

1. Die Expansion des Kosmos. Hubbles Konstante H_0 . Die ältesten Sterne.

1.1. Das Hubble-Gesetz

Alle wichtigen Entdeckungen die zum heutigen kosmologischen Standardmodell führten, wurden im 20. Jahrhundert gemacht. Im Anfang des Jahrhunderts war die Auffassung, daß es sich bei den sogenannten Spiralnebeln um Welteninseln handelte, nicht mehr als eine Annahme, deren Anhänger allerdings mit der Zeit mehr und mehr zunahmen. Die Argumente pro und contra wurden dann noch einmal 1919 vor der American Academy of Science von einem Vertreter des Lick-Observatoriums, H.D. Curtis, und einem Vertreter des Mt. Wilson-Observatoriums, H. Shapley, vorgetragen und heftig diskutiert. Dieser Disput ist als „The Great Debate“ in die Wissenschaftsgeschichte eingegangen. Shapley vertrat dabei den modernen Standpunkt, basierend auf astrophysikalischen Argumenten, welche aber damals noch nicht ausreichend durch Beobachtungen begründet waren. Erst 1923 gelang es E. Hubble, die Randgebiete des Andromedanebels M 31 auf Platten, die mit dem 100-Zoll-Reflektor am Mt. Wilson Observatorium belichtet worden waren, in Sterne aufzulösen.

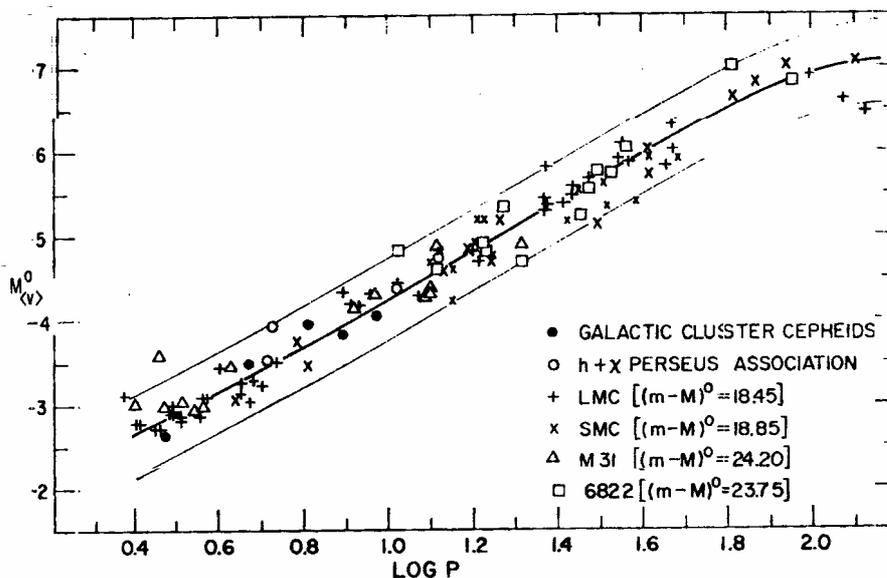


Fig. 1.1. Die absolute Helligkeit aufgetragen gegen den Logarithmus der Periode (in Tagen). Nach Sandage und Tammann, ApJ 151, 531, 1968.

Die Entfernungsbestimmung von Galaxien ist bis heute ein schwieriges Problem geblieben. Dazu benutzte Hubble die Beobachtung von Cepheiden in den Nachbargalaxien. Cepheiden sind pulsierende, helle Riesensterne, bei welchen es eine Beziehung zwischen Periodendauer P und der absoluten Helligkeit M_0 (im sichtbaren Spektralbereich) gibt. (Die absolute Helligkeit eines Sterns ist seine Helligkeit in einer Entfernung von 10 Parsec. Physikalisch ist M_0 bis auf

eine Konstante der Logarithmus der Strahlungsleistung). Die Cepheiden sind nach dem bekanntesten Vertreter dieser Klasse der Pulsationsveränderlichen, δ Cephei, benannt worden. Die Perioden-Helligkeits-Beziehung galaktischer Cepheiden war von Henrietta S. Leavitt (1868 – 1921) aufgestellt worden. Sie hat die stolze Zahl von etwa 2000 Cepheiden entdeckt. Dabei fand sie diesen Zusammenhang, den sie 1912 publizierte. Hat man aber die absolute Helligkeit eines Sterns und seine gemessene scheinbare Helligkeit, dann ergibt sich seine Entfernung (s. dazu Anhang A1).

Bereits Slipher hatte aus der Rotverschiebung von Spektrallinien

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = z \quad (1.1)$$

geschlossen, dass Spiralnebel z. T. extrem hohe Radialgeschwindigkeiten besitzen

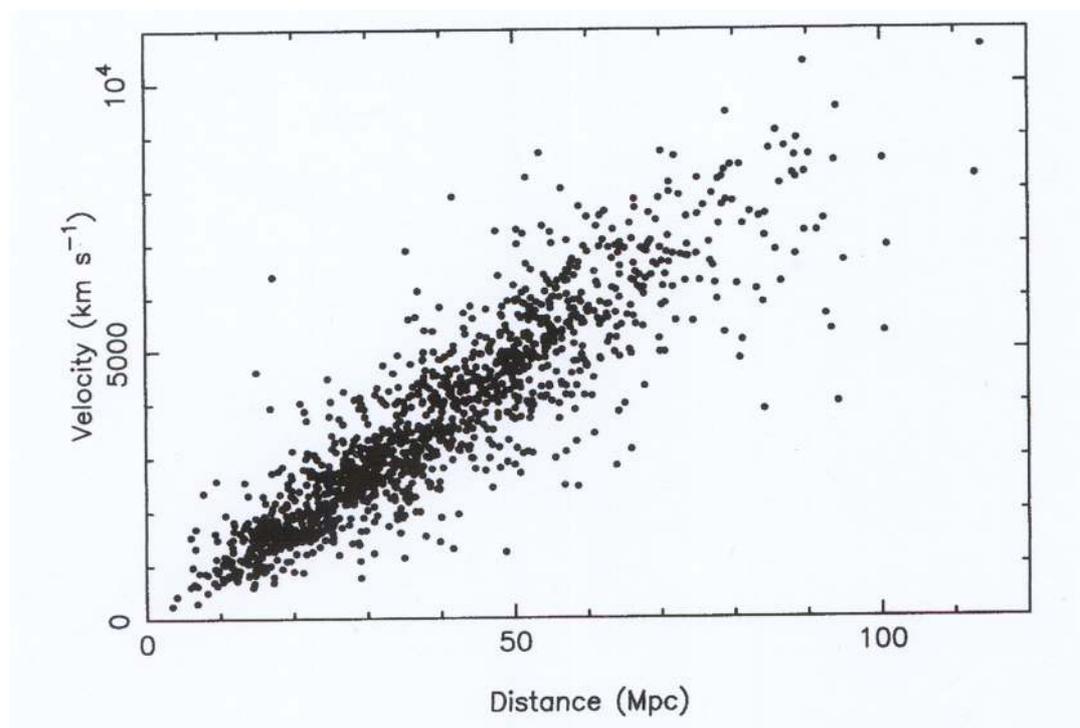


Fig. 1.2. Geschwindigkeiten von 1355 Galaxien aufgetragen gegen geschätzte Entfernungen. Die Meßpunkte erfüllen in etwa Gl. 1.1. Die Streuung wird verursacht von Unsicherheiten der Beobachtungen und von Eigenbewegungen der Galaxien, die nicht eliminiert wurden. Die Skalierung der Entfernungen wurde vorgenommen unter der Annahme von $H_0 = 100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} / \text{Mpc}$ nach A. Liddle: An Introduction to Modern Cosmology, J. Wiley 1998.

(λ bedeutet hier die Wellenlänge einer Linie im Spektrum der beobachteten Galaxie, λ_0 die im Labor gemessene Wellenlänge der entsprechenden Linie).

Hubble fand Cepheiden auf den Aufnahmen der Nachbar-Galaxien und konnte damit die Radialgeschwindigkeit der Galaxien v mit ihrer Entfernung r verknüpfen. Er fand so das nach ihm benannte Gesetz

$$v = H_0 r \quad (1.2)$$

In dieser klassischen Form gilt das Gesetz für $v \ll c$. Die so genannte Fluchtgeschwindigkeit $v = cz$ ist mit der Expansion des Raumes verknüpft, welche die Abstände der Galaxien ebenso wie die Wellenlänge des Lichts um den Faktor $(z + 1)$ vergrößert. Damit können wir Gl. 1.2 wie folgt schreiben

$$z = \frac{H_0}{c} r \quad (1.2a)$$

mit $z > 0$. Damit haben wir uns von der Beschränkung kleiner Fluchtgeschwindigkeiten freigemacht. Die verallgemeinerte Interpretation Gl. 1.2a ist möglich, weil Gl. 1.2 eben keinen Dopplereffekt beschreibt, sondern eine **kosmologische Rotverschiebung**. Es ist natürlich richtig, dass für $z < 1$ beide Effekte ununterscheidbar werden.

Wir wissen heute, dass die Perioden-Helligkeits-Beziehung der Cepheiden auch noch vom Gehalt schwerer Elemente in der Sternmaterie abhängt, welcher mit zunehmendem Alter der betreffenden Region, in welcher der Veränderliche gefunden wird, zunimmt. Das konnte Edwin Hubble noch nicht wissen. Deshalb war sein Wert für H_0 gegenüber dem heutigen Werten um einen Faktor 7 zu groß. Als bester Wert für die Hubble-Konstante aus Messungen des WMAP-Satelliten gilt heute

$$H_0 = 71 \pm 7 \text{ km s}^{-1} / \text{Mpc} \quad (1.3)$$

(1 Megaparsec (Mpc) = $3,057 \cdot 10^{22} \text{ m}$ oder $3,2616 \cdot 10^6$ Lichtjahre). Man beachte auch, dass $1/H_0 = \tau$ eine Zeit ist, $\tau = 4,305 \cdot 10^{17} \text{ sec}$ und entsprechend ist $c/H_0 = 12,992 \cdot 10^{22} \text{ km} = 13,7 \cdot 10^{10} \text{ Lichtjahre} = 4200 \text{ Mpc}$ die Länge der Strecke, welche das Licht in der Zeit τ zurücklegt, welche man auch Hubble-Radius nennt.

Der angegebene Wert von H_0 entspricht innerhalb der Messfehler auch den Resultaten aus Messungen an Supernovae vom Typ SN Ia in weit entfernten Galaxien. Bei diesen SN Ia handelt es sich um weiße Zwerge in engen Doppelsternsystemen. Durch Massentransfer vom Begleitstern nimmt die Masse des weißen Zwergs allmählich zu. Wird eine kritische Masse von ca. 1,4 Sonnenmassen (M_\odot) überschritten, wird der weiße Zwerg instabil. Es beginnt

eine explosive Fusion von Kohlenstoff, welche den Stern völlig zerstört. Da die kritische Masse, auch Chandrasekhar-Masse genannt, festliegt, wird bei jeder SN Ia immer etwa die gleiche Energie frei. Im Maximum erreicht eine SN Ia in absoluten bolometrischen Helligkeiten

$$M_b = -19,6 \pm 0,2 \quad (1.4)$$

(s. hierzu den Anhang A1). Dazu kommen noch Korrekturen, einerseits die Berücksichtigung der Absorption durch interstellaren Staub, andererseits gewisse unterschiedliche Abläufe der SN-Explosion, die wahrscheinlich nicht immer symmetrisch erfolgt. Diese Korrekturen werden ständig noch verfeinert. Auch die Entfernungsbestimmung mit Hilfe von Cepheiden, die sich besonders für näher gelegene Galaxien eignen, wird weiter verbessert, insbesondere durch Vergleich der Beobachtungen mit Modellrechnungen.

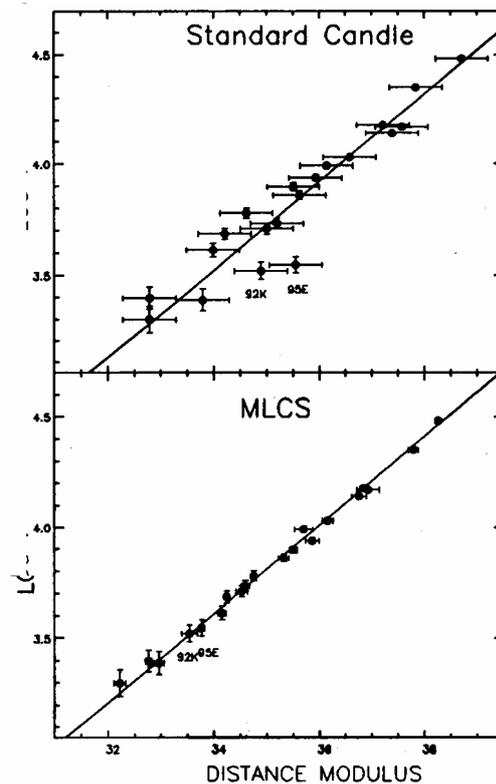


Fig. 1.3. Die beobachteten Helligkeiten von SN Ia aufgetragen gegen den Abstandsmodul $m - M = 5 \log_{10}(r/10 pc)$ (s. dazu A 1). Oben: unkorrigierte Werte. Unten: korrigiert auf Grund der Abklingkurven der Supernovae. Nach P. Ruiz-Lapuente, *Cosmology with Supernovae*. astro-ph /0304108.

Von anderen Methoden zur Eichung der Entfernungsskalen sei hier nur noch eine erwähnt, die Entfernungsbestimmung mittels einer Nova (bitte nicht mit

einer Supernova verwechseln!). Zu dieser leuchtkräftigen Erscheinung kommt es, wenn Materie, die sich auf der Oberfläche eines weißen Zwergs angesammelt hat, durch Zündung einer Kernfusion verpufft. Dabei werden die Fusionsprodukte mit hoher Ausbreitungsgeschwindigkeit ausgeschleudert und bilden eine sphärische Hülle. Ihre Winkelausdehnung, die sich im Laufe weniger Jahre Δt sichtbar um $\Delta\alpha$ vergrößert, lässt sich beobachten. Gelingt es in nun gleichzeitig die Radialgeschwindigkeit v_r der Hülle durch den Dopplereffekt zu messen, so lässt sich die Entfernung r daraus bestimmen.

Die Hubble-Konstante H_0 war lange Zeit der einzige kosmologische Parameter, der einer Messung zugänglich war. Deswegen wurde jahrzehntelang um einen zuverlässigen Wert gestritten

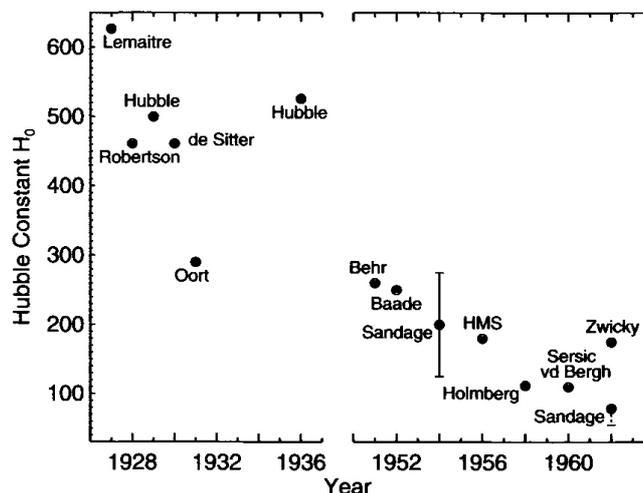


Fig. 1.4. Die Bestimmung der Hubble-Konstanten von 1926 – 1962. Die Namen der Autoren stehen bei den Werten. Aus G.A. Tamann, The Ups and Downs of the Hubble Constant. Reviews of Modern Astronomy 19 (S. Röser Editor) Heidelberg 2006

Wir wollen noch darauf hinweisen, dass es sich beim Hubble-Gesetz um eine kosmologische Rotverschiebung, der im Rahmen der allgemeinen Relativitätstheorie verstanden werden muss und nicht um einen Dopplereffekt. Anschaulich gesprochen vergrößert sich die Wellenlänge des ankommenden Lichts durch die Expansion des Raumes. Wenn $v \ll c$ ist, gleichen sich beide Effekte

1.2. Kosmische Expansion.

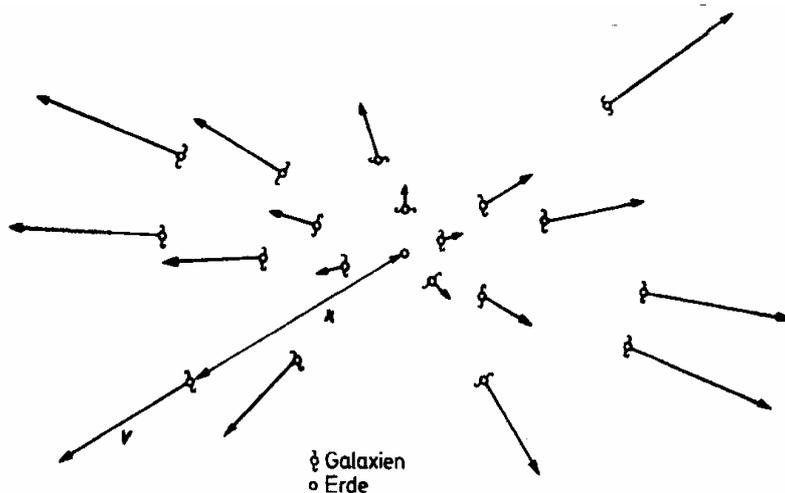


Fig. 1.5. Die „Flucht der Galaxien“. Der Beobachter befindet sich hierbei scheinbar immer im Zentrum.

Nach Fig. 1.5, welche das Hubble-Gesetz veranschaulicht, könnte man den Eindruck bekommen, dass wir uns im Mittelpunkt der Welt befinden, denn alle Galaxien außerhalb bewegen sich von uns weg. Dass jeder andere Punkt ebenso als Mittelpunkt gewählt werden kann, folgt aus der Linearität von Gl. 1.2. Man sieht es auch anschaulich wie folgt. Wir setzen dazu den Beobachter in eine andere Galaxie, d.h. wir bringen diese in den Mittelpunkt. Dazu müssen wir den Vektor ihrer Geschwindigkeit (relativ zu unserer Galaxie) von allen anderen Geschwindigkeitsvektoren abziehen. Wie man leicht erkennt, sind dann wieder alle Geschwindigkeiten (von dem neuen Mittelpunkt aus gerechnet) nach außen gerichtet. Es handelt sich also offensichtlich um eine Volumenexpansion des Kosmos, die in jedem Volumenelement gleich groß ist und bei welcher jeder Punkt im Kosmos gleichberechtigt ist. Man erkennt daraus, dass die Gültigkeit von Gl. 1.2. Homogenität und Isotropie des Kosmos voraussetzt. In Wirklichkeit besitzen die Galaxien zusätzlich zur Hubble-Expansion auch Eigenbewegungen (s. Fig. 1.2), entsprechend der Massenverteilung in ihrer Umgebung. Für die Massenverteilung kann man eine Hierarchisierung angeben: Man findet Galaxien, Cluster von Galaxien, Supercluster (häufig in Form von Filamentstrukturen). Erst bei Entfernungen über 100 Mpc läßt sich von Homogenität sprechen.

Wir kehren noch einmal zur kosmologischen Rotverschiebung der Spektrallinien z zurück. Es wurden in jüngster Zeit Galaxien bis zu $z = 6,5$ beobachtet. Daraus läßt sich die Entfernung r bestimmen. Wegen der endlichen Geschwindigkeit des Lichts ist es nicht möglich, die beiden Endpunkte einer Strecke im Kosmos „gleichzeitig“ zu messen. Deshalb begegnen wir Schwierigkeiten, eine kosmische Entfernung eindeutig zu definieren. Wir kommen darauf im nächsten Kapitel noch einmal zurück. Häufig wird aus z auch die Zeit errechnet, welche seit der Lichtemission vergangen ist („look back time“). Das ist allerdings erst

dann möglich, wenn man ein bestimmtes Weltmodell zugrunde legt, was wir im 2. und 3. Kapitel tun werden.

1.3. Wie alt ist der Kosmos?

Aus Gl. 1.1. und 1.2 sieht man, dass die Hubblekonstante H_0 die Dimension einer reziproken Zeit t_0 hat. Da wir z.Zt. die Hubble-Konstante nur auf etwa 7% genau kennen, geben wir t_0 für $H_0 = 100h \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} / \text{Mpc}$. Danach ist

$$t_0 = H_0^{-1} = \frac{9.79 \cdot 10^9 \text{ Jahre}}{h} = 13,78 \cdot 10^9 \text{ Jahre} = 4,34 \cdot 10^{17} \text{ Sek} \quad (1.8)$$

wobei nach Gl. 1.2. $h = 0,71$ nach dem heutigen Wert ist. Welche Rolle t_0 spielt, werden wir erst bei der Behandlung der Weltmodelle erkennen. Wir können aber jetzt schon t_0 als Obergrenze des kosmischen Alters ansehen.

Wir wollen hier noch zwei Methoden der Altersbestimmung von Sternen behandeln. Die erste wird vorzugsweise auf Sternhaufen angewendet (diese Sterne befinden sich alle etwa in gleicher Entfernung). Sterne beziehen während 90% ihrer „Lebenszeit“ ihre Energie aus der Fusion von Wasserstoff. Während dieser Zeit befinden sie sich fast unveränderlich auf der so genannten

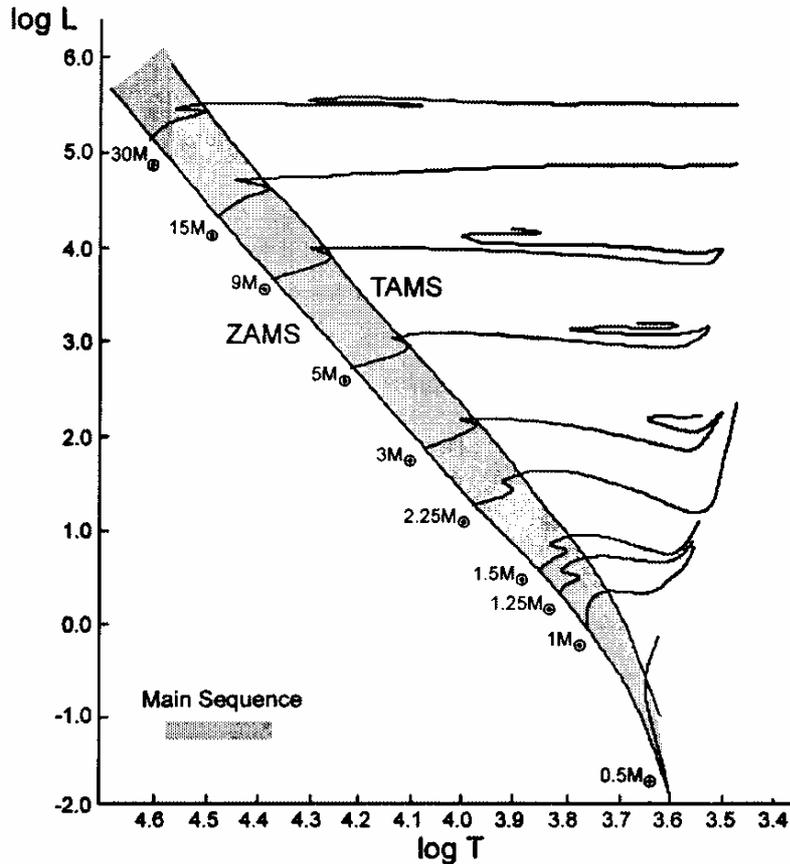


Fig. 1.6. Schematisches Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD). Darin ist der Log der Leuchtkraft (Gesamtsatrahungsleistung eines Sterns) gegen den Log der Oberflächentemperatur aufgetragen. Die Sterne der Hauptreihe (Wasserstoff-Brenner) befinden sich im schraffierten Bereich. Beim Übergang in das rote Riesenstadium weichen die Sterne nach rechts aus (Riesenzweig).

Hauptreihe des HRD, den großen Masse entsprechen hohe Leuchtkräfte, den kleinen Massen niedrige Leuchtkräfte (s. Fig. 1.6). In grober Näherung ist die Zeit auf der Hauptreihe t_{HR} , wie folgt abzuschätzen

$$t_{HR} \approx \frac{10^{10}}{(M/M_{\odot})^3} \text{ Jahre} \quad (1.9)$$

Je größer die Masse des Sterns, um so eher wird er im HRD das Riesenstadium erreichen und sich nach rechts von der Hauptreihe weg auf den Riesenast bewegen. Durch Vergleich des HRD eines Sternhaufens mit einem theoretischen HRD, lässt sich so das Alter der Haufensterne bestimmen. Man findet so z.B. für das Alter der meisten Kugelhaufen ca. $12 \cdot 10^9$ Jahre $\pm 10\%$.

Baut ein Stern bei seiner Entstehung ein radioaktives Element ein, so kann man versuchen, aus seinem Zerfall das Alter des Sterns zu bestimmen. Zunächst wird aus dem Sternspektrum die Konzentration des Elements bestimmt. Es kommen dabei nur Elemente mit genügend langen Zerfallszeiten in Frage. Es eignet sich

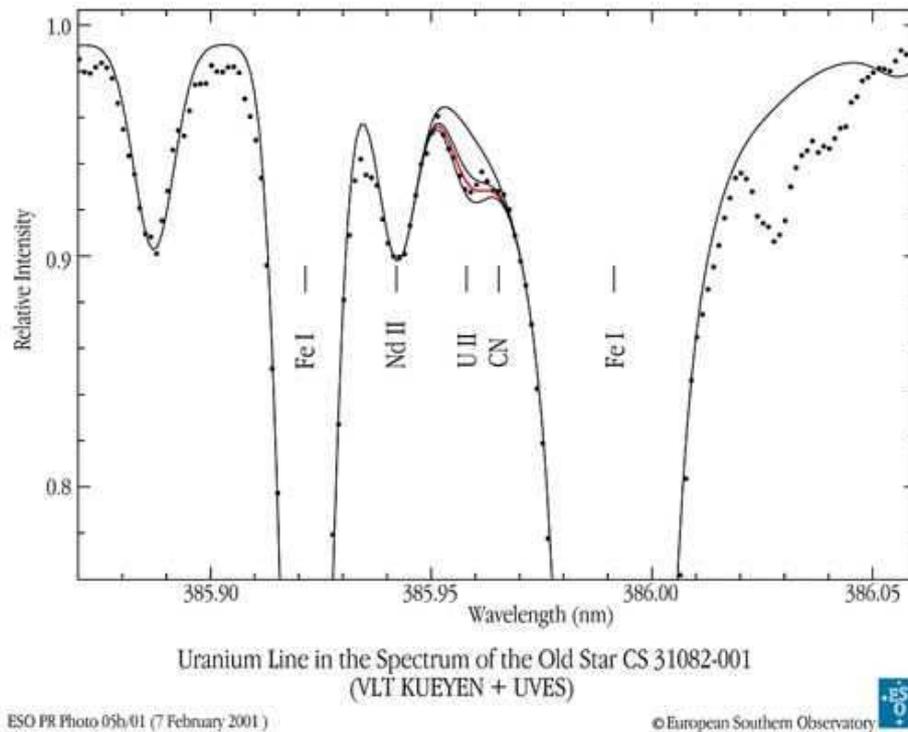


Fig. 1.6 Das Spektrum eines sehr alten und früh gebildeten Sterns in hoher Auflösung. Die Absorption des einfach ionisierten Urans ist deutlich zu erkennen. Die durchgezogene Linie stellt das Ergebnis einer Modellrechnung der Sternatmosphäre dar.

nur Uran-238 mit einer Halbwertszeit von $t_{1/2} = 4,47 \cdot 10^9$ Jahren und Thorium-232 mit $t_{1/2} = 14,05 \cdot 10^9$ Jahren. Das in Fig. 1.6. abgebildete Spektrum stellt einen Glücksfall dar. In den meisten Sternspektren sind die Linien der schweren Elemente durch die außerordentlich zahlreichen und intensiven Linien von Eisen und durch Molekülbanden (z.B. von CN) verdeckt. Die Atmosphäre des von der ESO beobachteten Sterns 12. Größe mit der Bezeichnung CS 31082-001 ist arm an schweren Elementen. So konnte eine Linie des einfach ionisierten Urans bei 389,59 nm und etwa 14 Linien des Thoriums beobachtet werden. Beide Elemente sollten bei der Bildung des Sterns mit etwa gleicher Häufigkeit eingebaut worden sein. Unter dieser Voraussetzung bildet man nun aus den Linienintensitäten das Verhältnis der Konzentrationen und vergleicht es mit dem

Verhältnis zur Zeit der Sternbildung. Man findet bei Benutzung des Zerfallsgesetzes

$$\ln\left(\frac{U}{Th}\right)_0 - \ln\left(\frac{U}{Th}\right)_{obs} = \ln 2 \left(\frac{1}{t_{1/2}(U)} - \frac{1}{t_{1/2}(Th)} \right) \cdot \Delta t \quad (1.10)$$

Auf diese Weise wurde $\Delta t = (12,5 \pm 1,4) \cdot 10^9$ Jahre gefunden. Diese Altersbestimmung, obwohl noch nicht sehr genau, hat den Vorteil von theoretischen Modellen der Sternentwicklung unabhängig zu sein.

1.4. Literatur

P. Ruiz-Lapuente : Cosmology with Supernovae. astro-ph /0304108

J.L. Tonry et al. Cosmological Results from high-z Supernovae. ApJ 594 (2003) 1 – 24

M.J. West et al. Reconstructing galaxy histories from globular clusters. Nature Vol. 427, 1 January 2004, p. 31

A. Sandage and G.A. Tammann, ApJ 151, 531, 1968

H. Gönner : Einführung in die Kosmologie. Spektrum Akademischer Verlag 1994

M. Rowan-Robinson: Das Flüstern des Urknalls. Spektrum Akademischer Verlag 1994

J. Silk : Die Geschichte des Kosmos. Vom Urknall bis zum Universum der Zukunft. Spektrum Akademischer Verlag 1996

A. Liddle: An Introduction to Modern Cosmology, J. Wiley 1998.

ESO Press Release 02/01 : How old is the Universe?
<http://www.eso.org/outreach/press-rel/pr-2001/pr-02-01.html>

G.A. Tamann: The Ups and Downs of the Hubble Constant. In Reviews of Modern Astronomy 19 (S. Röser Editor) Heidelberg 2006

G. Börner: The Early Universe. Facts and Fiction. 4th Edition Springer Verl. 2004

1.5. Zusammenfassung

Das Hubble-Gesetz verknüpft die „Fluchtgeschwindigkeit“ v der Galaxien linear mit ihrer Entfernung r . Der Proportionalitätsfaktor heißt Hubble-Konstante H_0 und ist ein wichtiger Parameter der Kosmologie. Es lässt sich $H_0 = 71 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} / \text{Mpc}$ angeben mit einer Genauigkeit von etwas besser als 10%. Anstelle von v benutzt man heute lieber die Rotverschiebung der Spektrallinien z . Älteste Sterne unserer Galaxie sind wenigstens $12 \cdot 10^9$ Jahre, älteste Galaxien ($z \leq 7$) wenigstens $13 \cdot 10^9$ Jahre alt.

$1/H_0 = \tau$ hat die Dimension Zeit, $\tau = 4,305 \cdot 10^{17} \text{ sec}$ und entsprechend ist $c/H_0 = 12,992 \cdot 10^{22} \text{ km} = 13,7 \cdot 10^{10} \text{ Lichtjahre}$ die Länge der Strecke, welche das Licht in der Zeit τ zurücklegt. Dabei ist 1 Megaparsec (Mpc) = $3,057 \cdot 10^{22} \text{ m}$ oder $3,2616 \cdot 10^6$ Lichtjahre.