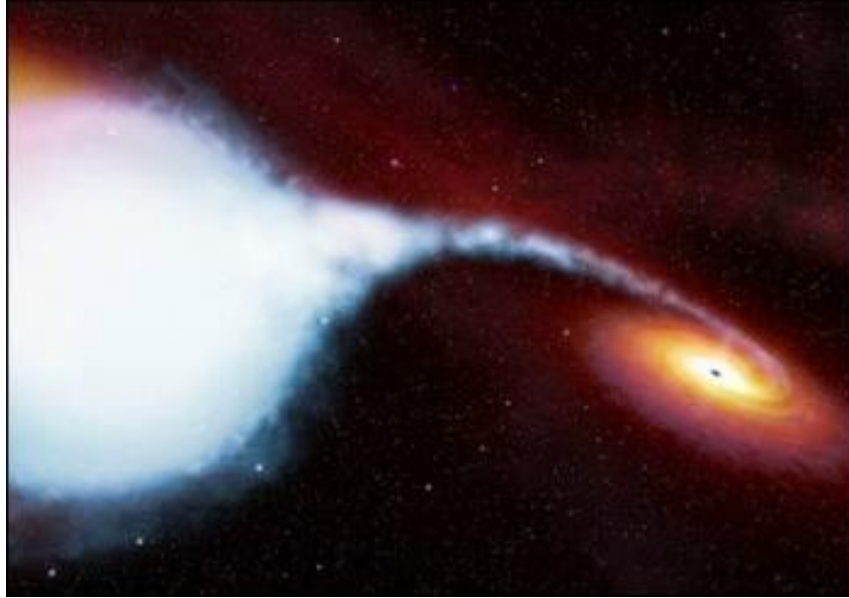
Radiopulsar	Entf. [pc]	$M_1$	$M_2$	T [d]
J 1141-6545	3200	1.3	0.986*	0.1976509587
J 1537+1155	890	1.333	1.345	0.42073729915
J 1603-7202	1600	1.35	0.34	6.308629570
J 1829-2456	1200	1.3	1.2	1.176028
J 1857-0943	900	1.5	0.28*	12.327171190
J 1915+1606	7100	1.441	1.387	0.322299746273
J 2130+1210C	10100	1.35	1.36	0.33528205

Massen einiger (binärer) Radiopulsare, (\*) Begleiter wahrscheinlich Weißer Zwerg © R.Johnston, 2005

Eine ganze Anzahl von Pulsaren sind Mitglieder von gewöhnlichen Doppelsternsystemen mit Weißen Zwergsternen, Braunen Zwergen oder Hauptreihensternen als Begleiter. Sind diese Begleitsterne optisch sichtbar (z.B. im Röntgenbereich, sogenannte Röntgenpulsare) und tritt bei einem Umlauf um den gemeinsamen Schwerpunkt eine Bedeckung auf ( $\sin i \sim 1$ ), dann lassen sich auch hier die Massen prinzipiell bestimmen. Da die in Frage kommenden Systeme oft eine Akkretionsscheibe ausbilden ist es nicht immer leicht, die genaue Quelle der optischen Strahlung zu lokalisieren. Ähnlich wie bei Zwergnovae kann sie bevorzugt von einem „hot spot“ auf der Akkretionsscheibe oder aber vom Begleitstern selbst stammen. Durch diese Schwierigkeit ergeben sich i.d.R. größere Fehlerbereiche bei der Bestimmung der Einzelmassen als bei Binärpulsaren.

Röntgenquellen mit Akkretion können aber auch stellare Schwarze Löcher als eine Komponente besitzen. Hier ist eine eindeutige Unterscheidung von Neutronensternen nur über eine exakte Massenbestimmung möglich. Viele derartige Objekte, die man früher einmal als Black hole - Kandidaten gehandelt hat, sind mittlerweile als Neutronensterne identifiziert worden. Im Prinzip sind

alle kompakten Objekte mit einer Mikrovariabilität der Röntgen- und Gammastrahlung im Millisekundenbereich und einer Einzelmasse oberhalb von drei Sonnenmassen verdächtig. Das „klassische“ Objekt, was diese und auch noch diffizile andere Bedingungen erfüllt, ist die Röntgenquelle Cygnus X-1. Die Masse des „dunklen Begleiters“ eines Überriesensterns vom Spektraltyp O9 übersteigt mit ca. 6 Sonnenmassen deutlich die theoretisch motivierte Oppenheimer-Volkoff-Grenze und gilt deshalb als sehr sicherer Black hole -Kandidat.



Die Röntgenquelle Cygnus X-1 gilt als eines der sichersten Kandidaten für ein stellares Schwarzes Loch. Durch die starke Gravitationswirkung des massiven Black holes fließt Materie von dem blauen Riesenstern zum Schwarzen Loch und wird dort akkretiert. Die Umlaufperiode beträgt lediglich 5.6 Tage. © ESA

### Die massereichsten Sterne der Milchstraße

Während man die Untergrenze der Masse eines Sterns sehr gut taxieren kann, ist das für die Obergrenze nicht so einfach möglich. Das gilt sowohl für theoretische Vorhersagen anhand von Sternmodellen als auch für Beobachtungen, denn extrem massive Sterne (z.B.  $>50 M_{\odot}$ ) sind sehr selten. Das hat mehrere Gründe. Ab ca. einer Sternmasse von 8 Sonnenmassen steigt die Leuchtkraft schnell stark an, was mit einer immer kleiner werdenden Lebenserwartung des betreffenden Sterns einhergeht. Die Zeit, die solche Sterne auf der Hauptreihe verbringen, liegt nur in der Größenordnung von einigen wenigen Millionen Jahren (und darunter). Die Wahrscheinlichkeit, daß man einen solchen massereichen Stern zu einem gegebenen Zeitpunkt beobachten kann, ist schon allein aus diesem Grund nicht besonders groß. Außerdem ist die Entstehung massereicher Sterne, wie man heute weiß, an besondere Bedingungen geknüpft (die Natur begünstigt die Entstehung massearmer Sterne), was man z.B. schon allein daraus erkennen kann, daß sie besonders gehäuft in speziellen kompakten Sternhaufen auftreten („Starburst-Cluster“). Auch unterscheiden sich die grundlegenden Mechanismen, die zur Entstehung eines massiven Sterns führen, von denen normaler, massearmer Hauptreihensterne wie der Sonne.

Andererseits bestimmen gerade massereiche Sterne aufgrund ihrer geringen Lebensdauer ganz maßgeblich die chemische Entwicklung einer Galaxis. Alle Sterne mit einer Anfangsmasse, die ca.  $30 M_{\odot}$  übersteigt, machen die gesamte thermonukleare Entwicklung durch und enden (ohne dabei in ein Rote Riesen -Stadium wie gewöhnliche Hauptreihensterne zu gelangen) schon nach kurzer Zeit ( $10^6 a$ ) zwangsläufig bei einer Supernovaexplosion. Dabei reichern sie das interstellare Medium mit schweren Elementen wie z.B. Kohlenstoff und Sauerstoff an und ändern damit signifikant die Elementhäufigkeiten. Auch alle Elemente, die jenseits von Eisen im Periodensystem stehen, entstehen im Wesentlichen bei einem Supernovaausbruch.

Während ihrer kurzen und intensiven Lebenszeit fallen massereiche Sterne durch eine extrem große Leuchtkraft (bis zum Millionenfachen der Sonnenleuchtkraft, „*Luminous Blue Variable*“ - LBV's) sowie durch außergewöhnlich starke stellare Winde (wie man sie z.B. bei Wolf-Rayet-Sterne beobachtet) auf. Dabei erreichen sie absolute Helligkeiten von über  $-10^m$ , was sie darüber hinaus als wichtige Entfernungsindikatoren für die extragalaktische Forschung qualifiziert.

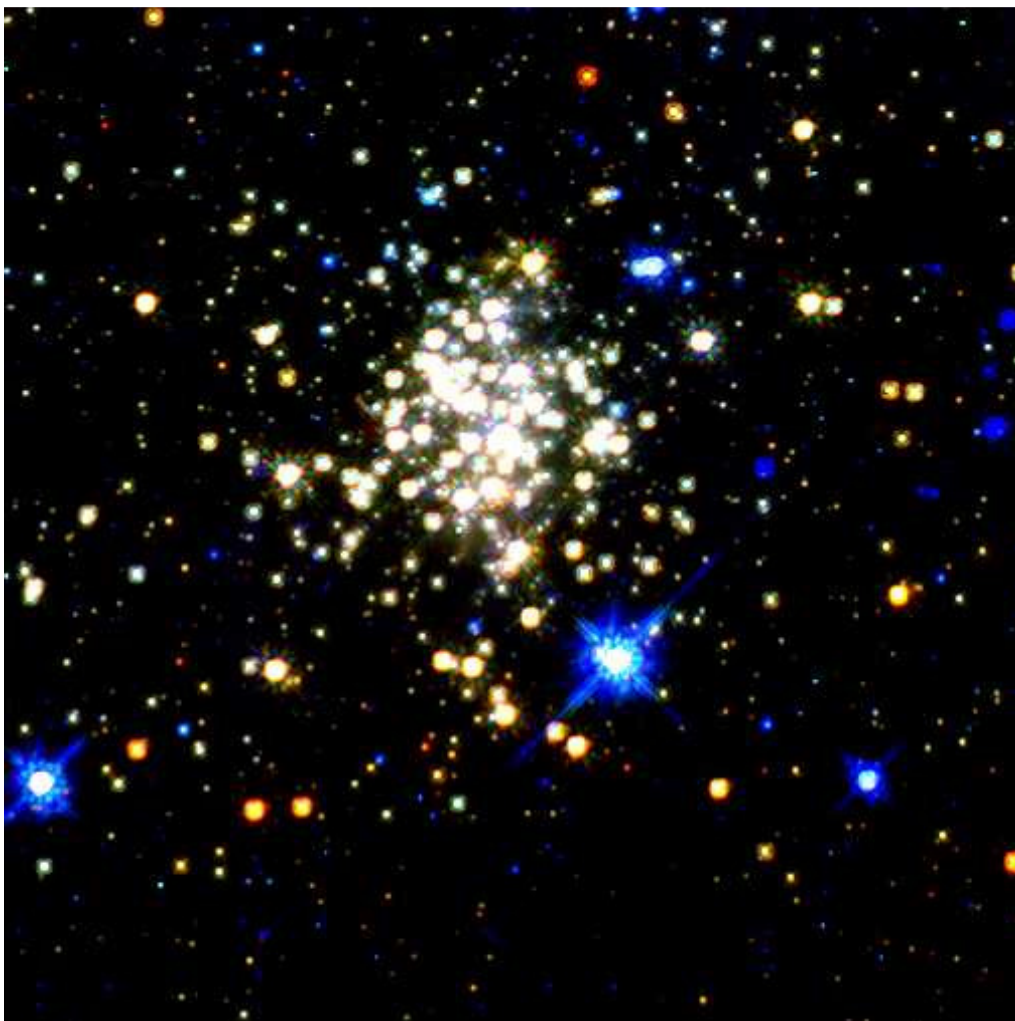
Leuchtkraftstarke blaue Veränderliche besitzen eine Masse, die bei ca. 50 Sonnenmassen beginnt und nach neueren Untersuchungen vielleicht bei maximal 150 Sonnenmassen endet. Einer der massereichsten Objekte dieser extremen Sternklasse ist der „Pistolenstern“, welcher erst 1990 nahe dem Zentrum der Lichtstraße in einem Ausläufer des sehr kompakten und erst ca. 4 Millionen Jahre alten „*Quintuplet Cluster*“ entdeckt wurde. Der Name rührt von der Form des Radiobildes des Emissionsnebels her, in dem der Stern eingebettet ist. Er läßt sich nur im infraroten Spektralbereich beobachten, da sein Licht durch vorgelagerte Gas- und Staubwolken stark geschwächt wird. Eine detaillierte Untersuchung erfolgte 1997 mit dem NICMOS-Instrument des Hubble Space -Teleskops. Dabei konnten folgende Sternparameter bestimmt werden („*high luminosity model*“, D.FIGER et al. 1998 ff.):

$T_{eff}$	$M_{bol}$	Leuchtkraft	Masse	Durchmesser	Entfernung	Alter
21000 K	-13.3	$1.58 \cdot 10^7 L_{\odot}$	$\sim 100 M_{\odot}$	300 $D_{\odot}$	7.7 kpc	1.7 -2.1 Mill. Jahre

Unter der Annahme, daß der umgebende Nebel aus Material besteht, der durch den sehr intensiven Sternwind von der Sternatmosphäre abgeblasen wurde, kann man von einer Anfangsmasse des Pistolensterns von bis zu 150 Sonnenmassen ausgehen (manche Autoren schätzen die Masse, die der Stern bei seiner Entstehung besessen hat, sogar bis auf 200 Sonnenmassen). Die genauen Mechanismen, die so massive Sterne aus interstellaren Gas entstehen lassen, sind erst in ihren Grundzügen verstanden. Wahrscheinlich spielen dabei Zusammenstöße von Protosternen eine Rolle, bei denen sich Sterne geringerer Masse zu einem Stern großer Masse vereinigen.

Besonders interessant bei der Frage, wie „schwer“ Sterne werden können, sind die bereits erwähnten „*starburst cluster*“, von denen einige in der letzten Zeit genauer untersucht wurden. Sie sind in der Milchstraße recht selten und obendrein noch im Bereich des galaktischen „Bulges“ konzentriert, was ihre Beobachtung zumindest erschwert. Ein besonders herausragendes Objekt ist der Arches-Cluster, der extrem kompakt ist und durch außergewöhnlich viele Sterne oberhalb der 50 Sonnenmassen-

Grenze auffällt (dagegen scheint es in diesem Haufen Sterne mit weniger als  $10 M_{\odot}$  nicht oder kaum zu geben). Er befindet sich in einer Entfernung von ca. 25000 Lichtjahren und nur ca. 100 Lichtjahre vom Zentral-Black hole der Milchstraße entfernt. Bemerkenswert ist wie bereits erwähnt, seine außergewöhnliche Kompaktheit. In seinem zentralen Bereich mit einem Durchmesser von lediglich 2 Lichtjahren tummeln sich mehr als 150 junge und sehr heiße Sterne mit Massen  $> 20 M_{\odot}$ . Das Alter des Sternhaufens wird auf 2 bis 2.5 Millionen Jahre geschätzt. Er muß ziemlich schnell beim Zusammenstoß zweier kompakter, sehr massereicher Gaswolken entstanden sein. Auffällig ist, das - entgegen theoretischen Erwartungen - in diesem Haufen keine Sterne mit einer Masse von mehr als 130 (150)  $M_{\odot}$  existieren. Da man diese Beobachtung auch bei anderen Starburst-Haufen (z.B. R136 in der Großen Magellanschen Wolke) gemacht hat nimmt man an, daß es in der Natur eine „praktische“ Obergrenze von Sternmassen gibt, die ungefähr bei 150  $M_{\odot}$  liegen dürfte.



Arches Cluster, aufgenommen mit dem NICMOS-Gerät des Hubble Space-Teleskops im infraroten Spektralbereich © NASA

## Sternspektren

Die Entdeckung von GUSTAV KIRCHHOFF (1824-1887) und ROBERT BUNSEN (1811-1899), daß glühende Gase verschiedener Stoffe ein unterschiedliches und für jeden Stoff charakteristisches Linienspektrum zeigen, hat den Astronomen einen Weg eröffnet, etwas über den stofflichen Aufbau und den physikalischen Zustand der Sterne zu erfahren.

Daß das Spektrum der Sonne (was entsteht, wenn man Sonnenlicht zuerst durch einen dünnen Spalt und dann durch ein Glasprisma leitet) rätselhafte dunkle Linien (Absorptionslinien) enthält, hatten bereits JOSEPH VON FRAUNHOFER (1787-1826) in Deutschland und ein Jahrzehnt davor WILLIAM HYDE WOLLASTON (1766-1828) in England durch Versuche festgestellt. Eine plausible Erklärung dafür konnten sie jedoch verständlicherweise nicht finden. So blieb es vorerst bei einer quantitativen Beschreibung und bei einer Katalogisierung und Vermessung dieser später als Fraunhoferschen Linien bezeichneten „Lücken“ im Sonnenspektrum. Die Bezeichnungen, die Fraunhofer für besonders auffällige Linien eingeführt hat, werden übrigens noch heute verwendet. Beispiele dafür sind die H und K- Linie des einfach ionisierten Kalziums im blauen und die D-Linie (ein Dublett) des Natriums im gelben Teil des Sonnenspektrums.

Nach den ersten Arbeiten von KIRCHHOFF und BUNSEN begannen sich zunehmend auch Astronomen für Spektralapparate und ihre Adaption an ihre Fernrohre zu interessieren um zu sehen, ob sich Sternspektren voneinander unterscheiden und ob man darin vielleicht sogar die gleichen Linien wiederfindet, welche die beiden deutschen Physiker im Licht der von Metallsalzen gefärbten Bunsenbrennerflammen beobachten konnten. Die ersten, wenn auch zaghafte Versuche in diese Richtung stammen auch hier von JOSEPH FRAUNHOFER. Obwohl er nicht systematisch Sternspektren untersuchte, führte seine Beobachtung, daß sich die Spektren einzelner heller Sterne offensichtlich stark voneinander unterscheiden, mit einer zeitlichen Verzögerung von einigen Jahrzehnten zu einer systematischen Untersuchung von Sternspektren insbesondere durch HERRMANN CARL VOGEL (1841-1907) in Kiel (später Potsdam) und ANGELO SECCHI (1818-1878) in Rom. Besonders Letzterer gilt als wichtiger Wegbereiter der modernen Stellarspektroskopie. Von ihm stammt auch die erste, rein phänomenologische Einteilung der Sternspektren in verschiedene Gruppen anhand der im Spektroskop sichtbaren Absorptionslinien (1866). In diese Zeit fallen auch die ersten Überlegungen, inwieweit die Spektralsequenz eine Temperatursequenz darstellt und ob die beobachtete Diversität der Sterne nicht eine Folge unterschiedlicher physikalischer Bedingungen und „Lebensalter“ ist. Die besonders von KARL FRIEDRICH ZÖLLNER (1834-1883) entwickelten Vorstellungen muten auch heute noch durchaus modern an.

Da die physikalischen Prinzipien, die zur Entstehung der in den Spektren beobachteten Spektrallinien führen, noch nicht einmal ansatzweise bekannt waren, konzentrierten sich die Astronomen auf eine immer detailliertere Klassifizierung der Sternspektren. Die Einführung der Fotografie in die astronomische Praxis schaffte dafür auch neues und besser vermeßbares Datenmaterial. So entstand innerhalb eines Jahrzehnts (beginnend etwa 1890) die noch heute gebräuchliche Spektralklassifikation die man als Harvard-Klassifikation bezeichnet und in ihrer modernen Form im folgenden näher erläutert werden soll. Diese Entwicklung ist mit den Namen ANNIE J. CANNON (1863-1941), ANTONIA C. MAURY (1866-1952), WILLIAMINA FLEMING (1857-1911) und nicht zuletzt

mit dem damaligen Direktor des Harvard-Observatoriums EDWARD CHARLES PICKERING (1846-1919) verbunden.

Fast alle helleren Sterne besitzen eine Bezeichnung, die mit „HD“ beginnt. Sie bezieht sich auf den „*Henry Draper Memorial Catalogue*“, der 225.300 Sterne auflistet und auch umfangreiche spektroskopische Daten enthält. Er wurde zwischen 1918 und 1924 von ANNIE CANNON und ihren Mitarbeitern zusammengestellt und herausgegeben und lieferte sehr viele statistische Informationen, die für die spätere Interpretation der erweiterten Spektralklassifikation als Entwicklungssequenz von großer Bedeutung sein sollte (Hertzsprung-Russell-Diagramm).

Weitere wichtige Meilensteine in der Erforschung der Sternspektren vor der Ära der Quantenphysik (die im Jahre 1900 mit der Ableitung der Gleichung zur Berechnung der spektralen Energieverteilung eines Schwarzen Strahlers durch MAX PLANCK (1858-1947) begann) sind (Auswahl):

- 1860/61 Atlas des Sonnenspektrums (KIRCHHOFF, HOFMANN).
- 1863 W.HUGGINS konnte durch Beobachtungen an Sternspektren zeigen, daß die Sterne aus den gleichen Elementen bestehen wie die Erde
- 1864 W.HUGGINS beobachtet Emissionslinien in den Spektren bestimmter „Nebelflecke“ (z.B. Orionnebel)
- 1867 Entdeckung einer neuen Art von Sternen, die durch Emissionslinien auffallen, durch C.J.E.WOLF und G.A.P RAYET. Sie werden später als Wolf-Rayet-Sterne bezeichnet.
- 1867 Qualitativer Nachweis des Dopplereffekts durch W.HUGGINS.
- 1868 Entdeckung einer neuen Emissionslinie im Spektrum der Sonnenkorona durch P.J.JANSSEN. H.W.RAMSEY postuliert daraufhin ein neues Element (1895), das Helium („Sonnenstoff“).
- 1871 Entdeckung der Linienverbreiterung, die durch die Rotation der Sonne verursacht wird (H.C.VOGEL)
- 1872 Durch Verbesserung fotografischer Emulsionen gelangen zum ersten Mal Aufnahmen von Sternspektren
- 1889 Entdeckung der spektroskopischen Doppelsterne durch H.C.VOGEL und E.C.PICKERING.
- 1890 Vermessung der Absorptionslinien des Sonnenspektrums durch H.A.ROWLAND in Fortführung der Arbeiten von A.J.ANGSTRÖM.
- 1892 E.E.BARNARD erkennt anhand von spektroskopischen Befunden, daß Novaausbrüche offensichtlich Sternexplosionen darstellen
- 1894 Die Pulsation des Sterns Delta Cephei wird von dem russischen Astronomen A.A.BELOPOLSKY entdeckt.
- 1895 J.E.KEELER ermittelt spektroskopisch die Rotationsgeschwindigkeit der Saturnringe

In den ersten Jahrzehnten des zwanzigsten Jahrhunderts wurden mit der Entwicklung der Quantenmechanik die Grundlagen für das mikroskopische Verständnis der Emission und Absorption von Licht in glühenden Gasen gelegt und damit auch eine quantitative Analyse von Sternspektren möglich. Ein wichtiger Ausgangspunkt war die Erklärung der Serie von Absorptionslinien, die WILLIAM HUGGINS im Spektrum der Wega gefunden hat und die später nach einem schweizerischen Gymnasiallehrer als „Balmer-Serie“ bezeichnet wurde, durch das noch recht primitive Bohrsche Atommodell (NIELS BOHR, 1913). Dieses Modell wurde im Laufe der Zeit immer mehr verbessert und bereits 1919 in dem umfangreichen Werk „Atombau und Spektrallinien“ von ARNOLD SOMMERFELD (1868-1951) allgemein bekanntgemacht. In gewissen Sinne war das „Sommerfeldsche Atommodell“ für die Astronomen wie geschaffen, da sie darin das Atom als kleines „Planetensystem“ samt den Keplerschen Gesetzen wiedererkennen konnten. Und es war erfolgreich. Damit ließen sich z.B. die Spektren von Alkalimetallen (1. Hauptgruppe im Periodensystem) erklären und man fand Antworten auf die Funktionsweise des Zeeman- und des Stark-Effekts. Aber schnell zeigten sich auch die Unzulänglichkeiten. Insbesondere machte die Interpretation der maßgeblich von WERNER HEISENBERG (1901-1976) und ERWIN SCHRÖDINGER (1887-1961) sowie NILS BOHR (1885-1962) entwickelten Quanten- (oder Wellen-) Mechanik Schwierigkeiten, während die Anwendung dieser Theorie bei der Berechnung von mikrophysikalischen Problemstellungen außergewöhnliche Erfolge zeitigte.

Für die Interpretation nicht nur von Sternspektren hat sich die von MEGHNAD SAHA (1893-1956) Anfang der Zwanziger Jahre aufgestellte Saha-Gleichung bewährt. Mit ihrer Hilfe war es möglich geworden, auch quantitative Spektralanalyse zu betreiben, d.h. man konnte aus der Verteilung von Spektrallinien in Sternspektren, die unterschiedlichen Anregungszuständen von Atomen entsprechen, auf die physikalischen und chemischen Bedingungen in den Sternatmosphären (also dort, wo sie entstehen) schließen.

In Deutschland wurde dieses Gebiet in den dreißiger Jahren besonders von ALBRECHT UNSÖLD (1905-1995) und seinen Mitarbeitern an der Universität Kiel ausgiebig bearbeitet.

Heute ist die astronomische Spektralanalyse ein etabliertes Forschungsinstrument, welches das gesamte elektromagnetische Spektrum abdeckt. Ihr verdankt man die wichtigsten Erkenntnisse über kosmischen Objekte.

### **Welche Informationen kann man einem Sternspektrum entnehmen?**

Alle Erkenntnisse über die Welt der Sterne verdanken wir der elektromagnetischen Strahlung, die sie emittieren, absorbieren, reflektieren oder verändern. Durch sorgfältige Analyse dieser Strahlung und ihrer Interpretation im Rahmen experimentell abgesicherter physikalischer Theorien lassen sich viele Daten über die ansonsten unerreichbaren Himmelskörper in Erfahrung bringen. Die kategorische Aussage des Begründers des Positivismus, AUGUSTE COMTE (1798-1857), daß der Mensch niemals sicheres Wissen über die chemische und mineralogische Beschaffenheit der Sterne in Erfahrung bringen kann, hatte sich schon zu dessen Lebzeiten als falsch herausgestellt.

Ein Sternspektrum im optischen Wellenlängenbereich besteht gewöhnlich aus einem mehr oder weniger stark ausgeprägten Kontinuum, dem „dunkle“ oder manchmal auch „helle“ Linien

aufgeprägt sind. Die Position einer solchen Spektrallinie wird gewöhnlich durch die Wellenlänge  $\lambda$  oder Frequenz  $\nu$  charakterisiert. Diese Wellenlänge kann sich aus verschiedenen Gründen etwas von ihrer Laborwellenlänge  $\lambda_0$  unterscheiden (z.B. wenn der Stern in bezug zur Erde eine radiale Geschwindigkeitskomponente besitzt). Sie entspricht bekanntermaßen gemäß der Beziehung  $\Delta E = h\nu$  mit  $c_0 = \lambda\nu$  der Energiedifferenz zwischen zwei Anregungszuständen eines Atoms (oder Moleküls) und ist damit „stoffabhängig“. In dem man die Wellenlängen der Linien in einem Sternspektrum mit den Spektren von bekannten Stoffen, deren Spektren im Labor vermessen worden sind, vergleicht, kann man etwas über die Elemente (bzw. Moleküle), aus denen Sterne bestehen, erfahren. Die „Stärke“ einer Linie (seine Halbwertsbreite) hängt dagegen von der Anzahl der Atome ab, die im Fall einer Absorptionslinie am Absorptionsvorgang entlang der Sichtlinie beteiligt waren.

Welche Linien von den möglichen Anregungszuständen eines Atoms im Sternspektrum auftauchen, hängt von den lokalen physikalischen Bedingungen in dem Bereich der Sternatmosphäre ab, wo die eigentliche Linienabsorption stattfindet. Das betrifft im Wesentlichen die Parameter Temperatur  $T$  und Dichte  $\rho$ .

Ein erhöhter Druck  $P$  führt zu einer Veränderung des Linienprofils (Druckverbreiterung) und die Präsenz eines Magnetfeldes  $\mathbf{B}$  zu einer Aufspaltung bestimmter Spektrallinien in mehrere Einzelkomponenten (Zeeman-Effekt).

In der Abweichung  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$  der Wellenlänge einer Spektrallinie verbergen sich u. a. wertvolle Informationen über die Radialgeschwindigkeit eines Sterns, über seine Rotationsgeschwindigkeit und über die radialen Geschwindigkeitskomponente von Massenflüssen in der Nähe der Sterns. Auch Pulsationen, Sternwinde und das Abstoßen von Materiehüllen (z.B. bei einem Novaausbruch) verraten sich durch eine Dopplerverschiebung bestimmter Spektrallinien.

Durch eine aufwendige Auswertung von derartigen „Dopplerdaten“ gelingt es sogar - zumindest für bestimmte Typen junger, schnellrotierender Sterne (z.B. T-Tauri-Veränderliche) - Strukturen in der Sternatmosphäre bildlich sichtbar zu machen. Dieses Verfahren, welches bereits Ende der Fünfziger Jahre des vorigen Jahrhunderts z.B. von A.J.DEUTSCH am Mount Palomar Observatorium vorgeschlagen wurde, wird als Doppler-Imaging und manchmal auch als Doppler-Tomographie bezeichnet.

Zuletzt soll nur noch das Analogon zur Helioseismologie, die Sternseismologie, erwähnt werden, die auf der Auswertung sogenannter Dopplergramme beruht. Mit ihrer Hilfe können Astronomen heute bei manchen Sternen sogar quasi in ihr tiefes Inneres „schauen“.

## Klassifikation der Sternspektren

Wie bereits erwähnt, wurde der erste Versuch einer Einteilung der Sternspektren in verschiedene Gruppen 1866 von ANGELO SECCHI vorgenommen. Diese Einteilung orientierte sich an hellen Sternen, deren Spektrum man mit einem einfachen Okularspektroskop visuell beobachten konnte. Natürlich konnte man dabei nicht sonderlich viele Details sehen. Erst mit dem Aufkommen der Fotografie ließen sich mittels Objektivprismen Spektren in großer Zahl - auch von schwächeren Sternen - gewinnen.

E.C.PICKERING und A.J.CANNON verwendeten ursprünglich die Intensität der Linien der Balmerreihe, um die Spektren verschiedener Sterne in eine natürliche Reihenfolge zu bringen. Sie benannten die einzelnen Spektraltypen einfach mit lateinischen Großbuchstaben und eine Ziffer zwischen 0 und 9, um weitere Feinheiten berücksichtigen zu können. A-Sterne hatten in dieser Sequenz die stärksten Balmer-Linien, deren Auffälligkeit über B bis zu M kontinuierlich abnahm. Später, als man erkannte, daß die natürliche Spektralsequenz einer Temperatursequenz entspricht, wurden einige Buchstaben entfernt sowie mehrfach eine Umsortierung vorgenommen, die dann schließlich zu folgender Hauptsequenz geführt hat:

(O - B) - (A - F - G) - (K - M)

„frühe“ „mittlere“ „späte“ Spektraltypen

(in der Originalsequenz nach CANNON folgen noch R - N - S nach, woraus neben dem bekannten Merkspruch (den der Leser sicherlich kennen wird) ein weiterer, mehr Godzilla-Fans ansprechender Merkspruch erdacht wurde: „*Overseas broadcast: A flash! Godzilla kills Mothra! (Rodan named successor.)*“.

Eine Erklärung dafür, warum bei O- und M-Sternen die Wasserstofflinien kaum auffallen, beim Typ A und F aber das Spektrum weitgehend dominieren, wurde erst in den zwanziger Jahren des vorigen Jahrhunderts mittels der Ionisationstheorie von MEGHNAD SAHA gefunden.

O-Sterne sind mit einer effektiven Temperatur zwischen 20000 K und 35000 K sehr heiß und erscheinen deshalb blau. Sie zeigen (ähnlich wie das Spektrum der heißen Chromosphäre der Sonne) Linien des ionisierten Heliums. M-Sterne am anderen Ende der Spektralsequenz sind dagegen so kalt ( $T \sim 3000$  K), daß sich in ihrer Atmosphäre bereits Moleküle bilden können. Besonders auffällig sind dabei die Titanoxid-Banden im roten Teil des Spektrums.

Die dezimale Subklassifikation wird nicht bei allen Spektraltypen vollständig ausgenutzt. Bei den O-Sternen beginnt z.B. die Klassifikation erst bei 5 (also O5) und bei den M-Sternen bei 6 (also M6). Die Sonne besitzt in diesem Schema die Spektralklasse G2.

Später stellte man fest, daß die eindimensionale Harvardklassifikation nicht ausreicht, um Sterne eindeutig zu klassifizieren. Sie ist im wesentlichen eine Klassifikation nach der effektiven Temperatur. Nun ist es aber so, daß ein Riesenstern mit großer abstrahlender Oberfläche durchaus die gleiche effektive Temperatur besitzen kann wie ein Zwergstern mit kleiner Oberfläche. In der Harvard-Klassifikation gehören sie dann der gleichen Spektralklasse an, obwohl sie sich in der

Energieabstrahlung (Leuchtkraft) und damit in ihrer absoluten Helligkeit um viele Größenordnungen unterscheiden. Um dieses Faktum mit zu berücksichtigen, wurde 1943 von W.W.MORGAN, F.C.KEENAN und E.KELLMANN die Harvardklassifikation um den Begriff der sogenannten Leuchtkraftklassen erweitert. Dieses Klassifikationsschema wird als Yerkes- oder (nach ihren Autoren) MKK- oder MK-Klassifikation bezeichnet und heute (mit einigen kleineren Anpassungen) ausschließlich verwendet. Diese Ergänzung der Harvard-Klassifikation mit den Leuchtkraftklassen bezeichnet man auch als zweidimensionale Spektralklassifikation. Sie ist besonders für die Aufdeckung von bestimmten Korrelationen (z.B. zwischen Farbe und Leuchtkraft) nützlich, wie man sie z.B. im Hertzsprung-Russel-Diagramm erkennen kann.

### Leuchtkraftklassen

Die Leuchtkraft eines Sterns ist entsprechend (1.42) eine Funktion von dessen Radius  $R$  und der effektiven Temperatur  $T_{eff}$ , wobei die erste Variable für die Namensgebung ausschlaggebend ist:

Leuchtkraftklasse	Bezeichnung	
0	Hyperriesen	hypergiants
I	Überriesen	supergiants
II	Helle Riesen	bright giants
III	Riesen	giants
IV	Unterriesen	subgiants
V	Zwerge (Hauptreihensterne)	dwarfs
VI	Unterdwerg	subdwarfs
VII	Weißer Zwerg	white dwarfs

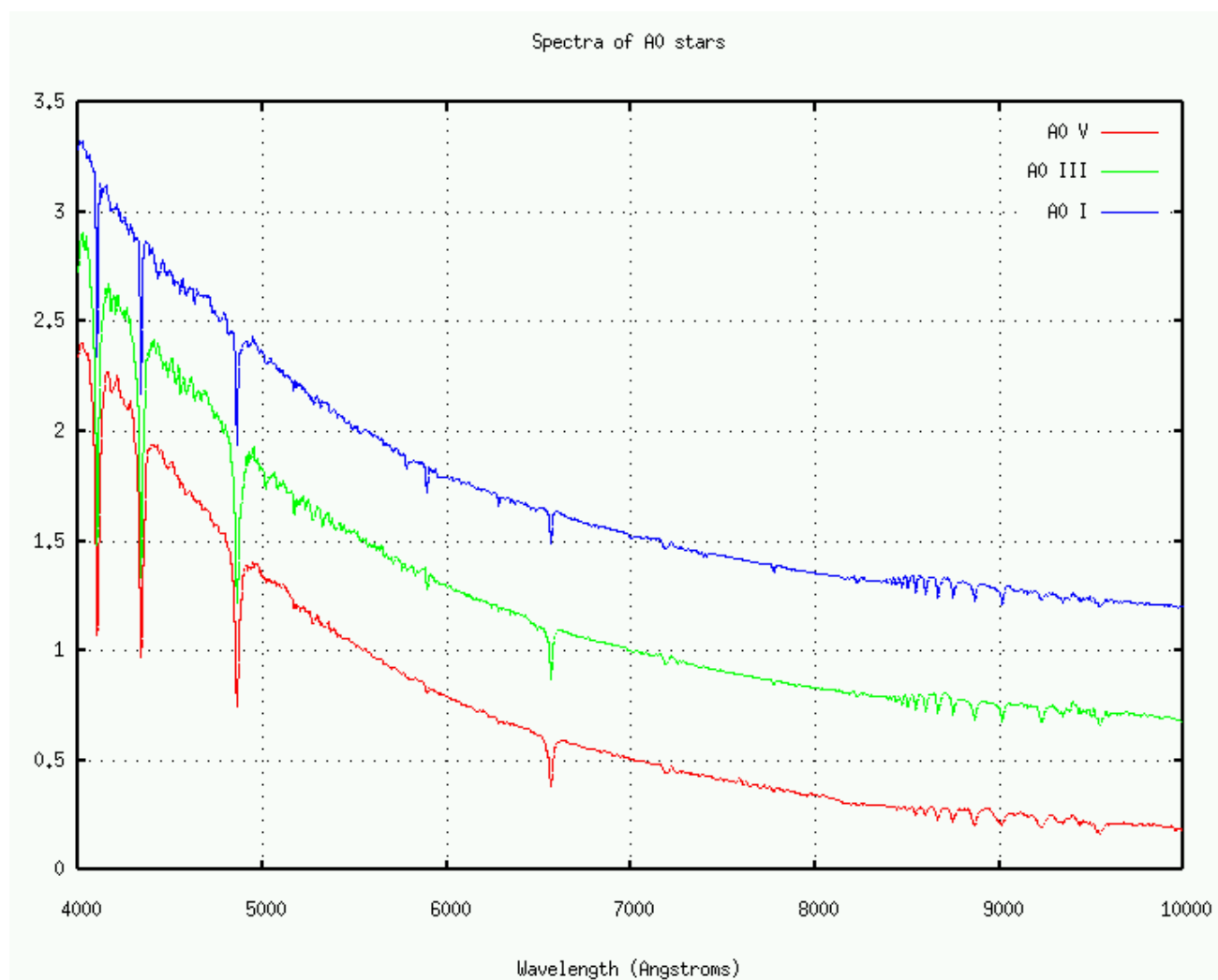
Um eine feinere Einteilung zu erreichen, werden die Leuchtkraftklassen I bis V bei Bedarf um die Suffixe a, ab und b erweitert.

Die Bestimmung der Leuchtkraftklasse, zu der ein Stern gehört, ist diffiziler als die Bestimmung seiner Spektralklasse. Insbesondere müssen Details bestimmter Spektrallinien zur Klassifizierung herangezogen werden. Das Aussehen und das Profil von Spektrallinien hängt u. a. von den Druckverhältnissen in der betreffenden Sternatmosphäre ab. Bei einer gegebenen Temperatur  $T$  kommt es in einem dichten Plasma (entspricht einem höheren Gasdruck  $P$ ) zu mehr Zusammenstößen zwischen den Atomen als in einem weniger dichten Plasma. Das führt dazu, daß Absorptionslinien, die ihren Ursprung in einer Region mit hohem Gasdruck haben, meist etwas breiter sind als die gleichen Linien aus einer Region mit derselben Temperatur, aber geringerem Druck. Darüber hinaus gibt es signifikante Unterschiede im Ionisationsverhalten. Hoher Gasdruck erschwert die thermische Ionisation so daß Riesensterne bei gleicher Temperatur oftmals Linien höherer Ionisationsstufen zeigen als Zwergsterne gleicher effektiver Temperatur (in den Photosphären von Riesensternen herrscht ein geringerer Gasdruck als in den kompakten Photosphären von normalen Hauptreihensternen).

## Sternspektren

Man kann diesen Sachverhalt (indem man gedanklich eine „Parallelverschiebung“ entlang der Temperaturachse ausführt) auch anders ausdrücken: Riesensterne mit dem gleichen Spektraltyp wie Zwergsterne besitzen eine etwas geringere effektive Temperatur.

Die genaue Festlegung der Leuchtkraftklasse eines Sterns kann demnach nur durch eine sorgfältige Analyse spektraler Eigenheiten erfolgen, die oftmals erst bei höherer Dispersion deutlicher sicht- und meßbar werden. Heute verwendet man für diese Analyse genau festgelegte Paare von Spektrallinien, die für jeden Spektralklassenbereich unterschiedlich sind. Auf einen Sachverhalt muß in diesem Zusammenhang noch hingewiesen werden. Es ist nicht richtig, daß die Sterne einer Leuchtkraftklasse alle ungefähr die gleiche Leuchtkraft besitzen. Wie noch gezeigt wird, läßt sich dieses Faktum recht deutlich am sogenannten Hertzsprung-Russel-Diagramm (und dort besonders bei Hauptreihensternen) ablesen.



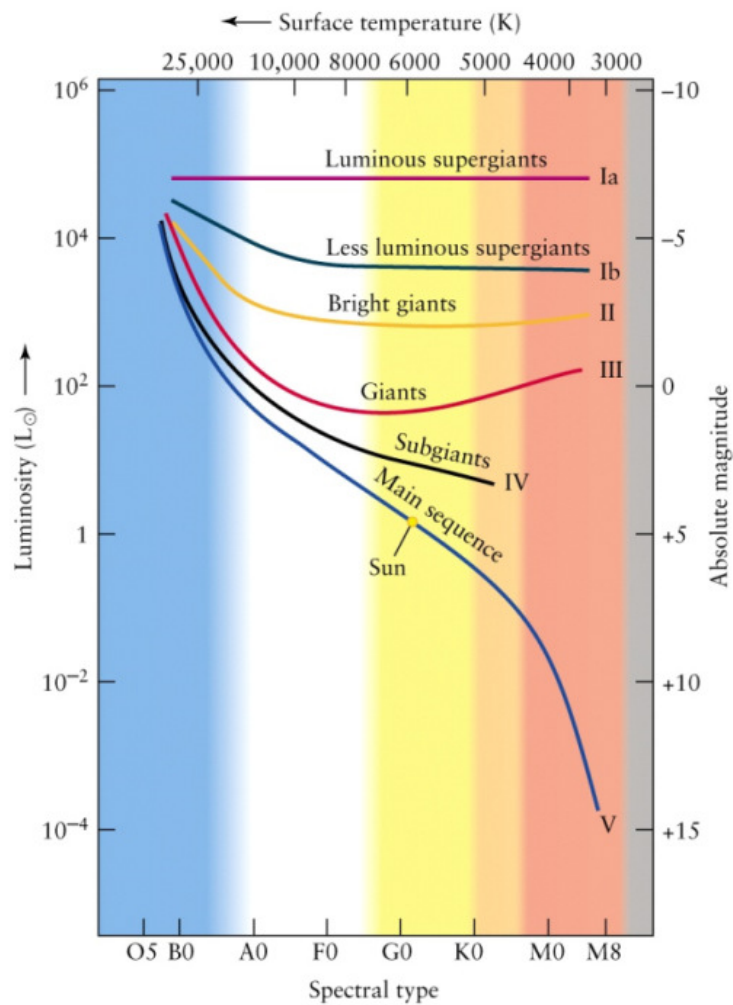
Vergleich von Spektren von A0-Sternen unterschiedlicher Leuchtkraftklasse.

Bei manchen Sternen wird neben der Leuchtkraftklasse noch ein weiteres Merkmal in Form eines Suffix - abgekürzt durch einen Kleinbuchstaben - angegeben. Es beschreibt gewisse Besonderheiten im Spektrum, die ansonsten nicht offensichtlich wären.

## Beobachtungsgrößen von Sternen

Suffix	Bedeutung	
e	Emissionslinien	emission lines
f	bestimmte Emissionsliniensterne vom Spektraltyp O	certain O type emission line stars
p	irgendwelche Besonderheiten	peculiar spectrum
n	breite Linien	broad lines
s	scharfe Linien	sharp lines
k	mit interstellaren Linien	interstellar lines present
m	Stern mit Metalllinien	metallic line star
v	variables Spektrum	variable

Manchmal findet man in der Literatur auch noch folgende Suffixe, obwohl sie genaugenommen überflüssig sind: g = „giant“, d = „dwarf“, sd = „subdwarf“ und w = „white dwarf“.



Gebiete unterschiedlicher Leuchtkraftklassen im Hertzsprung-Russel-Diagramm

### Weißer Zwergsterne

Eine spezielle Gruppe bilden die Weißen Zwergsterne. Sie lassen sich nicht ohne weiteres in die Standard-Spektralsequenz einordnen weshalb man für sie den eigenen Spektraltyp D (von „degenerate“) eingeführt hat. Der Grund liegt in ihrem physikalischen Zustand. Sie stellen den stabilen Endzustand massearmer Sterne dar, die nur noch Restwärme emittieren und dabei langsam auskühlen. Typische Vertreter dieser Gruppe haben eine Masse von ungefähr einer halben Sonnenmasse und ihr Durchmesser ist mit dem Durchmesser der Erde vergleichbar. Für die Stabilität sorgt ein entartetes Elektronengas, welches einen endgültigen Gravitationskollaps dauerhaft verhindert. Außen herum befindet sich eine dichte, nichtentartete Atmosphäre. Ihre chemische Zusammensetzung bestimmt im Wesentlichen das Aussehen des Spektrums. Die dazugehörigen spektralen Merkmale werden durch einen zweiten Buchstaben gekennzeichnet.

Typ	Merkmale
DA	Balmerlinien des Wasserstoffs dominieren das Spektrum (ähnlich A-Sterne)
DB	Linien des neutralen Heliums (He I) dominieren das Spektrum
DO	Linien des ionisierten Heliums erscheinen am stärksten, aber auch He I und / oder Wasserstofflinien sind sichtbar
DZ	Linien ionisierter Metalle dominieren das Spektrum. Gewöhnlich ist die Linie des einfach ionisierten Kalziums am Auffälligsten
DQ	besonders im UV-Bereich des Spektrums treten Kohlenstofflinien in Erscheinung
DX	Spektrum mit nicht näher identifizierbarem Merkmal, wahrscheinlich durch ein starkes Magnetfeld verursacht

Eine Zahl zwischen 0 und 9 als Suffix hinter dieser Kennzeichnung beschreibt die effektive Temperatur des Weißen Zwergsterns und wird als Temperaturindex bezeichnet. Er wurde folgendermaßen festgelegt:

$$T > 50400 \text{ K } n=0$$

$$n = \text{trunc} \left( \text{round} \left( \frac{50400 \text{ K}}{T_{\text{eff}}} \right) \right)$$

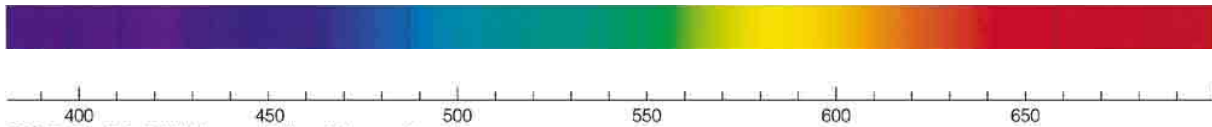
Weitere Kennzeichen beziehen sich auf Besonderheiten wie Polarisation, Veränderlichkeit sowie anderen, allgemein als peculiar bezeichnete Merkmale.

Der Begleiter des Sirius, Sirius B, ist z.B. vom Typ DA2 und Prokyon B vom Typ DA4.

### Spektralklassen

In den folgenden Abschnitte werden die Spektralklassen der MK- Hauptsequenz im Einzelnen anhand ihrer typischen Merkmale vorgestellt. Dabei wird im Wesentlichen nur der optische Wellenlängenbereich zwischen ca. 380 nm und 780 nm berücksichtigt.

#### O -Sterne



Die O-Sterne stehen an der Spitze der Skala der effektiven Sterntemperaturen. Sie sind extrem heiß (bis ca. 50500 K bei O3), massereich ( $>20 M_{\odot}$ ), sehr hell ( $M_{bol} \approx -12.1$  (!) bei HD 93129A) und auch - im Vergleich zu anderen Sternen - sehr selten (es gibt nur 17 Vertreter mit einer scheinbaren Helligkeit größer als  $+5^m$ ). Die Farbe dieser Sterne ist auffällig weiß bis blauweiß. Ihre Spektren zeigen typische HeII - (bei Spektraltypen früher als O5, Ionisationspotential 24 eV) und HeI - Absorptionen sowie eine ganze Anzahl weiterer Linien hoch ionisierter Atome (z.B. SiIV (408.9 nm), NIII (463.4, 464.0 nm, in Emission), CIII (406.8, 464.7, 455.1 nm), OII, OIII). Aufgrund der hohen Temperaturen sind die Wasserstofflinien der Balmer-Serie nur schwach ausgeprägt. Oft findet man Emissionslinien im Spektrum (Typ Oe, wenn die Balmerlinien des Wasserstoffs in Emission erscheinen; Typ Of, wenn NIII und HeII gemeinsam als Emissionslinien in Erscheinung treten), die manchmal von genauso starken Absorptionslinien begleitet werden (besonders gut zu beobachten in UV-Spektren von O-Sternen der Leuchtkraftklasse I). Es handelt sich dabei um sogenannten P-Cygni-Profile, welche die Präsenz von sehr starken Sternwinden anzeigen. Bei O-Sternen der Leuchtkraftklasse V treten dagegen Effekte, die durch Sternwinde hervorgerufen werden, kaum oder zumindest weniger stark in Erscheinung.

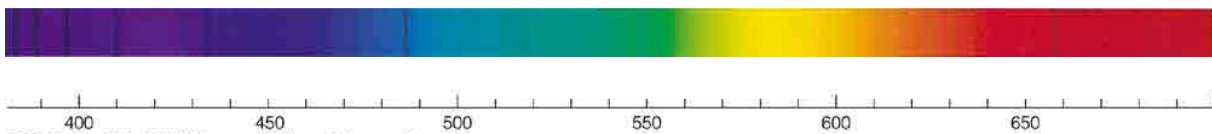
Zur Bestimmung der Zugehörigkeit zu einer Unterklasse von O-Sternen verwendet man hauptsächlich das Verhältnis der Helium-Linie HeII (454.1 nm) zu HeI (447.1 nm). Dabei wird die Beobachtung ausgenutzt, daß die Linie des einfach ionisierten Heliums mit steigender Temperatur immer stärker wird während im gleichen Maße die benachbarte Linie des neutralen Heliums kontinuierlich abnimmt.

Besonders auffällig sind O-Sterne im UV-Bereich, in dem sie den größten Teil ihrer Kontinuumsstrahlung emittieren. Diese Strahlung ist in der Lage, neutralen interstellaren Wasserstoff großräumig zu ionisieren (HII-Gebiete). Deshalb sind O-Sterne häufig mit Emissionsnebeln liiert. Ein bekanntes Beispiel ist der große Orionnebel, dessen Emission zu einem großen Teil von dem Stern  $\Theta^1$  Ori C (Spektraltyp O6, der Hellste der vier Trapezsterne) angeregt wird. Im Bereich dieses Nebel findet man noch weitere O- und B-Sterne, die eine lockere Ansammlung bilden, die man als OB-Assoziation bezeichnet (z.B. Ori OB 2).

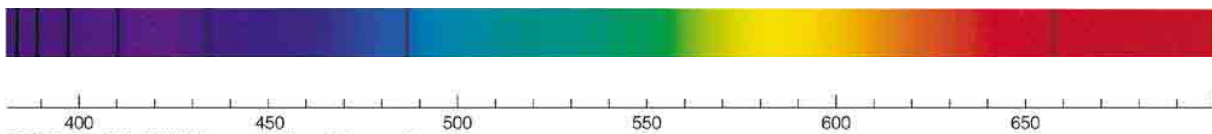
Die beste Zeit um auf der nördlichen Erdhalbkugel einige der wenigen helleren O-Sterne zu beobachten, ist das Winterhalbjahr. Der rechte ( $\delta$ ) und der linke ( $\zeta$ ) Gürtelstern des Orions gehören dieser Spektralklasse an.

Stern	Name	Typ	$m_v$	B - V	V - I	$v_{rot} [km/s]$	L in $L_{\odot}$	Entf. [pc]
$\delta Ori$	Mintaka	O9.5II	2.25	-0.18	-0.21	~ 150		~ 280
$\zeta Ori$	Alnitak	O9.5Ib	1.74	-0.20	-0.18	~ 140	30000	~ 250
$\zeta Pup$	Naos	O5Iaf	2.21	-0.27	-0.22	~ 210	21000	~ 429
$\zeta Oph$	Han	O9.5V	2.54	+0.04	+0.10		68000	~ 150

## B -Sterne



### B2



### B5

Dort wo Sterne vom Spektraltyp O zu finden sind, findet man oft noch viel mehr Sterne der Spektralklasse B. Beide Typen bilden meist lockere Ansammlungen extrem leuchtkräftiger blauer Sterne, die man als OB-Assoziationen bezeichnet und die bei Spiralgalaxien zusammen mit den Emissionsnebeln, deren Leuchten sie anregen, die hellen Spiralarme auf den schwachen Untergrund der leuchtkraftschwachen Sterne der galaktischen Scheibe zeichnen.

Im Unterschied zu den Spektren der O-Sterne findet man zwar HeI-Linien im Spektrum (sie erreichen ihre maximale Stärke beim Typ B2), aber die Anregungsbedingungen reichen nicht mehr aus, um auch deutliche HeII-Linien zu erzeugen. Die heißesten Sterne dieser Gruppe haben eine effektive Temperatur von ca. 30000 K (B0), die kühlest ca. 10000 K (B9). Metalllinien sind kaum zu finden mit Ausnahme von hohen Ionisationsstufen von Silizium, Sauerstoff oder Kohlenstoff (zur Erinnerung, in der Astronomie werden alle Elemente schwerer als Helium ganz allgemein als „Metalle“ bezeichnet). Da sich mit abnehmender Temperatur die Bedingungen für die Ausbildung von Wasserstoffabsorptionslinien in der Sternatmosphäre immer mehr verbessern, beobachtet man von B0 bis B9 eine kontinuierliche Verstärkung der Balmer-Linien.

Die temperaturabhängigen Unterklassen werden, wie bei den anderen Spektraltypen auch, über das Verhältnis bestimmter Linienpaare festgelegt. Bei den frühen Klassen sind das z.B. SiIII (455.2 nm) zu SiIV (408.9 nm) oder (ab B2) SiII (412.8 nm) zu HeI (412.1 nm). Für die Festlegung später Klassen (ab B8) wird oft das Verhältnis der MgII (448.1 nm) zu HeI (447.1 nm) herangezogen.

Bei entsprechender spektraler Auflösung sind auch Leuchtkrafteffekte in den Spektren nachweisbar. So ist z.B. die verbotene Linie bei  $\lambda = 4469$  nm (HeI) nur bei Sternen um den Spektraltyp B3 der

## Beobachtungsgrößen von Sternen

Leuchtkraftklasse V vorhanden. Ein weiteres oft verwendetes Leuchtkraftkriterium stellt die Stärke (Äquivalentbreite) der Balmerlinien des Wasserstoffs dar, die mit der absoluten Helligkeit eines B-Sterns korrespondieren. Darüber hinaus gibt es zur Festlegung der Leuchtkraftklasse eine ganze Anzahl weiterer geeigneter Indikatoren. Das sind z.B. Spektrallinien, deren Verhältnis der Äquivalentbreiten zueinander (z.B. NII (399.5 nm) zu HeII (400.9 nm) bei BO bis B1-Sternen) für die Klassifizierung ausschlaggebend ist.

Einige der helleren Sterne des Nachthimmels sind B-Sterne. Dazu gehören der hellste Stern im Sternbild Löwe, Regulus und der hellste Stern im Sternbild Jungfrau, Spica. Unter den 100 scheinbar hellsten Sternen des Nachthimmels gibt es allein 33 B-Sterne. Das ist jedoch nicht ihrer „wahren“ Häufigkeit geschuldet, sondern eher ihrer enormen Leuchtkraft. Bezogen auf die gesamte Population der Sterne sind sie, ähnlich wie die O-Sterne, eher selten. Unter den 100 sonnennächsten Sterne gibt es nicht einmal einen O- oder B-Stern.

Für den „Feldstecherastronomen“ bieten sich drei Stellen am Himmel an, wo auffällig viele B-Sterne ihre Pracht entfalten: der Sternhaufen der Plejaden (alle mit freien Augen sichtbaren Sterne sind vom Spektraltyp B), das Gebiet um die Gürtelsterne und um die Schwertsterne im Orion sowie die OB-Assoziation um  $\alpha$  Per im Sternbild Perseus.

Die Massen der B-Sterne liegen zwischen 3 und 20  $M_{\odot}$  und die Leuchtkraft zwischen ca. 50 und 300000  $L_{\odot}$ . Ihre Lebensdauer ist aufgrund ihrer großen Masse im relativ gering. Sie verabschieden sich bereits nach wenigen Millionen Jahren von ihrem Sternendasein - genauso wie die O-Sterne - mit einer katastrophalen Supernovaexplosion. Am Ende bleibt entweder ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch übrig.

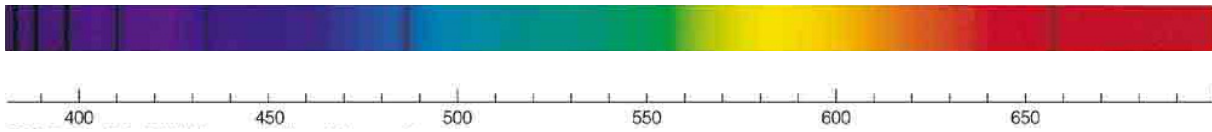
Stern	Name	Typ	$m_v$	B - V	V - I	L in $L_{\odot}$	Entf. [pc]
$\alpha$ And	Alpheratz	B9p	2.07	-0.04	-0.10	110	30
$\gamma$ Cas	Cih	B0IV	2.15	-0.05	-0.02		
$\alpha$ Eri	Achernar	B3Vp	0.45	-0.16	-0.17	1300	44
$\beta$ Per	Algol	B8V	2.09	-0.03	+0.02	170	28
$\beta$ Ori	Rigel	B8Ia	0.18	-0.03	+0.03	40000	236
$\gamma$ Ori	Bellatrix	B2III	1.64	-0.22	-0.22	1000	75
$\beta$ Tau	El Nath	B7III	1.65	-0.13	-0.02	300	40
$\epsilon$ Ori	Alnilam	B0Ia	1.69	-0.18	-0.16	250000	410
$\kappa$ Ori	Saiph	B0.5I	2.07	-0.17	-0.14	6000	220
$\beta$ CMa	Mirzam	B1II-III	1.98	-0.24	-0.24	3200	153
$\epsilon$ CMa	Adhara	B2II	1.50	-0.21	-0.20	9000	132
$\eta$ CMa	Aludra	B5Ia	2.45	-0.08	+0.01	10000	981

## Sternspektren

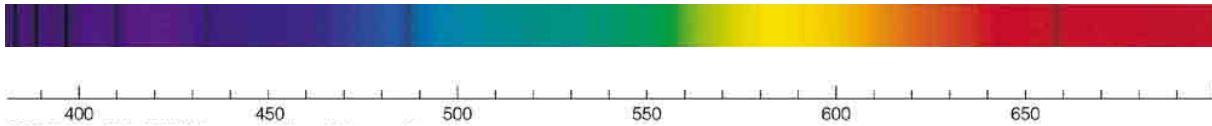
Stern	Name	Typ	$m_v$	B - V	V - I	L in $L_\odot$	Entf. [pc]
$\kappa Vel$		B2IV	2.47	-0.14	-0.17		165
$\alpha Leo$	Regulus	B7V	1.36	-0.09	-0.10	140	24
$\gamma Crv$	Gienah	B8III	2.58	-0.11	-0.10	200	51
$\alpha Cru$	Acrux	B0.5IV	0.77	-0.24	-0.26		98
$\beta Cru$	Mimosa	B0.5III	1.25	-0.24	-0.27	3200	108
$\alpha Vir$	Spica	B1V	0.98	-0.24	-0.25	1760	80
$\epsilon Cen$		B1III	2.29	-0.17	-0.23		
$\eta UMa$	Alcaid	B3V	1.85	-0.10	-0.08	4300	31
$\zeta Cen$		B2.5IV	2.55	-0.18	-0.18		
$\beta Cen$	Agena	B1III	0.61	-0.23	-0.25	13000	161
$\eta Cen$		B1Vn	2.33	-0.16	-0.17		
$\alpha Lup$	Kakkab	B1.5III	2.30	-0.15	-0.21		
$\delta Sco$	Dzuba	B0.2IV	2.29	-0.12	-0.09	1600	123
$\beta Sco$	Acrab	B0.5V	2.56	-0.06	-0.04	3000	160
$\lambda Sco$	Shaula	B1.5IV	1.62	-0.23	-0.24		215
$\kappa Sco$	Girtab	B1.5III	2.39	-0.17	-0.22		140
$\epsilon Sgr$	Kaus Australis	B9.5III	1.79	-0.03	+0.01	320	44
$\sigma Sgr$	Nunki	B2.5V	2.05	-0.13	-0.13	680	69
$\alpha Pav$	Peacock	B2IV	1.94	-0.12	-0.10	450	56
$\alpha Gru$	Al Na'ir	B7IV	1.73	-0.07	-0.05	170	31
$\alpha Peg$	Markab	B9.5III	2.49	-0.03	+0.00	160	43

Der Stern Sanduleak -69°202 in der Großen Magellanschen Wolke hatte ursprünglich den Spektraltyp B3Iab. Er explodierte als Supernova 1987A.

## A -Sterne



A0



A5

Schon mit einem einfachen Okularspektroskop an einem kleinen Fernrohr kann man im Spektrum der Wega ( $\alpha Lyr$ ) sehr schön die auffällig intensiven Wasserstoffabsorptionslinien der Balmer-Serie sehen. Aus diesem Grund standen die „A“-Sterne auch ursprünglich einmal am Anfang der Spektralsequenz. Später, als man erkannte, daß die Spektralklassen eine Funktion der effektiven Temperatur sind, hat man sie im Anschluß an die B-Sterne an die dritte Position verschoben. A-Sterne unterscheiden sich von den B-Sternen am Fehlen von HeI-Linien. Dafür erreichen die Balmerlinien ein Maximum in ihrer Ausprägung. Anhand ihrer Stärke und der Stärke der K-Linie des einfach ionisierenden Kalziums lassen sich die Subtypen unterscheiden.

Typ	$H_{\alpha}$	$H_{\beta}$	$H_{\gamma}$	K	Fe (404.5 nm)	SrII
A0	0.90	1.22	1.36	0.03	0.01	0.01
A3	0.93	1.41	1.70	0.21	0.01	
A5	0.85	1.30	1.55	0.35	0.02	
A7	0.66	1.09	1.30	0.45	0.02	
F0	0.55	0.70	0.80	0.65	0.03	0.02

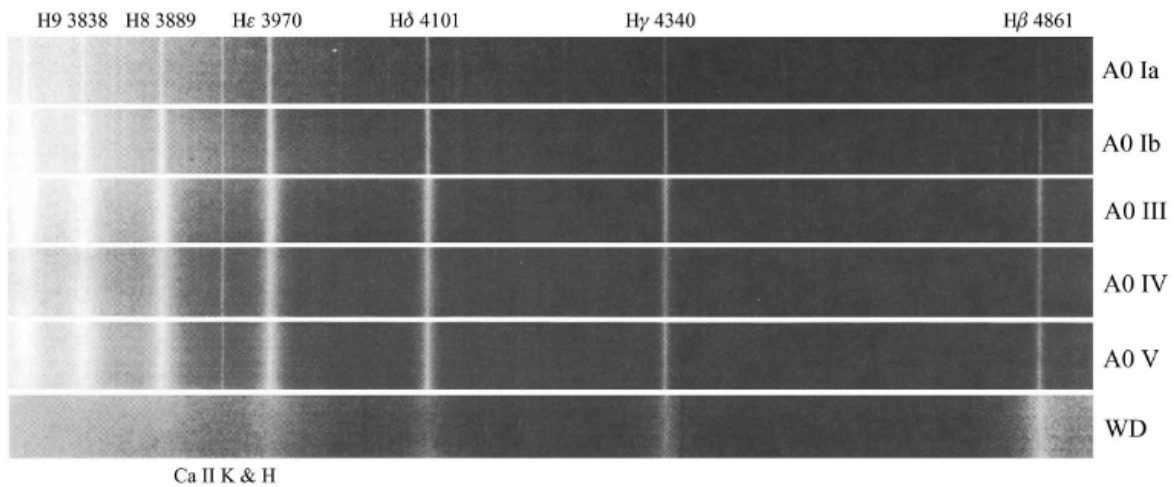
Äquivalentweiten (in nm) einiger wichtiger Linien zur Klassifizierung von A-Sternen (nach JASCHEK, 1990)

Das Maximum der Balmerlinien wird ungefähr beim Spektraltyp A2 erreicht. Danach nimmt ihre Stärke langsam ab und zwar in dem Maße wie die H- (396.8 nm) und K-Linie (393.3 nm) des einfach ionisierten Kalziums (CaII) zunehmen.

Zur Bestimmung der Leuchtkraftklasse zieht man bei A-Sternen sowohl das Profil der Wasserstoffabsorptionen als auch das Verhältnis der Linien verschiedener neutraler und ionisierter Elemente heran. So sind die Flanken der Wasserstofflinien von Überriesen deutlich steiler als bei Hauptreihensternen. Die Unterscheidung der Leuchtkraftklassen III, IV und V ist dagegen schwieriger. Hier nützen die Profile der Wasserstofflinien oftmals nicht weiter. Man muß deshalb

## Sternspektren

Leuchtkrafteffekte anderer Linien (z.B. von SrII, FeI, FeII, TiII oder MgII) ausnutzen, um die betreffenden Sterne richtig zu klassifizieren.



Spektren von A0-Sternen unterschiedlicher Leuchtkraftklasse.

Detaillierte Untersuchungen zeigen, daß A-Sterne immer noch eine hohe (wenn auch etwas geringere als bei O- und B-Sterne) Rotationsgeschwindigkeit aufweisen. Dabei rotieren Hauptreihensterne dieses Spektraltyps im Mittel deutlich schneller als Riesensterne.

Die Massen der A-Sterne liegen zwischen 2 und 4  $M_{\odot}$  (Hauptreihen- und Riesensterne) bzw. 12 bis 16  $M_{\odot}$  (Überriesen). Entsprechend stark variieren auch die Leuchtkräfte:

Typ	$T_{eff}$ [K]	$L_{\odot}$
A0V	9520	54
A5V	8200	14
F0V	7200	6.5
A0III	10100	106
F0III	7150	20
A0I	9730	$3.5 \cdot 10^4$
F0I	7700	$3.2 \cdot 10^4$

(nach Landolt-Börnstein VI/2b)

Unter den 100 sonnennächsten Sternen gibt es lediglich 2 vom Spektraltyp A ( $\alpha$  CMa,  $\alpha$  Aql), was auf ihre relative Seltenheit in der Sonnenumgebung hinweist. Unter den scheinbar hundert hellsten Sternen am Himmel sind sie dagegen mit 21 Exemplaren sehr gut vertreten. Das ist allein ihrer großen Leuchtkraft geschuldet. Insbesondere sind hier Überriesensterne wie Deneb ( $\alpha$  Cyg) zu erwähnen, der trotz einer Entfernung von ca. 500-900 pc mit  $+1.25^{m_v}$  ( $M_v \approx -7.2^m$ ) zu einem der hellsten Sterne am Himmel gehört.

## Beobachtungsgrößen von Sternen

Typ	Ia	Ib	II	III	V
A0	-7.2	-5.2	-3.0	0.0	0.65
A2	-7.2	-5.2	-2.9	0.3	1.3
A5	-7.2	-5.1	-2.8	0.7	1.95
F0	-7.2	-5.1	-2.5	1.5	2.7

Visuelle Absolute Helligkeit für A-Sterne unterschiedlicher Leuchtkraftklasse © JASCHEK, 1990

Stern	Name	Typ	$m_v$	B - V	V - I	L in $L_\odot$	Entf. [pc]
$\beta$ Aur	Menkalinan	A2V	1.90	+0.08	+0.05	95	25
$\gamma$ Gem	Alhena	A0IV	1.93	+0.00	+0.04	160	32
$\alpha$ CMa	Sirius A	A1V	-1.44	+0.01	-0.02	26	2.6
$\alpha$ Gem	Castor	A2V	1.58	+0.03	+0.05		15
$\beta$ Car	Miaplacidus	A2IV	1.67	+0.07	+0.02	210	34
$\tau$ Car	Scutulium	A8Ib	2.21	+0.19	+0.28		215
$\beta$ UMa	Merak	A1V	2.34	+0.03	+0.02	69	24.3
$\delta$ Leo	Zosma	A4V	2.56	+0.13	+0.12	23	17.7
$\beta$ Leo	Denebola	A3V	2.14	+0.09	+0.10	12	11
$\gamma$ UMa	Phecda	A0V	2.41	+0.04	+0.06	72	25.5
$\gamma$ Cen	Muhlifain	A1IV	2.20	-0.02	-0.01	95	40
$\epsilon$ UMa	Alioth	A0p	1.76	-0.02	-0.04	108	25
$\zeta$ UMa	Mizar	A2V	2.23	+0.06	+0.07		24
$\alpha$ CrB	Alphecca	A0V	2.22	+0.03	+0.05	67	23
$\eta$ Oph	Sabik	A2.5Va	2.43	+0.06	+0.06	71	26
$\alpha$ Oph	Ras-Alhague	A5III	2.08	+0.16	+0.17	25	14.4
$\alpha$ Lyr	Wega	A0V	0.03	+0.00	-0.01	54	7.7
$\alpha$ Aql	Atair	A7IV-V	0.76	+0.22	+0.27	11	5
$\alpha$ Cyg	Deneb	A2Ia	1.25	+0.09	+0.16	160000	800
$\alpha$ Cep	Alderamin	A7IV-V	2.45	+0.26	+0.26	18	15
$\alpha$ PsA	Fomalhaut	A3V	1.17	+0.14	+0.16	16	7.7

Die gegenüber späteren Spektralklassen „linienarme“ Spektralklasse A neigt dazu, Spektren hervorzubringen, die irgendwie „peculiar“ sind (Ap-Sterne) und deshalb in die Unterklassifikation nicht so recht hineinpassen. Die wichtigsten dieser „peculiaren“ Klassen sind:

### **Am:**

„Metallliniensterne“, scharfe (langsame Rotation) Metalllinien in großer Zahl; Intensität der K-Linie (CaII) korrespondiert nicht mit der Stärke der Balmerlinien; fallen in den Spektralbereich von A5 bis F2

### **Ae:**

A-Sterne mit Emissionslinien (Wasserstoff, oft  $H_\alpha$ , manchmal  $H_\beta$ )

Unter den veränderlichen Sternen sind folgende Typen in der Spektralklasse A vertreten:

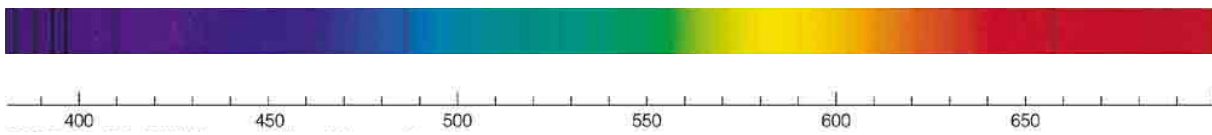
### **RR Lyrae Sterne**

variables Spektrum zwischen A7 bis F5, Pulsationsveränderliche

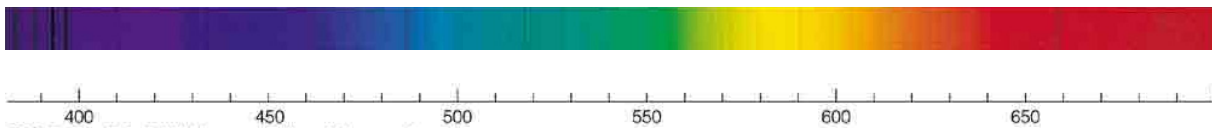
### **$\delta$ -Scuti-Sterne**

A0 bis F4, Pulsationsveränderliche

### F -Sterne



F0



F5

Mit dem Typ „F“ beginnen die mittleren Spektralklassen F und G, deren Vertreter der Leuchtkraftklasse V manchmal auch als „sonnenähnliche Sterne“ bezeichnet werden. Das Hauptcharakteristikum ihrer Spektren sind die H- und K-Linie des einfach ionisierten Kalzium bei den Wellenlängen 396.8 nm und 393.3 nm. Ihre Stärke nimmt mit fallender effektiver Temperatur immer mehr zu wobei sie die langsam schwächer werdenden Balmerlinien schnell überholen um schließlich (ab dem Spektraltyp F5) das Spektrum zu dominieren. Gleichzeitig nimmt auch die Anzahl von schwachen Metallinien immer mehr zu und ungefähr beim Spektraltyp F3 taucht bereits bei manchen Sternen das sogenannte G-Band auf (~430 nm), welches von CH-Molekülen herrührt.

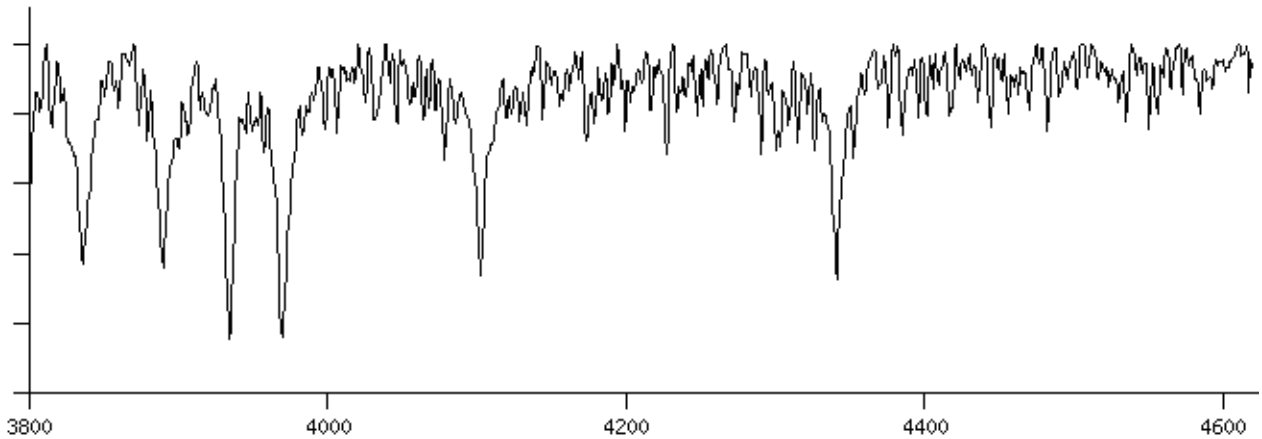
Zur Bestimmung der Unterklassen werden Linienvverhältnisse von Absorptionslinien neutraler bzw. einfach ionisierter Metalle herangezogen. Sie erlauben auch die Bestimmung der Leuchtkraftklasse. Insbesondere die Halbwertsbreite der SrII-Linie wächst mit steigender Leuchtkraft an, so daß z.B. das Verhältnis SrII (407.7 nm) zu FeI (404.5 nm) ein guter Leuchtkraftindikator ist. Außerdem zeigen die Spektren von Überriesensternen bei hoher Auflösung eine mehr oder weniger starke Verschmierung einzelner Spektrallinien aufgrund turbulenter Gasbewegungen in der Sternatmosphäre.

Am Anschluß an die Ap-Sterne gibt es auch unter den F-Sternen eine ganze Anzahl mit peculiaren Spektralmerkmalen. Beispielsweise beobachtet man einige Objekte, wo im Kern der H- und K-Linie (CaII) Emissionslinienkomponenten auftreten. Man vermutet, daß es sich hier um einen Alterungseffekt handelt. Jüngere Sterne weisen diese Merkmal offensichtlich häufiger auf als ältere. Physikalisch hängt es mit der Präsenz von ausgedehnten, heißen Chromosphären zusammen. Auf einen sehr interessanten Effekt machten 1957 OLIN C. WILSON und MENALI K. VAINU BAPPU (1927-1982) aufmerksam. Sie fanden einen überraschenden Zusammenhang zwischen der Breite des Emissionskerns in der CaII K-Linie und der absoluten visuellen Helligkeit des betreffenden Sterns. Durch eine Eichung dieser Beziehung gelang es Relationen abzuleiten, die eine spektroskopische Bestimmung der absoluten Helligkeit (und damit der Entfernung) von Sternen mit derartigen Spektralmerkmalen ermöglichte. Insbesondere bei Sternen späten Spektraltyps (z.B. K) wird die Wilson-Bappo-Relation gern als Entfernungs- und Leuchtkraftindikator verwendet.

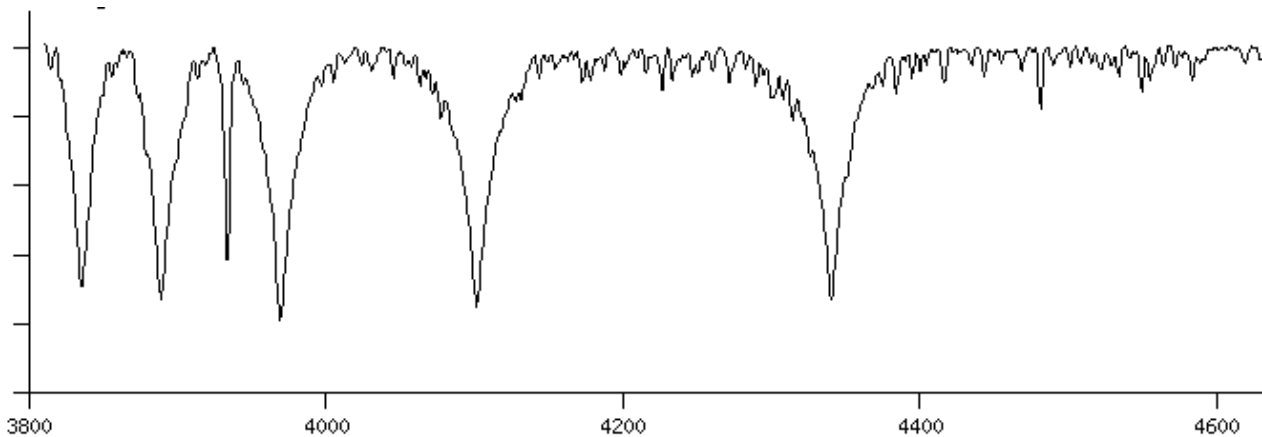
Eine besonders interessante und wichtige Gruppe von veränderlichen Sternen, deren Spektren vom Typ F0 bis etwa K5 reichen, sind die  $\delta$ -Cepheiden. Im Helligkeitsmaximum beobachtet man eine

## Sternspektren

Spektralklasse im Bereich zwischen F0 und G0, im Minimum zwischen F5 und K5 wobei die Änderung bis maximal 1.5 „Spektralklassen“ betragen kann. Dieser Effekt ist der Ausdruck einer durch die Pulsation verursachten periodischen Änderung der effektiven Temperatur der Sternatmosphäre. Als Überriesen der Leuchtkraftklasse I und mit einer Masse im Bereich zwischen 5 und 15 Sonnenmassen gehören Sie zu den leuchtkraftstärksten Sternen im Kosmos. Sie sind ausgesprochene Seltenheiten unter der Sternbevölkerung. Man kann sie aber aufgrund ihrer enormen Leuchtkraft noch in großer Entfernung sehen. Da es bei ihnen einen sehr stabilen Zusammenhang zwischen der absoluten Helligkeit und der Lichtwechselperiode gibt, gehören sie zu den wichtigsten Entfernungsindikatoren in der extragalaktischen Astronomie.



Normalisiertes Spektrum von  $\beta Cas$ , Typ F2IV ; unten zum Vergleich  $\beta Leo$ , Typ A3V



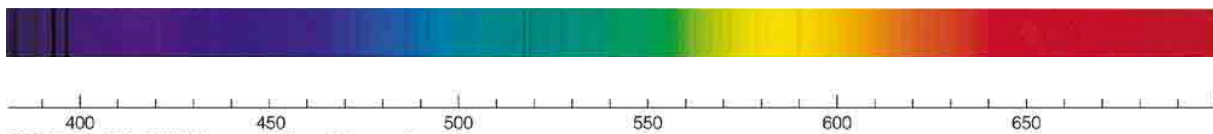
Der Polarstern ist übrigens ein  $\delta$ -Cepheide, der gerade seine Pulsationen eingestellt hat.

Stern	Name	Typ	$m_V$	B - V	V - I	L in $L_\odot$	Entf. [pc]
$\beta Cas$	Caph	F2III-IV	2.07	-0.04	-0.10		16.6
$\alpha UMi$	Polarstern	F7Ib-IIv	1.97	+0.64	+0.70		132
$\alpha Per$	Mirfak	F5Ib	1.79	+0.48	+0.63	5000	181
$\alpha Lep$	Arneb	F0Ib	2.58	+0.21	+0.32	19900	1305

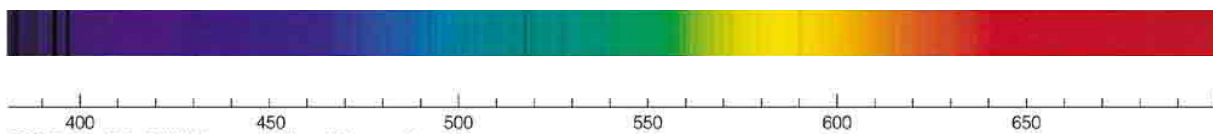
Stern	Name	Typ	$m_v$	B - V	V - I	L in $L_\odot$	Entf. [pc]
$\alpha Car$	Canopus	F0Ib	-0.62	+0.16	+0.23		96
$\delta CMa$	Wezen	F8Ia	1.83	+0.70	+0.67	50000	550
$\alpha CMi$	Procyon	F5IV-V	0.40	+0.43	+0.05	7.7	3.5
$\alpha UMa$	Dubhe	F7V	1.81	+1.06	+1.03	300	38
$\Theta Sco$	Sargas	F1II	1.86	+0.41	+0.02	960	50
$\gamma Cyg$	Sadir	F8Ib	2.14	+0.67	+0.65		230

Unter den 100 hellsten Sternen am Nachthimmel gibt es 10 F-Sterne, wobei es sich dabei zum größten Teil um extrem leuchtkräftige Überriesen handelt. Unter den 100 sonnennächsten Sternen ist dagegen nur Procyon mit einer Entfernung von 11.2 Lichtjahren vertreten.

### G -Sterne



G0



G5

Der bekannteste G-Stern ist bei uns nur tagsüber zu sehen. Es handelt sich dabei um einen G2-Hauptreihenstern mit den leicht zu merkenden Parametern: Masse =  $1 M_\odot$ , Leuchtkraft =  $1 L_\odot$ , Radius =  $1 R_\odot$ . Sein Spektrum nennt man schlicht und einfach Sonnenspektrum.

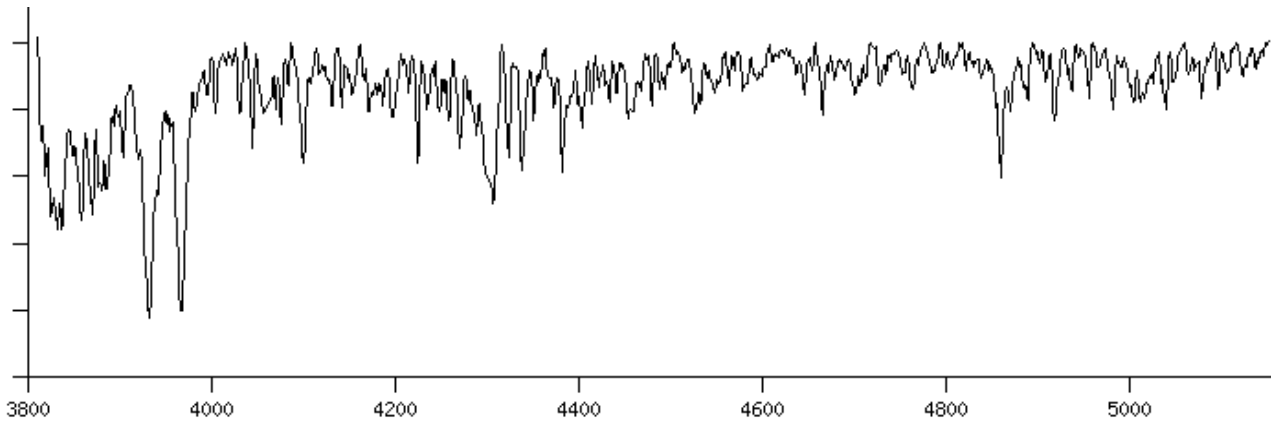
Während man auf der Sonne - auch spektroskopisch - lokale Strukturen auflösen kann (z.B. Sonnenfleck), ist das bei weit entfernten Sternen i.A. nicht möglich.

G-Sterne enthalten in ihren Spektren eine riesige Zahl von Absorptionslinien neutraler Metallatome. Während am Anfang der Sequenz die H- und K-Linie des einfach ionisierten Kalziums den kurzwelligen Teil dominiert und auch die Wasserstofflinien der Balmer Serie noch sichtbar sind, nehmen ihre Linienstärke zu späteren Spektraltypen immer mehr ab. Bei G5 werden bereits die Linien des neutralen Eisens stärker als die Balmer-Linien. Darüber hinaus werden in den Spektren die durch CH und CN-Radikale verursachten Molekülbanden sichtbar. Hier ist besonders die G-Bande (CH) von Bedeutung, durch dessen Präsenz auch die grobe Klassifizierung von Objektivprismenspektren geringer Dispersion gelingt. Sie erreicht ihre maximale Ausprägung beim Typ G5.

## Sternspektren

Unterklassen und Leuchtkraftklassen werden hier - ähnlich wie bei den anderen Spektralklassen auch - durch Vergleich verschiedener Linienpaare bestimmt. Insbesondere bei der Unterscheidung der Leuchtkraftklassen sind die bereits erwähnten Molekülbanden von Bedeutung. Wenn z.B. der Intensitätseinbruch bei 421.5 nm (verursacht durch die CN-Bande) meßbar ist, muß es sich um einen „späten“ Riesen- oder Überriesenstern handeln.

Bei hochaufgelösten Spektren kann auch der Wilson-Bappu-Effekt zur Unterscheidung, ob es sich um einen Riesen- oder Zwergstern handelt, herangezogen werden.



Spektrum von  $\alpha$  Cen A, einem fast-Zwilling unserer Sonne (G2V,  $1.1 M_{\odot}$ ,  $1.23 R_{\odot}$ ,  $1.57 L_{\odot}$ )

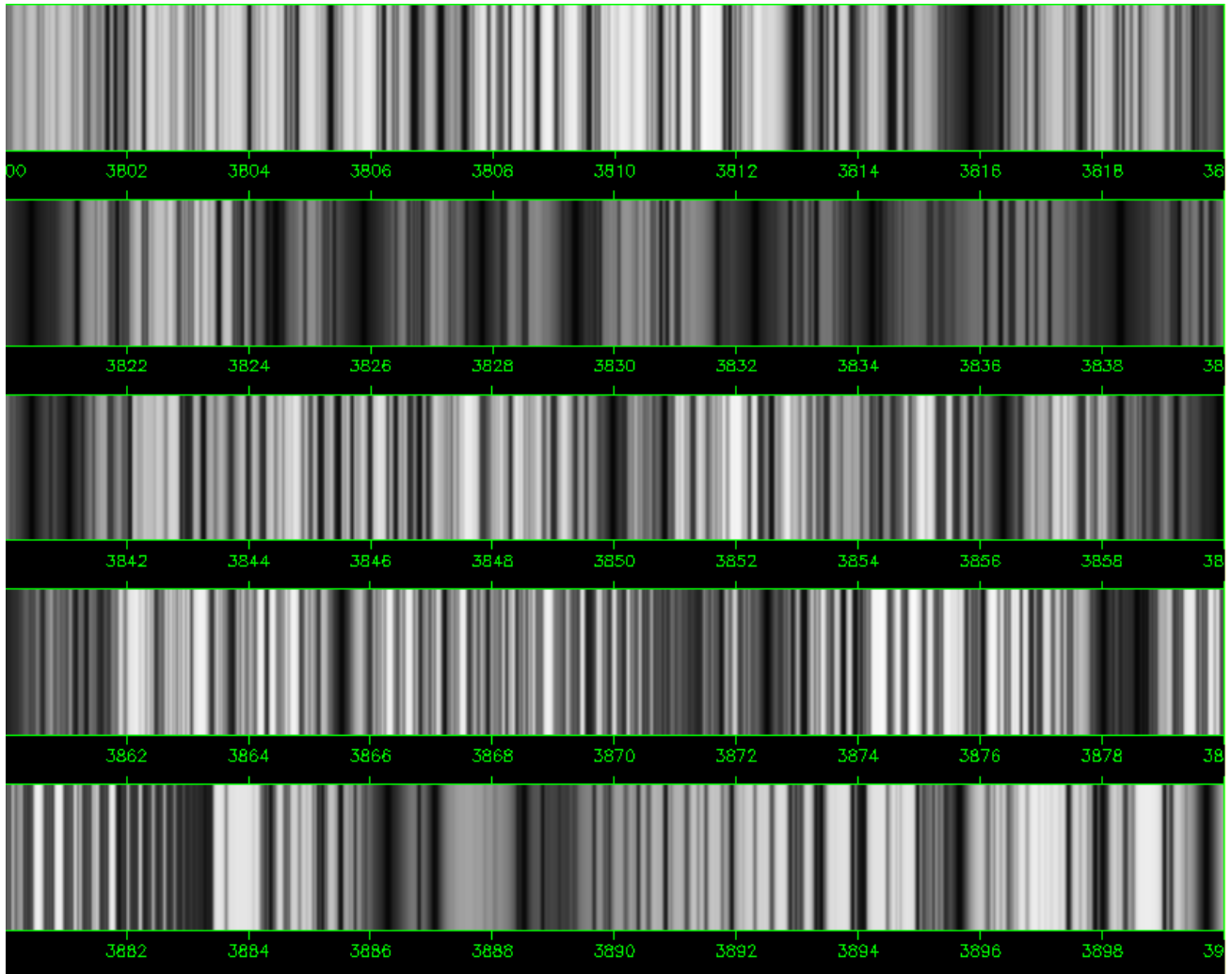
Unter den 100 hellsten Sternen gibt es 3 (4\*) G-Sterne und unter den 100 nächsten Sternen findet man auch nur 9 Exemplare dieser Spektralklasse. Damit gehören G-Sterne auch nicht gerade zu den besonders häufigen Bewohnern unserer Milchstraße.

Stern	Name	Typ	$m_v$	B - V	V - I	L in $L_{\odot}$	Entf. [pc]
$\beta$ Hyi		G2IV	2.82	+0.62	+0.68		
$\alpha$ Cen A	Rigel Kent	G2V	-0.01	+0.71	+0.69		
$\alpha$ Aur	Capella*	G5III	0.08	+0.80	+0.83	78	13

(\*) Capella ist ein Doppelstern aus jeweils einem G5III und G0III-Stern

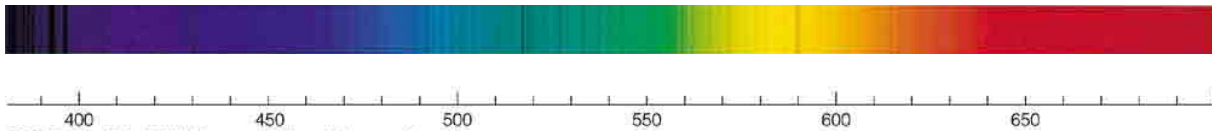
Stern	Typ	$m_v$	B - V	L in $L_{\odot}$	Entf. [pc]
$\tau$ Cet	G8Vp	3.49	+0.73		
$\eta$ Cas	G3V	3.46	+0.59		
$e$ Eri	G8V	4.26	+0.71		
$\delta$ Pav	G8V	3.55	+0.75		
$\xi$ Boo	G8Ve	4.54	+0.72		
BD+1196	G8II	5.74	+0.99		
18 Sco	G1V	5.50	+0.65	1.05	14

Nach neueren Untersuchungen ist der Stern 18 Sco ein Stern, der in seinen Parametern der Sonne am meisten ähnelt. Er befindet sich in einer Entfernung von lediglich 45.7 Lichtjahren. Ähnlich wie bei der Sonne konnte bei diesem Stern ein mehrjähriger Aktivitätszyklus nachgewiesen werden (ca. 13 Jahre?), der aber stärker ausgeprägt ist.

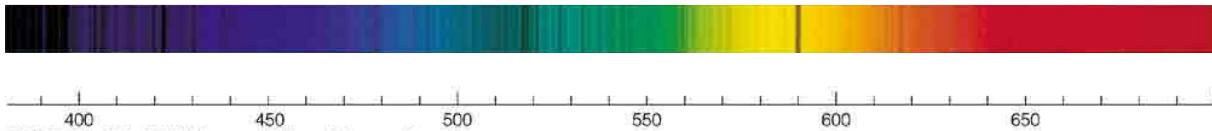


Ausschnitt aus dem kurzwelligen Bereich des Sonnenspektrum

## K -Sterne

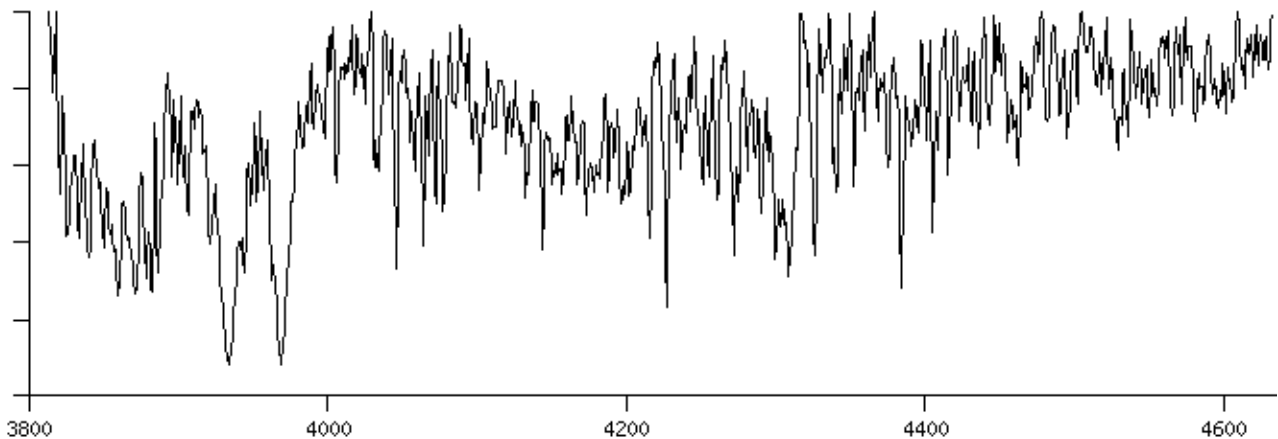


### K0



### K5

Mit der Spektralklasse K gelangen wir in den Bereich der „kühlen“ Sterne, wo die Bedingungen zur Ausbildung von einfachen Molekülen in der Sternatmosphäre immer besser werden. Der Temperaturbereich, der von den Klassen K0 bis M0 überdeckt wird, verläuft von 5100 K bis 3600 K. Deshalb erstrahlen sie auch in einem gelblich orangenen Licht wie z.B. der hellste Stern des Frühlingshimmels, Arktur, im Sternbild Bootes. Die meisten Linien im Spektrum lassen sich neutralen Metallen zuordnen, die oftmals stärker sind als die noch vorhandenen Wasserstofflinien. Die g-Linie des neutralen Kalziums bei 422.6 nm nimmt über die Sequenz immer mehr zu (während die Breite der H- und K-Linie abnimmt) um bei den M-Sternen schließlich ihr Maximum zu erreichen. Die bereits bei späten G-Sternen auftretenden CH- und CN-Banden (Letztere ist ein guter Leuchtkraftindikator und wird zusammen mit starken CO-Banden im Infraroten besonders bei Riesensternen beobachtet) werden ab ungefähr K5 deutlich durch mehrere TiO-Banden ergänzt (z.B. bei 495.4 nm).



Spektrum des K0III-Sterns Pollux im Sternbild Zwillinge.

Zur genaueren Einteilung in Unterklassen zieht man auch bei K-Sternen geeignete Linienverhältnisse heran die so gewählt sind, daß sie bereits bei einer mittleren Dispersion (z.T. durch die Untersuchung einer ganzen Anzahl von Linienpaaren) eine eindeutige Einordnung erlauben. Als geeignet haben sich z.B. die Linienpaare TiI (399.9 nm) zu FeI (400.5 nm) und CaI (g-Linie, 422.6 nm) zu FeI (425.0 nm) erwiesen. Zur Bestimmung der Leuchtkraftklasse haben sich dagegen die Verhältnisse

## Beobachtungsgrößen von Sternen

bestimmter einfach ionisierter Metalle zu neutralen Metallen bewährt wie z.B. TiII (440.1 nm) zu FeI (440.5 nm).

Unter den 100 hellsten Sternen gibt es 20 K-Sterne (vorwiegend Riesen und helle Riesensterne) und unter den 100 nächsten Sternen findet man 17 - und zwar ausnahmslos Hauptreihensterne.

Bei K-Sternen findet man vielfältige spektrale Anomalien wobei besonders das Auftreten von Emissionslinien zu nennen ist. Es gibt K-Sterne, wo bestimmte Elemente (z.B. Kohlenstoff) gehäuft vorkommen. Sie werden direkt als Kohlenstoffsterne bezeichnet.

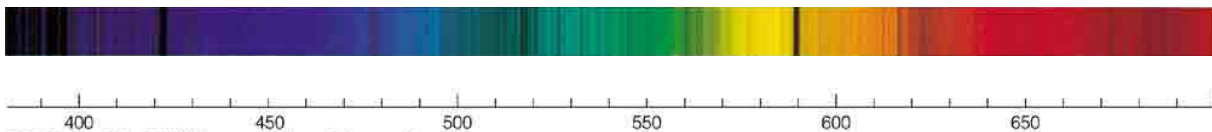
Stern	Name	Typ	$m_v$	B - V	V - I	L in $L_\odot$	Entf. [pc]
$\alpha$ Phe	Ankaa	K0II I	2.40	+1.08	+1.11	62	23.7
$\alpha$ Cas	Schedar	K0II-IIIvar	2.24	+1.17	+1.13	500	70
$\beta$ Cet	Diphda	K0II	2.04	+1.02	+1.00		29
$\gamma$ And	Almach	K3IIb	2.26	+1.37	+1.37		109
$\alpha$ Ari	Hamal	K2I II	2.01	+1.15	+1.13	55	20
$\alpha$ Tau	Aldebaran	K5III	0.87	+1.54	+1.61	150	20
$\beta$ Gem	Pollux	K0IIIvar	1.16	+0.99	+0.97	32	10.3
$\epsilon$ Car	Avoir	K3III	1.86	+1.20	+0.16		193
$\lambda$ Vel	Suhail	K4Ib-II	2.23	+1.67	+1.69	10000	176
$\alpha$ Hya	Alphard	K3III	1.99	+1.44	+1.39		31
$\gamma$ Leo	Algieba	K0III	2.01	+1.13	+1.17	180	38
$\Theta$ Cen	Menkent	K0IIIb	2.06	+1.01	+1.01		16.9
$\alpha$ Boo	Arcturus	K2II Ip	-0.05	+1.24	+1.22	110	11.3
$\alpha$ Cen B		K1V	1.35	+0.90	+0.88		
$\epsilon$ Boo	Izar	K0II-III	2.35	+0.97	+0.95	474	64
$\beta$ UMi	Kochab	K4IIIvar	2.07	+1.46	+1.46	190	39
$\alpha$ TrA	Atria	K2IIb	1.91	+1.45	+1.45		127
$\epsilon$ Sco	Wei	K2II Ib	2.29	+1.14	+1.10		20
$\gamma$ Dra	Eltanin	K5III	2.24	+1.52	+1.54		58
$\epsilon$ Cyg	Gienah	K0III	2.48	+1.02	+1.00	226	22
$\epsilon$ Peg	Enif	K2Ibvar	2.38	+1.52	+1.42	6700	206

Unter den veränderlichen Sternen, die den Spektraltyp G bis M besetzen, sollen zum Abschluß die T-Tauri- (oder RW-Aurigae-) -Sterne erwähnt werden. Es handelt sich dabei um sehr junge Sterne im

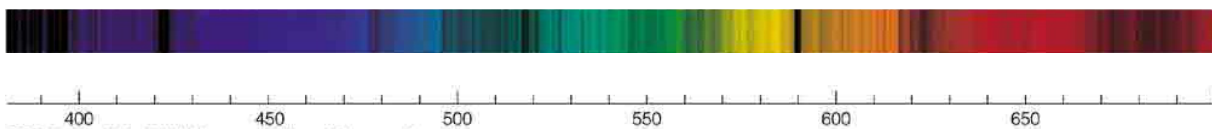
Massebereich zwischen  $0.3$  und  $3 M_{\odot}$ , die sich noch im Kontraktionsstadium befinden und einen meist raschen, aber immer unregelmäßigen Lichtwechsel zeigen. In ihren Spektren findet man als Besonderheit eine große Anzahl von Emissionslinien (z.B. von FeI bei  $406.3$  nm und  $413.2$  nm), die auf die Präsenz einer heißen, chromosphärenartigen Hülle hinweisen. Eine genaue Analyse der Lithium-Absorption bei  $670.7$  nm ergibt einen gegenüber anderen Sternen außergewöhnlichen Lithium-Überschuß, über deren Ursache es nur widersprüchliche Erklärungsmodelle gibt.

Manche dieser jungen Sterne (z.B. YY Ori) zeigen in ihren Spektren ein umgekehrtes P-Cygni-Profil, was man gewöhnlich auf einströmende Materie zurückführt.

### M -Sterne



M0

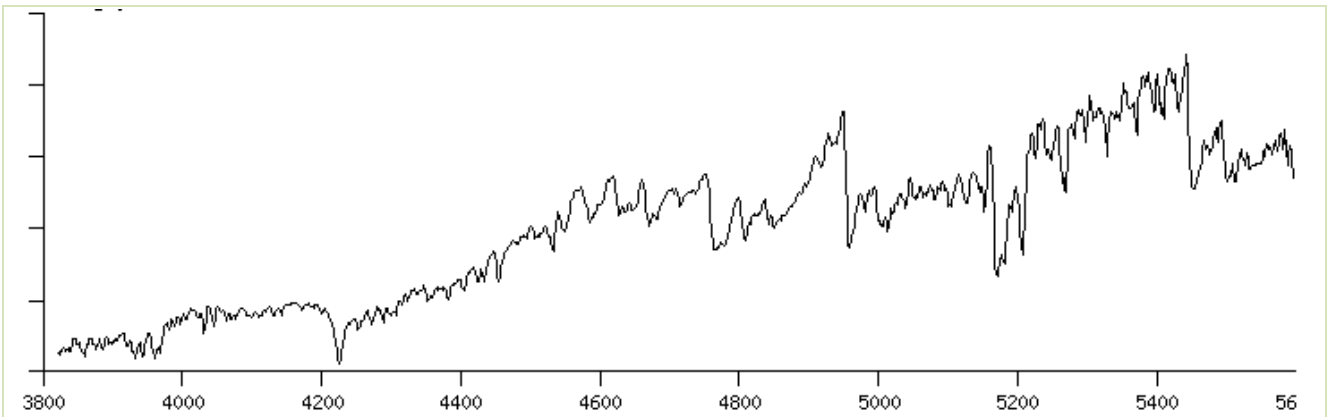


M2

Mit den M-Sternen erreicht man den unteren Bereich der Temperaturskala der Sterne. Sie erscheinen aufgrund ihrer effektiven Temperatur von  $3600$  K bis hinunter zu  $3000$  K am Himmel in tieferer Farbe. Die bekanntesten Vertreter dieser Spektralklasse sind die Beteigeuze ( $\alpha Ori$ ) im Sternbild Orion und Antares ( $\alpha Sco$ ) im Sternbild Skorpion. Bei beiden handelt es sich um sehr helle Überriesensterne mit einer Leuchtkraft, welche die der Sonne um viele Tausend mal übersteigt. Andernfalls bilden die M-Zwergsterne mit einer Masse von im Mittel  $0.5$  Sonnenmassen den Hauptteil der Bevölkerung unserer Milchstraße und sie sind, was aufgrund ihrer geringen Masse nicht weiter verwunderlich ist, auch ungefähr genauso alt.

Die wichtigsten Merkmale ihrer Spektren sind die riesige Anzahl von Absorptionslinien neutraler Atome sowie die im roten Bereich immer stärker werdenden Molekülbanden, insbesondere von Titanoxid (TiO), Zirkoniumoxid (ZrO) und Vanadiumoxid (VO). Besonders bei den Vertretern der späten Spektralklassen, beginnend bei M5, wird im roten Bereich so gut wie das gesamte Kontinuum durch diese Molekülbanden absorbiert.

Durch die kaum überschaubare Menge von Spektralmerkmalen ist die Klassifizierung von M-Sternen in Sub- und Leuchtkraftklassen nicht einfach. Besonders wichtig sind in diesem Zusammenhang die TiO-Bänder. Ihr Erscheinen bei verschiedenen Wellenlängen kann man zur Bestimmung der Unterklassen verwenden. Zur Unterscheidung der Leuchtkraftklassen haben sich die Verhältnisse von bestimmter Metallinien im infraroten Spektralbereich bewährt (MCNEIL, 1976). Die Linien des CaII-Triplets bei  $849.8$ ,  $854.2$  und  $866.2$  nm sind besonders bei Überriesen auffällig, was sie zu einem weiteren sehr gut geeigneten Leuchtkraftindikator für Sterne späten Spektraltyps macht.



Spektrum des M3V-Sterns HD 155876

Im Bereich der Spektralklasse M sind mehrere Gruppen von langperiodischen und halbregelmäßigen Veränderlichen angesiedelt. Hier sind besonders die Mira-Sterne zu nennen, die überwiegend dem Spektraltyp Me zugeordnet werden, da man in ihren Spektren die Wasserstofflinien (und manchmal auch einige andere) in Emission antrifft. Bei halbregelmäßig veränderlichen Sternen fehlen jedoch oftmals diese Emissionen.

Unter den 100 sonnennächsten Sterne findet man 61 M-Zwerg, aber keine Riesen oder Überriesen. Bei den 100 hellsten Sternen des Nachthimmels sind 7 vom Spektraltyp M wobei es sich bei allen um Riesen - und Überriesensterne handelt.

Stern	Name	Typ	$m_v$	B - V	V - I	L in $L_\odot$	Entf. [pc]
$\beta$ And	Mirach	M0IIIvar	2.07	+1.58	+1.74		62
$\alpha$ Cet	Menkar	M2III	2.54	+1.63	+1.97	384	67
$\alpha$ Ori	Beteigeuze	M2Ib	0.45	+1.50	+2.32	9400	131
$\gamma$ Cru	Gacrux	M4III	1.59	+1.60	+2.37	1500	27
$\alpha$ Sco	Antares	M1Ib	1.06	+1.87	+2.90	10000	185
$\beta$ Cru	Becrux	M5III	2.07	+1.61	+2.60	34000	108
$\beta$ Peg	Scheat	M2II-IIIvar	2.44	+1.66	+2.31	1500	61

Einige M-Zwerg der Sonnenumgebung:

Stern	Typ	$m_v$	B - V	L in $L_\odot$	Entf. [pc]
Barnard's Stern	M5V	9.54	+1.57	0.0004	1.828
HD 95735	M2Ve	7.49	+1.50		
Luyten's Stern	M3.5	9.84	+1.57		3.791
Kruger 60*	M2V	9.59	+1.61	0.01	4.031
BD +53 1320	M0Ve	7.64	+1.41		
BD +01 2447	M2.5V	9.65	+1.51		
Kapteyn's Stern	M0V	8.86	+1.55	0.004	3.86

(\*) Doppelstern, M3V / M4V

## Spektralklassen-Erweiterung und außerhalb der Spektralsequenz stehende Spektraltypem

In Erweiterung der Hauptsequenz wurden im Anschluß an die Spektralklasse M ursprünglich noch die Spektraltypen R und N eingeführt, die aufgrund dessen, daß in ihren Spektren Banden von molekulare Kohlenstoffverbindungen wie Cyan (CN), Kohlenmonoxid (CO) sowie molekularer Kohlenstoff ( $C_2$ ) eine große Rolle spielen, heute zusammenfassend als C-Typen bezeichnet werden. Und genau aus diesem Grund bezeichnet man Sterne der Spektraltypen R und N als Kohlenstoffsterne. Weitere Besonderheiten betreffen das Auftreten von  $SiC_2$ -Banden sowie die in manchen Spektren beobachtete Präsenz von auffällig verstärkten Na-Linien.

Der Spektraltyp S ist dagegen für Sterne reserviert, deren (K5-M...) -Spektrum einzelne Banden von Zirkonoxid  $ZrO$  zeigen. Bei diesem Typ überwiegt in der Sternatmosphäre der Sauerstoff gegenüber dem Kohlenstoff. Bei den reinen Kohlenstoffsternen ist es dagegen genau umgekehrt. Die Bezeichnung S-Typ wurde gewählt um zu kennzeichnen, daß Sterne dieses Typs in ihrer Atmosphäre verstärkt Elemente enthalten, die sich durch Neutroneneinfang (s-Prozeß) gebildet haben. Das ist die einzige Möglichkeit für einen stabilen Stern Elemente mit einer Ordnungszahl  $Z > 26$  (Fe) zu bilden.

Die meisten Kohlenstoffsterne sind halbregelmäßig oder unregelmäßig veränderliche Riesensterne späten Spektraltyps aber auch einige der klassischen Mira-Sterne gehören zu dieser Gruppe.

Der Spektraltyp eines Kohlenstoffsterns beginnt mit einem großen „C“, gefolgt von einer Zahl zwischen 0 und 9, welcher als Temperaturindex bezeichnet wird. Eine zweite, durch ein Komma getrennte Zahl stellt zusätzlich einen Bezug auf die Häufigkeit bestimmter schwerer Elemente in der Sternatmosphäre und die Größe der Oberflächengravitation her.

### Einige Kohlenstoffsterne

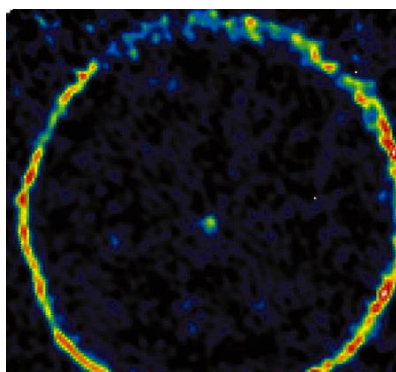
Stern	Typ	Typ alt	Helligkeit	Typ (Veränderlicher)
R Lep	C7,6e	N6e	5.50-11.70	Mira
WZ Cas	C9,2	N1p	9.40-11.40	halbregelmäßig (Riese)
U Cam	C3,9-C6,4e	N5	11.00-12.80	halbregelmäßig (Riese)
Y Tau	C6.5,4e	N3	6.50-9.20	halbregelmäßig (Riese)
UU Aur	C5,3-C7,4	N3	7.83-10.00	halbregelmäßig (Riese)
W CMa	C6,3	N	6.35-7.90	langsam Irregulär
X Cnc	C5,4	N3	5.60-7.50	halbregelmäßig (Riese)
Y Hya	C5,4	N3p	8.30-12.00	halbregelmäßig (Riese)
U Ant	C5,3	Nb	8.10-9.70	langsam Irregulär
U Hya	C6.5,3	N2	7.00-9.40	halbregelmäßig (Riese)
VY UMa	C6,3	N0	5.87-7.00	halbregelmäßig (Riese)
Y CVn	C5,4J	N3	7.40-10.00	halbregelmäßig (Riese)

## Beobachtungsgrößen von Sternen

Stern	Typ	Typ alt	Helligkeit	Typ (Veränderlicher)
RY Dra	C4,5J	N4p	6.03-8.00	halbregelmäßig (Riese)
V CrB	C6,2e	N2e	6.90-12.60	Mira
SU Sco	C5,5	N0	11.70-13.20	halbregelmäßig (Riese)
V Aql	C5,4-C6,4	N6	6.60-8.40	halbregelmäßig (Riese)
V1942 Sgr	C6,4	N2/R8	6.74-7.00	langsam Irregulär
UX Dra	C7,3	N0	5.94-7.10	halbregelmäßig (Riese)
AQ Sgr	C7,4	N3	9.10-11.4	halbregelmäßig (Riese)
RS Cyg	C8,2e	N0pe	6.5-9.5	halbregelmäßig (Riese)
U Cyg	C7,2e-C9.2	Npe	5.90-12.10	Mira
V Cyg	C5,3e-C7,4e	Npe	7.70-13.9	Mira

Spektraltypen von Kohlenstoffsternen und ihr Äquivalent in der Standard-Spektralsequenz

Typ	entspricht
C0	G4-G6
C1	G7-G8
C2	G9-K0
C3	K1-K2
C4	K3-K4
C5	K5-M0
C6	M1-M2
C7	M3-M4
C8	-
C9	-



Der Kohlenstoffstern TT Cygni ist von einer Schale (Radius 0.24 Lj.) von Gas umgeben, die verstärkt Radiostrahlung emittiert, die von CO-Molekülen stammt. Dieses Falschfarbende Bild wurde aus Meßwerten eines Arrays von Mikrowellenteleskopen erstellt.

Eine sehr seltene, aber äußerst interessante Sternklasse sind die Wolf-Rayet-Sterne. Es handelt sich dabei um massereiche ( $5$  bis  $50 M_{\odot}$ ), sehr heiße ( $30000$  bis  $60000$  K) und extrem leuchtkraftstarke Sterne ( $10^5 - 10^6 L_{\odot}$ ) oder - anders ausgedrückt - neben den LBV's (*luminous blue variable*) um die absolut hellsten Sterne überhaupt in der Galaxie ( $M_{bol} : -8^m \dots -11^m$ ). Ihre außergewöhnlichen Spektren, die sich in keine Standardklassifikation einordnen lassen, fallen durch die Präsenz vieler und breiter Emissionslinien auf. Wie man heute weiß, sind sie auf extrem starke stellare Winde zurückzuführen, die innerhalb kurzer Zeit zu einem merklichen Masseverlust (bis zu  $1 M_{\odot}$  in  $10000$  Jahren) führen. Er bestimmt auch fast ausschließlich das Aussehen der Spektren. Da die äußere

Wasserstoffhülle durch diesen Sternwind weitgehend erodiert ist, kann man bei diesen Sternen quasi in „tiefere“ Schichten blicken und dabei den Abfluß der dort angereicherten schwereren Elemente spektroskopisch beobachten.

Zur Klassifizierung der Spektren von Wolf-Rayet-Sternen wurden folgende Typen eingeführt:

### **1. Gruppe: Stickstofflinien herrschen im Spektrum vor**

#### **WNL**

„Späte“ Wolf-Rayet-Sterne. In ihren Spektren dominieren Stickstofflinien gegenüber Kohlenstoffemissionen. In ihrer Hülle ist noch sehr viel Wasserstoff vorhanden was darauf hinweist, daß sie zu den „jüngeren“ in dieser Gruppe gehören.

#### **WNE**

„Frühe“ Wolf-Rayet-Sterne. Stickstoff dominiert gegenüber Kohlenstoff, Wasserstofflinien sind kaum oder nicht nachweisbar, lediglich Helium ist in Emission beobachtbar.

### **Untergruppe: WN+WC Doppelsternsysteme**

Diese Untergruppe beobachtet man (fast) ausschließlich in Doppelsternsystemen, die jeweils aus einem WN und einem WC-Stern bestehen. Ob es Einzelsterne in Form einer „Übergangsguppe“ zwischen WN und WC-Typen gibt, ist noch umstritten

### **2. Gruppe: Kohlenstofflinien herrschen im Spektrum vor**

#### **WC**

Kohlenstoffemissionen dominieren das Spektrum. Darüber hinaus findet man in unterschiedlicher Stärke Sauerstoff- und Heliumlinien, aber kaum Anzeichen für Wasserstofflinien. Es handelt sich dabei wahrscheinlich um die ältesten und damit am weitesten entwickelten Wolf-Rayet-Sterne.

Die Feineinteilung der W-Sequenz erfolgt durch eine angehängte Ziffer, die aber im Gegensatz zur Standard-Spektralklassifikation nichts mit der effektiven Temperatur des Sterns zu tun hat. Man definiert sie über Linienverhältnisse von Linien des gleichen Elements, aber benachbarter Ionisationsstufen (insbesondere WN). Bei WC-Sternen spielt bei der Klassifikation auch die Äquivalentbreite der CIII / CIV -Linie bei 465.0 nm eine wichtige Rolle (Smith, 1968).

WN-Typen werden in WN3 bis WN8 und WC-Typen in WN5 bis WN9 unterteilt.

Ansonsten zeigen Wolf-Rayet-Sterne gewisse verwandtschaftliche Beziehungen zu leuchtkraftstarken Oe-Sternen.

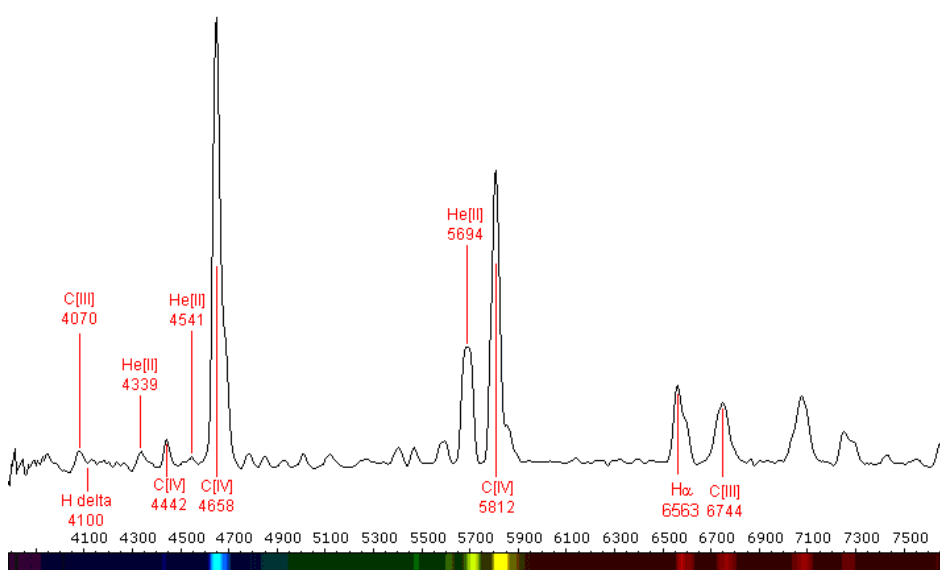
Aufgrund des starken Masseverlustes durch den intensiven Sternwind findet man Wolf-Rayet-Sterne oft im Zentrum planetarischer Nebel, die sie quasi durch das Gas ihres radial abströmenden Sternwindes selbst aufgebaut haben. Ungefähr 10% aller galaktischen planetarischen Nebel haben einen Wolf-Rayet-Stern (der interessanterweise meist am unteren Ende der Masseskala dieser Sterne



# Sternspektren

## Liste der 20 hellsten Wolf-Rayet-Sterne der Milchstraße

HD	Stern	Typ	$m_v$	Komponenten
68273	Gamma2 Vel	WC8+O7.5III-V	1.74	5 (inkl. G1)
152408		WN9ha	5.29	1
113904	Theta Mus	WC6(+O9.5/B0Iab)	5.88	2?
92740		WN7h+O9III-V	6.44	2
93131		WN6ha	6.49	1
151932		WN7h	6.61	1
190918		WN5+O9I	6.70	2
50896	EZ CMa	WN4	6.94	1
152270		WC7+O5-8	6.95	2
193793	V1687 Cyg	WC7pd+O4-5	7.07	2
156385		WC7	7.45	1
192163	V1770 Cyg	WN6(h)	7.65	1
96548	V385 Car	WN8h	7.85	1
193077		WN5+B?	8.10	2?
193576	V444 Cyg	WN5+O6III-V	8.10	2
93162		WN6h+O4f	8.14	2
192641	V1679 Cyg	WC7pd+O9	8.15	2
165763		WC5	8.23	1
191765	V1769 Cyg	WN6	8.23	1
97152	V431 Car	WC7+O7V	8.25	2



Spektrum des WC7-Typ Wolf-Rayet-Stern WR137 = HD192641 ( $m_v = 7.95^m$ )

Früher hat man die Spektren aller Sterne, die sich nicht in die Standard- und erweiterte Spektralsequenz einordnen oder als Wolf-Rayet-Stern identifizieren lassen, mit dem Spektraltyp Q bezeichnet (die auch noch verwendete Klasse P war für planetarische Nebel reserviert). Später hat man Q nur noch für sogenannte Novae verwendet. Aber auch das ist heute nicht mehr üblich. Deshalb soll dieser Spektraltyp an dieser Stelle auch nicht näher besprochen werden.

### Korrelationen

Wenn man Besuchern an einem Fernrohr den schönen Doppelstern Albireo ( $\beta$  Cyg) zeigt, versäumt man es selten auf den Zusammenhang zwischen der Farbe der beiden Sterne und ihrer Temperatur hinzuweisen. Die hellere, orangene Komponente ist offensichtlich „kühler“ als die schwächere, bläuliche. Es besteht demnach eine Korrelation zwischen zwei Größen, und zwar zwischen der effektiven Temperatur eines Sterns und dem Maximum  $\lambda_{\max}$  in seiner spektralen Energieverteilung. Diese Korrelation wird formal durch das Wiensche Verschiebungsgesetz (1.45) ausgedrückt und ist eine direkte Konsequenz der Planck'schen Strahlungsformel für Schwarze Körper.

Besteht aber auch eine Korrelation zwischen der „wahren“ - also absoluten - Helligkeit eines Sterns und seiner Farbe? Oder kann man etwa - wie im Fall von Albireo, wo beide Komponenten gleichweit von der Erde entfernt sind - vermuten, daß hellere Sterne meist von rötlicher und schwächere meist von bläulicher Färbung sind? Diese Frage läßt sich nicht durch Augenschein, jedoch durch statistische Untersuchungen an sehr vielen Sterne beantworten.

### Farben-Helligkeitsdiagramme

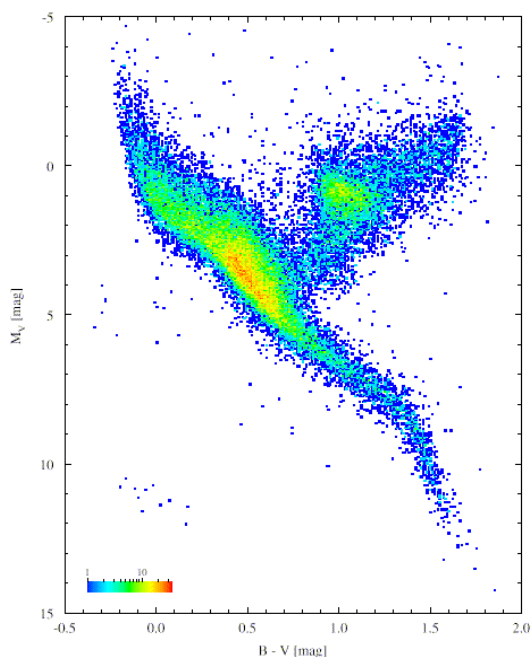
Die Farbe eines Sterns läßt sich - wie bereits erläutert - durch die Einführung eines Farbenindex quantitativ erfassen. Am häufigsten verwendet man dafür die Helligkeitsdifferenzen im UBV-System, z.B. (U-B) und (B-V). Da zu ihrer Bestimmung die Helligkeit eines Sterns in drei festgelegten Wellenlängenbereichen gemessen werden muß, spricht man bei dessen praktischer Durchführung von einer Dreifarbenphotometrie. Genaugenommen handelt es sich dabei um eine grobe Spektralphotometrie, bei der die Energieverteilung des Sterns kumulativ in drei spektralen Fenstern (die durch eine Kombination zwischen spektraler Empfindlichkeit des Detektors und der Transmissionskurve eines mehr oder weniger breitbandigen Filters gegeben sind) bestimmt wird. Deshalb ist es auch nicht weiter verwunderlich, daß die Farbenindizes mit den Spektralklassen (und auch ein wenig mit den Leuchtkraftklassen) korrelieren.

Die folgende Tabelle listet die Farbenindizes (B-V) und (U-B) für einen Schwarzkörper-strahler als Funktion von dessen absoluter Temperatur T auf. Man kann sie verwenden um zu ermitteln, in welchem Bereich sich die effektive Temperatur eines Sterns mit einem gegebenen Farbenindex ungefähr bewegt.

## Korrelationen, Hertzsprung-Russell-Diagramm

T [K]	B-V	U-B	T [K]	B-V	U-B
>1000000	-0.44	-1.33	28000	-0.25	-1.17
1000000	-0.41	-1.33	24000	-0.22	-1.13
100000	-0.37	-1.29	20000	-0.18	-1.09
90000	-0.36	-1.29	16000	-0.11	-1.01
80000	-0.36	-1.28	12000	+0.02	-0.87
70000	-0.35	-1.27	8000	+0.29	-0.57
60000	-0.34	-1.26	6000	+0.63	-0.26
50000	-0.33	-1.25	5000	+0.79	-0.10
40000	-0.30	-1.22	4000	+1.13	+0.40
36000	-0.29	-1.21	3300	+1.44	+0.78
32000	-0.27	-1.19	3000	+1.67	+1.07

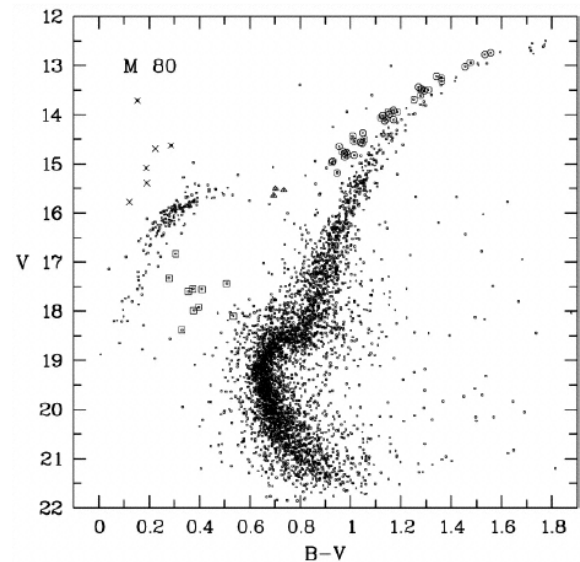
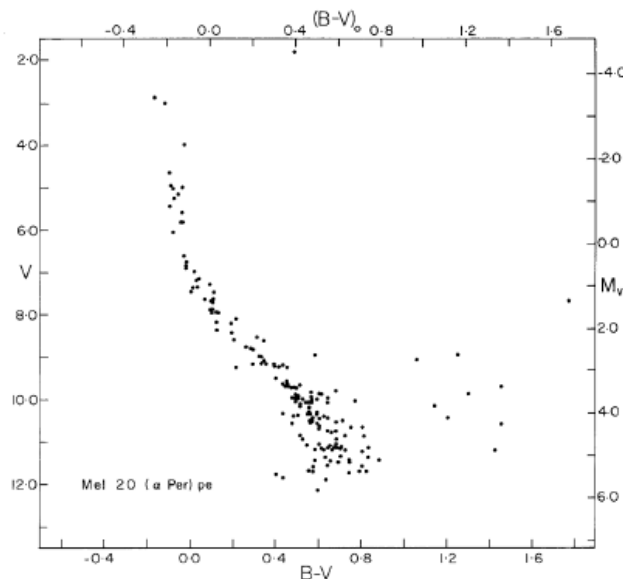
In einem Farben-Helligkeitsdiagramm (FHD, englisch CMD, *color magnitude diagram*) wird die scheinbare Helligkeit (z.B. V) bzw. die absolute Helligkeit über einen Farbenindex (häufig B-V) aufgetragen (oder umgekehrt). Im ersten Fall muß man sicherstellen, daß alle Sterne etwa gleich weit von der Erde entfernt sind, um vergleichbare Resultate zu erhalten. Von dieser Annahme läßt sich immer dann gebrauch machen, wenn es sich bei den zu untersuchenden Sternaggregationen um offene Sternhaufen, Kugelsternhaufen, Sternassoziationen oder um aufgelöste nahe Galaxien handelt. Im zweiten Fall muß dagegen die Entfernung jedes Einzelsterns innerhalb eines bestimmten Fehlerbereichs bekannt sein, damit aus der scheinbaren Helligkeit mit (1.15) die absolute Helligkeit berechnet werden kann..



Farben-Helligkeitsdiagramm von 41453 Sternen aus dem Hipparcos-Katalog, von denen die Entfernung mit hoher Genauigkeit bestimmt werden konnten. Die farbige Codierung gibt die Anzahl der Sterne pro „Punkt“ im Diagramm an (log. Skalierung).

Schaut man sich z.B. das Farben-Helligkeitsdiagramm der Sterne an, von denen der Hipparcos-Satellit die Parallaxe messen und damit die Entfernung bestimmen konnte, dann erkennt man, daß sie im Diagramm nur ganz bestimmte Gebiete besetzen. Die meisten Sterne befinden sich auf einen von links oben nach rechts unten verlaufenden Bereich, den man als Hauptreihe (engl. *main sequence*) bezeichnet. Von ihm zweigt sich nach rechts oben ein Ast ab, in der hauptsächlich kühlere, aber leuchtkräftige Sterne angesiedelt sind. Wie noch gezeigt wird, handelt es sich dabei um sogenannte Riesensterne weshalb dieser Ast als Riesenast bezeichnet wird. Im linken unteren Bereich sind noch ein paar einzelne Sterne hoher Temperatur, aber geringer Leuchtkraft zu erkennen. Es handelt sich dabei um Weiße Zwergsterne.

Ein Farben-Helligkeitsdiagramm läßt sich relativ leicht erstellen, wenn man anstelle der absoluten Helligkeit für die Ordinate die scheinbare Helligkeit verwendet. Das macht Sinn z.B. für offene Sternhaufen und Kugelsternhaufen. In deren Fall kann man davon ausgehen, daß alle Mitglieder ungefähr gleichweit von uns entfernt sind und sich damit ihre scheinbare Helligkeiten nur um eine Differenz  $\Delta m$  von ihrer absoluten Helligkeit unterscheiden.

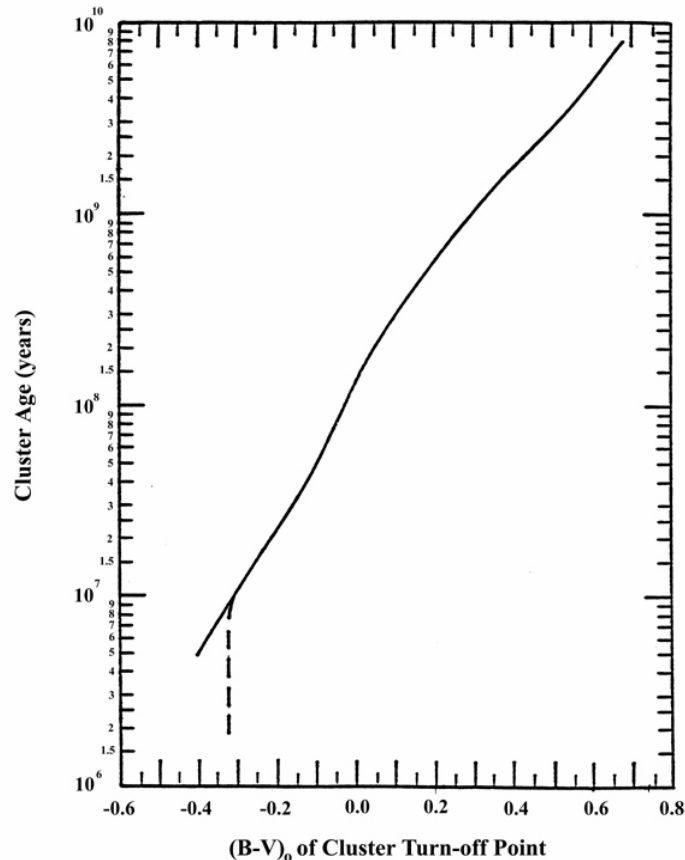


Links: FHD des offenen Sternhaufens Mel 20 (Plejaden). Rechts: FHD des Kugelsternhaufens M80

Betrachtet man die FHD's von offenen und Kugelsternhaufen, dann sind signifikante Unterschiede zu beobachten. Bei einem offenen Sternhaufen findet man die meisten Sterne überwiegend auf der Hauptreihe, die dann ab einem bestimmten Farbenindex (der für jeden Haufen spezifisch ist und von dessen Alter abhängt) zum Riesenast abknickt (*turn-off point*). Die Hauptreihe selbst ist schmal und scharf ausgeprägt. Ihre Lage im Diagramm läßt sich meist sehr gut ermitteln.

Bei Kugelsternhaufen ist die Hauptreihe dagegen nur etwa von  $(B-V) \sim 0.4$  ab in Richtung wachsender Farbenindizes besetzt. Der Übergang in den Riesenast erfolgt kontinuierlich und bei  $(B-V) \sim 0.7$  zweigt der sogenannte Horizontalast vom Riesenast ab und erstreckt sich zu niedrigeren  $(B-V)$ -Werten. In den Farben-Helligkeitsdiagrammen einiger Kugelsternhaufen läßt sich auch noch der asymptotische Riesenast ausmachen, der, um ca. eine Größenklasse nach oben versetzt, parallel dem Horizontalast folgt.

Die Diagrammstrukturen von offenen- und Kugelsternhaufen läßt sich mit Hilfe der Theorie der Sternentwicklung sehr genau erklären. Insbesondere kann man bei offenen Sternhaufen aus der Lage des Abknickpunktes sehr gut ihr Alter abschätzen wenn man von der begründeten Annahme ausgeht, daß alle Mitgliedssterne nahezu gleichzeitig, aber mit jeweils unterschiedlichen Massen aus einer interstellaren Gas- und Staubwolke entstanden sind.



Aus theoretischen Sternentwicklungsmodellen kann man den funktionalen Zusammenhang zwischen dem Abknickpunkt der Hauptreihe in einem Sternhaufen und dem Alter des Haufens bestimmen. Der Turn-Off-Point der Plejaden liegt etwa bei  $B-V = 0.0$ , was ein Alter von ca. 100 Millionen Jahren impliziert. Kugelsternhaufen sind dagegen viele Milliarden Jahre alt.

Der Grund, warum es oberhalb des Abknickpunktes keine Hauptreihensterne mehr gibt, liegt einfach darin, daß sich die Sterne links von diesem Punkt (die heißer und massereicher waren als die Sterne darunter) bereits zu Roten Riesen entwickelt haben.

Für das Alter des Sternhaufens gilt in etwa folgende Beziehung mit  $FI_{top} = (B - V)$ :

$$t_{cluster} [a] = 9 \cdot 10^7 10^{2.94 FI_{top}} \quad [1.77]$$

Problematisch bei der Erstellung von Farben-Helligkeitsdiagrammen ist die Berücksichtigung des Einflusses der interstellaren Verfärbung auf die Lage der Sterne im Diagramm. Leider ist der Farbindex nicht von der Entfernung unabhängig, da interstellare Staubpartikel durch Streuprozesse zu einer Verrötung des Sternlichts führen. Dieser Effekt wird formal durch den Farbexzess

$E(\Delta m_{BV}) = E(B-V)$  ausgedrückt (siehe (1.35)). Da er im optischen Bereich nur schwach von der Wellenlänge des Lichts abhängt, bewirkt er im Wesentlichen eine einfache Verschiebung der (B-V)-Achse im Diagramm. Um den Grad dieser Verschiebung festzustellen, verwendet man ein (U-B)-(B-V)-Diagramm. In diesem Diagramm zeigt die Hauptreihe bei (U-B)~[0..0.2] und (B-V)~[0.3..0.5] eine wellenförmige Abweichung, die durch einen durch den Balmersprung verursachten Intensitätsabfall hervorgerufen wird und bei Hauptreihensternen recht deutlich ausgeprägt ist. Das Verhältnis zwischen dem UV-Farbexzeß (U-B) und den visuellen Farbexzeß (B-V) läßt sich dabei näherungsweise durch folgende Beziehung beschreiben (SCHMIDT-KALER, 1982):

Fall a)  $(U-B)_0 < 0$

$$\frac{E(U-B)}{E(B-V)} = 0.65 - 0.05(U-B)_0 + 0.05 E(B-V) \quad [1.78]$$

Fall b)  $(B-V)_0 > 0$

$$\frac{E(U-B)}{E(B-V)} = 0.64 - 0.26(B-V)_0 + 0.05 E(B-V) \quad [1.79]$$

wobei  $E(U-B) = (U-B) - (U-B)_0$  und  $E(B-V) = (B-V) - (B-V)_0$  ist.

Der Index 0 kennzeichnet Werte für die unbeeinflusste Hauptreihe.

Durch Aufschieben eines Zweifarbendiagramms eines Sternhaufens auf ein analoges Diagramm mit einer unverfälschten Hauptreihe läßt sich deshalb die Verfärbung direkt aus der Ordinatenverschiebung bestimmen.

Da die Hauptreihe im FHD relativ gut ausgeprägt ist, kann man durch Vergleich einer realen Hauptreihe mit einer auf eine Entfernung von 10 pc geeichten Hauptreihe sofort den Entfernungsmodul  $m-M$  berechnen (siehe (1.15)). Dazu ist lediglich die Helligkeitsdifferenz (= Abszissenabstand) zwischen den visuellen Helligkeiten der Sterne des zu untersuchenden Sternhaufens und der Helligkeit der Sterne auf der geeichten Hauptreihe zu ermitteln. Ein vertikales „Aufschieben“ des FHD auf die geeichte Hauptreihe liefert sofort den Entfernungsmodul und damit auch die Entfernung des Sternhaufens.

Um genaue Werte zu erhalten, muß jedoch zuvor noch der Einfluß der interstellaren Extinktion auf die visuelle Helligkeit heraus gerechnet werden.

Der Korrekturwert  $A_v = V - V_0$  läßt sich aus folgender Beziehung bestimmen:

$$\frac{A_v}{E(B-V)} = 3.30 + 0.28(B-V)_0 + 0.04 E(B-V) \quad [1.80]$$

**Kalibrierung der Hauptreihe entsprechend der MK-Spektralklassifikation**

Spektrum	$M_V$	B-V	U-B	$T_{eff}$	BC
O5	-5.70	-0.33	-1.19	42000	-4.40
O9	-4.50	-0.31	-1.12	34000	-3.33
B0	-4.00	-0.30	-1.08	30000	-3.16
B2	-2.45	-0.24	-0.84	20900	-2.35
B5	-1.20	-0.17	-0.58	15200	-1.46
B8	-0.250	-0.11	-0.34	11400	-0.80
A0	+0.65	-0,02	-0.02	9790	-0.30
A2	+1.30	+0.05	+0.05	9000	-0.20
A5	+1.95	+0.15	+0.10	8180	-0.15
F0	+2.70	+0.30	+0.03	7300	-0.09
F2	+3.60	+0.35	+0.00	7000	-0.11
F5	+3.50	+0.44	-0.02	6650	-0.14
F8	+4.00	+0.52	+0.02	6250	-0.16
G0	+4.40	+0.58	+0.06	5940	-0.18
G2	+4.70	+0.63	+0.12	5790	-0.20
G5	+5.10	+0.68	+0.20	5560	-0.21
G8	+5.50	+0.74	+0.30	5310	-0.40
K0	+5.90	+0.81	+0.45	5150	-0.31
K2	+6.40	+0.91	+0.64	4830	-0.42
K5	+7.35	+1.15	+1.08	4410	-0.72
M0	+8.80	+1.40	+1.22	3840	-1.38
M2	+9.90	+1.49	+1.18	3520	-1.89
M5	+12.3	+1.64	+1.24	3170	-2.73

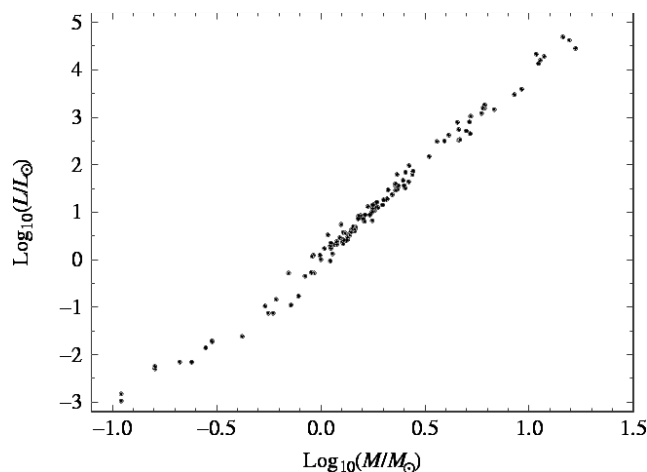
## Photometrische Parallaxen

Die Methode der Entfernungsbestimmung von Sternhaufen läßt sich prinzipiell - wenn auch mit einigen Schwierigkeiten - auf Einzelsterne übertragen. Sind die absoluten Helligkeiten als Funktion der Farbindex bekannt, dann reicht es aus, den B-V -Wert eines Sterns und seine visuelle Helligkeit zu messen um im Vergleich mit der Tabelle der absoluten Helligkeiten bei dem entsprechenden B-V -Wert den Entfernungsmodul auszurechnen. Aus (1.15) folgt dann sofort die Entfernung in pc. „Parallaxen“, die auf diese Art bestimmt werden, bezeichnet man als photometrische Parallaxen. Wird zusätzlich noch der Spektraltyp zur Abschätzung der absoluten Helligkeit herangezogen, dann spricht man von spektrophotometrischen Parallaxen.

Mit dieser Methode können mit einiger Sicherheit (zumindest wenn sich die interstellare Verfärbung und Extinktion genügend genau berücksichtigen läßt) die Entfernungen schwächerer Sterne bestimmt werden. Die Hauptschwierigkeit besteht darin, daß es mit der Methode der Zwei- und Dreifarbenphotometrie schwierig oder sogar unmöglich ist, die Leuchtkraftklasse zu bestimmen. Bei einem schwachen Stern mit einem bestimmten Farbindex kann es sich um einen relativ nahen Hauptreihenstern oder um einen sehr weit entfernten Riesen- oder Überriesenstern handeln. Eine definitive Unterscheidung ist oftmals nur mittels einer genauen Analyse seines Spektrums möglich. Die Reichweite dieser Methode der Entfernungsmessung hängt deshalb stark vom Spektraltyps und der Meßgenauigkeit ab.

## Masse-Leuchtkraft-Beziehung

Trägt man die aus Doppelsternbeobachtungen abgeleiteten Massen von Hauptreihensternen über deren Leuchtkraft auf doppellogarithmischen Papier auf, dann scharen sich die Punkte näherungsweise um eine schräg nach oben verlaufende Gerade.



Aus der Steigung dieser Ausgleichsgeraden läßt sich folgende Proportionalität ablesen:

$$L \sim M^\mu \quad [1.81]$$

wobei für die „mittlere“ Hauptreihe  $\mu \approx 3.5$  gilt (nach „oben“ wird die Abhängigkeit etwas schwächer). Die Leuchtkraft  $L$  eines Hauptreihensterns wird demnach mit langsam zunehmender

Masse  $M$  immer stärker. Das bedeutet, daß die leuchtkraftstärksten Sterne auch die größten Massen haben. Für Riesensterne und natürlich auch für Weiße Zwergsterne gilt diese Beziehung nicht, da sie sich allein schon durch ihre Größe und auch physikalisch von den Hauptreihensternen wesentlich unterscheiden.

Der hier betrachtete funktionale Zusammenhang zwischen  $\log L$  und  $\log M$  ist nicht über das gesamte Massespektrum der Hauptreihensterne streng linear. Rechnet man in Sonnenleuchtkräften und Sonnenmassen, dann läßt sich der Exponent  $\mu$  noch etwas genauer fassen:

$$\mu \sim 4.0 \text{ für } M > 0.43 M_{\odot} \quad \text{und} \quad \mu \sim 2.3 \text{ für } M < 0.43 M_{\odot}$$

Die Massegrenze von  $0.43 M_{\odot}$  kennzeichnet in etwa den Übergang von reiner Konvektion zu Strahlungstransport als vorherrschenden Energietransportmechanismus im Innern der Hauptreihensterne.

Das es eine Beziehung zwischen Masse und Leuchtkraft geben muß, kann man sich bereits mit einfachen Überlegungen plausibel machen. Eine größere Sternmasse benötigt zur Verhinderung einer Kontraktion (Gravitationskollaps) einen größeren Gasdruck, der wiederum nur durch eine höhere Temperatur zu erreichen ist. Eine höhere Temperatur impliziert aber auch sofort wieder eine höhere Leuchtkraft. Eine grobe formale Abschätzung und damit Überprüfung dieser Überlegung könnte in etwa folgendermaßen aussehen wobei von der vereinfachenden Annahme ausgegangen wird, daß sich der Stern zu jedem Zeitpunkt im hydrostatischen Gleichgewicht befindet und der Energietransport in seinem Inneren überwiegend durch Strahlungstransport erfolgt.

Aus der Bedingung des hydrostatischen Gleichgewichts ergibt sich folgende Proportionalität:

$$\frac{dp}{dr} = -\rho g \quad \text{mit} \quad g = \frac{Gm}{r^2} \quad \text{und} \quad \rho = \frac{m}{r^3} \quad [1.82]$$

also

$$P = -\frac{3GM^2}{4\pi} \int_0^R r^{-5} dr \sim \frac{M^2}{R^4} \quad [1.83]$$

Weiterhin gilt nach den Gasgesetzen (ideales Gas):

$$p \sim \rho T$$

woraus

$$T \sim \frac{p R^3}{M} \quad [1.84]$$

folgt. Die Leuchtkraft  $L$  eines Sterns ist durch (1.42) gegeben. Wäre ein Stern völlig durchsichtig, dann würde er nicht Strahlung entsprechend der Temperatur  $T_{eff}$  emittieren, sondern entsprechend der um mehrere Größenordnung höheren Temperatur  $T_i$  in seinen energieerzeugenden

Zentralbereichen. Durch sehr viele ( $R^2/l^2$ ,  $l$  mittlere freie Weglänge) Absorptions- und Emissionsvorgänge wird die im Kernbereich erzeugten Gammastrahlung beim Durchgang durch die weitgehend undurchsichtige Sternmaterie immer mehr in sichtbares Licht konvertiert, um dann aus der durchsichtigen Sternatmosphäre in den kosmischen Raum abgestrahlt zu werden. Für Sterne, die auf diese Weise Energie an die Sternoberfläche transportieren (Strahlungsdiffusion), gilt ungefähr folgende Beziehung:

$$T_{\text{eff}} \sim \left(\frac{l}{R}\right)^{\frac{1}{4}} T_i \quad \text{mit } l \sim 0.7 \text{ mm} \quad [1.85]$$

d.h.

$$L = 4\pi\sigma R^2 \frac{l}{R} T_i^4$$

und wegen (1.84) sowie (1.83) (mit  $\rho \sim \frac{M}{R^3}$ )

$$L \sim M^3 \quad [1.86]$$

Damit ist die empirisch gefundene Beziehung (1.81) auch theoretisch plausibel.

Die Entdeckung, daß bei Hauptreihensternen die Leuchtkraft mit steigender Masse rasant zunimmt, gelang 1924 dem britischen Physiker ARTHUR STANLEY EDDINGTON (1882-1944). Seitdem läßt sich die Masse-Leuchtkraft-Beziehung für Hauptreihensterne theoretisch sehr gut begründen. Gerade deshalb ist die empirische Bestimmung dieser Funktion über einen großen Massebereich auch so wichtig, da sich damit theoretische Modelle der Sternentwicklung exzellent überprüfen lassen. Die gegenwärtig noch bestehenden Probleme des empirischen Anschlusses an derartige Modellrechnungen treten besonders bei massearmen Sternen auf und zwar im Bereich der sogenannten „Braunen Zwerge“, deren Massen sich aus Beobachtungen nur sehr schwer deduzieren lassen. Es gibt nur wenige Doppelsternsysteme, deren Begleiter dieser Sterngruppe nahestehen und die in solchen Systemen auch beobachtbar sind. Eines der wenigen Beispiele ist AB Doradus C, der den jungen Stern AB Doradus A in ca. 2.3 AU Entfernung umläuft. Seine Masse konnte zu 93 Jupitermassen ( $= 0.08 M_{\odot}$ ) und sein Spektraltyp zu „M“ bestimmt werden. Damit ist er – gemessen an seiner Leuchtkraft – ungefähr doppelt so schwer, als wie theoretische Sternmodelle für Sterne dieser Klasse vorhersagen.

## Masse-Radius-Beziehung

Für Hauptreihensterne besteht auch eine Beziehung ähnlich (1.81) zwischen der Masse und der Größe eines Sterns:

$$R \sim M^\nu \quad [1.87]$$

Der Exponent  $\nu$  hat dabei für Sterne mit einer Masse  $> M_\odot$  einen Wert von ungefähr  $\sim 0.57$  und für Sterne, deren Masse unter einer Sonnenmasse liegt, von  $\sim 0.8$ . Dieser „Knick“ in der

$\log M - \log R$  -Kurve bei  $1 M_\odot$  markiert den Übergang zwischen ausgedehnten konvektiven Hüllen und Sternen, bei denen über dem gesamten Radius der Energietransport durch Strahlungsdiffusion erfolgt. Dabei sagt die Theorie voraus, daß Sterne mit einer Masse von  $\leq 0.03 M_\odot$  sogar bis in das Zentrum hinein konvektiv sind.

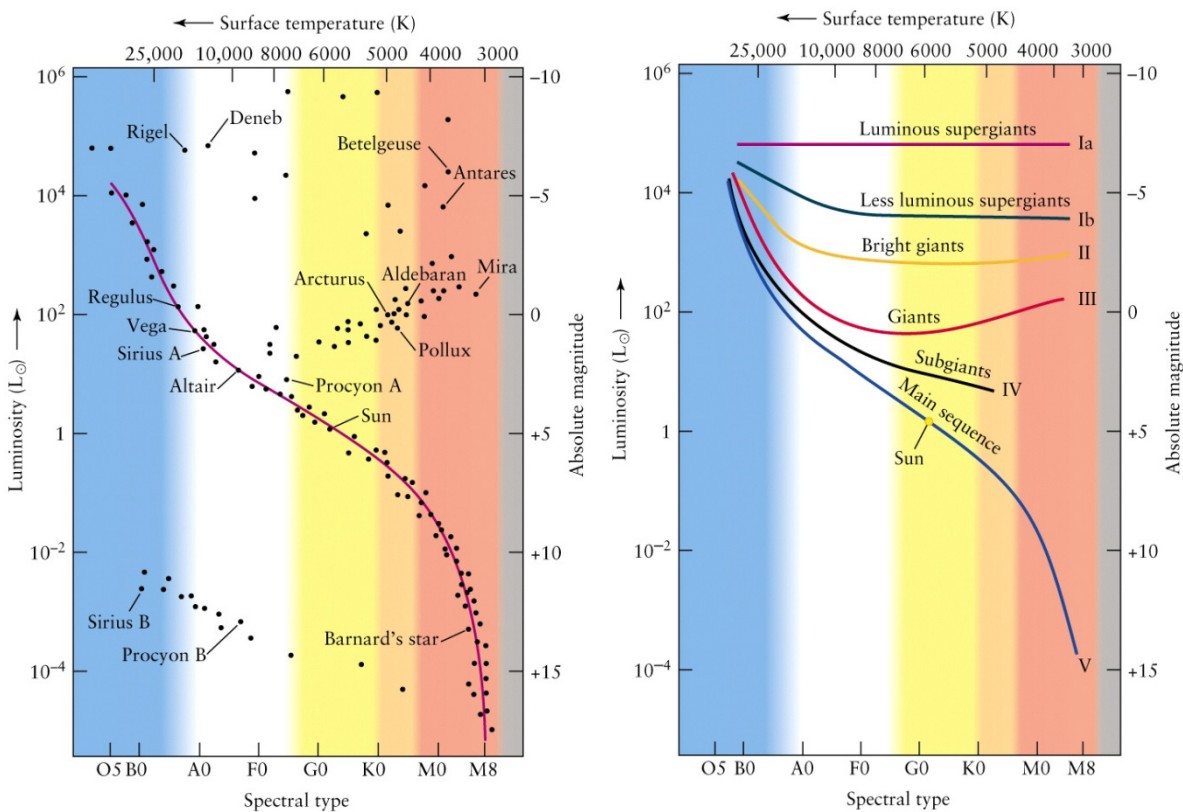
Konvektiver Wärmetransport führt bekanntermaßen Energie effektiver ab als Strahlungstransport was dazu führt, daß konvektive Sterne etwas mehr kontrahieren müssen, um in den Zustand hydrostatischen Gleichgewichts zu gelangen (Stichwort Virialtheorem). Deshalb sind sie für ihre Masse auch etwas kompakter, was durch den etwas größeren Exponenten in der Relation ( 1.87) zum Ausdruck kommt.

$\log M$	$\log R$	$\log L$	$T_{eff} [K]$
1.6	1.25	5.7	40800
1.0	0.9	4.0	25700
0.81	0.58	2.9	15200
0.51	0.40	1.9	10000
0.32	0.24	1.3	8300
0.23	0.13	0.8	7260
0.11	0.08	0.4	6470
0.00	0.00	0.00	6000
-0.03	-0.03	-0.01	5500
-0.11	-0.07	-0.4	4580
-0.16	-0.13	-0.8	4180
-0.33	-0.20	-1.2	3390
-0.67	-0.5	-2.1	2760

Masse, Radius und Leuchtkraft für Hauptreihensterne (alles in Sonneneinheiten)

## Das Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD)

Das Hertzsprung-Russell-Diagramm ist die Darstellung des Farben-Helligkeitsdiagramms mit anderen Achsen. Gewöhnlich wird bei diesem Diagramm die Leuchtkraft (z.B. ausgedrückt durch die absolute Helligkeit) über dem Spektraltyp (als Maß für die effektive Temperatur) aufgetragen („klassisches“ HRD). Daß dieses Diagramm nicht gleichmäßig mit Sternen besetzt ist, erkannten um das Jahr 1913 unabhängig voneinander der dänische Astronom EJNAR HERTZSPRUNG (1873-1967) sowie der Amerikaner HENRY NORRIS RUSSELL (1877-1957). Zu dieser Zeit lagen bereits umfangreiche statistische Angaben über die Spektraltypen und die Entfernungen von Sterne vor (z.B. der Henry Draper-Katalog), die photographische Photometrie (vorangetrieben z.B. durch KARL SCHWARZSCHILD (1873-1916) in Göttingen) wurde zu einem der wichtigsten Arbeitsmethoden der Astronomen und man begann sich Gedanken über die Entwicklung, den Aufbau und die Funktionsweise der Sterne zu machen. Auf diese Weise entwickelte sich das Hertzsprung-Russell-Diagramm zu einem der bedeutendsten heuristischen Werkzeugen der stellaren Astrophysik.



Klassisches Hertzsprung-Russell-Diagramm mit der Lage einiger bekannter Sterne. Die Farben geben den Bereich des elektromagnetischen Spektrums an, in der die jeweiligen Sterne das meiste Licht emittieren. Die linke Ordinate gibt die Leuchtkraft in  $L_{\odot}$  an.

Das HRD gibt Auskunft über die Verteilung einiger wichtiger stellarer Zustandsgrößen in dem speziellen Parameterraum, der die Eigenschaften von Sternatmosphären im wesentlichen bestimmt: die Leuchtkraft  $L$  und die effektive Temperatur  $T_{eff}$ . Die Leuchtkraft wiederum hängt entscheidend (neben der Masse) von den Radien der Sterne ab, weshalb es bei gleicher effektiver Temperatur Sterne gibt, die sich in der Größe ihrer abstrahlenden Oberfläche um Größenordnungen

unterscheiden können. Man trägt diesem Sachverhalt durch die Einführung verschiedener Leuchtkraftklassen Rechnung, denen man wiederum im HRD konkrete Parameterbereiche bzw. Besetzungszonen zuordnen kann. Am auffälligsten ist die Hauptreihe (*main sequence*), die von rechts unten nach links oben verläuft (daß sich die Abszisse im HRD von hohen Temperaturen zu niedrigen Temperaturen erstreckt, hat lediglich historische, aber keine physikalischen Gründe). Dabei nimmt die Leuchtkraft um ca. 8 Größenordnungen zu. Da die Leuchtkraft gemäß der Masse-Leuchtkraft-Beziehung von der Masse abhängt, muß demnach auch die Masse der Sterne von unten nach oben entlang der Hauptreihe zunehmen.

Als „Äste“ bezeichnet man gewöhnlich die mit Sternen besetzten Parameterbereiche, die außerhalb der Hauptreihe liegen. Es handelt sich dabei um den Riesenast (insbesondere der Bereich der roten Riesensterne), dem Horizontalast (Bereich horizontal quer vom Riesenast zu blauen Sternen hoher Leuchtkraft hin), dem asymptotischen Riesenast (Bereich etwas heißerer Sterne, die sich zum Roten hin dem Riesenast nähern), dem Bereich der Unterriesen (der die Verbindung der Roten Riesen zur Hauptreihe bildet), und - ganz oben links - um den dünn besiedelte Bereich der leuchtkraftstarken blauen Überriesen. Dazu kommt noch der Bereich der Weißen Zwergsterne, die man in einer langgestreckten Zone im linken Bereich des Diagramms weit unterhalb der Hauptreihe (d.h. bei geringen Leuchtkräften) findet. Da diese Sterne keine thermonukleare Energiequelle mehr besitzen, handelt es sich hier um eine reine Abkühlungssequenz. Daß dieser Bereich in konkreten Diagrammen nur schwach mit Sternen besetzt ist hat dabei seine Gründe weniger in ihrer absoluten Häufigkeit in der Milchstraße, sondern vielmehr in ihrer geringen Entdeckungswahrscheinlichkeit aufgrund ihrer geringen Leuchtkraft.

### Unterschiede zwischen dem HRD und den Farben-Helligkeitsdiagrammen

Auf dem ersten Blick erscheint ein (B-V) -  $M_V$  Diagramm als eine leicht verzerrte Ausgabe eines Hertzsprung-Russell-Diagramms. Trotzdem gibt es einige wesentliche Abweichungen, die man bei der Interpretation beachten muß. Der Grund dafür ist die unterschiedliche Skalierung der Abszissenachse, die sich im „klassischen“ HRD weitgehend einer linearen Temperatursequenz anschließt. Die Skalierung der Achse eines FHD folgt dagegen einer linearen Temperatursequenz nur tendenziell was man daran erkennt, wenn man das Zustandekommen des Farbindexes (z.B. B-V) im Lichte der Planckschen Strahlungsformel (1.37) etwas genauer betrachtet.

Trägt man (1.37) in der Frequenzdarstellung

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad [1.88]$$

auf doppelt logarithmisches Papier auf (d.h.  $\log B_\nu$  über  $\log \nu$ ), dann ergeben sich für verschiedene Temperaturwerte T jeweils ähnliche Kurven mit einem mit steigender Temperatur stark anwachsenden Maximalwert (Stefan-Boltzmannsches Gesetz (1.41)) der

sich gleichzeitig zu immer höheren Frequenzen hin verschiebt (Wiensches Verschiebungsgesetz (1.45)).

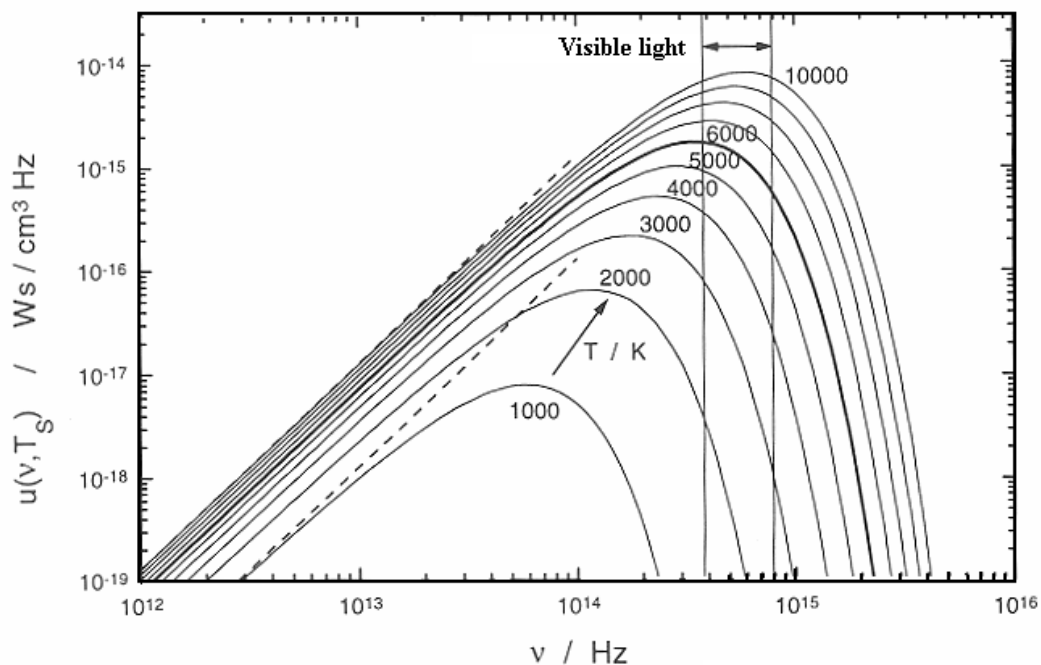
Der niedrigfrequente Teil der Kurve kann jeweils durch das Rayleigh-Jeansche Strahlungsgesetz

$$B_\nu(T) = \frac{2\nu^2 kT}{c^2} \quad [1.89]$$

und der hochfrequente Teil der Kurve durch das Wiensche Strahlungsgesetz

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \quad [1.90]$$

approximiert werden.



In diesem Bild ist der (B-V)-Wert genau der Anstieg der Sekante zwischen den zwei Punkten auf der Planckschen Kurve, die durch die Frequenzen  $\nu_B$  und  $\nu_V$  festgelegt sind, für die jeweils der B- und der V-Wert definiert ist.

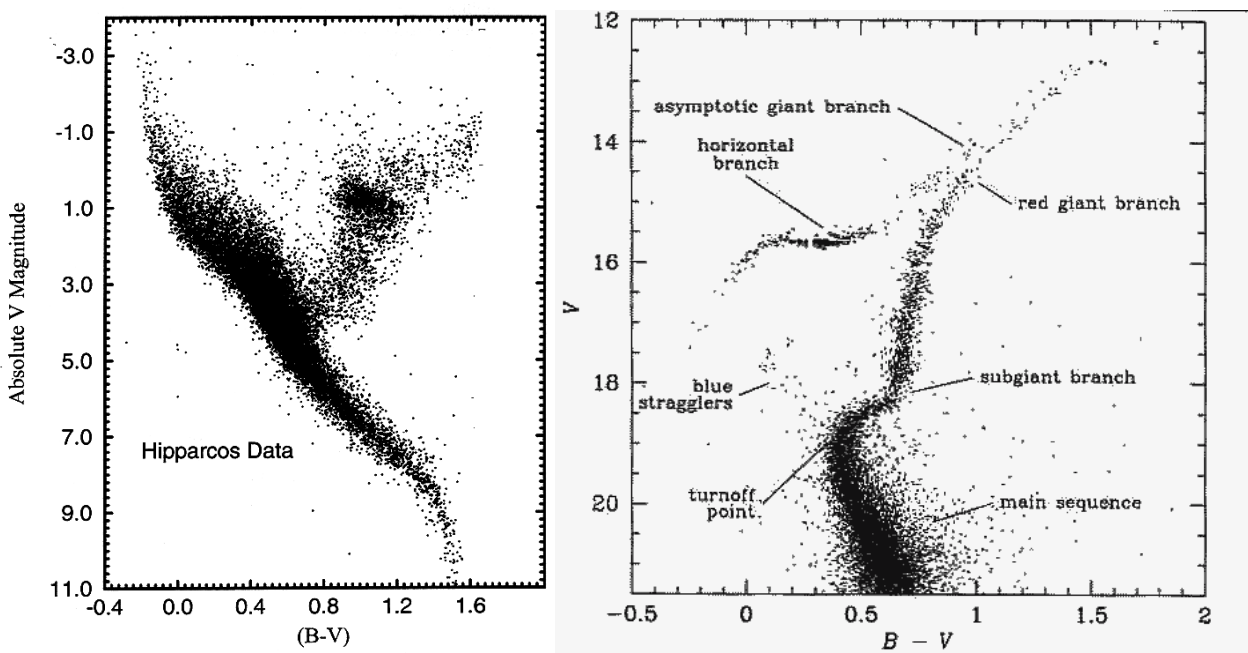
Bei Sternen mit geringer effektiver Temperatur ( $T_{eff} < 4000 K$ ) liegt der größte Teil der emittierten sichtbaren Strahlung im Wienschen Teil der Planck-Kurve während er bei Sternen mit hoher effektiver Temperatur ( $T_{eff} < 10000 K$ ) im Rayleigh-Jeans-Bereich liegt. Sobald das Maximum der Planckkurve aus dem sichtbaren Bereich in Richtung kürzerer Wellenlängen heraus gewandert ist, ändert sich der Anstieg (B-V) kaum noch selbst dann, wenn man zu Kurven höherer Temperatur übergeht. Große Änderungen im Farbindex findet man nur, wenn sich entweder der Wiensche Bereich oder das Maximum der Strahlungskurve im Bereich des sichtbaren Lichts befindet. In

diesem Fall sind die Änderungen so beträchtlich, daß zwischen  $(B-V)$  und  $T_{eff}$  eine deutliche Korrelation besteht, die man zur Bestimmung von  $T_{eff}$  eines Sterns nutzen kann.

In der Praxis muß man weiterhin berücksichtigen, daß Sterne (insbesondere solche, die späten Spektraltypen angehören) nur näherungsweise wie Schwarze Körper strahlen. Die Abweichungen zwischen der realen spektralen Energieverteilung eines Sterns und der Energieverteilung eines Schwarzen Körpers mit derselben Temperatur sind mittlerweile ausreichend gut bekannt und stellen deshalb auch kein Problem mehr dar.

Das „Hineinrutschen“ des Rayleigh-Jeans-Teils der Planckkurve in das optische Fenster führt im FHD zu einer scharfen Begrenzung der Hauptreihe in Richtung sehr hoher Temperaturen. Im HRD ist das nicht der Fall, da sich theoretisch die frühen Spektraltypen weiter nach links erweitern lassen (zumindest wenn Bedarf dafür bestehen sollte).

Da die Strahlung der kühlen Sterne – insbesondere der Roten Riesensterne – im optischen Bereich aus dem Wienschen Teil der Strahlungskurve stammt, zeigen deren  $(B-V)$ -Werte bereits bei einer geringen Änderung der Temperatur gut meßbare Unterschiede. Das führt dazu, daß sich der Riesenast im Diagramm weit nach rechts ausdehnt. Besonders schön ist das im FHD mancher Kugelsternhaufen zu erkennen. Ähnliches gilt natürlich auch für das klassische HRD. Hier wird diesem Umstand durch die Definition einer ganzen Anzahl von leicht unterscheidbaren Unterklassen der Spektraltypen K und M Rechnung getragen.



Farben-Helligkeitsdiagramme a) nach Hipparcos-Daten und b) für den Kugelsternhaufen M3

### Parameterbereiche der Sterne im HRD

Es ist nützlich, einmal die Zahlenbereiche der wichtigsten Kenngrößen zu betrachten, die für die Beschreibung realer Sterne von Bedeutung und die in der Natur realisiert sind. Die logarithmische Skalierung der Ordinate im HRD läßt schon vermuten, daß die Leuchtkraft  $L$  den größten Wertebereich einnimmt:  $10^{-4} < L/L_{\odot} < 10^6$  (d.h. ca. 10 Größenordnungen,  $L_{\odot} = 3.83 \cdot 10^{26} \text{ W}$ ). Im unteren Extrem liegen die Weißen- und Braunen Zwergsterne, im oberen Extrem die Überriesensterne der Leuchtkraftklasse I wie z.B. Rigel ( $\beta \text{ Ori}$ ), Deneb ( $\alpha \text{ Cyg}$ ) oder Beteigeuze ( $\alpha \text{ Ori}$ ). Das Wirken des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes zeigt sich darin, daß diesem riesigen Leuchtkraftintervall nur ein relativ kleines Intervall der effektiven Temperatur entspricht:  $1/3 < T_{\text{eff}}/T_{\text{eff}\odot} < 20$  ( $T_{\text{eff}\odot} = 5777 \text{ K}$ ).

Die Radien der Sterne liegen in etwa im Bereich  $10^{-2} < R/R_{\odot} < 10^3$  ( $R_{\odot} = 6.96 \cdot 10^8 \text{ m}$ ) und die Massen im Bereich  $10^{-1} < M/M_{\odot} < 10^2$  ( $M_{\odot} = 1.99 \cdot 10^{30} \text{ kg}$ ).

### Hauptreihe (main sequence)

Ungefähr 90% aller Sterne in der Milchstraße sind Hauptreihensterne. Sie sind astrophysikalisch von anderen Sternen dadurch ausgezeichnet, daß in ihrem Inneren die Energieerzeugung hauptsächlich durch die Umwandlung von Wasserstoff in Helium (Wasserstoffbrennen) erfolgt. Während dieser Zeit sind sie sehr stabil und verlassen ihre Position im HRD so gut wie nicht. Sie werden höchstens ein klein wenig heller wenn sich in ihrem Inneren aufgrund der thermonuklearen Reaktionen langsam die chemische Zusammensetzung ändert. Das ist auch ein Grund dafür, daß die Hauptreihe keine wohldefinierte Linie, sondern ein schmales Band im HRD bildet.

Die Hauptreihe verläuft im HRD relativ gerade von links oben (große Leuchtkraft, hohe effektive Temperatur) nach rechts unten (sehr geringe Leuchtkraft bei sehr geringer effektiver Temperatur). In dieser Richtung nimmt kontinuierlich die Masse und der Durchmesser der Hauptreihensterne ab und ihre Verweildauer auf der Hauptreihe zu.

Etwas unterhalb der Mitte (bei einer effektiven Temperatur von ca. 5800 K und einer Leuchtkraft von ca.  $4 \cdot 10^{26} \text{ W}$ ) befinden sich Sterne mit den Parametern unserer Sonne. Am Ende des rechten unteren Abschnitts beginnt das Gebiet der sogenannte Braunen Zwerg ( $M \sim 0.07 M_{\odot}$ ,  $T_{\text{eff}} < 2900 \text{ K}$ ) während sich am linken oberen Ende sehr heiße (Spektralklasse O und B,  $T_{\text{eff}} \sim 25000 \text{ K}$ ) und sehr massereiche ( $\geq 10 M_{\odot}$ ) Sterne kurzer Lebensdauer befinden. Braune Zwergsterne werden nicht mehr zur Hauptreihe gerechnet, da sie eine so geringe Masse haben, daß in ihrem Inneren gerade einmal für eine kurze Zeit Energieerzeugung durch Deuteriumbrennen möglich ist. Die Zentraltemperaturen von Braunen Zwergen bleiben immer unterhalb der Grenze, wo in massereicheren Sternen Wasserstoffbrennen einsetzt.

Entsprechend der Klassifikation nach der Leuchtkraft handelt es sich bei den Hauptreihensternen um Zwergsterne der Leuchtkraftklasse V.

Bekannte hellere Hauptreihensterne am nächtlichen Himmel sind Sirius A  $\alpha CMa$  ( $A1, 26 L_{\odot}, 2.14 M_{\odot}$ ), Regulus  $\alpha Leo$  ( $B7, 350 L_{\odot}, 3.5 M_{\odot}$ ),  $\alpha Cen A$  ( $G2, 1.57 L_{\odot}, 1.1 M_{\odot}$ ) und  $\epsilon Eri$  ( $K2, 0.28 L_{\odot}, 0.85 M_{\odot}$ ).

$T_{eff}$	$M_v$	$L/L_{\odot}$	B-V	Sp.-Typ	$M/M_{\odot}$	$R/R_{\odot}$
35000	-6	50000	-0.45	O5	50	18
23150	-3	12000	-0.25	B1.5	10	7
16400	-2.7	800	-0.16	B5	5	4
5760	+4.8	1	0.62	G2	1	1
3300	+7.7	0.06	1.39	M0	0.5	0.6
2830	+11.3	0.001	1.84	M7	0.1	0.13

### Parameter von Hauptreihensternen

Barnards Stern ( $M4, 0.0004 L_{\odot}, 0.17 M_{\odot}$ ) gehört zu den leuchtschwachen Hauptreihensternen der näheren Sonnenumgebung und ist aufgrund seiner geringen Helligkeit von  $9.54^m$  nur in einem Fernrohr sichtbar. Er gehört der Untergruppe der Roten Zwergsterne an, die fast 70% der Sternbevölkerung der Milchstraße ausmachen. Aufgrund ihrer geringen Masse (zwischen  $0.08 M_{\odot}$  und  $0.57 M_{\odot}$ ) ist die thermonukleare Umwandlungsrate von Wasserstoff zu Helium bei ihnen äußerst gering, weshalb sie auch nur eine geringe effektive Temperatur ( $2200 K < T_{eff} < 3800 K$ ) und damit auch nur eine geringe Leuchtkraft ( $0.0001 < L_{\odot} < 0.03$ ) ausbilden können. Sie erscheinen deshalb tieforange bis rot (Spektraltyp M, B-V +1.4 .. +1.7). Da der Energietransport innerhalb dieser Sterne ausschließlich konvektiv erfolgt, steht ihnen der gesamte Wasserstoffvorrat zur Energieerzeugung zur Verfügung.

Die Aufenthaltsdauer von Roten Zwergen auf der Hauptreihe kann mehrere 100 Milliarden Jahre erreichen. Danach sollten sie sich in einem unspektakulären Schrumpfungsprozeß zu Weißen Zwergsternen entwickeln.

### Unterzwerge

Als „kühle“ Unterzwerge (Leuchtkraftklasse VI) werden Sterne der Spektraltypen G bis M bezeichnet, die einen um ca. 1-2 Magnituden schwächeren Bereich unterhalb der Hauptreihe bevölkern. Sie fallen spektroskopisch durch eine niedrige Metallhäufigkeit auf. Da „Metalle“ das Opazitätsverhalten der Sternmaterie stark beeinflussen, hat das sofort Auswirkungen auf den Energietransport sowie auf das hydrostatische Gleichgewicht (d.h. den Sternradius bei gegebener Masse) und damit auf die effektive Temperatur und Leuchtkraft. Im Vergleich zu „normalen“ Hauptreihensternen gegebener Masse sind Unterzwerge zwar heißer und leuchtkräftiger, nur reicht der Helligkeitszuwachs nicht aus, um sie direkt auf der Hauptreihe zu plazieren. Sie bilden deshalb einen parallelen Zweig aus, der etwas unterhalb der gewohnten Hauptreihe verläuft.

Ein mehr oder weniger typisches Beispiel für einen kühlen Unterzwerg ist Kapteyns Stern. Seine Masse beträgt etwa  $0.28 M_{\odot}$  und seine Leuchtkraft  $0.0013 L_{\odot}$ . Mit einer Entfernung von lediglich 3.9 pc gehört er zur unmittelbaren Nachbarschaft unserer Sonne in der Milchstraße. Man findet ihn mit einem Fernrohr ( $8.8^m$ ) am südlichen Sternhimmel im Sternbild Pictor (Maler).

Eine ziemlich rätselhafte Gruppe sind die sogenannten „heißen“ oder blauen Unterzwerge (Spektraltyp O bis B). Man findet sie links unterhalb der Hauptreihe bei hohen Leuchtkräften. Man nimmt an, daß es sich hier um heliumverbrennende Sterne mit einer sehr dünnen Wasserstoffhülle handelt. Ihre genaue Einordnung in die Theorie der Sternentwicklung ist gegenwärtig noch Gegenstand der Forschung.

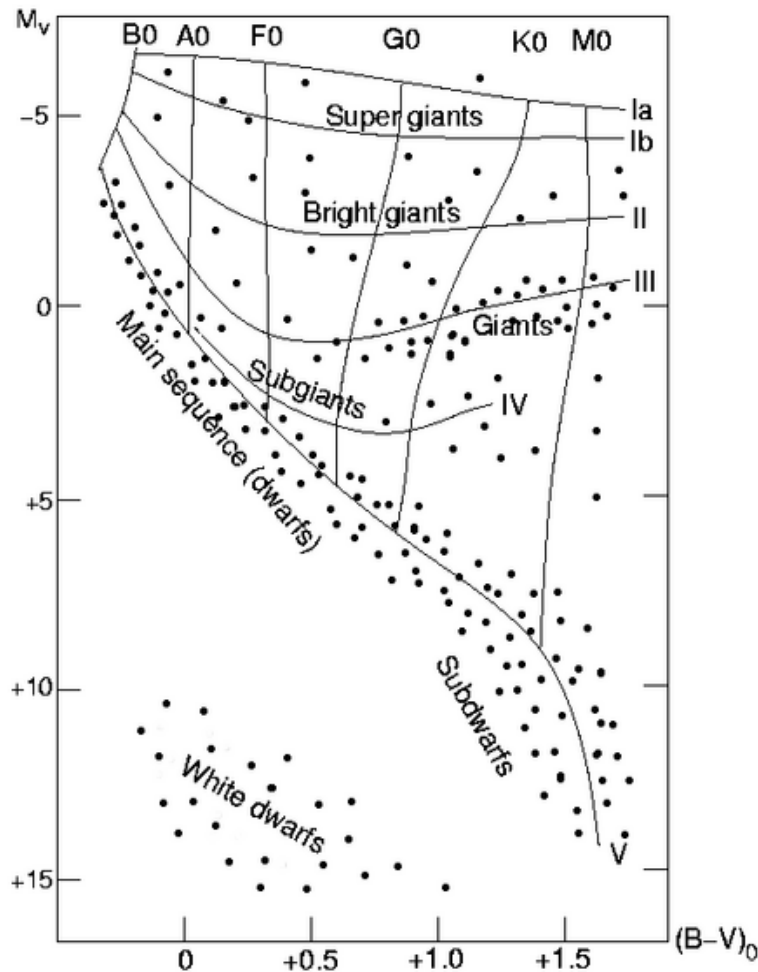
### Riesensterne

Der Bereich der Riesensterne erstreckt sich stark strukturiert rechts und oberhalb der Hauptreihe. Er zerfällt in mehrere Äste und enthält Sterne unterschiedlicher Entwicklungsstufen und Massen, die jeweils verschiedenen Parameterbereichen ( $T_{eff}$ ,  $L$ ,  $M$ ,  $R$ ) entsprechen. Im Vergleich zu Hauptreihensternen fällt ihr großer Radius, der z.B. bei roten Riesensternen durchaus einige Hundert Sonnenradien übersteigen kann, sowie ihre z.T. überdurchschnittlich große Leuchtkraft auf. Sie werden in vier separate Leuchtkraftklassen eingeteilt:

- I Überriesen (*super giants*), liegen oberhalb der Hauptreihe über den hellen Riesen
- II Helle Riesen (*bright giants*), besiedeln das Gebiet oberhalb der „normalen“ Riesen
- III Riesen (*giants*), bilden den sogenannten Riesenast
- IV Unterriesen (*subgiants*), belegen den Bereich zwischen der Hauptreihe und dem Riesenast

In der Regel werden die einzelnen Typbezeichner noch durch ein Attribut ergänzt, die in etwa die Farbe des Sterns (und damit, ob es sich um einen frühen, mittleren oder späten Spektraltyp handelt) kennzeichnen. So unterscheidet man z.B. zwischen „Blauen Überriesen“ (Spektraltyp O und B) und „Rote Überriesen“ (späte Spektraltypen). Die „normalen“ Riesensterne vom Spektraltyp K und M nennt man „Rote Riesen“.

$T_{eff}$	$M_V$	$L / L_{\odot}$	B-V	Sp.-Typ	$M / M_{\odot}$	$R / R_{\odot}$
40300		1100000	-0.21	O5	70	30
26000		260000	-0.23	B0	25	30
9730		35000	-0.01	A0	16	60
7700		32000	+0.17	F0	12	80
5550		30000	+0.76	G0	10	120
4420		29000	+1.25	K0	13	200
3650		41000	+1.67	M0	13	500



### Lage der Riesensterne im Hertzsprung-Russell-Diagramm

Die leuchtkraftstärksten Überriesen ( $M_V > -10$ ) werden auch als Hyperriesen bezeichnet und der Leuchtkraftklasse 0 (oder Ia0) zugeordnet. Es handelt sich dabei u.a. um die sehr hellen blauen Veränderlichen (LBV), deren Masse die Masse der Sonne um das ca. 100 fache übersteigt. Sie sind äußerst selten in unserer Milchstraße. In anderen Galaxien werden sie bevorzugt in jungen Starburst-Regionen beobachtet. Man vermutet, daß sie bereits nach ca. 1 Million Jahren in einem gigantischen Hypernovaausbruch zu einem Schwarzen Loch kollabieren. Ein Beispiel für solche einen *hypergiant* ist der bereits erwähnte Pistolens Stern im Sternbild Schütze.

### Parameter von Riesensternen der Leuchtkraftklasse I

Am bekanntesten ist die Gruppe der Roten Riesen (LK II/III) und Roten Überriesen (LK I). Sie überdecken die Spektralklassen K und M was ihre orangene bis rote Farbe erklärt. Rote Riesen sind die Hauptbewohner des Riesenastes im HRD und entwickeln sich aus Hauptreihensternen, deren Masse im Bereich von einer bis zu einigen Sonnenmassen liegt. Diese Entwicklung wird in Gang gesetzt, wenn im Innern dieser Sterne der zum Wasserstoffbrennen notwendige Vorrat an Wasserstoff zur Neige geht und das sogenannte Schalenbrennen und danach – wenn die Temperaturerhöhung im Kern durch die Kontraktion ausreicht – das Heliumbrennen einsetzt. Dieser Prozeß ist mit einer Kontraktion des Kernbereichs und einer enormen Expansion der äußeren

Sternhülle verbunden. Dabei wird die abstrahlende Fläche enorm vergrößert (was die Zunahme an Leuchtkraft erklärt) wobei parallel dazu die effektive Temperatur auf weniger als 5000 K („Gelbe Riesen“) bzw. 3000 K („Rote Riesen“) absinkt.

$T_{eff}$	$M_V$	$L/L_\odot$	B-V	Sp.-Typ	$M/M_\odot$	$R/R_\odot$
29000		110000	-0.29	B0	20	15
10100		106	-0.03	A0	4	5
5850		34	+0.65	G0	1.0	6
4750		60	+1.00	K0	1.1	15
3800		330	+1.56	M0	1.2	40

### Parameter von Riesensternen der Leuchtkraftklasse III

Beispiele für typische Rote Riesensterne sind  $\alpha Tau$  (Aldebaran, K5 III) und  $\beta Gem$  (Pollux, K0 IIIvar). Der Stern Beteigeuze im Orion ( $\alpha Ori$ , M2 Ib) ist ein leuchtkräftiger Roter Überriese mit einer rund 10000 fachen Sonnenleuchtkraft und einem Durchmesser, der den Durchmesser der Sonne um mehr als 750 mal übersteigt. Er zeigt wie die meisten Roten Riesensterne einen unregelmäßigen Lichtwechsel. Einen besonders starken, durch Oszillationen hervorgerufenen Lichtwechsel besitzen die Mira-Sterne, eine spezielle Gruppe langperiodischer veränderlicher roter Riesensterne. Man findet sie am äußerst rechten Rand des Riesenastes.

### Weißer Zwerge

Der langgestreckte Bereich unterhalb der absoluten Helligkeit von  $+10^m$  im HRD wird von einer speziellen Gruppe kleiner (und damit leuchtschwacher) Sterne bevölkert, die man aus historischen Gründen als Weiße Zwerge bezeichnet (es gibt sie auch in Gelb und Orange). Sie stellen den langsam abkühlenden Endzustand von Sternen dar, deren (Kern-) Masse unterhalb von  $1.44 M_\odot$  (der Chandrasekhar-Grenze) liegt und bei denen im Innern keine thermo-nukleare Reaktionen mehr ablaufen können. Dabei wird die Stabilität dieser nur etwa erdgroßen Objekte durch den Druck eines entarteten Elektronengases gewährleistet.

Als Einzelsterne sind Weiße Zwerge nur sehr schwer zu entdecken. Die meisten der bekannteren Objekte dieser Art sind Komponenten von klassischen Doppelsternsystemen (z.B. Sirius B) oder gehören zur Gruppe von kataklysmischen Veränderlichen (z.B. Zwergnovae, Polare).

$T_{eff}$	$M_V$	$L/L_\odot$	$M/M_\odot$	$R/R_\odot$
6000-40000	<+10	$10^{-2} \dots 10^{-6}$	~0.6	~0.013

Parameter von Weißen Zwergsternen

## Hertzsprung-Lücke

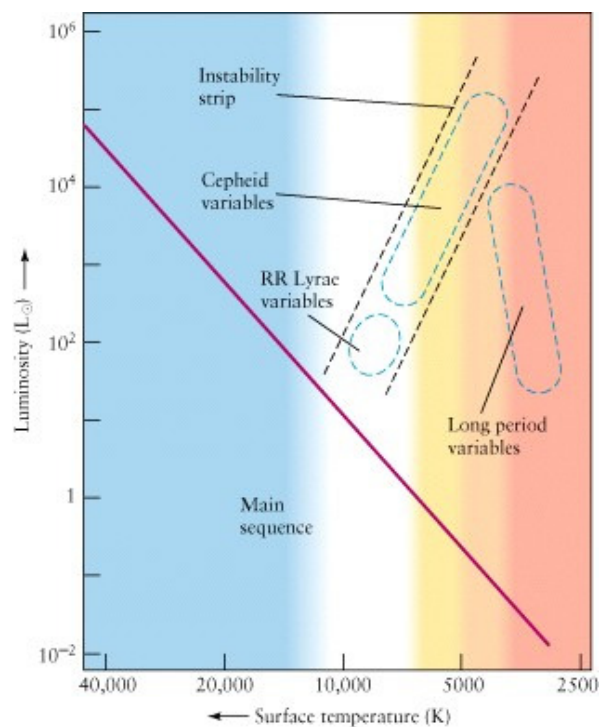
Ein nur schwach mit Sternen besetzter Bereich zwischen der Hauptreihe oberhalb der Sonne ( $M_V > +4^m$ ) und unterhalb einer absoluten Helligkeit von  $M_V \approx -1^m$  sowie dem Riesenast (Spektralbereich zwischen A5 und G0) bezeichnet man als Hertzsprung-Lücke. Aus der Theorie der Sternentwicklung folgt, daß Hauptreihensterne am Ende ihres Hauptreihendaseins relativ schnell durch diese Zone in den Riesenast abwandern. Deshalb ist die Wahrscheinlichkeit gering, zu einem gegebenen Zeitpunkt in diesem Bereich Sterne in nennenswerter Anzahl aufzufinden.

Der obere Bereich dieser Lücke gehört dem sogenannten Instabilitätsstreifen an und enthält (insbesondere in alten Kugelsternhaufen) in größerer Zahl veränderliche Sterne vom RR Lyrae-Typ.

## Instabilitätsstreifen

Im HRD verläuft von rechts oben nach links unten ein schmaler Streifen, der von Pulsationsveränderlichen ( $\delta$ -Cephei und RR Lyrae-Sterne bis hin zu ZZ Ceti-Sterne) besiedelt ist. Diese Sterne führen radiale Schwingungen aus, die alle nach dem gleichen physikalischen Prinzip erfolgen (sogenannter Kappa-Prozeß) und zu einer periodisch wechselnden Helligkeit führen. Dieser Streifen wird als Instabilitätsstreifen bezeichnet. Er setzt sich unterhalb der Hauptreihe bis in das Gebiet der Weißen Zwerge fort (ZZ Ceti –Sterne).

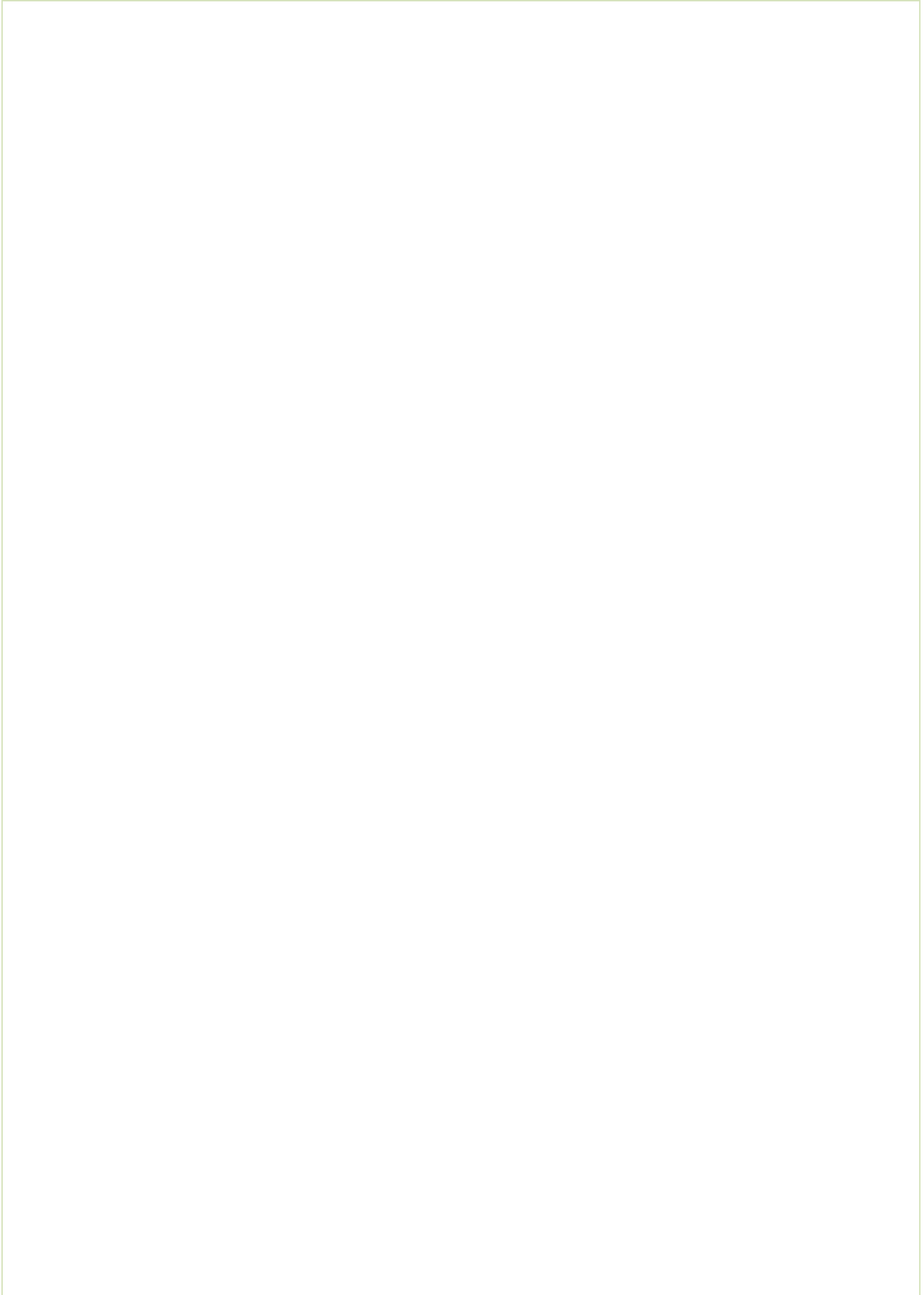
Delta Cephei – und RR Lyrae-Sterne sind sehr wichtig für die Entfernungsbestimmung im Weltall, da bei ihnen ein funktionaler Zusammenhang zwischen der Periodendauer ihres Lichtwechsels und ihrer absoluten Helligkeit besteht (Perioden-Leuchtkraft-Beziehung).



Lage des Instabilitätsstreifen im Hertzsprung-Russell-Diagramm

## Literatur zum Thema

- K. Lindner: **Taschenbuch der Astronomie**, Fachbuchverlag Leipzig, 1997
- H. Bernhard, K.Lindner, M.Schukowski: **Wissensspeicher Astronomie**, Volk und Wissen 1995
- A.Unsöld, B.Baschek: **Der neue Kosmos**, Springer-Verlag 2004
- A.Weigert, H.J. Wendker: **Astronomie und Astrophysik**. Ein Grundkurs, Wiley-VCH 2004
- H. Karttunen et.al.: **Fundamental Astronomy**, Springer-Verlag 2000
- B.W. Jones: **Discovering the Solar System**, Wiley 2000
- McBride, Gilmour: **Introduction to the Solar System**, Cambridge University Press 2004
- N.Langer: **Leben und Sterben der Sterne**, Beck'sche Reihe, C.H.Beck 1995
- J.B.Kahler: **Sterne und ihre Spektren**, Spektrum-Verlag 1994
- K.G.Strassmeier: **Aktive Sterne, Laboratorien der solaren Astrophysik**, Springer 1997
- I.S.Schklowski: **Geburt und Tod der Sterne**, Urania-Verlag 1988
- S.A.Kaplan: **Physik der Sterne**, BSB B.G.Teubner Verlagsgesellschaft 1980
- M.Salaris, S.Cassisi: **Evolution of Stars and Stellar Population**, Wiley 2005



## Index

### A

A-Sterne 3, 70  
Aitken, R.G. 37  
Algol-Sterne 39  
Angström, A. J. 58  
Arches-Cluster 55  
Argelander, Friedrich Wilhelm August 2

### B

B-Sterne 3, 67  
Baade, Walter 3, 42  
Baade-Wesselink-Verfahren 3, 24, 42, 46  
Balmer-Serie 59, 61, 66, 70, 76  
Balmer-Sprung 23, 92  
Bappu, Menali K. Vainu 74  
Barnard, Edward Emerson 58  
Bedeckungsveränderlicher 39, 50, 51  
Belopolsky, A. A. 58  
Bessel, Friedrich Wilhelm 2, 4, 47  
Beugungsscheibchen 25, 26, 31, 37  
Bohr, Niels 59  
bolometrische Korrektur 10, 11, 21, 44  
Bouguer-Plot 16  
Bouguer-Verfahren 16  
Brahe, Tycho 2  
Brauner Zwergstern 53, 96, 102  
Bunsen, Robert Wilhelm 4, 57

### C

Cannon, Annie J. 57, 61  
Carter, Howard 2  
Chandrasekhar, Subrahmanyan 3, 4  
Chandrasekhar-Grenze 106  
Clark, Alvan Graham 3, 47  
color magnitude diagram 89  
Comte, Auguste 59

### D

Delta-Cepheiden 3, 42  
Deutsch, A. J. 60  
Doppelsterne 3, 1, 24, 46, 47, 58  
Doppelsterne, spektroskopischen 47, 49, 50, 53  
Dopplereffekt 40, 49, 52, 53, 58

Dopplergramme 60  
Doppler-Imaging 60  
Dreifarbenphotometrie 7, 88, 94  
Druckverbreiterung, Spektrallinien 46

### E

Eddington, Arthur Stanley 4, 96  
Eigenbewegung 4, 2, 46, 47  
Entfernungsmodul 8, 9, 92, 94  
Extinktion 5  
Extinktion, atmosphärische 18  
Extinktion, interstellare 3, 18  
Extinktionskoeffizient 14, 15, 16, 17, 18

### F

F-Sterne 3, 74  
Farben-Helligkeitsdiagramme 4, 88, 101  
Farbenindex 2, 6, 7, 18, 19, 88, 89, 90  
Farbexzeß 18, 19, 44, 91  
Fechner, Gustav Theodor 3  
Figer, D. 55  
Fleming, Williamina 57  
Fouriertransformation 33  
Fowler, Ralph Howard 4  
Fraunhofer, Joseph von 57  
Fraunhofersche Linien 57  
Fresnelsche Beugung 36  
Fringes 25

### G

G-Sterne 3, 76  
Gravitationskollaps 65, 95  
Gravitationswellen 53  
Größenklassenskala 3

### H

Halley, Edmond 4  
Hanbury-Brown, R. 3, 24, 27  
Harvard-Klassifikation, Sternspektren 57, 61  
Hauptreihe 4, 10, 11, 18, 19, 22, 23, 54, 55, 62, 71, 80, 90, 91-94, 99, 101-104, 107

Heisenberg, Werner 59  
 Helioseismologie 60  
 Heliumbrennen 105  
 Helligkeit, absolute 7, 8, 21, 89, 98  
 Helligkeit, bolometrische 9, 10, 21, 43, 44  
 Helligkeit, scheinbare 3, 4, 7, 8, 11, 23, 43, 44, 89, 90  
 Henderson, Thomas 2  
 Henry Draper Memorial Catalogue 58  
 Hertzprung, Ejnar 98  
 Hertzprung-Lücke 4, 107  
 Hertzprung-Russell-Diagramm 4, 58, 62-64, 98, 105, 107  
 Hipparchos von Nicaä 3, 4  
 Hipparcos, Satellit 28, 45, 90, 101  
 Horizontalast 90, 99  
 Huggins, William 4, 58, 59  
 Hunbury-Brown, Robert 27, 28  
 Hypernovaausbruch 105

## I

Infrared flux method 44  
 Instabilitätsstreifen 4, 107  
 Intensitäts-Interferometrie 27  
 Interferometrie, optische 24, 26  
 Isoplanasiebedingung 33

## J

Jaschek 70, 72  
 Johnson 6  
 Johnson-Erweiterung 6

## K

K-Sterne 3, 79  
 kataklysmische Veränderliche 106  
 Keeler, J.E. 58  
 Keenan, F.C. 62  
 Kellmann, E. 62  
 Kirchhoff, Gustav Robert 4, 57  
 Kohlenstoffsterne 80, 83  
 Kugelsternhaufen 89, 90, 91, 101, 107

## L

Labeyrie, A. 31  
 Lambert, Johann Heinrich 3  
 Landau, Lev D. 3

Leuchtkraft 2, 4, 7, 9, 10, 21, 23, 39, 42, 44, 52, 54, 55, 62, 63, 68, 71, 74-76, 81, 90, 94-99, 102-104, 106, 107  
 Leuchtkraftklasse 4, 18, 28, 62, 63, 66, 68, 70-72, 74, 75, 79, 94, 102, 103, 105, 106  
 Leuchtkraftklassen 3, 62, 64, 70, 77, 81, 88, 99  
 luminous blue variable 55, 84  
 Lynds 35

## M

M-Sterne 3, 81  
 Masse-Leuchtkraft-Beziehung 94  
 Massenfunktion 51  
 Masse-Radius-Beziehung 4, 97  
 Maury, Antonia C. 57  
 Michelson, Albert Abraham 25  
 Michelson-Interferometer 24, 27, 44  
 Michelson-Sterninterferometer 3, 25, 27, 28  
 Microlensing 3, 24, 37  
 Mie-Streuung 12, 13, 17  
 Mira-Sterne 37, 82, 83, 106  
 MK-Klassifikation, Sternspektren 62  
 Morgan, W.W. 6, 62

## N

Neutronensterne 3, 1, 52, 53  
 Novae 88

## O

O-Sterne 3, 66  
 OB-Assoziationen 67  
 offene Sternhaufen 89, 90  
 Oppenheimer, Robert 3  
 Oppenheimer-Volkoff-Grenze 54

## P

Parallaxe 4, 2, 27, 28, 30, 44, 45, 90, 94  
 Parallaxe, photometrische 94  
 Parallaxen 8  
 Periastrondrehung 53  
 Photometrie 3, 11, 20, 98  
 photometrische Invarianten 9  
 Pickering, Edward Charles 50, 58, 61  
 Pistolens Stern 55  
 Planck, Max 58

Plancksches Strahlungsgesetz 20  
Pogson, Norman Robert 3  
Polare 106  
Poynting-Vektor 4  
psychophysisches Grundgesetz 3  
Ptolemäus, Claudius 3  
Pulsationsveränderliche 24, 43, 46  
Punktverbreiterungsfunktion 32

## Q

Quarksterne 2  
Quintuplet Cluster 55

## R

Radialgeschwindigkeit 2, 41, 42, 50, 60  
Ramsey, H. W. 58  
Rayet, G.A.P. 58  
Rayleigh-Jeansches Strahlungsgesetz 100  
Rayleigh-Streuung 12, 13, 17  
Riesenast 90, 99, 101, 104, 107  
Riesensterne 4, 25, 35, 37, 62, 63, 71, 80, 83, 90, 95, 99, 101, 104-106  
Röntgenpulsare 52, 53  
Rote Riesen 91, 99, 105  
Rote Überriesen 105  
Rote Zwergsterne 103  
Russell, Henry Norris 98

## S

Saha, Meghnad 59, 61  
Saha-Gleichung 59  
Savary, F. 47  
Schmidt-Kaler 92  
Schrödinger, Erwin 59  
Schwarze Löcher 3, 1, 52-54, 56, 105  
Schwarzschild, Karl 98  
Schwarzschild, Martin 4  
Schwerpunktsatz 51  
Secchi, Angelo 57, 61  
Sirius-System 48  
Sommerfeld, Arnold 59  
Speckle 3, 24, 31-35  
Speckle-Interferometrie 3, 24, 31, 33, 35  
Spektralanalyse 3, 4, 2, 59  
Spektrallinien 2, 40, 46, 49, 50, 57, 59, 60, 62, 63, 68, 74  
starburst cluster 55

Stark-Effekt 59  
Stefan-Boltzmannsches Gesetz 44, 99  
Stefan-Boltzmannsches Strahlungsgesetz 21  
Steinheil, Carl August von 3  
Sternatmosphäre 2, 4, 24, 35, 38, 45, 55, 60, 62, 67, 74, 75, 79, 83, 96  
Sternbedeckungen 3, 2, 24, 36, 37  
Sterndurchmesser, Bestimmung 23  
Sterndurchmesser, photometrische 3, 44  
Sternhelligkeiten 2  
Sternmassen 46  
Sternseismologie 60  
Sternspektren, Klassifikation 61  
Sternwind 37, 55, 60, 66, 85  
Strahlungsintensität 4, 13  
Strahlungsstrom 4, 5, 8, 9, 18, 20  
Strahlungstemperatur 22  
Strahlungstransport 95, 97  
Strömgren, Bengt 4  
Struve, Wilhelm 2

## T

Temperatur, effektive 7, 21-23, 42, 44, 61-63, 65, 67, 70, 75, 81, 85, 88, 98, 102, 103, 106  
Thome, John M. 3  
Timocharis von Alexandria 4  
Transmissionskurven 6  
T-Tauri-Veränderliche 60  
turn-off point 90  
Tutanchamun 2  
Twiss, Richard Q. 3, 24, 27

## U

UBV-System 6, 7, 8, 9, 88  
Unsöld, Albrecht 59  
Unterzwerge 4, 62, 103, 104

## V

van Cittert-Zernicke-Theorem 26  
Viralsatz 97  
Visibilität 26  
Visibilitätskurve 26  
Vogel, Herrmann Carl 57, 58  
Volkoff 3

## W

Wasserstoffbrennen 102, 105  
Weiße Zwergsterne 4, 3, 46, 53, 62, 65, 90, 95, 99, 103, 106  
Wesselink, Adriaan Jan 42  
Wiensches Strahlungsgesetz 100  
Wiensches Verschiebungsgesetz 7, 22, 88, 100  
Wilson, Olin C. 74  
Wilson-Bappu-Effekt 74, 77  
Wolf, C.J.E. 58  
Wolf-Rayet-Sterne 55, 58, 84, 85, 87  
Wollaston, William Hyde 57

## Y

Young, Thomas 25

## Z

Zeeman-Effekt 60  
Zöllner, Karl Friedrich 57  
Zweifarbendiagramm 92  
Zwergnovae 106  
Zwicky, Fritz 3

