

Autoren

An der Überarbeitung und Ergänzung der Texte und Abbildungen haben mitgewirkt:

Bartelmann, Matthias

Institut für Theoretische Astrophysik¹
Heidelberg

Bastian, Ulrich

Astronomisches Rechen-Institut¹
Heidelberg

Bernlöhr, Konrad

MPI für Kernphysik
Heidelberg

Bernstein, Hans-Heinrich

Astronomisches Rechen-Institut¹
Heidelberg

Beuther, Henrik

MPI für Astronomie
Heidelberg

Bönnhardt, Hermann

MPI für Sonnensystemforschung
Lindau/Harz

Camenzind, Max

Landessternwarte¹
Heidelberg

Dreizler, Stefan

Institut für Astrophysik
Göttingen

Fendt, Christian

MPI für Astronomie
Heidelberg

Fuchs, Burkhardt

Astronomisches Rechen-Institut¹
Heidelberg

Gail, Hans-Peter

Institut für Theoretische Astrophysik¹
Heidelberg

Greiner, Jochen

MPI für extraterrestrische Physik
Garching

Hoeppe, Götz

College of William & Mary
Williamsburg, Virginia, USA

Jahreiß, Hartmut

Astronomisches Rechen-Institut¹
Heidelberg

Jessberger, Elmar K.

Institut für Planetologie
Münster

Just, Andreas

Astronomisches Rechen-Institut¹
Heidelberg

Klahr, Hubert

MPI für Astronomie
Heidelberg

Klement, Rainer

MPI für Astronomie
Heidelberg

Köppen, Joachim

Observatoire de Strasbourg
Strasbourg, Frankreich

Krautter, Joachim

Landessternwarte¹
Heidelberg

Leinert, Christoph

MPI für Astronomie
Heidelberg

Lenzen, Rainer

MPI für Astronomie
Heidelberg

Meisenheimer, Klaus

MPI für Astronomie
Heidelberg

Mundt, Reinhardt

MPI für Astronomie
Heidelberg

Oberauer, Lothar

Technische Universität München
Fakultät für Physik
Garching

Peter, Hardi

MPI für Sonnensystemforschung
Lindau/Harz

Preibisch, Thomas

Universitätssternwarte
München

Reffert, Sabine

Landessternwarte¹
Heidelberg

Reich, Wolfgang

MPI für Radioastronomie
Bonn

Richtler, Tom

Universidad Concepción, Dept. Física
Concepción, Chile

Rix, Hans-Walter

MPI für Astronomie
Heidelberg

Röser, Hermann-Josef

MPI für Astronomie
Heidelberg

Schmadel, Lutz

Astronomisches Rechen-Institut¹
Heidelberg

Schmidt, Robert W.

Astronomisches Rechen-Institut¹
Heidelberg

Schwenn, Rainer

MPI für Sonnensystemforschung
Lindau/Harz

Tscharnuter, Werner

Institut für Theoretische Astrophysik¹
Heidelberg

Völk, Heinrich

MPI für Kernphysik
Heidelberg

Werner, Klaus

Institut für Astronomie
und Astrophysik
Tübingen

¹ Zentrum für Astronomie der Universität Heidelberg (ZAH)

Vorworte

Als der Wiley-Verlag wegen einer neuen Bearbeitung des *Abriss der Astronomie* an mich herantrat, war sofort klar, dass ich selbst eine solche nicht mehr übernehmen konnte. Einerseits war ich längst nicht mehr in der aktiven Forschung tätig. Vor allem aber haben meine Augen im Laufe der Jahre (ich habe inzwischen die 90 überschritten) so nachgelassen, dass Lesen nur noch mit Mühe, ein unumgängliches Literaturstudium aber gar nicht mehr möglich ist. Nach einigem Überlegen, wie nun zu verfahren sei, gelang es, die Herren Hermann-Josef Röser und Werner Tscharnuter als Herausgeber für eine völlig neu bearbeitete Auflage zu gewinnen. Hierüber habe ich mich sehr gefreut und möchte den beiden Herren an dieser Stelle meinen besonderen Dank sagen.

Es zeigte sich sehr schnell, dass es bei der enormen Entwicklung der Astronomie für zwei Herausgeber nicht mehr möglich ist, den gesamten Stoff selbst zu bearbeiten. Sie gewannen einen Stab von Experten, die die jeweiligen Abschnitte übernahmen. Außerdem haben die Herausgeber – besonders im Anhang – einige nützliche Ergänzungen hinzugefügt. Dies alles ist im folgenden Vorwort der Herausgeber näher erläutert. So stellt sich der *Abriss* heute dank der Arbeit der einzelnen Autoren und der Herausgeber in einer erweiterten und vertieften Fassung dar.

Göttingen, 27. Oktober 2011

Hans-Heinrich Voigt

Seit der letzten Auflage des *Abriss der Astronomie* sind 20 Jahre vergangen, eine Zeit, in der die Astronomie, bedingt durch große Teleskope am Boden und im All, neue Instrumentierungen in allen Spektralbereichen sowie die Verfügbarkeit von immer leistungsfähigeren Rechnern, eine stürmische Vorwärtsentwicklung erfahren hat. Wir haben daher den Vorschlag gerne aufgenommen, eine Neuauflage des *Abrisses* zu übernehmen. Um diese in annehmbarer Zeit zu realisieren, haben wir uns entschlossen, die Arbeit auf viele Schultern zu verteilen. Auch wenn es kein neues Buch, sondern eben eine Neuauflage werden sollte, so zeigte sich doch

bald, dass einige Kapitel praktisch neu geschrieben werden mussten (z. B. Kosmologie oder Aktive Galaktische Kerne), andere kamen neu hinzu (Exoplaneten, Gravitationslinsen, usw.). Die rasante Entwicklung der Astronomie spiegelt sich auch im deutlich gestiegenen Umfang des Buches wider.

Das charakteristische Erscheinungsbild des Abrisses mit seinem Telegrammstil und dem strukturierten Layout sollte erhalten bleiben. Allerdings war bei der Vielzahl der beteiligten Autoren ein einheitlicher Guss der Kapitel nicht immer zu erreichen. Die für den Abriss typischen skizzenhaften Abbildungen – dem Tafelanschrieb nachempfunden – wurden entsprechend den heutigen technischen Möglichkeiten neu gestaltet. Wie bisher deckt der Abriss sowohl den Stoff der Einführungsvorlesung als auch die wichtigsten Grundlagen für das vertiefende Curriculum ab.

In früheren Auflagen waren die theoretischen Abschnitte in den Anwendungskapiteln angesiedelt. Es erschien uns sinnvoll, diese disziplinübergreifenden Abschnitte in einem eigenen Kapitel am Ende des Buches zusammenzustellen.

In der Astronomie werden immer noch weitestgehend cgs-Einheiten benutzt. Gleichwohl entschlossen wir uns, den SI-Einheiten den Vorzug zu geben, allerdings aus obigen Gründen nicht bis zur letzten Konsequenz.

Das Internet spielt auch in der Astronomie inzwischen eine große Rolle. Der direkte Zugriff sowohl auf Publikationen als auch auf Datenbanken mit Datensammlungen oder digitalen Beobachtungsdaten hat die Arbeitsweise der Astronomen verändert. Um dem Rechnung zu tragen, geben wir entsprechende Hyperlinks an, allerdings nicht direkt im Text, sondern gesammelt im Anhang.

Unser Dank gilt zunächst allen, die an der Neuauflage aktiv mitgewirkt haben. Darüber hinaus wurden wir von zahlreichen Kolleginnen und Kollegen unterstützt, die Daten und Abbildungen zur Verfügung gestellt, mit uns Fragen diskutiert oder einzelne Abschnitte oder gar das ganze Buch Korrektur gelesen haben. Wir möchten uns dafür bedanken bei (in alphabetischer Reihenfolge): Svetlana Berdyugina, Eduard Bopp, Paul Chodas, Norbert Christlieb, Thomas Gehren, Reinhard Genzel, Katharina Glatt, Eva Grebel, Jochen Heidt, Hans Hippelein, Ulrich Hopp, Walter Jaffe, Philipp Kronberg, Dietrich Lemke, Nicolas Martin, Sabine Möhler, Yazan Momany, Rick Perley, Stefanie Phleps, Andrea Richichi, Hans Ritter, Margit Röser, Elena Schilbach, Johny Setiawan, Sami Solanki, Ottmar Stahl, Sandro Villanova, Fabian Walter, und Christian Wolf.

Bei einem Unterfangen wie diesem wäre es – trotz gründlicher Kontrollen – vermessen anzunehmen, das Buch sei frei von Fehlern. Es wäre uns wichtig, dass uns Fehler mitgeteilt werden, z. B. in einer E-Mail an den Verlag unter info@wiley-vch.de mit dem Betreff *Abriss der Astronomie*.

Diese Neuauflage wäre nicht zustande gekommen, hätte nicht Herr Christoph von Friedeburg vom Wiley-Verlag die Anregung dazu gegeben. Frau Ulrike Werner begleitete beim Verlag das Projekt über vier Jahre mit großer Geduld. Die

ursprünglichen Abbildungsskizzen sowie neu hinzu gekommene Abbildungen wurden von Herrn Peter Hesse zunächst grafisch digital umgesetzt. Herr Uwe Krieg hat uns bei L^AT_EX-Fragen beraten, die Texte korrigiert und dem Layout den letzten Schliff gegeben. Ihnen allen danken wir herzlich für ihre Mühen.

Reichartshausen und Puchheim im Oktober 2011

Hermann-Josef Röser und Werner Tscharnuter.

Aus dem Vorwort zur 1. Auflage

Grundlage dieses Buches sind stichwortartige Zusammenfassungen des jeweils zu behandelnden Stoffes, die zu Beginn jeder Vorlesungsstunde an die Hörer der zweisemestrigen „Einführung in die Astronomie“ verteilt wurden. Dadurch sollte ihnen das Mitschreiben erspart und eine stärkere Konzentration auf die Materie selbst ermöglicht werden. Dieser „Extrakt“ wurde auch an anderen Orten zur Vorbereitung der dortigen Vorlesungen verwendet und dient in Göttingen seit langem als Grundlage für die Examensvorbereitung.

Die mehrfache Anregung, hieraus eine zusammenhängende „Einführung in die Astronomie“ zu schreiben, habe ich jedoch nicht aufgegriffen, weil ein fortlaufender Text nicht der ursprünglichen Idee entsprochen und sich auch zu stark mit anderen neueren Büchern ähnlicher Art überschneiden hätte. Als das Bibliographische Institut sich jedoch bereit erklärte, diese Zusammenfassung unter Beibehaltung des stichwortartigen Telegrammstils in der Skriptenreihe herauszubringen, habe ich die ursprüngliche Fassung völlig überarbeitet und stark erweitert, so daß der nun vorliegende Abstrakt weitgehend über eine „Einführung“ hinausgeht.

Aus dieser Vorgeschichte ergibt sich, was dieses Buch ist bzw. nicht ist. Es ist *kein Lehrbuch der Astronomie* für den Anfänger, der bisher noch nichts mit der Materie zu tun hatte, dazu bedarf es der mündlichen Ergänzung etwa einer Vorlesung. Es ist eher eine knappe und hoffentlich übersichtliche Zusammenstellung dessen, was man irgendwo schon einmal ausführlich gehört oder gelesen hat. Das Buch ist ferner *keine astronomische Datensammlung*. Dazu gibt es andere und bessere Nachschlagewerke, von denen nachstehend einige aufgezählt sind. Es wurde kein Wert darauf gelegt, ein möglichst umfangreiches, genaues und dem letzten Stand der Kenntnis entsprechendes Zahlenmaterial zu liefern; Zahlenwerte sollen nur zur Illustration und Erläuterung dienen. Ziel des Buches ist es vielmehr, die astronomischen Begriffe zu definieren, wichtige Gleichungen abzuleiten und die grundlegenden Methoden und Zusammenhänge darzulegen. – Einzelne Beobachtungsergebnisse und die Beschreibung spezieller astronomischer Objekte treten demgegenüber in den Hintergrund und sind ebenfalls mehr zur Illustration gedacht, als um ihrer selbst willen.

Göttingen, April 1969

H.H. Voigt

Inhaltsverzeichnis

I	Sphärische Astronomie, Sternpositionen, Astrometrie	1
I.1	Sternpositionen und Koordinatensysteme	1
I.2	Zeit	10
I.3	Sternörter	22
I.4	Änderungen von Sternpositionen	32
I.5	Astronomische Konstanten	45
I.6	Sternkataloge	47
I.7	Orts- und Zeitbestimmung auf der Erde	51
II	Das Planetensystem	57
II.1	Sonnensystem — Überblick	57
II.2	Planetenbahnen	60
II.3	Historische Entwicklung	69
II.4	Zweikörperproblem	73
II.5	Bahnbestimmung	78
II.6	n -Körperproblem — Störungsrechnung	80
II.7	Das System Erde–Mond	88
II.8	Bahnen künstlicher Raumfahrzeuge	100
II.9	Die Planeten und ihre Monde	104
II.10	Kleinplaneten	128
II.11	Kometen	137
II.12	Meteore und Meteorite	145
II.13	Interplanetare Materie	150
II.14	Exoplaneten	156
II.15	Planetenentstehung	168
III	Die Sonne	175
III.1	Globale Eigenschaften der Sonne	175
III.2	Sonneninneres und Rotation	179

III.3	Photosphäre	186	
III.4	Sonnenflecken	192	
III.5	Chromosphäre	194	
III.6	Korona	199	
III.7	Aktivität der Sonne	206	
III.8	Solar-terrestrische Beziehungen	217	
IV	Astronomische Beobachtungen	221	
IV.1	Einfluss der Erdatmosphäre	222	
IV.2	Teleskope	224	
IV.3	Instrumentierung	266	
IV.4	Empfänger: Nachweis der Strahlung	278	
IV.5	Weltraum-Observatorien	289	
V	Zustandsgrößen der Sterne	297	
V.1	Helligkeit, Farbe, Leuchtkraft	297	
V.2	Spektralklassifikation	305	
V.3	Radius	315	
V.4	Masse, Dichte, Schwerebeschleunigung	320	
V.5	Zustandsdiagramme	325	
V.6	Temperaturen	333	
V.7	Rotation	336	
V.8	Magnetfelder	340	
V.9	Chemische Zusammensetzung	342	
VI	Sternatmosphären	347	
VI.1	Atmosphärenstruktur und synthetische Spektren	347	
VI.2	Theorie der Fraunhoferlinien	373	
VI.3	Zirkumstellare Hüllen	390	
VII	Sternaufbau und Sternentwicklung	407	
VII.1	Die Grundgleichungen	408	
VII.2	Die Zustandsgleichungen	415	
VII.3	Opazitätskoeffizient	423	
VII.4	Energie-Erzeugung	424	
VII.5	Sternentstehung	434	
VII.6	Sternentwicklung	457	
VII.7	Sternentwicklung in engen Doppelsternen	483	
VII.8	Braune Zwerge	494	

VIII	Veränderliche und pekuliare Sterne	503
VIII.1	Allgemeines	503
VIII.2	Pulsationsveränderliche	506
VIII.3	Eruptiv veränderliche Sterne	515
VIII.4	Enge Doppelsterne	525
VIII.5	Rotierende Veränderliche	545
VIII.6	Pekuliare Sterne, Allgemeines	548
VIII.7	Pekuliare Sterne im Bereich G...M	555
VIII.8	Gammastrahlenausbrüche	558
VIII.9	Kompakte Objekte	566
IX	Doppelsterne	593
IX.1	Doppelsterne, Allgemeines	593
IX.2	Visuelle Doppelsterne	597
IX.3	Astrometrische Doppelsterne	603
IX.4	Spektroskopische Doppelsterne	605
IX.5	Photometrische Doppelsterne	608
X	Sternhaufen	615
X.1	Assoziationen	615
X.2	Sternhaufen — Allgemeines	618
X.3	Offene Sternhaufen	629
X.4	Kugelsternhaufen in der Milchstraße	636
X.5	Extragalaktische Sternhaufen	648
X.6	Bildung von Kugelsternhaufen	656
XI	Das Milchstraßensystem oder die Galaxis	659
XI.1	Entfernungsbestimmungen	659
XI.2	Räumlicher Aufbau des Milchstraßensystems	665
XI.3	Interstellare Materie	691
XI.4	Galaktische Radiostrahlung	717
XI.5	Bewegung der Sterne, Dynamik	724
XI.6	Spiralstruktur	739
XI.7	Kosmische Strahlung	743
XI.8	Entstehung und Entwicklung der Milchstraße	749
XII	Außergalaktische Systeme	761
XII.1	Galaxien	761
XII.2	Entstehung und Entwicklung von Galaxien	818
XII.3	Die lokale Gruppe	831
XII.4	Galaxienhaufen	837

XIII	Aktive Kerne von Galaxien	853
XIII.1	Definitionen, Klassifizierung	854
XIII.2	Wichtige Objektklassen mit typischen Beispielen	858
XIII.3	Physikalische Modelle für aktive Kerne	868
XIII.4	Vereinheitlichte Modelle	876
XIII.5	Suchmethoden, Durchmusterungen, Kataloge	881
XIII.6	Absorptionslinien in den Spektren der quasistellaren Objekte	884
XIV	Astronomie im Gammastrahlen-Bereich	889
XIV.1	Kern-Gammalinien	890
XIV.2	Hochenergie-Gammaastronomie	890
XIV.3	TeV-Gammaastronomie	895
XIV.4	Ausblick	900
XV	Das Universum	901
XV.1	Kosmologische Modelle	901
XV.2	Strukturbildung	911
XV.3	Alter des Universums	915
XV.4	Die Hubble-Konstante	916
XV.5	Häufigkeit der leichten Elemente	919
XV.6	Direkte Bestimmungen der Materiedichte	921
XV.7	Der kosmische Mikrowellenhintergrund	923
XV.8	Großräumige Struktur in der Galaxienverteilung	926
XV.9	Schwacher kosmischer Gravitationslinseneffekt	929
XV.10	Supernovae vom Typ Ia	931
XV.11	Normierung des Leistungsspektrums	932
XV.12	Dunkle Materie	934
XV.13	Kosmische Inflation und Dunkle Energie	935
XVI	Physikalische Prozesse	939
XVI.1	Elektromagnetische Strahlung	939
XVI.2	Neutrinos	955
XVI.3	Gravitationswellen	960
XVI.4	Physik der Gasnebel	961
XVI.5	Grundlagen der Stelldynamik	968
XVI.6	Gravitationslinsen	987
XVI.7	Plasmaphysik	996
XVI.8	Kontinuumsnäherung der Materie (Hydrodynamik)	1003
XVI.9	Magnetfelder in ionisierter Materie (Magnetohydrodynamik, MHD)	1013
XVI.10	Akkretionsscheiben	1035

XVI.11	Dynamik von Winden und Jets	1047
XVI.12	Teilchenbeschleunigung	1055
XVI.13	Numerische Simulationen	1059
XVII	Geschichte der Astronomie	1065
XVII.1	Symbolik des Himmels	1065
XVII.2	Der Himmel mit bloßem Auge	1066
XVII.3	Das Teleskop	1075
XVII.4	Das mechanistische Weltbild	1076
XVII.5	Zeitmessung	1077
XVII.6	Kleinplaneten, Uranus und Neptun	1077
XVII.7	Stellarastronomie	1078
XVII.8	Himmelsatlanten und Sternkataloge	1080
XVII.9	Struktur des Sternsystems	1081
XVII.10	„Nebel“	1081
XVII.11	Astrophysik	1082
XVII.12	Galaxien	1085
XVII.13	Expansion des Universums	1086
XVII.14	Dunkle Materie und Strukturentstehung	1087
XVII.15	Extrasolare Planeten	1088
XVII.16	Neue Technologie und astronomische Entdeckungen	1089
XVII.17	Moderne Durchmusterungen	1091
XVIII	Anhang	1095
XVIII.1	Astronomie im Internet	1095
XVIII.2	Fachwörterbuch	1101
XVIII.3	Quellennachweise der Abbildungen	1115
	Register	1121

Kapitel I

Sphärische Astronomie, Sternpositionen, Astrometrie

Dick, J. (1965): *Grundtatsachen der sphärischen Astronomie*, 2. Auflage, J.A. Barth Verlag

Smart, W.M. (1977): *Textbook on Spherical Astronomy*, 6. Auflage, Cambridge University Press

I.1

Sternpositionen und Koordinatensysteme

Ort oder *Position* eines Sterns — oder sonstigen Himmelsobjekts — an der scheinbaren Himmelskugel: Im weitesten Sinn die Richtung der in ein Teleskop fallenden Strahlung.

Astrometrie: Die Messung von Positionen (Örtern)

Koordinatensysteme: Festlegung der Sternörter durch zwei sphärische Koordinaten (analog den geographischen Koordinaten).

Dritte Koordinate (= Entfernung) bleibt zunächst unberücksichtigt; es interessiert nur die Richtung.

Jedes System ist definiert durch:

- (1) *Grundebene* = Großkreis (= Äquator) mit zugehörigen *Polen* und *Breitenkreisen* (= *Parallelkreisen*)
- (2) *Längenkreise* = Großkreise von Pol zu Pol
- (3) Ausgangspunkt der Koordinatenzählung, Schnittpunkt eines „Null-Längenkreises“ (analog Meridian durch Greenwich) mit der Grundebene.

⇒ Erste Koordinate: Winkelabstand des Längenkreises durch das Objekt vom Null-Längenkreis ($\hat{=}$ geographische Länge; von 0° bis $+360^\circ$ bzw. 0^h bis 24^h)

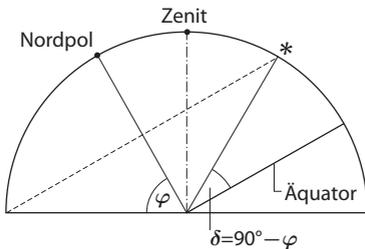
⇒ Zweite Koordinate: Winkelabstand von der Grundebene ($\hat{=}$ geographische Breite; von -90° bis $+90^\circ$) oder — seltener — Winkelabstand vom Pol (von 0° bis $+180^\circ$).

Grundkreis: Himmelsäquator = Projektion des Erdäquators an Himmel
 Nord- und Südpol = Verlängerung der Erdachse, Nordpol nahe am Polarstern
 Null-Längenkreis: Großkreis Pol-Zenit-Südpunkt = *Meridian*

Koordinaten:

Stundenwinkel t = Winkelabstand des Längenkreises durch den Stern vom Meridian ($0^h \dots 24^h$);
 von S \rightarrow W \rightarrow N \rightarrow O \rightarrow S; (Linkssystem)
 Deklination δ = Abstand vom Äquator ($-90^\circ \dots +90^\circ$)

Meridianschnitt:



$\delta = 0$: Sterne 12^h über Horizont
 ≥ 0 : Sterne $\geq 12^h$ über Horizont
 $> 90^\circ - \varphi$: *Zirkumpolarsterne*

φ = geographische Breite
 = Polhöhe
 = Zenitdistanz des Äquators im Süden

Zirkumpolarsterne: Sterne, die nie untergehen (ortsabhängig!).

Am Nordpol der Erde: Alle Sterne nördlich des Äquators zirkumpolar, alle südlichen Sterne nie zu sehen

Am Erdäquator: alle Sterne je 12^h über und unter dem Horizont, keiner zirkumpolar

Der Stundenwinkel t eines Sterns durchläuft — infolge der Erdrotation — im Laufe eines Tages (genauer: eines Sterntages, Punkt A in § I.2.1) alle Werte.

Deklination δ bleibt unverändert.

Deswegen wird t i. Allg. nicht im Gradmaß, sondern im Zeitmaß gemessen:

$$24^h \cong 360^\circ \quad \text{also} \quad 1^h \cong 15^\circ; \quad 1^\circ \cong 4^m$$

$$1^m \cong 15'; \quad 1' \cong 4^s$$

$$1^s \cong 15''; \quad 1'' \cong 0^s.067$$

t = seit dem Meridiandurchgang des Sterns vergangene Sternzeit (s. § I.2.1)

$t = 0^h$: Stern im Meridian, obere Kulmination

$t = 12^h$: untere Kulmination

Die meisten optischen Teleskope sind „äquatorial“ = „parallaktisch“ montiert. Eine Achse (= *Stundenachse*) steht parallel zur Erdachse. Kompensation der Erdrotation durch entgegengesetzte Drehung um diese Achse (= Nachführung, s. § IV.2.1.5).

I.2 Zeit

I.2.1

Grundbegriffe

- (A) **Sternzeit θ** = Stundenwinkel des Frühlingspunktes Υ
 Υ definiert durch Äquatorsystem (s. § I.1.2)

Sternntag = Zeit zwischen zwei Meridiandurchgängen des Υ
 = 24 Sternzeitstunden.

Wegen der Präzession (s. § I.4.4) um $0^{\text{s}}0084$ kürzer als die tatsächliche Rotationszeit der Erde (*siderischer Tag*). Sternzeit für bürgerliche Zwecke ungeeignet, da Sonne sich bewegt und $\theta = 0$ daher zu verschiedenen Tageszeiten eintritt.

- (B) **Wahre Sonnenzeit** = Stundenwinkel der wahren Sonne $\pm 12^{\text{h}}$
 Somit: Tagesanfang nachts.

Kein gleichmäßiges Zeitmaß, da

- 1) Geschwindigkeit der Sonne variabel (Elliptizität der Erdbahn)
- 2) Sonne in der Ekliptik, d. h. schief zur Rotationsachse der Erde läuft.

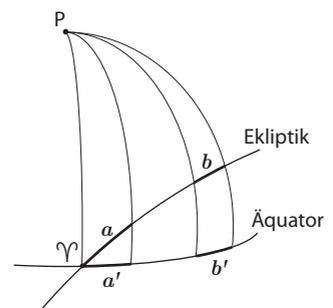
(C) **Mittlere Sonnenzeit; Zeitgleichung**

Man definiert eine „mittlere Sonne“, die bei gleicher Umlaufzeit (1 Jahr) mit konstanter Geschwindigkeit auf dem Äquator umläuft.

Differenz: $\text{Wahre Zeit} - \text{mittlere Zeit} = \text{Zeitgleichung}$

(früher anderes Vorzeichen!)

- a) ganzjährige Periode wegen wechselnder Geschwindigkeit
 Sommer: 186^{d} ; Winter: 179^{d}
- b) halbjährige Periode, wegen Projektionseffekt auf den Äquator wenn $a = b$, dann ist $a' < b'$.



Beide Perioden überlagern sich

Maxima:	$+3^{\text{m}}8$	ca. 14. Mai
	$+16^{\text{m}}4$	3. Nov.
Minima:	$-14^{\text{m}}4$	12. Feb.
	$-6^{\text{m}}4$	26. Juli

Daten etwas variabel wegen der Schaltjahre.

Kapitel II

Das Planetensystem

II.1

Sonnensystem — Überblick

Beatty, K. J., C. Collins Petersen *et al.* (1999): *The new solar system*, Cambridge University Press.

McFadden, L.-A., P. R. Weissman, T. V. Johnson (2007): *Encyclopedia of the Solar System* (2. Auflage), Academic Press (Elsevier).

Sonnensystem = große Zahl von Himmelskörpern, die durch die Gravitation an den „Zentralstern Sonne“ gebunden sind. Durchmesser des Einflussbereichs der Sonnengravitation ist ca. 10^6 AE (1 AE = mittlerer Abstand Erde–Sonne, s. u.).

Sonne: Radius $R_{\odot} = 696\,000 \text{ km} = 109 R_{\oplus}$ (\oplus = Symbol für Erde)

Masse $M_{\odot} = 1.989 \times 10^{30} \text{ kg} = 333\,000 M_{\oplus}$
 = 99.9 % der Masse des ganzen Sonnensystems

Schwerkraft an der Oberfläche:

$$g_{\odot} = 274 \text{ m s}^{-2} [= 1 \text{ Gal}] = 28 g_{\oplus}$$

Mittlerer Abstand Erde–Sonne = 1 AE = $149.6 \times 10^6 \text{ km}$

Planeten (s. § II.9, S. 104 und § II.9.3, S. 110)

8 Planeten sind bekannt. Nahezu kreisförmige Bahnen, etwa in der Ekliptik. Gesamtmasse = 448 Erdmassen = 1 ‰ von M_{\odot} .

Monde oder Satelliten = Begleiter der Planeten (s. § II.9.3, S. 110)

Bis September 2008 sind 166 Monde bei 6 Planeten sicher bekannt; meist klein gegenüber den Planeten.

Asteroiden (= Planetoiden, Kleinplaneten) (s. § II.10, S. 128)

Ekliptikorientierte elliptische Bahnen, vorwiegend zwischen Mars und Jupiter.

Kuipergürtel-Objekte (= Transneptun-Objekte, s. § II.10, S. 133)

Ekliptikorientierte elliptische Bahnen, meist zwischen Neptunabstand (30 AE) und 50 AE.

Kometen (s. § II.11, S. 137)

Ekliptiknahe elliptische Bahnen mit Aphel in Jupiterabstand sowie isotrop verteilte, parabelnahe Ellipsen und (selten) parabelnahe Hyperbeln; „Kometenwolke“ reicht weit über das System der Planeten hinaus.

Interplanetare Materie

- *Meteorite*: Kleinkörper des Planetensystems (s. § II.12, S. 145)
- *Interplanetarer Staub (Zodiakallicht)*: Staubteilchen in Ekliptiknähe (s. § II.13.1, S. 150)
- *Interplanetares Plasma (Sonnenwind)*: elektrisch geladene Ionen und Elektronen (s. § II.13.2, S. 153)

Invariable Ebene = Ebene senkrecht zum Drehimpulsvektor des gesamten Sonnensystems:

Neigung gegen die Ekliptik (2000.0) = $1^{\circ}35'13''9$
 Aufsteigender Knoten = $107^{\circ}36'30''8$

Gemäß Definition der Internationalen Astronomische Union (IAU) von 2006:

Ein *Planet* ist ein Himmelskörper in einer Bahn um einen Stern bzw. den Überrest eines Sterns, der unter seiner eigenen Schwerkraft eine runde Körpergestalt angenommen hat, der jedoch nicht genug Masse besitzt, dass in seinem Inneren thermonukleare Reaktionen ablaufen, und der den Raum in der Umgebung seiner Bahn (durch gravitative Streuung und Kollisionen) von Planetesimalen frei gemacht hat.

Ein *Zwergplanet* erfüllt dieselben Kriterien wie ein Planet, war jedoch nicht in der Lage, seine Bahnumgebung von Planetesimalen zu befreien, und ist kein Satellit eines Planeten. Zwergplaneten sind z. B. Ceres und Pluto.

Kleine Körper im Sonnensystem sind alle anderen Himmelskörper, die die Sonne umkreisen (und nicht Satelliten von Planeten) sind.

Als *Planetesimale* gelten kleine Körper und Zwergplaneten im Sonnensystem, die sich im Laufe der Entstehung des Planetensystems in der ursprünglichen Scheibe gebildet haben.

Anschauliches Modell des Sonnensystems im Maßstab 1 : 10⁹

1 mm $\hat{=}$ 1 000 km

Objekt	Symbol	∅	Vergleich	Entfernung von der ☉
Sonne	☉	1.40 m		
Merkur	☿	5 mm	Erbse	60 m
Venus	♀	12 mm	} Haselnuss	110 m
Erde	♁, ⊕	12 mm		150 m
Mars	♂	7 mm	Erbse	230 m
Jupiter	♃	14 cm	} kleiner Kohlkopf	800 m
Saturn	♄	14 cm		1 500 m
Uranus	♅	5 cm	} Mandarine	3 km
Neptun	♆	5 cm		4.5 km
Nächster Fixstern (Proxima Centauri)				40 000 km

Zusammenstellung der himmelsmechanischen Charakteristika

Körper	Dimensionen	Bahnform	Bahnlage
Sonne	10 ⁶ km	—	—
Planeten	10 ³ –10 ⁵ km	kreisnahe Ellipsen	Ekliptik
Asteroiden	0.01–10 ³ km	} Ellipsen	nahe der Ekliptik
Kuipergürtel-Objekte	20–10 ³ km		ekliptikorientiert
Kometen:	Kern: 1–10 ² km		} langgestreckte Ell.
Jupiter-Familie	Koma: 10 ⁴ –10 ⁷ km	etwas ekl.orientiert	
Langperiodische Oortsche Wolke	Schweif: > 10 ⁸ km	} alle Kegelschnitte	regellos
Meteorite	1 μm–1 m		z. T. regellos, z. T. zur Ekl. konzentriert
Partikel des Zodiaklichts	Staub: 10 μm	kreisähnlich	stark zur Ekliptik konzentriert

II.2

Planetenbahnen

Bucerus, H. (1966/67): *Vorlesungen über Himmelsmechanik I/II*. Mannheim, Bibliographisches Institut.

Moulton, F. R. (2008): *An introduction to celestial mechanics*, Johnston Press (elementar)

Schneider, M. (1979): *Himmelsmechanik*, BI Mannheim

Stumpff, K. (1959/65/71): *Himmelsmechanik*, Bd. I, II, III, Deutscher Verlag der Wissenschaft, Berlin (astronomisch orientiertes Fachbuch)

Siegel, C. L., J. K. Moser (1971): *Lectures on Celestial Mechanics*, Springer, Berlin (mathematisch orientiertes Fachbuch)

In diesem Paragraphen gehen wir aus von den Keplerschen Gesetzen. In § II.4 folgt die Herleitung aus dem Gravitationsgesetz.

1. Keplersches Gesetz

Planetenbahnen sind Ellipsen, in deren einem Brennpunkt sich die Sonne befindet.

II.2.1

Definitionen, Bahnelemente

a = große Halbachse

b = kleine Halbachse

$c = \overline{FM}$ = Abstand Mittelpunkt–Brennpunkt

$e = c/a = \sin \varphi$ = Exzentrizität

φ = Exzentrizitätswinkel

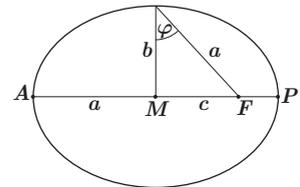
Es gilt: $a^2 = b^2 + c^2 = b^2 + a^2 e^2$

damit: $b^2 = a^2 (1 - e^2)$

\overline{AP} = Apsidenlinie

P = Perihel, Periheldistanz = $\overline{PF} = a - c = a(1 - e)$

A = Aphel, Apheldistanz = $\overline{AF} = a + c = a(1 + e)$



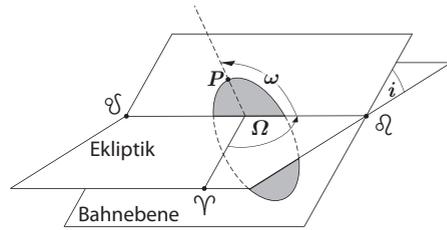
a) *Form der Ellipse*: Bestimmt durch zwei Größen.

In der Astronomie üblich:

a und e

b) Lage der Bahnebene im Raum:

- $\overline{\Omega\Upsilon}$ = Knotenlinie = Schnittlinie
Bahnebene-Ekliptik
- Ω = Aufsteigender Knoten
(Planet läuft nach Norden)
- Υ = Absteigender Knoten
(Planet läuft nach Süden)



- i = Neigung der Bahn gegen die Ekliptik
- Ω = Länge des aufsteigenden Knotens
= Abstand vom Frühlingspunkt Υ

Lage der Bahnebene definiert durch Ω und i

- $i < 90^\circ$: Bahn rechtläufig, auf Ekliptik projiziert, wie die Erde; von Norden gesehen entgegen dem Uhrzeiger.
- $i > 90^\circ$: Bahn rückläufig.

c) Lage der Ellipse in der Bahnebene:

charakterisiert durch Lage des Perihels

ω = Länge des Perihels in der Bahn (Abstand von Knotenlinie = $\sphericalangle\Omega P$)

ϖ = Länge des Perihels = $\sphericalangle\Upsilon\Omega + \sphericalangle\Omega P = \Omega + \omega$

Beachte: ϖ = „gebrochener“ Winkel, zusammengesetzt aus zwei Winkeln in verschiedenen Ebenen

d) Ort des Planeten in der Bahn

Bahnbewegung liegt durch Bewegungsgesetz fest (s. § II.2.2), daher genügt zur Festlegung ein „Nullpunkt“ in der Zeit:

T Perihelzeit = Durchgang des Planeten durch das Perihel.

Die eingerahmten Größen sind die sechs Bahnelemente

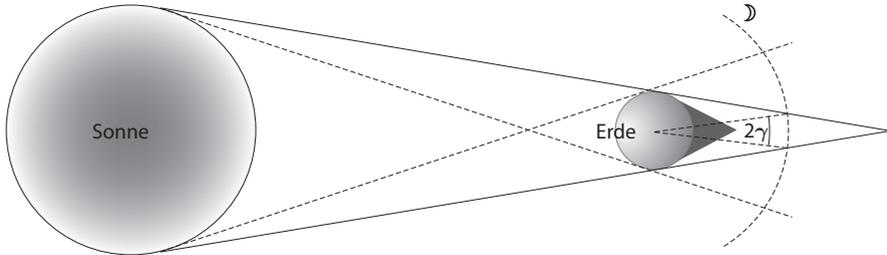
- | | | |
|-----------------------|--------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Ω, i, ω : | Lage der Ellipse im Raum | abhängig vom Koordinatensystem;
ändern sich wegen Präzession;
Angabe der Epoche notwendig! |
| a, e : | Form der Ellipse | } unabhängig vom Koordinatensystem |
| T : | zeitliche Lage | |

Bei parabelnahen Kometenbahnen ist $e = 1$, daher nur fünf Bahnelemente.
Bei Kreisbahnen ($e = 0$) entfällt die Lage des Perihels, daher nur vier Bahnelemente.

II.7.4

Finsternisse

- a) *Mondfinsternis*: Mond ganz (totale Finsternis) oder teilweise (partielle Finsternis) im Kernschatten der Erde



Aus den Abständen und Größen der beteiligten Körper folgen die Durchmesser und Längen der Schatten:

	R_{\oplus} = Erdradius
Mittlere Länge des Schattens (Erde–Spitze)	= $217 R_{\oplus}$
Mittlere Entfernung Erde–Mond	= $60 R_{\oplus}$

Ferner vom Erdmittelpunkt aus:

Mittlerer Winkelradius des Schattens	
in Mondentfernung	γ = $41'2$
Mittlerer Winkelradius des Mondes	(R_{\odot}) = $15'5$
Mittlerer Winkelradius des Halbschattens	= $75'$
Dazu die mittlere Bewegung des Mondes	= $33' / h$

daraus folgt:	Dauer der Gesamtfinsternis	bis zu $3^h 8$
	Dauer der Totalität	bis zu $1^h 7$
	Dauer der penumbralen Finsternis	bis zu 6^h

— Wirkung der *Refraktion*

Das die Erde tangierende Sonnenlicht wird um die doppelte Horizontrefraktion (= $2 \times 35'$, s. § I.4.1) abgelenkt. Daraus folgt: Länge des absoluten Schattens = $40 R_{\oplus}$ reicht nicht bis zum Mond.

Der Mond bekommt stets Licht (dunkelrot bis purpur, weil rotes Licht weniger absorbiert wird, quasi „doppeltes Morgenrot“). Lichtverhältnisse im Einzelnen stark vom jeweiligen Zustand der Atmosphäre abhängig. Nach dem Ausbruch des Krakatau waren die Finsternisse wegen der Staubmassen in der Luft praktisch dunkel.

II.9.2

Allgemeines zu den Planeten

Alle physikalischen Grundeigenschaften der Planeten sind durch Raummissionen *in situ* sehr gut bestimmt (Tabelle der Missionen z. B. in der Enzyklopädie von McFadden *et al.* (s. o.) oder auf der NASA-Webseite → Weblink [34] auf S. 1097).

Grundsätzlich sind:

1. Direkte Beobachtungsgrößen

<i>Radius R:</i>	direkt mikrometrisch	}	→ mittlere Dichte $\bar{\rho}$
<i>Masse m:</i>	dynamisch, 3. Keplersches Gesetz		
	oder aus Bahnstörungen		

Rotation: Oberflächenerscheinungen, Dopplereffekt, Lichtwechsel

Reflexionsvermögen:

$$\text{Albedo } A = \frac{\text{nach allen Seiten gestreutes Licht}}{\text{einfallendes Sonnenlicht}}$$

Der Rest $(1 - A)$ wird absorbiert und als Wärme wieder abgestrahlt.

Polarisation, Farbe, Spektrum: direkt

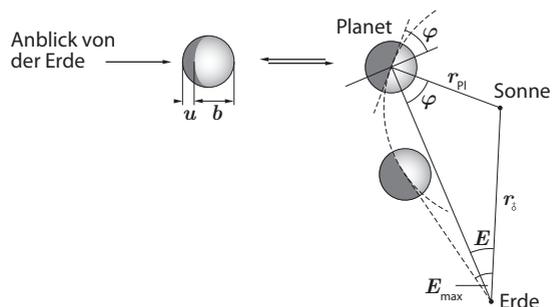
- a) reflektiertes Sonnenspektrum; überlagert vom Absorptionsspektrum der jeweiligen Atmosphäre (besonders im Infraroten); H_2O -Eis (z. B. bei Monden) und CH_4 -Gas (z. B. Jupiter) macht sich durch breite Bänder im Infraroten bemerkbar.
- b) Thermisches Spektrum durch Eigenleuchten (siehe Temperatur), z. T. mit Emissionsbanden.

2. Phasen vor allem für Merkur und Venus; für den Mond sieht die Zeichnung etwas anders aus, die Formeln gelten jedoch auch für die Mondphasen.

r_{\odot} = Abstand Erde–Sonne
 r_{Pl} = Abstand Planet–Sonne
 φ = Phasenwinkel
 = $\sphericalangle(\text{Erde, Planet, Sonne})$

E = Elongation
 = Winkelabstand des Planeten von der Sonne

d = Winkeldurchmesser des Planeten



Aus der Zeichnung entnimmt man: $\sin \varphi = (r_{\odot} / r_{\text{Pl}}) \sin E$

Zwei Monde (entdeckt 1877, Asaph Hall/USA)

Vermutlich eingefangene Asteroiden
 (Dichte entspricht der chondritischer Meteorite);
 mit Kratern übersät und mit Regolithschicht bedeckt;
 größter Krater 10 km Durchmesser;
 synchrone Rotation (Längsachse zeigt zum Mars).

Phobos: 3-achsiges, unregelmäßiges Ellipsoid $27 \times 21 \times 19 \text{ km}^3$;
 260 Krater lokalisiert.

Nur 2.8 Marsradien entfernt; Umlaufzeit $7^{\text{h}}7$, d. h. schneller als Marsrotation.
 Phobos geht also im Westen auf und im Osten unter, entgegengesetzt zur täglichen scheinbaren Bewegung der Sterne.

Deimos: $15 \times 12 \times 11 \text{ km}^3$

6.9 Marsradien entfernt; Umlaufzeit $30^{\text{h}}3$, also etwas länger als Marsrotation.
 Deimos läuft von O nach W, aber sehr langsam; er bleibt fast drei Marstage über dem Horizont und durchläuft in dieser Zeit mehrmals alle Phasen.

Jupiter Mittlere Oppositionshelligkeit: $-2^{\text{m}}55$.

$U = 11^{\text{a}}87$	Maximaler Winkeldurchmesser $46''86$. Schnelle Rotation, d. h. 10 000 Tage pro Jupiterjahr; Abplattung 1:15.
$S = 1^{\text{a}}34^{\text{d}}$	

Rotation: Sichtbare Atmosphäre rotiert differentiell,
 Äquatorregionen ca. 1 % schneller als mittlere Breiten.

Da es keine festen Punkte gibt, werden Bewegungen (laut IAU-Definition von 1962) auf System III bezogen, definiert durch Radioquelle (Dekameterbereich) in tieferen Schichten.

Rotation System III: $9^{\text{h}}55^{\text{m}}29^{\text{s}}37$.

Atmosphäre: $> 98\% \text{ H}_2$, ca. 1 % He; Höhe $> 15\,000 \text{ km}$.

mehr als 10 weitere Moleküle entdeckt, darunter am stärksten CH_4 (Methan), C_2H_6 (Äthan), NH_3 (Ammoniak), H_2O (Wasser).

$T_{\text{eff}} = 123 \text{ K}$ (-150°C)

Zonale (Wolken-)Strukturen, Streifensystem parallel zum Äquator, im Visuellen helle und dunkle Wolkenbänder (helle Bänder liegen höher).

Diese Wolken zeigen eine komplizierte Meteorologie mit Jet-Strömungen, Wellen, Wirbeln, Konvektionszellen. Änderungen innerhalb von Tagen. Mechanismus des globalen Wetters nicht durch Sonne (wie bei der Erde) bestimmt, sondern durch interne Wärmequellen. In den Wolken bis 10 % Helium. Farbe verursacht durch chemische Verbindungen (s. o., namentlich Phosphorverbindungen). Windgeschwindigkeiten bis zu 100 m/s. Sichtbare Wolkengrenze liegt an Tropopause.

Über der Wolkenobergrenze: verschiedene Leuchterscheinungen (Blitze und Polarlichter)

Großer Roter Fleck: Großer antizyklonischer Wirbel hoher Stabilität.

Volle Rotation in ca. 6^h.

Obergrenze ca. 8 km über Umgebung. Temperatur niedriger.

Vermutlich Konvektionsströmung, durch die Wärmeenergie aus einer unbekannt, langlebigen, stabilen Quelle in großer Tiefe nach oben transportiert wird.

Beobachtet seit über 300 Jahren; geschätztes Alter mehr als 100 000 a.

Innerer Aufbau (Modell): Mittlere Dichte $\bar{\rho} = 1330 \text{ kg m}^{-3}$ (kleiner als Sonne).

Bis zu 1 000 km unter Wolkendecke Atmosphäre mit Mischung aus flüssigem und gasförmigem H₂, Flüssiganteil nimmt mit Tiefe zu. Darunter metallischer flüssiger Wasserstoff.

Innerer Kern (eventuell 12–45 Erdmassen) besteht vermutlich aus Gesteinsmaterial und Metallen.

Radiostrahlung: 1955 entdeckt;

cm-Gebiet : thermische Strahlung

dm-Gebiet : nicht-thermisch, Strahlungstemperatur ca. 50 000 K

m-Gebiet : kurzzeitige Ausbrüche (Ionosphäre)

Jupiter gibt etwa doppelt soviel Energie ab, wie er von der Sonne empfängt;

Quelle: vermutlich Kontraktion im Planeteninnern.

Magnetfeld: an Wolkenobergrenze 3...14 mT,

ca. 14-mal stärker als Erdmagnetfeld.

Magnetosphäre: Größer als Planeten-Radius,

analog zu irdischer Magnetosphäre, aber reicher an Partikeln; van-Allen-Gürtel-ähnlicher Torus, durch den die inneren Monde hindurchgehen. Diese spielen beim Aufbau der jovianischen Magnetosphäre offenbar eine große Rolle. Magnetoschweif des Planeten reicht bis jenseits Saturnbahn.

Ringsystem: bestehend aus 3 Segmenten:

innerer Torus, Hauptring, Gossamer Ring. Hauptring verursacht durch Monde Adrastea und Metis; silikatische Ringpartikel einige μm Durchmesser. Generell: Material aus Ringsystem driftet in Jupitersystem, muss nachgeliefert werden, vermutlich durch Kollisionen von Monden.

Satelliten: 63 Monde.

Davon gelten 8 als regulär (die Galileischen Monde und die inneren Monde), da auf fast kreisförmigen, äquatorialen Bahnen umlaufend im gleichen Sinn wie Planetenrotation. Die inneren Monde (sogenannte Amalthea-Gruppe) laufen so schnell, dass sie relativ zur Sonne „Schleifen- und Kkehrbahnen“ ausführen. Sie sorgen für Staubbachschub des Ringsystems und für die Stabilität der Ringe. Andere Satelliten sind meist klein und von unregelmäßiger

II.14

Exoplaneten

Cassen, P., T. Guillot, A. Quirrenbach (2006): *Extrasolar planets. Saas Fee Advanced Course 31*, Springer Verlag

II.14.1

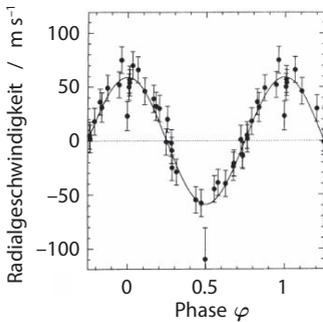
Übersicht

Erster bekannter Exoplanet um einen sonnenähnlichen Stern: 51 Pegasi b

Periode $4^d 23$, große Halbachse 0.05 AE, min. Masse ($m_2 \sin i$) $0.46 M_{\oplus}$

(Mayor und Queloz 1995)

Die ersten bekannten Exoplaneten überhaupt wurden um Pulsare gefunden, siehe Lichtlaufzeit-Methode auf Seite S. 163.



← Radialgeschwindigkeiten von 51 Pegasi, die zur Entdeckung des ersten Exoplaneten führten

Stand hier und im Folgenden Mai 2011:

431 bekannte Exoplaneten,
davon 107 in Mehrfachsystemen

GJ 581, μ Arae und Gl 876 haben je 4 bekannte Exoplaneten, 55 Cancri 5 und HD 10180 und Kepler 11 sogar 6.

Zusammenstellungen ➔ Weblink [58] auf S. 1099

- Die allermeisten Planeten wurden mit der Radialgeschwindigkeitsmethode gefunden; einige inzwischen auch mit der Transitmethode
- Notation: Planeten werden mit kleinen Buchstaben bezeichnet, beginnend mit b , also z. B. 51 Pegasi b, oder 55 Cancri c. Reihenfolge richtet sich nach der Reihenfolge der Entdeckungen und nicht nach der Bahngröße der Planeten.

II.14.2

Methoden zur Planetensuche

Radialgeschwindigkeitsmethode

Fortschritte in der Messung von relativen Radialgeschwindigkeiten machte die Entdeckungen erst möglich (vorher erreichbare Genauigkeiten $\approx 0.5 \dots 1$ km/s). Mithilfe simultaner ThAr-Aufnahme oder Iodzelle erreichte man in den 1990er Jahren erstmals Genauigkeiten von 1–3 m/s.

Kapitel IV

Astronomische Beobachtungen

Léna, P., F. Lebrun und F. Mignard (1998): *Observational Astrophysics*, Springer Verlag

McLean, Ian S. (2008): *Electronic Imaging in Astronomy — Detectors and Instrumentation*, 2. Auflage, Springer Verlag

Von den kosmischen Objekten empfangen wir Information praktisch nur in Form „elektromagnetischer Strahlung“ verschiedener Wellenlänge (Ausnahmen: Kosmische Strahlung, Gravitationswellen, Neutrinos). Wir untersuchen:

	Richtung	(Örter und Bewegung der Objekte)
	Quantität	(Helligkeit)
	Qualität	(Farbe, Spektrum, Polarisation, Kohärenz)

„Verarbeitung“ der ankommenden Strahlung:

Teleskope (optische, Radio-, Röntgen-, Gamma-)



Analysatoren (Filter, Prisma/Gitter, Polarisator)



Empfänger (Auge, Photoplatte, Photozelle, CCD ...)



Auswertegeräte (Mikrometer, Photometer, digitale Bildverarbeitung, ...)

IV.1

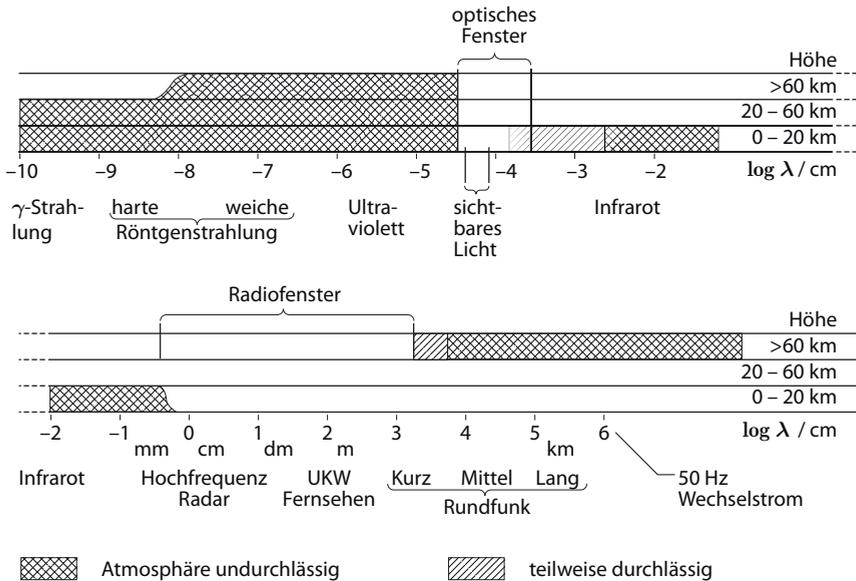
Einfluss der Erdatmosphäre

IV.1.1

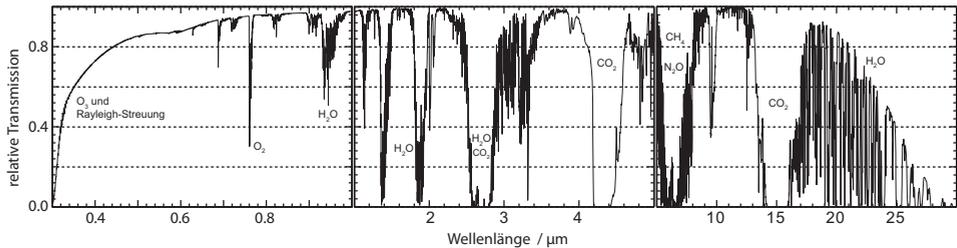
Durchlässigkeit der Erdatmosphäre

λ = Wellenlänge (s. § XVI.1.1)

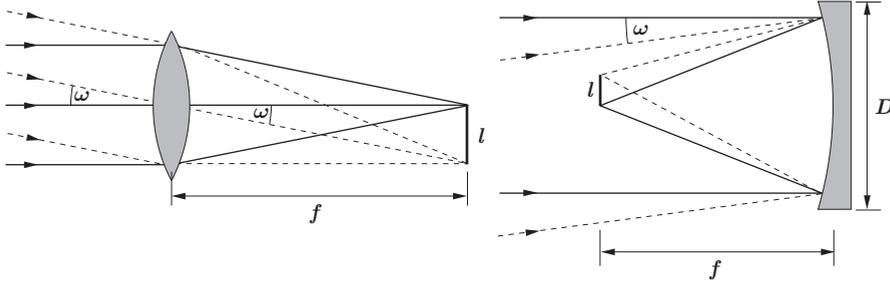
Einheiten: $1 \text{ \AA} [= \text{Ångström}] = 10^{-10} \text{ m} = 0.1 \text{ nm} = 10^{-4} \mu\text{m}$



Im optischen Fenster jenseits $\approx 600 \text{ nm}$ und bis in den Sub-mm-Bereich starke Schwankungen der Durchlässigkeit aufgrund von Molekülaborption (H_2O , O_3 , O_2 , CO_2 , CH_4 , ...) \rightarrow „Beobachtungsfenster“:



Farbsysteme angepasst an diese Beobachtungsfenster, siehe § V.1.2.



2) Abbildungsmaßstab

Abbildung eines ∞ fernen Objekts des Winkeldurchmessers ω :

$$\tan \omega = l / f$$

Bildausdehnung l (für kleine ω)

$$l = 0.0175 \omega f \quad (\omega \text{ in } ^\circ)$$

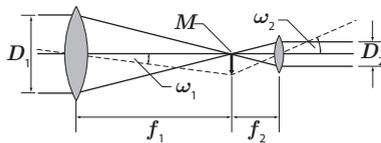
→ (= $\tan 1^\circ$)

D = Durchmesser des Objektivs
 f = Brennweite
 f/D = Öffnungsverhältnis N
 = 1/„Blende“ beim Photoapparat
 ω = Winkeldurchmesser des Objekts

Winkeldurchmesser der Sonne $\approx 0^\circ 5$ → $l = 0.009f \approx 0.01f$
 → Faustregel: Sonnenbild in [cm] \approx Brennweite in [m].

3) Vergrößerung (dioptrisches System, visuelle Beobachtung am Okular)
 = Vergrößerung des Winkels, unter dem das Objekt gesehen wird.

Keplersches Fernrohr

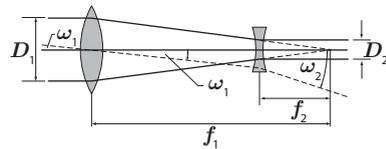


Baulänge: $f_1 + f_2$

Reelles Bild im gemeinsamen Brennpunkt M . Hier Anbringen eines Mikrometers möglich.

Bild steht auf dem Kopf.

Galileisches Fernrohr



Baulänge: $f_1 - f_2$

Kein reelles Bild, kein Mikrometer möglich.

Bild steht aufrecht (Theaterglas).

Der gestrichelten Linie entspricht nur dann ein wirklicher Strahl, wenn im Brennpunkt eine Mattscheibe (M) oder Feldlinse (s. u.) steht.

IV.2.2

InterferometrieIV.2.2.1 **Prinzip**

Räumliche Auflösung eines Teleskops (λ/D , siehe S. 227) wird vom Durchmesser D bestimmt, d. h. vom maximalen Abstand zwischen Teilen seiner Öffnung. Realisierbare Teleskopgröße ist aber im Optischen wie im Radiobereich technisch und finanziell beschränkt. Wunsch nach höherer räumlicher Auflösung stößt damit an harte Grenzen.

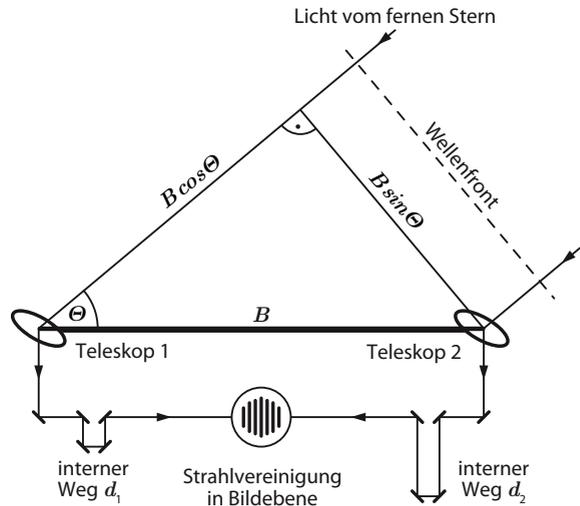
→ Ausweg: interferometrische Koppelung von in größerem Abstand aufgestellten Einzelteleskopen.

Einfachster Fall: zwei Teleskope im Abstand B .

Die hohe interferometrische Auflösung ergibt sich hier nur längs der (an den Himmel projizierten) Verbindungslinie der Teleskope.

Phasengerechte Überlagerung der von beiden Teleskopen empfangenen Strahlung (bei getrennt stehenden Teleskopen nur mit erheblichen Anstrengungen zu erreichen) erzeugt in Bildebene durch Interferenz *Streifenmuster* mit Helligkeitsmaxima I_{\max} und Minima I_{\min} .

Abstand der Streifenmaxima und damit die *räumliche Auflösung* entspricht am Himmel dem Winkel λ/B_{eff} .



$B_{\text{eff}} =$ vom fernen Objekt gesehene Projektion der Basislinie $= B \cdot \sin \Theta$.

Reziproker Wert, $u/\text{rad}^{-1} = B_{\text{eff}}/\lambda$, ist die *Raumfrequenz* dieses Musters.

Wellenoptische Beschreibung

Einfallende monochromatische ebene Welle an Teleskop 1:

$$\vec{E}_1 \propto \exp [i(kx - \omega t)], \text{ wobei } k = 2\pi/\lambda, \omega = 2\pi\nu; i = \sqrt{-1}.$$

Welle an Teleskop 2 $\vec{E}_2 \propto \exp [i(kx - \omega t + k\Delta)]$ habe gleiche Amplitude.

Optische Wegdifferenz im Bildzentrum gegenüber \vec{E}_1 : $\Delta = -B \cos \Theta + d_2 - d_1$

Überlagerung der Wellen ergibt streng kosinusförmige Helligkeitsverteilung

$$I = |\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2 = |\exp [i(kx - \omega t)] [1 + \exp (ik\Delta)]|^2 = 2|\vec{E}_1|^2(1 + \cos(2\pi\Delta/\lambda)).$$

Kapitel V

Zustandsgrößen der Sterne

Scheffler, H. und H. Elsässer: *Physik der Sterne und der Sonne*, B.I. Wissenschaftsverlag, Mannheim, 2. Auflage 1990.

Ferner alle Gesamtdarstellungen der Astronomie, siehe Einleitung.

Zustandsgrößen charakterisieren den Stern „als Ganzes“.

Die *wichtigsten Zustandsgrößen* sind:

Helligkeit *)	Masse	Effektiv-Temperatur
Leuchtkraft	Radius	Rotation
Farbe	Dichte	Magnetfeld
Spektraltyp	Schwerebeschleunigung	chemische Zusammensetzung

*) keine echte Zustandsgröße, da entfernungsabhängig.

Die Zustandsgrößen sind nicht alle unabhängig voneinander, sondern durch teilweise einfache, teilweise komplizierte Zusammenhänge miteinander verknüpft: z. B. Masse, Radius, Dichte: $M = (4/3) \pi \rho R^3$

V.1

Helligkeit, Farbe, Leuchtkraft

V.1.1

Scheinbare Helligkeit

= Helligkeit, mit der ein Stern uns erscheint.

Sie ist das älteste Bestimmungsstück und daher (leider) auch mit historischem Ballast beladen.

Altertum: Einteilung in „Größenklassen“; die hellsten Sterne waren Sterne 1. Größe, die schwächsten 6. Größe.

Moderne Definition in möglichst guter Anpassung daran.

Die Bezeichnungen im Altertum beruhen auf dem äußeren Sinneseindruck.
Für diesen gilt psycho-physisches Grundgesetz von Weber & Fechner (1860):

⇒ Empfindung proportional dem Logarithmus des Reizes

darum: scheinbare Helligkeit $m \propto \log s$

- s = beim Beobachter ankommender Strahlungsfluss
- = pro Flächen- und Zeiteinheit aufgefangene Lichtenergie
- = Beleuchtungsstärke

In der Literatur häufig — aber nicht sauber — als „Intensität“ bezeichnet (vgl. Definition in § VI.1.1).

Proportionalitätsfaktor so, dass möglichst gute Angleichung an historische Skala¹⁾

$$m_1 - m_2 = -2.5 \log(s_1/s_2), \quad s_1/s_2 = 10^{-0.4(m_1-m_2)}$$

z. B. $\Delta m = 1 \rightarrow s_1/s_2 = 10^{-0.4} = 1 : 2.512 = 4 \text{ dB}$
 $\Delta m = 5 \rightarrow s_1/s_2 = 10^{-2} = 1 : 100$

Nullpunkt:

Früher festgelegt durch die oft vermessene Polsequenz:

Polarstern: 2^m 12 visuell, (leicht veränderlich)

(Bezeichnung der Einheit durch hochgestelltes m,
Zeichen für „magnitudo“)

Heute ist der A0V-Stern Wega der Bezugspunkt für alle photometrischen Messungen (s. u.).

Vermessung der spektralen Energieverteilung von Wega daher von grundlegender Bedeutung (siehe z. B. Hayes, D. S., Latham, D. W. 1975).

Beachte:

Bezeichnung von physikalischer Größe und jeweiliger Maßeinheit geht in der Literatur durcheinander. Wir sprechen von der „Helligkeit“ eines Sterns und messen sie in „Größenklassen“ oder (besser) in „magnitudines“ so, wie wir die „Länge“ eines Tisches in „Meter“ messen.

Im Deutschen auch z. B. Stern 5. Größe anstelle von 5^m.

Sowohl die physikalische Größe als auch die Maßeinheit werden (leider) mit demselben Buchstaben m bzw. m bezeichnet. Ist m als Maßeinheit gemeint, wird es — wie das Grad-Zeichen — hochgestellt. Analog bezeichnet die Maßeinheit M die absolute Helligkeit (s. u.).

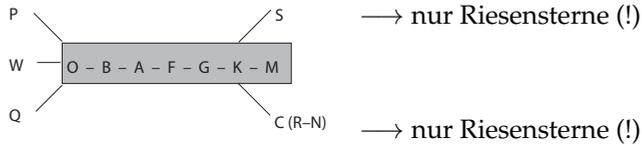
1)

Anmerkung zu den logarithmischen Skalen:	Beispiel:
exp = Exponential-Intervall	$e^2 = 2 \text{ exp}$
dex = Intervall in Zehnerpotenzen	$10^2 = 2 \text{ dex}$
dB = Dezibel = Intervall in 0.1-Zehnerpotenzen	$10^2 = 20 \text{ dB}$
mag = Magnituden-Intervall	$10^2 = 5 \text{ mag}$
<hr/>	
2.5 mag = 2.3026 exp = 1 dex = 10 dB	

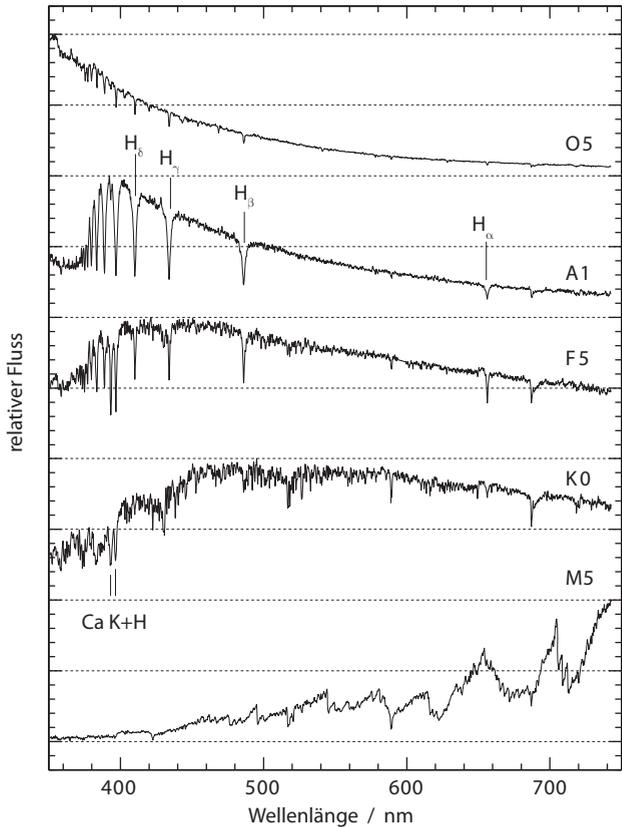
Erweiterung (Sondertypen, insgesamt etwa 0.05 %)

Am heißen Ende	{	Zentralsterne planetarischer Nebel	P	(s. § XI.3.2)
		Wolf-Rayet-Sterne	W	(s. § VIII.6.1)
		Novae	Q	[s. § VIII.4.5.1)
Am kühlen Ende	{	Nebenserie S-Sterne		
		kräftige Banden des ZrO, YO, LaO, ...		(s. § VIII.7.2)
		Nebenserie C-Sterne (= Kohlenstoff-Sterne)		
		früher: R-Sterne und N-Sterne		
		Starke Kohlenstoff-Verbindungen (CN, CO, C ₂)		
TiO fehlt.		(s. § VIII.7.2)		

Die volle Reihe lautet also:



Beispiele von typischen Spektren einiger Hauptreihensterne der verschiedenen Spektralklassen:



V.6 Temperaturen

V.6.1

Definitionen nach dem Planckschen Strahlungsgesetz

1) **Effektive Temperatur T_{eff}**

= Temperatur desjenigen schwarzen Körpers, der pro m^2 die gleiche Gesamtenergie ausstrahlt.

2) **Strahlungstemperatur T_{Str} (oder T_{rad})**

= ..., der im beobachteten Spektralbereich pro m^2 die gleiche Energie ausstrahlt.

3) **Schwarze Temperatur T_{Schw}**

= ..., der bei einer bestimmten Wellenlänge pro m^2 die gleiche Energie ausstrahlt.

T_{eff} ist ein wirkliches Maß für die Gesamtenergie, eine echte Zustandsgröße, aber nicht direkt messbar.

Der Übergang $T_{\text{eff}} \rightarrow T_{\text{Str}}$ entspricht dem Übergang $m_{\text{bol}} \rightarrow m_{\text{vis}}$

T_{Schw} = Grenzfall von T_{Str} für $\Delta\lambda \rightarrow 0$

4) **Farbtemperatur T_{F}**

= ..., der im beobachteten Spektralbereich den gleichen Verlauf der Intensität zeigt.

5) **Gradationstemperatur T_{G}**

= ..., der bei einer bestimmten Wellenlänge die gleiche Steigung des Intensitätsverlaufs zeigt (= Grenzfall von T_{F} für $\Delta\lambda \rightarrow 0$).

Schema:

	Energie	Form der Kurve
über alle Wellenlängen	T_{eff}	–
endliches $\Delta\lambda$	T_{Str}	T_{F}
$\Delta\lambda \rightarrow 0$	T_{Schw}	T_{G}

6) **Wiensche Temperatur T_{W}**

aus dem Maximum der Intensitätsverteilung nach dem Wienschen Gesetz,
s. § XVI.1.5

Beispiel: Für einen A0 V-Stern gilt etwa:

$$T_{\text{eff}} = 9500 \text{ K}, \quad T_{\text{F}}(425 \text{ nm}) = 16700 \text{ K}, \quad T_{\text{Str}}(\text{phot}) = 10900 \text{ K}$$

$$T_{\text{F}}(500 \text{ nm}) = 15300 \text{ K}, \quad T_{\text{Str}}(\text{vis}) = 10500 \text{ K}$$

Kapitel VII

Sternaufbau und Sternentwicklung

Schwarzschild, M. (1958): *Structure and Evolution of Stars*, Princeton University Press

Clayton, D.D. (1968): *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, Mc. Graw Hill, New York

Kippenhahn, R., A. Weigert (1990): *Stellar Structure and Evolution*, Springer-Verlag

Weiss, A., W. Hillebrandt, H.-C. Thomas, H. Ritter (2004): *Cox and Giuli's Principles of Stellar Structure*, Cambridge Scientific Publishers, erweiterte 2. Auflage

Hansen, C. J., S D. Kawaler (1994): *Stellar Interiors*, Springer-Verlag

Avrett, D. (1995): *Supernovae and Nucleosynthesis: An investigation of the History of Matter, from the Big Bang to the Present*, Princeton University Press

Erste ernsthafte Beschäftigung mit diesem Problem:

- Emden: *Gaskugeln*, 1907
- Eddington: *Innerer Aufbau der Sterne*, 1928

Prinzip:

Gegeben:

- a) Zustandsgrößen der Sterne (Masse, Chemie, ...)
- b) Physikalische Gesetze (§ VII.1 und § VII.2)
- c) Materialeigenschaften (§ VII.3 und § VII.4)

Gesucht:

- ▶ Sternmodell, das mit diesen Gesetzen den „richtigen“ Stern wiedergibt

Heutiger wesentlicher Fortschritt gegenüber Eddington:

- Kenntnis der Energiequellen (Kernprozesse, s. § VII.4)
- Kenntnis der Opazitäten (§ VII.3)
- Schnelle Computer

- b) Es ist zunächst anschaulicher, die auftretenden Größen Druck, Temperatur, Leuchtkraft und Masse als Funktion des Radius r anzugeben. Bei einem Stern ist jedoch primär die Masse und nicht der Radius gegeben. Daher ist es physikalisch sinnvoller und üblich, die Größen T, P, L_r und r als Funktion von M_r anzugeben.

Im Folgenden sind die Grundgleichungen in beiderlei Schreibweise angegeben. Die Umrechnung geschieht mit Hilfe der Grundgleichung (VII.1.1).

VII.1.1

Masse-Beziehung

$$\text{Volumen einer Kugelschale (Dicke = } dr) = 4\pi r^2 dr$$

$$\text{Masse in einer solchen Kugelschale } dM_r = \rho \cdot 4\pi r^2 dr$$

daraus:

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi \rho r^2 \quad \Rightarrow \quad \boxed{\frac{dr}{dM_r} = \frac{1}{4\pi \rho r^2}} \quad (\text{VII.1.1})$$

Aus Gl. (VII.1.1) folgt: $M_r = \int_0^r \rho(r) 4\pi r^2 dr$
 = Masse der Sternmaterie vom Zentrum bis zum Radius r .

Diese Gleichung kann man auch als Definitionsgleichung von M_r betrachten; sie hat auch unmittelbaren Bezug zur kugelsymmetrischen Lösung der Poisson-Gleichung für das Gravitationspotential, $\Phi = \Phi(r)$,

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi}{dr} \right) = 4\pi G \rho \quad \xrightarrow{r^{-2} \int_0^r \dots r^2 dr} \quad \boxed{\frac{d\Phi}{dr} = \frac{GM_r}{r^2} \equiv g}$$

VII.1.2

Hydrostatisches Gleichgewicht (vgl. § VI.1.9)

Wir betrachten: Volumenelement in der Tiefe r mit Höhe dr sowie einen Teilbereich seiner Oberfläche von 1 m^2 .

Dann ist:

$$\begin{aligned} \text{Änderung der Druckkraft} &= \text{Gewicht des Volumenelements} \\ &= \text{Masse} \quad \text{mal} \quad \text{Beschleunigung} \\ -dP &= \rho(r) dr \quad \times \quad GM_r r^{-2} \\ \text{Kraft/m}^2 &= \text{Masse/m}^2 \quad \times \quad \text{Beschleunigung,} \end{aligned}$$

also mit Gl. (VII.1.1):

$$\frac{dP}{dr} = -\varrho \frac{GM_r}{r^2} \Rightarrow \boxed{\frac{dP}{dM_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4}} \quad (\text{VII.1.2})$$

Hier bereits erste *grobe Abschätzung* möglich: Gl. (VII.1.2) anwenden auf die Mitte zwischen Oberfläche (Index „0“) und Zentrum (Index „c“) der Sonne:

Mit $r = R_\odot/2$; $M_r = M_\odot/2$; $\varrho = \bar{\varrho}_\odot$; $dr = R_\odot$; $dP = P_c - P_0 \approx P_c$
wird $P_c = 2\bar{\varrho}_\odot GM_\odot/R_\odot = 6 \times 10^{14}$ Pa (Zahlenwerte Sonne s. S. 175).

Mit Zustandsgleichung des idealen Gases $P = (R/\bar{\mu}) \varrho T$
und $\bar{\mu} = 0.5$ (H und Elektronen)

wird $T_c = 2 \times 10^7$ K,

d. h. das Sonnenzentrum ist ein *Gas*

→ nicht Physik der Flüssigkeiten oder fester Körper!

Genauere Modelle (s. § V.4.4 und § VII.6) ergeben:

$P_c = 2 \times 10^{16}$ Pa; $T_c = 1.5 \times 10^7$ K.

Das hydrostatische Gleichgewicht hat eine sehr kurze Zeitskala (siehe § VII.4.4); charakteristische Zeit für die Sonne etwa 1/4 Stunde), d. h. eine Verletzung von Gl. (VII.1.2) macht sich schon nach wenigen Minuten bemerkbar.

Mit anderen Worten: das hydrostatische Gleichgewicht stellt sich praktisch momentan ein; Gl. (VII.1.2) ist im Inneren normaler Sterne jederzeit erfüllt.

VII.1.3

Energiebilanz

„Normale“ Sternmaterie \approx ideales, vollionisiertes Gas $\rightarrow \gamma = c_p/c_v = 5/3$.

Daraus:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Thermische Energie } E_T = \frac{3}{2} \int_0^M \frac{P}{\varrho} dM_r \\ \text{Gravitationsenergie } E_G = - \int_0^M \frac{GM_r}{r} dM_r \end{array} \right\} \xrightarrow[\text{(II.6.2)}]{\text{Virialsatz}} E_T = -\frac{1}{2} E_G$$

Nukleare Energiefreisetzung pro Zeit (\dot{E}_N) \rightarrow allein maßgebend für Lebensdauer normaler Sterne im mechanischen und thermischen Gleichgewicht (s. Gl. (VII.1.2) bzw. Gl. (VII.1.3a) gleich anschließend im nächsten Absatz).

a) Gleichgewichtsfall

Änderung der Leuchtkraft L_r längs des Weges $dr =$ Energieproduktion in

im direkten Umfeld entstehender massereicher Sterne Ansammlungen massereicher Sterne → massereiche Sterne sind vermutlich die letzten Objekte in der Entstehungsgeschichte eines Sternhaufens → durch die endgültige Zerstörung ihrer Mutterwolke wird jede weitere Sternentstehung in diesem Gebiet unterbunden.

Reipurth, B., D. Jewitt, K. Keil (Herausgeber, 2007): *Protostars & Planets V* (PPV), University of Arizona Press.

Insbesondere Beiträge von H. Arce *et al.*, S. 245; H. Beuther *et al.*, S. 165; I. Bonnell *et al.*, S. 149; R. Cesaroni *et al.*, S. 197.

VII.6

Sternentwicklung

VII.6.1

Hauptreihenstadium

Definition der Hauptreihe (HR):

Ort der vollkommenen Gleichgewichtszustände (mechanisch+thermisch) der Sterne einer festen homogenen chemischen Zusammensetzung im Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD, s. § V.5.1).

„Normale“ Sterne dieser Kategorie sind in der Phase des Wasserstoffbrennens ($H \rightarrow He$) = langlebigste Energiephase, da Energieausbeute sehr hoch und H das häufigste Element ist

→ sogenannte „Alter-Null-Hauptreihe“ = „Wasserstoff (H)-Hauptreihe“ = „H-HR“, (engl.: *Zero-Age Main Sequence*, Abk.: „ZAMS“)

Üblicherweise ist mit „Hauptreihe“ immer die „normale“ H-Hauptreihe (H-HR) gemeint, sofern nicht explizit auf andere Hauptreihen Bezug genommen wird.

Entwicklungszeit = τ_E gegeben durch Gl. (VII.4.1);

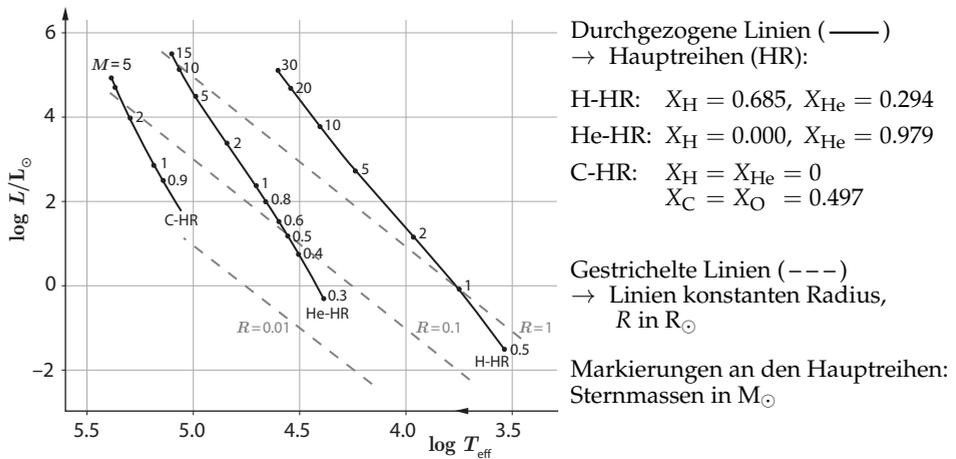
z. B. B3-Stern mit $\approx 10 M_{\odot}$ → $\tau_E \approx 70$ Millionen Jahre.

Andere Hauptreihen

Sterne auf der Helium- oder der Kohlenstoff-Hauptreihe (He-HR bzw. C-HR) bestehen fast vollständig aus He bzw. zu etwa gleichen Teilen aus C und O

= Produkte der Sternentwicklung nach Verlust der H- bzw. He-reichen Hülle durch massiven Sternwind (siehe § VII.6.4) oder durch Massen-Überstrom auf den Begleitstern in engen Doppelsternsystemen (s. § VII.7).

Hauptreihen von Sternen unterschiedlicher chemischer Zusammensetzung:



Auf der Helium- und Kohlenstoff-Hauptreihe sind Sterne gleicher Masse kompakter, leuchtkräftiger, heißer (s. Abbildung).

Historische Bemerkung

Bevor man die Energiequellen genau kannte und im Stern lokalisieren konnte, unterschied man schematisch:

- *Standard-Modell*: Quellen ziemlich gleichmäßig im Sterninneren verteilt,
z. B. gespeist aus Zerfall gleichmäßig im Sterninneren verteilter radioaktiver Elemente („radioaktiver Stern“) → Näherungsmodell für massereiche (sonnenähnliche) Sterne ↔ Fit einer konvektiven Hülle mit einem radiativen Kern.
- *Punktquellen-Modell*: Energieerzeugung nur im Zentrum
→ grobes Modell für massereiche Sterne mit konvektiven Kernen
↔ Fit einer radiativen Hülle mit dem konvektiven Kern.
- *Schalenquellen-Modell*: Energieerzeugung in einer Massenschale
→ qualitatives Modell für Entwicklungseffekte.

Eigenschaften der Hauptreihe (Index c : Zentrum des Sterns)

Obere Hauptreihe

$$M \geq 1.5 M_{\odot}$$

CNO-Zyklus

$$\epsilon_{\text{CNO}} \propto T^{15.6}$$

⇒ In kleinen Zentrumsabständen
großer Energiefluss

⇒ steiler Temperaturgradient

Konvektiver Kern

Untere Hauptreihe

$$M < 1.5 M_{\odot}$$

pp-Reaktion

$$\epsilon_{\text{pp}} \propto T^{5.3}$$

⇒ Temperaturabhängigkeit geringer,
Quelle nicht so konzentriert

⇒ Temperaturgradient geringer

Kern im Strahlungsgleichgewicht

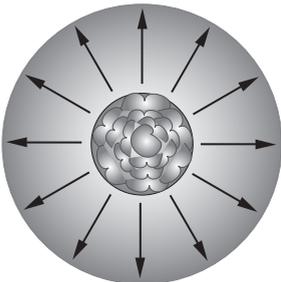
$$T_c > 20 \times 10^6 \text{ K} > T_c$$

Oberfläche:

$$T_{\text{eff}} \gtrsim 1.0 \dots 0.8 \times 10^4 \text{ K} \gtrsim T_{\text{eff}}$$

H, He ionisiert, Opazität \approx konstant
(Thomson-Streuung);
flacher Temperaturgradient

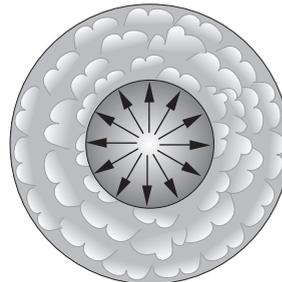
Hülle im Strahlungsgleichgewicht



Je größer M , umso größer ist der
konvektive Kern.

H neutral; darunter Ionisation,
schnelle Zunahme der Opazität (H^-);
steiler Temperaturgradient

Konvektive Hülle (WKZ) (s. § VI.1.10)



Je kleiner M , umso tiefer reicht die WKZ
in den Stern hinein.

Abschätzung der Zahlenwerte

Die in § VII.1.2 aus der Bedingung des hydrostatischen Gleichgewichts abgeleitete Abschätzung für die Zahlenwerte der Sonne liefert auch eine einfache Abschätzung für die Zahlenwerte anderer Hauptreihensterne.

$$\bar{\rho} = \rho_{\odot} (M/M_{\odot}) (R/R_{\odot})^{-3}$$

$$P_c = (P_c)_{\odot} (M/M_{\odot})^2 (R/R_{\odot})^{-4}$$

$$T_c = (T_c)_{\odot} (M/M_{\odot}) (R/R_{\odot})^{-1}$$

- Entartung des Kerns erst beim Eisenkern.
- Kernkollaps, wenn Masse des Eisenkerns auf Grenzmasse M_{kr} anwächst. Abwurf der darüber liegenden Masse (Supernovaexplosion)
→ Neutronenstern oder Schwarzes Loch.

Unterschiedliches Verhalten im unteren und oberen Massenbereich:

- $M < 15 M_{\odot}$: Sterne entwickeln sich nach Ende des H-Brennens zum Roten Riesen, He-Brennen wird auf dem Riesenast (RGB) zur dominierenden Energiequelle → Schleife nach links im HR beim He-Brennen (vgl. Abbildungen auf S. 463 und 465), dann „asymptotisch“ zurück zum Riesenast (AGB).
- $15 M_{\odot} < M < 25 M_{\odot}$: He-Brennen dominiert bereits am „rechten Ende“ der Hertzsprung-Lücke (siehe S. 468); Stern entwickelt sich zum Roten Riesen.
- $M > 25 M_{\odot}$: Ganze Sequenz der Brennprozesse wird durchlaufen, bevor der Riesenast erreicht wird.

Im oberen Massenbereich wird Entwicklung durch sehr starken Massenverlust (Sternwind) vor Explosion drastisch verändert:

- $M \lesssim 25 M_{\odot}$: Nur kleiner Teil der Masse wird durch Wind verloren.
- $M \gtrsim 30 M_{\odot}$: Erheblicher Massenverlust durch Sternwind, bis zu $> 90\%$ der Anfangsmasse bei den massereichsten Sternen.

Das Ausmaß des Massenverlustes hängt sehr stark von Metallizität, Z , ab, bei $Z \lesssim 0.001$ Massenverlust nur gering

Als Beispiele werden im folgenden die Entwicklung eines Sterns mit $20 M_{\odot}$ und eines mit $60 M_{\odot}$ beschrieben.

Homogenes Ausgangsmodell auf der Hauptreihe (Alter „Null“)

Ausgangsdaten:

$X = 0.680$	$T_c =$	$3.55 \times 10^7 \text{ K}$	$4.08 \times 10^7 \text{ K}$	→ CNO-Zyklus
$Y = 0.300$	$\rho_c =$	4450 kg/m^3	2147 kg/m^3	
$Z = 0.020$	$M =$	$20 M_{\odot}$	$60 M_{\odot}$	
	$M_k/M =$	0.508	0.746	

(M_k = Masse im konvektiven Kern)

Kapitel VIII

Veränderliche und pekuliare Sterne

VIII.1

Allgemeines

„Veränderlich“ bezieht sich stets auf die Helligkeit.

Grenze zwischen veränderlich und nichtveränderlich ist nicht scharf, sondern eine Frage der Beobachtungsgenauigkeit.

Photoelektrisch sind durch bodengebundene Beobachtungen Änderungen von $\approx 0.1\%$ nachweisbar. Durch Satellitenbeobachtungen von außerhalb der Atmosphäre können Genauigkeiten von 10^{-6} erreicht werden.

Generell: Alle Sterne sind auf Grund ihrer Entwicklung langfristig veränderlich. Hier werden Sterne betrachtet, bei denen die Variationen kurz gegenüber der Lebensdauer sind.

Kataloge

GCVS: *General Catalogue of Variable Stars*, Kukarkin u. a.,

4. Auflage 1985–87; laufende Ergänzungen.

Die aktuellste Version ist auf der Webseite des Katalogs verfügbar

➔ Weblink [\[50\]](#) auf S. 1099.

Ausführliche Information über alle Veränderliche in der astronomischen Datenbank SIMBAD

➔ Weblink [\[13\]](#) auf S. 1096.

Bezeichnung

Helle Sterne mit bereits vorhandenem Bayer-Namen:

Name wird beibehalten, z. B. α Orionis (Beteigeuze), ι Ceti (Mira), δ Cephei.

Alle anderen: Große lateinische Buchstaben bzw. Doppelbuchstaben und Genitiv des Sternbildes nach folgendem Schema:

R, S, ... Z, RR, RS, ... RZ, SR, SS, ... ZZ, AA ... QZ (334 Möglichkeiten)
dann weiter: V 335, V 336 ...

Höchste Zahl im GCVS am 1.1.2009: V 5579 Sagittarii

Lichtkurve = Verlauf der Helligkeit m (in Magnituden) mit der Zeit t : $m = m(t)$.

Für Zeit Jahreszählung oft unpraktisch → Julianisches Datum (s. §I.2.5.C) geeigneter.

Primäre Beobachtungsgrößen

Amplitude Periode	}	bei periodischem Verlauf des Lichtwechsels
----------------------	---	--------------------------------------------

Phase: Zeit in Einheiten der Periode, meist vom Zeitpunkt des Maximums an gerechnet, aber keine feste Regel.

Messung: Visuell (Anschluss an Nachbarsterne)

- Photoelektrisch:
- *Absolutmessung*
mit Standardsternen, erfordert photometrische Bedingungen.
 - *Relativmessung*
durch Anschluss an (nichtveränderliche) Nachbarsterne im Feld des Detektors (gewöhnlich CCD).

Besonders schwierig zu messen: Perioden um 1^d oder 1^a .

Klassifizierung

Zwei prinzipielle Arten von Veränderlichen:

1. *Intrinsische* Veränderliche variieren infolge physikalischer Prozesse im Stern selbst → zeitliche Veränderung der Leuchtkraft.
 - *Pulsationsveränderliche*: Helligkeitsvariation durch mehr oder weniger periodische Pulsationen (Kontraktion, Expansion) des Sternes. Die Pulsationen können radial oder nichtradiel sein.
Vorwiegend Riesen oder Überriesen aller Spektralklassen.
 - *Eruptive* Veränderliche: Lichtwechsel durch Auswurf von Gasmassen oder Wechselwirkung mit Materie in der Umgebung des Sterns.
Eine Untergruppe bilden enge Doppelsterne.

2. Extrinsische Veränderliche variieren infolge externer Prozesse.

- *Bedeckungsveränderliche* (optische Veränderliche): Doppelsterne, bei denen der Lichtwechsel auf Grund gegenseitiger Bedeckungen zustande kommt. Folge der Bahnbewegung.

bekanntester Sonderfall: Sonnenfinsternis

- *Rotationsveränderliche*: Ungleichmäßige Helligkeitsverteilung auf der Oberfläche des Sterns.
- *Anisotrope Abstrahlung*: z. B. Pulsare

Detaillierte Klassifizierung

In der Literatur unterschiedlich.

Oft benutzt: Klassifizierung des GCVS

Beruht auf empirischen Gegebenheiten, ist in vielen Beziehungen willkürlich und in vielen Teilen überholt. Wird hier nur für wohldefinierte Gruppen verwendet.

Sterne sollten immer auf Grund der physikalischen Ursache der Variabilität klassifiziert werden, nicht auf Grund der Lichtkurve.

Benennung der Typen erfolgt oft nach einem Prototyp.

Hier verwendete Einteilung:

- | | |
|--------------------------------|---------------|
| – Pulsationsveränderliche | s. § VIII.2 |
| – Eruptive Veränderliche | s. § VIII.3 |
| – Enge Doppelsterne | s. § VIII.4 |
| – Kataklysmische Veränderliche | s. § VIII.4.5 |
| – Röntgendoppelsterne | s. § VIII.4.7 |
| – Bedeckungsveränderliche | s. § VIII.4.9 |
| – Rotierende Veränderliche | s. § VIII.5 |

Anmerkung zu den *Häufigkeiten* der Typen:

Absolute Häufigkeiten haben mit relativen Zahlen wenig gemeinsam.

Wichtige Hinweise:

- | |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| <p>a) große Helligkeitsunterschiede ($\Delta M = 20$, d. h. Faktor 10^8 in den Leuchtkräften), absolut helle Sterne stammen aus einem größeren Raumvolumen,</p> <p>b) Unterschiedliche Entdeckungswahrscheinlichkeit wegen unterschiedlicher Amplituden.</p> |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|

In Wirklichkeit kommen in Sonnenumgebung etwa 1 300 unregelmäßig Veränderliche geringer Leuchtkraft auf *einen* pulsierenden Riesenstern.

Bis 5 pc Entfernung sind rund 50 % aller Sterne Veränderliche vom Typ UV Ceti.

Lage der wichtigsten Typen im Spektraltyp- M_V -Diagramm

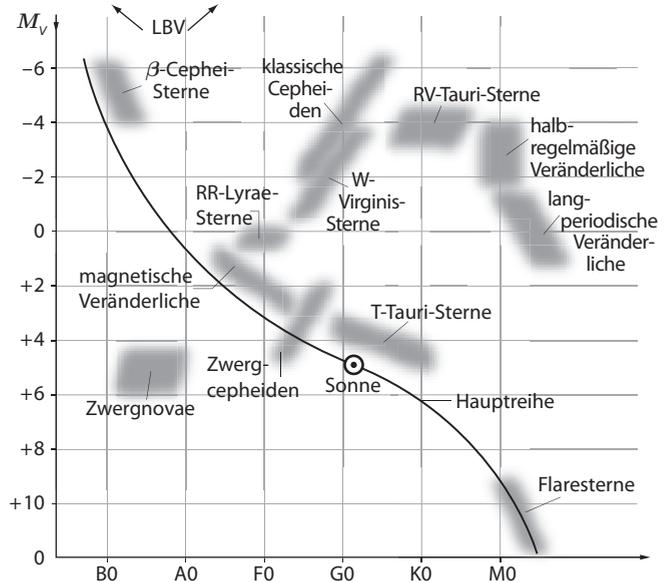
(Farben-Helligkeits-Diagramm)

Für die meisten Veränderlichen ist der Spektraltyp gemäß der Harvard-Klassifikation bekannt.

Grobe Einteilung:

Pulsationsveränderliche bei hohen Leuchtkräften,

Eruptive Veränderliche bei geringen Leuchtkräften.



VIII.2

Pulsationsveränderliche

VIII.2.1

Langperiodische Cepheiden

|| = Überriesen der Typen F ... K; Perioden $1^d \dots 50^d$;

|| Lichtwechsel wiederholt sich streng in allen Einzelheiten.

Wegen der großen Helligkeit auch in entfernten Kugelhaufen und anderen Galaxien bis zum Virgo-Haufen ($d \approx 20$ Mpc) zu beobachten. Cepheiden sind Standardkerzen und damit wichtige Entfernungskennzeichen (s. § XII.2.3.1).

Es gibt zwei Gruppen:

Population I:	Cδ = δ-Cephei-Sterne	= klassische Cepheiden
Population II:	CW = W-Virginis-Sterne	

VIII.8

Gammastrahlenausbrüche

Gammastrahlen-Ausbrüche (engl.: *gamma-ray bursts*, *GRB*) sind

- sekundenlange Blitze elektromagnetischer Strahlung im Bereich einige keV bis einige GeV,
- mit charakteristischem Nachleuchten (engl.: *afterglow*) im gesamten elektromagnetischen Spektrum über Tage bis Wochen.
- Standardszenario: Feuerball in kosmologischen Entfernungen.

- 1967 – Entdeckung von Gammastrahlen-Ausbrüchen mit Vela-Satelliten
- 1973 – erste wissenschaftliche Publikation
- 1997 – Entdeckung des Nachleuchtens und Entfernungsbestimmung
- 2003 – Nachweis des Zusammenhangs langer Gammastrahlen-Ausbrüche mit Supernovae
- 2005 – erster kurzer Burst mit nachgewiesenem Nachleuchten und Muttergalaxie
- 2009 – Gammastrahlen-Ausbruch mit $z = 9.2$ (photometrische Rotverschiebung) könnte das zur Zeit am weitesten entfernte, uns bekannte Objekt im Universum sein.

Wichtige Satelliten-Missionen:

Mission/Dauer	Instrument	Energiebereich	Lokalisierung	Kommentar
CGRO: 1991–2000	BATSE	25–100 keV	einige Grad	> 2500 GRBs
BSAX: 1996–2002	GRBM	2–28 keV	omni-direktional	Entdeckung des
	WFC	2–28 keV	einige Bogenmin.	Nachleuchtens
HETE-2: 2000–2006	FREGATE	6–400 keV	omni-direktional	
	WXM	2–25 keV	10'	
SWIFT: 2004–	BAT	15–150 keV	3'	schnelle Beobachtung im Röntgen, UV/Optischen
FERMI: 2008–	GBM	8 keV–30 MeV	einige Grad	≈ 250/Jahr
	LAT	100 MeV–300 GeV	einige Bogenmin.	≈ 5/Jahr

VIII.9

Kompakte Objekte

Objekte, deren räumliche Ausdehnung vergleichbar mit dem Schwarzschild-Radius (siehe S. 574) ist oder bis zu 10 000 Schwarzschild-Radien beträgt, werden als „kompakte“ Objekte bezeichnet.

Es werden i. Allg. drei Typen von kompakten Objekten unterschieden:

- Weiße Zwerge
- Neutronensterne
- Schwarze Löcher

Im Inneren dieser Objekte können *keine nuklearen Reaktionen* mehr stattfinden

→ im Unterschied zu gewöhnlichen Sternen wird die Gravitation nicht mehr durch den thermischen Druck des Gases ausgeglichen.

In Weißen Zwergen bzw. Neutronensternen wirkt der Gravitation der *Druck eines entarteten Elektronen- bzw. Neutronengases* entgegen.

Schwarze Löcher sind reine klassische Vakuum-Sterne, sie bestehen nur aus Gravitation.

Kompakte Sterne, die keine Schwarzen Löcher sind, nennt man auch *entartete Sterne*.

Kawaler, S. D., I. Novikov, G. Srinivasan (1997): *Stellar remnants, Saas Fee Advanced Course 25*

VIII.9.1

Weiße Zwerge

= stellare Objekte, bei denen Gravitation durch Druck der entarteten Elektronen ausgeglichen wird.

= Endstadium massearmer Sterne mit Ausgangsmassen $< 8 M_{\odot}$

Sehr geringe absolute Helligkeit gegenüber Sternen der Hauptreihe bei vergleichbarer Masse → im HRD links unten (s. § V.5.1)

Zur Entdeckung:

Erste Entdeckung: Dreifachsystem 40 Eridani

System wird durch Hauptreihenstern 40 Eridani A dominiert, zusammen mit einem Doppelsystem, bestehend aus Weißem Zwerg 40 Eridani B und rotem Zwergstern 40 Eridani C.

1783 entdeckt Friedrich Wilhelm Herschel das Paar 40 Eridani B/C.

1844 bemerkt Friedrich Bessel bei Auswertung langjähriger Beobachtungsreihen Unregelmäßigkeit in Eigenbewegung des Sirius, welche er als Einfluss eines Doppelsternpartners mit Umlaufdauer von etwa 50 Jahren deutete.

DB: He-dominierte Atmosphären, $30\,000\text{ K} > T_{\text{eff}} > 12\,000\text{ K}$;
Lücke zwischen DB und DO.

DQ: He-dominierte Atmosphären, $12\,000\text{ K} > T_{\text{eff}} > 6\,000\text{ K}$;
C geringfügig vorhanden mit relativen Häufigkeiten $10^{-7} \dots 10^{-2}$.

DZ: nur Metall-Linien (Ca II H+K).

DC: sind so kühl, dass spektrale Komponenten nicht sichtbar
(Linienversenkung $< 5\%$).

Zustandsgleichung Weißer Zwerge ist im wesentlichen Zustandsgleichung des idealen Fermi-Gases für Elektronen.

Parametrisierung mittels Fermi-Impuls p_F der Elektronen (vgl. § VII.2.3):

$$x = \frac{p_F}{m_e c}$$

$$\rho_0 = \mu_e m_u n_e = 0.97395 \times 10^9 \mu_e x^3 \text{ kg m}^{-3}$$

$$P = \frac{m_e c^2}{\Lambda_e^3} \Phi(x), \quad \Lambda_e \equiv \hbar / (m_e c)$$

$$\Phi(x) = \frac{1}{8\pi^2} \left[x\sqrt{1+x^2} \left(2x^2/3 - 1 \right) + \ln \left(x + \sqrt{1+x^2} \right) \right].$$

Nichtrelativistische Elektronen, $x \ll 1 \rightarrow$ Polytrope $P = K_1 \rho^{5/3}$
extrem relativistische Elektronen, $x \gg 1 \rightarrow$ Polytrope $P = K_2 \rho^{4/3}$
[s. Gl. (VII.2.9) und Gl. (VII.2.10)]

Geringe Korrekturen durch elektrostatische Wechselwirkung mit Ionen
 \rightarrow Hamada-Salpeter-Modelle: Hamada und Salpeter (1961);
Modelle mit heißer Atmosphäre (Panei *et al.* 2000).

Zustandsgrößen, charakterisiert durch

Massen

typische Masse (aus SDSS)

kleine Radien

typischer Radius

extrem hohe Zentraldichte

extrem hohe Schwerkraft

Stern besteht aus 3 Schichten:

Oberflächentemperaturen:

Absolute Helligkeiten:

Wertebereich:

$M \approx 0.2 M_\odot \dots 1.4 M_\odot$

$0.58 M_\odot$

$R \approx 0.02 R_\odot \dots 0.008 R_\odot$

$0.013 R_\odot$

$\rho_c \approx 10^7 \dots 10^{13} \text{ kg/m}^3$

$g \approx 10^6 \text{ m/s}^2 = 10^5 g_\odot$

C/O-Kern, He-Hülle, H-Atmosphäre

(200 000) 120 000 K ... 3000 K

$M_V = 8^M \dots 17^M$

Maximale Zentraldichte limitiert durch

- Elektroneneinfang bei Dichte von $3.9 \times 10^{13} \text{ kg/m}^3$ ($^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{Be}$)

- relativistische Instabilität bei Dichte $\rho_{\text{krit}} = 2.65 \times 10^{13} \text{ kg/m}^3$.

heizung bei der Abbremsung; die Röntgenstrahlung entweicht seitlich aus diesem heißen, abgebremsten Gasstrom, der so genannten *Akkretionssäule*.

⇒ Das einfachste *Modell* für die Entstehung der Pulse besteht in zwei heißen Flecken bzw. zwei Akkretionssäulen an den beiden magnetischen Polen, die bei der Rotation des Sterns zeitweise sichtbar und zeitweise hinter dem Stern verborgen sind. Die Form der Pulse wird auch durch die (gravitative) Lichtablenkung beeinflusst.

Röntgenburster

Röntgenburster sind Röntgendoppelsternsysteme (LMXBs), die periodische Leuchtkraftausbrüche im Röntgenbereich zeigen. Die Röntgenausbrüche wiederholen sich auf Zeitskalen von Stunden bis Tagen. Der akkretierte Wasserstoff brennt kontinuierlich auf der Oberfläche des Neutronensterns, während instabiles He-Brennen die Ausbrüche verursacht.

In den Röntgenausbrüchen kann die Rotation des Neutronensterns gemessen werden → Rotationsfrequenzen bis zu 650 Hz gefunden

⇒ aus diesen akkretierenden Röntgensystemen entstehen die Millisekundenpulsare (sogenanntes Recycling von Neutronensternen).

VIII.9.3

Schwarze Löcher

Schwarzes Loch = globale Vakuumlösung der Einsteinschen Feldgleichungen, die einen Ereignishorizont aufweist und die asymptotisch flach ist.

Das Schwarze Loch ist allein durch Gravitation bestimmt, es wird keine Materie zur Konstruktion dieser Lösung benötigt. Jedoch ist Materie notwendig, um ein Schwarzes Loch zu erzeugen. Schwarze Löcher entstehen im Kollaps sehr massereicher Sterne am Ende ihrer nuklearen Entwicklung. Sie könnten auch durch Akkretion von Materie auf einen Neutronenstern nahe der Obergrenze gebildet werden.

Der Ausdruck *Schwarzes Loch* wurde 1967 von John Archibald Wheeler geprägt (zuvor sprach man gelegentlich auch von einem „gefrorenen Stern“, da der Kollaps nach Koordinatenzeit, d. h. für einen weit entfernten Beobachter, zeitlich unendlich lange gedehnt erscheint) und verweist auf den Umstand, dass auch elektromagnetische Wellen, wie etwa sichtbares Licht, den Ereignishorizont nicht verlassen können und es einem menschlichen Auge daher vollkommen schwarz erscheint. Strahlung kann nur von Plasma in der Umgebung des Schwarzen Lochs beobachtet werden.

Geschichtliches:

Schon 1783 spekulierte der britische Naturforscher John Michell über *dunkle Sterne*, deren Gravitation ausreicht, um Licht gefangen zu halten.

Die gleiche Idee hatte 1796 der Franzose Pierre Simon Marquis de Laplace (1749–1827) in seiner *Exposition du Système du Monde*. Diese Ideen bewegten sich ganz innerhalb der Newtonschen Physik.

Nach der Veröffentlichung Albert Einsteins 1915, in der er die Feldgleichungen der Allgemeinen Relativitätstheorie aufstellte, berechnete Karl Schwarzschild 1916 erstmals die Größe und das Verhalten eines Schwarzen Loches.

Diese Lösung (s. Gl. (VIII.9.1) auf S. 574) ist richtig für ein nichtrotierendes Objekt. Wie alle Objekte des Universums rotieren auch Schwarze Löcher. Die entsprechende Lösung der Einsteinschen Feldgleichungen ist von dem neuseeländischen Mathematiker Roy Kerr erst 1963 gefunden worden, sie wird heute deshalb als *Kerr-Lösung* (s. Gl. (VIII.9.2)) bezeichnet.

Allgemeine Schwarze Löcher

Schwarze Löcher sind achsensymmetrische rotierende Raumzeiten

$$ds^2 = -\alpha^2 c^2 dt^2 + R^2 (d\varphi - \omega dt)^2 + \exp(2\mu_2) dr^2 + \exp(2\mu_3) d\theta^2. \quad (\text{VIII.9.2})$$

α : Rotverschiebungsfaktor, ω : Frame-Dragging-Frequenz (s. u.), R : Zylinderradius. μ_2 und μ_3 beschreiben Metrik der Meridionalebene.

Im Prinzip können Schwarze Löcher auch geladen sein. Die Schwarzschild-Lösung für geladene Löcher wurde von Hans Jacob Reissner und Gunnar Nordström 1918 gefunden, die Lösung mit Rotation und Ladung von Ezra Newman 1965; sie wird häufig als Kerr-Newman-Lösung bezeichnet.

Die Objekte des Universums sind stets ladungsneutral

→ geladene Schwarze Löcher spielen in der Astrophysik keine Rolle.

Eigenschaften Schwarzer Löcher

Astrophysikalische Schwarze Löcher sind durch zwei Parameter eindeutig bestimmt:

1. Masse M ,
2. Drehimpuls $J_H = a(GM/c) = a_* M^2$.

a_* heißt Spin-Parameter des Schwarzen Lochs, $-1 \leq a_* \leq 1$.

Der Horizonsradius folgt aus der Beziehung

$$r_H = (GM/c^2) \left[1 + \sqrt{1 - a_*^2} \right]$$

Die Größe $R_g = GM/c^2 = 1.48 (M/M_\odot)$ km heißt Gravitationsradius und ist ein Maß für den Horizont-Radius eines schnell rotierenden Lochs. $R_S = 2R_g$ ist als Schwarzschild-Radius bekannt (s. S. 574).

Schnell rotierende Schwarze Löcher erscheinen kleiner im Vergleich zu nichtrotierenden.

Kapitel X

Sternhaufen

X.1

Assoziationen

Definitionen:

Phänomenologisch: $\left\| \right\| =$ Lokale, lose Ansammlung von Sternen besonderen Typs, deren Partialdichte
 $\left\| \right\| >$ Raumdichte der Sterne gleichen Typs in der Umgebung, aber
 $\left\| \right\| <$ Raumdichte aller Sterne in der Umgebung ist.

Physikalisch: $\left\| \right\| =$ Lose Ansammlung von Sternen mit ähnlicher Raumbewegung, wobei die stellare Massendichte $< 0.1 M_{\odot}/\text{pc}^3$ ist.
 \rightarrow Werden innerhalb von einigen 10 Millionen Jahren durch galaktische Gezeitenkräfte aufgelöst.
 \rightarrow Assoziationen sind „jung“ (≤ 50 Millionen Jahre alt).

Je nach Spektraltyp der hellsten (= +massereichsten) Mitglieder auf der Hauptreihe unterscheidet man

- OB-Assoziation = Ansammlung von O-, B-Sternen (etwa bis Typ B2)
- R-Assoziation = Ansammlung von B- und A-Sternen eingebettet in Reflexionsnebel (s. § XI.3.3)
- T-Assoziation = Ansammlung von T-Tau-Sternen (s. § VIII.3.2)

OB-Assoziationen und R-Assoziationen enthalten auch zahlreiche massearme Sterne. Manchmal sind T-Assoziationen und R-Assoziationen Bestandteile von OB-Assoziationen und bilden eine räumliche Einheit,

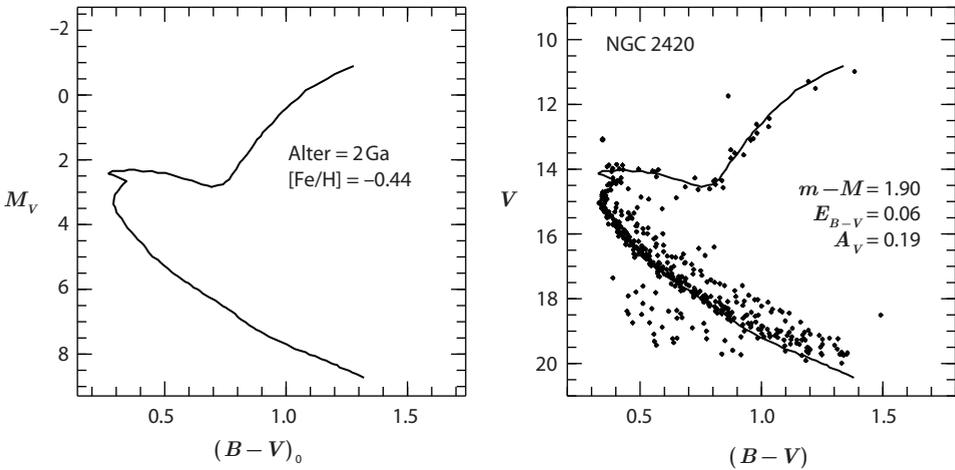
z. B. $\text{Per OB } 2 \cong \text{Per R } 1 \cong \text{Per T } 2$

Bezeichnung: Sternbild + Typ + lfd. arabische Nummer

z. B. Ori OB 1, OB 2, ..., T1, ..., R 1, ...

X.2.2.3 Bestimmung der Parameter von Sternhaufen

am Beispiel des alten offenen Haufens NGC 2420



Zunächst wird aus einem theoretischen Isochronensatz die Isochrone gesucht (links), die am besten die Morphologie des FHD (rechts) repräsentiert:

$$\rightarrow [\text{Fe}/\text{H}] = -0.44 \text{ und Alter} = 2 \text{ Ga.}$$

Verfärbung folgt aus Versatz der Abszissen = Differenz zwischen dem $B - V$ -Wert der Isochrone und dem beobachteten Wert im FHD: $\rightarrow E_{B-V} = 0.06.$

Aus Verfärbungsgesetz (s. § XI.3.6) $A_V = 3.2 E_{B-V}$ ergibt sich so $A_V = 0.19.$

Entfernungsmodell folgt aus „Aufschieben“ der Hauptreihen (Versatz der Ordinaten) = Differenz zwischen beobachteter Helligkeit im FHD und absoluter Helligkeit der Isochrone:

$$\rightarrow m_{V,\text{FHD}} - M_{V,\text{Isochrone}} = 11^m 9.$$

Nach Korrektur wegen interstellarer Absorption ergibt sich

$$m - M = 11^m 6 \text{ bzw. die Entfernung zu } 2090 \text{ pc.}$$

Im FHD ist über der Hauptreihe noch die Sequenz der unaufgelösten Doppelsterne zu sehen: Da ein Massenverhältnis nahe 1 der Doppelsternkomponenten auf der Hauptreihe bevorzugt vorkommt, liegt die Doppelsternsequenz $\Delta m = 2.5 \log(2) = 0^m 75$ über der Hauptreihe.

X.2.3

Dynamik von Sternhaufen

siehe dazu auch s. § XVI.5

Sternhaufen und Relaxation

In aller Strenge: Reale (endliche) stellardynamische Systeme besitzen kein Gleichgewicht, da Reichweite der Gravitation unendlich.

Gegensatz: Gasdynamik kennt Gleichgewicht, da Reichweite der van der Waals-Kräfte viel kleiner als Systemabmessungen ist.

Gute Näherung von Gleichgewichtszuständen unter Annahme von Kollisionsfreiheit (Sterne bewegen sich im nicht-fluktuierendem Potential der Gesamtheit aller übrigen Sterne) durch die Jeans-Gleichung (s. § XVI.5.6).

In Wirklichkeit: Fluktuationen im Potential durch nahe und weite Sternbegegnungen, welche die Bahn eines Sterns verändern.

|| Diese Begegnungen sind der „dynamische Motor“ des Sternhaufens und treiben seine dynamische Entwicklung. Relevante Zeitskala ist die *Relaxationszeit* (s. § XVI.5.3).

$$t_{\text{relax}} \approx \frac{N}{8 \ln N} \cdot t_{\text{crossing}} = \frac{N}{8 \ln N} \cdot \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \approx 1.4 \times 10^7 \frac{N}{\ln N} \cdot \sqrt{\frac{(R/1 \text{ pc})^3}{M/1 M_{\odot}}} \text{ Jahre ,}$$

wobei N die Anzahl der Sterne des Haufens ist, t_{crossing} die *Durchlaufzeit* (engl.: *crossing time*) (= typische Zeit, die ein Stern braucht, um den Haufen zu durchqueren), R der Radius, M die Masse, und G die Gravitationskonstante.

(s. § XVI.5.3 und Binney, Tremaine (1987), S. 190)

Nach einer Relaxationszeit hat ein Stern seine anfängliche Bahn „völlig vergessen“.

Relaxationszeiten von Galaxien übersteigen das Alter des Universums, während Relaxationszeiten von Sternhaufen je nach Masse und Radius im Bereich $10^8 < t_{\text{relax}} < 10^{10}$ Jahren liegen. Sternhaufen sind also diejenigen Objekte, an denen stellardynamische Entwicklung studiert werden kann.

Relevante Größen für dynamische Betrachtungen:

- Masse,
- Leuchtkraft,
- Radius,
- Dichteprofil,
- stellare Massenfunktion.

Darstellung der stellaren Massenfunktion als Potenzgesetz (s. § VII.5.3.9):

$$\frac{dN}{dm} = \text{konst.} \times m^{-\alpha}$$

dN = Anzahl Sterne im Massenintervall $m + dm$, α i. Allg. masseabhängig.
„Klassische“ Salpeter-Massenfunktion benutzt $\alpha = \text{konst.} = -2.35$.

Radius und Dichteprofil, Deprojektion

Sternhaufen haben keine wohldefinierte Grenze, in Gebrauch ist oft der „Halblichtradius“ $R_{1/2}$: Radius, der die Hälfte der Gesamtleuchtkraft einschließt (projiziert!), auch „effektiver Radius“ R_{eff} genannt.

Kapitel XI

Das Milchstraßensystem oder die Galaxis

Alle mit bloßem Auge sichtbaren Sterne und Sternhaufen sind Mitglieder eines übergeordneten, großen Sternsystems. Dieses hat etwa die Form einer flachen Scheibe, die Sonne liegt in der Scheiben-Ebene, aber außerhalb des Zentrums. Die Sterne in Sonnenumgebung sehen wir als Einzelsterne über den ganzen Himmel verteilt, die zahlreichen entfernteren Sterne in der Scheiben-Ebene sind nur als helles Band am Himmel zu sehen, die sogenannte „Milchstraße“. Danach nennen wir das ganze System „Unser Milchstraßensystem“ oder — nach dem griechischen Wort $\gammaαλαξίας$ für Milchstraße — unsere „Galaxis“.

Objekte des Systems sind die Sterne und Sternhaufen (s. § V bis § X), die „interstellare Materie“ (s. u. § XI.3) und die Dunkle Materie (s. § XV.12 und § XI.8).

Gilmore, G., I. King, P. van der Kruit (1989): *The Milky Way as a galaxy*, Saas Fee Advanced Course 19, Geneva Observatory

Scheffler, H., H. Elsässer (1992): *Bau und Physik der Galaxis*, Bibliographisches Institut Mannheim

Binney, J., M. Merrifield (1998): *Galactic Astronomy*, Princeton Series in Astrophysics

XI.1

Entfernungsbestimmungen

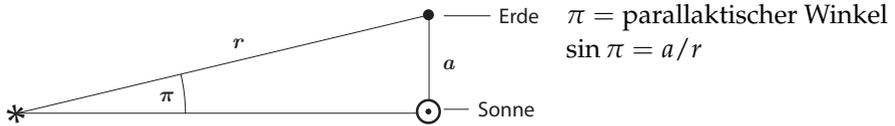
Zusammenstellung der verschiedenen Methoden. Die Grundlagen der einzelnen Methoden sind teilweise an anderer Stelle behandelt.

Historischer Katalog: Schlesinger, F. (1935): *General Catalogue of Stellar Parallaxes*, 2. Auflage, Yale Observatory Fast 10 000 Sterne

XI.1.1

Geometrische Methoden1) **Trigonometrische Parallaxe** (s. § I.4.3)

Dreiecksmessung aufgrund der „jährlichen Parallaxe“ der Sterne (s. § I.4.3)



Definition: 1 Parsek (pc) Entfernung, wenn $\pi = 1''$, also

$$\frac{r}{1 \text{ pc}} = \frac{1}{\pi''}$$

$$\begin{aligned} 1 \text{ pc} &= 206\,265 \text{ Astronomische Einheiten (AE)} \\ &= 3.09 \times 10^{16} \text{ m} \\ &= 3.26 \text{ Lichtjahre} \end{aligned}$$

Reichweite $\approx 1 \text{ kpc}$

Kataloge

The General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes, fourth edition, W. F. van Altena, J. T. Lee, E. D. Hoffleit, New Haven, Yale University Observatory 1995

→ 8108 Sterne, davon 1881 Sterne mit Fehler kleiner als 20%.

The HIPPARCOS and TYCHO Catalogues, ESA SP-1200, 1997;

neu reduzierte Daten in F. van Leeuwen (2007): *HIPPARCOS, the New Reduction of the Raw Data*, Springer Verlag

→ 118 218 Sterne, davon 49 399 Sterne mit Fehler kleiner als 20%.

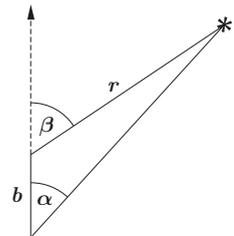
Maximum: Proxima Centauri, $\pi = 0''.76$, d. h. $r = 1.32 \text{ pc}$

2) **Säkulare Parallaxe** (s. § I.4.3)

Die Sonne bewegt sich relativ zu den Sternen in der Sonnenumgebung mit $v_{\odot} = 20 \text{ km/s}$ in Richtung Sternbild Herkules (s. § XI.5.1). Sie schafft dadurch eine Basis $b = v_{\odot} T$, die im Laufe der Zeit T immer größer wird.

Aus α , β und b → Entfernung

$$r = \frac{b \cdot \sin \alpha}{\sin(\beta - \alpha)}$$



Wegen der Eigenbewegung der Sterne nicht individuell, sondern nur statistisch auf eine Gruppe von Sternen anwendbar.

Voraussetzung: Regellosigkeit der Eigenbewegungen.

XI.2.3

Stellarstatistische Methoden

Methode der statistischen Analyse der scheinbaren Helligkeitsverteilung wieder hochaktuell wegen der modernen großen Himmelsdurchmusterungen (z. B. *2 Micron All Sky Survey* (2MASS) im nahen Infrarot und *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) im Optischen).

Die Prinzipien der Stellarstatistik wurden vor allem von Jacobus C. Kapteyn, Hugo v. Seeliger und Karl Schwarzschild entwickelt.

Beobachtete Größen

$A(m) = \text{Zahl der Sterne im Helligkeitsintervall } m \pm 1/2 \text{ pro } \square^\circ$	oder differentiell: $A(m) dm = \text{Zahl } \dots \text{ im Bereich } m \text{ bis } m + dm$
$N(m) = \text{Zahl der Sterne heller als Größenklasse } m \text{ pro } \square^\circ$ $= \sum_m^{-\infty} A(m) \text{ („kumulative Zahl“)}$	$= \int_m^{-\infty} A(m) dm$

$A(m)$ und $N(m)$ sowie alle folgenden Definitionen und Beziehungen sind natürlich außerdem eine Funktion der Richtung, d. h. der galaktischen Koordinaten ℓ und b . Korrekte Bezeichnung daher: $A(m | \ell, b)$ usw. Der Kürze halber wird dies im folgenden fortgelassen.

Anwendung heute auch auf ganze Farben-Helligkeitsdiagramme, da die Farben unabhängig von der Entfernung sind (abgesehen von der Rötung durch die Staubextinktion).

Idealer Spezialfall

Unter den Voraussetzungen ...

1. euklidischer Raum,
2. gleichmäßig mit Sternen angefüllt (konstante Raumdichte),
3. gleiche mittlere absolute Helligkeit aller Sterne,
4. keine interstellare Absorption,

... gilt:

$$\left. \begin{matrix} N \propto r^3 \\ I \propto r^{-2} \end{matrix} \right\} \rightarrow N \propto I^{-3/2} \quad \text{oder} \quad \log(N/N_0) = -\frac{3}{2} \log(I/I_0)$$

$$A dm \propto r^2 dr \propto r^3 dm \quad \text{differentiell}$$

Andererseits nach § V.1.1: $\log(I/I_0) = -0.4(m - m_0)$ und damit:

$$\begin{aligned} \log N(m) &= 0.6m + c_1 \\ \log A(m) &= 0.6m + c_2 \quad \text{mit} \quad c_2 = c_1 + \log[0.6 \ln(10)] = c_1 + 0.14 \end{aligned}$$

Wegen $\log 4 \approx 0.6$ nimmt also die Zahl der Sterne je Größenklasse in $A(m)$ und $N(m)$ etwa um einen Faktor 4 zu.

Die Beobachtung zeigt eine langsamere Zunahme von $N(m)$ mit abnehmender scheinbarer Helligkeit, d. h. obige Voraussetzungen nicht insgesamt erfüllt (insbesondere veränderliche Dichte und interstellare Absorption).

Realer Fall Obige Voraussetzung (1) ist innerhalb des Milchstraßensystems sicher erfüllt, nicht dagegen (2) bis (4).

- 2. \Rightarrow Dichtefunktion
- 3. \Rightarrow Leuchtkraftfunktion
- 4. \Rightarrow interstellare Absorption

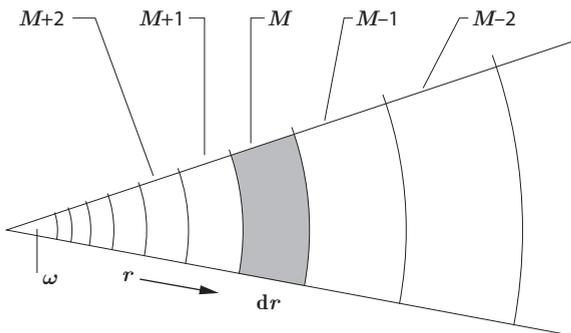
$D(r)$ = Dichtefunktion = räumliche Sterndichte in der Entfernung r ;
 Dimension: Anzahl/Volumen

$\phi(M, r)$ = Leuchtkraftfunktion LKF
 = Anteil der Sterne mit der absoluten Helligkeit im Intervall $(M \pm \frac{1}{2})$
 in der Entfernung r .

Damit ist: $D(r) \cdot \phi(M, r)$ = Sterndichte in der Entfernung r und im Helligkeitsintervall.

$E(r)$ = Extinktion = interstellare Absorption bis zur Entfernung r in mag.
 Ist die interstellare Absorption längs des ganzen Sehstrahls konstant mit γ in mag/pc, so ist $E(r) = \gamma r$.

$A(m)$ setzt sich aus diesen Größen folgendermaßen zusammen:



In einer bestimmten Kugelschale in der Entfernung r tragen alle Sterne der Helligkeit M zu $A(m)$ bei. In der nächstentfernteren Schale sind es die helleren Sterne ($M - 1$), die uns in der scheinbaren Helligkeit m erscheinen usw. (s. Abbildung).

Wegen $\log r = 0.2(m - M + 5)$ ist das Radienverhältnis für zwei benachbarte Schalen mit $\Delta m = 1$: $\log r_{n+1}/r_n = 0.2$ oder $r_{n+1}/r_n = 1.58$.

XI.3

Interstellare Materie

Bergmann, Schaefer (2002): *Sterne und Weltraum*, de Gruyter Verlag

Burton, W. B., B. G. Elmegreen, R. Genzel, (1992): *The Galactic interstellar medium*, Saas Fee Advanced Course 21, Springer Verlag

Einteilung

- Im Milchstraßensystem bilden Gas und Staub eine sehr flache Scheibe.
Skalenhöhe bei halber Dichte
 - ≈ 80 pc für dichte Molekülwolken und junge Sterne;
 - ≈ 240 pc für diffuseres molekulares Gas im Übergang zu atomarem Gas;
 - ≈ 1 kpc für Mischung aus diffusem ionisiertem / atomar neutralem Gas.
- In der Scheibe: Verdichtung der Materie zu Spiralarmen.
- In den Armen: Verdichtung zu einzelnen Wolken, die wiederum in feinere Strukturen unterteilt sind.

In diesem Paragraphen werden die einzelnen Erscheinungsformen und die Physik der interstellaren Materie behandelt. Ihre Verteilung und Bewegung innerhalb der Galaxis wird dann in § XI.2 und § XI.5 mit diskutiert.

Wir können die interstellare Materie unterscheiden nach:

- | | | | |
|---|----------------------|-----------------------|--------------------------|
| - | Art der Materie: | Gas | - Staub |
| - | Art der Verteilung: | allgemein verteilt | - in dichten Wolken |
| - | Art der Beobachtung: | Radio-(sub)mm-Bereich | - optisch/UV/IR, Röntgen |

Hiernach ergeben sich zahlreiche Kombinationen. Alle haben hinsichtlich ihrer Beobachtung und Interpretation ganz verschiedene historische Entwicklungen gehabt.

Schema

	Materie	Erscheinungsform	Beobachtungsgrößen
Gas	optisch, leuchtend	Gasnebel oder H II-Gebiete	Emissionsspektrum (Linien + Kontinuum)
	optisch, nicht leuchtend	H I-Gebiete, Molekülwolken	Absorptionslinien in Sternspektren
	Radio-(Sub)mm-Bereich	H I-Gebiete H II-Gebiete Molekülwolken	21-cm- und Rekombinationslinien, Kontinuum. Molekulare Rotations- und Vibrationslinien
Staub	optisch, leuchtend	Reflexionsnebel	(Absorptions-)Spektrum Farbe, Polarisation
	optisch, nicht leuchtend	Dunkelwolken oder Molekülwolken	Extinktion, Verfärbung, Polarisation
	Radio-(Sub)mm-Bereich	Dunkelwolken oder Molekülwolken	Kontinuum, Polarisation

H I = H neutral, H II = H ionisiert

Galaktische Nebel

= Sammelbegriff für leuchtende Gas- und Staubwolken

„Dichte Wolke“: Gasdichten $10^2 \dots 10^{10}$ Moleküle/cm³
 Staub hat ungefähr ein Massenverhältnis
 von 1/186 zum Gas. (s. § XI.3.8)

Kataloge (eine Auswahl):

Lynds, B. T. (1962, 1965): ApJS 7, 1 und ApJS 12, 163	$N \approx 1\,800, 1\,100$
Wood, D. O. S., E. Churchwell (1989): ApJ 340, 265	$N \approx 1\,700$
Lumsden, S. L. <i>et al.</i> (2002): MNRAS 336, 621	$N \approx 3\,000$
Simon, R. <i>et al.</i> (2006): ApJ 639, 227	$N \approx 10\,000$
Peretto, N., G. A. Fuller (2009): ApJ 205, 404	$N \approx 11\,000$

Im interstellaren Medium kann man grob unterscheiden:

(nach Lequeux *et al.* 2004)

1) *Molekülwolken* = Neutralgas hoher Dichte

$$T_{\text{kin}} \leq 100 \text{ K}; \quad n_{\text{H}_2} \geq 1000 \text{ cm}^{-3}; \quad M \approx 10^9 M_{\odot}.$$

2) *H I-Gebiete* = Neutralgas geringer Dichte

$$(a) \text{ kalt: } T_{\text{kin}} \approx 100 \text{ K}; \quad n_{\text{H}} \approx 25 \text{ cm}^{-3}; \quad M_{\text{tot}} = 1.5 \times 10^9 M_{\odot}$$

$$(b) \text{ warm: } T_{\text{kin}} \approx 8000 \text{ K}; \quad n_{\text{H}} \approx 0.25 \text{ cm}^{-3}; \quad M_{\text{tot}} = 1.5 \times 10^9 M_{\odot}$$

3) *H II-Gebiete* geringer bis mittlerer Dichte; Ursache der diffusen H α -Emission.

$$(a) \text{ H II-Gebiete: } T_{\text{kin}} \approx 10^4 \text{ K}; \quad n \approx 1\text{--}10^4 \text{ cm}^{-3}; \quad M_{\text{tot}} = 5 \times 10^7 M_{\odot}$$

$$(b) \text{ diffus: } T_{\text{kin}} \approx 8000 \text{ K}; \quad n \approx 0.03 \text{ cm}^{-3}; \quad M_{\text{tot}} = 10^9 M_{\odot}$$

$$(c) \text{ heiß: } T_{\text{kin}} \approx 5 \times 10^5 \text{ K}; \quad n \approx 6 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}; \quad M_{\text{tot}} \approx 10^8 M_{\odot}$$

Strukturen: sehr unterschiedlich; von völliger Regellosigkeit bis hin zu ausgesprochener Filamentstruktur.

Physik: Fast immer sind Sterne in den Nebel eingebettet oder in unmittelbarer Nähe → Ursache des Leuchtens. Dichte Dunkelwolken sind meist die Orte aktiver aktueller und/oder zukünftiger Sternentstehung.

- Bei Novae beobachtet man direkt, dass immer größere Teile des Nebels aufleuchten.
- Parallelität des Leuchtens bei veränderlichen Sternen.
- Korrelation zwischen Helligkeit des Sterns und Größe des Nebels.

XI.5

Bewegung der Sterne, Dynamik

Bezeichnungen in diesem Paragraphen:

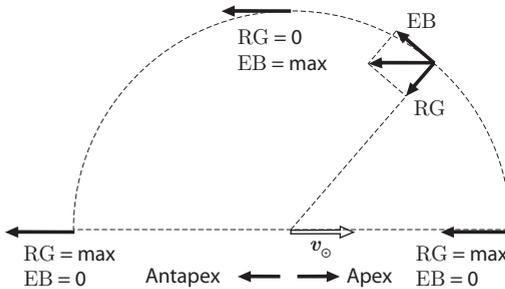
- v = Geschwindigkeit relativ zum galaktischen Zentrum
- V = (Raum-) Geschwindigkeit relativ zur Sonne bzw. zum LSR (s. § XI.5.1)
- U, V, W = kartesische Komponenten der Geschwindigkeit
- V_r, V_t = Radial- bzw. Tangentialkomponente der Raumgeschwindigkeit
- $V = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2} = \sqrt{V_r^2 + V_t^2}$
- EB = Eigenbewegung (siehe § I.4.8) = V_t (in km/s) = μ'' (in ''/Jahr)
- RG = Radialgeschwindigkeit = V_r (in km/s)
- Schnellläufer* = Sterne mit $|V| > 100$ km/s
(in der älteren Literatur: $|V_r| > 65$ km/s)

XI.5.1

Pekuliärbewegung der Sonne

Die auffallendste Gesetzmäßigkeit in der Bewegung der Sterne ist die Widerspiegelung der Sonnenbewegung relativ zu den anderen Sternen,
der sogenannte *parallaktische Anteil*.

Effekt: Sterne „vorn“ kommen uns entgegen
Sterne „hinten“ bleiben zurück
Sterne „seitwärts“ laufen vorbei



Apex = Zielpunkt der
= Sonnenbewegung
Antapex = Gegenpunkt

Aus den Beobachtungen erhält man neben dem Apex auch die Geschwindigkeit der Sonne, und zwar relativ zum *Zentroid*, d. h. dem kinematischen Schwerpunkt der betrachteten Sterngruppe.

Das Bild verwischt sich durch die Pekuliärbewegungen der anderen Sterne.

Im Mittel bleibt ein deutlicher Effekt:

Standard-Apex

(= konventioneller Mittelwert bezüglich aller Sterne der Sonnenumgebung)

$\alpha = A = 18^h 00 = 270^\circ$	$\ell = 56^\circ 2' \quad (1900)$
$\delta = D = +30^\circ$	$b = 22^\circ 8'$
$v_\odot = 20$ km/s	(im Herkules)

Anmerkungen:

- Das Ergebnis „Richtung Herkules“ wurde bereits von Herschel 1787 erhalten.
- Aus Eigenbewegungen allein erhält man nur die Richtung der *Pekuliarbewegung*, aus RG: Richtung und Betrag.
- Bei der mathematischen Behandlung wird die Sonnenbewegung oft in rechtwinklige Komponenten zerlegt, U, V, W im galaktischen System:

$$\begin{aligned}
 U_{\odot} & \text{ (Richtung galaktisches Zentrum: } \ell = 0^{\circ}, b = 0^{\circ}) \\
 V_{\odot} & \text{ (Richtung galaktische Rotation: } \ell = 90^{\circ}, b = 0^{\circ}) \\
 W_{\odot} & \text{ (Richtung galaktischer Nordpol: } b = 90^{\circ})
 \end{aligned}$$

Bei dieser statistischen Methode wird vorausgesetzt, dass die Bewegungen der anderen Sterne zufällig verteilt, im Mittel also Null sind

$$= \text{Regellosigkeit der Pekuliarbewegungen}$$

Um das zu prüfen, untersucht man die Reste ($V_* - V_{\odot}$)

Ergebnis: || Regellosigkeit nicht erfüllt; es bleibt:

- (a) Abhängigkeit von der galaktischen Länge
 \implies Differentielle galaktische Rotation, siehe § XI.5.2;
- (b) Abhängigkeit von der gewählten Sterngruppe
 \implies Unterschiedliches kinematisches Verhalten der einzelnen Sterngruppen (siehe auch § XI.5.3)

Man definiert daher eine

Fundamentale Sonnenbewegung (engl.: *basic solar motion, b.s.m.*)

(1) *Empirische Definition:*

Mittelwerte in der Geschwindigkeitsverteilung der sonnennahen Sterne $\langle U \rangle, \langle V \rangle$ und $\langle W \rangle$
 (= kinematischer Schwerpunkt der gewählten Sterngruppe)

Demgegenüber:

(2) *Dynamische Definition:*

= Bewegung der Sonne relativ zu *dem* Punkt, der am Ort der Sonne auf einer Kreisbahn um das galaktische Zentrum läuft.

Das so erhaltene örtliche Bezugssystem für Sternbewegungen bezeichnet man als

lokales Ruhesystem (engl.: *local standard of rest = LSR*):

$U_{\odot} = -\langle U \rangle, \quad W_{\odot} = -\langle W \rangle,$ in der V -Komponente ist der LSR nicht unmittelbar fixiert.

Wegen der asymmetrischen Drift (siehe § XVI.5.8 und § XI.5.3) muss die Bewegung der Sonne relativ zum LSR durch Extrapolation der $\langle V \rangle$ -Komponente von

Kapitel XII

Außergalaktische Systeme

= Sternsysteme außerhalb des Milchstraßensystems

„Große Debatte“ zwischen H. Shapley und H. D. Curtis am 26. April 1920 über die Natur der Milchstraße und der Spiralnebel unter dem Thema *The Scale of the Universe*. Nachweis von Cepheiden im Andromedanebel durch Hubble (1925) beendet die Diskussion zu Gunsten der extragalaktischen Natur der Spiralnebel.

⇒ Soweit in Zahlenwerte die Entfernung eingeht, sind diese auf die Hubble-Konstante $H_0 = 75 \text{ (km/s)/Mpc}$ bezogen (s. § XV.1.5) oder durch eine normierte Hubble-Konstante $h = H_0 / (100 \text{ km/s)/Mpc}$ parametrisiert.

XII.1

Galaxien

Hubble, E. (1936): *Realm of the nebulae*. New Haven, Yale University Press.

Schneider, P. (2006): *Einführung in die extragalaktische Astronomie und Kosmologie*, Springer Verlag.

Sparke, L. S. und J. S. Gallagher (2007). *Galaxies in the Universe* (2. Auflage), Cambridge University Press.

Binney, J. und M. Merrifield (1998): *Galactic Astronomy*, Princeton University Press.

Zur Nomenklatur

Ursprüngliche Bezeichnung (wegen ihres Aussehens): „extragalaktische Nebel“ („Spiralnebel“, „elliptische Nebel“, ...). Diese historisch bedingte und irreführende Bezeichnung hat sich vor allem in dem Wort „Spiralnebel“ bis heute gehalten. Man sollte aber generell nur von Systemen oder Galaxien reden.

Beachte: Galaxis $\hat{=}$ Milchstraße; Galaxie $\hat{=}$ extragalaktisches System;
im Englischen Unterscheidung durch Groß- und Kleinschreibung.

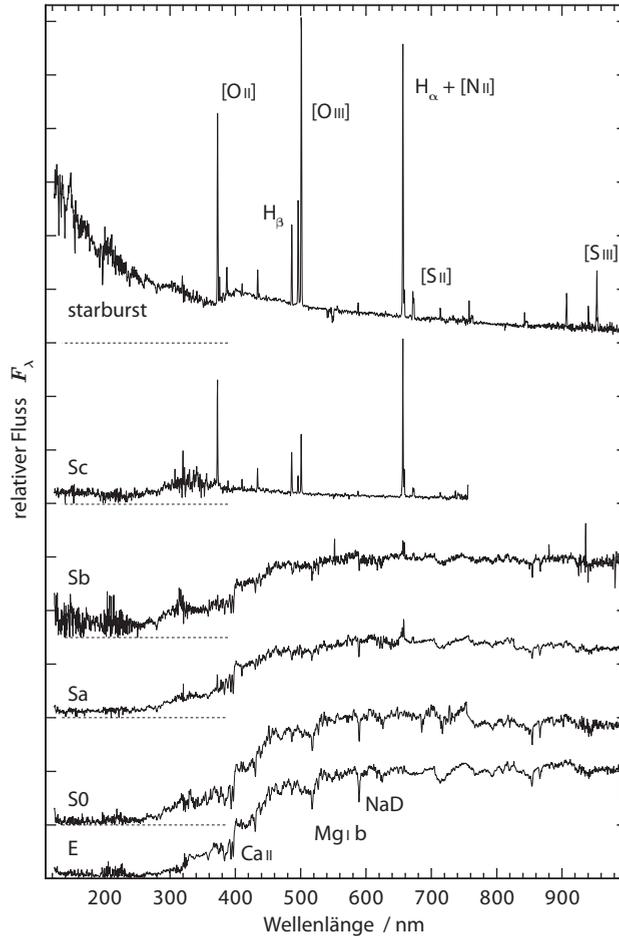
XII.1.1

Bezeichnungen, Kataloge, Karten

- Helle Systeme: spezielle Namen, häufig nach dem Sternbild.
z. B.: Andromedanebel, Fornax-System, Magellansche Wolken

XII.1.5.4 Energieverteilung im Spektrum

Im Folgenden aufgeführte generelle Signaturen können durch interne Extinktion in der Galaxie stark verändert werden (z. B. in ULIRGs, s. § XII.1.5.7).



Galaxien mit starker *aktiver Sternentstehung* (engl.: *starburst galaxy*, oben) zeigen im Spektrum die Signatur junger, heißer Sterne und deren H II-Regionen (→ Flussanstieg zum UV, starke Emissionslinien).

Sc-Galaxie (Mitte) emittiert am stärksten im blauen/nahen UV des Spektrums (Sternlicht der jungen heißen Sterne sowie Emissionslinien des von diesen angeregten Gases).

Spektrum der *S0-Galaxie* (unten) ähnelt stark dem einer elliptischen Galaxie (Anstieg zum Roten hin, dort Absorptionslinien durch kühle Sterne; zum UV Signaturen von sonnenähnlichen Sternen).

Integriertes Spektrum *elliptischer Galaxien* steigt zum Roten hin stark an (Kontinuum kühler Sterne), zeigt starke Absorptionslinien schwerer Elemente (Ähnlichkeit mit Spektrum eines K-Sterns). Wenig Strahlung unterhalb von 350 nm, da keine jungen Sterne vorhanden sind.

UV-Strahlung alter Sterne auf dem Horizontalast kann zum Anstieg im UV führen (engl.: *UV-upturn*).

Farben-Helligkeits-Relation:

Leuchtkräftigere Ellipsen zeigen stärkere Absorptionslinien (Faber 1973) und haben rötere Farbe (Visvanathan, Sandage 1977).

Populationssynthese

Problem: Entfernte Galaxien nicht mehr in Einzelsterne auflösbar.

Spektren sind Integral über die gesamte Sternpopulation der Galaxie.

Ziel: Beschreibung der zeitlichen Entwicklung eines Galaxienspektrums bzw. des Farben-Helligkeitsdiagramms einer Sternpopulation

→ Aussagen über zeitlichen Verlauf der Sternentstehung und der Anreicherung mit Metallen

Ansatz: Galaxienspektrum = Überlagerung der Spektren von Sternen unterschiedlicher Masse und Alters

Annahmen notwendig über

- ursprüngliche Massenverteilung der Sterne (engl.: *initial mass function IMF*),
- Masseneinfall während der Entwicklung,
- zeitlicher Verlaufs der Sternentstehungsrate (passive Entwicklung, kontinuierliches Abklingen oder Ausbruch von Sternentstehung),
- Rückführung von prozessiertem Material (Metalle) an das interstellare Medium (Supernovae, Sternwinde),
- zeitliche Entwicklung der Sternspektren (folgt aus Theorie des Sternaufbaus, Entwicklungswege im HRD, Isochronen, siehe s. § X.2.2.2).

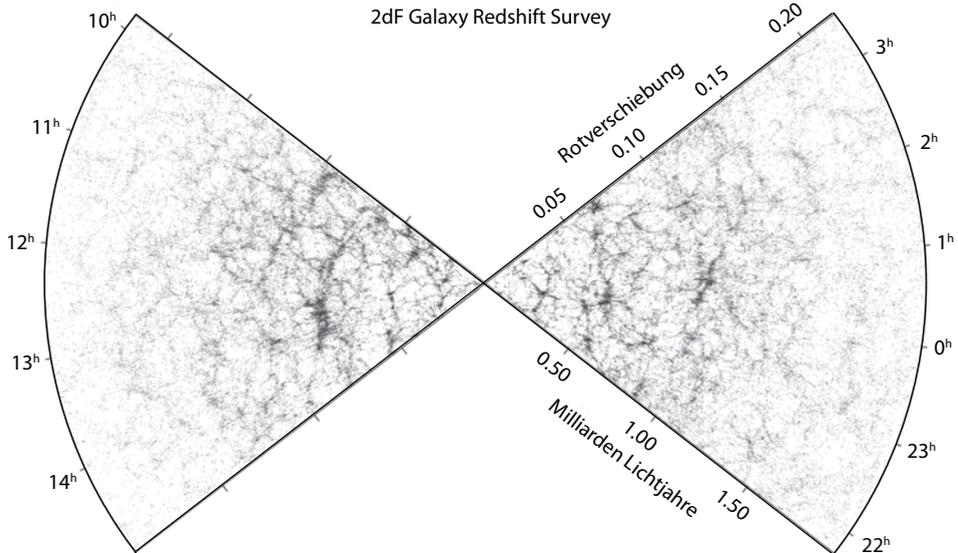
Überlagerung der Sternspektren → Galaxienspektrum als Funktion der Zeit

Emissionslinien von H II-Regionen (angeregt von jungen Sternen) müssen mit berechnet werden.

Vergleich mit Beobachtungen erschwert durch interne Extinktion sowie Alters-Metallizitätsentartung (s. u.).

Grundlegende Befunde:

1. Integrierte Helligkeit der Sternpopulation wird im Laufe der Zeit schwächer.
2. Bei zunehmender Metallizität wird die Population kurzweilig von ca. 1 μ m leuchtschwächer, bei längeren Wellenlängen leuchtstärker.
3. Integrierte Farbe wird rötter mit dem Alter *und* mit der Metallizität.



XII.1.13

Galaxien bei hoher Rotverschiebung

Aufgrund der zahlreichen Feldgalaxien unterschiedlichster Leuchtkraft und Rotverschiebung (= Entfernung) sind spezielle Auswahltechniken zur Identifikation der entferntesten Galaxien nötig. Bezeichnung der Galaxien meist entsprechend dieser Technik mit Abkürzungen aus dem Englischen (z. B. Lyman-break-Galaxien, LBG).

Bedeutung hochrotverschobener Galaxien liegt in der unterschiedlichen Rückschauzeit (s. S. 909). Damit kann zumindest statistisch die Entwicklung von Galaxien im Prinzip aus Beobachtungen abgeleitet werden.

Problem: Auswahleffekte aufgrund der Identifikationstechnik, d. h., Stichproben hoher Rotverschiebung sind nicht vollständig!

Stern, D. & H. Spinrad (1999): *Search Techniques for Distant Galaxies*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific 111: 1475–1502.

Appenzeller, I. (2009): *High-redshift galaxies*, Springer Verlag

Schwache, blaue Galaxien(engl.: *faint blue galaxies*)

Population von Feldgalaxien in tiefen Durchmusterungen (Quellenzählungen), zumeist bei Rotverschiebungen bis etwa 1, je nach Tiefe der Beobachtungen (im *Hubble Deep Field* bis jenseits von $z = 3$).

Aus Untersuchung dieser Population wurde Befund abgeleitet, dass Sternentstehungsrate pro Volumen bis $z = 1$ stark ansteigt, danach langsamerer Abfall.

(sogenannter „Lilly-Madau-Plot“: Sternentstehungsrate als Funktion der Rotverschiebung, siehe § XII.2)

Ellis, R. S. (1997): *Faint blue galaxies*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 35, 389

Radiogalaxien bei hoher Rotverschiebung (engl.: *high-z radio galaxies*, HzRG)

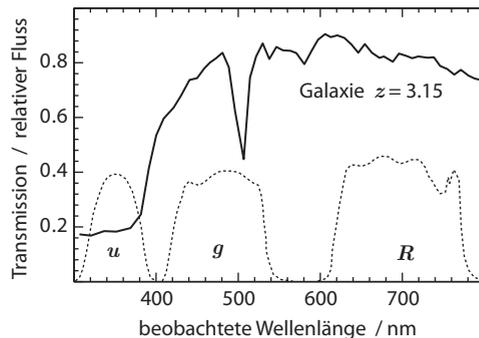
Rotverschiebungsgrenze wurde in den 1960er bis 1980er Jahren vor allem durch Identifikation von Radioquellen immer weiter nach außen verschoben (bis ca. $z \approx 1$). Einsatz von CCDs ermöglichte ab Mitte der 1980er Jahre die Identifikation von Quellen bis $z > 5$.

Miley, G., C. de Breuck (2008): *Distant radio galaxies and their environments*. *The Astronomy & Astrophysics Review* 15, 67.

Lyman-Kanten-Galaxien (engl.: *Lyman-break galaxies*, LBG)

Spektrale Energieverteilung von Galaxien mit hoher Sternentstehungsrate (engl.: *starbursts*) zeigt ausgeprägte Lyman-Absorptionskante (Ionisationskante des Wasserstoffs in den Atmosphären massereicher Sterne). Stärke der Kante kann durch Absorption von HI-Gas innerhalb der Galaxie oder im Vordergrund verstärkt werden.

Aufnahmen eines Feldes in Filter mit Ruhewellenlänge unterhalb der Kante und weiteren Filtern oberhalb der Kante ermöglichen effektives Aussondern von Galaxien in bestimmten Rotverschiebungsbereichen anhand von „Aussetzern“ (engl.: *drop-out*):



z. B. U-„Aussetzer“: Kein oder wenig Signal vom Objekt im U-Filter (350 nm), deutlicher Nachweis in langwelligeren Filtern (z. B. g bei 450 nm) isoliert Objekte mit Rotverschiebung $z \approx 400/91.2 - 1 = 3.4$.

Geeignete Auswahl der Filter (bis u. U. in den Infrarot-Bereich) ermöglicht die Identifikation von Objekten extrem hoher Rotverschiebung (Rekord Mai 2009: Gammastrahlenausbruch bei $z = 8.2$).

Giavalisco, M. (2002): *Lyman-break galaxies*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 40, 579.

XII.4

Galaxienhaufen

F. Zwicky: Handbuch der Physik 53, 1959, S. 390

N. A. Bahcall (1977): *Clusters of galaxies*,
Annual Review of Astronomy and Astrophysics 15, 505

— (1999): *Clusters and superclusters of galaxies*
 in *Formation of Structure in the Universe*, Herausgeber A. Dekel, J. P. Ostriker,
 Cambridge University Press, S. 135

XII.4.1

Statistik, Beobachtungen

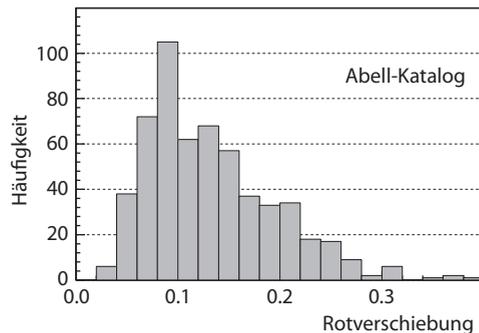
Schon eine grobe Analyse der Verteilung der Galaxien am Himmel (s. § XII.1.2) lässt eine Tendenz zur Haufenbildung erkennen:

- Helle Galaxien: Von den 35 Galaxien im Messier-Katalog liegen 16 in einem kleinen Feld (= Virgohaufen).
- Galaxien bis 13^m : Galaxien im Shapley-Aimes-Katalog lassen den Virgohaufen sowie zwei ausgedehnte Gruppen am Südhimmel erkennen.
- Galaxien bis 18^m : (Lick-Material, s. § XII.1.2) Bearbeitung dieses umfangreichen Materials ergab den ersten Beweis dafür, dass Haufenbildung etwas „ganz Normales“ ist.
- Galaxien bis 21^m : Abell-Durchmusterung des Palomar-Sky-Atlas enthält ≈ 4000 Haufen, d. h. im Mittel etwa 1 ... 2 Haufen/ $10''$ im Rotverschiebungsbereich bis ≈ 0.15 (s. u.).

Kataloge

- G.O. Abell (1958):
 2712 Haufen ($\delta > -27^\circ$),
 aufgefunden auf POSS I.
 Erweiterung auf Südhimmel
 (mit UK-Schmidt IIIa-J-Platten,
 siehe § I.6.1) enthält weitere 1361
 Haufen.

(nach Abell *et al.* 1989) \rightarrow



Strenge Definition eines Abell-Haufens:

- a) Mindestens 50 Galaxien im Bereich m_3 bis $m_3 + 2$,
($m_3 =$ dritthellstes Mitglied)
- b) n Mitglieder innerhalb eines Radius von $1.5 h^{-1}$ Mpc (= Abell-Radius) um das Zentrum (n bestimmt Reichheit),
- c) galaktische Breite $|b| > 30^\circ$.

Tabelle (nördliche Abell-Haufen): →	Reichheits- klasse R	n	N 4.26 sr
$n =$ Zahl der Mitglieder im Bereich m_3 bis $m_3 + 2$	0*	(30 – 49)	($\geq 10^3$)
	1	50 – 79	1224
$N =$ Zahl der Haufen	2	80 – 129	383
	3	130 – 199	68
Bei „schwächeren“ Bedingungen wächst Zahl der Haufen schnell an.	4	200 – 299	6
	5	> 300	1

* Reichheitsklasse 0 unvollständig

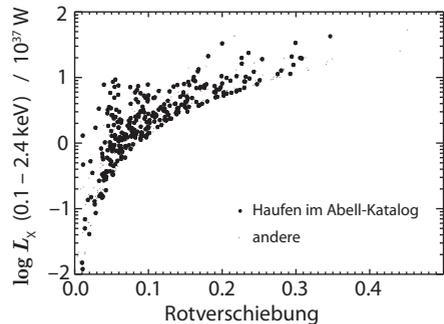
Allgemeine Daten für nördliche Abell-Haufen:

Leir, A., S. van den Bergh (1977): *Astrophys. J. Suppl.* 34, 381

- F. Zwicky: *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies (= CGCG)*
 California Institute of Technology, Pasadena, 6 Bände; 1960–68.
 Größte Liste von Haufen aufgrund visueller Durchmusterung des POSS.
- Durchmusterungen mit automatischen Plattenmessmaschinen
 Digitalisierung von Schmidt-Platten (Palomar, UK-Schmidt) in Edinburgh durch die COSMOS- und Super-Cosmos-Maschine, in Cambridge durch die APM-Maschine (z. B. Maddox *et al.* 1990).
- Durchmusterungen des SDSS (z. B. Kim *et al.* 2002, Bahcall *et al.* 2003)
- Durchmusterungen nach Galaxienhaufen im Röntgenbereich
 - a) EINSTEIN Medium Sensitivity Survey (EMSS)
 - b) ROSAT-ESO Flux Limited X-ray Galaxy Cluster Survey, (REFLEX)
 - c) XMM-NEWTON
 Distant Cluster Project (XDCP)

Röntgen-selektierte Stichprobe

(ausgedehnte Röntgenquellen mit $L_X > 3 \times 10^{-15}$ W/m² im Energiebereich 0.1 ... 2.4 keV) von 447 Galaxienhaufen über 4.24 sr am Südhimmel (REFLEX).



Kapitel XIII

Aktive Kerne von Galaxien

AGN = Active Galactic Nucleus = aktiver galaktischer Kern oder aktive Galaxie
 = Sammelbegriff für verschiedene Typen von Galaxien mit leuchtkräftigen Kernen, die nicht-stellare und nicht-thermische Strahlung hoher Leuchtkraft emittieren.

Blandford, R. D., H. Netzer, L. Woltjer (1990): *Active Galactic Nuclei, Saas Fee Advanced Course 20*, Springer Verlag.

Peterson, B.M. (1997): *An Introduction to Active Galactic Nuclei*, Cambridge University Press.

Extragalaktische Objekte gehören zur Gruppe der AGN, wenn mindestens eines, möglichst aber mehrere der folgenden Kriterien erfüllt sind:

- Hohe Leuchtkraft und kompakte Kernregion, die sehr viel heller ist als bei normalen Galaxien ähnlichen Typs. Starker Helligkeitskontrast zwischen Kern und umgebender großräumiger Struktur.
- Spektrum nicht-stellares Kontinuum mit Exzess im Radio-, Infrarot-, Ultraviolett-, Röntgen- und Gammabereich gegenüber den optischen Leuchtkräften und damit gegenüber den normalen Galaxien.

Exzess ist meist durch nicht-thermische Emission verursacht.

- Breite und/oder schmale Emissionslinien nicht-stellaren Ursprungs aus dem Kern.
- Kurzzeitige Variabilität (Minuten bis Jahre) des Kontinuums und/oder der Emissionslinien.
- Jet-ähnliche Ausströmungen, im Radio-, optischen oder Röntgenbereich sichtbar.

XIII.1

Definitionen, Klassifizierung

Für die sehr verschiedenartigen „aktiven“ Galaxien gibt es keine einheitliche Systematik. In der Vergangenheit vorgeschlagene und verwendete Definitionen und Klassifikationen beruhen auf ganz unterschiedlichen (morphologischen, photometrischen, spektroskopischen, ...) Kriterien und überschneiden sich teilweise.

Hier soll deshalb zunächst ein Überblick über die charakteristischen Eigenschaften anhand beobachteter Signaturen (optische Spektren, Emission in anderen Spektralbereichen, Variabilität) gegeben werden. Wichtige Objektklassen werden dann in § XIII.2 mit Hilfe dieser Signaturen definiert und an Beispielen veranschaulicht.

XIII.1.1

Ultraviolett – optische Spektren der Kerne

XIII.1.1.1 **Spektren der Seyfert-Galaxien und Quasare**

Seyfert-Galaxien haben einen hellen punktförmigen oder nahezu punktförmigen Kern, dessen Spektrum ein blaues nicht-stellares Kontinuum und hochangeregte, breite (erlaubte und verbotene) Emissionslinien zeigt (Seyfert 1943).

Emissionslinien-Spektrum:

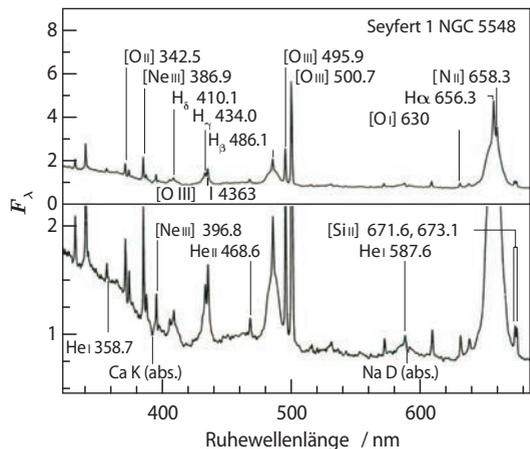
Zwei spektroskopisch definierte Untergruppen (Äquivalentbreite W):

- Typ 1: Balmerlinien *breiter* als verbotene Linien, $W(H\beta) \gg W[O III]$,
- Typ 2: Linienbreiten etwa gleich, $W(H\beta) \approx W[O III]$.

typische Werte	Typ 1 km/s	Typ 2 km/s
FWHM $H\beta$	5 000	1 000
FWHM $[O III]$	1 000	1 000

In *Typ-1-Spektren* reichen die Halbwertsbreiten bis zu 10 000 km/s, Gesamtbreiten bis zu 30 000 km/s.

Häufig sind die breiten, erlaubten Linien deutlich zusammengesetzt aus einer schmalen Komponente im Linienkern und einem breiten Flügel.



sich bei der nieder-frequenten Eingangs-Strahlung ebenfalls um Synchrotron-Strahlung handelt (in diesem Fall spricht man vom *Synchrotron-Selbst-Compton* Effekt: SSC) oder um thermische Strahlung, ist nicht abschließend geklärt.

XIII.4

Vereinheitlichte Modelle (engl.: *unified schemes*)

Es gibt eine große Zahl diverser AGN-Typen (vgl. § XIII.2). Einigkeit besteht darin, dass sie alle von derselben Maschine mit Leistung versorgt werden: Akkretion von Material auf ein supermassereiches Schwarzes Loch. Die Frage ist jedoch, ob sich manche Objektklassen weiter vereinheitlichen lassen, indem sie auf eine gemeinsame *Eltern-Population* zurückgeführt werden, die z. B. aus verschiedenem Blickwinkel oder in verschiedenen Evolutionsphasen beobachtet werden.

Hier sollen nur die vereinheitlichten Modelle im engeren Sinn diskutiert werden, die verschiedene AGN-Typen durch eine Eltern-Population erklären, deren Mitglieder von der Erde aus in verschiedenen Blickwinkeln beobachtet wird („geometrische Vereinheitlichung“).

Antonucci, R. (1993): *Unified models for active galactic nuclei and quasars, Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 31, 473

XIII.4.1

Relativistische Effekte

Die Synchrotronstrahlung der Radioquellen (s. § XIII.3.5) wird von den Plasmaströmungen (Jets) ausgesandt, die relativistische Geschwindigkeiten $\beta = v_{\text{jet}}/c > 0.9$ erreichen können. Für die Beobachtung entscheidend ist der

$$\left\| \begin{array}{l} \text{Dopplerfaktor: } D \equiv (\Gamma(1 - \beta \cos \theta))^{-1}, \\ \text{mit Lorentzfaktor } \Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \text{ und} \\ \text{Winkel } \theta \text{ zwischen Jetströmung und Strahlungsrichtung zum Beobachter.} \end{array} \right.$$

Der Dopplerfaktor beschreibt die Lorentz-Transformation der Parameter vom System der sich bewegenden Quelle (mit Index $_0$ bezeichnet) in beobachtete Größen,

z. B.	Frequenz:	$\nu = D$	ν_0
	Zeitintervall:	$\Delta t = D^{-1}$	Δt_0
	Volumenelement:	$dV = D$	dV_0
	Integrale Flussdichte:	$F_\nu = D^3$	$F_{\nu,0}(\nu_0)$
	Oberflächenhelligkeit:	$B_\nu = D^{2-\alpha}$	$B_{\nu,0}(\nu)$ (für Potenzgesetz $B_\nu \propto \nu^\alpha$)

Extremwerte werden erreicht, wenn die Bewegung genau auf den Beobachter zu, bzw. von ihm weg gerichtet ist:

$$\text{Maximaler Dopplerfaktor } (\cos \theta = +1): D_{+1} = \Gamma(1 + \beta) \approx 2\Gamma$$

$$\text{Minimaler Dopplerfaktor } (\cos \theta = -1): D_{-1} = \Gamma(1 - \beta)$$

Beispiel für $\beta = 0.980$ (das ist $\Gamma = 5$): $D_{+1} = 9.9$ und $D_{-1} = 0.10$.

Die beobachtete Frequenz einer Linienstrahlung könnte sich also um den Faktor 99 unterscheiden.

Relativistische Effekte dominieren die beobachteten Eigenschaften von Radioquellen, die im Standardmodell ein antiparalleles Paar von Jets ausstoßen. In diesem Fall sei θ_j der Winkel zwischen Sichtlinie und auf uns zukommendem Jet. Der Gegenjet (engl.: *counter jet*) bildet dann den Winkel $\theta_{cj} = \theta_j + 180^\circ$ zur Sichtlinie und es gilt $\cos \theta_{cj} = -\cos \theta_j$.

Für geringe Abweichung der Jetrichtung von der Sichtlinie, $\theta_j < 25^\circ$, das heißt $\cos \theta_j > 0.9$, kann sich so eine extrem hohe Asymmetrie der beobachteten Helligkeiten von Jet und Gegenjet ergeben:

$$R_{j,cj} \equiv B_v(\theta_j) / B_v(\theta_{cj}) = \left(\frac{D_+}{D_-} \right)^{2-\alpha} = \left(\frac{1 + \beta \cos \theta_j}{1 - \beta \cos \theta_j} \right)^{2-\alpha}$$

Dies führt dazu, dass bei kleinen Winkeln $\theta_j \lesssim 25^\circ$ ein perfekt symmetrischer Doppeljet als *einseitige* Jetquelle wahrgenommen wird. In der Tat zeigen viele Radioquasare einseitige Radiojets, die auf relativistische Geschwindigkeit deuten.

Beispiel für $\beta = 0.980$, $\theta_j = 20^\circ$ und einen typischen Spektralindex $\alpha = -0.8$:

$$R_{j,cj} = (1.921/0.079)^{2.8} = 7567.7$$

Beachte: Der relativistische Dopplerfaktor spielt auch dann eine Rolle, wenn der Jet *senkrecht* zur Sichtlinie ausströmt ($\theta_j = 90^\circ$). Dann ergibt sich

$$D_{\perp} = D(\theta = 90^\circ) = 1/\Gamma, \text{ also für } \Gamma = 5 \text{ und } \alpha = -0.8$$

eine Abschwächung um den Faktor 90.

Dies erklärt den Befund, dass sehr ausgedehnte, symmetrisch erscheinende Doppelquellen (z. B. Cygnus A) oft nur sehr schwach wahrnehmbare Radiojets zeigen.

Kapitel XV

Das Universum

Harrison, E. (2000): *Cosmology—The Science of the Universe*, 2. Auflage, Cambridge University Press

Goenner, H. (1994): *Einführung in die Kosmologie*, Spektrum akademischer Verlag

Liddle, A. R. (2003): *An Introduction to Modern Cosmology*, Wiley

XV.1

Kosmologische Modelle

XV.1.1

Voraussetzungen und Symmetrieannahmen

Kosmologische Modelle werden als Lösungen der Einsteinschen Feldgleichungen konstruiert. Dabei werden zwei Symmetrieannahmen verwendet:

1. Das Universum ist um uns herum *isotrop*.
Präziser: Es existiert ein lokales Bezugssystem, von dem aus gesehen das Universum isotrop erscheint.
2. Unsere Position im Universum ist durch nichts gegenüber der Position anderer Beobachter ausgezeichnet.
(*kosmologisches* oder *kopernikanisches* Prinzip)

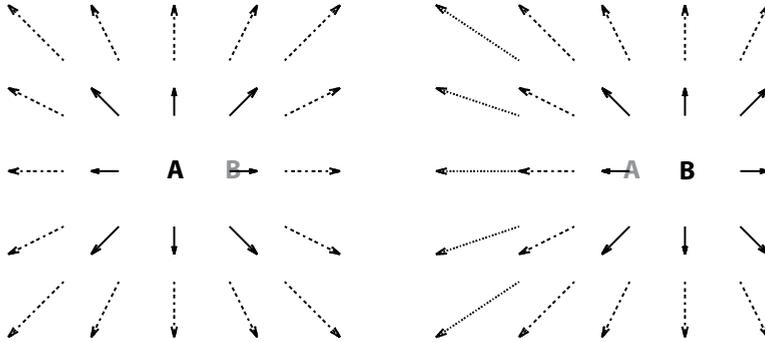
Ein Universum, das demzufolge um jeden Beobachter isotrop ist, ist auch *homogen*.

|| Kosmologische Modelle werden als homogene, isotrope Lösungen der Einsteinschen Feldgleichungen konstruiert.

Beobachtungen — vor allem des kosmischen Mikrowellenhintergrundes (engl.: *cosmic microwave background*, CMB) — stützen besonders die erste Symmetrieannahme, weil relative Schwankungen der Temperatur des Mikrowellenhintergrundes im Bereich von 10^{-5} liegen (s. S. 923).

Es gibt keinen plausiblen Grund, die zweite Symmetrieannahme zu bezweifeln.

Die beobachtete Fluchtbewegung der Galaxien steht *nicht* im Widerspruch zu diesen Annahmen. *Jeder* Beobachter in einem homogenen, isotropen, expandierenden Universum beobachtet sie:



XV.1.2

Metrik

Unter diesen Voraussetzungen hat die Metrik die Robertson-Walker-Form

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right].$$

Dabei sind (r, θ, ϕ) räumliche Polarkoordinaten,

t kosmische Zeit ($t_0 = \text{heute}$),

K räumliche Krümmung mit Dimension (Länge)⁻²
(kann positiv, negativ oder Null sein),

$a(t)$ *Skalenfaktor*, der Expansion oder Kontraktion der Raumzeit beschreibt. Übliche Normierung $a_0 := a(t_0) = 1$.

Alternative, häufig verwendete Form der Robertson-Walker-Metrik, verwendet die mitbewegte radiale Koordinate w :

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a^2(t) \left[dw^2 + f_K^2(w) (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right]$$

mit der Radialfunktion

$$f_K(w) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{K}} \sin(\sqrt{K} w) & (K > 0); \\ w & (K = 0); \\ \frac{1}{\sqrt{-K}} \sinh(\sqrt{-K} w) & (K < 0). \end{cases}$$

Messungen der Winkelgröße der dominanten Temperaturschwankungen im Mikrowellenhintergrund (s. § XV.7.3) zeigen, dass die *räumliche* Krümmung hervorragend mit $K = 0$ verträglich ist. Das bedeutet nicht, dass auch die *raumzeitliche* Krümmung verschwindet!

XV.1.3

Kosmologische Rotverschiebung

Wellenlängen werden im selben Maß gedehnt, wie sich das Universum zwischen Emission und Beobachtung eines Lichtsignals ausdehnt:

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{a_0}{a} = \frac{1}{a}$$

λ, λ_0 = ausgestrahlte und beobachtete Wellenlänge.

Relative Wellenlängenänderung ist die *Rotverschiebung* (siehe auch § XVI.1.3):

$$z \equiv \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda} \Rightarrow 1 + z = \frac{1}{a}, \quad a = \frac{1}{1 + z}.$$

XV.1.3.1 **k-Korrektion**

Die Rotverschiebung bewirkt, dass die Helligkeit kosmologischer Objekte im beobachteten Filterband von deren Rotverschiebung abhängt, weil sich ihr Spektrum gegenüber dem Filterband verschiebt:

Der spektrale Fluss S_ν eines Objekts durch einen Filter mit der Transmission F_ν ist

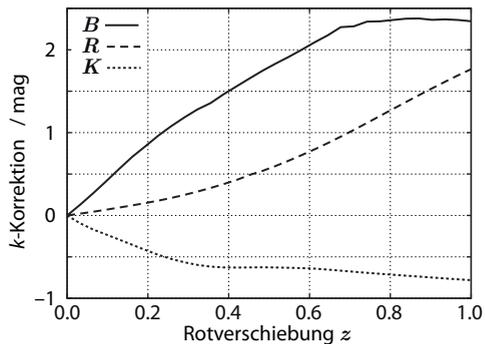
$$\int S_\nu F_\nu d(\ln \nu).$$

Die Rotverschiebung bewirkt, dass bei der Frequenz ν der spektrale Fluss der Quelle bei der höheren Ruhfrequenz $(1 + z)\nu$ gemessen wird,

$$\int S_\nu F_\nu d(\ln \nu) \rightarrow \int S_\nu F_{(1+z)\nu} d(\ln \nu).$$

Dies wird durch die *k-Korrektion* beschrieben, in Magnituden ausgedrückt

$$k = 2.5 \log_{10} \frac{\int S_\nu F_{(1+z)\nu} d(\ln \nu)}{\int S_\nu F_\nu d(\ln \nu)}.$$



XV.1.6

Epochen der kosmischen Ausdehnung

Für $a \rightarrow 0$ steigt die Strahlungsdichte in Gl. (XV.1.4) am schnellsten an. Sie dominiert während der *Strahlungsära* bei

$$a < a_{\text{eq}} := \frac{\Omega_{\text{r}0}}{\Omega_{\text{m}0}} = (3.05 \pm 0.08) \times 10^{-4} = \frac{1}{3280 \pm 90}.$$

Während der folgenden *Materieära* dominiert die nichtrelativistische Materie.

Später, bei

$$a > \left(\frac{\Omega_{\text{m}0}}{\Omega_{\Lambda 0}} \right)^{1/3} = 0.729 \pm 0.018$$

dominiert die kosmologische Konstante.

Während Strahlung und Materie dominieren, so dass der Krümmungsterm und die kosmologische Konstante vernachlässigt werden können, gilt

$$H(t) = H_0 \left(\Omega_{\text{m}0} a^{-3} + \Omega_{\text{r}0} a^{-4} \right)^{1/2}.$$

Wenn Materie dominiert, aber Strahlung unwichtig ist, gilt der *Einstein-de-Sitter-Grenzfall*

$$H(t) = H_0 \sqrt{\Omega_{\text{m}0}} a^{-3/2}.$$

Wenn die kosmologische Konstante dominiert, wird

$$H(t) = H_0 \sqrt{\Omega_{\Lambda 0}}.$$

XV.1.7

Kosmische Zeit

Aus der Friedmann-Gleichung folgt $H_0 t = \int_0^a \frac{da'}{a'} = \int_0^a \frac{da'}{a' H(a')}$.

Das ergibt $t(a) = \frac{2}{3 H_0 \sqrt{\Omega_{\text{m}0}}} \left[\sqrt{a + a_{\text{eq}}} (a - 2a_{\text{eq}}) + 2a_{\text{eq}}^{3/2} \right]$,

solange Materie oder Strahlung dominieren und

$$t(a) = \frac{2}{3 H_0 \sqrt{1 - \Omega_{\text{m}0}}} \operatorname{arsinh} \left(a^{3/2} \sqrt{\frac{1 - \Omega_{\text{m}0}}{\Omega_{\text{m}0}}} \right),$$

in der späten materiedominierten Ära, wenn die kosmologische Konstante nicht mehr, Strahlung aber schon vernachlässigbar ist.

Die Strahlungsära endet nach

$$t_{\text{eq}} := t(a_{\text{eq}}) = \frac{2(2 - \sqrt{2})}{3} \frac{a_{\text{eq}}^{3/2}}{H_0 \Omega_{\text{m}0}^{1/2}} \approx 1.74 \times 10^{12} \text{ s} \approx 55\,155 \text{ a},$$

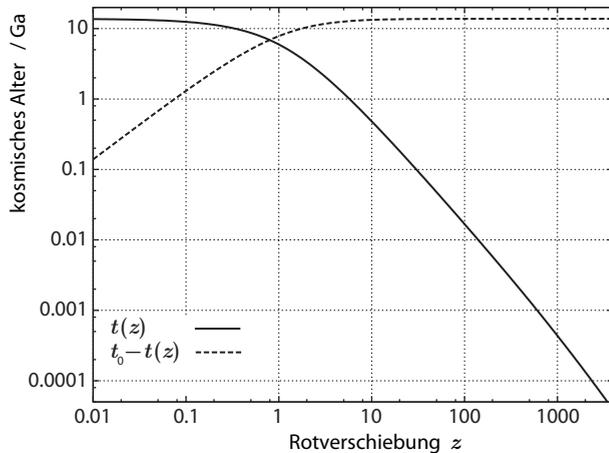
und das Alter des Universums ist

$$t_0 := t(1) = \frac{2}{3H_0 \sqrt{1 - \Omega_{\text{m}0}}} \operatorname{arsinh} \left(\sqrt{\frac{1 - \Omega_{\text{m}0}}{\Omega_{\text{m}0}}} \right) \approx 0.984 t_{\text{H}} \approx 13.7 \text{ Ga}.$$

Kosmisches Alter $t(z)$
und Rückschauzeit

$$t_0 - t(z)$$

in Ga als Funktionen der
Rotverschiebung $z \rightarrow$



XV.1.8

Entfernungen

Entfernungsmaße sind in der Allgemeinen Relativitätstheorie nicht eindeutig. Für Lichtstrahlen ist $ds = 0$, wenn sie radial verlaufen, ferner $d\theta = 0 = d\phi$. Aus der Metrik Gl. (XV.1.2) folgt die *mitbewegte Entfernung* (engl.: *co-moving distance*)

$$w(a) = c \int_a^1 \frac{da'}{a'^2 H(a')}.$$

Sie ist die Entfernung, die in mitbewegten räumlichen Koordinaten gemessen wird, aus denen die kosmische Expansion herausdividiert wird.

Die Laufzeit des Lichts $c dt$ definiert die *Eigenentfernung* (engl.: *proper distance*)

$$D_{\text{prop}}(a) = c \int_a^1 \frac{da'}{a' H(a')}.$$

mit $\chi = 13.6 \text{ eV}$ zeigt, dass die Rekombination erst stattfinden konnte, als $T_{\text{Rek}} \approx 3000 \text{ K}$ erreicht wurde. Das geschah etwa $t_{\text{Rek}} = (376 \pm 3) \times 10^3 \text{ a}$ nach dem Urknall und dauerte $\Delta t \approx 50 \times 10^3 \text{ a}$.

XV.7.2

Der Dipol des Mikrowellenhintergrunds

Die Bewegung der Erde um die Sonne, mit der Sonne um das Zentrum der Milchstraße, mit der Milchstraße innerhalb der Lokalen Gruppe und mit der Lokalen Gruppe in Richtung Virgo-Haufen verursacht eine Anisotropie des Mikrowellenhintergrunds, die in niedrigster Ordnung der Geschwindigkeit einem Dipol entspricht (siehe dazu auch § XII.4.8). Seine Amplitude von $\delta T = (3.372 \pm 0.014) \text{ mK}$ ergibt die mittlere Geschwindigkeit der Erde relativ zum Ruhesystem des Mikrowellenhintergrunds,

$$v_{\text{Erde}} \approx c \frac{\delta T}{T} \approx (370.8 \pm 1.6) \text{ km s}^{-1}$$

in Richtung der galaktischen Koordinaten

$$l = (264.14 \pm 0.30)^\circ, \quad b = (48.26 \pm 0.30)^\circ \quad (\text{Fixsen et al. 1996}).$$

XV.7.3

Strukturen im Mikrowellenhintergrund

Seit der kosmische Mikrowellenhintergrund durch die Rekombination bei $a_{\text{Rek}} \approx 9.2 \times 10^{-4}$ freigesetzt wurde, hat sich das Universum um das ≈ 1090 -fache ausgedehnt. Die Amplitude linearer Dichteschwankungen hat seitdem um den Faktor

$$\frac{D_+(1)}{D_+(a_{\text{Rek}})} \approx 10^3$$

zugenommen; vgl. Gl. (XV.2.1). Heutige Dichteschwankungen um $\delta \approx 1$ sollten als Temperaturschwankungen um $\delta T \approx 1 \text{ mK}$ im Mikrowellenhintergrund erscheinen, wenn Materie und Strahlung damals aneinander gekoppelt gewesen wären. Aus der Tatsache, dass beobachtete Temperaturschwankungen im Mikrowellenhintergrund um etwa zwei Größenordnungen kleiner sind, folgt, dass die Dunkle Materie nicht mit Licht wechselwirken kann (Peebles 1982). Dies bekräftigt, dass sie höchstwahrscheinlich aus schwach wechselwirkenden Elementarteilchen besteht (s. § XV.12).

Drei physikalische Effekte sind für die Strukturen im Mikrowellenhintergrund wesentlich:

- *Sachs-Wolfe-Effekt*: Kombination aus Gravitationsrotverschiebung und gravitativer Laufzeitverzögerung im Gravitationspotential Φ bei der Entkopplung,

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{1}{3} \frac{\delta \Phi}{c^2}.$$

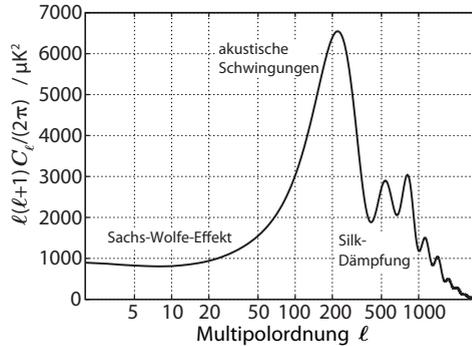
Wichtig nur auf den größten Winkelskalen.

- *Akustische Schwingungen*: Getrieben durch Gravitation der Dunklen Materie und den Gegendruck des Baryon-Photon-Gemisches. Wichtig auf Längenskalen unterhalb des mitbewegten Schallhorizonts bei t_{Rek} ,

$$w_{\text{Rek}} \approx \int_0^{t_{\text{Rek}}} \frac{c_s dt}{a} \approx 163.3 \text{ Mpc}$$

bzw. Winkelskalen unterhalb von $\approx 0.7^\circ$; dabei ist $c_s \approx c/\sqrt{3}$ die Schallgeschwindigkeit im kosmischen Plasma.

- *Silk-Dämpfung*: Verursacht durch Photonendiffusion aufgrund der zunehmenden mittleren freien Weglänge der Photonen während der Entkopplung. Setzt auf Winkelskalen kleiner als etwa $10'$ ein.



XV.7.4

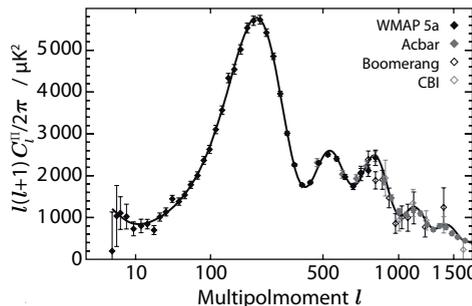
Leistungsspektrum des Mikrowellenhintergrunds

Die Temperaturschwankungen des Mikrowellenhimmels werden in Kugelflächenfunktionen zerlegt,

$$a_{lm} = \int d^2\theta Y_{lm}(\vec{\theta}) \frac{\delta T}{T}(\vec{\theta}),$$

und wegen der erwarteten Isotropie über m gemittelt,

$$C_l := \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{lm}|^2.$$



Kapitel XVI

Physikalische Prozesse

XVI.1

Elektromagnetische Strahlung

Schäfer H. (1985): *Elektromagnetische Strahlung; Information aus dem Weltall*, Vieweg-Verlag

Rybicki, G.B., A.P. Lightman (1986): *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley-VCH

XVI.1.1

Die Spektralbereiche

Gamma-, Röntgen-, UV-Strahlung: $\lambda < 3\,000 \text{ \AA} = 300 \text{ nm}$

Absorption vorwiegend durch Ozon O_3 (ferner N_2 , O_1 , O_2 , ...)

Beobachtung nur von Raketen und Satelliten aus möglich.

Unterteilung (Definitionen oftmals unterschiedlich, Bereiche z. T. überlappend):

γ -Strahlung	... < 10 pm	nuklearen Ursprungs
harte Röntgenstrahlung	10 pm ... 50 pm	} Vorgänge in der Elektronenhülle
weiche Röntgenstrahlung	50 pm ... 30 nm	
extremes UV (UV-C)	30 nm ... 200 nm	
Vakuum-UV (VUV, UV-C)	200 nm ... 280 nm	
nahes UV (UV-B)	280 nm ... 315 nm	
nahes UV (UV-A, „Schwarzlicht“)	315 nm ... 380 nm	

Optisches Fenster: $\lambda \approx 3\,000 \dots 10\,000 \text{ \AA} \cong 300 \text{ nm} \dots 1 \text{ \mu m}$

Knapp eine Zehnerpotenz; ragt nach beiden Seiten etwas über den sichtbaren Bereich hinaus (≈ 380 bis 750 nm , siehe Eigenschaften des Auges § IV.4.1).

380 ... 420 nm	violett	550 ... 570 nm	gelb-grün
420 ... 450 nm	blau-violett	570 ... 590 nm	gelb
450 ... 480 nm	blau	590 ... 600 nm	orange
480 ... 510 nm	blau-grün	600 ... 630 nm	orange-rot
510 ... 550 nm	grün	630 ... 750 nm	rot

Infrarot- und Sub-mm-Bereich: ca. 1 μm bis 1 mm

Absorption durch Banden des H_2O (Wasserdampf), CO_2 , O_3 , ... siehe § IV.1

Durchlässigkeit sehr variabel; im nahen IR mehrere breite Fenster

(s. IR-Farbbereiche in § V.1.2).

Bezeichnung	Wellenlänge / μm	Bandbezeichnung
nahes IR (NIR)	1...3	J, H, K
mittleres IR	3...25	L, M, N, Q
fernes IR (FIR)	25...350	
Submillimeter	350...1000	

Radiofenster: einige mm bis knapp 20 m

Für $\lambda > 20$ m: Radiostrahlung durch Ionosphäre abgeschirmt

Im Radiobereich benutzt man meist die Frequenz statt der Wellenlänge: $\nu\lambda = c$

λ :	10 m	1 m	10 cm	1 cm	1 mm
ν :	0.03	0.3	3	30	300 GHz

$$c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}, \quad 1 \text{ GHz} = 10^9 \text{ Hz} \quad (= \text{Schwingungen/Sekunde} = \text{s}^{-1})$$

- 1893 Erste Idee einer „Radiostrahlung der Sonne“ (Ebert), aber Technik zum Nachweis noch zu primitiv.
- 1920 Technik ausreichend, aber Idee vergessen.
- 1932 Zufällige Entdeckung extraterrestrischer Radiostrahlung (Jansky)
- > 1945 Großer Aufstieg der „Radioastronomie“ (weitgehend bedingt durch Radar-entwicklung während des Krieges, siehe auch § XVII).

Energie Jedem Lichtquant entspricht eine Energie E , umgekehrt proportional zur Wellenlänge: Aus $E = h\nu$ folgt $E \propto 1/\lambda$

kurzwellig: energiereich

langwellig: energiearm

Einheiten: $1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ Ws} = 1.6 \times 10^{-12} \text{ erg}$

Es gilt: $\frac{\lambda}{1 \text{ nm}} = 1240 \left(\frac{E}{1 \text{ eV}} \right)^{-1}$ = Energie, die Elektron beim Durchlaufen von 1 Volt gewinnt.

$$1 \text{ Ws} = 0.624 \times 10^{19} \text{ eV} = 1 \text{ J} (= \text{Joule}).$$

z. B.

Röntgenstrahlung:	0.1 nm = 10^4 eV	Infrarot:	1.24 μm = 1.0 eV
Sichtbares Licht:	500 nm = 2.5 eV	Radiobereich:	21 cm = 6×10^{-6} eV

Von thermischer Strahlung spricht man, wenn die beteiligten Elektronen eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung besitzen.

XVI.1.5

Hohlraumstrahlung (Schwarzer Körper)

Jeder Körper sendet entsprechend seiner Temperatur eine Strahlung aus. Im Idealfall: Hohlraumstrahlung oder Strahlung des „Schwarzen Körpers“; Energieverteilung nach dem Planckschen Strahlungsgesetz.

Die Strahlung der Sterne wird oft durch eine Hohlraumstrahlung angenähert. Darum, und auch wegen der Temperaturdefinitionen (s. § V.6), spielt das Plancksche Strahlungsgesetz eine wichtige Rolle.

Im strengen Sinne ist nur die 3-Grad-Hintergrundstrahlung (s. § XV.7) eine ideale „Schwarze-Körper-Strahlung“. Zu $T = 2.7\text{ K}$ gehört nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz (s. u.) eine Strahlung mit $\lambda_{\max} \approx 1\text{ mm}$.

Plancksches Strahlungsgesetz:

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/(kT)) - 1} \quad \text{J m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \underbrace{\text{Hz}^{-1}}_{\substack{\hookrightarrow \text{Bandbreite} \\ \text{Hz}^{-1} \equiv \text{s}^{-1}}}$$

$$\left| \begin{array}{l} h = \text{Wirkungsquantum} = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s} \\ c = \text{Lichtgeschwindigkeit} = 2.998 \times 10^8 \text{ m/s} \\ k = \text{Boltzmannkonstante} = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J/K} \end{array} \right.$$

$$B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(c_2/(\lambda T)) - 1} \quad \text{J m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \underbrace{\text{m}^{-1}}_{\hookrightarrow \text{Bandbreite}}$$

$$\left| c_2 = \frac{hc}{k} = \text{Strahlungskonstante} = 1.44 \times 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{K} \right.$$

Zur Umrechnung von „pro Frequenz“ auf „pro Wellenlänge“:

$$\left| \begin{array}{l} \lambda = c/\nu \\ \text{also } |d\lambda| = \frac{c}{\nu^2} d\nu \end{array} \right. \quad \left| \begin{array}{l} \text{ferner muss sein: } B_\nu |d\nu| = B_\lambda |d\lambda| \\ \text{also } B_\nu = \frac{c}{\nu^2} B_\lambda = \frac{\lambda^2}{c} B_\lambda \end{array} \right.$$

Grenzfälle

1) Kurze Wellen bzw. tiefe Temperaturen: $\frac{h\nu}{kT} \gg 1 \Rightarrow \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \gg 1$

Wiensche Näherung: $B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)$

Ferland, G. J. (2003): *Quantitative Spectroscopy of Photoionized Clouds. Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 41, 517

XVI.5

Grundlagen der Stelldynamik

Die Stelldynamik beschreibt die Kräfte, die in einem Sternsystem auftreten, und erklärt den Bewegungszustand der Sterne.

XVI.5.1

Zweckmäßige Einheiten

Länge: pc; Geschwindigkeit: km/s; Zeit: 10^6 a, so dass $1 \text{ km/s} \times 10^6 \text{ a} = 1.02 \text{ pc}$;
Newtonsche Gravitationskonstante: $G = 4.30 \times 10^{-3} (\text{km/s})^2 \text{ pc}/M_{\odot}$.

XVI.5.2

Boltzmann-Gleichung

An sich lässt sich die Entwicklung eines Sternsystems mit dem Satz der Bewegungsgleichungen für jeden Stern beschreiben

$$\ddot{\vec{r}}_i = - \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{G m_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^3} (\vec{r}_i - \vec{r}_j);$$

\vec{r}_k, m_k ($k = 1, 2, \dots, N$) = Ortsvektoren bzw. Massen der Sterne. Das System gewöhnlicher Differentialgleichungen lässt sich derzeit für Systeme mit einigen hunderttausend Mitgliedern wie z. B. Sternhaufen numerisch direkt integrieren.

Für Galaxien mit 10^{11} Sternen ist das nicht mehr möglich

→ statistische Beschreibung → Boltzmann-Gleichung.

Bewegung eines Sterns → Spur im 6-dimensionalen Phasenraum \mathbb{R}^6 .

Ein *Phasenraumelement* ist in kartesischen Koordinaten $(x, y, z; u, v, w)$ (= Orts- bzw. Geschwindigkeitskoordinaten) definiert durch die Intervalle

$$(x, x + dx), \quad (y, y + dy), \quad (z, z + dz), \\ (u, u + du), \quad (v, v + dv), \quad (w, w + dw).$$

Das Volumenelement des Phasenraumes ist dann $d\tau = dx dy dz du dv dw$.

Es sei $\mathcal{N} = \mathcal{N}(x, y, z, u, v, w, t)$ die (kumulative) Anzahl der Sterne im Teilraum $(-\infty, x] \times (-\infty, y] \times (-\infty, z] \times (-\infty, u] \times (-\infty, v] \times (-\infty, w] \subset \mathbb{R}^6$ des Phasen-

raums zur Zeit t . Die Dichte der Sterne im Phasenraum,

$$\frac{d\mathcal{N}}{d\tau} = f(x, y, z, u, v, w, t),$$

wird als Verteilungsfunktion bezeichnet; sie kann mit der Anzahldichte, n , oder der Massendichte, ρ , vernüpft werden und muss für jede Komponente, deren Verteilung sich in Ort oder Kinematik unterscheidet, einzeln angesetzt werden. Die Kopplung besteht dann meist nur über das gemeinsame Gravitationsfeld. Hier beschreiben wir stellvertretend die Verteilungsfunktion für die Anzahldichte einer Komponente, die i. Allg. auch von der Zeit t abhängt. Die *räumliche* Dichte der Sterne erhalten wir durch Integration über den Geschwindigkeitsraum \mathbb{R}^3 :

$$n(x, y, z, t) = \iiint_{\mathbb{R}^3} d^3v f(x, y, z, u, v, w, t) \quad (d^3v \hat{=} du dv dw)$$

In der Stelldynamik wird gewöhnlich die Entstehung oder Explosion von Sternen nicht berücksichtigt \rightarrow keine „Quellen“ bzw. „Senken“ für Sterne; daher gilt eine Kontinuitätsgleichung,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + a_i \frac{\partial f}{\partial v_i} = 0.$$

Die Beschleunigungen $a_i = \dot{v}_i$ lassen sich aufspalten in zwei Anteile:

1. Komponente des mittleren, „geglätteten“ Gravitationsfeldes Φ ,
2. Komponente, bedingt durch die verbleibende (stochastisch fluktuierende) „Rauigkeit“ des Gravitationsfeldes, d. h. Begegnungen („Stöße“) einzelner Sterne untereinander.

\rightarrow die Boltzmann-Gleichung mit dem „Stoßterm“ auf der rechten Seite:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{Stoß}}.$$

Befindet sich ein System im oder in der Nähe eines dynamischen Gleichgewichts \rightarrow außergewöhnliche Vereinfachung der Beschreibung:

Entwicklung des Systems darstellbar als eine Abfolge von Gleichgewichtszuständen (ähnlich wie in der Thermodynamik).

Im dynamischen Gleichgewicht fallen in der Boltzmann-Gleichung die beiden zeitabhängigen Terme fort. Als Folge ist die Phasenraumdichte konstant entlang jeder Sternbahn, und die Verteilungsfunktion kann durch Integrale der Bewegung (siehe § XVI.5.3) beschrieben werden (Beispiele: Sternhaufen, Galaxien, Galaxienhaufen).

Kleine Abweichungen vom Gleichgewicht, wie z. B. Spiralarme, behandelbar im Rahmen einer Störungstheorie (s. § XVI.5.12).

XVI.6.4

Mikrolinseneffekt bei Quasaren

Gleichzeitiges Auftreten des Mikrolinseneffektes von Sternen und Mehrfachabbildung von Hintergrundquasaren

Bilder des Quasars werden durch die Linsengalaxie hindurch beobachtet, wobei die optische Tiefe für den Mikrolinseneffekt ungefähr gleich der Konvergenz $\tau \approx \kappa$ ist.

Bei Mehrfachquasaren typischer Weise $\kappa > 0.1$, Effekt also oft beobachtbar.

Die Lichtablenkung der Sterne in der Galaxie erzeugt in der Quellebene ein vielfach vernetztes Muster von Kaustiken, durch das sich der Quasar in Projektion bewegt.

Insbesondere bei Kaustik-Übergängen steigt die Helligkeit des Quasars stark an oder nimmt ab (Bildpaare bilden sich oder verschmelzen). Mit Hilfe solcher Ereignisse lässt sich z. B. die Helligkeitsstruktur der Akkretionsscheibe von Quasaren studieren. Paradeobjekt: Einstein-Kreuz.

Für die Untersuchung des Mikrolinseneffektes von Quasaren muss man die Lichtlaufzeitunterschiede kennen, damit man intrinsische Helligkeitsveränderungen des Quasars und den Mikrolinseneffekt unterscheiden kann.

Schneider, P., J. Ehlers, E. E. Falco (1999): *Gravitational lenses*, Springer Verlag

XVI.7

Plasmaphysik

Bei einem *Plasma* handelt es sich um elektrisch neutrale Materie aus positiv und negativ geladenen Teilchen, die so eng beisammen liegen, dass sie jeweils auf viele Nachbarn einwirken. Diese *kollektive Wirkung* macht ein Plasma aus.

In manchen astrophysikalischen Anwendungen ist die Näherung der Magneto-hydrodynamik (MHD) als Beschreibung eines Plasmas nicht mehr ausreichend.

Die *Zweikomponenten-Theorie* kann als Erweiterung der MHD weitere physikalische Effekte erklären.

In voller Allgemeinheit muss die Wechselwirkung von Materie und elektromagnetischem Feld in der *statistischen Plasmaphysik* behandelt werden, einer Kopplung zwischen Elektrodynamik und statistischer Mechanik.

Kennzeichnende Größen eines Plasmas:

- Debye-Länge
- Plasma-Parameter
- Ionisationsgrad

XVI.7.1

Debye-Länge

Die Debye-Länge ist die typische Distanz λ_D im Plasma, auf der Ladungen abgeschirmt werden und Quasi-Neutralität erreicht wird. Das elektrische Potential einer Ladung im Plasma folgt $\Phi = (Z_i e / r) \exp(-r / \lambda_D)$, also $\Phi = (Z_i e / r)$ für $r \rightarrow 0$ und $\Phi \rightarrow 0$ für $r \gg \lambda_D$.

$$\left\| \begin{array}{l} \text{Näherung: } \lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 k_B T_e / (e^2 n_e)} = 69 \sqrt{\left(\frac{T_e}{1 \text{ K}}\right) \left(\frac{n_e}{1 \text{ m}^{-3}}\right)^{-1}} \text{ m,} \\ \text{mit Elektronentemperatur } T_e \text{ und Elektronendichte } n_e. \end{array} \right.$$

Quasi-Neutralität wird erreicht, wenn $\lambda_D \ll L$, der Gesamtausdehnung der Plasmapverteilung. Randeﬀekte spielen dann keine Rolle mehr.

Zahlenwerte:

Plasmatyp	n_e m^{-3}	T_e K	λ_D m
Sonnenzentrum:	10^{32}	10^7	10^{-11}
Sonnenwind:	10^6	10^5	10
Interstellares Gas:	10^5	10^4	10
Intergalaktisches Gas:	1	10^6	10^5

XVI.7.2

Plasma-Parameter

Der *Plasma-Parameter*, $\Lambda = (4\pi/3) n_e \lambda_D^3$, misst die Teilchenanzahl in einer Kugel mit Radius λ_D .

Achtung: Manchmal ist der Plasma-Parameter invers definiert.

$\Lambda \gg 1$: relativ heiÙe und dichte Plasmen, schwache Kopplung

→ interstellare Materie, Jets

$\Lambda \ll 1$: relativ kühle und dünne Plasmen, starke Kopplung

→ Atmosphären kompakter Objekte.

XVI.7.3

Ionisation

Plasma-Materie ist ionisiert. Plasmen entstehen allgemein aus StoÙionisation durch Elektronen oder Photonen.

Kollisionen: Die Beschreibung der Stöße als eines stochastischen Prozesses erfolgt durch eine Wahrscheinlichkeitsfunktion. Wegen der Debye-Abschirmung erfolgen die meisten Stöße nur mit kleinen Winkelablenkungen (Näherung in der Fokker-Planck-Gleichung). Durch Kollisionen kann die Maxwell-Verteilung etabliert werden.

Kippenhahn, R., C. Möllenhoff (1975): *Elementare Plasmaphysik*, Bibliographisches Institut Mannheim.

Shu, F. (1992): *The Physics of Astrophysics, Vol. II: Gas Dynamics*, University Science Books, Sausalito.

Kirk, J. G., D. B. Melrose, E. R. Priest (1994): *Plasma astrophysics, Saas Fee Advanced Course 24*, Springer-Verlag.

XVI.8

Kontinuumsnäherung der Materie (Hydrodynamik)

|| Ein Ensemble freier Teilchen wird als Kontinuum betrachtet, wenn die mittlere freie Weglänge ℓ klein zur typischen makroskopischen Längenskala L ist.

Für $\ell \ll L \rightarrow$ Beschreibung der Materie durch ein Kontinuum aus dicht gepackten *Strömungselementen* (Massenelementen), jeweils bestehend aus einer „Teilchenwolke“ mit Volumen V , und einer Ausdehnung groß gegen ℓ bzw. klein gegen L . Die Strömungselemente füllen bei infinitesimaler Ausdehnung den ganzen Raum aus. Die physikalischen Eigenschaften der Strömung werden durch die räumliche Verteilung der Strömungselemente und deren individuelle Eigenschaften bestimmt und in einer makroskopischen Betrachtung durch (stückweise) differenzierbare („glatte“) Funktionen beschrieben. In einem Strömungselement befinden sich nahezu gleiche Teilchen.

Dem Strömungselement wird z. B. eine mittlere Geschwindigkeit zugeordnet. Wegen $\ell \ll L$ entfernen sich die Teilchen bei ihrer Zufallsbewegung (= „Irrfahrt“, engl.: *random walk*) nie weit von der mittleren Bewegung des Strömungselements.

Lagrangesche Beschreibung

Ableitung aus der Kinematik individueller Strömungselemente ähnlich der Newtonschen Mechanik. Betrachter bewegt sich mit dem Strömungselement mit, beobachtet dessen Änderungen.

Eulersche Beschreibung

Ableitung im Sinne einer Feldtheorie, ähnlich der Maxwellschen Feldtheorie. Betrachter beobachtet an einem festen Ort zu verschiedenen Zeiten verschiedene Strömungselemente.

XVI.8.1

Hydrodynamische Gleichungen

Ableitung der hydrodynamischen Gleichungen aus der statistischen Theorie (siehe auch Kap. XVI.7.6). Kurzbeschreibung:

- 1) Betrachte zeitliche Entwicklung der *Verteilungsfunktion* $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$ eines Teilchens im Phasenraum. Die Größe $f(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3x d^3v$ gibt die Anzahl der Teilchen an, die sich zur Zeit t im Ortsvolumen $(\vec{x}, \vec{x} + d\vec{x})$ befinden und sich mit Geschwindigkeiten im Bereich $(\vec{v}, \vec{v} + d\vec{v})$ bewegen.
- 2) *Änderung* von f durch
 - a) externe (langreichweitige) Kräfte \vec{F} ,
 - b) Teilchen-Kollisionen (stochastisch), beschrieben durch die *Boltzmann-Gleichung* mit Stoß-Term $C(f)$.
- 3) *Mittelwerte* physikalischer Größen als *Strömungselement-Mittelwert* $\langle Q \rangle$ von Teilchengrößen Q durch Integration der Boltzmann-Gleichung über alle Geschwindigkeiten mit Wichtung f , $\langle Q \rangle = n^{-1} \int_{\mathbb{R}^3} Q f d^3v$, mit der mittleren Teilchendichte $n = \int_{\mathbb{R}^3} f d^3v$.
- 4) *Momente* der Boltzmann-Gleichung ergeben die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie \rightarrow **hydrodynamische Gleichungen**:

Die *Kontinuitätsgleichung* als 0. Moment:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0.$$

Die *Bewegungsgleichung* als 1. Moment:

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] = -\nabla P - \rho \nabla \Phi - \nabla \cdot \bar{\bar{\pi}}$$

mit dem Gravitationspotential Φ , dem Gasdruck P , dem viskosen Spannungstensor $\bar{\bar{\pi}}$ und der Vektordivergenz $(\nabla \cdot \bar{\bar{\pi}})_i \equiv \sum_j (\partial \pi_{ij} / \partial x_j)$.

Die *Energiegleichung* als 2. Moment:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\frac{1}{2} |\vec{v}|^2 + \varepsilon \right) \right] + \nabla \cdot \left[\rho \left(\frac{1}{2} |\vec{v}|^2 + \varepsilon \right) \vec{v} \right] = \\ - \nabla \cdot (P \vec{v}) - \rho \vec{v} \cdot \nabla \Phi + \nabla \cdot (\vec{v} \cdot \bar{\bar{\pi}}) - \nabla \cdot \vec{w}, \end{aligned}$$

mit spezifischer innerer Energie ε und Energiefluss \vec{w} durch Wärmeleitung.

Die wichtigsten Bedingungen sind:

- 1) eine hinreichend hohe Materiedichte (kleine freie Weglänge),
- 2) nur Betrachtung von Effekten, bei denen es auf elektrische Ströme und nicht auf die Existenz individueller Ladungsträger ankommt (Kontinuumsnäherung).

Die MHD-Gleichungen können aus der statistischen Plasmaphysik abgeleitet werden (siehe § XVI.7.6). Dabei werden die Gleichungssysteme für die Plasmakomponenten, Elektronen und Ionen, unter Annahme bestimmter Näherungen in ein Gleichungssystem für eine einzige Flüssigkeits- bzw. Gaskomponente übergeführt.

Insbesondere folgt in der MHD-Näherung aus den Lorentzkraften auf einzelne Teilchen $\propto q (\vec{v} \times \vec{B})$ die MHD-Lorentzkraft $\propto \vec{j} \times \vec{B}$.

Bei sehr hoher Leitfähigkeit sind Magnetfeld und Materie „eingefroren“ (*ideale MHD*). Sinkt die Leitfähigkeit, so entsteht „Schlupf“ zwischen Massenfluss und magnetischem Fluss. Neutrale Materie kann durch Stöße an das „eingefrorene“ Material und damit an das Magnetfeld gekoppelt werden (ambipolare Diffusion).

Störungen einer MHD-Konfiguration pflanzen sich durch Wellen fort. Kleine (lineare) Störungen breiten sich als *MHD-Wellen* verschiedener Geschwindigkeit und Fortpflanzungsrichtung aus. Größere Störungen steilen sich zu *Stoßwellen* auf.

Magnetische Spannungen und magnetischer Druck ermöglichen — im Vergleich zur Hydrodynamik — die Existenz weiterer *Instabilitäten*.

XVI.9.1

MHD-Grundgleichungen

Aus den *Maxwell-Gleichungen* (SI-Einheiten, $\mu = 4\pi \times 10^{-7}$ Vs/Am) in der sogenannten *MHD-Näherung* (Raumladungseffekte bleiben wegen hoher elektrischer Leitfähigkeit unberücksichtigt),

$$\frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{B} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E}, \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0,$$

dem *Ohmschen Gesetz* (σ = elektrische Leitfähigkeit),

$$\frac{1}{\sigma} \vec{j} = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B},$$

und den um die *Lorentzkraft* $\vec{j} \times \vec{B}$, erweiterten hydrodynamischen Gleichungen lässt sich der Satz von *MHD-Gleichungen* ableiten:

Induktionsgleichung

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) - \nabla \times (\eta \nabla \times \vec{B});$$

Divergenzfreiheit des Magnetfeldes → Abwesenheit magnetischer Monopole

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0;$$

Kontinuitätsgleichung (Massenerhaltung),

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0;$$

Bewegungsgleichung (Impulserhaltung, siehe auch § XVI.8.1),

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] = -\rho \nabla \Phi - \nabla P + \vec{j} \times \vec{B} - \nabla \cdot \vec{\pi} + \vec{f}_{\text{rad}};$$

Energiegleichung, welche die zeitliche Änderung des Energieinhalts eines Masenelements beschreibt, und insbesondere den Energietransport, die geleistete Arbeit s. § XVI.8.1, den Poyntingfluss, Heizung Γ und Kühlung Λ , Ohmsche Heizung berücksichtigt,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{2} \rho |\vec{v}|^2 + \rho \Phi + \rho \varepsilon + \frac{|\vec{B}|^2}{2\mu} \right] + \nabla \cdot \left[\left(\frac{1}{2} \rho |\vec{v}|^2 + \rho \Phi + \frac{\gamma P}{\gamma - 1} \right) \vec{v} + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{\mu} \right] \\ = \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \Gamma - \Lambda + \eta |\nabla \times \vec{B}|^2. \end{aligned}$$

Der Gravitationsterm auf der rechten Seite beruht auf der Nichtlokalisierbarkeit der Gravitationsenergie, namentlich in selbstgravitierenden Systemen.

Zusammen mit einer Aussage über die Thermodynamik der betrachteten Materie, ist dies ein vollständiges Gleichungssystem.

Für ein ideales Gas mit der spezifischen inneren Energie, ε , konstanten spezifischen Wärmen, c_p und c_v , gelten mit $\gamma = c_p/c_v$, sowie der Boltzmannschen Konstanten, k_B , und der atomaren Masseneinheit, m_u , die *Zustandsgleichungen*,

$$\begin{aligned} P &= \frac{k_B}{m_u} \rho T, \\ \varepsilon &= \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho}. \end{aligned}$$

Die Ausströmungen können sich unterscheiden bzgl. ihrer Geschwindigkeit, des Grades ihrer Bündelung (Kollimation), oder ihres Beschleunigungsmechanismus. Heute nimmt man an, dass die schnellen, stark gebündelte Ausströmungen — die Jets — der verschiedenen Quellen durch einen ähnlichen physikalischen Prozess erzeugt werden: Sie werden *magnetohydrodynamisch* beschleunigt und kollimiert. Weniger stark gebündelte Ausströmungen werden hauptsächlich von *Gasdruck* oder *Strahlungsdruck* getrieben.

XVI.11.1

Winde

Weniger stark kollimierte, vergleichsweise langsame Ausströmungen werden als Winde bezeichnet. Beispiele sind stellare Winde, z. B. der Sonnenwind, Winde von heißen Sternen, Pulsarwinde, oder auch galaktische Winde.

XVI.11.1.1 Parker-Wind

Parker (1958) schlug ein (hydro-)dynamisches Modell für die Struktur des Sonnenwindes vor (in der Voraussage bestätigt 1959–1960 von den Raumsonden LUNIK III, VENUS und MARINER). Der Wind steht dabei im Kräftegleichgewicht von *Gasdruck* und *Gravitation*.

Grundannahmen: Stationarität, sphärische Symmetrie und isothermes Gas.

Für die Massenerhaltung folgt dann $r^2 \varrho v = \text{konst.}$ und aus der Bewegungsgleichung

$$\varrho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dP}{dr} - \varrho \frac{GM_{\odot}}{r^2}$$

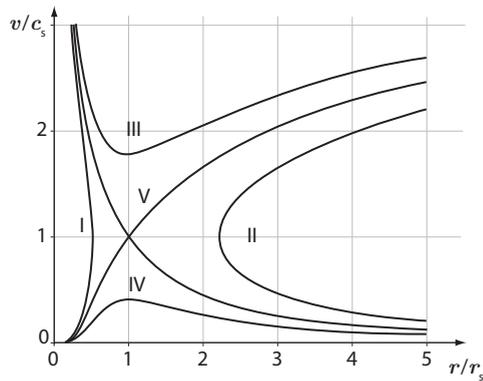
mit der isothermen Schallgeschwindigkeit $c_s := \sqrt{P/\varrho}$ und $r_s := GM_{\odot}/c_s^2$ folgt

$$\left(1 - \frac{c_s^2}{v^2}\right) v \frac{dv}{dr} = \frac{2c_s^2}{r^2} (r - r_s).$$

Auflösung nach dv/dr zeigt eine potentiell *singuläre Stelle* bei $v = c_s$. Regularität ist nur gewährleistet, wenn gleichzeitig $r = r_s$. Integration ergibt die Bernoulli-Gleichung (Windgleichung, Energiegleichung), in der Form

$$\left(\frac{v}{c_s}\right)^2 - \log\left(\frac{v}{c_s}\right)^2 = 4 \log\left(\frac{r}{r_s}\right) + 4 \frac{r_s}{r} + C.$$

Die Lösung dieser Gleichung besitzt mehrere Lösungsäste: Die physikalische Windlösung (Ast V) startet innen mit kleiner Geschwindigkeit, beschleunigt nach außen und überschreitet dabei den kritischen Punkt r_s , an dem der Wind die Schallgeschwindigkeit überschreitet (Schallpunkt, vgl. § XVI.8.4 auf S. 1008).



Diese kritische Lösung ergibt sich für eine bestimmte Konstante C . Über- oder unterkritische Lösungsäste sind nicht für alle Radien bzw. Geschwindigkeiten definiert (Äste I-IV).

Beispiel: Sogenannte „Brisenlösung“ (Ast IV) mit radial zunächst ansteigender, dann wieder abfallender Geschwindigkeit.

Zahlenwerte Sonne ($R =$ Gaskonstante):

$T_K = 10^6$ K (Korona), $c_s \approx (RT)^{1/2} \approx 100$ km/s, Schallpunkt $r_s \approx 10 R_\odot$.

Am Erdbahnradius $r_\oplus = 214 R_\odot$ ist $v = 345$ km/s, $c_s = 310$ km/s.

→ Parker-Modell macht sehr gute Vorhersage: Beobachtungen ergeben bei 1 AE eine Windgeschwindigkeit $v \approx 320$ km/s.

Als weitere Verbesserung kann z. B. ein polytropes Gas $P = K\rho^\gamma$ anstelle der isothermen Näherung verwendet werden. Der Sonnenwind fließt nur aus 20% der Sonnenoberfläche und „endet“ bei etwa 100 AE in der Stoßfront der Heliopause.

XVI.11.1.2 Magnetische Winde

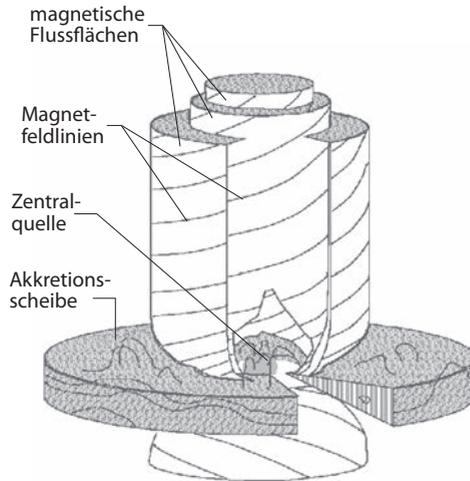
Der Sonnenwind und andere Winde und Ausströmungen sind magnetisch. Eine Erweiterung des Parker-Modells erfolgte von Weber & Davis (1967).

- Zwei wichtige Gesichtspunkte spielen beim magnetischen Wind eine Rolle:
- Rotation der Fußpunkte der Feldlinien überträgt sich auf die Materie
 - Beitrag von magnetischem Drehimpuls und Drehmoment

Die Energiegleichung (Windgleichung, Bernoulligleichung) hat im magnetischen Fall weitere potentielle Singularitäten. Diese singulären Stellen sind mit den MHD-Wellengeschwindigkeiten verknüpft. Regularität der Lösung erfordert, dass die Windgeschwindigkeit am langsamen magnetosonischen Punkt die langsame magnetosonische Geschwindigkeit, am Alfvénpunkt die Alfvéngeschwindigkeit, und am schnellen magnetosonischen Punkt die schnelle magnetosonische Geschwindigkeit erreicht.

Daraus ergeben sich vier Grundfragen der MHD-Jet-Theorie:

- 1) Beschleunigung und Bündelung eines Scheibenwindes in einen Jet?
- 2) Umkehr der Akkretionsströmung in einen Ausfluss?
- 3) Ursprung und Struktur des Jet-Magnetfeldes?
- 4) Propagation der Jetströmung und Wechselwirkung mit dem umgebenden Medium?



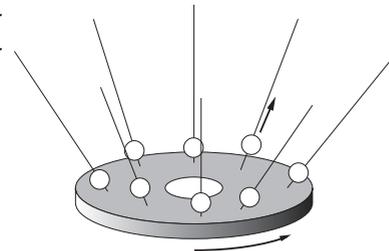
XVI.11.4

Magneto-hydrodynamische Wind-/Jetbeschleunigung

Blandford und Payne (1982) schlugen vor, dass Scheibenwinde und -jets zunächst *magneto-zentrifugal* beschleunigt werden. Die Magnetfeldlinien können hierbei als starke „Führungsschienen“ für die Materieströmung angesehen werden (engl.: *beads on a wire*).

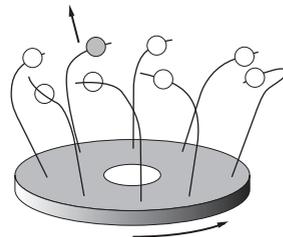
Für Feldlinien, die in einer Kepler-Scheibe verankert sind (Fußpunkt r_0), ist das effektive Potential entlang der Feldlinie

$$\Phi(r, z) = -\frac{GM}{r_0} \left[0.5 \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 + \frac{r_0}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right],$$



Für Neigungswinkel unter 60° zwischen Scheibe und Feldlinie wird das zentrifugale Gleichgewicht instabil \rightarrow eine Störung führt zu einem „Auswurf“ des Materials entlang der Feldlinie.

Dieselbe Instabilität wirkt übrigens auch, wenn die Feldlinie zur Rotationsachse hin geneigt sind; dann gewinnt die Gravitation, und das Gas wird nach innen beschleunigt.



Die magneto-zentrifugale Beschleunigung ist kein eigentlicher MHD-Prozess. Sie benötigt allerdings ein *starkes poloidales Magnetfeld*.

Kapitel XVII

Geschichte der Astronomie

Literatur:

- Allgemeine Darstellungen:
 - Hoskin, Michael (1999): *The Cambridge Concise History of Astronomy*, Cambridge University Press
 - North, John D. (2008): *Cosmos — An Illustrated History of Astronomy and Cosmology*, University of Chicago Press
- Zeitschriften:
 - Journal for the History of Astronomy
 - Isis
 - British Journal for the History of Science
- Abdruck von Originalarbeiten:
 - Hamel, Jürgen (1996): *Astronomiegeschichte in Quellentexten von Hesiod bis Hubble*, Spektrum Akademischer Verlag
 - Lang, Kenneth R. & Owen Gingerich (1979): *A Source Book in Astronomy and Astrophysics, 1900–1975*, Harvard University Press, Cambridge (Mass.).
 - Sonderausgabe des *Astrophysical Journal*, Vol. 525 (1999):
Selected fundamental papers published this century in the Astronomical Journal and The Astrophysical Journal.

XVII.1

Symbolik des Himmels

N. M. Swerdlow (2000): *Ancient Astronomy and Celestial Divination*, MIT Press, Cambridge (Mass.)

Die Bedeutung des Himmels als sichtbarer Raum über der Erdoberfläche geht in vielen Kulturen fließend über in gleichnishafte Vorstellung eines mit übernatürlichen Wesen bevölkerten oder mit übernatürlichen Kräften ausgestatteten Bereichs der menschlichen Umwelt.

Sichtbarer Himmel steht in vielen Kulturen für (rituelle) Reinheit. Als Quelle von Licht und Wasser Himmel auch Symbol für Erleuchtung und Fruchtbarkeit.

Im Mittelalter stand Himmelsblau für das Gewand der Jungfrau Maria.

Analogie zum (stehenden) menschlichen Körper schafft Verbindung zwischen Himmel und Bewusstsein/Geist (Hinduismus, Mahayana-Buddhismus).

Werden Götter in der Umwelt lokalisiert, sind die höchsten und mächtigsten oft im Himmel.

In manchen Kulturen galt Himmel als *identisch* mit Göttern (Babylon, altes China, Ewe-Kultur im heutigen Ghana, Westafrika), in anderen gilt Himmel als Wohnort der Götter (z. B. in Mythologie der Griechen).

Heiligkeit bestimmter irdischer Orte von der des Himmels abgeleitet.

z. B. *Kaaba* in Mekka. Einem muslimischen Text des 9. Jahrhunderts zufolge fiel ein Stein durch ein Loch im Himmel auf diese Stelle der Erde.

XVII.2

Der Himmel mit bloßem Auge

Aaboe, Asger (2001): *Episodes from the Early History of Astronomy*, Springer-Verlag
Walker, Christopher (Hrsg.) (1996): *Astronomy Before the Telescope*, St. Martin's Press (New York)

Drei elementare Beobachtungen sind für Navigation und Kalender grundlegend:

- 1) Alle Himmelskörper vollziehen scheinbar Kreisbahnen um den nördlichen, bzw. südlichen *Himmelspol*.
- 2) Im Jahreslauf verändert sich der *sichtbare Ausschnitt* des Sternhimmels im Einklang mit den Jahreszeiten (nach einem Jahr sind nachts zu derselben Zeit dieselben Fixsterne sichtbar),
- 3) Parallel dazu variieren der *Azimet* des Auf- und Untergangs der Sonne sowie die Tageslänge.

Oft bedeutsam: *Heliakischer Aufgang* (s. § I.1.1) von Himmelskörpern im Osten vor Sonnenaufgang, Wiederkehr von Sternen an den Nachthimmel nach mehrwöchiger Überstrahlung durch Sonne.

Die Wahrnehmung des Nachthimmels in Nähe des Äquators unterscheidet sich markant von der in gemäßigten Breiten und Polarregionen.

Am Äquator steigen Himmelskörper senkrecht (im rechten Winkel zum Horizont) auf und gehen senkrecht unter. Das vereinfacht manche Navigationsaufgaben.

Langfristige Änderungen des von einem bestimmten Ort aus sichtbaren Teil des Sternhimmels aufgrund der Präzession.

Schaefer, Bradley E. (2000): *The Latitude and Epoch of Formation of the Southern Greek Constellations*, *Journal for the History of Astronomy*, 33: 313-350

XVII.2.1

Mündliche Überlieferung

In der zufälligen Projektion naher, heller Sterne an die Himmelssphäre erkennen Menschen in Mustern Dinge, die in Mythologie oder Alltagsleben bedeutsam sind. Dies ähnelt einem Rorschach-Klecksbildtest in der Psychologie. Einprägsame Muster mündlich überliefert.

Das *womöglich älteste Sternbild* ist Ursa Maior, Großer Bär (wegen weiblicher Form Ursa eigentlich Große Bäarin). Es ist unter diesem Namen in Kulturen beiderseits der Beringstraße bekannt, welche sich am Ende der letzten Eiszeit (vor etwa 10 000 Jahren) öffnete.

Das *Gebet der Götter an die Nacht* (Babylon, etwa 1 700 v. Chr.) beschreibt vier Sternbilder.

Zahlreiche weitere Sternbilder entstanden vermutlich erst zwischen 1 300 und 1 100 v. Chr. in Mesopotamien. Die Schrift *mul.apin*, entstanden am Ende dieser Zeit, nennt bereits 30 Sternbilder.

Sterngruppen aus diesen Sternbildern wurden in spätere klassische griechische Sternbilder integriert, die auch die Namen teilweise übernehmen.

Älteste überlieferte Diskussion der griechischen Sternbilder in Lehrgedicht *Phaenomena* des Aratos von Soli (um 275 v. Chr.).

XVII.2.2

Materielle Fragmente

Aveni, Anthony F. (2008): *People and the Sky: Our Ancestors and the Cosmos*, Thames and Hudson (London)

Ältestes datierbares (Sonnen-) „Observatorium“: *Ringförmige Anlage* (Palisadenzaun) bei Goseck (Sachsen-Anhalt) aus der Zeit um 5 000 bis 4 800 v. Chr. mit Öffnungen in Richtung Nord, Südwest und Südost (wie Mercedesstern). Aus dem Zentrum betrachtet, sind letztere die Richtungen des Sonnenauf- und Untergangs zur Zeit der Wintersonnenwende (um den 21. Dezember).

Neolithische *Großsteingräber* in Portugal weisen grob Richtung Osten, genauer: in Richtungen, in denen die Sonne nach der Erntezeit im Herbst aufgeht. Vermutlich wurden solche Anlagen in Zeiten geringer landwirtschaftlicher Arbeit errichtet.

In welchem Ausmaß die Ringanlage von *Stonehenge* (Südengland), die um 2400 bis 2200 v. Chr. entstand, als Observatorium diente, ist bis heute umstritten.

Werke von Aristoteles und Ptolemäus erst ab dem 12. Jh. ins Lateinische übersetzt.

Wichtige Aufgabe der praktischen Astronomie: Berechnung des Osterdatums.

Astronomie und Astrologie weiter eng verwandt. Grundlage dafür unter anderem Vorstellung des Aristoteles, der menschliche Körper sei zum Kosmos analog.

Ab dem 14. Jahrhundert (als griechische Texte bekannt) neue Überlegungen zur Dynamik, insbesondere der Frage, ob die Erde ruht oder sich dreht.

Wesentliche Fortschritte erst mit *Erfindung des Buchdrucks* im 15. Jh.

Wichtig insbesondere für Verbreitung mathematischer Methoden, da handschriftlich übertragene Texte oft voller Fehler waren.

Ebenfalls im 15. Jahrhundert wurden Werke Platons verbreitet, die der Naturphilosophie des Aristoteles eine *mathematische Weltsicht* zur Seite stellte.

Popularisierungen des *Almagest* machten Schwächen der ptolemäischen Modelle bekannt. Kosmologische Schriften des Ptolemäus waren längst vergessen, Modelle des *Almagest* wurden mit seinen theoretischen Überlegungen verwechselt.

XVII.2.7

Frühe Neuzeit

Gingerich, Owen (1993): *The Eye of Heaven: Ptolemy, Copernicus and Kepler*, American Institute of Physics (New York)

Nikolaus Kopernikus (1473–1543) arbeitet seit 1503 als Domherr für das Bistum Frauenburg (heutiges Polen). Anfangs ist sein Onkel dort Bischof.

Nach mehrjährigem Aufenthalt in Rom veröffentlicht Kopernikus den Ptolemäus-Kommentar *Commentariolus* („Kleiner Kommentar“, 1503).

Dieser beschreibt die Sonne als Mittelpunkt der Welt und den Mond als Satellit der Erde → *heliocentrisches Weltbild*. Darin Bahnmodelle der Planeten ohne Äquanten.

Verbesserung dieser Modelle in Hauptwerk *De revolutionibus orbium coelestium* („Über die Umdrehungen der Himmelskreise“), das 1543 erscheint. Modelle nicht weniger komplex als die des *Almagest*.

Neue Erklärung der *rückläufigen Planetenbewegung*: wir beobachten Planeten von der selbst um die Sonne kreisenden Erde. Diese „überholt“ die langsamer umlaufenden, äußeren Planeten wie etwa den Mars.

De revolutionibus orbium coelestium ist zweifellos der Höhepunkt des griechischen Programms, die Planetenbewegung geometrisch zu beschreiben.

Kapitel XVIII

Anhang

XVIII.1

Astronomie im Internet

Die folgenden Hyperlinks wurden zum Zeitpunkt der Drucklegung kontrolliert. Leider werden diese (oft scheinbar willkürlich) geändert, so dass eine Garantie über ihre Funktionsfähigkeit nicht gegeben werden kann. Gegebenenfalls kann der Link aber dabei helfen, eine umgezogene Webseite aufzuspüren.

- [[1]] Literaturdatenbank ADS (SAO/NASA Astrophysics Data System):
http://esoads.eso.org/abstract_service.html
 Scans älterer Publikationen (\lesssim 1990) und Links zu neueren Originalarbeiten.
 Empfohlene Einstellungen bei Recherche:
 „All refereed articles“ und „Sort by citation count“.
- [[2]] Literaturdatenbank mit Vorabdrucken
<http://arxiv.org/archive/astro-ph/>
- [[3]] Landolt-Börnstein Datenbank (Zugriff erfordert Lizenz)
http://www.springermaterials.com/navigation/#1_1_84836_
- [[4]] Murdin, P. (2001) *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*
 (Zugriff auf Artikel erfordert Lizenz)
<http://eaa.crcpress.com/>
- [[5]] *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*
 Jährliche Reihe von Übersichtsartikel, erscheint seit 1963 (Zugriff auf Artikel
 erfordert Lizenz, viele aber über `astroph` erreichbar)
<http://www.annualreviews.org/>
- [[6]] Konferenzberichte der *Astronomical Society of the Pacific* (ASP) seit 1988,
 (Zugriff auf Artikel erfordert Lizenz)
<http://www.astrosociety.org/pubs/cs/confseries.html>
- [[7]] Konferenz-Beiträge der Carnegie-Symposia 2003 finden sich auf der Websei-
 te der *Carnegie Observatories Astrophysics Series*
<http://obs.carnegiescience.edu/ociw/symposia/series>

XVIII.2

Fachwörterbuch

Übersetzung der wichtigsten Fachbegriffe in die (aus der) englische(n) Sprache. Aufgenommen sind nur Begriffe, die in mittelgroßem Wörterbuch nicht zu finden sind oder deren wörtliche Übersetzung fehlerhaft würde.

Englische Begriffserklärungen bzw. Übersetzungen auch in andere Sprachen finden sich in folgenden Werken:

Hopkins, J. (1980): *Glossary of Astronomy and Astrophysics*, University of Chicago Press

Kleczek, Josip (1961): *Astronomisches Wörterbuch in sechs Sprachen* (Englisch, Russisch, Deutsch, Französisch, Italienisch, Tschechisch), Czechoslovak Academy of Sciences, Praha.

Deutsch — englisch

Abbildung mit akustischen Methoden
acoustic imaging

Abknickpunkt turn-off point

Abkühlzeit cooling time

Absenkung dip

Absorptionssystem mit ausgeprägter Lyman-Kante Lyman-limit system (LLS)

Absorptionssystem, deren Ly- α -Linie auf dem Dämpfungsteil der Wachstumskurve liegt damped Lyman- α system (DLA)

advektionsdominierte Akkretionsströmung
advection dominated accretion flow (ADAF)

Alter-Null-Hauptreihe zero-age main sequence (ZAMS)

Alterslücke age-gap

Anfangsmassenfunktion initial mass function (IMF)

Anregung excitation

Anschlussstern reference star

Anstellwinkel pitch angle

Äquinoktium equinox

Äquivalentbreite equivalent width

asymptotischer Riesenast asymptotic giant branch (AGB)

Auflösungsvermögen resolution

Aufwühlphase dredge-up

Ausbruch burst

ausgedehnter Ring (in Zusammenhang mit koronalem Massenauswurf) halo CME

Auslaufen von Ladung blooming

Ausleserauschen read-out noise (RON)

Ausreißersterne runaway star

außen liegendes Gebiet schwacher Emissionslinien extended narrow-line region (ENLR)

außer Kontrolle geratene thermonukleare Reaktion thermonuclear runaway

Aussetzer drop-out

Auswahleffekt bias

Bahnelement orbital element

Bahnneigung inclination of orbit

Baldachin (in Sonnenchromosphäre) canopy

Balkenspirale barred spiral

Balmersprung Balmer discontinuity

baryonische akustische Schwingung baryonic acoustic oscillation (BAO)

Bauch bulge

Bedeckungsveränderlicher eclipsing binary