

Astronomisches Praktikum

Version vom 20.04.2018

Dr. Chris Tenzer

Tel.: 29-75473

E-Mail: tenzer@astro.uni-tuebingen.de

Dr. Gerd Pühlhofer

Tel.: 29-74982

E-Mail: puehlhofer@astro.uni-tuebingen.de

Ursprünglich zusammengestellt von
Norbert Kappelmann und Eckhard Kendziorra

Kepler Center for Astro and Particle Physics
Institut für Astronomie und Astrophysik

Eberhard Karls Universität Tübingen

Literaturvorschläge

- Weigert et al.: *Astronomie und Astrophysik - Ein Grundkurs*, Wiley-VCH
- Voigt: *Abriss der Astronomie*, Wiley-VCH
- Unsöld & Bascheck: *Der neue Kosmos*, Springer
- Schneider: *Extragalaktische Astronomie und Kosmologie*, Springer
- Karttunen et al.: *Fundamental Astronomy*, Springer [engl.]
- Bennett et al.: *Astronomie - Die kosmische Perspektive*, Pearson Studium
- Hanslmeier: *Einführung in Astronomie und Astrophysik*, Springer
- Hanslmeier: *Faszination Astronomie*, Springer

Benötigtes Handwerkszeug

Zur Lösung der Aufgaben dieses Praktikums sind folgende einfache Hilfsmittel nötig:

- Papier, Bleistift und Radiergummi
- Geodreieck mit Winkelskala und Zirkel
- Wissenschaftlicher Taschenrechner

Aufgrund der Datenmengen und der oftmals geforderten grafischen Darstellung der Werte empfiehlt sich dennoch die zusätzliche Verwendung eines Computers mit entsprechenden Anwendungen (Tabellenkalkulation, Plotroutine, Zeichenprogramm).



Inhaltsverzeichnis

1. Teilnehmervorträge	1
2. Himmelsspaziergang	3
3. Sternspektren	5
3.1. Spektralklassifikation	5
3.2. Leuchtkraft	6
4. Cepheiden	9
4.1. Einleitung	9
4.2. Cepheiden	9
4.3. Galaktische Entfernungsskala	10
5. Hubble-Gesetz	13
5.1. Olbersches Paradoxon	13
5.2. Hubble-Konstante	13
5.3. Kosmische Entfernungsskala	14
5.4. Lösung des Olberschen Paradoxons	14
6. Jupitermasse	17
6.1. Einleitung	17
6.2. Massenbestimmung	17
6.3. Orbitbestimmung	18
7. Merkurrotation	21
7.1. Optische Bestimmung	21
7.2. Spektrometrie	21
7.3. Radar-Methode	22
8. Galaktische Rotation	25
8.1. Einleitung	25
8.2. Relativbewegung	26
9. Pulsare und ISM	29
9.1. Extinktion	29
9.2. Pulsare	30
9.3. Pulsardispersion	30

10. Farben-Helligkeits-Diagramm	33
10.1. Sternhaufen	33
10.2. Sternentwicklung	33
10.3. FHD und HRD	34
11. Doppelsternsysteme	37
11.1. Doppelsterne	37
11.2. Keplersche Gesetze	37
11.3. Bahnellipsen	38
11.4. Kruger 60	39

Kapitel 1.

Teilnehmervorträge

Am ersten Praktikumstermin werden von Teilnehmern des Praktikums Vorträge zu den folgenden grundlegenden Themen gehalten:

- Koordinatensystem in der Astronomie
(Horizontsystem, Äquatorsystem (fest / rotierend), Frühlingspunkt, Ekliptikale Koordinaten, Galaktische Koordinaten, ...)
- Zeitbegriffe in der Astronomie
(Sternzeit, Sonnenzeit, Sterntag, Sonnentag, Mittlere Sonnenzeit, Zeitgleichung, UTC, Kalender, Julianisches Datum ...)
- Korrekturen in der Astronomie
(Parallaxe, Präzession, Nutation, Refraktion in der Atmosphäre, Aberration, ...)

Weitere Vorträge zu anderen astronomischen und astrophysikalischen Themen (gerne auch eigene Vorschläge) folgen an den übrigen Praktikumstagen.

Die Vorträge sind jeweils auf 15 bis 20 Minuten anzulegen und sollen die wichtigsten Grundbegriffe des Themas erklären. Allen Teilnehmern bietet sich so die Möglichkeit die Vortragssituation vor Publikum im Kreis des Praktikums anhand leicht verständlicher Themen zu üben. **Teilnehmer, die einen benoteten Schein, zum Beispiel für das Staatsexamen, anstreben, müssen einen Vortrag halten.**

Ihre Notizen:

Kapitel 2.

Himmelsspaziergang

An einem klaren Praktikumsabend wird ein Himmelsspaziergang durchgeführt, wobei die beobachteten Objekte natürlich je nach Jahreszeit und aktuellem Anlass variieren. Es wird auch eine Einführung in einfache Himmelskarten gegeben. Da das Praktikum an einem festen Termin durchgeführt wird, ist die Durchführung dieses Vorhabens schwierig, da wetterabhängig, und wird daher kurzfristig angesetzt. Den Teilnehmern wird empfohlen, bei klaren Abenden sich mit entsprechender Kleidung, speziell im Wintersemester, auf die Durchführung in der ungeheizten Kuppel der Sternwarte vorzubereiten. Kurz vor dem Praktikumstermin kann die Durchführung telefonisch erfragt werden. **Bei bedecktem Himmel findet selbstverständlich kein Himmelsspaziergang statt.**

Die Beobachtungen wurden früher an der Sternwarte Tübingen durchgeführt. Der dort installierte 30 cm große Refraktor von Carl Zeiss Jena wurde ursprünglich in Heidelberg an der Privatsternwarte von C. BOSCH betrieben und kam nach dem Zweiten Weltkrieg nach Tübingen. Heute wird er hauptsächlich für Himmelsspaziergänge der Astronomischen Vereinigung Tübingen verwendet.

Nach dem Umzug des Astronomischen Instituts in die Gebäude auf dem Sand wurde im September 2003 ein neues 0,8 m-Spiegelteleskop der Firma AstroOptik Keller auf dem Institutsgelände installiert (Abb. 2.1). Für den Himmelsspaziergang stehen darüberhinaus noch zwei transportable Meade-Spiegelteleskope (8 in und 12 in Spiegeldurchmesser, Abb. 2.2), sowie ein 12 in-Orion Dobson-Teleskope zur Verfügung. 2011 konnte schließlich auch noch ein 2,30 m-Radioteleskop von Are Elektronik für studentische Praktika errichtet werden.

Die folgenden Internet-Seiten geben weitere Informationen:

- Astronomisches Institut:
<http://www.uni-tuebingen.de/de/4656>
- 80 cm-Spiegelteleskop:
<http://www.uni-tuebingen.de/de/4927>
- Radioteleskop:
<http://www.uni-tuebingen.de/de/25717>
- Historisches Observatorium (Sternwarte Tübingen):
<http://www.uni-tuebingen.de/de/6214>
- Astronomische Vereinigung Tübingen:
<http://www.sternwarte-tuebingen.de/>



Abbildung 2.1.: Teleskopgelände des Instituts für Astronomie und Astrophysik Tübingen mit dem 0,8m-Spiegelteleskop (links, Kuppel), dem transportablen 12 in-Spiegelteleskop (links) und dem 2 m-Radioteleskop (rechts).



Abbildung 2.2.: Meade-Spiegelteleskope des Instituts für Astronomie und Astrophysik Tübingen (links: 8 in, rechts: 12 in).

Kapitel 3.

Physikalische Eigenschaften von Sternen

3.1. Spektralklassifikation

Die Analyse von Sternspektren im Bereich des optischen Fensters der Erdatmosphäre bildet trotz der heute auf das ganze Band der elektromagnetischen Strahlung ausgedehnten spektroskopischen Untersuchungen immer noch eine wesentliche Grundlage für die Erforschung der Physik der Sterne.

Schon vor der Jahrhundertwende hatten Arbeiten von E. PICKERING und A. CANNON ergeben, dass die meisten Sternspektren zwanglos in eine eindimensionale Folge von *Spektraltypen*, genannt Harvard-Sequenz, eingeordnet werden können. Diese Sequenz, ursprünglich nach der Stärke der Balmerreihe des Wasserstoffs geordnet, wurde noch einmal umgestellt, nachdem erkannt worden war, dass sich die Spektraltypen im wesentlichen aufgrund unterschiedlicher Temperaturen der Sternatmosphären ergeben. Die Harvard-Sequenz lautet daher heute:

O, B, A, F, G, K, M, (L, T)

In diese Sequenz lassen sich über 99 % aller Sterne einordnen. Zur Verfeinerung unterteilt man jede Klasse noch dezimal

B0, B1, ..., B9, A0, ..., A9, F0, ...,

wobei man bei O-Sternen mit O5 beginnt. Weitere Besonderheiten der Sternspektren werden durch Prä- oder Suffixe mit zusätzlichen kleinen Buchstaben gekennzeichnet, sie sollen uns aber im Rahmen des Praktikums nicht weiter interessieren.

Der Spektraltyp charakterisiert die Oberflächentemperatur eines Sterns, sagt aber noch nichts über seine Leuchtkraft aus. Diese hängt nämlich außer von der Temperatur auch noch von der Größe der strahlenden Oberfläche ab. Ein M-Riese ist zum Beispiel 10^6 mal heller als ein M-Zwerg. Diese gewaltigen Unterschiede machen sich auch in der Harvard-Sequenz etwas bemerkbar. So ist der Elektronendruck in der Photosphäre eines Riesensterns erheblich niedriger als in der eines Zwergs. Das wiederum hat zur Folge, dass bei gleicher Temperatur die Rekombinationsrate durch Stöße in Riesen-Atmosphären geringer ist als in Zwerg-Atmosphären. Somit ist der Ionisationsgrad etwas höher und Riesen gehören bei gleicher Temperatur einem etwas „früheren“ Spektraltyp (O, B, A) an als Zwergsterne. Diese Abhängigkeit berücksichtigt das zweidimensionale, nach W.W. MORGAN und P.C. KEENAN benannte MK-System, wobei der erste Parameter der Harvard-Spektralklasse, der zweite Parameter der *Leuchtkraftklasse* entspricht.

Parameter	Klassenname	engl. Klassenname
0	Hyperriesen	hypergiants
I	Überriesen	supergiants
II	Helle Riesen	bright giants
III	Riesen	giants
IV	Unterriesen	subgiants
V	Zwerge	dwarfs
VI	Untertzwerge	subdwarfs

Die Bestimmung der Leuchtkraftklassen ist schwieriger, da man hier zur Klassifizierung die Breite spezieller, druckempfindlicher Linien heranziehen muss.

Die Bedeutung des Temperaturbegriffs bleibt noch zu erklären: Temperatur bedeutet hier stets effektive Temperatur T_{eff} , das heißt die Temperatur, die ein schwarzer Körper annehmen müsste, damit seine über alle Wellenlängen integrierte Strahlung gleich der Gesamtstrahlung des beobachteten Sterns ist. Um dieses Temperatursystem zu eichen, müssen somit wenigstens von den Eichsternen vollständige (oder theoretisch vervollständigte Spektren) bestimmt sein, um deren Integral berechnen zu können. Dies ist eine sehr schwierige Aufgabe, da die Messung vollständiger Spektren nur für extraterrestrischen Beobachtungen möglich ist.

Untersucht man die Sequenz der Spektraltypen danach, welche besonders dominanten Linien bei den verschiedenen Temperaturen beobachtet werden, ergibt sich folgender Verlauf¹:

Typ	Kennzeichen
O	hohe Ionisationen (He II, Si IV, N III, ...), H relativ schwach, gelegentlich zusätzliche Emissionslinien
B0	He II fehlt, He I stark, Balmerreihe zunehmend, weiterhin Si III und O II
A0	He I fehlt, Balmerreihe maximal, Mg II und Si II stark, Fe II, Ti II und Ca II zunehmend
F0	H schwächer, Ca II stark, Fe II und Ti II maximal bei etwa A5, Fe I und Ca I etwa gleich stark
G0	Ca II sehr stark, Fe I stark, H schwach
K0	H schwach, neutrale Metalle stark, TiO-Molekülbanden
M5	Ca I stark, TiO-Molekülbanden stärker

3.2. Leuchtkraft

Neben der Bestimmung des Spektraltyps und damit der effektiven Temperatur können wir mit der gemessenen Helligkeit, genannt *scheinbare Helligkeit* m eines Sterns auch seine Leuchtkraft bestimmen, wenn wir seine Entfernung kennen. Helligkeiten werden in der Astronomie, entsprechend der zum Logarithmus des Reizes proportionalen Empfindlichkeit

¹Traditionell wird in der Astronomie die Ionisationsstufe eines Elements in römischen Ziffern angegeben, wobei I neutral, II einfach ionisiert, ..., kennzeichnet.

des Auges, in der Größenklassenskala *Magnituden* angegeben: $m \sim \log s$. Der hierbei auftretende Proportionalitätsfaktor wird so gewählt, dass er historische Messungen möglichst gut angleicht. s ist der *Strahlungsstrom* von einem Stern am Ort des Beobachters und ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Entfernung. Eigenschaften der Erdatmosphäre und des Detektors sollen im Folgenden nicht berücksichtigt werden. Für die Differenz zweier Helligkeiten gilt:

$$m_1 - m_2 = -2,5 \log \frac{s_1}{s_2} \quad (3.1)$$

Für die Entfernungen wird über

$$\frac{\pi}{1''} = \frac{1 \text{ pc}}{d} \quad (3.2)$$

die Einheit Parsec (Parallaxesekunde) pc eingeführt. Ein Stern mit einer jährlichen Parallaxe von einer Bogensekunde ($\pi = 1''$) hat somit gerade die Entfernung von einem Parsec ($d = 1 \text{ pc} \approx 3,09 \times 10^{16} \text{ m}$). Befände sich der Stern in einer Normentfernung von $D = 10 \text{ pc}$ nennt man seine Helligkeit $m(D = 10 \text{ pc})$ die *absolute Helligkeit* M . Sei der zugehörige Strahlungsstrom S , dann können wir den Unterschied zwischen scheinbarer und absoluter Helligkeit eines Sternes berechnen:

$$m - M = -2,5 \log \frac{s}{S} \quad (3.3)$$

Da der Strahlungsstrom umgekehrt proportional zum Quadrat der Entfernung ist, gilt $\frac{s}{S} = \frac{D^2}{d^2}$:

$$m - M = -2,5 \log \frac{D^2}{d^2} \quad (3.4)$$

$$= -5 \log D + 5 \log d \quad (3.5)$$

$$= -5 + 5 \log d \quad (3.6)$$

Bevor wir zur Berechnung der Leuchtkraft übergehen, hier noch ein kurze Zwischenbemerkung:

Das $1/d^2$ -Gesetz für den Strahlungsstrom gilt natürlich nur unter Vernachlässigung der interstellaren Absorption, die wir bei den geringen vorkommenden Entfernungen ($r < 100 \text{ pc}$) in unserer Aufgabe jedoch außer Acht lassen können. Im allgemeinen Fall kann Gl. 3.6 durch einen Zusatzterm ergänzt werden, der die Streuung und Absorption berücksichtigt:

$$m - M = -5 + 5 \log d + \gamma d$$

γ ist stark von der Richtung und Entfernung abhängig (Wolkenstruktur des interstellaren Materials).

Bisher haben wir nur von Helligkeiten und Strahlungsströmen in einem schmalen Wellenlängenbereich (zum Beispiel dem visuellen M_V) gesprochen. Wenn wir von diesen Helligkeiten auf die Leuchtkraft schließen wollen, das heißt auf die Emission im gesamten

Spektralbereich, müssen wir dafür auf die *bolometrische Helligkeiten* übergehen. Zu diesem Zweck muss man die sogenannte *bolometrische Korrektur* anbringen:

$$M_{\text{bol}} = M_V + BC \quad (3.7)$$

Zur rechnerischen Verwendung der bolometrischen Korrektur eines bestimmten Spektraltyps und Leuchtkraftklasse gibt es Tabellenwerke. Da für sonnenähnliche Sterne (G2V) der überwiegende Anteil des Spektrums auch von der Erdatmosphäre durchgelassen wird, ist die bolometrische Korrektur nur sehr gering, für heißere und für kühlere Sterne nimmt sie jedoch deutlich zu.

Nach Anwendung der bolometrischen Korrektur und der so korrigierten Helligkeiten M_{bol} können wir zur Bestimmung der Leuchtkraft L übergehen. Alle Werte des beobachteten Sterns (X_*) werden mit den jeweiligen Werten der Sonne (X_\odot) in Bezug gesetzt. Es gilt

$$M_{\text{bol},*} - M_{\text{bol},\odot} = -2,5 \log \frac{L_*}{L_\odot} \quad , \quad (3.8)$$

mit den Sonnenwerten $M_{\text{bol},\odot} = +4,74$, $L_\odot = 3,8 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$.

Nachdem wir nun die Leuchtkraft des Sterns in Sonneneinheiten kennen, können wir seinen Radius berechnen. Wir gehen hierbei davon aus, dass die abgestrahlte Energie proportional zur Oberfläche und aufgrund des Stefan-Boltzmann-Gesetzes proportional zu T_{eff}^4 ist:

$$L_* \sim 4\pi R_*^2 T_{\text{eff},*}^4 \quad (3.9)$$

Beziehen wir dies wieder auf die Sonnen, so ergibt sich

$$\frac{L_*}{L_\odot} = \frac{4\pi R_*^2 T_{\text{eff},*}^4}{4\pi R_\odot^2 T_{\text{eff},\odot}^4} \quad (3.10)$$

und daraus

$$\frac{R_*}{R_\odot} = \sqrt{\frac{L_*}{L_\odot} \frac{T_{\text{eff},\odot}^4}{T_{\text{eff},*}^4}} \quad , \quad (3.11)$$

mit den bekannten Größen der Sonne $T_{\text{eff},\odot} = 5800 \text{ K}$ und $R_\odot = 7,5 \times 10^5 \text{ km}$. Mit Hilfe der MK-Klassifizierung als Maß für Temperatur $T_{\text{eff},*}$ und Leuchtkraft L_* eines Sterns kann somit auch dessen Radius R_* bestimmt werden.

Kapitel 4.

Cepheiden und die galaktische Entfernungsskala

4.1. Einleitung

Das genaueste Verfahren zur Bestimmung von Entfernungen zu benachbarten Sternen ist die Methode der trigonometrischen Parallaxen. Dabei wird die Winkelverschiebung des Sterns bezüglich weit entfernter Objekte bestimmt, und zwar zu verschiedenen Zeiten, zu denen sich die Erde an unterschiedlichen Positionen auf ihrer Bahn um die Sonne befindet. Die Entfernung des Sterns in Parsec ($1 \text{ pc} = 3,26 \text{ ly}$) entspricht dem reziproken Wert der Parallaxe in Bogensekunden.

Winkelmessungen in der Astronomie sind aus technischen Gründen heute noch mit einem wahrscheinlichen Fehler von etwa $0,005''$ behaftet. Dies bedeutet aber, dass die Methode der trigonometrischen Parallaxen mit wachsendem Abstand der Objekte immer ungenauer wird. So ist der Fehler bei einer Entfernung von 200 pc bereits größer als 100 pc. Man kann also sagen, dass man mit dieser Methode gerade den „Hinterhof“ unserer Sonne ausmessen kann.

Für weiter entfernte Objekte benötigt man also andere Verfahren. In dieser Übung wollen wir uns mit der Bestimmungsbestimmung mittels Cepheiden befassen. Cepheiden sind Sterne die regelmäßig ihre Helligkeit ändern, mit Perioden P zwischen 1 d bis 100 d. Bei ihnen handelt es sich um Überriesen (Leuchtkraftklasse II) mit Leuchtkräften $L \approx 10^4 L_{\odot}$; man kann sie also noch über große Entfernungen nachweisen, sogar bis in die nächsten Galaxien. Die Cepheiden spielten eine Schlüsselrolle in der Erkenntnis, dass es außerhalb der Milchstraße noch andere Galaxien gibt, eine Tatsache die erst in den 20er Jahren des 20. Jahrhunderts allgemein akzeptiert wurde.

4.2. Klassische Cepheiden

Namensgeber der klassischen Cepheiden ist der zum Sternbild Kepheus (lat.: cepheus) gehörende Stern $\delta \text{ Cep}$, dessen regelmäßige Helligkeitsänderungen erstmals 1784 vom englischen Amateurastronomen J. GOODRICKE beschrieben wurden. Um 1879 stellte A. RITTER die Hypothese auf, dass dieser Lichtwechsel auf Pulsationen beruhe, bei denen sich die Cepheiden abwechselnd aufblähen und dann wieder schrumpfen. Diese Theorie konnte später durch spektroskopische Beobachtungen verifiziert werden. Wir wollen uns mit dem eigentlichen Mechanismus der Pulsationen hier jedoch nicht näher befassen.

H. LEAVITT entdeckte auf Fotoplaten des Harvard Observatoriums mehrere schwache Cepheiden in der Kleinen Magellanschen Wolke (engl.: Small Magellanic Cloud, SMC). 1912 konnte sie anhand genauer Beobachtungen von 25 dieser Cepheiden zeigen, dass ein

direkter Zusammenhang zwischen der mittleren, scheinbaren Helligkeit m und der Periode P dieser Sterne besteht: je längerperiodisch die Cepheiden, desto heller sind sie auch im Mittel. Die hierbei gefundene Beziehung $P \sim m$ gilt auch für alle anderen klassischen Cepheiden, nicht nur jene in der SMC. Sind einige Abstände zu Cepheiden bekannt (z.B. aus Parallaxenmessungen), lässt sich eine *Perioden-Leuchtkraft-Beziehung* $P \sim M$ kalibrieren, die im Anschluss zur Abstandsbestimmung anderer, weiter entfernter Cepheiden genutzt werden kann.

Entfernungsbestimmung

Die *scheinbare Helligkeit* m ist die Helligkeit, die ein Stern in einer gewissen Entfernung d für einen Beobachter hat. Für die Differenz zweier solcher Sternhelligkeiten gilt:

$$m_1 - m_2 = -2,5 \log \frac{s_1}{s_2}$$

Da die Strahlungsströme s_1 und s_2 unter Vernachlässigung von Absorptionseffekten umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstands vom Beobachter sind, lässt sich dies umschreiben zu:

$$m_1 - m_2 = -2,5 \log \frac{d_2^2}{d_1^2} = -5 \log \frac{d_2}{d_1}$$

Als *absolute Helligkeit* M wird diejenige Helligkeit definiert, die ein Stern hätte, stünde er in einer Entfernung von $D = 10 \text{ pc}$ zum Beobachter. Für die Differenz zwischen scheinbarer und absoluter Helligkeit gilt entsprechend:

$$\begin{aligned} m - M &= -5 \log \frac{D}{d} \\ m - M &= -5 \log \frac{10 \text{ pc}}{d} \\ m - M &= -5 + 5 \log \frac{d}{1 \text{ pc}} \\ \Leftrightarrow d &= 10^{\frac{m-M+5}{5}} \times 1 \text{ pc} \end{aligned} \tag{4.1}$$

Während m direkt vom Beobachter gemessen werden kann, ergibt sich M über die kalibrierte Perioden-Leuchtkraft-Beziehung aus einer Periodenmessung. Geht man davon aus, dass sich die um den Cepheiden befindlichen Sterne in etwa derselben Entfernung befinden, kann so auch der Abstand ganzer Sternansammlungen ermittelt werden.

4.3. Geschichtliches zur Kalibration

Hertzsprung-Shapley-Kalibration

Wir bräuchten also den Abstand mindestens eines Cepheiden, um die Beziehung einmalig zu kalibrieren. E. HERTZSPRUNG versuchte dies 1913 erstmals, hatte für die Entfernung der bekannten Cepheiden jedoch nur ihren scheinbaren Bewegungen zur Verfügung. Mit

den Messungen von Leavitt bestimmte er die Entfernung der SMC auf gerade einmal 3000 ly. H. SHAPLEY verfeinerte 1918 diese erste Kalibration auf Grundlage weiterer statistischer Daten von Cepheiden in Kugelsternhaufen, ohne jedoch die Entfernung der SMC entscheidend zu verändern. Entsprechend argumentierte er im Jahre 1920 in der sogenannten „Great Debate“ gegen H. CURTIS, dass die beobachteten Spiralnebel keine eigenständigen, weit entfernten „Inseln aus Sternen“ (I. KANT) seien, sondern vielmehr alle bekannten Objekte Teil unserer Milchstraße wären, die somit die Gesamtheit des Universums ausmache.

Im Jahre 1923 fand E. HUBBLE am Mt. Wilson Observatorium 12 Cepheiden in M31 (Andromedanebel) und 22 in M33 (Dreiecksnebel). Unter Verwendung von Shapleys Kalibration berechnete er die Entfernung von M31 zu 285 kpc, was weit jenseits der angenommenen Größe der Milchstraße lag. Somit war eindeutig gezeigt, dass der Andromedanebel, wie auch der Dreiecksnebel und andere Spiralnebel, unabhängige, weit entfernte Sternensammlungen sein mussten - Galaxien ähnlich unserer Milchstraße.

Baade-Kalibration

Einige Jahre später entdeckten Astronomen, dass der interstellare Staub in der Milchstraße das Licht anderer Galaxien schwächt und sie somit weiter entfernt erscheinen lässt. Aus diesem Grund wurden die Entfernungsangabe für M31 (230 kpc) und anderer mit Shapleys Kalibration der Perioden-Leuchtkraft-Beziehung bestimmten Galaxien nach unten korrigiert.

W. BAADE hatte entdeckt, dass sämtliche Sterne im Prinzip in zwei Populationen unterteilt werden können:

Population I: junge, heiße Sterne, meist in den Spiralarmen zu finden

Population II: alte Objekte, meist in Kugelhaufen und Halos der Galaxien anzutreffen

Auf Aufnahmen des Andromedanebels, die alle mit dem neuen 200 in-Teleskop auf dem Mt. Palomar gemacht wurden, fand Baade, dass alle in M31 nachgewiesenen Cepheiden in den Spiralarmen und keiner in den Kugelhaufen lokalisiert war. Daraus schloss Baade, dass die Spiralarm-Cepheiden alle zur Pop I gehörten. Hertzsprung und Shapley hatten für ihre Kalibration jedoch Pop II-Cepheiden verwendet, die etwa 1,5 Magnituden schwächer waren als die Pop I-Cepheiden aus der SMC von Leavitt. Pop I- (klassische Cepheiden) und Pop II-Cepheiden konnten somit nicht dieselbe Beziehung erfüllen und die extragalaktische Entfernungsskala musste erneut revidiert werden.

Kraft-Kalibration

Auch nach Baades Beitrag bleibt das fundamentale Problem der Kalibration der Perioden-Leuchtkraft-Beziehung. Die statistischen Methoden, die bisher verwendet wurden, um die Entfernung der Cepheiden aus ihrer Bewegung zu bestimmen, hatte sich als zu Fehlerhaft erwiesen. 1961 ermittelte schließlich R. KRAFT am Lick Observatorium die absoluten Helligkeiten von sechs Pop I-Cepheiden in offenen Sternhaufen, deren Entfernungen auf andere Weise bestimmt werden können, genau genug. Zur Fehlerminimierung konnte er

zudem über einen sogenannten „Farbanschluss“ weitere 26 Cepheiden, unabhängig von den betrachteten offenen Haufen, in seine Liste aufnehmen und erstmals eine bis heute als ausreichend gute Kalibrierung durchführen.

Fazit

Cepheiden und die Perioden-Leuchtkraft-Beziehung sind nach wie vor die entscheidenden *Standardkerzen* zur Bestimmung extragalaktischer Entfernungen bis in benachbarte Galaxienhaufen hinein. Mit ihnen werden wiederum andere, weiter reichende Verfahren kalibriert. Aus ihrer Entdeckungsgeschichte erkennt man jedoch auch, dass die theoretischen Modelle mit Vorsicht zu benutzen sind. Heutzutage wissen wir, dass es mehr als nur zwei Typen von Cepheiden gibt, deren Perioden-Leuchtkraft-Beziehung zudem von der chemischen Zusammensetzung abhängt und durch weitere Effekte wie die intergalaktische Absorption beeinflusst werden kann.

Kapitel 5.

Das Hubble-Gesetz und die kosmische Entfernungsskala

5.1. Das Olberssche Paradoxon

Die Kosmologie ist ein Zweig der Astronomie, der sich mit der Struktur und der Evolution des Universums als Ganzem befasst. Es ist eine bemerkenswerte Tatsache, dass der Schlüssel zum Verständnis des Universums durch eine sehr einfache, allgemein bekannte Beobachtung entdeckt wurde: *Es wird dunkel, wenn die Sonne untergeht.*

In einem unendlich ausgedehnten, gleichmäßig mit Sternen ausgefüllten, stationären Universum sollten wir, wohin wir auch blicken, immer die Oberfläche eines Sterns sehen. Folglich müsste der Nachthimmel so hell wie die Sonne erscheinen. Weiterhin müsste dann auf der Erde eine Temperatur von etwa 5000 K herrschen, so dass wir gar nicht existieren dürften. Dieser Widerspruch ist als das *Olberssche Paradoxon* bekannt.

5.2. Die Hubble-Konstante

Bereits zu Beginn des 20. Jahrhunderts bemerkten verschiedene Beobachter wie V. SLIPHER oder J.E. KEELER, dass die Spektren vieler der damals Spiralnebel genannten Objekte eine mit dem Abstand zunehmende Verschiebung in den roten Spektralbereich aufweisen. G. LEMAÎTRE (1927) und E. HUBBLE (1929) interpretierten dies als beschleunigte Flucht-bewegung. Das *Hubble-Gesetz* besagt, dass Galaxien, die weiter von uns entfernt liegen, sich um so schneller von uns entfernen:

$$v = H \cdot d \quad (5.1)$$

Dabei ist v die Fluchtgeschwindigkeit in km s^{-1} , d die Entfernung der Galaxie in Mpc und H die *Hubble-Konstante* in $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$. H ist somit ein Maß für die Änderung der Fluchtgeschwindigkeit mit der Entfernung.

In seinen Untersuchungen fand Hubble, dass H etwa $540 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ betragen müsse. Das würde bedeuten, dass eine Galaxie in 1 Mpc Entfernung sich mit 540 km s^{-1} von uns wegbewegt, eine Galaxie in 2 Mpc Entfernung mit 1080 km s^{-1} und so weiter. Auch wenn Hubble's Gesetz allgemein anerkannt wurde, war der Wert von H viel zu groß, da die Entfernungen zu den Galaxien damals bei weitem unterschätzt wurden. A. SANDAGE und G. TAMMANN reduzierten H durch präzise Messungen von Cepheiden-Entfernungen auf etwa $50 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ bis $60 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$. Der aktuelle Messwert (2016) an Hand von Daten des HUBBLE -Weltraumteleskops beläuft sich auf $73,00 \pm 1,75 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$.

5.3. Kosmologische Bedeutung des Hubble-Gesetzes

Sobald H hinreichend gut vermessen wurde, kann die Entfernung selbst lichtschwacher und kleiner Objekte mit Hilfe des Hubble-Gesetzes über eine Messung der Fluchtgeschwindigkeit v bestimmt werden. Solange die Fluchtgeschwindigkeiten wesentlich kleiner als die Lichtgeschwindigkeit c ist, ergibt sich die Rotverschiebung der Spektrallinien aus dem nicht-relativistischen Dopplereffekt:

$$\frac{v}{c} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (5.2)$$

Hierbei ist λ die beobachtete Wellenlänge und λ_0 die Ruhewellenlänge einer Linie.

Darüber hinaus enthält der Kehrwert der Hubble-Konstanten eine Zeitinformation. Im kosmologischen Standardmodell entspricht

$$T = \frac{1}{H} \quad (5.3)$$

dem „Weltalter“, also jener Zeit T , die seit dem Beginn der *Expansionsphase des Weltalls* bei stets konstanter Ausbreitung ($H = \text{const.}$) vergangen ist. Aufgrund der Endlichkeit der Lichtgeschwindigkeit kann ein Photon innerhalb dieser Zeit maximal eine Strecke von

$$D = c \cdot T = \frac{c}{H} \quad (5.4)$$

zurückgelegt haben. Dieser maximale Abstand des erkundbaren Universums wird „Weltraadius“ genannt.

5.4. Lösung des Olbersschen Paradoxons

Bisher zeigte uns das Olberssche Paradoxon, dass die Welt nicht wie zunächst angenommen, seit unendlicher Zeit bis in unendliche Weiten des Raumes mit unbewegt stehenden Sternen ausgefüllt sein kann. Die Dunkelheit des Nachthimmels kann als Folge der Expansion des Weltalls gesehen werden: Weit entfernte Quellen bewegen sich mit sehr hoher Geschwindigkeit von uns weg. Damit erscheint uns ihr Licht stark rotverschoben. Gleichzeitig verdünnt sich die Strahlung aufgrund der Entfernung und verliert für uns als Beobachter entsprechend an Intensität.

Doch selbst wenn wir zur Vereinfachung annehmen würden, es gäbe keinen Verrötungs- und keinen Verdünnungseffekt, bleibt die Zahl der Sterne und Galaxien endlich. Die „Sternscheibchen“ verdecken einander nicht und unser Blick nach draußen ist praktisch unversperrt. Im Zwischenraum sähen wir das Weltall in einem so frühen Zustand, dass sich noch keine Gebilde aus der im Urknall entstandenen Materie zusammengeklumpt haben. Schlussendlich trafen wir auf eine undurchsichtige Wand, die mit einer Temperatur von etwa 3000 K glüht. Wir blickten auf jenen Zeitpunkt zurück, als die Materie des Universums gerade noch nicht genug verteilt war, um durchsichtig zu erscheinen.

Da jedoch auch dieser *Rekombinationshimmel* eben dem Hubble-Gesetz unterliegt und sich sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit von uns „wegbewegt“, verschiebt sich die ursprüngliche 3000 K-Strahlung. Sie ist heutzutage als Radiostrahlung im Millimeter- bis Zentimeterbereich exakt nachweisbar und wird *kosmischer Mikrowellenhintergrund* genannt. Man kann also aus der einfachsten Beobachtung, dass die Nacht dunkel ist, auf die Entstehung und Expansion des Weltalls schließen – eine Erscheinung, die sich dahingehend bemerkbar macht, dass sich alle Galaxien und der kosmische Hintergrund vom Beobachter entfernen, egal an welcher Stelle des Weltalls er sich befindet.

Ihre Notizen:

Kapitel 6.

Die Masse des Jupiter

6.1. Einleitung

Eine der grundlegendsten Motivationen für die Astronomie war es seit jeher, die Position der Himmelsobjekte vorherzusagen. Im 16. Jahrhundert musste die gängige *Epizykeltheorie* jedoch zunehmend erweitert werden, um die immer präziser vermessenen Bewegungsabläufe der Planeten hinreichend gut abzubilden. N. KOPERNIKUS (1473 – 1543) erkannte, dass sich diese Komplexität durch den Wechsel vom ptolemäischen-geozentrischen hin zum *heliocentrischen Weltbild* deutlich vereinfachen würde. Die Gesetzmäßigkeiten dieser „neuen“ Himmelsmechanik lieferte J. KEPLER (1571 – 1630):

1. Die Planeten bewegen sich auf elliptischen Bahnen, in deren gemeinsamen Brennpunkt die Sonne steht.
2. Ein von der Sonne zum Planeten gezogener Fahrstrahl überstreicht in gleichen Zeiten gleich große Flächen.
3. Die Quadrate der Umlaufzeiten zweier Planeten verhalten sich wie die Kuben der großen Bahnhalbachsen.

Als I. NEWTON (1642 – 1726) das *Gravitationsgesetz*

$$F_{\text{grav}} \propto \frac{mM}{r^2}$$

als (gegenseitige) Anziehungskraft zweier Massen m und M im Abstand r voneinander formulierte, zeigte er direkt im Anschluss, dass sich die *Keplerschen Gesetze* hieraus ableiten lassen.

Das Gravitationsgesetz gilt in gleicher Weise auch für die natürlichen und künstlichen Satelliten um einen Planeten. Mit Ausnahme von Merkur und Venus besitzen alle bekannten Planeten in unserem Sonnensystem einen oder mehrere natürliche Trabanten. Wie beim System Sonne-Planet kann aus den Mondbewegungen auf die gravitativ wirkende Masse des hier nun zentralen Planeten zurückgeschlossen werden. Das Musterbeispiel für diese Massenbestimmung ist das Studium der zu Keplers Zeiten entdeckten *Galileischen Monde* des Jupiters: Io, Europa, Ganymed und Kallisto.

6.2. Bestimmung der Jupitermasse

Um die Masse des Jupiters zu bestimmen, nehmen wir zur Vereinfachung an, dass sich der jeweilige Galileische Mond auf einer stabilen Kreisbahn um Jupiter bewegt (die Exzentrizität

der Bewegungsellipse ist tatsächlich nur minimal). Es muss folglich ein Gleichgewicht zwischen den auf den Mond radial einwirkenden Kräften vorliegen, so dass die zentrifugale Fliehkraft F_z , die sich aus der Bewegung mit der Geschwindigkeit v um den Jupiter ergibt, gerade durch die gravitative Anziehung F_{grav} ausgeglichen wird:

$$\begin{aligned} F_z &= F_{\text{grav}} \\ \frac{mv^2}{r} &= G \cdot \frac{mM}{r^2} \\ v^2 &= G \cdot \frac{M}{r} \end{aligned} ,$$

wobei m die Mondmasse, M die gesuchte Jupitermasse und G die Newtonsche Gravitationskonstante ist. Auffällig ist, dass die Masse des Mondes bei der finalen Berechnung keine Rolle mehr spielt.

Drückt man die Orbitalgeschwindigkeit v über die Periode T aus, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} \left(\frac{2\pi r}{T} \right)^2 &= G \cdot \frac{M}{r} \\ M &= \frac{4\pi^2}{G} \frac{r^3}{T^2} \end{aligned} \quad (6.1)$$

Für die Berechnung der Jupitermasse ist somit die Messung des Bahnradius und der Periode des Mondes nötig. In dieser letzten Zeile lässt sich zudem auch das 3. Keplersche Gesetz wiedererkennen. Kepler formulierte dies noch als Verhältnis zweier Körper mit (r_1, T_1) und (r_2, T_2) , die sich um dasselbe Massenzentrum (M) bewegen:

$$\frac{r_1^3}{T_1^2} = \frac{r_2^3}{T_2^2} = \text{const.}$$

6.3. Bestimmung der Orbitalgrößen

Die Orbitalbewegung des Mondes erscheint für einen Beobachter auf der Erde, der direkt auf die Orbitalebene schaut, nur entlang einer Geraden abzulaufen. Aufgrund des Projektionseffektes verändert sich der Abstand x des Mondes über eine Sinus- beziehungsweise Cosinus-Funktion (je nach Wahl der Nulllinie). Der maximale Wert dieser Funktion wird *größte Elongation* genannt und entspricht gerade dem Bahnradius r .

Betrachten wir zwei verschiedene Positionen P_1 und P_2 eines Jupitermondes wie in Abb. 6.1. Zwischen den beiden Positionen soll der Mond seine größte Elongation r durchlaufen haben. Die scheinbaren Abstände x_1 und x_2 zum Jupiter ergeben sich unter den jeweiligen Winkeln ϑ_1 und ϑ_2 zu:

$$x_1 = r \cdot \cos \vartheta_1 \quad (6.2)$$

$$x_2 = r \cdot \cos \vartheta_2 \quad (6.3)$$

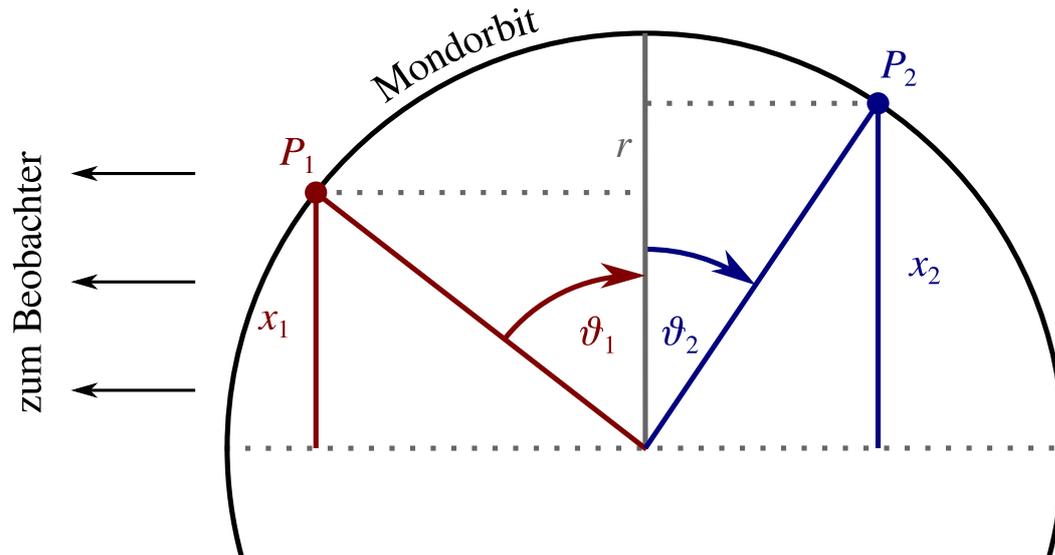


Abbildung 6.1.: Skizze zweier Mondpositionen P_1 und P_2 beidseitig der größten Elongation r . Der Beobachter auf der Erde sei zur linken Seite hin positioniert.

Für die Bewegung über den Gesamtwinkel $\Delta\vartheta = \vartheta_1 + \vartheta_2$ benötigt der Mond eine gewisse Zeit Δt . Hieraus kann die komplette Periode T des Mondorbits (bei gleichförmiger Bewegung) bestimmt werden:

$$T = 360^\circ \cdot \frac{\Delta t}{\Delta\vartheta} \quad (6.4)$$

Ihre Notizen:

Kapitel 7.

Rotation des Merkur

7.1. Optische Bestimmungsversuche der Rotation

Bis etwa 1900 war die einzige Möglichkeit zur Bestimmung der Rotationsdauer eines Planeten die Beobachtung von deutlichen Oberflächenerscheinungen. Wegen seiner geringen Entfernung zur Sonne, seines kleinen Durchmessers und des geringen Kontrastes der vorkommenden Erscheinungen auf der Oberfläche war die Messung der Merkurrotation stets problematisch. Anfang des 19. Jahrhunderts berichtete J. SCHRÖTER, 20 km-hohe Berge auf dem Merkur beobachtet zu haben. 1813 verwendete F. BESSEL Schröters Zeichnungen dieser Berge, um eine Rotationsperiode von etwa 24 h und eine Neigung der Rotationsachse von 70° zu errechnen.

Bessels Werte bestanden bis 1889 als G. SCHIAPARELLI in einer detailreichen Arbeit aufzeigte, dass Merkur viel langsamer rotierten würde. Wie bereits auf dem Mars („Marskanäle“) erkannte er auch auf Merkur feine Strukturen, die er über mehrere Jahre hinweg immer wieder beobachtete. Hieraus leitete er eine Rotationsperiode von 88 d ab, was gerade der Umlaufperiode entspräche. Merkur wendet also stets dieselbe Seite der Sonne zu, so wie der Mond der Erde immer nur eine Seite zeigt. Im Laufe der nächsten 75 Jahre wurde Schiaparelli immer wieder, auch von namhaften Astronomen wie P. LOWELL, bestätigt.

7.2. Spektrographische Bestimmungsversuche der Rotation

Etwa um Schiaparellis Zeit kamen auch die ersten spektrographischen Methoden in der Astronomie auf. J. KEELER verwendete 1895 diese Technik erstmals, um die differentielle Rotation der Saturnringe zu beweisen. Die Absorptionslinien des an den Ringen reflektierten Sonnenspektrums sind nahe des äußeren Ringrandes weniger dopplerverschoben als am inneren Rand. Folglich rotiert das Material im Außenbereich mit geringerer Geschwindigkeit als im Innenbereich. Keeler konnte somit zeigen, dass die Ringe des Saturns keine starren Körper, sondern vielmehr lose, unabhängig rotierende Staub- und Gasansammlungen sind.

Dreht man den Spektrographenspalz parallel zum Äquator und überdeckt somit die gesamte Planetenscheibe gleichzeitig, kann man auch die Rotation von Planeten spektroskopisch anhand der Dopplerverschiebung untersuchen. Hierbei werden Spektrallinien an einer Seite des Spektrographen ins Rote verschoben, im Zentrum unverschoben und an der anderen Seite ins Blaue verschoben beobachtet. Unter anderem V. SLIPHER, Lowells Nachfolger am Lowell-Observatorium, fand bei solchen Beobachtungen des Merkurs Unstimmigkeiten zu Schiaparellis 80 d-Wert, ohne jedoch genauere Angaben machen zu können.

7.3. Radar-Verfahren zur Bestimmung der Rotation

Mit der Entwicklung der *RADAR*-Technik (radio detection and ranging) wurde diese ab Mitte des 20. Jahrhunderts auch eingesetzt, um die Planeten zu untersuchen. 1946 wurde erstmals ein Radarsignal zum Mond geschickt und die Reflexionen zur genauen Vermessung der Entfernungen und Bahnbewegungen genutzt. 1965 verwendeten R. DYCE, G. PETTENGILL und I. SHAPIRO das 300 m-Radioteleskop in Arecibo, Puerto Rico, um eine Folge von Radarimpulsen zum Merkur zu schicken. Die Impulsdauer betrug 0,0005 s beziehungsweise 0,0001 s bei einer Frequenz von 430 MHz. Da die Laufzeit des Signals wesentlich länger war als die Pulsdauer, war es möglich, die Frequenzverbreiterung wie in Abb. 7.1 aufgrund der Rotation des reflektierenden Planeten zu studieren. Zwar können Frequenzverschiebungen auch von der Bewegung der Planeten untereinander oder der Bewegung der Antenne um die Erdachse herrühren, die meisten dieser Effekte wurden jedoch durch genaue Zeitmessung korrigiert.

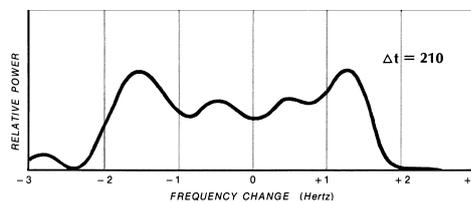


Abbildung 7.1.: Spektrum eines Radarimpulses reflektiert an Merkur, aufgezeichnet bei einer Zeitverzögerung von $\Delta t = 210 \mu\text{s}$.

Radar-Verfahren zu Rotationsmessung

Wenn ein Radarimpuls von einem rotierenden kugelförmigen Planeten reflektiert wird, wird das Signal sowohl zeitlich als auch in der Frequenz auseinandergezogen. Das erste Echo stammt vom nächstgelegenen Punkt des Planeten (Sub-Radar-Point, SRP). Mit einiger Verzögerung empfängt man dann erst das Signal aus den übrigen Gebieten. Da durch die Rotation des Planeten ein Randbereich sich der Erde annähert während der gegenüberliegende Randbereich sich von der Erde entfernt, wird das Signal nach dem Dopplergesetz sowohl rot- als auch blauverschoben wiedergegeben (Abb. 7.2, links).

Im Prinzip sollte es so relativ einfach sein, die Rotationsgeschwindigkeit am Rand des Planeten zu bestimmen und (bei bekannten Umfang) die Rotationsperiode zu berechnen. Jedoch wird das Echo zum Rand der Planetenscheibe hin immer schwächer, so dass es sich empfiehlt, das Reflexionssignal von einem zwischen dem SRP und dem Rand liegenden Bereich zu verwenden.

Gegeben sei die rechts in Abb. 7.2 gezeigte Situation. Das dopplerverschobene Echo komme von einem Ring um den SRP mit Radius y . Da der Reflexionspunkt aufgrund der Planetenkrümmung um d gegenüber dem SRP zurückversetzt liegt, muss sowohl der einfallende als auch der reflektierte Radarimpuls diese Strecke zusätzlich durchlaufen.

Hieraus ergibt sich über die Vakuumlichtgeschwindigkeit c eine Zeitverzögerung Δt :

$$\Delta t = 2 \cdot \frac{d}{c}$$

$$\Leftrightarrow d = \frac{1}{2} \Delta t \cdot c \quad (7.1)$$

Ist R der Planetenradius, so gilt für die eingezeichneten Größen x und y :

$$x = R - d \quad \text{und} \quad y = \sqrt{R^2 - x^2} \quad (7.2)$$

Für die ebenfalls eingezeichneten Geschwindigkeiten v und v_0 besteht dann die geometrische Beziehung:

$$\frac{v}{v_0} = \frac{R}{y} \quad (7.3)$$

Zur Bestimmung von v ist somit neben der Messung von Δt (zur Berechnung des Reflexionsradius y) auch eine Messung der radialen Komponente v_0 nötig. Diese Radialgeschwindigkeit führt gemäß dem Dopplergesetz zu einer Frequenzverschiebung Δf gegenüber der ursprünglich eingestrahnten (und am SRP reflektierten) Signalfrequenz f . Da es sich um eine Reflektion an einem bewegten Objekt handelt, ist Δf doppelt so groß, als wenn der Sender auf dem Merkur stationiert wäre. Daher muss die Frequenzverschiebung noch halbiert werden:

$$\frac{v_0}{c} = \frac{(\Delta f / 2)}{f} \quad (7.4)$$

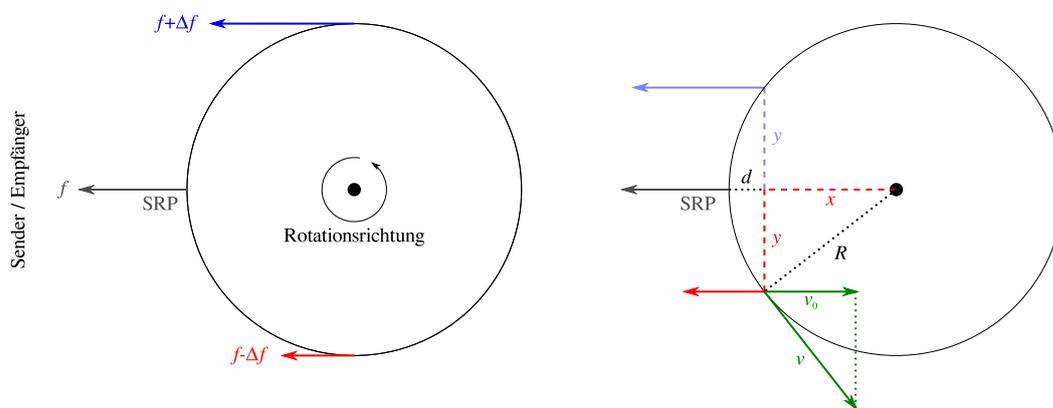


Abbildung 7.2.: Frequenzänderung auf Grund der Rotation des reflektierenden Planeten (links) und geometrischen Skizze der Reflexion an einem Punkt mit Abstand y vom SRP (rechts).

Ihre Notizen:

Kapitel 8.

Galaktische Rotation und Spiralstruktur der Milchstraße

8.1. Einleitung

Aus optischen Fotografien anderer Galaxien ist bekannt, welche Formen von Galaxien es gibt. Die sogenannte *Hubble-Sequenz* unterscheidet zwischen elliptischen, linsenförmigen, Spiral-, Balkenspiral- und irregulären Galaxien, sowie Mischformen hieraus. Die Frage, welche Form die Milchstraße hat, konnte erst beantwortet werden, als es möglich wurde, den vollen Durchmesser in der galaktischen Ebene zu „durchschauen“.

Die großen Gas- und Staubwolken der Milchstraße konzentrieren sich entlang einer Ebene, in der die Sonne selbst sitzt. Unter großen Winkeln zu dieser Ebene erreicht die Strahlung selbst von sehr weit entfernten Galaxien nahezu unbehindert die Erde. Innerhalb der Ebene jedoch absorbiert die Staubkomponente der interstellaren Materie so stark, dass sich im optischen Spektralbereich nur noch etwa 3 kpc überschauen lassen. Das Zentrum der Milchstraße in einer Entfernung von etwa 8500 pc ist daher nicht sichtbar.

Im Mikrowellen- und Radiobereich gibt es jedoch Wellenlängenabschnitte (dm- und cm-Bereich), für die sowohl der Staub der galaktischen Ebene, als auch die neutralen (H I) und ionisierten (H II) Anteile der großen Wasserstoffwolken über den gesamten Durchmesser der Galaxis transparent sind. Hinzu kommt, dass H I aufgrund des Hyperfeinstrukturübergangs gerade selbst bei $\lambda = 21,105$ cm beziehungsweise $\nu = 1420$ MHz emittiert.

Quantenmechanisch ist dieser Übergang $F = I \pm J = 1 \leftrightarrow F = 0$ von parallelem Kern- (I) und Elektronenspin (J) zum antiparallelen Zustand stark unterdrückt, da er gleich mehrere Auswahlregeln verletzen würde („verbotener“ Übergang). Er kann nur durch Stöße angeregt werden und hat eine Lebensdauer von 11×10^6 Jahren! Nur infolge der gewaltigen Mengen von Wasserstoff entlang der Sichtlinie und wegen der geringen Dichte (kaum Stoßabregung) wird die Strahlung tatsächlich mit der vorgefundenen Intensität abgegeben.

Sofern zwischen einem Beobachter auf der Erde und der Wasserstoffwolke eine radiale Relativbewegung besteht, verschiebt sich die H I-Linie gemäß dem Dopplereffekt. Da vorgelagerte Wasserstoffwolken die Strahlung nicht absorbieren können, trägt jede Wolke unabhängig zum Gesamtprofil der 21 cm-Linie bei und erzeugt ein eigenes (verschobenes) Linienmaximum (Abb. 8.1).

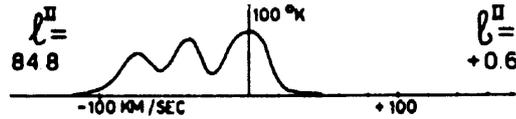


Abbildung 8.1.: Überlagerung mehrerer HI-Linien von Wolken, mit unterschiedlicher Radialgeschwindigkeit (Galaktische Länge $l = 84,8^\circ$, galaktische Breite $b = 0,6^\circ$).

8.2. Rotationsbewegung und Relativgeschwindigkeit

Würde die Milchstraße starr rotieren, wäre die relative Bewegung der Gaswolken gegenüber dem Beobachter aufgrund der gemeinsamen Rotation gleich Null und lediglich Driftbewegungen wären erkennbar. Eine Galaxie hat aber keinen Kopplungsmechanismus, der ihre Konstituenten zu einer starren Rotation zwingen könnte.

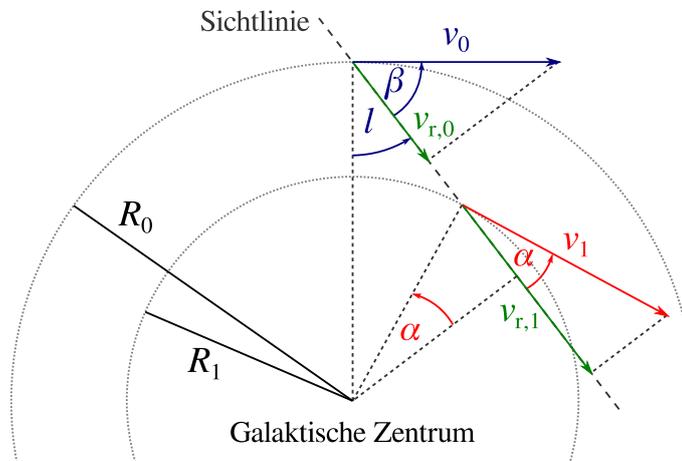


Abbildung 8.2.: Geometrische Überlegungen zur Bestimmung der relativen Bewegung zweier Objekte um das galaktische Zentrum herum.

Abb. 8.2 zeigt die Situation zweier um das gemeinsame Zentrum rotierender Punkte mit unterschiedlichen Bahngeschwindigkeiten v_0 und v_1 . Projiziert man v_0 und v_1 auf die gemeinsame Sichtlinie, ergibt sich die Relativgeschwindigkeit v_{rel} als Differenz zwischen beiden Bewegungsanteilen:

$$v_{\text{rel}} = v_{r,1} - v_{r,0} = v_1 \cos \alpha - v_0 \cos \beta$$

Die Winkel α und β lassen sich in obiger Geometrie auch durch den Winkel l ausdrücken:

$$\begin{aligned} \cos \beta &= \cos(90^\circ - l) = \sin l \quad \text{und} \quad R_1 \cos \alpha = R_0 \sin l \\ \hookrightarrow v_{\text{rel}} &= v_1 \frac{R_0}{R_1} \sin l - v_0 \sin l \end{aligned} \quad (8.1)$$

Wäre die Rotation ausschließlich durch die Gravitation bestimmt, ergäben sich für alle Objekte kreisförmige *Keplerbahnen*. Die Bahngeschwindigkeiten v_0 und v_1 in Gl. 8.1

wären dann die jeweiligen *Keplergeschwindigkeiten* v_{Kepler} , die mit größerem Bahnradius R abnehmen:

$$v_{\text{Kepler}} = \sqrt{\frac{GM}{R}}$$

Hierbei ist M die Masse des galaktischen Zentrums, um das die Rotation erfolgt und G die Newtonsche Gravitationskonstante.

Abb. 8.3 zeigt die Konturlinien der Relativgeschwindigkeiten in der galaktischen Ebene, die man für Keplerbahnen von der Sonne aus messen würde. Am Außenrand ist der Sichtwinkel l , die sogenannte *galaktische Länge*, abgetragen. Der Schnittpunkt der von der Sonne (nicht dem Zentrum!) ausgehenden Sichtlinie und der jeweiligen Geschwindigkeits-Konturlinie ergibt die Position des beobachteten Objekts.

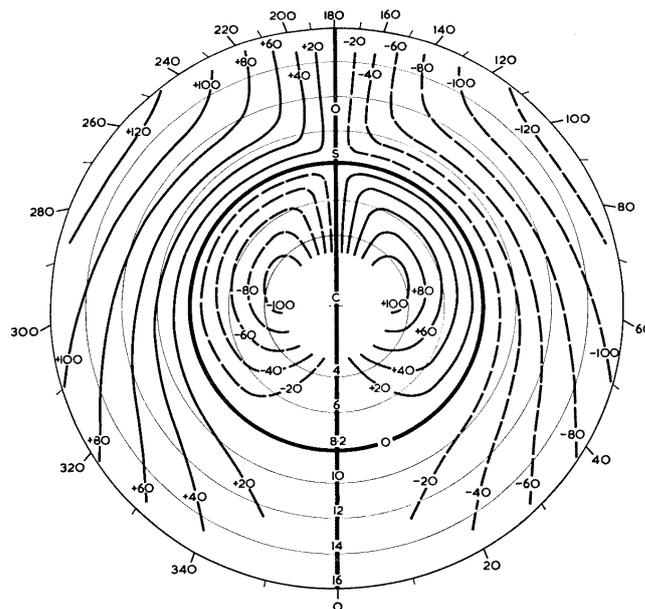


Abbildung 8.3.: Konturlinien der Relativgeschwindigkeiten in der galaktischen Ebene unter der Annahme kreisförmiger Bahnen.

Für Objekte auf und nahe der Verbindungsgeraden Sonne – Zentrum ($l = 0^\circ$) kann keine sinnvolle Aussage gemacht werden, da deren Bewegungsvektoren nahezu senkrecht zur Sichtlinie stehen und damit die projizierten Geschwindigkeiten $v_r \approx 0$. Für Objekte im gleichen Abstand vom galaktischen Zentrum wie die Sonne verschwindet die Relativgeschwindigkeit ebenfalls, da die Bahngeschwindigkeiten von Sonne und Objekt gerade identisch sind. Und für Objekte innerhalb der Sonnenbahn ergeben sich bei derselben Geschwindigkeit zwei Schnittpunkte mit der Sichtlinie, so dass über die tatsächliche Position nicht allein anhand der Relativgeschwindigkeits-Messung entschieden werden kann.

Jedoch sind die Bewegungen innerhalb der Milchstraße wesentlich komplexer. Die tatsächliche Geschwindigkeit soll in diesem Versuch aus einer theoretischen *Rotationskurve* der Milchstraße abgelesen werden (Abb. 8.4). Um die hier gezeigte Winkelgeschwindigkeit

$\omega = \frac{v}{R}$ zu nutzen, lässt sich Gl. 8.1 umschreiben zu:

$$\begin{aligned} v_{\text{rel}} &= \omega_1 R_0 \sin l - \omega_0 R_0 \sin l \\ &= R_0 \sin l \cdot (\omega_1 - \omega_0) \end{aligned} \quad (8.2)$$

Für die Sonne als Bezugspunkt gilt $R_0 = 10 \text{ kpc}$ und $\omega_0 = 25 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$.

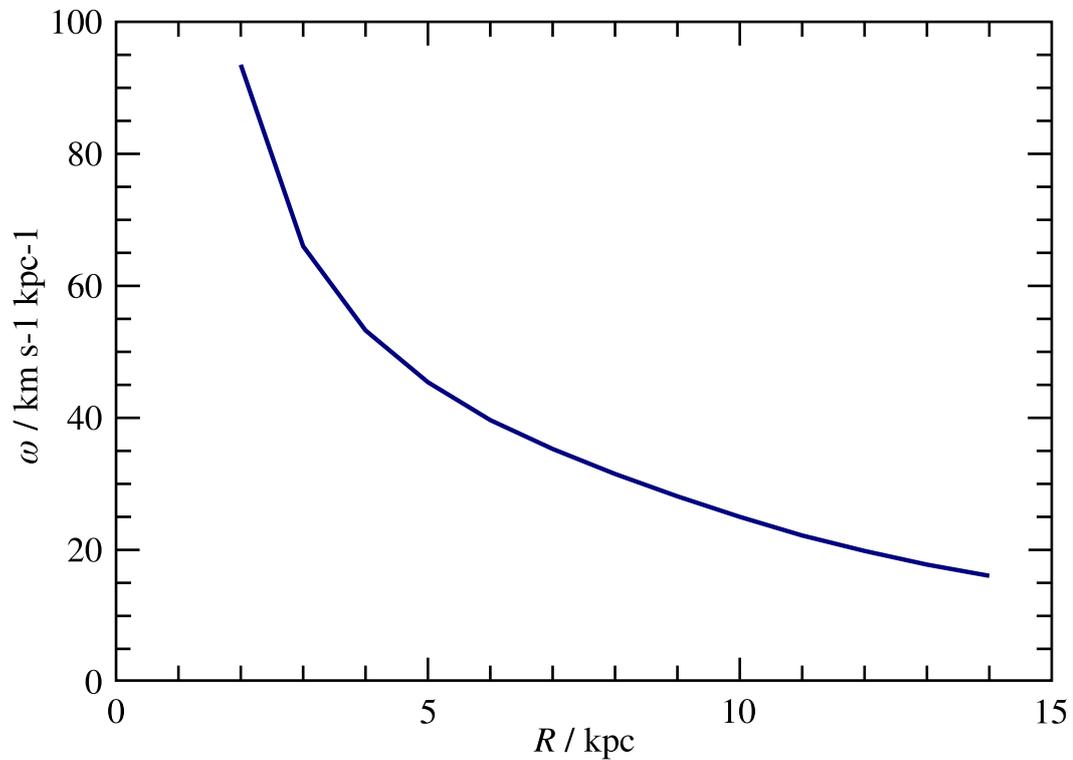


Abbildung 8.4.: Winkelgeschwindigkeiten ω_r aus einem Massenmodell nach *Stars and Stellar Systems*, Bd. V (1965).

Kapitel 9.

Pulsare und die interstellare Materie

9.1. Interstellare Extinktion

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts glaubten die meisten Astronomen, die Milchstraße bestünde einzig und allein aus hellen Sternen und Nebeln. Als E. BARNARD 1914 erstmals einen fotografischen Atlas der Milchstraße veröffentlichte, fand er überraschenderweise „Löcher“ in ansonsten dicht besetzten Sternregionen des Himmels. Er und M. WOLF erkannten um 1927, dass es sich hierbei um große, dunkle Staubwolken handeln muss, welche die Hintergrundsterne verdecken. Kurz darauf bestimmte R.J. TRUMPLER über Helligkeitsdifferenz

$$m - M = -5 + 5 \log d$$

die Entfernung d von etwa 100 offenen Sternhaufen der Milchstraße und ordnete diese je nach Sterndichte, Haufendurchmesser und Spektralklasse der Mitgliedsterne in einer Klassifikation an. Dabei stellte er fest, dass der Durchmesser der Sternansammlungen mit der bestimmten Entfernung anzusteigen schien. Gleichzeitig beobachtete er auch einen zunehmenden relativen Überschuss „roter“ gegenüber „gelber“ Sterne, je weiter der Haufen entfernt war. Er erkannte, dass beide Beobachtungen durch einen wellenlängenabhängigen, linearen Absorptionsfaktor γ erklärt werden könnten, der sowohl die Zahl der beobachtbaren „gelben“ Sterne, als auch die Entfernung des Haufens reduziert:

$$m - M = -5 + 5 \log d + \gamma d$$

Der Zwischenraum zwischen den Sternen der Milchstraße ist folglich keinesfalls leer, sondern vielmehr von einer Materie ausgefüllt. Heutzutage weiß man, dass diese *interstellare Materie* (ISM) je nach Blickrichtung stark in Temperatur und Dichte variieren kann. Sie besteht aus freien Elektronen, molekularem, atomarem oder ionisiertem Gas und Staub mit Teilchendurchmessern um 0,001 mm. Obwohl die Gesamtmasse des ISM einer Galaxie etwa gleich groß wie die in Sternen und Nebeln gebundene Masse ist, verteilt sie sich auf ein wesentlich größeres Volumen. Zusammen mit der hochenergetischen *kosmischen Strahlung* (Elektronen und Protonen mit $v \sim c$) und den galaktischen Magnetfeldern bildet sie das sogenannte *interstellare Medium*. Sofern die Eigenschaften einer Quelle hinreichend gut bekannt sind, kann der Einfluss des ISM auf die beobachtete Strahlung genutzt werden, um das ISM selbst zu analysieren.

9.2. Pulsare

Die in diesem Sinn nützlichsten Quellen sind die 1967 von J. BELL am Mullard Observatory der University of Cambridge entdeckten *Pulsare*: stellare Objekte, die im Sekunden- bis Millisekundenbereich, periodisch Radiostrahlung emittieren. Die Pulsperiode, also die Zeit, zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen, verändert sich weniger als das Zeitsignal der genauesten Quarz- und Atomuhren. Zunächst vermutete man daher beim ersten Pulsar PSR B1919+21 sogar eine künstliche, extraterrestrische Signalquelle (inoffiziell LGM-1, „Little Green Man 1“), die Entdeckung weiterer 150 Pulsare innerhalb der nächsten neun Jahre lies dies jedoch immer unwahrscheinlicher werden. Heute sind etwa 1700 Quellen bekannt, die in einigen (wenigen) Fällen auch optisch beobachtet werden konnten.

Etwa zur Zeit ihrer Entdeckung wurde sowohl von F. PACINI als auch T. GOLD vorgeschlagen, dass rotierende *Neutronensterne* mit einem starken magnetischen Feld als pulsierende Strahlungsquellen beobachtbar sein könnten. Neutronensterne entstehen, wenn der Kern eines sehr massereichen Sterns in einer *Supernova-Typ II*-Explosion zu einem extrem dichten Objekt kollabiert. Liegt die Kernmasse des Sterns zwischen 1,4 und $<3,2$ Sonnenmassen, werden durch den Druck des Kollaps die Elektronen mit den Protonen zu Neutronen vereinigt (*Elektroneneinfang*). Erst die quantenmechanische Wechselwirkung der Neutronen untereinander stoppt den Kernkollaps und stabilisiert das nur noch etwa 10 km große Objekt. Aufgrund der Erhaltung des ursprünglichen Drehimpulses des vormals sehr viel größeren Sterns rotieren Neutronensterne extrem schnell. Die Perioden der jüngsten Neutronensterne liegen so im Millisekunden-, die der älteren, bereits verlangsamten Neutronensterne im Sekundenbereich.

Auch ein ursprünglich vorhandenes Dipolmagnetfeld des „Muttersterns“ bleibt erhalten und erreicht nach dem Kernkollaps Magnetfeldstärke von typischerweise 10^8 T. In solchen starken Feldern kann sich einfallende Materie nur noch entlang der Feldlinien bewegen. Ein geladenes Teilchen wie ein Elektron durchläuft dabei eine Spiralbahn und wird bis nahe an die Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Einen Teil seiner Bewegungsenergie gibt es als *Synchrotronstrahlung* in einem engen Kegel entlang der Bewegungsrichtung ab. Sind Rotations- und Magnetfeldachse des Pulsars gegeneinander geneigt, bewegt sich der Strahlungskonus vergleichbar mit dem Signal eines Leuchtturms über den Himmel. Liegt die Strahlungsrichtung in der Sichtlinie der Erde (Abb. 9.1), beobachtet man dort ein pulsierendes Signal mit der Periode P der Rotation des Neutronensterns.

9.3. Pulsardispersion

Abb. 9.2 zeigt ein deutliches Pulsarsignal in unterschiedlichen Radiofrequenzbereichen. Die Pulse scheinen jedoch zeitlich versetzt einzutreffen. Dieser Effekt beruht darauf, dass sich zwischen dem Pulsar und dem Beobachter auf der Erde eine gewisse Menge an ISM mit einem frequenzabhängigen Absorptionsverhalten und Brechungsindex befindet, wodurch sich auch die Gruppengeschwindigkeit u des Pulses für verschiedene Frequenzen ν ändert:

$$u = c \cdot n(\nu) \quad \text{mit } c = 299\,792\,458 \text{ ms}^{-1} \quad (9.1)$$

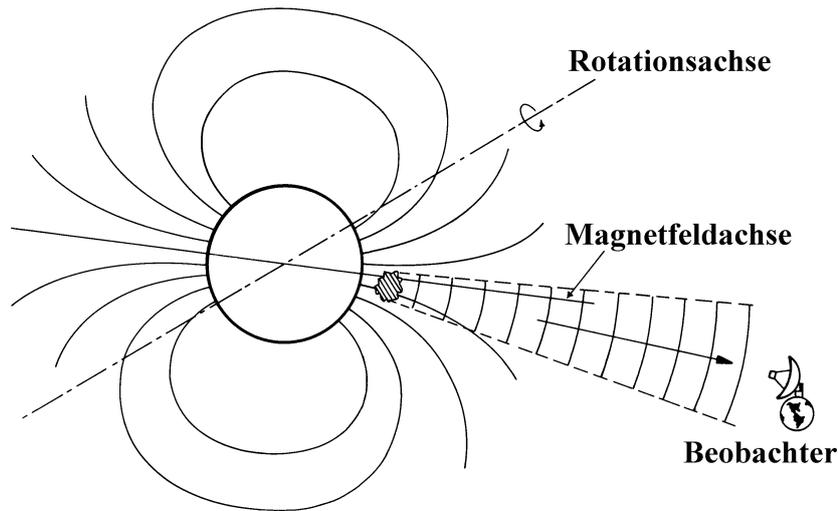


Abbildung 9.1.: Schematische Darstellung eines Pulsars.

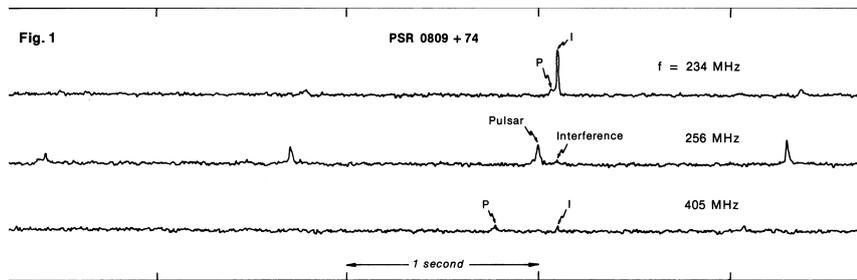


Abbildung 9.2.: Radiosignalmessung von PSR 0809+74 mit mehreren Pulsen in $\nu_a = 234\text{ MHz}$, $\nu_b = 256\text{ MHz}$ und $\nu_3 = 405\text{ MHz}$.

Die Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex $n(\nu)$ wird *Dispersion* genannt. Diese beruht auf der Wechselwirkung der elektromagnetischen Wellen mit geladenen Teilchen, in diesem Fall den freien Elektronen des ISM und berechnet sich mit der sogenannten *Plasmafrequenz* ν_p zu:

$$n(\nu) = \sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{\nu_p^2}{\nu^2}, \quad \frac{1}{n(\nu)} \approx 1 + \frac{1}{2} \frac{\nu_p^2}{\nu^2} \quad (9.2)$$

Für zwei Frequenzen $\nu_a < \nu_b$ ergibt sich bei einem Beobachter in der Entfernung d ein Zeitunterschied Δt zwischen der Ankunft des hochfrequenten Pulses und seines niederfre-

quenten Pendants:

$$\begin{aligned} \Delta t = t_a - t_b &= \frac{d}{u_a} - \frac{d}{u_b} \stackrel{\text{Gl. 9.1}}{=} d \left(\frac{1}{n(v_a) \cdot c} - \frac{1}{n(v_b) \cdot c} \right) \\ &\stackrel{\text{Gl. 9.2}}{=} \frac{d}{c} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v_P^2}{v_a^2} - \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v_P^2}{v_b^2} \right) \right) = \frac{d}{2c} v_P^2 \left(\frac{1}{v_a^2} - \frac{1}{v_b^2} \right) \end{aligned} \quad (9.3)$$

Setzt man die Plasmafrequenz der wechselwirkenden Elektronen

$$v_P = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m_e} n_e}$$

mit deren lokaler Teilchendichte n_e , der Elektronenmasse m_e , der Elementarladung e und der elektrischen Feldkonstanten ϵ_0 in Gl. 9.3 ein, so ergibt sich die Zeitdifferenz zu:

$$\Delta t = \frac{e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e c} n_e d \left(\frac{1}{v_a^2} - \frac{1}{v_b^2} \right) = \alpha \cdot n_e d \cdot \left(\frac{1}{v_a^2} - \frac{1}{v_b^2} \right) \quad (9.4)$$

Hierbei wurden die voranstehenden natürlichen Konstanten zu einer einzigen Größe α zusammengefasst. Das auftretende Produkt $n_e d$ wird Dispersionsmaß genannt. Wäre die Dichte des ISM zwischen Pulsar und Erde bekannt, ließe sich aus Verzögerungszeit zweier Pulse und dem Dispersionsmaß der Abstand d der Pulsquelle bestimmen. Da n_e jedoch entlang des Signalweges deutlich variieren kann, wäre dies nur eine grobe Abschätzung. Alternativ könnte man bei bekannter Entfernung des Pulsars die mittlere Dichte des ISM in dieser Sichtlinie abschätzen. Aus der Beobachtung vieler Pulsare in verschiedene Richtungen ergäbe sich so eine Übersicht über die Verteilung der interstellaren Materie um die Erde herum.

Kapitel 10.

Das Farben-Helligkeits-Diagramm der Hyaden

10.1. Sternhaufen

Sternhaufen sind größere, dichte Ansammlungen von Sternen innerhalb einer Galaxie. Die Abstände der Sterne innerhalb eines Sternhaufens sind, verglichen zur Entfernung zum Beobachter auf der Erde, nahezu vernachlässigbar. Da also für alle Mitgliedssterne eines Haufens dieselbe Entfernung angenommen werden kann, sind ihre scheinbaren Helligkeitsunterschiede fast identisch zu ihren wahren Helligkeitsunterschieden. Gelingt es, die absolute Helligkeit eines Haufensternes, zum Beispiel eines Cepheiden, zu ermitteln, kann die absolute Helligkeit aller anderen Sterne schnell errechnet werden.

Aufgrund ihrer Nachbarschaft geht man außerdem davon aus, dass alle Sterne eines Sternhaufens etwa zur gleichen Zeit aus einer gemeinsamen, großen Gasmasse entstanden sind. Sie repräsentieren daher heute für den Beobachter eine Gruppe gleichaltriger Sterne mit gleicher chemischer Zusammensetzung. Da man trotzdem Unterschiede zwischen den Sternen feststellen kann, müssen diese durch die zeitliche Entwicklung der Sterne hervorgerufen worden sein.

10.2. Sternentwicklung

Sterne fusionieren in ihrem Inneren Wasserstoff zu Helium und gewinnen dabei Energie, die abgestrahlt und auf der Erde als Sternenlicht detektiert werden kann. Wie und wie schnell dieses *Wasserstoffbrennen* abläuft und damit, wie schnell sich ein Stern entwickelt, hängt entscheidend von seiner Masse ab. Je höher die Sternmasse ist, desto dichter wird die Materie im Sternzentrum komprimiert und erreicht dadurch höhere Temperaturen. Ein schwerer Stern fusioniert seinen Wasserstoff im Kernbereich daher schneller als ein leichter.

Ist der Wasserstoff durch die Fusion umgewandelt, hängt es wiederum von der Sternmasse ab, ob Temperatur und Dichte ausreichen, auch das *Heliumbrennen*, die Fusion von Helium zu Kohlenstoff und Sauerstoff, im Sternzentrum zu beginnen. Das Wasserstoffbrennen verlagert sich dabei in eine Schale um den Heliumkern und der Stern dehnt sich stark aus. Während die meisten Sterne nicht über diese Brennphasen hinauskommen, können sehr schwere Sterne sogar noch weitere Fusionsprozesse (*Kohlenstoffbrennen*, *Neonbrennen*, *Sauerstoffbrennen*, *Siliziumbrennen*) im Kern starten, jeweils umgeben von den Brennschalen der vorherigen Fusionen.

Je älter also ein Sternhaufen ist, desto mehr leichtere Sterne haben bereits begonnen, sich zu entwickeln und auszudehnen. Bestimmt man nun die Masse zwischen entwickelten

(ausgedehnten) und nicht-entwickelten Sternen eines Haufens, kann aus theoretischen Überlegungen geschlossen werden, wie alt die beobachtete Ansammlung im Ganzen ist.

10.3. Farben-Helligkeits- und Hertzsprung-Russell-Diagramm

Um eine schnelle Einteilung von Sternen vornehmen zu können, werden die Sterne mit unterschiedlichen Wellenlängenfiltern beobachtet und die jeweilige scheinbare Helligkeit gemessen. Ein häufig verwendetes System ist das *UBV-System*, das von H.L. JOHNSON und W.W. MORGAN 1951 erarbeitet wurde. Dieses System spezifiziert drei *Farben* (Farbfilter):

Kürzel	Bezeichnung	$\lambda / \text{\AA}$
<i>U</i>	Ultraviolett	3500
<i>B</i>	Blau	4350
<i>V</i>	Visuell	5550

In Abb. 10.1 sind die relativen *Strahlungsflussverläufe* von zwei Sterntypen dargestellt. Vergleicht man den Fluss f bei den Wellenlängen, die *V*, *B* und *U* entsprechen, so sieht man deutliche Unterschiede. Zur Klassifikation gibt man normalerweise den *V*-Helligkeitswert, sowie die Differenzen der als *Farbindex* bezeichneten $B - V$ - und $U - B$ -Werte an.

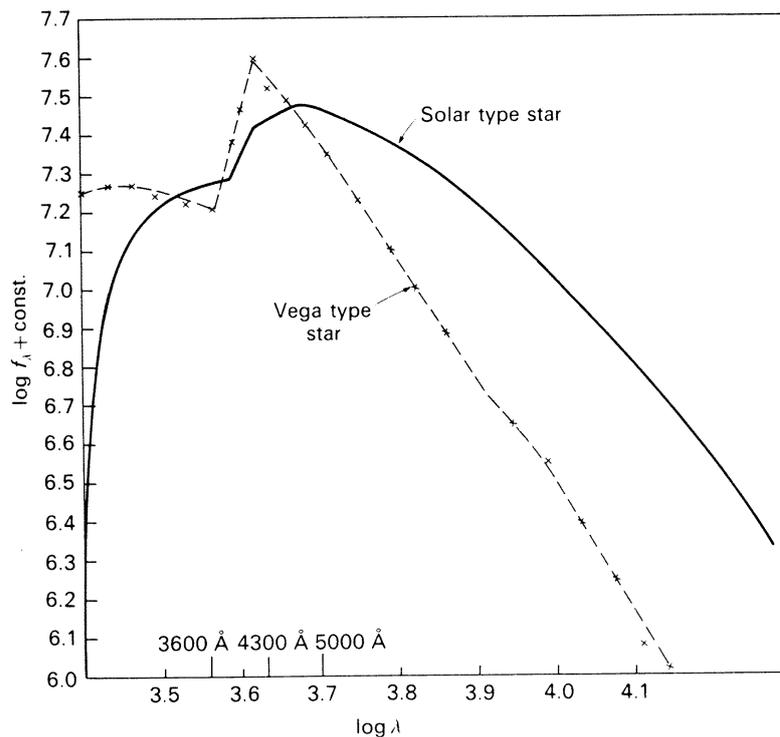


Abbildung 10.1.: Relativer Flussverlauf eines Vega- und eines sonnenähnlichen Sterns.

Misst man zusätzlich auch die absoluten Helligkeiten der Sterne eines Sternhaufens und trägt diese gegen den Farbindex $B - V$ auf, so ergibt sich ein sogenanntes *Farben-Helligkeits-Diagramm* (FHD) wie in Abb. 10.2. 1910 erkannten E. HERTZSPRUNG und H.N. RUSSELL, dass sich alle Sterne nur in bestimmten Regionen dieses Diagramms ansammeln. Der Großteil sitzt dabei auf einer Linie, die von links oben her nach rechts unten hin abfällt. Dieser *Hauptreihe* genannte Bereich enthält gerade jene Sterne, die noch Wasserstoffbrennen im Kern durchführen und sich daher noch nicht entwickelt haben. Rechts davon (zu höheren $B - V$ -Werten hin) befinden sich die entwickelten, ausgedehnten Sterne des jeweiligen Haufens. Der Übergangspunkt wird *Abknickpunkt* genannt und kann folglich als Maß für das Alter des Sternhaufens herangezogen werden.

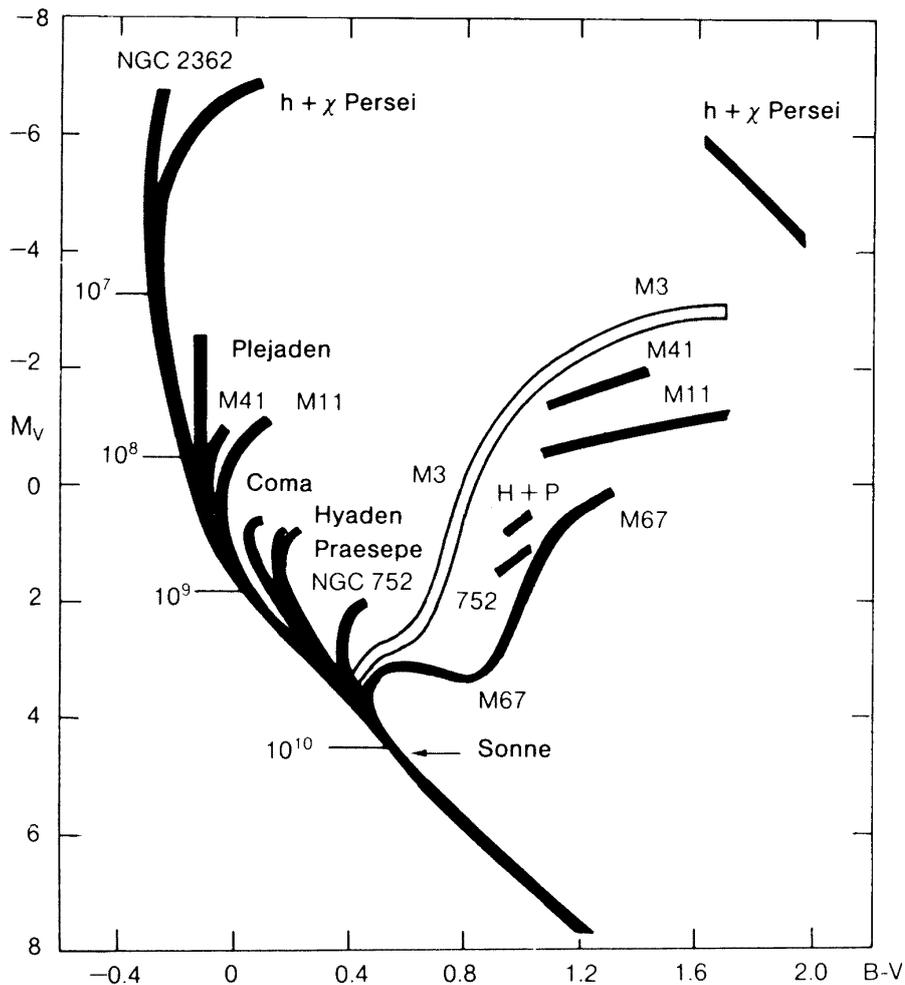


Abbildung 10.2.: Schematisches FHD verschiedener Sternhaufen mit Altersskala in Jahren.

Da sich das Spektrum eines Sterns bei höheren Temperaturen zu höheren Energien und damit kleineren Wellenlängen verschiebt, lässt sich ein dem FHD-ähnliches Diagramm mit der Effektivtemperatur als x -Achse zeichnen. In einem solchen *Hertzsprung-Russell-*

Diagramm (HRD) fallen jedoch die x -Werte ungewöhnlicherweise von links nach rechts ab (Abb. 10.3, untere Achse). Weitere äquivalente Darstellungen verwenden den Spektraltyp des Sterns als x - oder auch die *Leuchtkraft* als y -Achse. In allen Fällen kann jedoch die Entwicklung der Sterne von der Hauptreihe zum Riesengebiet und durch weitere, spätere Stadien (statistisch) nachvollzogen werden.

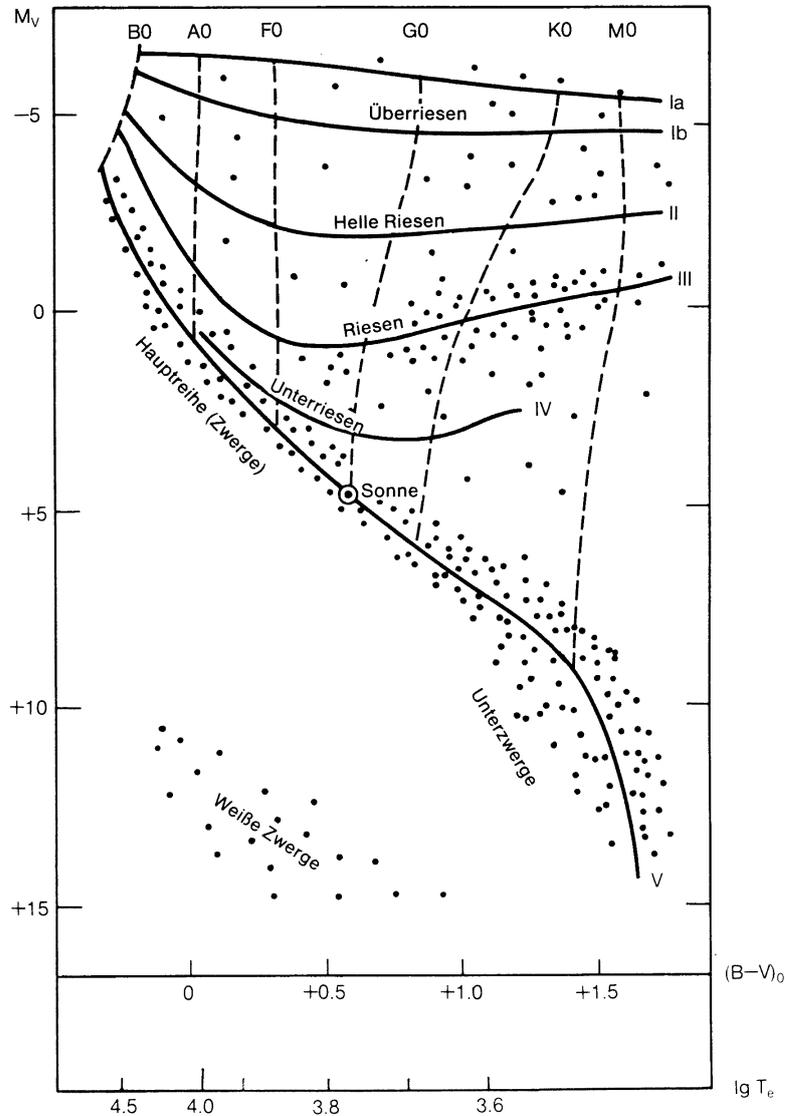


Abbildung 10.3.: FHD (obere x -Achse) beziehungsweise HRD (untere x -Achse) mit Linien gleicher Sternradien (fett, durchgezogen) und den Bereichen der Leuchtkraftklassen.

Kapitel 11.

Bahnbewegung eines Doppelsternsystems

11.1. Doppelsterne

Sterne entstehen in so genannten H II-Regionen. Das sind riesige interstellare Wolken aus Gas, die durch eine Störung angeregt, unter ihrer eigenen Gravitation kollabieren und sich zusammenziehen. Dieser Vorgang findet dabei gleichzeitig an vielen Stellen der Wolke statt. Ist das Gasreservoir der Wolke aufgebraucht, verbleibt ein *offener Sternhaufen* mit teilweise sehr geringen Abständen zwischen den Sternen. Tatsächlich entstehen die meisten Sterne als Mitglieder eines *Doppelsternsystems* (oder Mehrfachsternsystems). Können die Komponenten eines solchen Systems im Teleskop aufgelöst werden, spricht man von visuellen Doppelsternen.

Im Jahre 1803 zeigte W. HERSCHEL, dass man die, bei Messungen der Sternparallaxen einiger solcher visuellen Doppelsterne festgestellten, Oszillationen in vielen Fällen durch die Bewegung der Komponenten um den gemeinsamen Schwerpunkt erklären kann. Aus der Rotationsperiode lässt sich über die Keplerschen Gesetze das Massenverhältnis der beiden Komponenten bestimmen, sofern die Entfernung und die Neigung des Systems bezüglich des Beobachters bekannt ist.

11.2. Keplersche Gesetze

1609 veröffentlichte J. KEPLER sein Werk *Astronomia Nova*, in dem er spekulativ annahm, dass es eine von der Sonne ausgehende Zentralwirkung auf die Planeten ähnlich dem Magnetismus gäbe, die mit der Entfernung abnimmt. Ausgehend von dieser Annahme konnte er anhand der detaillierten Beobachtungen von T. BRAHE die Bewegungsbahn des Mars als Ellipse erkennen. Die schließlich von ihm abgeleiteten drei *Keplerschen Gesetze* besagen:

1. Die Planeten bewegen sich auf elliptischen Bahnen, in deren gemeinsamem Brennpunkt die Sonne steht.
2. Ein von der Sonne zum Planeten gezogener Fahrstrahl überstreicht in gleichen Zeiten gleich große Flächen.
3. Die Quadrate der Umlaufzeiten zweier Planeten verhalten sich wie die Kuben der großen Bahnhalbachsen.

Durch die gut hundert Jahre später von I. NEWTON formulierten Theorien zur *Mechanik* und *Gravitation* lassen sich Keplers Gesetze auch direkt mathematisch herleiten. Die Kraft

zwischen den Himmelskörpern identifizierte Newton als Gravitationskraft zwischen den Massen. Innerhalb eines solchen Zentralkraftfeldes ergeben sich als mögliche Lösungen der Bewegungsgleichung eines Körpers die sogenannten *Kegelschnitte*: Ellipse, Kreis und Hyperbel. Keplers Aussage über den Fahrstrahl, die Verbindungslinie zwischen Bewegungszentrum und Objekt, ist eine Konsequenz der Drehimpulserhaltung und die Beziehung zwischen Umlaufperiode und Bahnhalbachse resultiert aus dem Gravitationsgesetz.

11.3. Wahre und scheinbare Bahnellipsen

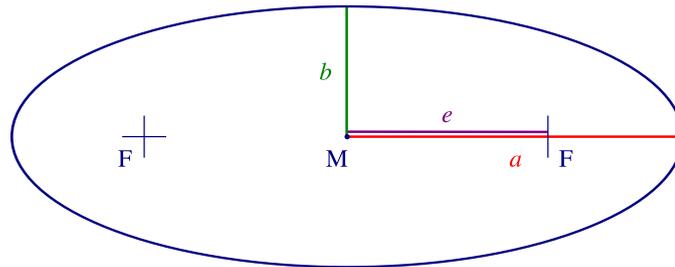


Abbildung 11.1.: Mittelpunkt M, Fokuspunkte oder Brennpunkte F, große und kleine Halbachse a und b und lineare Exzentrizität e einer Ellipse.

Betrachtet man die Bewegung eines Doppelsternsystems aus einer Position direkt senkrecht zur Bahnebene, beschreiben beide Sterne elliptische Bahnen. Abb. 11.1 stellt die typischen Größen und wichtigen Punkte einer Ellipse dar. Die beiden maximalen Abstände zum Mittelpunkt M werden *große und kleine Halbachse* a und b genannt. Die *lineare Exzentrizität*, also der Versatz der sogenannten Fokus- oder *Brennpunkte* F bezüglich M kann über

$$e = \sqrt{a^2 - b^2} \quad (11.1)$$

berechnet werden. Oft wird anstelle dieser linearen auch die *numerische Exzentrizität* ε als dimensionslose Charakterisierung einer Ellipse verwendet:

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a} = \frac{e}{a} \quad (11.2)$$

Bei einer Ellipse mit $e = 0$ und damit $\varepsilon = 0$ fallen die Fokuspunkte auf den Mittelpunkt. a und b sind nach Gl. 11.1 gleich und die Kurve ist damit identisch zum Kreis mit Radius $r = a = b$. $\varepsilon = 1$ entspricht hingegen der Hyperbelform. Für den Flächeninhalt O einer Ellipse gilt:

$$O = \pi \cdot ab = \pi \cdot a^2 \sqrt{1 - \varepsilon^2} \quad (11.3)$$

Das Baryzentrum, der gemeinsame Schwerpunkt der beiden Sterne liegt jeweils in einem der Ellipsenbrennpunkte und wird stets von der Verbindungslinie von einem zum anderen Stern durchlaufen (Abb. 11.2.a). ε beider Ellipsen ist gleich, das Verhältnis der großen

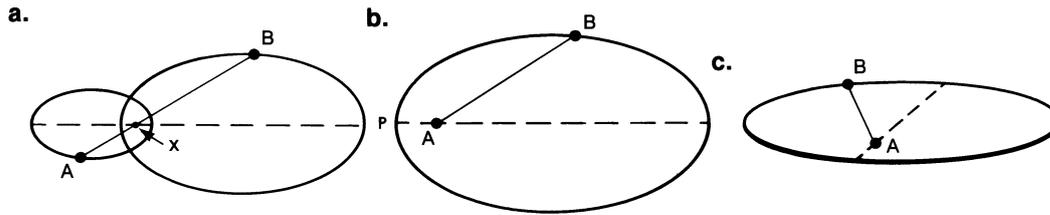


Abbildung 11.2.: Bahnellipsen zweier Sterne von einem Beobachter senkrecht zur Bahnebene (a), bei stationärem Stern A senkrecht zur Bahnebene (b) und bei stationärem Stern A unter einem anderen Sichtwinkel (c) betrachtet.

Halbachsen zueinander ist jedoch umgekehrt proportional zum Massenverhältnis der Sterne.

Ist eine der beiden Komponenten deutlich massereicher als die andere, ist es meist einfacher, die relative Bahn der leichteren Komponente (*Secondary*, B) bezüglich der schwereren Komponente (*Primary*, A) zu betrachten. Dabei wird A als stationär angesehen (Abb. 11.2.b) und ruht in einem der Brennpunkte der weiterhin elliptischen Bahn von B. Diese Bewegungsellipse hat nach wie vor dasselbe ε , aber nicht dieselbe Ausdehnung, wie die ursprüngliche Bahn. Der Punkt p, in dem der Abstand zwischen beiden Sternen am geringsten ist, wird *Periastron* genannt.

Da jedoch nicht alle Doppelsterne „face-on“ (senkrecht) betrachtet werden können, sondern die Bahnebene gegenüber der Sichtlinie verkippt und gedreht ist, beobachtet man fast immer eine scheinbare Umlaufbahn (Abb. 11.2.c). A liegt hierbei unter Umständen nicht mehr im Brennpunkt der beobachteten Ellipse und die Form des Orbits kann stark von der wahren Exzentrizität abweichen.

11.4. Das Doppelsternsystem Kruger 60

Die *Bonner Durchmusterung* (BD) ist ein großer Sternenkatalog, der ab 1859 mit Hilfe eines 3-Zoll-Teleskops von F.W.A. ARGELANDER an der Universitätssternwarte Bonn begonnen und über die nächsten 60 Jahre fortgesetzt und erweitert wurde. In der Nähe des hellen Sterns δ Cephei verzeichnete Argelander ein einzelnes Objekt mit der Katalogbezeichnung BD +56° 2783 (Abb. 11.3).

Ab 1869 erstellte A. KRUEGER, als Mitarbeiter Argelanders maßgeblich an der BD beteiligt, einen eigenen Katalog speziell für den Bereich des Sternbildes Cepheus. Für BD +56° 2783 vermerkte er in einer Fußnote: „Dupl. 12'' praec., Com. 9,3“ (Doppelstern, 12'' [Abstand] voraneilend, Begleiter 9,3 [scheinbare Helligkeit]). Wenige Jahre später durchsuchte S.W. BURNHAM Kruegers Fußnoten und erstellte daraus eine Liste mit 67 Sternen, die bis dahin nicht als Doppelsterne publiziert waren. Bei seiner anschließenden Untersuchung von BD +56° 2783 erkannte er, dass es sich beim vermeintlichen Primary eigentlich um einen *optischen Begleiter*, einen zufälligen, unabhängigen Hintergrundstern, handelt. Der „voraus-eilende“ Secondary bestand jedoch vielmehr tatsächlich aus einem engen Doppelsternsystem, dem er die Bezeichnung Kruger 60 beziehungsweise KR 60AB

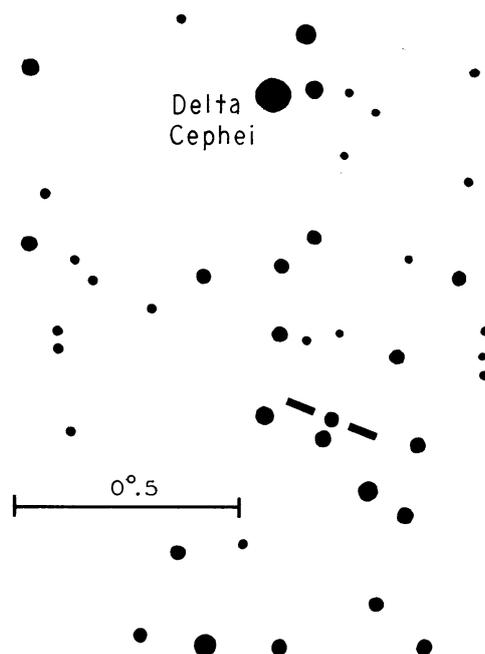


Abbildung 11.3.: Sternkarte der Bonner Durchmusterung mit Markierung für BD +56° 2783 (KR 60AB und optischer Begleiter sind nicht aufgelöst).

(Kruegers Doppelstern Nr. 60 Komponente A und B) gab.

Die mehrfache Neubewertung des Systems innerhalb weniger Jahre lag zum einen an der großen *Eigenbewegung* von etwa $0,9''/a$ mit der sich KR 60AB quer zur Sichtlinie vom optischen Begleiter entfernt. Zum anderen beträgt die Umlaufperiode des Doppelsternsystems nur etwa 45 a, so dass die Bewegung der Komponenten innerhalb wissenschaftlicher Zeitspannen nachvollzogen werden kann.

KR 60AB gehört mit einem Abstand von gerade einmal 4 pc zur unmittelbaren Nachbarschaft der Sonne. Die Komponenten A und B, mit scheinbaren Helligkeiten von +9,59 und +11,40, entfernen sich maximal $3''$ voneinander. Abb. 11.4 zeigt eine der Beobachtungen, die zwischen den Jahren 1919 bis 1965 (1919-1933: McCormick Observatory, 1938-1965: Sproul Observatory) immer wieder durchgeführt wurden. Der optische Begleiter am linken Bildrand dient dabei als Referenzpunkt zur Bestimmung der Eigenbewegung von KR 60AB. Nach 1965 war der Winkelabstand der beiden Komponenten wieder zu klein, um diese photographisch aufzulösen. Von 1968 bis 1976 wurden die Beobachtungen am U.S. Naval Observatory fortgesetzt, so dass insgesamt Daten für mehr als 1,25 Orbitalumläufe zur Verfügung stehen.

Die Bahnebene von KR 60AB liegt beinahe flach in der Himmelsebene, so dass die Beobachtungen nahezu face-on erfolgen. Die Bahnellipse ist somit kaum verkürzt und Winkelabstände zwischen $1,3''$ bis $3,4''$ reichen normalerweise aus, um mit größeren Teleskopen aufgelöste fotografische Aufnahmen zu machen. Anhand der in Abb. 11.5 dargestellten Be-



Abbildung 11.4.: Aufnahmen von KR 60AB (rechts) und optischem Begleiter (links).

Observationen des Sproul Observatory lassen sich mehrere Aussagen über Doppelsternsysteme überprüfen:

- Beide Sterne umkreisen das gemeinsame Baryzentrum, das jeweils in einem der Fokuspunkte der elliptischen Bahnen liegt.
- Die Verbindungslinie der Komponenten durchläuft stets das Baryzentrum.
- Die Bahnbewegung der Sterne ist langsamer, je weiter sie voneinander entfernt sind.
- Die Bahnellipsen besitzen die gleiche Form und damit dasselbe ϵ .
- Da Kruger 60A eine Masse von $0,271M_{\odot}$ und Kruger 60B von $0,176M_{\odot}$ besitzt, ergibt sich ein Verhältnis von 1,76:2,71 für die großen Halbachsen der Bahnellipsen.

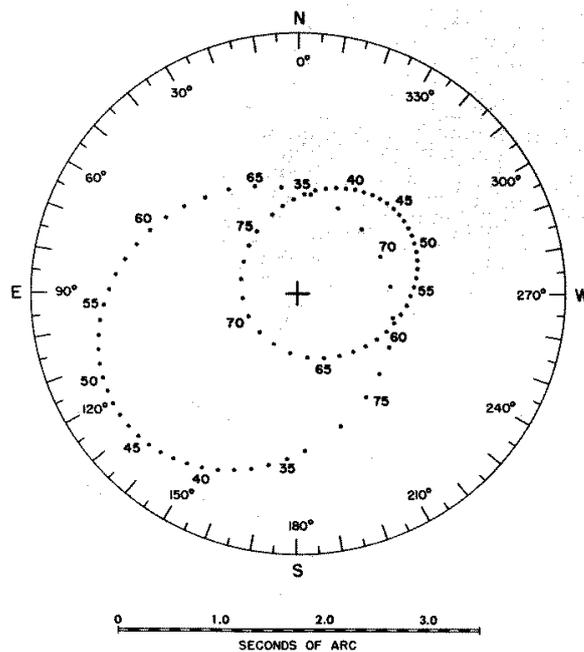


Abbildung 11.5.: Bahnellipsen der Komponenten von KR 60AB mit der jeweiligen Jahreszahl (19xx) der Messung am Sproul Observatory.

Ihre Notizen:

Acknowledgment

Diese Anleitung ist im Laufe vieler Jahre zusammengetragen und immer wieder angepasst worden. Entscheidene Anteile hatten hierbei J. WESTER, G. KRÄMER und V. KUHNLE.

Grundlage vieler Kapitel war die Zeitschrift SKY & TELESCOPE . Insbesondere entstammen einzelne Versuche direkt aus den Ausgaben März 1977 (Pulsare und ISM), März 1979 (Cepheiden), April 1979 (Hubble-Gesetz), September 1979 (Merkurrotation) und September 1980 (Doppelsternsysteme). Die Übersetzung aus dem englischen Original erfolgte in den meisten Fällen durch D.R. SCALES.

A. WURZ überarbeitete 1999 die gesammelten Anleitungen und übertrug diese in \LaTeX . Eine neuerliche Gesamtüberarbeitung wurde 2016 durch S. HARTMANN ausgeführt.

