

## Heft 10

### ELEMENTARTEILCHEN, KOSMOLOGIE: PHYSIK GANZ KLEIN / GANZ GROSS (-)

Das in diesem Heft dargestellte Teilgebiet der Physik hat unbestritten einen besonders niedrigen unmittelbaren Bezug zum gesellschaftlichen Alltag. Dessen ungeachtet finden gerade Forschungsergebnisse aus der Elementarteilchenphysik und der Kosmologie immer wieder ein besonders starkes Interesse einer breiten Öffentlichkeit. Die Entdeckung des Higgs-Bosons Anfang 2012 (s. Abschnitt 10.1.2) z.B. dominierte mehrere Tage lang die Schlagzeilen der Fernsehnachrichten und der Tageszeitungen.

Ich habe mich weder während meines Studiums noch während meiner beruflichen Praxis intensiver mit diesem Gebiet auseinandergesetzt. Meine nun folgende Darstellung ist also das Ergebnis meiner eigenen, etwas oberflächlichen Studien im Laufe der letzten Jahre. Zwangsläufig wird daher der Text meist relativ kurz und summarisch gehalten sein.

Der logische Zusammenhang zwischen der Physik der Elementarteilchen und der Kosmologie ist enger als man zunächst vermuten könnte, obwohl die jeweils typischen Linearabmessungen extrem unterschiedlich sind ( $10^{-17} \cdot m$  bzw.  $10^{26} \cdot m$ ). Das Experimentierfeld der Elementarteilchenphysiker sind sicherlich insbesondere die im Zuge des gerätetechnischen Fortschritts immer größer ausfallenden Teilchenbeschleuniger. Andererseits ist aber - wie wir noch sehen werden - jede Theorie des frühen Kosmos, gestützt auf den Ergebnissen, die uns die in immer fernere Welten vordringenden Teleskope ermöglichen, immer eingebettet in eine Theorie der Elementarteilchen und/oder umgekehrt.

#### 10.1 Physik der Elementarteilchen (-)

Bereits in der Vorstellung der Naturphilosophen des vorchristlichen Altertums wies die in der Natur vorkommende Materie keine bis zu beliebig kleinen Dimensionen kontinuierlich verteilte Struktur auf, sondern bestand aus gewissen, nicht mehr weiter teilbaren Bausteinen. Bekannt geworden sind in diesem Zusammenhang insbesondere die Abhandlungen von *Demokrit* (\* 460 v.Chr. in Abdera/Thrakien (heute Griechenland); † 371 v.Chr. ebenda). Die auf ihn zurückgehende Wortschöpfung  $\alpha\tau\omicron\mu\omicron\varsigma$  (griech. *unzerschneidbar*) für die von ihm postulierten Grundbausteine der Materie hat sich bis heute erhalten. Allerdings wird sie heute zur Kennzeichnung der

Grundbausteine der **chemischen Elemente** verwendet, obwohl wir wissen, dass als Grundbaustein eines bestimmten makroskopischen Materials wie z.B. Wasser oder Eisen das zugehörige Molekül anzusehen ist. Diese sind ihrerseits aus den Atomen der chemischen Elemente zusammen gesetzt.

Gegen Ende des 19. Jahrhunderts wurde jedoch auf Grund neuer experimenteller Fakten offensichtlich, dass diese *Atome* keinesfalls *unteilbar* sind, sondern ihrerseits aus mehreren unterschiedlichen, noch elementareren Teilchen aufgebaut sind. Seitdem wird der Begriff *Elementarteilchen* in unterschiedlicher Bedeutung verwendet. Einige Wissenschaftler wollen diesen Begriff nur denjenigen Teilchen zubilligen, die (zumindest nach dem jeweils aktuellen Stand der Forschung) nicht mehr in andere Teilchen aufgetrennt werden können. Andere Autoren bezeichnen pragmatisch **alle** realen (durch Experimente bestätigten) oder in Theorien hypothetisch postulierten Teilchen **von subatomaren geometrischen Abmessungen** als **Elementarteilchen**. Ich werde mich ebenfalls weitgehend dieser pragmatischen Vorgehensweise anschließen. Allerdings werde ich die durch die Quark-Theorie postulierten noch kleineren Bausteine immer als *Quarks*, und nicht etwa gelegentlich auch als Elementarteilchen bezeichnen.

Ich beginne die Darstellung der Elementarteilchen-Physik mit einer Aufzählung der etwa 1960, also kurz vor der Formulierung des Quark-Modells, bekannten Elementarteilchen und ihrer wichtigsten physikalischen Kenndaten, s. nachfolgenden Abschnitt 10.1.1. Danach werden wir die bereits mehrfach geführte (s. z.B. Abschnitt 3.3.11) Diskussion der Lokalisierung von kontinuierlichen Ladungsverteilungen und den damit verbundenen Energieumsätzen wieder aufgreifen und vertiefen, s. Abschnitt 10.1.2. Es folgt eine Diskussion der für den Aufbau der Elementarteilchen verantwortlichen Wechselwirkungen, die sich an dieser Stelle (noch) weitgehend auf die phänomenologische Beschreibung der experimentell belegten Eigenschaften dieser Wechselwirkungen beschränkt. Auf diese Weise vorbereitet werden wir gemeinsam die Ästhetik des Quark-Modells bewundern, durch das diese wenig überschaubare Vielfalt der über 300 Elementarteilchen auf  $2 * 6$  fundamentale Teilchen reduziert wird, zzgl. deren Antiteilchen sowie  $1 * 6$  Austauscheteilchen, die die Wechselwirkung zwischen diesen Teilchen bewirken. Aus diesen neuen fundamentalen Teilchen lassen sich dann insbesondere alle experimentell bereits gefundenen Elementarteilchen (im oben genannten Sinne) *zusammensetzen*.

Den Abschluss dieses Kapitels bildet eine (sehr gedrängte) Darstellung der quantitativen Theorie der starken Wechselwirkung, der sog. *Quantenchromodynamik*.

### 10.1.1 Der Elementarteilchen-Zoo (-)

Die Ära der experimentellen Entdeckung von Elementarteilchen begann 1897: Im Zuge von sog. Kanalstrahl-Experimenten (s. Absatz S. 1407) fand John Thomson auch Spuren von Teilchen mit einer **negativen** elektrischen Ladung und einer Masse, die um mehrere Größenordnungen kleiner war als die Masse des leichtesten

Atoms (Wasserstoff): Er hatte das *Elektron* entdeckt. Kurz danach, 1898 entdeckte Wilhelm Wien durch ähnliche Experimente das *Proton* (von  $\pi\rho\tau\omicron\nu$  (griech.) *das Erste*). Eine Vielzahl weiterer Elementarteilchen fand man durch Analyse der kosmischen Strahlung (s. Abschnitt 10.4.1) Dieses sehr erfolgreiche Konzept für die Suche nach neuen Elementarteilchen setzte als erster der britische Experimentalphysiker *Donald H. Perkins* (\* 1925 in England; heute Emeritus des St. Catherine's College in Oxford) ein und entdeckte auf diese Weise 1947 das  $\pi^-$ -*Meson* sowie in demselben Jahr das  $\kappa$ -Meson oder *Kaon*. 1953 entdeckte der amerikanische Physiker *Carl David Anderson* (\* 1905 in New York; † 1991 in San Marino/Cal. (USA)) auf diese Weise das  $\Sigma^-$ -Teilchen ([33]). Etwa ab 1960 konzentrierte sich die experimentelle Elementarteilchen-Forschung dann vorwiegend auf geeignet konstruierte Kollisionsexperimente mit in Teilchenbeschleunigern (s. Abschnitt 10.5.2) erzeugten hochenergetischen Teilchenströmen. Einige Meilensteine in dieser Entwicklung waren die Entdeckung

- des  $\Omega^-$ -Teilchens 1964 am Brookhaven National Laboratory in einer Blasenkammer;
- des  $\Psi$ -Teilchens (gesprochen *psi*) 1974 nahezu zeitgleich am Stanford Linear Accelerator durch die Arbeitsgruppe von *Burton Richter* (\* 1931 in New York; heute Emeritus der Stanford University Cal. (USA)) und am Brookhaven National Laboratory durch die Gruppe von *Samuel Chao Chung Ting* (\* 1936 in Ann Arbor/MI (USA); heute MIT Cambridge/Mass. (USA)); Richter und Ting erhielten hierfür den Nobelpreis in Physik 1976;
- der  $W^+$ -,  $W^-$ - und  $Z^0$ -Eichbosonen 1983 am CERN durch die Arbeitsgruppe des UA1-Detektors.

Bis ca. 1965 war so die Anzahl der experimentell nachgewiesenen Elementarteilchen auf ca. 300 angewachsen. Zwischen diesen Teilchen ließ sich nur in beschränktem Umfang ein logischer Zusammenhang bzw. eine Strukturierung ihrer Eigenschaften herstellen bzw. eine Systematik in den zwischen ihnen möglichen Umwandlungs-Reaktionen. Diese Systematik äußerte sich primär darin, dass man jedem Elementarteilchen eine (oder mehrere) ganzzahlige Kennzahl(en) in einer Weise zuordnen konnte, dass für jede dieser Kennzahlen deren Summe bei jeder zulässigen Umwandlungs-Reaktion erhalten blieb. Die wichtigsten dieser Kennzahlen sind die *Baryonenzahl*  $B$  und die *Leptonenzahl*  $L$ . Durch diese Kennzahlen wird die Gesamtheit der Elementarteilchen in *Familien* aufgeteilt: So umfasst die Familie der *Baryonen* (von  $\beta\alpha\rho\iota\omicron\sigma$  (griech.) schwer) alle Elementarteilchen mit einer Baryonenzahl  $|B| > 0$ . Entsprechend gilt für alle zu der Familie der *Leptonen* (von  $\lambda\epsilon\pi\tau\omicron\sigma$  (griech.) leicht, fein) gehörenden Elementarteilchen die Bedingung  $|L| > 0$ . Eine dritte Klasse von Elementarteilchen bildet die Familie der *Mesonen* (von  $\mu\epsilon\sigma\omega\sigma$  (griech.) die Mitte). Sie erhielt ihren Namen auf Grund ihrer Ruhemasse, die zwischen der Ruhemasse des Elektrons und der eines Nukleons liegt. Diese Art der

Aufteilung erwies sich jedoch als widersprüchlich, so dass sie mit der Formulierung des sog. *Quarkmodells* modifiziert wurde, s. Abschnitt 10.1.6.

Die nachfolgende Tabelle zeigt eine Auswahl dieser Elementarteilchen und ihre wichtigsten physikalischen Kenndaten. Die zu jedem Teilchen ebenfalls existierenden Antiteilchen habe ich nicht explizit aufgeführt. Die Bedeutung der in der untersten Zeile angegebenen Symbole werde ich erst im Abschnitt 10.1.6 erläutern.

Name	$n_0^1$	$p_1^1$	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	$\pi^+$
<b>Q/Q<sub>0</sub></b>	0	+1	-1	-1	-1	+1
<b>M<sub>0</sub>·c<sub>0</sub><sup>2</sup>/MeV</b>	939,6	938,3	0,511	105,66	1777	139,6
<b>S/(ħ/2)</b>	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	0
<b>⟨D⟩/fm</b>	1,7	1,7	2,82			
<b>em-WW</b>	×	×	×	×	×	×
<b>starke-WW</b>	×	×	—	—	—	×
<b>schw-WW</b>	×	×	×	×	×	×
<b>grav-WW</b>	×	×	×	×	×	×
<b>τ<sub>Zerfall</sub>/s</b>	885,7	> 10 <sup>41</sup>	> 10 <sup>32</sup>	2,20 · 10 <sup>-6</sup>	2,91 · 10 <sup>-13</sup>	2,60 · 10 <sup>-8</sup>
<b>Aufbau</b>	<i>udd</i>	<i>uud</i>	—	—	—	<i>u<math>\bar{d}</math></i>
<b>entdeckt:</b>	1932	1898	1897	1936	1975	1947

Name	$\kappa^+$	$\Psi^+$	$\Sigma^-$	$\Xi^0$	$\Lambda^0$
<b>Q/Q<sub>0</sub></b>	+1	+1	-1	0	0
<b>M<sub>0</sub>·c<sub>0</sub><sup>2</sup>/MeV</b>	493,7	3097	1197	1314,9	1115,7
<b>S/(ħ/2)</b>	0		1/2	1/2	1/2
<b>⟨d⟩/fm</b>					
<b>em-WW</b>	×	×	×	—	—
<b>stark-WW</b>	—	×			
<b>schw-WW</b>	×	×			
<b>grav-WW</b>	×	×	×	×	×
<b>τ<sub>Zerfall</sub>/s</b>	1,24 · 10 <sup>-8</sup>	7,06 · 10 <sup>-21</sup>	1,5 · 10 <sup>-10</sup>	2,91 · 10 <sup>-10</sup>	2,63 · 10 <sup>-10</sup>
<b>Aufbau</b>	<i>u<math>\bar{s}</math></i>	<i>c<math>\bar{c}</math></i>	<i>dds</i>	<i>uss</i>	<i>uds</i>
<b>entdeckt:</b>	1947	1974	1956	1959	1950

<b>Name</b>	$\Delta^-$	$\Delta^{++}$	$\Upsilon$	$\Sigma^0$	$\eta$	$\Sigma^+$
<b>Q/Q<sub>0</sub></b>	-1	+2	0	0	0	+1
<b>M<sub>0</sub>·c<sub>0</sub><sup>2</sup>/MeV</b>	1.232	1.231	9.460	1.192	547	1.189
<b>S/(ħ/2)</b>	3/2	3/2		1/2		1/2
<b>⟨d⟩/fm</b>						
<b>em-WW</b>	×	×	—	—	—	×
<b>stark-WW</b>		×	×	×	×	×
<b>schw-WW</b>		×	×			
<b>grav-WW</b>	×	×	×	×	×	×
<b>τ<sub>Zerfall</sub>/s</b>	5,58 · 10 <sup>-24</sup>	5 · 10 <sup>-24</sup>	1,21 · 10 <sup>-20</sup>	6 · 10 <sup>-20</sup>	10 <sup>-25</sup>	8 · 10 <sup>-11</sup>
<b>Aufbau</b>	<i>ddd</i>	<i>uuu</i>	$b\bar{b}$	<i>uds</i>	$u\bar{u}/d\bar{d}/s\bar{s}$	<i>uus</i>
<b>entdeckt:</b>			1977	1956	1958	1953
<b>Name</b>	$\Omega^-$	$\Xi^-$	$\Delta^+$	$\Delta^0$		
<b>Q/Q<sub>0</sub></b>	-1	-1	+1	0		
<b>M<sub>0</sub>·c<sub>0</sub><sup>2</sup>/MeV</b>	1.672,5	1.321	1.232	1.232		
<b>S/(ħ/2)</b>	3/2		0	0		
<b>⟨d⟩/fm</b>						
<b>em-WW</b>	×	×	×	—		
<b>stark-WW</b>	×	×	×	×		
<b>schw-WW</b>						
<b>grav-WW</b>	×	×	×	×		
<b>τ<sub>Zerfall</sub>/s</b>	8,21 · 10 <sup>-11</sup>	1,6 · 10 <sup>-10</sup>	5,58 · 10 <sup>-24</sup>	5,58 · 10 <sup>-24</sup>		
<b>Aufbau</b>	<i>sss</i>	<i>dss</i>	<i>uud</i>	<i>udd</i>		
<b>entdeckt:</b>	1964	1952	1952	1952		

In den nun folgenden Absätzen gehe ich etwas näher ein auf die wichtigsten Eigenschaften derjenigen Elementarteilchen, die für die Physik jenseits der Theorie der Elementarteilchenphysik meist alleine relevant sind, nämlich das Proton, das Neutron und das Elektron.

### Das Proton (-/-)

(XXX: Der Text des Absatzes *Das Proton* ist noch nicht verfügbar.)

### Das Neutron (-/-)

(XXX: Der Text des Absatzes *Das Neutron* ist noch nicht verfügbar.)

### Das Elektron (-/-)

(XXX: Der Text des Absatzes *Das Elektron* ist noch nicht verfügbar. In ihm wird auch die nachfolgende Abb. und der sie erläuternde Text aufgehen:)

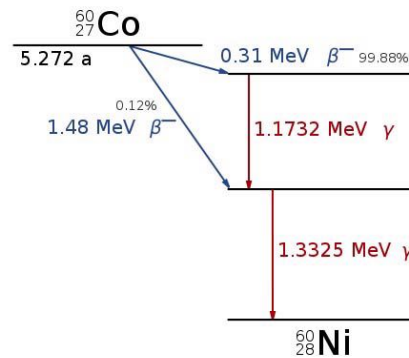


Abb. 1 Zerfalls-Schema des radioaktiven Isotops  $Co_{27}^{60}$

10.1.2 Die Ruhemasse der Elementarteilchen (\*)

Im Abschnitt 10.1.1 haben wir dargelegt, welche große Anzahl unterschiedlicher Elementarteilchen in dafür geeignet ausgelegten physikalischen Experimenten gefunden werden. Jeder dieser Teilchensorten ist ein Satz spezifischer, dieser Teilchensorte charakterisierender physikalischer Eigenschaften zugeordnet. Von diesem Satz physikalischer Größen betrachten wir nun die Ruhemasse. Alle Elementarteilchen, die sich nur mit einer endlichen Geschwindigkeit  $v < c_0$  bewegen können, besitzen genau eine wohl definierte Ruhemasse  $M(v = 0)$ . Aus diesem Satz von ca. 300 Zahlenwerten ist keinerlei einfach strukturierte Systematik ableitbar. Von einer Theorie der Elementarteilchen, die ihren Namen verdient und deutlich über das reine Ordnen von experimentellen Daten hinaus geht, werden wir aber verlangen, dass sie alle diese Zahlenwerte nicht nur hinnimmt, sondern dass sie - auf der Basis noch zu entwickelnder Strukturierungskonzepte - das Handwerkzeug bereitstellt, um alle diese Zahlenwerte, oder zumindest fast alle zu **berechnen**. Die ersten orientierenden Überlegungen, die uns die Richtung zur Entwicklung dieser Theorie aufzeigen, werde ich in diesem Abschnitt darlegen.

Wir beginnen unsere Überlegungen am Beispiel des Protons. Dieses trägt eine wohlbestimmte Gesamtladung  $Q = 1 \cdot Q_0$ . Für die nun folgende Diskussion nehmen wir einmal an, dass diese Gesamtladung bis hinein in den Bereich der geometrischen Abmessungen, wie sie in der Elementarteilchenphysik auftreten, kontinuierlich verteilt sein kann. Wie wir bereits im Abschnitt 4.3.4 erkannt haben, kann dann aber die Ladung des Protons nicht auf ein beliebig kleines Volumen konzentriert sein, da sonst die mit dieser Ladungsverteilung verbundene elektrostatische Feldenergie über alle Grenzen hinweg anwachsen würde. Da andererseits diese Feldenergie auch bei jeder mechanischen Bewegung fest mit der Ortskoordinate des Protons (z.B. dem Schwerpunkt seiner Ladungsverteilung) verbunden ist, bildet sie einen Teil der Ruhemasse (oder, was dasselbe ist, der Ruheenergie) des Protons. Wir berechnen nun die geometrische Ausdehnung des Protons, die sich ergibt, wenn wir seine gesamte

Ruhemasse als dessen elektrische Feldenergie deuten. Hierzu verknüpfen wir die Gl. für die Feldenergie einer über das Volumen einer Kugel vom Radius  $R$  homogen verteilten Ladung  $Q$  (Gl. 4.190)

$$E_{\text{el.Feld}}(Q) = \frac{3}{5} \cdot \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{Q^2}{R} \quad (10.1)$$

mit dem Zusammenhang zwischen Masse und Energie (Gl. 3.970) und erhalten unmittelbar

$$D = 2 \cdot R = \frac{6}{5} \cdot \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{Q^2}{M_0 \cdot c_0^2} \Rightarrow \quad (10.2)$$

$$D_{\text{Proton}} = 1,54 \cdot 10^{-3} \cdot fm \quad (10.3)$$

Der aus Elektron-Proton-Streuxperimenten bestimmte Durchmesser des Protons beträgt jedoch

$$D_{\text{Proton}} = 1,7550 \cdot fm \quad (10.4)$$

Demzufolge beträgt die elektrische Feldenergie nur

$$E_{\text{el.Feld}}(\text{Proton}) = M_0 \cdot c_0^2 \cdot \frac{1,54 \cdot 10^{-3} \cdot fm}{1,6836 \cdot fm} = M_0 \cdot c_0^2 \cdot 0,878 \cdot 10^{-3} \quad (10.5)$$

Dieser substantielle Unterschied zwingt uns dazu, einen weiteren, sogar dominanten Mechanismus anzunehmen, der die noch fehlenden 99% der Ruhemasse des Protons festlegt.

Wir stellen nun die Frage nach der *Stabilität* der von uns als *Proton* bezeichneten homogenen kugelförmigen Ladungsverteilung mit einem Durchmesser gem. Gl. 10.4. Warum konzentriert sich diese Ladung auf dieses kleine Volumen, obwohl es dabei ein elektrisches Feld der Energie  $1,68 \cdot MeV$  aufbauen muss? Und warum kommt diese Konzentration bei genau diesem Wert  $1,7550 \cdot fm$  für seinen mittleren Durchmesser zum Stillstand? Diese Fragestellung hat eine enge Verwandtschaft zu der im Abschnitt 7.2.3 gestellten Frage nach der Stabilität der Atome. Es hat sich nur im nun diskutierten Fall das Vorzeichen der betrachteten Feldenergien herumgedreht: Bei dem Wasserstoff-Atom, aufgebaut aus einem elektrisch negativ geladenen Elektron und einem elektrisch positiv geladenen Proton, ergab sich die Annäherung der beiden Teilchen aus der elektrostatischen Wechselwirkung, und wir suchten nach einer Erklärung für die Begrenzung dieser Kontraktion auf ein wohl bestimmtes endliches Volumen. Bei dem Proton als solchem suchen wir bereits nach einer Erklärung für die anfängliche Ladungskonzentration. Es muss offenbar zusätzlich zur in diesem Fall abstoßenden elektrostatischen Wechselwirkung eine anziehende Wechselwirkung existieren, die in einem gewissen Bereich der geometrischen Ausdehnung der Ladungswolke gegenüber der elektromagnetischen Wechselwirkung dominiert. Als Ursache für die Begrenzung der Kontraktion auf das für das Proton typische Volumen sehen wir als Arbeitshypothese wieder die Lokalisationsenergie an. Damit diese wirksam werden

kann, müssen wir dann aber die Existenz von mindestens 2 neuen Teilchen postulieren, aus denen das Proton aufgebaut ist. Wie wir im Abschnitt 10.1.6 sehen werden, ist das Proton aus 3 dieser neuen Teilchen aufgebaut. Die quantenmechanischen Zustände, die dieses 3-Teilchensystem annehmen kann, ergeben sich dann überwiegend aus der Struktur dieser neuen Wechselwirkung. Sie ist mit Sicherheit attraktiv und hat nur eine kurze Reichweite. Diese Aussage lässt sich aus Proton-Elektron-Streuexperimenten ausreichend hoher Energie schließen ([3]). Die zusätzlich auftretende elektromagnetische Wechselwirkung darf dann als Störung dieses allein aus der starken Wechselwirkung errechneten Zustands aufgefasst werden. Die Ruhemasse des Protons ist dann mit der Energie des Grundzustands dieses Systems identisch.

Wir führen nun eine analoge Diskussion für das Elektron. Seine Gesamtladung  $Q$  ist mit der des Protons identisch, seine Ruhemasse beträgt jedoch nur knapp  $1/2000$  der Ruhemasse des Protons. Wenn wir wieder annehmen, dass diese Gesamtladung bis hinein in den Bereich der geometrischen Abmessungen, wie sie in der Elementarteilchenphysik auftreten, kontinuierlich verteilt sein kann, und wenn wir überdies wieder seine gesamte Ruhemasse als dessen elektrische Feldenergie deuten, dann erhalten wir für den Durchmesser des Elektrons wieder einen Ausdruck von der Form der Gl. 10.2. Wegen des veränderten Zahlenwertes für  $M_0$  ergibt sich nun der Wert

$$D_{\text{Elektron}} = 2,82 \cdot fm \quad (10.6)$$

Die für das Elektron formulierte Version der Gl. 10.2, allerdings ohne den von mir aus den klassischen Gl.-en berechneten Vorfaktor  $\frac{6}{5}$ , wird in der Literatur meist als die Gl. für den *klassischen Elektronendurchmesser* bezeichnet. Im Fall des Elektrons geben jedoch alle bisher (2011) durchgeführten Streuexperimente keinerlei Hinweise darauf, dass das Elektron eine inhomogene innere Struktur aufweise und daher aus einer gewissen Anzahl neuer Teilchen aufgebaut sei. Damit verliert auch der Begriff der Lokalisationsenergie seine Relevanz. Das Elektron ist daher ein quantenmechanischer Zustand mit wohl definierten Werten eines Satzes physikalischer Variablen

$$\text{Ladung } Q_0 ; \text{ Spin } s ; \dots \quad (10.7)$$

Um zu präzisieren, dass es sich bei dem betrachteten Zustand um ein Elektron handelt, ergänzen wir noch die sog. *Leptonenzahl*  $L$ . Dieser ordnen wir in diesem Fall den Wert  $+1$  zu,

$$L_{\text{Elektron}} = +1 \quad (10.8)$$

Weitere, auf anderen Fakten und/oder Zahlenwerten basierende Aussagen über die Natur dieses Zustands *Elektron* können auf der Grundlage heute (2011) akzeptierter Theorien (noch) nicht gemacht werden. Wir sind daher z.B. auch noch nicht in der Lage, den genauen Zahlenwert für die Ruhemasse  $M_0$  des Elektrons zu berechnen.

(XXX: Der an dieser Stelle noch vorgesehene weitere Text ist noch nicht verfügbar.)

Auch bei dem Aufbau einer neuen Theorie der Elementarteilchen, die insbesondere den inneren Aufbau des Protons und des Neutrons beschreiben soll, verbleiben die 6 Leptonen

$$e^- ; \nu_e ; \mu ; \nu_\mu ; \tau ; \nu_\tau \quad (10.9)$$

und ihre zugehörigen 6 Antiteilchen als **nicht weiter aufteilbare Elementarteilchen** in der Theorie.

Das bisher dargelegte Konzept zur Deutung der Ruhemasse eines Elementarteilchens hat einen schwerwiegenden und grundsätzlichen Mangel: Durch die Deutung eines Elementarteilchens als den Grundzustand eines bestimmten quantenmechanischen Systems unter Einschluss der jeweils relevanten Wechselwirkungen kann höchstens die Energie bestimmt werden, die bei der Bildung dieses Zustands aus den jeweiligen separierten Bausteinen frei wird, nicht aber die Ruhemasse dieser Bausteine selbst. Es stellt sich daher die grundsätzliche Frage nach der Ursache für die Ruhemasse dieser Bausteine. Zur Lösung dieses Dilemmas schlug der britische Physiker *Peter Higgs* (\* 1929 in Wallsend b. Newcastle/Engl.; heute Emeritus in Edingburgh) 1964 die Existenz eines weiteren Feldes vor, das mit den meisten dieser Bausteine wechselwirkt, aber jeweils unterschiedlich stark. Unabhängig von ihm und nahezu zeitgleich veröffentlichten andere Forschungsgruppen weitgehend analoge Hypothesen. An diesen Arbeiten beteiligt waren insbesondere:

- François Englert (\* 1932 in Etterbeek (Belgien); heute em. Prof. de l'Université Libre de Bruxelles);
- Robert Brout (\* 1928 in New York; † 2011 als em. Prof. de l'Université Libre de Bruxelles);
- Gerald Stanford Guralnik (\* 1936 in Cedar Falls/Iowa; heute em. Prof. der Brown University in Providence/Rhode Island);
- Carl Richard Hagen; (\* 1937 in Chicago; heute em. Prof. der University of Rochester/NY); und
- Thomas Walter Bannermann-Kibble (\* 1932 in Madras (Indien); heute em. Prof. des Imperial College London).

Ungeachtet dieser heute unbestrittenen wissenschaftshistorischen Fakten wird das diesem Feld zugeordnete Bose-Teilchen allgemein als *Higgs-Boson* bezeichnet. Seit vielen Jahren suchen eine Reihe von Forschungsgruppen weltweit nach Hinweisen für die reelle Existenz dieses hypothetischen Teilchens. Theoretische Abschätzungen sagten voraus, dass es eine Ruhemasse von mindestens  $100 \cdot GeV$  habe. Am 04.07.2012 wurde nun in einer Pressemitteilung der CERN-Leitung die Entdeckung eines Teilchens mit  $M_0 = 127 \cdot GeV$  und dem Zerfallskanal

$$H^0 \rightarrow Z^0 + \text{virtuelles } Z\text{-Boson} \quad (10.10)$$

$$\rightarrow e^+ + e^- \quad (10.11)$$

mitgeteilt. Weitere, von der Theorie vorhersagte Zerfallskanäle werden noch untersucht. Die wissenschaftliche Welt ist sich heute (2013) einig, dass dieses Teilchen mit großer Wahrscheinlichkeit als das lang gesuchte Higgs-Boson anzusehen ist. Meiner Kenntnis nach hat es noch keine einheitliche Kennzeichnung erhalten. Ich werde es b.a.w. mit dem Buchstaben  $H^0$  kennzeichnen.

Higgs und Englert erhielten für ihre theoretischen Arbeiten zu diesem Mechanismus den Nobelpreis für Physik 2013.

### 10.1.3 Die starke und die schwache Wechselwirkung (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Die starke und die schwache Wechselwirkung* ist noch nicht verfügbar.)

### 10.1.4 Neutrinos (-)

Neutrino-Physik ist die Kunst, aus der Beobachtung von nichts viel zu lernen.

(Haim Harari, israelischer Elementarteilchenphysiker (\* 1940 in Jerusalem; heute em. Prof. und Direktor des Weizmann-Instituts für Wissenschaften in Rehovot/Israel)

Die Neutrino-Physik nahm ihren Anfang durch die experimentellen Daten des sog.  $\beta$ -Zerfalls (s. Absatz S. 767). Bei diesem auch natürlich auftretenden radioaktiven Zerfall zeigte sich, dass das von dem radioaktiven Kern emittierte Elektron keinesfalls eine wohldefinierte, für jeden Einzelprozess identische kinetische Energie besitzt. Vielmehr ist diese Energie über ein Intervall

$$0 < E_{kin} < E_{max} \tag{10.12}$$

kontinuierlich verteilt, s. Abb. 2. Die obere Grenze  $E_{max}$  dieser Verteilung jedoch ist eine für den jeweiligen Zerfallsprozess typische Kenngröße; sie ist mit der Energie identisch, die der Atomkern bei diesem Prozess verliert. Dieses Verhalten entdeckten 1911 die österreichisch-schwedische Physikerin *Lise* (urspr. *Elise*) *Meitner* (\* 1878 in Wien; † 1968 in Cambridge (UK)) und der deutsche Physiker *Otto Hahn* (\* 1879 in Frankfurt a.M.; † 1968 in Göttingen). Es stellte die Gültigkeit der Energieerhaltung sowie der Impulserhaltung zumindest für diesen Bereich der Physik ernsthaft in Frage. Als Ausweg aus diesem Dilemma schlug Pauli 1933 in einem Brief an Fermi vor, dass bei diesem Zerfallsprozess ein weiteres Teilchen erzeugt werde, das den jeweils "fehlenden" Anteil an Energie und Impuls trägt. Der Zerfallsprozess, der zu der Abb. 2 führte, lautete dann



Um es von dem bereits hypothetisch bekannten Neutron zu unterscheiden, gab Fermi diesem Teilchen den Namen *Neutrino*\*. Auf Grund der experimentellen Fakten lag es

---

\*Wenn Pauli einen aus dem Rheinland stammenden Physiker um einen Namensvorschlag gebeten hätte, hieße es heute vielleicht Neutrönchen.

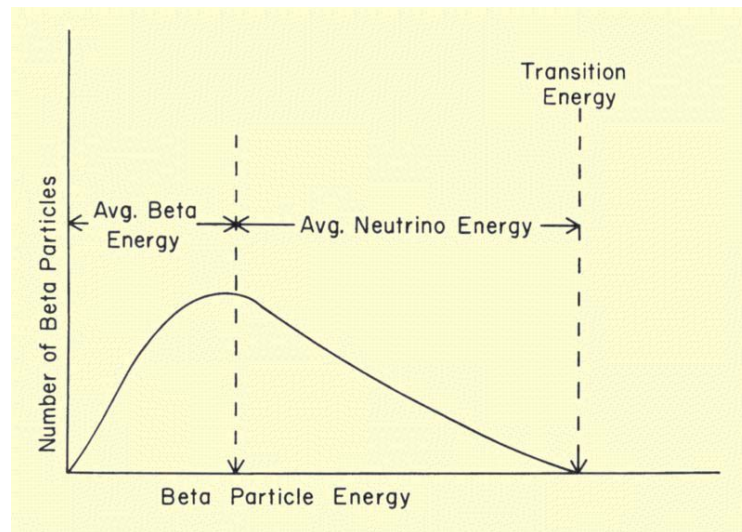


Abb. 2 Energiebezogene Anzahlverteilung der Elektronen bei dem  $\beta$ -Zerfall von  $Au^{198}$  (Quelle: diese Abb. basiert auf der Graphik `beta_decay_spectrum` aus der freien Enzyklopädie Wikipedia und steht unter der Lizenz `Creativ Commons Attribution 3.0`; der Autor ist die `Sprawls Educational Foundation`)

nahe anzunehmen, dass dieses Teilchen weder eine elektrische Ladung noch ein magnetisches Moment besitzt. Ebenso wie ihre massebehafteten leptonischen Partner haben alle Neutrinos einen Spin vom Betrag  $\frac{1}{2}$ . Ob sie eine endliche Ruhemasse besitzen, ist bis heute (2012) nicht vollständig geklärt. Die aktuell (2011) experimentell abgesicherte obere Grenze für diesen Wert beträgt

$$E_0(\nu_e) < 2,2 \cdot eV \quad (10.14)$$

Andererseits ist die Annahme einer endlichen Ruhemasse die einfachste Erklärung für die zweifelsfreie Fähigkeit des Neutrinos, Energie in kontinuierlich abgestuften Mengen zu transportieren und das bei (nahezu) konstanter Geschwindigkeit. Ich komme auf diese Frage insbesondere im Absatz S. 1158 zurück.

Als ersten experimentellen Nachweis der realen Existenz dieser Neutrinos gelten heute die als *Poltergeist-Experiment* bezeichneten Arbeiten des amerikanischen Chemie-Ingenieurs und Physikers *Clyde Lorrain Cowan Jr.* (\* 1919 in Detroit/Mi.; † 1974 in Bethesda/MD als em. Prof. d. kath. Universität Washington/DC) und des Physikers *Frederick Reines* (\* 1918 in Paterson/NJ; † 1998 in Orange/Cal.) aus dem Jahr 1956. Sie führten das zum  $\beta$ -Zerfall inverse Experiment durch, indem sie einen ausreichend intensiven Neutrinostrahl durch eine dicke Wasserschicht lenkten und nach dem Auftreten der Reaktion



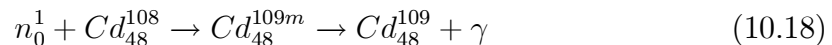
fahndeten. Wegen der Impulserhaltung wird bei diesem Prozess nur wenig kinetische Energie auf das masse-reichere Reaktionsprodukt, das Neutron übertragen. Es ist also annähernd thermisch. Das bei diesem Prozess entstehende Positron fusioniert mit hoher Wahrscheinlichkeit mit einem der Elektronen der benachbarten Wassermoleküle gem.



Ein Neutrino oder Antineutrino entsteht bei diesem Prozess **nicht**, der überschüssige Impuls wird hierbei an das Rumpfatom ( $H^+$  oder  $O^+$ ) übertragen, das bei dem Prozess ein Elektron verliert. Das bei dem Prozess 10.15 entstehende Neutron reagiert weiter mit einem der in der Wasserschicht vorhandenen Atome, z.B. gem.



Dieser auf mehrere Prozesskanäle verschmierte Prozess der Neutronenabsorption (XXX: präzisieren) lässt sich weitgehend auf genau 1 Kanal konzentrieren, indem man dem Wasser eine Substanz beimischt, die ein Atom enthält mit besonders hoher Absorptionswahrscheinlichkeit für thermische Neutronen. Cowan und Reines wählten hierfür Cadmiumchlorid  $CdCl_2$ . Cadmium besitzt ein Isotop mit für dieses Experiment besonders günstigen Eigenschaften, das Isotop  $Cd_{48}^{108}$ . Dieses hat nicht nur einen besonders hohen Einfangquerschnitt für thermische Neutronen. Der entstehende Kern ist ein  $Cd$ -Isotop in einem angeregten, metastabilen Zustand, der mit relativ langer Lebensdauer der Größenordnung  $5 \cdot \mu s$  durch  $\gamma$ -Emission in den Grundzustand übergeht:



Hierdurch lässt sich diese 2. Quelle für  $\gamma$ -Strahlung von der 1. nicht nur über die Energie, sondern auch über das Zeitfenster trennen. Messkriterium für das Auftreten der Reaktion 10.15 war demnach das in zeitlich richtiger Reihenfolge Auftreten 2-er  $\gamma$ -Quanten, die den Reaktionen 10.16 und 10.18 zugeordnet werden können.

Cowan und Reines benutzten als Neutrinoquelle zunächst die *Hanford-Site* (s. Absatz S. 791), später dann die *Savanna Site*, eine am Savanna-Fluss gelegene militärische Anlage zur Produktion von Atomwaffen. Der verfügbare Neutrinostrom lag rechnerisch in der Größenordnung

$$J_\nu^{(N)} \approx 5 \cdot 10^{13} \frac{\text{Teilchen}}{s \cdot cm^2} \quad (10.19)$$

Den Probenbehälter mit  $0,200 \cdot m^3$  Wasser und etwa XXX Massenanteilen an  $CdCl_2$  und den Szintillator-Einheiten und Photomultipliern vergruben sie etwa  $11 \cdot m$  vom Reaktor entfernt etwa  $10 \cdot m$  tief in den Boden. Zur Bestimmung des Untergrundsignals wurde der Reaktor für eine vereinbarte Zeit abgeschaltet. Während einer mehrmonatigen Messkampagne waren sie in der Lage, der Gl. 10.15 entsprechende Ereignisse in einer Häufigkeit von ca.

$$3 \cdot \frac{\text{Reaktionen}}{h} \quad (10.20)$$

nachzuweisen.

Für diese Arbeiten (s. [38]) erhielt Reines zusammen mit *Martin Lewis Perl* (\* 1927 in New York; heute em. Prof. des SLAC) 1995 den Nobelpreis für Chemie.

Im Zuge der weiteren Forschungsarbeiten zeigte sich dann, dass jedem weiteren entdeckten Lepton, also sowohl dem Myon als auch dem Tauon jeweils ein Neutrino zugeordnet ist, wobei zu allen diesen Teilchen jeweils auch das Anti-Teilchen existiert. Wir schreiben alle Neutrino-Teilchen mit dem griechischen Buchstaben  $\nu$  (gesprochen *nü*) und ergänzen als Index das zugehörige massereichere Lepton. Die wichtigsten physikalischen Daten dieser Teilchen und ihrer massebehafteten Partner sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengefasst. Die Leptonenzahl  $L$  ist eine Quantenzahl, die bei jedem zulässigen Umwandlungsprozess erhalten bleibt. Deswegen entsteht z.B. beim  $\beta^-$ -Zerfall neben dem Elektron ein Elektron-Antineutrino  $\bar{\nu}_e$ .

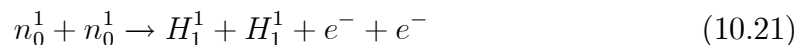
Name	Kennz.	$M_0 \cdot c_0^2 / MeV$	$Q/Q_0$	$L$
Elektron-Neutrino	$\nu_e$	$< 2,2 \cdot 10^{-6}$	0	+1
Myon-Neutrino	$\nu_\mu$	$< 0,17 \cdot 10^{-3}$	0	+1
Tauon-Neutrino	$\nu_\tau$	$< 15,5 \cdot 10^{-3}$	0	+1
Elektron	$e$	0,511	-1	+1
Myon	$\mu$	105,7	-1	+1
Tauon	$\tau$	1.777	-1	+1
Elektron-Antineutrino	$\bar{\nu}_e$	$< 2,2 \cdot 10^{-6}$	0	-1

Ich habe in dieser Tabelle nur 1 Antiteilchen explizit aufgeführt. Denn auch die weiteren 5 Antiteilchen unterscheiden sich von ihrem zugehörigen Teilchen in den in dieser Tabelle dargestellten Daten lediglich in der Leptonenzahl und ggf. im Vorzeichen der elektrischen Ladung.

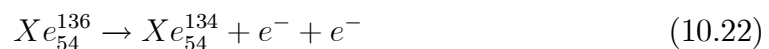
Die Erzeugung oder Vernichtung von Neutrinos (oder Antineutrinos) ist typisch für Prozesse, die durch die schwache Wechselwirkung gesteuert werden. Neutrinos tragen keine elektrische Ladung, sie unterliegen also nicht der elektromagnetischen Wechselwirkung. Sie werden aber auch von der starken Wechselwirkung nicht beeinflusst. Es verbleibt also ausschließlich die schwache Wechselwirkung als Mittel ihrer Beeinflussung. Eine unmittelbare Folge ist die außerordentlich große Reichweite dieser Strahlung. Neutrinos durchdringen nahezu unbeeinflusst massive Objekte von astronomischen Abmessungen, also z.B. die Erde oder auch unsere Sonne. Da sie dennoch einen signifikanten Anteil der Reaktionsenergie tragen, der bei dem kernphysikalischen Prozess frei wurde, dem die Neutrinos ihre Existenz verdanken, tragen sie insbesondere bei astronomischen Prozessen einen signifikanten Beitrag zum relevanten Energietransport. Neutrinos können daher Informationen übermitteln über astronomische und kosmologische Prozesse, die in Entfernungen und/oder Umgebungen ablaufen, die mit den konventionellen Techniken der Astronomie, z.B. den optischen Teleskopen nicht erreichbar sind.

Andererseits ist durch den Umstand der außerordentlich großen Reichweite von Neutrinos der experimentelle Nachweis von Neutronenströmen extrem schwierig. Sobald jedoch diese Hürde durch die Arbeiten von Cowan und Reines zumindest im Grundsatz überwunden war, begann das Zeitalter der *Neutrino-Astronomie*, s. Unterabsatz S. 10.1.4. Das am Anfang dieses Abschnitts angeführte Harari-Zitat behielt jedoch weiterhin seine Gültigkeit.

Eine auch heute (2014) nicht abschließend geklärte Frage ist, ob jedes Neutrino mit seinem Antiteilchen identisch ist. Derartige Teilchen bezeichnet man auch als Majoran-Teilchen, benannt nach dem italienischen Physiker *Ettore Majorani* (\* 1906 in Catania/Sizilien/Italien; † 1938 (verschwunden)). Dies wäre allerdings ein starker Hinweis auf eine "Physik jenseits des sog. Standardmodells der Elementarteilchenphysik"(XXX: Bezug nennen). Experimentell lässt sich diese Frage durch eine Suche nach dem neutrino-losen doppelten  $\beta$ -Zerfall überprüfen:



Die in dieser Zerfallsgleichung aufgeführten 2 Neutronen gehören zu den Bausteinen eines geeignet ausgewählten Atomkerns. Die "normalerweise" hierbei gebildeten Teilchen  $\bar{\nu}_- + \bar{\nu}_-$  entstünden nicht, da sie im Zuge der simultanen Bildung direkt zerstrahlen würden. Erkennen lässt sich dieser Prozess daran, dass die Verteilung eines Teils der Reaktionsenergie auf die beiden Neutrinos entfällt und die Verteilung der Energie der beiden Elektronen relativ scharf ist. Eine mögliche Realisierung dieses Prozesses (von einigen anderen) ist der folgende:



Dies aber wäre nur möglich, wenn das Neutrino sein eigenes Antiteilchen ist. Zu diesem hypothetischen Prozess laufen aktuell mehrere Experimente. Nach einem Zwischenbericht der Forschergruppe des Experimentes Exo-200 ([17]) ergab sich nach 2 Jahren Messzeit kein statistisch bedeutsamer Hinweis auf die Existenz dieses Prozesses. Für die Halbwertszeit dieses hypothetischen Prozesses gaben die Autoren folgende Ungleichung an:

$$\tau_{1/2}(\text{Prozess 10.22}) > 1,1 \cdot 10^{25} \cdot y \quad (10.23)$$

Durch dieses Messergebnis ist die Annahme, dass Neutrinos sog. Majorana-Teilchen sind, wohl nicht widerlegt, sie ist aber sehr unwahrscheinlich geworden.

Eine der überraschendsten und faszinierendsten Eigenschaften der Neutrinos ist ihre Fähigkeit, sich im Zuge ihrer Ausbreitung in den Raum periodisch in einander umzuwandeln. Diesem als *Neutrino-Oszillation* bekannt gewordenen Phänomen werden wir uns nun zuwenden.

## Neutrino-Oszillationen (-)

Die Diskussion über dieses von mir bisher nur angedeutete seltsame Verhalten von Neutrinos begann mit dem sog. *solaren Neutrino-Problem*: Seit man der Meinung

war, die kernphysikalischen Prozesse verstanden zu haben, die im Inneren unserer Sonne ablaufen, war man auch in der Lage, auf der Basis des experimentell bestimm-  
baren integralen Energiestroms der Sonne den damit verbundenen integralen Neutri-  
nostrom zu berechnen. Man begann daher, mit geeigneten Detektor-Anlagen, z.B.  
dem Super-Kamiokande-Detektorsystem nahe Hida in Japan, diesen solaren Neutri-  
nostrom zu messen. Dabei dienten analoge Messungen von technisch erzeugten, und  
damit quantitativ bekannten Neutrinoströmen als Eichstandards für diese Techniken.  
Und tatsächlich gelang als erstem XXX, diesen solaren Neutrinostrom zu messen.  
Damit galt die Hypothese über die kernphysikalischen Fusionsprozesse als Ener-  
giequelle der Sonne als experimentell bestätigt. Ein genauer Vergleich der Zahlen-  
werte führte jedoch zu dem Schluss, dass der gemessene Neutrinostrom um ziemlich  
genau den Faktor 3 kleiner war als der zur Erklärung des solaren Energiestroms  
benötigte Wert.

(XXX: Der an dieser Stelle vorgesehene weitere Text zur Beschreibung der  
experimentellen Fakten beim solaren Neutrino-Problem ist noch nicht verfügbar.  
Danach folgt:)

Ich skizziere nun die quantenmechanische Deutung dieses Phänomens:

Die 3 Neutrino-Arten Elektron-, Myon- und Tauon-Neutrino sind keine jeweils  
völlig andersartigen Elementarteilchen, sondern (lediglich) 3 verschiedene Zustände  
desselben Teilchens *Neutrino*. Sie unterscheiden sich in dem Wert einer neuen, bisher  
nicht spezifizierten Variablen  $\mathbf{F}$ , die meist als *flavor* (engl. *Geschmack*) bezeichnet  
wird. Die Variable *flavour* hat genau 3 Eigenwerte, die ich als  $F_e$ ,  $F_\mu$  und  $F_\tau$  bezeich-  
nen möchte. Die 3 Eigenzustände

$$|F_e\rangle ; |F_\mu\rangle ; |F_\tau\rangle \quad (10.24)$$

zu diesen Werten  $F_e$ ,  $F_\mu$  und  $F_\tau$  aber sind mit den bisher als Elektron-Neutrino,  
Myon-Neutrino und Tauon-Neutrino bezeichneten Teilchen identisch. Und die ma-  
thematische Struktur der schwachen Wechselwirkung (s. Abschnitt 10.1.8) erzwingt,  
dass bei jedem von ihr gesteuerten Prozess nur ein Neutrino gebildet oder vernichtet  
werden kann, das sich in einem dieser Eigenzustände befindet.

Das besondere an dem Teilchen *Neutrino* besteht nun darin, dass diese Eigen-  
zustände zu  $\mathbf{F}$  keine Eigenzustände zur Energie  $\mathbf{E}$  sind, insbesondere nicht zu dem  
i.a. als Ruhe-Energie bezeichneten Anteil

$$E_0 = E(v = 0) \quad (10.25)$$

von  $\mathbf{E}$ . Bei vorgegebener Gesamtenergie bestimmt aber der Wert  $E_0$  die Geschwin-  
digkeit, mit der sich ein zunächst auf ein endliches, kleines Volumen lokalisiertes  
Neutrino im Raum ausbreitet (s. auch Aufgabe 2).

(XXX: Der weitere Text des Absatzes *Neutrino-Oszillationen* ist noch nicht  
verfügbar.)

### Die Neutrino-Astronomie (-/-)

(XXX: Der Text des Absatzes *Die Neutrino-Astronomie* ist noch nicht verfügbar.)  
 In ihm werden auch die nachfolgenden Textpassagen aufgehen:

Der Nachweis, dass bei einer Supernova-Explosion mächtige Neutrinoströme generiert werden, gelang 2013 durch Vermessung des Neutrinostrom der Supernova der SN 1987A (s. Absatz S. 1218) über einen längeren Zeitraum. Durch einen glücklichen Umstand wurden die Messungen bereits vor dem ersten signifikanten Anstieg der Strahlung im sichtbaren Spektralbereich begonnen. Für diese Arbeiten erhielten der amerikanische Chemiker Raymond Ray Davis jr. (\* 1914 in Washington D.C./USA; † 2006 in Blue Point/New York) und der japanische Physiker Masatoshi Koshiba (\* 1926 in ; heute emer. Professor der University of Tokio) den Nobelpreis für Physik 2002.

#### 10.1.5 Die $SU(3)$ -Gruppe (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Die  $SU(3)$ -Gruppe* ist noch nicht verfügbar.)

#### 10.1.6 Das Quark-Modell (-)

Den entscheidenden ersten Anstoß zur Befreiung der Elementarteilchenphysik aus dem Dilemma des aus ca. 300 Objekten bestehenden *Elementarteilchen-Zoos* gaben 1961 unabhängig von einander *Murray Gell-Mann* (\* 1929 in New York/NY (USA); heute em. Prof. des CalTech in Pasadena/Cal. (USA)) und *Juval Ne'eman* (\* 1925 in Tel Aviv (Israel); † 2006 ebenda) durch das phänomenologische Ordnungs-Konzept des sog. *Achtfachen Wegs*. Sie wählten diese Bezeichnung in Anlehnung an die Philosophie Buddhas. In diesem Schema spielt die Zahl 8 eine hervorgehobene Rolle. 1964 erweiterten dann Gell-Mann und unabhängig von ihm *George Zweig* (\* 1937 in Moskau (UdSSR); heute Long Island/NY (USA)) dieses Konzept zum sog. *Quark-Modell*. Zweig war zu dieser Zeit noch graduate student am CalTech in Pasadena und promovierte später bei Feynman. Dieses Modell besteht insbesondere aus den folgenden Postulaten:

1. Es gibt eine endliche Menge von neuen Teilchen, aus denen alle schweren Elementarteilchen aufgebaut sind. Diese neuen Teilchen bezeichnete Gell-Mann als *Quarks*. Er nahm zunächst an, dass die Anzahl unterschiedlicher Quarks auf 3 begrenzt sei. Diese 3 Sorten von Quarks erhielten zu ihrer Unterscheidung die (nichts aussagenden) Namen und Abkürzungen

$$up\ u ;\ down\ d ;\ strange\ s \quad (10.26)$$

2. Die Quarks tragen alle den Spin  $\frac{1}{2}$ , sind also Fermionen.
3. Eine erste Familie von Elementarteilchen, die *Baryonen*, besteht aus genau 3 dieser Quarks.

4. Eine zweite Familie von Teilchen, die *Mesonen*, besteht aus genau 2 dieser Quarks.

Wir diskutieren zunächst die Familie der *Baryonen*. Über die durch das Pauli-Prinzip aufgezwungene Beschränkung ergeben sich 7 unterschiedliche Möglichkeiten des Aufbaus von aus 3 Quarks bestehenden Baryonen, nämlich

$$n(udd) / p(ud) / \Sigma^+(uus) / \Xi^0(uss) / \Xi^-(dss) / \Sigma^-(dds) / \Lambda^0(uds) \quad (10.27)$$

In dieser Aufzählung habe ich bereits die Abkürzung der Baryonen ergänzt, die dem jeweiligen Quark-Triplett zugeordnet wurden. Die elektrische Ladung aller real beobachtbarer Elementarteilchen ist ganzzahlig,

$$\frac{Q}{Q_0} = +1; -1; 0 \quad (10.28)$$

Damit die elektrische Ladung dieser neuen Teilchen mit dieser Bedingung verträglich ist, müssen wir dem *u*-Quark die elektrische Ladung  $+\frac{2}{3}$  zuordnen und den *d*- und *s*-Quarks die Ladung  $-\frac{1}{3}$ . Der Vergleich mit dem experimentellen Kenntnisstand zeigte nun jedoch, dass ein weiteres Teilchen existiert mit einem Verhalten, das dem des  $\Lambda^0$  sehr ähnlich ist, aber eine geringfügig erhöhte Masse besitzt sowie eine wesentlich kürzere Lebensdauer. Dieses damals bereits bekannte und als  $\Sigma^0$  bezeichnete Teilchen war daher als **angeregter Zustand** des  $\Lambda^0$  zu deuten. (Nur) wenn wir es dennoch mitzählen, ergibt sich die Anzahl von 8 Baryonen. Alle diese Teilchen haben den Spin  $\frac{1}{2}$ , sind also **Fermionen**.

Als nächstes behandeln wir die Familie der *Mesonen*. Diese mittelschweren Teilchen treten sowohl in der kosmischen Strahlung (s. Abschnitt 10.4.1) auf als auch bei den unterschiedlichsten Streuexperimenten mit Teilchenbeschleunigern. Sie haben offensichtlich einen ganzzahligen Spin, sind also **Bosonen**. Nach dem o.a. Postulat sind alle Mesonen aus genau 2 Quarks aufgebaut. Da bis heute keine Elementarteilchen gefunden werden konnten, die eine nicht ganzzahlige elektrische Ladung tragen, fordern wir diese Ganzzahligkeit insbesondere auch für alle Mesonen. Wie wir uns leicht klar machen können, folgt hieraus, dass alle Mesonen jeweils aus einem Quark und einem Anti-Quark bestehen. Damit ergeben sich die Möglichkeiten

$$\pi^+(u\bar{d}) / K^+(u\bar{s}) / K^0(d\bar{s}) \quad (10.29)$$

sowie die aus einem Quark und seinem **eigenen** Anti-Quark bestehenden elektrisch neutralen Teilchen

$$\eta(u\bar{u}) / \eta(d\bar{d}) / \eta(s\bar{s}) \quad (10.30)$$

In diesen Aufzählungen 10.29 und 10.30 habe ich wieder die Abkürzung der Mesonen ergänzt, die dem jeweiligen Quark-Duplett zugeordnet worden sind. Diese Zuordnung erfolgte insbesondere auf Basis der experimentellen Daten über die jeweils auftretenden Zerfallsprozesse. Ein wichtiges Detail ist die Tatsache, dass die 3 als  $\eta$ -Teilchen

bezeichneten Mesonen der Aufzählung 10.30 identische physikalische Eigenschaften haben.

In dem Fall der Mesonen kommen wir also zu der im Ausgangskonzept des Achtfachen Wegs bevorzugten Zahl 8 nur dann, wenn wir

1. das  $\eta$ -Teilchen in seinen 3 Varianten (Aufzählung 10.30) nur einfach zählen;
2. von den in der Aufzählung 10.29 genannten Teilchen auch noch deren Anti-Teilchen

$$\pi^-(\bar{u}d) / K^-(\bar{u}s) / \bar{K}^0(\bar{d}s) \quad (10.31)$$

extra zählen; und

3. das experimentell gefundene  $\pi^0$ -Teilchen, das aber als quantenmechanische Überlagerung der beiden Zustände  $\pi^+$  und  $\pi^-$  (das Anti-Teilchen des  $\pi^+$ ) gedeutet werden muss (s. Abschnitt 7.9.5),

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{2} \cdot (|\pi^+\rangle + |\pi^-\rangle) \quad (10.32)$$

ebenfalls mitzählen.

Die beiden Familien der *Baryonen* (aus 3 Quarks aufgebaut) und der *Mesonen* (aus 2 Quarks aufgebaut) werden heute zusammen genommen und als *Hadronen* (von  $\chi\alpha\vartheta\rho\omega\sigma$  (griech.) stark) bezeichnet.

Das Konzept des sog. *Achtfachen Wegs* war ein historisch wichtiger Schritt auf dem Weg zum Quark-Modell und der Quantenchromodynamik. Meiner Einschätzung nach ist jedoch die Diskussion dieser zunächst konzipierten Strukturen und Regeln heute bei dem Bemühen, die modernen Theorien zu verstehen, nicht mehr besonders hilfreich.

Gell-Mann (aber nicht G. Zweig) erhielt für seine *Beiträge und Entdeckungen betreffend der Klassifizierung der Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen* (so die offizielle Laudatio) den Nobelpreis Physik 1969.

Zu dieser Zeit (etwa 1970) waren aber bereits einige weitere, den Hadronen zuzuordnende Teilchen bekannt, insbesondere die Teilchen

$$\Omega^- ; \Delta^- ; \Delta^{++} ; \Psi \quad (10.33)$$

Auf Grund seiner Masse und ebenso seiner typischen Zerfallsreaktion

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^- \quad (10.34)$$

lag es nahe anzunehmen, dass das  $\Omega^-$  (gespr. Omega) aus 3 *s*-Quarks aufgebaut ist, von denen sich dann bei dem durch die Gl. 10.34 beschriebenen Prozess eines in ein *d*-Quark umwandelt,

$$(sss) \rightarrow (uss) + (\bar{u}d) \quad (10.35)$$

Dies widersprach aber zunächst dem Postulat, dass alle Quarks Fermionen sind. Der Ausweg aus diesem Dilemma war die Annahme einer weiteren, bisher nicht berücksichtigten physikalischen Größe, in deren Wert sich dann diese 3  $s$ -Quarks in dem  $\Omega^-$ -Teilchen unterscheiden. Die neue physikalische Größe, wenn es denn nur eine ist, musste also mindestens 3 verschiedene Eigenwerte besitzen. Die Physiker *Oscar Wallace Greenberg* (\* 1932; heute em. Prof. der University of Maryland, College Park/MD (USA)), *Moo-Young Han* (\* 1934 in Seoul (Korea); heute em. Prof. der Duke University in Durham/NC (USA)) und *Yoichiro Nambu* (\* 1921 in Tokyo; heute em. Prof. der University of Chicago/MI (USA)) entwickelten das Konzept dieser neuen Größe und nannten sie die *Farbladung*  $Y$  eines Quarks. Sie ergänzten die Postulate des Quark-Modells um die nachfolgenden:

**5.** Jedes Quark besitzt eine *Farbladung*  $Y$ . Diese kann bei Quarks die Werte  $r$  (rot),  $g$  (grün) oder  $b$  (blau) annehmen und bei Anti-Quarks die Werte  $\bar{r}$  (anti-rot oder blaugrün),  $\bar{g}$  (anti-grün oder purpur) oder  $\bar{b}$  (anti-blau oder gelb).

**6.** Jedes real existierende Teilchen hat die Farbladung 0 (weiß).

Analog zum Verhalten des Spins sind alle erlaubten quantenmechanischen Zustände des Quarks antisymmetrisch bzgl. der Vertauschung 2-er Farbindizes. Das grundsätzlich neue an diesem Konstrukt besteht darin, dass diese physikalische Größe Farbladung nicht 2 diskrete Werte annehmen kann wie z.B. der Spin, sondern genau 3. Die Bezeichnung *Farbladung* mit den Werten rot/grün/blau etc. hat mit der Theorie der Farben (Kapitel 11.14) nichts zu tun. Sie ergab sich einfach aus der kreativen Phantasie der Physiker, die diese Theorie gestalteten. Sie hätten sich genau so für weniger einfallsreiche Bezeichnungen wie eins/zwei/drei entschieden haben können. Die im Postulat 5 formulierte Bedingung wird in der Literatur als *confinement* bezeichnet. Aus ihr folgt insbesondere, dass isolierte Quarks nicht beobachtbar sind, sondern nur die aus mindestens 2 von ihnen aufgebauten Teilchen.

Mit der Einführung der Farbladung werden nun auch die Quarkkonfigurationen  $uuu$  und  $ddd$  zulässig. Sie entsprechen den zu dieser Zeit bereits gefundenen Teilchen  $\Delta^{++}$  und  $\Delta^-$ .

Aus der Existenz des  $\Psi$ -Teilchens (gespr. Psi) mit offensichtlich ganzzahligem Spin (s. die beobachteten, teilweise in Gl. 10.36 wiedergegebenen Zerfallskanäle), seiner hohen Ruhemasse und seinen typischen Zerfallsreaktionen

$$\begin{aligned}\Psi^0 &\rightarrow e^+ + e^- \quad (\text{ca. } 6\%) \\ &\rightarrow \pi^+ + \pi^-\end{aligned}\tag{10.36}$$

schloss man auf die Existenz eines weiteren Quarks mit der elektrischen Ladung  $+\frac{2}{3}$ , das den Namen *charm* und die Kennzeichnung  $c$  erhielt. Mit seiner Hilfe interpretierte man den Aufbau des  $\Psi$ -Teilchens als

$$\Psi^0 = c\bar{c}\tag{10.37}$$

Physik                    ganz                    klein                    /                    ganz                    gross                    (-)

Das dann unabhängig von einander und nahezu zeitgleich von den Arbeitsgruppen Ting und Richter (s. Abschnitt 10.1.1) entdeckte  $J/\Psi$ -Teilchen ist **ein** metastabiler Zustand des  $(c\bar{c})$ -Teilchens, das sehr oft auch als *Charmonium* bezeichnet wird und eine ganze Reihe weiterer Zustände mit jeweils anderer Energie besitzt.

Die nochmals wesentliche höhere Ruhemasse des 1977 gefundenen  $\Upsilon$ -Mesons (gespr. *Ypsilon*) sowie seine typischen Zerfallsreaktionen

$$\Upsilon \rightarrow \tau^+ + \tau^- \quad (10.38)$$

$$\Upsilon \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad (10.39)$$

$$\Upsilon \rightarrow e^+ + e^- \quad (10.40)$$

führten dann zur hypothetischen Einführung eines 5. Quarks, das den Namen *bottom*  $b$  erhielt. Es erlaubte dann die Interpretation, dass das  $\Upsilon$ -Meson aus dem Paar

$$\Upsilon = b\bar{b} \quad (10.41)$$

aufgebaut ist. Man könnte es daher auch *Bottomium* nennen.

Die Existenz eines weiteren Quarks mit einer noch größeren Masse wurde bereits 1973 von den japanischen Physikern *Makoto Kobayashi* (\* 1944 in Nagoya; heute Diamond Fellow am Institut for Nuclear and Particles Studies in Tsukuba (Japan)) und *Toshihide Masukawa* (\* 1940 in Nagoya; heute em. Prof. der Sanyo Univ. Kyoto) postuliert, um die CP-Verletzung beim Kaon-Zerfall erklären zu können. Entdeckt wurde dieses Teilchen erst 1995 am Fermilab durch eine internationale Arbeitsgruppe. Es hat den Namen *top-Quark* erhalten und die Abkürzung  $t$  (auch in Anlehnung an das Wort  $\tau\rho\iota\tau\eta\nu$  (griech.) der dritte). Zusammen mit Nambu erhielten Kobayashi und Masukawa hierfür den Nobelpreis für Physik 2008. An den grundlegenden theoretischen Arbeiten, die die Existenz des top- und des bottom-Quarks vorhersagten, war auch Harari maßgeblich beteiligt.

Mit dieser Entdeckung ergibt sich die aus heutiger Sicht vollständige Tabelle der Quarks als **einer** Gruppe von Grundbausteinen für den Aufbau der Materie:

Name	Kennz.	$M_0 \cdot c_0^2 / \text{MeV}$	$Q/Q_0$
up	$u$	2,4	$+\frac{2}{3}$
down	$d$	4,8	$-\frac{1}{3}$
charm	$c$	$1,27 \cdot 10^3$	$+\frac{2}{3}$
strange	$s$	104	$-\frac{1}{3}$
bottom	$b$	$4,2 \cdot 10^3$	$-\frac{1}{3}$
top	$t$	$172,9 \cdot 10^3$	$+\frac{2}{3}$

Eine vollständige Aufstellung aller bekannten Elementarteilchen und ihrer physikalischen Kenndaten findet der Leser in [1].

Alle Elementarteilchen, die zu der Familie der Mesonen (2 Quarks) oder der Hadronen (3 Quarks) gehören, sind also aus Quarks aufgebaut. Damit stellt sich auch die Frage, wie wörtlich diese Aussage genommen werden darf: Sind die einzelnen Quarks in einem Meson oder in einem Hadron noch als solche vorhanden? Dann haben Mesonen und Hadronen eine innere räumliche Struktur. Deren Existenz sollte durch geeignete Experimente nachweisbar sein. Oder haben sie sich zu einem Einheitsbrei gewandelt, der dann allerdings die Erinnerung behalten haben muss, aus welchen Quarks er einmal entstanden ist. Denn aus jedem Umwandlungsprozess eines dieser Teilchen kann diese Information wieder herausgelesen werden.

Mit dieser Frage werden wir uns im nachfolgenden Absatz 10.1.6 (*Die innere Struktur von Neutron und Proton*) befassen.

### Die innere Struktur von Neutron und Proton (-)

Wir beginnen die Diskussion mit einem der am einfachsten aufgebauten Hadronen, das auch experimentell besonders leicht zugänglich ist, dem Neutron. Es besteht aus 1 *u*-Quark und 2 *d*-Quarks, wobei letztere sich in ihrem Spinwert unterscheiden. Mit Neutronen lassen sich besonders leicht Streuexperimente ausführen, weil das auf eine ausreichend hohe Energie beschleunigte, i.a. elektrisch geladene Teilchen wegen der fehlenden elektrischen Ladung des Target-Teilchens keine Coulomb-Barriere überwinden muss, sondern ungehindert bis zu dem eigentlichen Neutron vordringen kann.

(XXX: Der Text, der die Einzelheiten dieser Streuexperimente beschreibt, ist noch nicht verfügbar. Danach folgt:)

Im Ergebnis lässt sich aus diesen Messdaten die innere Struktur des Neutrons eindeutig und mit für erste Aussagen ausreichender Ortsauflösung ableiten: Das *u*-Quark ist auf einer Bahn mit dem Radius

$$R_u = 0,35 \cdot fm \quad (10.42)$$

um den Schwerpunkt des Neutrons verschmiert und die beiden *d*-Quarks auf Bahnen mit

$$R_d = 0,5 \cdot fm \quad (10.43)$$

Als Literaturwert für die Ausdehnung eines Neutrons gilt heute

$$D_n = 1,7 \cdot fm \quad (10.44)$$

Dieser Wert ist gut mit den in 10.42 und 10.43 genannten Werten verträglich. Daher kann diese experimentell ermittelte innere Struktur des Neutrons als eindrucksvolle Bestätigung des Quarkmodells angesehen werden, bzw. zumindest dafür, dass das Neutron aus 3 experimentell unterscheidbaren Teilchen aufgebaut ist.

Eine auf diesen Ergebnissen aufbauende Frage ist nun, ob die aus den Nukleonen aufgebauten Atomkerne primär aus diesen Nukleonen aufgebaut sind, oder ob

in ihnen die Quarks, die einmal diese Nukleonen gebildet haben, zu einem Quark-Plasma (s. Abschnitt 8.3.8) verschmolzen sind. Diese Frage wird durch die bei diesen Prozessen auftretenden Energien eindeutig beantwortet: Die bei der Bildung der Atomkerne auftretenden Bindungsenergien reichen bei weitem nicht aus, um das angesprochene Quark-Plasma zu bilden (s. jedoch Abschnitt 10.2.4). Atomkerne bestehen also aus Nukleonen als deren Bausteine.

Zum Abschluss dieses Abschnitts bleibt festzuhalten, dass das Quarkmodell zusammen mit der Quantenchromodynamik (Abschnitt 10.1.7) in seiner aktuellen (2011) Version des sog. *Standardmodells* nicht in der Lage ist, die Ruhemassen seiner elementaren Bausteine, also der Quarks und der Leptonen vorherzusagen. Es ist eine Theorie mit 18 noch freien Parametern, die bisher über die experimentellen Daten angepasst werden müssen. Theorien, die diesen Schönheitsfehler beheben, sog. **grand unified theories** (GUTs) existieren in verschiedenen Konzepten, bisher aber nur in Ansätzen. Mit ihnen wird versucht, die 3 fundamentalen Wechselwirkungen, die elektromagnetische, die starke und die schwache Wechselwirkung zu einer gemeinsamen Theorie zu verknüpfen. Dabei besteht die Hoffnung, dass sich dann in einem weiteren Schritt auch die Ruhemassen der Elementarteilchen mit Hilfe dieser GUT und ohne allzu viele freie Parameter werden berechnen lassen.

Ein weiterer, b.a.w. hypothetischer Schritt zur Erweiterung des Quark-Modells ist die Annahme, dass auch die Quarks (noch) nicht unteilbar sind, sondern ihrerseits aus noch kleineren Teilchen aufgebaut sind. Diese hypothetischen Sub-Quarks werden heute oft als *Preonen* bezeichnet. Zu diesem Konzept gibt es aktuell eine Vielzahl unterschiedlicher Modellvorstellungen. Eines dieser Modelle haben Harari und der amerikanische Physiker Michael A. Shupe (\* XXX; heute em. Prof. of Theoretical Physics der Univ. of Arizona (USA)) bereits 1979 vorgestellt. Es nimmt die Existenz von lediglich 2 unterschiedlichen Preonen an sowie deren Antiteilchen. Wir wollen sie durch die Kürzel  $\oplus$  und  $\odot$  bzw.  $\ominus$  und  $\overline{\odot}$  kennzeichnen. Aus ihnen sind sowohl die Quarks aufgebaut als auch die Leptonen und ebenso die Eich-Bosonen, die für die verschiedenen Wechselwirkungen verantwortlich.

Ich werde jedoch auf die Einzelheiten dieser Theorien (noch) nicht näher eingehen.

### 10.1.7 Das Grundkonzept der Quantenchromodynamik (-)

In der bisherigen Darstellung des Quarkmodells habe ich mich darauf beschränkt darzustellen, nach welchen Regeln der Aufbau der beobachtbaren Elementarteilchen aus den 6 Quarks erfolgt. Die Frage, durch welche Wechselwirkung die Quarks in diesen Teilchen zusammengehalten werden, habe ich dagegen bisher weitgehend ausgeklammert. Diese Kenntnislücke werde ich nun versuchen zu schließen. Eine im wesentlichen historisch bedingte Hürde für das Verständnis dieser Zusammenhänge besteht nun darin, dass 2 verschiedene Sachverhalte, die wohl eng miteinander verknüpft sind, aber doch unterschiedliche Fakten beschreiben, gedanklich nicht miteinander vermengt werden dürfen. Damit meine ich

1. die Wechselwirkung zwischen den zu einem Atomkern vereinigten Protonen und Neutronen; und
2. die Wechselwirkung zwischen den zu einem Elementarteilchen vereinigten Quarks.

Beide Mechanismen werden als die *starke Wechselwirkung* bezeichnet, und diese Formulierung ist korrekt in dem Sinne, dass ihre Deutung auf derselben Theorie beruht, eben der in diesem Abschnitt zu erläuternden Quantenchromodynamik. Ich halte es dennoch für angebracht, diese beiden Themen nacheinander zu behandeln. Wie wir später sehen werden, entspricht die Theorie der in den Atomkernen wirksamen Bindungskräfte einer *effektiven Theorie* der für die Bindung der Quarks wirksamen Kräfte.

Ich beginne mit der Theorie der starken Wechselwirkung zwischen den in einem Atomkern gebundenen Nukleonen. Diese Wechselwirkung führt bei genügend kleinen Abständen zwischen den Nukleonen zu einer Anziehung, die gegenüber der elektromagnetischen Abstoßung überwiegt. In genügend großer Entfernung von den Nukleonen dominiert dagegen die elektromagnetische Wechselwirkung. Wir werden nun versuchen, auch für die starke Wechselwirkung das Konzept der symmetrischen Wechselwirkung (s. Abschnitt 3.2.5) und damit die Existenz eines Wechselwirkungspotenzials  $V(r)$  zu verwenden.  $r$  ist wieder der Abstand zwischen dem felderzeugenden Nukleon und dem 2. Nukleon, das mit dem 1. wechselwirkt. Dann suchen wir eine Funktion  $V(r)$ , die das soeben geschilderte asymptotische Verhalten zeigt. Bereits Anfang der Jahre 1930 schlug der japanische Physiker *Hideki Yukawa* (eigentlich Ogawa) (\* 1907 in Azabu (heute Minato/Tokio); † 1981 in Kyoto) als für die starke Wechselwirkung zumindest näherungsweise gültige Funktion  $V(r)$  das später nach ihm benannte *Yukawa-Potenzial*

$$V(r) = \frac{A}{r} \cdot e^{-\frac{r}{l}} \quad (10.45)$$

$l$  : Reichweite der Wechselwirkung

vor.  $A$  hat die Bedeutung eines Produktes aus der (für die starke Wechselwirkung relevanten) felderzeugenden Ladung und der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung. Die Gl. 10.45 ist formal weitgehend identisch mit der Gleichung des abgeschirmten Coulomb-Potenzials in verdünnten Lösungen starker Elektrolyte (s. Abschnitt 8.3.3 und Gl. 8.301), aber auch mit dem Coulomb-Potenzial in einem Plasma (s. Abschnitt 8.3.8).(XXX: präzisieren) Wir erwarten daher auch an dieser Stelle, dass es sich um einen Abschirmeffekt handelt, der zu der endlichen Reichweite  $l$  des Feldes führt. In diesem Fall finden wir die Erklärung der Abschirmwirkung aus der quantenfeldtheoretischen Betrachtung des Problems. Dann bilden sich bei genügend hohen Feldstärken virtuelle Paare aus den Austauscheteilchen der Wechselwirkung und deren Antiteilchen, s. Kapitel 7.14(XXX: präzisieren). Diese können ebenfalls eine Abschirmung des Feldes bewirken. Dann aber ergibt sich die Reichweite

$l$  aus der Ruhemasse  $M_0$  des die Wechselwirkung vermittelnden Teilchens gem.

$$l = \frac{\hbar}{M_0 \cdot c_0} \quad (10.46)$$

Setzen wir als Reichweite  $l$  den aus Streuexperimenten ermittelten Durchmesser des Protons ein, so erhalten wir als Ruhemasse des die starke Wechselwirkung erzeugenden Austausch-Teilchens den Wert

$$M_0 \cdot c_0^2 = \frac{\hbar \cdot c_0}{l} = 117 \cdot \text{MeV} \quad (10.47)$$

Dieser Schätzwert liegt in der Größenordnung der Ruhemasse der  $\mu$ -Mesons.

(XXX: Der an dieser Stelle vorgesehene weitere Text ist noch nicht verfügbar.)

Yukawa erhielt *for his prediction of the existence of mesons on the basis of theoretical work on nuclear forces* den Nobelpreis für Physik 1949.

Nachdem das Quarkmodell entwickelt war und die Regeln, nach denen sich die Elementarteilchen bilden, überzeugend einfach erklären konnte, war die besondere Bedeutung der Farbladung für die Physik der Elementarteilchen offensichtlich. Es lag daher nahe anzunehmen, dass auch die Wechselwirkung, die die Quarks zusammenhält, im wesentlichen auf dem Austausch von Farbladung beruhte. Die einfachste Annahme für diese Wechselwirkung war daher, dass durch sie außer Energie ausschließlich Farbladung, aber **keine** elektrische Ladung ausgetauscht wird. Die Austauscheteilchen dieser Wechselwirkung tragen daher ebenfalls Farbladung. Aus den bereits bekannten Symmetrie-Eigenschaften (s. Abschnitt 10.1.5) der Farbladung folgt dann, dass das Feld dieser Wechselwirkung genau 8 Eigenvektoren besitzt, die alle einen ganzzahligen Spin haben. Eine oft benutzte Basis hat die Form

$$|r\bar{g}\rangle ; |r\bar{b}\rangle ; |g\bar{b}\rangle \quad (10.48)$$

$$|g\bar{r}\rangle ; |b\bar{r}\rangle ; |b\bar{g}\rangle \quad (10.49)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|r\bar{r}\rangle - |g\bar{g}\rangle) \quad (10.50)$$

$$\frac{1}{\sqrt{6}} \cdot (|r\bar{r}\rangle + |g\bar{g}\rangle - 2 \cdot |b\bar{b}\rangle) \quad (10.51)$$

Man bezeichnet heute diese Wechselwirkungs-Bosonen als die *Gluonen* (von to glue (engl.) *kleben*) der starken Wechselwirkung. Da diese 8 verschiedenen Gluonen (lediglich) die unterschiedlichen Eigenwerte des Wechselwirkungsfeldes sind, hat man darauf verzichtet, sie mit unterschiedlichen Namen zu versehen.

Die zu entwickelnde Dynamik, die für die Quarks und ihre über die Gluonen vermittelte Wechselwirkung gelten soll, muss nun folgendes asymptotische Verhalten erzwingen:

1. das bereits in den Postulaten des Quark-Modells erläuterte *confinement*. Mit zunehmendem Abstand 2-er Quarks steigt die anziehende Wechselwirkung beliebig an und damit auch die Energie dieses Systems aus 2 gebundenen Quarks.

Es wird daher in mehrere neue Elementarteilchen zerfallen. M.a.W. isolierte Quarks sind nicht beobachtbar.

2. die sog. *asymptotische Freiheit* der Quarks. Bei genügend kleinen Abständen wird der Effekt der starken Wechselwirkung sehr gering. Die Quarks sind nun quasi ungebunden. Ihre aus der starken Wechselwirkung resultierende Bindungsenergie trägt daher zur Ruhemasse der aus ihnen aufgebauten Elementarteilchen nur in geringem Maße bei.

(XXX: Der an dieser Stelle vorgesehene weitere Text ist noch nicht verfügbar. Darauf folgt:)

Die mathematisch konsistente Formulierung dieser Konzepte für die Konstruktion der zwischen der Quarks auftretenden starken Wechselwirkung bezeichnet man heute als *Quantenchromodynamik*. Diese herausragende Leistung lässt sich auch aus heutiger Sicht kaum einem einzelnen Forscher oder einer begrenzten Gruppe von Forschern zuordnen. Sie ist das gemeinsame Werk vieler Physiker und entwickelte sich etwa im Lauf der Jahre 1980 bis 2000. Die amerikanischen Physiker *David J. Gross* (\* 1941 in Washington DC (USA); heute UCSB/Cal.(USA)), *Hugh David Politzer* (\* 1949 in New York; heute Caltec/Cal.(USA)) und *Frank Wilczek* (\* 1951 in New York; heute MIT Cambridge/Mass.(USA)) erhielten für die Entdeckung der *asymptotischen Freiheit in der Theorie der starken Wechselwirkung* den Nobelpreis für Physik 2004.

Wir greifen nun die zu Beginn dieses Abschnitts diskutierte Frage nach der die Atomkerne zusammenhaltenden Wechselwirkung wieder auf. Auf der Grundlage des Quarkmodells und der Quantenchromodynamik werden wir die Sichtweise vertreten, dass bei der Betrachtung eines Atomkerns aus  $n$  Protonen und  $m$  Neutronen das System eigentlich aus  $(2 \cdot n + m)$   $u$ -Quarks und  $(2 \cdot m + n)$   $d$ -Quarks besteht, und dass der Grundzustand (und damit die Bindungsenergie) dieses Systems über die QCD berechnet werden muss. Wenn man nun in einem Gedankenexperiment 1 Quark aus diesem Verband heraus zieht, wird die Gesamt-Energie des Systems entsprechend dem confinement extrem ansteigen. Das Quark wird in andere Elementarteilchen zerfallen, aus energetischen Gründen zunächst in ein  $\mu$ -Meson. Diese Interpretation ist aber äquivalent zu der oben skizzierten effektiven Theorie der Bindung der Nukleonen generierenden Feldes mit dem ruhemasse-behafteten Austauscheteilchen  $\mu$ -Meson.

Die wichtigste Wechselwirkung, die sowohl zur Bildung der Atomkernbausteine *Proton* und *Neutron* führt als auch zu den mehreren Protonen und Neutronen enthaltenden Atomkernen, ist also die *starke Wechselwirkung*.

Mit Hilfe dieser Theorie der starken Wechselwirkung lassen sich nicht nur die (geeignet definierten) Durchmesser von Proton und Neutron berechnen, sondern auch die der unter terrestrischen Bedingungen stabilen Atomkerne. Dabei zeigt sich, dass die Massendichte dieser Atomkerne in guter Näherung konstant ist. Diesen Wert der

1170  
 Physik ganz klein / ganz gross (-)  
 Elementarteilchen, Kosmologie:  
 mittleren Massendichte der Atomkerne von

$$\frac{M_{\text{Atomkern}}}{\frac{\pi}{6} \cdot D_{\text{Atomkern}}^3} = m_{\text{Nuk}} \approx 1,40 \cdot 10^{17} \cdot \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \quad (10.52)$$

werden wir noch häufig als Referenzwert für extrem hohe Massendichten verwenden, s. z.B. Absatz S. 1206 (*Neutronensterne*).

(XXX: Der weitere Text des Abschnitts *Das Grundkonzept der Quantenchromodynamik* ist noch nicht verfügbar.)

### 10.1.8 Die Theorie der schwachen Wechselwirkung (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Die Theorie der schwachen Wechselwirkung* ist noch nicht verfügbar.)

(XXX: Der weitere Text des Kapitels *Physik der Elementarteilchen* ist noch nicht verfügbar.)

## 10.2 Astronomie (-)

In diesem Kapitel werde ich - leicht schlagwortartig - die Physik der meisten Objekte behandeln, die im Kosmos anzutreffen sind: Sterne in ihren verschiedenen Stufen der Entwicklung und ihre Planeten, Asteroide und Kometen, sowie die Agglomeration von Sternen zu Sternhaufen oder ganzen Galaxien. Dabei wollen wir für alle nun folgenden Abschnitte schon jetzt die Vereinbarung formulieren, dass wir unter *Sternen* im engeren Sinne nur solche Himmelskörper verstehen wollen, die über eine signifikante Zeit ein zumindest annähernd stationäres Fusionsbrennen (s. Abschnitt 10.2.2) zeigen oder einmal gezeigt haben.

Wir überstreichen also in diesem Kapitel einen Bereich der Längendimension von ca.  $10^4 \cdot m$  (Durchmesser eines Kometen) bis zu  $10^{21} \cdot m$  (Längsausdehnung einer typischen Galaxie). Wir werden sehen, dass zum Verständnis dieser Objekte, ihrer Entstehung und ihres Verhaltens sowohl die gravitative Wechselwirkung dieser Objekte als auch die Prozesse der Kernfusion maßgebend sind, wobei letztere insbesondere von den Gesetzen der starken Wechselwirkung sowie der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung gesteuert werden.

Die Physik der Sterne, ihrer Entstehung und ihrer typischen Veränderungen im Laufe ihres Lebenszyklusses habe ich der Übersichtlichkeit halber nicht in einem einzigen Abschnitt zusammengefasst, sondern in insgesamt 4 Abschnitte aufgeteilt, die der Reihe nach die Sternentstehung, die stationären Zustände des Fusionsbrennens, die Endstadien und die verschiedenen Umwandlungsprozesse behandeln. Diesen folgt dann zur Wahrung der Übersicht eine knappe Zusammenfassung all dieser Fakten und Theorien. In der Astrophysik der Sterne ist es weitgehend üblich, die Masse von Sternen in Einheiten der Masse unserer Sonne anzugeben und dabei diese Masseinheit in der Form  $M_{\odot}$  anzugeben. Ich werde ebenso verfahren.

Die den Kosmos als ganzes betreffenden Fragen, also die Fragen nach seiner Ausdehnung und Struktur, und insbesondere nach der zeitlichen Entwicklung dieser Größen werden wir dann im Kapitel 10.3 (*Kosmologie*) behandeln.

Einen guten Überblick über alle diese astronomischen und kosmischen Objekte insbesondere in Relation zu den jeweiligen geometrischen Abmessungen und Entfernungen gewinnt man über die nach meiner Einschätzung sehr gut gelungene Serie von Graphiken des *atlas of the universe* von Richard Powell, s. [14].

Etwa seit 1958 ist die Astronomie nicht mehr allein auf die terrestrischen Möglichkeiten der Sternbeobachtung und -vermessung beschränkt. Die seitdem gegebenen Möglichkeiten der Weltraum-Technologie haben der astronomischen Forschung 2 grundsätzlich neue Klassen von Instrumenten bereitgestellt:

1. Satelliten auf stationären Bahnen um die Erde; mit ihnen lassen sich astronomische Objekte beobachten und spektral vermessen, ohne dass die Erdatmosphäre diese Ergebnisse auch nur im Ansatz störend beeinflussen kann;
2. Raumsonden, die bis zu den unterschiedlichen Objekten unseres Planetensystems gesendet werden und dieses Objekt entweder in geeigneter Entfernung passieren oder sogar in eine Umlaufbahn um dieses Objekt einschwenken. Bei hierfür geeigneten Objekten ist sogar eine Landung auf diesem Objekt möglich.

Man kann ohne jede Übertreibung sagen, dass diese technischen Möglichkeiten die Astronomie und Kosmologie auf eine völlig neue Ebene gehoben haben. Was bis dahin allzu oft Spekulation bleiben musste, kann jetzt auf der Basis einer Fülle von experimentellen Fakten geprüft und ggfls. gestützt oder verworfen werden. Auf einige Beispiele dieser bis heute bereits äußerst zahlreichen Satelliten und Raumsonden und ihre Messmöglichkeiten werde ich im Kapitel 10.6 näher eingehen. Der sicherlich bekannteste die Erde umrundende astronomische Satellit ist das **Hubble Space Telescope HST**, s. Absatz S. 1409. Allein dieses Instrument, das seit 1990 arbeitsfähig ist, hat eine riesige Anzahl an Aufnahmen von unschätzbarem wissenschaftlichen Wert und von oft atemberaubender Schönheit geschaffen, s. z.B. die Abb. 11.

### 10.2.1 Dynamik der Stern-Entstehung (-)

In diesem Abschnitt werden wir uns mit der Frage auseinander setzen, unter welchen Bedingungen und über welche Mechanismen sich aus der im Kosmos über riesige Volumina verteilten Materie Sterne bilden, die in ihrem Zentrum eine Massendichte aufweisen, die ausreicht, um Kernfusionsprozesse auszulösen. Zur Orientierung nenne ich 2 typische Zahlenwerte: Die mittlere Teilchendichte innerhalb einer Galaxie, aber unter Ausschluss der bereits existierenden Sterne beträgt

$$\langle n \rangle_{\text{Galaxie}} \sim 10^6 \frac{\text{Atome}}{m^3} \quad (10.53)$$

Die Teilchendichte im Zentrum eines Sterns, der eine mit unserer Sonne vergleichbare Masse besitzt und sich im Zustand des stationären *H*-Brennens (s. Absatz S. 10.2.2)

1172 Elementarteilchen, Kosmologie:  
 Physik ganz klein / ganz gross (-)  
 befindet, beträgt dagegen

$$n_{\text{Sternzentrum}} \sim 10^{31} \frac{\text{Atome}}{m^3} \quad (10.54)$$

Wir fragen also nach den Mechanismen, durch die die Teilchendichte lokal mindestens um den Faktor  $10^{25}$  angehoben wird. Dabei ist es naheliegend, als hierfür verantwortlich nicht **einen einzigen** Mechanismus zu vermuten, sondern eher eine ganze **Kette** unterschiedlicher Abläufe.

Als wichtige Orientierung für diese Aufgabe präzisieren wir zunächst, um welche Art von Materie es sich bei dem schon mehrfach zitierten *kosmischen* oder *interstellaren Staub* handelt. Es geht also um die Gesamtheit der im Kosmos außerhalb der Sterne und der sonstigen Himmelskörper vorhandenen Materie. Diese lässt sich nach Herkunft und Zusammensetzung in 2 Arten aufteilen:

1. Die bereits unmittelbar nach dem *Urknall* (s. Absatz S. 1395) gebildete *Urmaterie*. Sie besteht aus isolierten Atomen der Elemente *H*, *He* und (in Spuren) *Li*. Man schätzt den relativen Anteile dieser Elemente in der Urmaterie heute auf

Element	$N_{\text{Element}}/N_{\text{gesamt}}$
<i>H</i>	0,70
<i>He</i>	0,29
<i>Li</i>	0,01

2. Die von Sternen bei Nova- und Supernova-Explosionen und bei anderen explosionsartigen Umwandlungen in den Kosmos ausgestoßenen Materieströme. Diese enthalten außer den leichten Elementen *H* und *He* auch in signifikanter Menge alle Elemente, die vor oder während dieser Stern-Explosion gebildet worden sind. Sofern diese Materiewolken, solange sie noch nicht zu stark verdünnt sind, ausreichend erkalten, bilden sich aus diesem Vorrat an Elementen die unterschiedlichsten Moleküle, insbesondere molekularer Wasserstoff  $H_2$ , aber auch die verschiedensten organischen und anorganischen Verbindungen. Innerhalb dieser Molekülwolken kommt es vermutlich zu ersten Agglomerationsprozessen insbesondere der anorganischen Verbindungen, den Silikaten und Metallverbindungen. Das Ergebnis sind vermutlich submikroskopische Partikel aus diesen Verbindungen, die sich aber im Sinne der Thermodynamik bereits als **makroskopische Objekte** behandeln lassen: Ihnen lässt sich eine Temperatur zuordnen, die ihre Abstrahlung von Energie in Form von IR-Strahlung festlegt, und die entscheidet, ob das jeweilige Teilchen in flüssiger oder fester Form vorliegt. Diese Teilchen bezeichnen wir als *kosmischen* oder *interstellaren Staub* im engeren Sinne. Der relative Anteil dieses kosmischen Staubs in einer Materiewolke bestimmt in starkem Umfang deren weiteres Schicksal.

Zur sauberen Unterscheidung dieser beiden Arten von kosmischer Materie werde ich sie konsequent als *kosmische Urmaterie* oder als *kosmischen Staub* bezeichnen. I.a. tritt kosmischer Staub allerdings nicht in reiner, isolierter Form auf, sondern als Beimischung zu einer Wolke aus kosmischer Urmaterie.

Die Astrophysiker unterscheiden heute 3 verschiedene Populationen oder Typen von Sternen, die sich signifikant in ihrer Element-Zusammensetzung und damit auch in ihrem physikalischen Verhalten unterscheiden. Diese Unterschiede lassen sich auf ihre unterschiedliche Entstehungs- und Entwicklungsgeschichte zurückführen und damit auf ihren unterschiedlichen Gehalt an kosmischem Staub. Diese 3 Typen sind:

1. Sterne der 1. Generation: Diese entstanden in der Frühphase des Universums durch Agglomeration von reiner kosmischer Urmaterie. Denn kosmischer Staub war noch gar nicht entstanden. Sie waren daher völlig frei von Elementen mit mittlerer bis höherer Ordnungszahl. Sie waren überwiegend sehr massereich und sind heute vermutlich alle bereits vergangen. Denn die Lebensdauer eines Sterns nimmt mit seiner Masse stark ab, s.u. .

2. Sterne der 2. Generation: Diese sind aus kosmischer Materie entstanden, die schon einen gewissen Anteil an kosmischem Staub enthielt, der durch die Explosion von Sternen der 1. Generation gebildet worden war. Im Durchschnitt sind sie daher jünger als die Sterne der 1. Generation und enthalten gewisse, wenn auch minimale Anteile an Elemente von mittlerer bis höherer Ordnungszahl<sup>†</sup>. Typische Werte der relativen Teilchenanzahl sind

<b>Element</b>	$N_{\text{Element}}/N_{\text{gesamt}}$
<i>H</i>	0,70
<i>He</i>	0,29
<i>Li</i>	0,01
übrige	$\lesssim 10^{-6}$

3. Sterne der 3. Generation: Sie sind relativ jung und enthalten im Vergleich zu den anderen Sterntypen einen deutlich höheren Anteil an Elementen von mittlerer bis höherer Ordnungszahl. Typische Werte der relativen Teilchenanzahl sind

Element	$N_{\text{Element}}/N_{\text{gesamt}}$
<i>H</i>	0,70
<i>He</i>	0,29
übrige	$10^{-3} \dots 10^{-4}$

Unsere Sonne gehört zu diesem Sterntyp. Auf Grund der experimentellen Daten

---

<sup>†</sup>In der Astronomie ist es durchgängig üblich geworden, die Element-Zusammensetzung von Sternen und Galaxien nur nach *H*, *He* und Elementen höherer Ordnungszahl zu differenzieren, und dabei letztere grob vereinfachend als *Metalle* zu bezeichnen.

wird als obere Grenze für die Masse eines Sterns von diesem Typ heute der Wert

$$M_{3.-\text{Gen.}} < 150 \cdot M_{\odot} \quad (10.55)$$

angesehen.

Da bei allen diesen Sternen die Lebensdauer stark mit der Masse abnimmt, sind diese 3 Generationen nicht sauber von einander getrennt: Es entstanden bereits die ersten Sterne der 2. Generation, lange bevor in der Nachbarschaft oder an anderer Stelle im Kosmos die letzten Sterne der 1. Generation erloschen waren. Das aktuell vorliegende Nebeneinander von Sternen der 2. und der 3. Generation ist durch experimentelle Untersuchungen (XXX: präzisieren) belegt. Die auch aktuell noch gegebene Existenz von Sternen der 1. Generation konnte bisher (noch) nicht zweifelsfrei nachgewiesen werden. Es bestehen jedoch reelle Chancen, dass in der frühen Phase der kosmischen Entwicklung, in der sich die Sterne der 1. Generation bildeten, zumindest in gewissen, hierfür geeigneten Bereichen des Kosmos auch einige sehr massearme Sterne entstanden. Wenn sie eine Masse von  $M < 0,9 \cdot M_{\odot}$  haben, könnten sie noch heute existieren. Nach derartigen Sternen wird heute intensiv gesucht. Bisher hat man jedoch noch keinen derartigen Stern der 1. Generation entdeckt. Dieses Spezialgebiet der astronomischen Forschung wird auch als *Galaktische Archäologie* bezeichnet.

Die heute einsetzbaren Teleskope liefern eine Fülle von Daten auch für den Abgleich von Theorien der Sternentstehung mit experimentellen Fakten. Allein die in der Abb. 3 wiedergegebene Aufnahme des Orion-Nebels durch das **Hubble Space Telescope** (HST) bietet in der hoch aufgelösten Originalversion Bildinformationen über mehr als 3000 junge Sterne und über mehrere 1000 noch im Entstehen befindliche Protosterne. Der Nebel ist von unserer Sonne  $1,5 \cdot 10^3 \cdot L_j$  entfernt. Er enthält eine Anzahl von sehr lichtstarken Sternen, in dessen Licht die den Nebel bildenden Wolken aus kosmischer Materie in unterschiedlichen Farben aufleuchten. Diese Färbung gibt also Hinweise auf die lokale chemische Zusammensetzung dieser Wolken. Die sehr helle Zentralregion beherbergt 4 besonders lichtstarke Sterne. Aktuell ist daher der Orion-Nebel eine der bevorzugten *Experimentierstuben* der auf dem Gebiet der Sternentstehung forschenden Astrophysiker.

Am Anfang unser nun folgenden Überlegungen zur Stern-Entstehung setzen wir die Existenz einer gegenüber dem Rest des Universums separierten, darüber hinaus aber (noch) unstrukturierten Wolke als gegeben voraus, die aus einer Mischung von kosmischer Urmaterie und kosmischem Staub besteht. Die mittlere Teilchendichte  $n$  dieser Staubwolke betrage z.B.

$$n \approx 10^{10} \cdot \frac{\text{Teilchen}}{m^3} \quad (10.56)$$

Da der Wasserstoffanteil überwiegt, entspricht dies einer Massendichte der Größen-



Abb. 3 Vom Hubble Telescope erstellte Übersichtsaufnahme des Orion Nebels  
(Quelle: Diese Abb. basiert auf der von der Hubble Organisation im Internet bereitgestellten Aufnahme STScI-PRC2006-01a; Autoren sind M. Robberto (ESA) u. das HST Orion Treasury Project Team)

ordnung

$$\begin{aligned}
 m &= n \cdot M_{H_2} \approx 10^{10} \cdot \frac{\text{Teilchen}}{m^3} \cdot 2 \cdot 1,673 \cdot 10^{-27} \cdot \frac{kg}{H_2\text{-Teilchen}} \\
 &= 3,35 \cdot 10^{-17} \cdot \frac{kg}{m^3}
 \end{aligned}
 \tag{10.57}$$

Die Gesamtmasse der Wolke sei von der Größenordnung

$$M_0 \approx 10 \cdot M_{\odot} \tag{10.58}$$

Diese Masse sei also über ein Volumen der Größenordnung

$$\begin{aligned}
 V &\sim \frac{M_0}{m} = \frac{10 \cdot M_\odot}{3,35 \cdot 10^{-17} \cdot \frac{kg}{m^3}} = \frac{10 \cdot 1,99 \cdot 10^{30} \cdot kg}{3,35 \cdot 10^{-17} \cdot kg} \cdot m^3 \\
 &= 0,594 \cdot 10^{48} \cdot m^3 = \frac{4 \cdot \pi}{3} \cdot (0,52 \cdot 10^{16} \cdot m)^3 \\
 &= \frac{4 \cdot \pi}{3} \cdot (3,48 \cdot 10^4 \cdot AE)^3 \tag{10.59}
 \end{aligned}$$

unstrukturiert, d.h. in 1. Näherung gleichmäßig verteilt. Wir stellen uns diese Wolke als von (zunächst) annähernd kugelförmiger Gestalt vor mit einem Kugelradius von

$$R \approx 3,5 \cdot 10^4 \cdot AE \tag{10.60}$$

Trotz der extrem niedrigen Teilchendichte in dieser Wolke nehmen wir an, dass die zwischen diesen Teilchen vorhandene (im mechanistischen Bild der Physik durch die Häufigkeit der 2-Teilchen-Stöße vorgegebene) Wechselwirkung ausreicht, um diese astronomische Wolke in ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht zu bringen. Dann lässt sich die Temperatur dieser Wolke definieren und darüber dann auch der (thermodynamische) Druck dieser Wolke

$$p_{\text{th.-dyn.}} = -\frac{\partial F(T, V, N)}{\partial V} \tag{10.61}$$

Wegen der extrem niedrigen Teilchendichte dürfen wir zweifelsohne die freie Energie der Wolke durch die Gleichungen eines idealen Gases (s. Abschnitt 8.1.10) annähern,

$$p_{\text{th.-dyn.}} = \frac{N}{V} \cdot \kappa \cdot T = \frac{\kappa \cdot T}{\hat{v}} \tag{10.62}$$

Diesem Term überlagert sich nun additiv der Einfluss der Gravitation. Im Abschnitt 3.3.11 haben wir als Gravitationsenergie einer homogen über ein kugelförmiges Volumen  $V$  verteilten Gesamt-Masse  $M$  den Ausdruck

$$E(R) = -\frac{3}{5} \cdot \gamma \cdot \frac{M^2}{R} \tag{10.63}$$

(s. Gl. 3.872) erhalten. Daraus berechnet sich unmittelbar der Gravitationsdruck zu

$$p = -\frac{dE(V)}{dV} = -\frac{\frac{dE(R)}{dR}}{\frac{dV(R)}{dR}} = -\frac{\frac{3}{5} \cdot \gamma \cdot \frac{M^2}{R^2}}{\frac{4\pi}{3} \cdot 3 \cdot R^2} = -\frac{3}{20 \cdot \pi} \cdot \gamma \cdot \frac{M^2}{R^4} \tag{10.64}$$

Der Gesamtdruck der Wolke beträgt daher

$$p = \frac{\kappa \cdot T}{\hat{v}} - \frac{3}{20 \cdot \pi} \cdot \gamma \cdot \frac{M^2}{R^4} \tag{10.65}$$

Solange dieser Ausdruck positiv ist, die thermische Energie also gegenüber der Gravitation überwiegt, wird sich die Wolke weiter ausdehnen. Sobald jedoch der Ausdruck sein Vorzeichen wechselt,

$$\frac{\kappa \cdot T}{\hat{v}} < \frac{3}{20 \cdot \pi} \cdot \gamma \cdot \frac{M^2}{R^4} \Rightarrow \quad (10.66)$$

$$T < \frac{3}{20 \cdot \pi} \cdot \frac{\gamma}{\kappa} \cdot \frac{M^2}{R^4} \cdot \frac{4 \cdot \pi}{3} \cdot R^3 \cdot \frac{M_{H_2}}{M} = \frac{1}{5} \cdot \frac{\gamma}{\kappa} \cdot \frac{M}{R} \cdot M_{H_2} \quad (10.67)$$

beginnt die Wolke zu kontrahieren. Diese Bedingung 10.67 bezeichnet man nach dem englischen Physiker, Astronomen und Mathematiker *James Hopwood Jeans* (\* 1877 in Ormskirk, Lancashire(England); † 1946 in Dorkey/Surrey) als das *Jeans-Kriterium* für das Einsetzen der **Kontraktion** einer Wolke aus kosmischem Staub. In unserem oben aufgeführten Zahlenbeispiel erhalten wir daraus die Bedingung

$$T < \frac{\pi}{5} \cdot \frac{\gamma}{\kappa} \cdot \frac{M}{R} \quad (10.68)$$

Die zeitliche Entwicklung der von uns als zu Beginn unserer Betrachtung bereits existent angenommenen Gaswolke von endlicher Temperatur  $T$  nimmt also zunächst folgenden Verlauf:

(1) Ausdehnung der Wolke in seine leere kosmische Umgebung. Diese Ausdehnung erfolgt adiabatisch bis auf die thermische Abstrahlung aus dieser Wolke. Zumindest in den Randbereichen der Gaswolke ist diese Abstrahlung immer gegeben. Sofern die Gaswolke in ihrem Inneren keine permanent aktive Energiequelle enthält, wird sie sich daher im Zuge dieses Vorgangs abkühlen. Sobald dann die Bedingung 10.67 erfüllt ist, setzt der umgekehrte Prozess der Kontraktion ein:

(2) Durch die Gravitation angetriebene Kontraktion der Wolke. Dieser Prozess setzt sich zumindest solange fort, wie der hierdurch generierte Energiestrom noch nicht deutlich größer ist als der Energiestrom der thermischen Abstrahlung. Als typische Dauer dieses bei weiterhin niedriger Temperatur ablaufenden Kontraktionsprozesses sieht man heute den Wert

$$\Delta t = 1 \dots 1,5 \cdot 10^7 \cdot y \quad (10.69)$$

an.

Für die weiteren Überlegungen ist nun die Berücksichtigung des Drehimpulses der Gaswolke von fundamentaler Bedeutung. Die hieraus folgende weitere Entwicklung der Gaswolke ist Gegenstand des nun folgenden Absatzes.

## Die Akkretionsscheibe (-)

Sofern die Gaswolke aus einem (ursprünglich) räumlich eng begrenzten Vorgang heraus entstanden ist, z.B. aus einer Supernova-Explosion (s. Unterabsatz S. 1218),

liegt es nahe anzunehmen, dass der Gesamt-Drehimpuls dieser Wolke in 1. Näherung verschwindet. Dies ändert sich jedoch, sobald die Wolke im Verlaufe ihrer weiteren Entwicklung sich ausreichend nahe an einem 2. kosmischen Objekt vorbei bewegt, z.B. an einer weiteren Gaswolke. Dann nämlich findet ein signifikanter Drehimpuls-Austausch zwischen den beiden Objekten statt, in weitgehender Analogie z.B. zu der Wechselwirkung eines Tennisballs mit einem stark elastischen Objekt wie dem Tennisschläger. Im Ergebnis tragen beide Objekte im Anschluss an diese Passage einen signifikanten Drehimpuls in Richtung des Flächenvektors der *Schmiegeebene* (s. Abschnitt 3.2.1) dieser Bewegung, jedoch mit für diese beiden Objekte entgegengesetztem Vorzeichen.

Wir müssen also davon ausgehen, dass der relativ zu seinem Massen-Schwerpunkt berechnete Gesamt-Drehimpuls der von uns betrachteten Staubwolke

$$\vec{L} = \int (\vec{v} \times \vec{r}) \cdot m(\vec{r}) \cdot d^3r \quad (10.70)$$

einen nicht verschwindenden Wert besitzt. Bei allen nun auftretenden Prozessen, die ohne Wechselwirkung mit dem Rest des Universums ablaufen, wird dieser Wert erhalten bleiben. Die anfangs kugelsymmetrische Kontraktion der Gaswolke ist daher zwangsweise mit einer verstärkten Rotation der einzelnen Teilchen der Gaswolke um die Drehimpulsachse verbunden. Als unmittelbare Folge dieser Bedingung der Drehimpuls-Erhaltung sind nun alle Kontraktionsprozesse bevorzugt, die a priori Drehimpuls-erhaltend sind. Dies sind insbesondere Kontraktionsprozesse, die in einer Richtung parallel zur Drehimpulsachse verlaufen. Diese Einschränkung wird insbesondere in Bereichen der Wolke wirksam, die weit entfernt sind vom Gravitationszentrum der Wolke. Die ursprünglich annähernd kugelförmige Gaswolke wird sich also zu einer eher scheibenförmigen Struktur deformieren, deren Ausdehnung senkrecht zur Scheibenebene mit der Entfernung vom Scheibenzentrum deutlich abnimmt.

Wie wir noch mehrfach erkennen werden, ist diese scheibenförmige Struktur von agglomerierter Materie im Makro-Kosmos allgegenwärtig. Diese Konfiguration bezeichnen die Astrophysiker heute als *Akkretionsscheibe* (von *accretio* (lat.) das Anwachsen). Dank der technischen Errungenschaften der modernen Astronomie sind wir heute nicht mehr darauf angewiesen, das Ergebnis derartiger Überlegungen und Simulationsrechnungen an Hand von sekundären Fakten zu überprüfen. Vielmehr können wir das den heutigen Teleskopen zugängliche Universum direkt nach derartigen Objekten absuchen. Und tatsächlich gelang es 2010 der ESO (**E**uropean **S**outhern **O**bservatory) mit ihrem **V**ery **L**arge **T**elescope Array (VLT) in Cerro Paranal (Chile), die um einen jungen Stern vorhandene Akkretionsscheibe direkt aufzuzeichnen. Die Abb. 4 zeigt

(a) die Umgebung des Sterns IRAS 13481-6124 im Sternbild Centaurus als optische Realaufnahme in aktuell maximaler Auflösung; die Entfernung zur Erde beträgt ca.  $1 \cdot 10^4 \cdot L_j$ ;

(b) die daraus geschlossene Struktur der unmittelbaren Sternumgebung als graphische Gestaltung in nochmals höherer Auflösung ([4]).

Die Längsausdehnung und die Gesamtmasse dieses Objektes betragen etwa

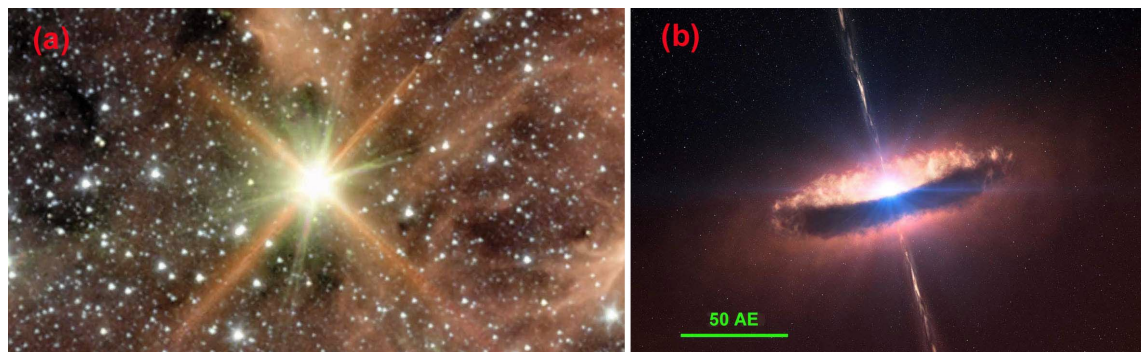


Abb. 4 Direkte Aufnahme der um den massereichen jungen Stern IRAS 13481-6124 konzentrierten Akkretionsscheibe aus interstellarem Staub

(a) reale optische Aufnahme der Umgebung von IRAS 13481-6124 (b) künstlerisch gestaltete vergrößerte Wiedergabe der unmittelbaren Stern-Umgebung

(Quelle: Die Einzelbilder (a) und (b) basieren auf den vom European Southern Observatory (ESO) auf ihrer internet-website bereitgestellten Aufnahmen eso1029a. Sie unterliegen den Bedingungen der Creative Attribute 3.0 Unported Licences)

$$d \approx 130 \cdot AE \quad (10.71)$$

$$M_{\text{ges.}} \approx 20 \cdot M_{\odot} \quad (10.72)$$

(Zur Def. der Einheit  $AE$  s. Abschnitt 3.4.1.) Das aktuelle Alter dieses Sterns schätzt man auf

$$\mathbb{A} = 6 \cdot 10^4 \cdot y \quad (10.73)$$

Die in der Abb. 4 (b) senkrecht zur Akkretionsscheibe eingezeichnete dünne Linie ist das Bild eines sog. *Materie-Jets*: Ein Teil des von dem Zentrum akkretierten Gases wird in diesen eng kollimierten Strahl umgelenkt. Die Einzelheiten dieses Prozesses sind noch nicht vollständig aufgeklärt. Es scheint sich aber um ein generelles Phänomen zu handeln, das bei allen verwandten Objekten auftritt und vermutlich eine wichtige Rolle bei der Realisierung der Drehimpuls-Erhaltung spielt.

### Die Bildung eines Protosterns (-)

(XXX: Der an dieser Stelle vorgesehene Text, der den Vorgang der weiteren Akkretion beschreibt und erläutert, also die Aufkonzentration von Materie im Zentrum incl. des Drehimpuls-Ausgleichs über einen Jetstrahl entlang der Drehimpulsachse, ist noch nicht verfügbar. Darauf folgt:)

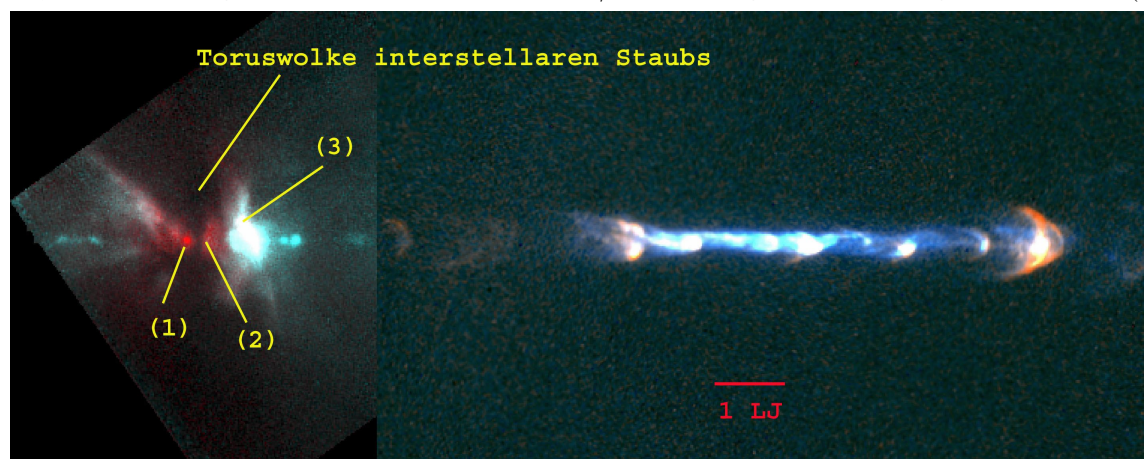


Abb. 5 Jet-erzeugendes Doppelsternsystem, aufgenommen vom Hubble-Teleskope im März (im IR-Licht) bzw. im Nov. (im sichtbaren Licht) 1998 (Quelle: diese Abb. basiert auf dem auf [30] bereitgestellten Bild; credit: NASA and B. Reipurth (CASA, Univ. of Colorado)

s. hierzu auch die Abb. 5. Diese Abb. ist die Überlagerung eines Bildes im IR-Kontrast (aufgenommen mit dem Multi-Object-Spectrometer des HST) und eines Bildes im Kontrast des sichtbaren Lichtes (aufgenommen mit der Wide Field Planetary Camera des HST). Sie zeigt ein 3-Sterne-System in einem Gebiet relativ hoher Staubkonzentration, in dem sich also ständig neue Sterne bilden. Diese torusförmige Staubwolke ist in der Abb. 5 als dunkle Zone erkennbar. Der in dieser Abb. mit der Nomenklatur (3) gekennzeichnete Stern wurde vor einigen  $10^3 \cdot y$  durch die gravitative Wechselwirkung dieser 3 Objekte aus dem Verband herausgeschleudert und befindet sich nun auf einer Fluchtbewegung. Einer der beiden anderen Sterne ( (1) und (2) ) stößt aktuell in unregelmäßiger Folge in 2 zu einander entgegengesetzte Richtungen orientierte Jets aus, die aus Teilchen von Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit bestehen. (XXX: präzisieren)

Im weiteren Verlauf des Prozesses der Akkretion verdichtet sich der Zentralbereich immer mehr und immer schneller, bis schließlich der Gewinn an Gravitationsenergie ausreicht, um den massereichen Zentralbereich aufzuheizen. Mit dieser stetigen Erhöhung von Temperatur und Massendichte geht eine Veränderung des thermodynamischen Zustands dieser Materie einher: Ab einer Temperatur von  $1.800 \cdot K$  dissoziiert der Hauptbestandteil des Protosterns, der Wasserstoff,



Ab  $10.000 \cdot K$  ist der Wasserstoff weitgehend ionisiert,



Das Material im Zentrum des Protosterns ist zu einem Plasma geworden, s. Abschnitt 8.3.8. Dieser Prozess der Akkretion dauert etwa  $10^3 \dots 10^7 \cdot y$  an, je nach dem Zahlenwert der in der Akkretionsscheibe insgesamt enthaltenen Masse. Ab etwa  $6 \cdot 10^5 \cdot K$  zündet in dem Protostern die erste Kernfusion. Dieses ist i.a. das sog. Deuterium-Brennen, s. Absatz S. 1184. Ein neuer Stern ist entstanden, der in dieser Phase immer noch als *Protostern* bezeichnet wird. Ist seine Masse ausreichend groß, so wird schließlich in seinem Zentralbereich die für die Zündung des zentralen  $H_1^1$ -Brennens (s. Absatz S. 1185) erforderliche Temperatur von etwa

$$T_{H\text{-Brennen}} \geq 1,5 \cdot 10^7 \cdot K \quad (10.76)$$

erreicht. Damit ist aus dem Protostern ein *regulärer Stern* geworden, der sich in dem stationären Zustand des  $H_1^1$ -Brennens befindet. In diesem Zustand wird er für eine Zeit der Größenordnung  $10^9 \cdot y$  verbleiben. Die Einzelheiten dieser verschiedenen Fusionsprozesse werden wir im Abschnitt 10.2.2 näher untersuchen.

Durch die Möglichkeiten insbesondere der Weltraumteleskopie gelingt es immer öfter, experimentelle Daten bereitzustellen, mit denen die Einzelheiten dieses Entwicklungsprozesses überprüft und oft auch mit konkreten Zahlenwerten präzisiert werden können. Als ein aktuelles Beispiel nenne ich die Untersuchung des Sterns IRAS-1260-6300 aus dem Jahr 2016: Für ihn gelten folgende Daten:

$$A < 1 \cdot 10^7 \cdot y \quad (10.77)$$

$$d = 2,3 \cdot 10^3 \cdot lj \quad (10.78)$$

In der Nähe dieses Sterns befinden sich noch einige Nebelwolken aus kosmischem Staub. Die spektrale Analyse des von dem Stern emittierten Lichtes zeigte eindeutig, dass in dem Stern das  $H$ -Brennen noch nicht eingesetzt hat. Denn das Spektrum enthält noch eine Vielzahl von **Emissionslinien**. Der Stern befindet sich daher noch im Zustand der gravitativen Kontraktion.

Die gemessenen Emissionslinien geben überdies Hinweise auf die chemische Zusammensetzung des Protosterns.

## Die Bildung massereicher Sterne (-/-)

(XXX: Der Text des Absatzes *Die Bildung massereicher Sterne* ist noch nicht verfügbar. Er wird auch die nachfolgende Abb. 6 und den sie erläuternden Text enthalten:)

Die riesige Wolke W3 aus molekularem Gas ist etwa  $6,2 \cdot 10^3 \cdot Lj$  von uns entfernt und hat eine Ausdehnung der Größenordnung  $2 \cdot 10^3 \cdot Lj$ .

### 10.2.2 Fusions-Prozesse in Sternen (-)

Wir werden uns nun mit der Frage auseinandersetzen, welche Kernfusionsprozesse als Kandidaten für die real im Zentrum eines Sterns ablaufenden Vorgänge in Frage

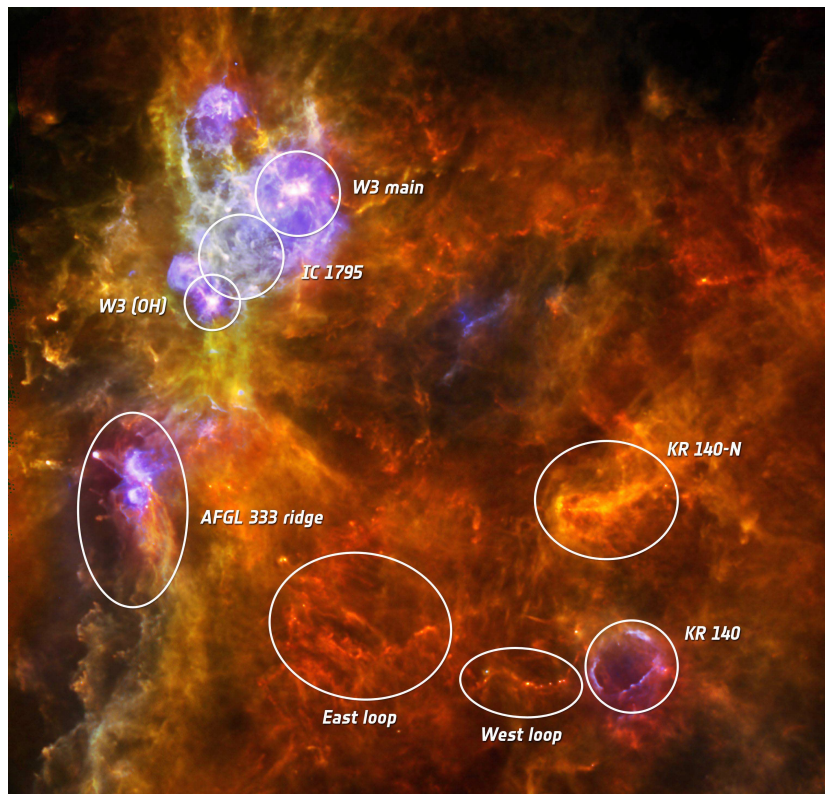
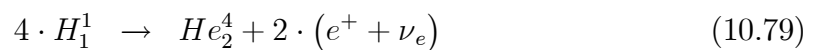


Abb. 6 Infrarotaufnahme der als W3 bezeichneten Wolke aus molekularem Gas innerhalb des Pegasus, einem der Haupt-Spiralarmler unserer Milchstraße (Quelle: ESA/Herschel)

kommen. Ein Blick auf die Abb. 19 im Heft 7 (*Quantenmechanik*) zeigt uns, dass im Bereich niedriger Kernladungszahlen der Nettoprozess



$$\Delta E = 18,77 \cdot MeV \quad (10.80)$$

derjenige ist, der ein besonders günstiges Verhältnis von erzeugter Energie und Komplexität des Prozesses aufweist. Solange also als "Brennmaterial" im wesentlichen nur Wasserstoff zur Verfügung steht, ist man geneigt, diesen Gesamtprozess als den wahrscheinlichsten anzusehen. Unter realistischen Werten von  $(T, p)$  sind jedoch 4-Körperprozesse äußerst selten. Damit dieser Prozess mit signifikanter Wahrscheinlichkeit möglich wird, müssen wir ihn in Einzelschritte zerlegen, die nach Möglichkeit entweder spontane Zerfälle sind oder 2-Körper-Stoßprozesse. Für das Einsetzen eines Fusionsprozesses im Verlauf der gravitativen Kontraktion eines Protosterns kommen daher durchaus auch andere Fusionsprozesse in Frage als der Prozess 10.79. Diese weisen evtl. eine geringere Reaktionsenergie auf, sind aber einfacher strukturiert. Sie bestehen z.B. aus einem einzelnen 2-Körper-Stoßprozess.

Damit es im Zentralbereich eines Sterns in dem dort als Plasma vorliegenden Sternmaterial ausreichend oft zu 2-Körper-Stößen kommt, muss die Teilchendichte der beteiligten Teilchen, also letztlich die Gesamt-Massendichte einen gewissen Grenzwert  $m_{\text{init}}$  überschreiten. Und damit sodann bei diesen Stößen mit ausreichender Wahrscheinlichkeit auch wirklich ein bestimmter Prozess abläuft, müssen die kinetischen Energien der an diesen Stößen beteiligten Teilchen hoch genug sein, um die jeweilige Coulomb-Barriere überbrücken zu können. M.a.W. auch die Temperatur des Plasmas muss über einem gewissen Schwellwert  $T_{\text{init}}$  liegen. Wenn wir annehmen, dass die thermische Energie der Stoßpartner nicht deutlich kleiner sein darf als die Energie der Coulomb-Barriere, dann folgt

$$\kappa \cdot T_{\text{init}} \approx \left| \frac{Q_1 \cdot Q_2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{(R_1 + R_2)} \right| \quad (10.81)$$

$(Q_i; R_i)$  sind die Ladung und der Teilchenradius der beiden Stoßpartner (1) und (2). Die Kernradien schätzen wir ab über die Faustformel

$$R \approx 1,4 \cdot 10^{-15} \cdot m \cdot \sqrt[3]{\frac{M}{M_H}} \quad (10.82)$$

Im Fall eines Proton-Proton-Stoßes folgt

$$T_{\text{init}} \approx \left| \frac{Q_0^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{2 \cdot R_H} \cdot \frac{1}{\kappa} \right| = 3,9 \cdot 10^9 \cdot K \quad (10.83)$$

Dieser Wert liegt etwa um den Faktor  $2 \cdot 10^2$  **über** dem heute in der Literatur für das  $H$ -Brennen im Zentrum typischer Sterne als korrekt angesehenen Wert (XXX: Referenz nennen) von

$$T_{\text{init}} \approx 1,5 \cdot 10^7 \cdot K \quad (10.84)$$

Die Erklärung für diese Diskrepanz ergibt sich insbesondere aus der Tatsache, dass das Ausgangsmaterial für die Fusions-Reaktion nicht als neutrales Gas, sondern als Plasma vorliegt. Wir müssen also die Abschirmwirkung der Teilchen einer elektrischen Polarität durch die entgegen gesetzt geladenen Teilchen berücksichtigen, s. hierzu die Abschnitte 8.3.3 und 8.3.8.

Bei einem aus mehreren Einzelschritten bestehenden Prozess ergeben sich für den Gesamtprozess integrale Grenzwerte  $(m_{\text{init}} ; T_{\text{init}})$ , die nicht nur von den Grenzwerten der einzelnen Prozesse abhängen, sondern auch davon, ob alle Zwischenprodukte stabil sind. Im Falle von spontan zerfallenden Zwischenprodukten steigen diese Grenzwerte evtl. steil an, da nun innerhalb der mittleren Lebensdauer dieses Zwischenproduktes bereits ein erneuter, erfolgreicher Stoßprozess mit dem richtigen Stoßpartner stattfinden muss. Diese Betrachtung ist auch für relativ langlebige Zwischenprodukte von Bedeutung, weil nämlich die mittlere Lebensdauer eines Fusionspartners innerhalb der Brennzone relativ lang ist, meist von derselben

Größenordnung wie die Gesamtdauer dieses Fusionsprozesses in dem betrachteten Stern.

Wie in der Literatur üblich werden wir diese verschiedenen in einem Stern ablaufenden Prozess der Kernfusion durchgängig als *Brennen* bezeichnen. Dabei verstehen wir unter dem Begriff  $K_z^m$ -Brennen die Fusion eines  $K_z^m$ -Kerns mit einem weiteren Partner zu einem Atomkern höherer Ladungszahl und/oder Massenzahl als das Ausgangsprodukt  $K_z^m$ . Die Namensgebung eines bestimmten Brennprozesses benutzt also immer den Ausgangskern dieses Prozesses.

Als Literatur zu diesem Gebiet der sog. *Nukleosynthese* verweise ich auf [34].

### Das $H_1^2$ -Brennen (\*)

Deuterium  $H_1^2$  ist ein stabiles Isotop des Elementes Wasserstoff. Es ist also auch in dem Material des Protosterns zu einem relativen Anteil der Größenordnung  $1,5 \cdot 10^{-2}$  enthalten. Es ermöglicht den 2-Körper-Prozess



$$\Delta E = 5,49 \cdot MeV \quad (10.86)$$

Der überwiegende Teil dieser Reaktionsenergie wird als elektromagnetische Energie abgestrahlt, also in Form eines  $\gamma$ -Quants. Dieser Prozess setzt bereits bei einer Temperatur

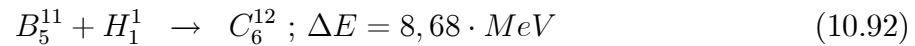
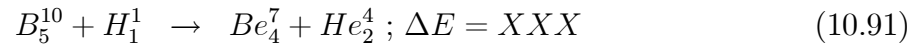
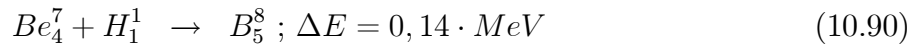
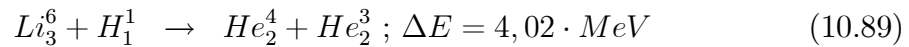
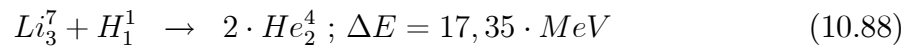
$$T_{\text{init}}(H_1^2\text{-Brennen}) \approx 6 \cdot 10^5 \cdot K \quad (10.87)$$

ein. Er ist damit der 1. Fusionsprozess in einem jungen Stern. Zu diesem Zeitpunkt seiner Entwicklungsgeschichte hat der junge Stern noch nicht ein thermodynamisches und strömungsmechanisches Gleichgewicht erreicht. Vielmehr sorgt die noch immer frei werdende Gravitationsenergie für konvektive Ausgleichströme in seinem Inneren. Dies bewirkt nun, dass dem einsetzenden  $H_1^2$ -Brennen nahezu der gesamte Vorrat an  $H_1^2$  zur Verfügung steht. Trotzdem ist dieser Vorrat nach einer Zeit der Größenordnung  $10^5 \cdot y$  erschöpft.

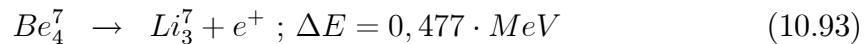
### Proton-Einfang durch leichte Elemente (-)

Eine weitere Klasse von 2-Körper-Stoßprozessen, die eine signifikante Fusionsenergie ergeben, ist der Proton-Einfang durch leichte Elemente. Die Beschränkung auf leichte Elemente ergibt sich einfach aus der Tatsache, dass mit wachsender Ordnungszahl die zu überwindende Coulomb-Barriere immer größer wird. Typische in diese Klasse

fallende Prozesse sind:



Das Reaktionsprodukt  $Be_4^7$  ist instabil und zerfällt spontan gem.



$$\tau_{1/2} = 53,22 \cdot d \quad (10.94)$$

Dies hat aber auf den Primärprozess keinen signifikanten Einfluss, erhöht nur die insgesamt frei werdende Energie. Diese Prozesse benötigen zu ihrer Zündung eine Temperatur von

$$T_{\text{init}}(Li, Be, B\text{-Brennen}) \approx 2 \cdot 10^6 \cdot K \quad (10.95)$$

Sie setzen also erst zu einem späteren Zeitpunkt in der Entwicklungsgeschichte des jungen Sterns ein als das  $H_1^2$ -Brennen. Voraussetzung hierfür ist eine Masse des Protosterns von mindestens

$$M(\text{Stern}) > 50 \cdot M_{\text{Jupiter}} = 0,5 \cdot 10^{-4} \cdot M_{\odot} \quad (10.96)$$

Je nach der Sternmasse dauert dieser Vorgang

$$\Delta t_{Li\text{-Brennen}} = 50 \dots 250 \cdot 10^6 \cdot y \quad (10.97)$$

Während dieser Zeit ist die gravitative Kontraktion durch die bereits brennenden Fusionsprozesse weitgehend angehalten, so dass kaum noch konvektive Masseströme auftreten. Daher steht für diese Prozesse (10.88 bis 10.92) nur der in der Brennzone des Stern-Zentrums vorhandene Vorrat an leichten Elementen zur Verfügung.

Gegen Ende dieses Ablaufs kontrahiert der Stern langsam weiter und erreicht irgendwann die für das eigentliche  $H_1^1$ -Brennen erforderliche Zündtemperatur, s. nachfolgenden Absatz.

### Das $H_1^1$ -Brennen (-)

Wir wenden uns nun konkret dem bereits in der Einleitung zu diesem Abschnitt 10.2.2 angeführten Prozess des eigentlichen  $H_1^1$ -Brennens zu, s. Gl. 10.79. **Eine** Möglichkeit, diesen Prozess in Einzelschritte zu zerlegen, ist der folgende, aus 3 Einzelreaktionen bestehende Zyklus:

Physik	ganz	klein	/	ganz	gross	(-)
<b>Edukte</b>	<b>Produkte</b>	$\Delta E / \text{MeV}$				
$H_1^1 + H_1^1$	$H_1^2 + e^+ + \nu_e$	0,42				
$H_1^1 + H_1^2$	$He_2^3 + \gamma$	5,49				
$He_2^3 + He_2^3$	$H_1^1 + H_1^1 + He_2^4$	12,86				

Dieser hat den Namen *Proton-Proton-Zyklus* erhalten. Er besteht aus 3 getrennten 2-Körper-Stoßprozessen, die alle einen positiven Wert der Reaktionsenergie aufweisen. Damit es im Zentralbereich eines Sterns in dem dort als Plasma vorliegenden Sternmaterial ausreichend oft zu diesen 2-Körper-Stößen kommt, muss wieder die Teilchendichte der beteiligten Teilchen, also letztlich die Gesamt-Massendichte einen gewissen Grenzwert  $m_{\text{init}}$  überschreiten, und ebenso die Temperatur einen gewissen Schwellwert  $T_{\text{init}}$ .

Für die 2. Reaktion



erwarten wir eine ähnliche Temperatur  $T_{\text{init}}$  wie für die 1. Reaktion, da sich die Ladung der Stoßpartner gegenüber der 1. Reaktion nicht verändert hat. Lediglich der Teilchenradius von einem der beiden Stoßpartner ist etwas größer. Für die 3. Reaktion dagegen ist der Wert der Coulomb-Barriere um den Faktor

$$\frac{4 \cdot 2}{(1 + \sqrt[3]{3})} \approx 3,3 \quad (10.99)$$

größer als für die 1. Reaktion. Diese Reaktion bestimmt also die für das Einsetzen des Proton-Proton-Zyklus insgesamt geltende Schwellwert-Temperatur  $T_{\text{init}}$ . Dieser beträgt etwa

$$T_{\text{init}}(\text{p-p}) = 4 \cdot 10^6 \cdot K \quad (10.100)$$

Eine weitere Möglichkeit der Realisierung der Netto-Reaktion gem. Gl. 10.79 ist der sog *CNO-Zyklus* (nach den Symbolen für Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff). Er besteht aus den Einzelschritten

Edukte	Produkte	$\Delta E / \text{MeV}$	Lebensdauer
$C_6^{12} + H_1^1$	$N_7^{13} + \gamma$	1,95	$(1,3 \cdot 10^7 \cdot y)$
$N_7^{13}$	$C_6^{13} + e^- + \bar{\nu}_e$	1,37	7 · min
$C_6^{13} + H_1^1$	$N_7^{14} + \gamma$	7,54	$(2,7 \cdot 10^6 \cdot y)$
$N_7^{14} + H_1^1$	$O_8^{15} + \gamma$	7,35	$(3,2 \cdot 10^8 \cdot y)$
$O_8^{15}$	$N_7^{15} + e^- + \bar{\nu}_e$	1,86	82 · s
$N_7^{15} + H_1^1$	$C_6^{12} + He_2^4$	4,96	$(1,12 \cdot 10^5 \cdot y)$

Auch bei diesem Zyklus hat jeder Einzelschritt eine positive Reaktionsenergie, er läuft also von selbst ab. Er wurde Mitte der 30-er Jahre unabhängig von einander von *Hans Albrecht Bethe* (\* 1906 in Straßburg (heute Strasbourg/Frankreich); † 2005 in Ithaka/N.Y.(USA)) ([7]) und *Carl Friedrich v. Weizsäcker* (\* 1912 in Kiel; † 2007 in Söcking/Starnberger See)([5], [6]) als möglicher Prozess der Kernfusion in Sternen

vorgeschlagen. Dieser Zyklus wird daher oft auch als *Bethe-Weizsäcker-Zyklus* bezeichnet.

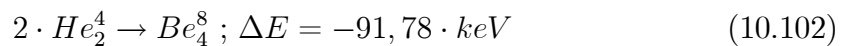
Der CNO-Zyklus besteht aus 4 2-Teilchen-Stoßprozessen, in die 2 spontane Zerfallsprozesse mit relativ kurzer Lebensdauer eingebettet sind. Alle 4 Stoßprozesse bestehen in dem Einfang eines Protons durch einen etwas schwereren Kern als  $He_2^4$ . Damit dieser Zyklus ablaufen kann, muss daher im Zentrum des Sterns zumindest eines der Elemente *C*, *N* oder *O* zumindest in Spuren vorhanden sein. Diese Bedingung ist zumindest bei Sternen der 3. Generation (s. Kopftext des Abschnitts 10.2.1) erfüllt. Diese Elemente wirken jedoch nur als Katalysatoren, sie werden durch diesen Zyklus nicht verbraucht! Die auf die Reaktion gem. Gl. 10.85 bezogene Coulomb-Barriere für einen dieser Stoßprozesse beträgt

$$\frac{7 \cdot 2}{(1 + \sqrt[3]{13})} \approx 4,2 \quad (10.101)$$

und ist im Vergleich zur Gl. 10.99 (nur) etwa um den Faktor 1,3 erhöht. Wir erwarten daher auch für den realen Wert  $T_{\text{init}}(\text{CNO-Zyklus})$  einen etwa um diesen Faktor höheren Wert. Die auf die Gesamtanzahl der in der Brennzzone vorhandenen Katalysatorkerne bezogene Wahrscheinlichkeit für das Auftreten dieser Prozesse ist jedoch relativ niedrig, so dass jeder Katalysator-Kern relativ lange in der Brennzzone verbleibt, bis er erneut in den CNO-Prozess einbezogen wird. Die unter den heute für realistisch angesehenen Bedingungen für realistisch angesehene Wartezeit für diese Prozesse ist in der obigen Tabelle als Pseudo-Lebensdauer (in Klammern gesetzt) mit angegeben.

### Das He-Brennen (-)

Die für das *He*-Brennen erforderliche Mindesttemperatur  $T_{\text{init}}$  liegt deutlich über der Temperatur des  $H_1^1$ -Brennens. Daher müssen wir davon ausgehen, dass diese beiden Prozesse nicht gleichzeitig und an demselben Ort ablaufen werden, s. hierzu Abschnitt 10.2.3. Außerdem führt auch die starke Gravitation im Kernbereich des Sterns zu einer Konzentration des gebildeten *He* im Zentrum des Sterns. Als Fusionsprozesse des *He*-Brennens kommen daher bevorzugt solche in Frage, die *He*-Kerne (und ggfls. schwerere Elemente) benötigen, aber keine *H*-Kerne. Der einfachste denkbare Fusionsprozess ist daher der Prozess



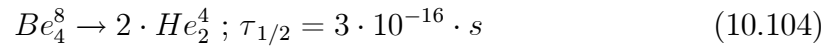
Für die erforderliche Reaktionsenergie von  $91,78 \cdot keV$  steht primär die thermische Energie der beiden Stoßpartner zur Verfügung. Bei einer Temperatur der Größenordnung  $10^8 \cdot K$  gilt

$$\kappa \cdot T \approx 10 \cdot keV \quad (10.103)$$

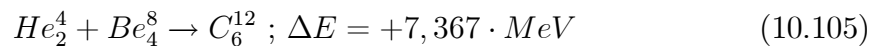
so dass im Schwerpunktsystem des Stoßprozesses im Mittel eine thermische Energie von  $20 \cdot keV$  zur Verfügung steht. Der noch fehlende Faktor 5 bedeutet, dass nur

der höherenergetische Teil in der Energieverteilung des Helium-Plasmas zum Fusionsbrennen beitragen kann.

Das Reaktionsprodukt  $Be_4^8$  ist jedoch sehr instabil, es zerfällt spontan wieder zurück in 2  $He_2^4$ -Kerne,



Um zu einem Gesamt-Prozess mit einer signifikanten Netto-Produktionsrate zu gelangen, müssen wir einen weiteren Prozessschritt ergänzen. Setzen wir weiterhin nur  $He_2^4$ -Kerne ein, so erhalten wir



Die Verknüpfung dieser beiden Reaktionen 10.102 und 10.105 stellt den vermutlich dominierenden Mechanismus für das *He*-Brennen dar und hat den Namen *3-Alpha-Prozess* oder *Salpeter-Prozess* erhalten, benannt nach dem österreichisch/australisch/amerikanischen Physiker *Erwin Ernest Salpeter* (\* 1924 in Wien; † 2008 in Ithaka/NY als em. Prof. der Cornell University (NY)). Bei diesem 2-stufigen Prozess fusionieren insgesamt 3  $\alpha$ -Teilchen (daher der Name) zu einem *C*-Atomkern.

Dass der 3-Alpha-Prozess trotz dieses extrem kurzlebigen Zwischenkerns überhaupt mit ausreichender Wahrscheinlichkeit möglich ist, liegt an der sog. *doppelten Resonanz*: Die Energie des  $Be_4^8$  in seinem Grundzustand beträgt nahezu exakt das Doppelte der Energie des  $He_2^4$ . Und der Kern  $C_6^{12}$  hat einen angeregten Kernzustand, der nahezu exakt  $7,367 \cdot MeV$  über seinem Grundzustand liegt.

Dennoch benötigt dieser Prozess wegen der extrem kurzen Zerfallszeit des  $Be_4^8$  sehr hohe Temperaturen,

$$T_{\text{init}}(\text{He-Brennen}) \approx 1 \cdot 10^8 \cdot K \quad (10.106)$$

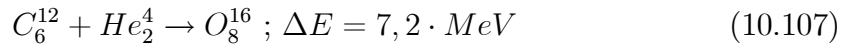
und ist extrem empfindlich gegenüber Änderungen der Temperatur. Für eine Verdopplung des Energieumsatzes wird ein relativer Temperaturanstieg von lediglich 2,3% benötigt. Daher ist ein Stern während seiner Phase des *He*-Brennens relativ labil. Es kommt leicht zu einem starken Überschwingen der Reaktionsgeschwindigkeit bis hin zu einer Nova-Explosion (s. Absatz S. 1215).

Insgesamt entspricht die Dauer des *He*-Brennens nur etwa  $\frac{1}{10}$  der vorangegangenen Dauer des  $H_1^1$ -Brennens.

## Das C-Brennen (-)

Sofern die gravitativen Kräfte gegenüber den Konvektionsströmen überwiegen, bildet der durch das voran gegangene *He*-Brennen gebildete Kohlenstoff den Kernbereich des Sterns, der von einer ihn umschließenden *He*-Schale und einer sich daran anschließenden *H*-Hülle umgeben ist. Bei Sternen, deren Gesamtmasse oberhalb eines gewissen Grenzwertes liegt, setzt irgendwann das *C*-Brennen ein: Zum einen kommt

es in der Grenzzone zwischen der *He*-Schale und dem Kernbereich mit den schwereren Elementen zu einem erneuten  $\alpha$ -Einfang gem.



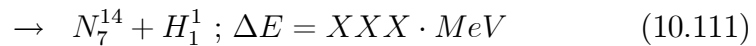
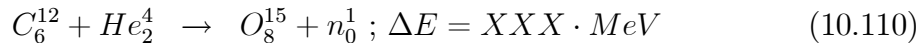
Dieses Reaktionsprodukt ist ein absolut stabiles Isotop. Aus Modellrechnungen konnte geschlossen werden, dass die hierfür erforderliche Mindest-Temperatur

$$T_{init}(C\text{-Brennen}) = 5 \cdot 10^8 \cdot K \quad (10.108)$$

beträgt. Daneben treten auch die analogen Prozesse auf mit den übrigen Isotopen der Elemente *C* und *He*, z.B



Bei der Diskussion all dieser Fusionsprozesse gilt es zu bedenken, dass zusätzlich zu den kernphysikalisch bedingten energetischen Bedingungen immer auch der Gesamtimpuls erhalten bleiben muss, damit der Prozess auch wirklich stattfinden kann. Diese Bedingung aber ist leichter erfüllbar, wenn als Ergebnis der Reaktion an Stelle von nur einem Ergebniskern mindestens 2 Teilchen entstehen. Daher treten neben den Reaktionen vom Typ der Gl. 10.109 immer auch Prozesse mit mehr als einem Ergebniskern auf, an dieser Stelle also z.B. die Prozesse

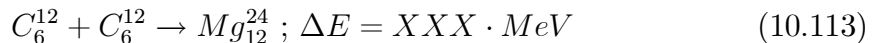


Aus Analogie-Überlegungen liegt es nahe anzunehmen, dass sich an jeden dieser  $O_8$  erzeugenden Prozesse der Prozess

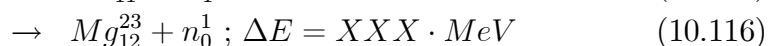
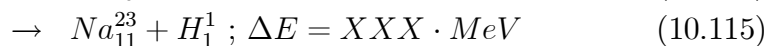
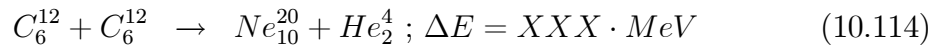


anschließt. Dieser Prozess tritt jedoch **nicht** auf. Er ist wegen spezieller Auswahlregeln des Kernspins extrem unwahrscheinlich(XXX: Bezug nennen).

Im Kernbereich des Sterns überwiegt beim *C*-Brennen ein anderer Prozess, nämlich



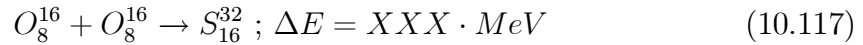
bzw. die mit diesem Prozess verwandten Reaktionen mit 2 Ergebniskernen, u.a.



(XXX: Der weitere Text des Absatzes *Das C-Brennen* ist noch nicht verfügbar.)

### Weitere Brenn-Prozesse (-)

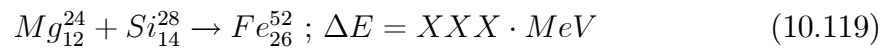
In ähnlicher Weise wie beim  $C$ -Brennen sind als Fortsetzung dieser Kette von Fusions-Prozessen weitere Prozesse möglich, die entweder als  $\alpha$ -Einfangprozesse beschrieben werden können oder als direkte 2-Körper-Reaktionen zwischen in Vorgänger-Reaktionen gebildeten mittelschweren Kernen. Z.B. reagiert der Sauerstoff weiter zu Schwefel ( $S$ ),



und über die gemischte Reaktion bildet sich  $Si$ ,



Den (vorläufigen) Abschluss dieser Reaktionskette bildet der Prozess



Reaktionsprozesse, die zu Kernen mit einer Ladungszahl  $z > 26$  führen, haben jedoch i.a. negative Reaktionsenergien, so dass sie unter den bisher diskutierten Bedingungen nicht mit signifikanter Wahrscheinlichkeit auftreten. Denn die Reaktionspartner müssten sich vor der jeweiligen Fusionsreaktion bereits in hochangeregten (Kern-)Zuständen befinden, um so die erforderliche Reaktionsenergie mit einzubringen. Ihre Bildung ist daher auf besondere instationäre Umstände beschränkt, wie sie z.B. bei der Explosion von Sternen auftreten, s. Abschnitt 10.2.5.

Parallel zu den bisher diskutierten Prozessen ereignen sich ständig weitere Proton- und Neutron-Einfangprozesse und sich daran ggfls. anschließende spontane ( $e^-$ -,  $e^+$ -,  $n_0^1$ -,  $p_1^1$ -)Emissionsprozesse. Durch diese Prozesse entsteht die ganze Bandbreite der weiteren, bisher nicht diskutierten Elemente und Isotope mit  $z \leq 26$  ebenfalls.

#### 10.2.3 Stationäre Zustände v. Sternen (-)

Ein *stationärer*, d.h. ein über einen (auf einer astronomischen Zeitskala) signifikanten Zeitraum **stabiler** Zustand eines Sterns ist dann gegeben, wenn der an jeder Stelle des Sterninneren vorhandene Gravitationsdruck  $p < 0$  durch einen vom Inneren des Sterns aufgebauten Gegendruck  $p > 0$  kompensiert wird. In den meisten Fällen ist dies primär der thermodynamische Druck des auf eine ausreichend hohe Temperatur aufgeheizten Sternmaterials an dieser Stelle. Aber auch der Strahlungsdruck der elektromagnetischen Strahlung trägt signifikant zur Druckbilanz bei. Er entsteht primär durch die inelastische Streuung der Photonen an den freien Elektronen des Sternplasmas.

Außerdem muss der von den Fusionsprozessen insgesamt generierte Energiestrom identisch sein mit dem insgesamt in das Weltall abgestrahlten Energiestrom. Dieser besteht primär aus der abgestrahlten elektromagnetischen Energie. Es müssen jedoch auch die übrigen Teilchenströme berücksichtigt werden, die den Stern verlassen. Für die Gesamt-Energiebilanz relevant ist auch der aus den Fusionsprozessen

resultierende Neutrinoström. Er macht jedoch nur etwa 1% der insgesamt erzeugten Energie aus (s. Aufgabe 4). Dieser durchdringt jedoch den Weg von der Brennzonenzone bis zur Sternoberfläche ohne eine signifikante Schwächung. Er trägt also weder zum Druck noch zum Wärmetransport innerhalb des Sterns bei und wirft daher auch keine Konvektionsströme an.

Den Gravitationsdruck einer rotationssymmetrischen Massenverteilung haben wir bereits im Absatz S. 1171 berechnet, s. Gl. 10.64. Er beträgt

$$p = -\frac{3}{20 \cdot \pi} \cdot \gamma \cdot \frac{M^2}{R^4} \quad (10.120)$$

Sofern wir die äußere Hülle des Sterns als (klassisches) ideales Gas behandeln dürfen, beträgt dessen Druck (s. Gl. 8.117)

$$p_{\text{therm.}} = +\frac{N \cdot \kappa \cdot T_O}{V} = n \cdot \kappa \cdot T_O \quad (10.121)$$

Dabei ist  $T_O$  die Temperatur der Sternoberfläche. Der Gesamtdruck auf die äußere Hülle des Stern verschwindet also genau dann, wenn gilt

$$-\frac{3}{20 \cdot \pi} \cdot \gamma \cdot \frac{M^2}{R^4} + n \cdot \kappa \cdot T_O = 0 \Leftrightarrow \quad (10.122)$$

$$T_O = \frac{3}{20 \cdot \pi} \cdot \gamma \cdot \frac{M^2}{R^4} \cdot \frac{1}{n \cdot \kappa} \quad (10.123)$$

Wenn wir voraussetzen, dass die Sternhülle nahezu ausschließlich atomaren Wasserstoff enthält, dann wird die Gl. 10.123 zu

$$T_O = \frac{1}{5} \cdot \gamma \cdot \frac{M}{R} \cdot \frac{\hat{m}_H}{\kappa} \quad (10.124)$$

Bei vorgegebener Gesamtmasse  $M$  des Sterns gibt es also nicht etwa nur genau **einen** Sternradius  $R$ , bei dem die Gleichgewichts-Bedingung 10.121 erfüllt ist, sondern diese Bedingung gilt für die durch die Gl. 10.123 definierte 1-dimensionale Schar von Wertepaaren  $(T_O, R)$ .

Dass sich genau **ein** stationärer Zustand einstellt, resultiert aus einer weiteren Bedingung. Diese wird durch die Energiebilanz erbracht. Sobald nämlich der Stern eine Oberflächentemperatur  $T_O$  aufweist, strahlt er einen Energiestrom an elektromagnetischer Strahlung ab von (Gl. 8.474)

$$J_{\text{Strahlg}}^{(E)}(T_O) = \sigma \cdot 4 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot T_O^4 \quad (10.125)$$

In dieser Gl. ist  $\sigma$  eine Naturkonstante, nämlich die Stefan-Boltzmann-Konstante, s. Abschnitt 8.5.2. In einem stationären Zustand muss der Wert  $J_{\text{Strahlg}}^{(E)}(T_O)$  identisch sein mit dem im Inneren des Sterns durch Prozesse der Kernfusion erzeugten Energiestrom  $J_{\text{Fusion}}^{(E)}(T_i)$ ,

$$\left| J_{\text{Strahlg}}^{(E)}(T_O) \right| = \left| J_{\text{Fusion}}^{(E)}(T_i) \right| \quad (10.126)$$

Dieser hängt nun seinerseits in komplizierter Weise von dem im Inneren des Sterns vorliegenden Temperaturprofil  $T_i(r)$  ab, also letztlich von der Oberflächentemperatur  $T_O$ . Wir wollen annehmen, dass die Zeitkonstante, mit der der integrale Fusionsprozess in der Zentralregion des Sterns auf eine Änderung der Oberflächentemperatur  $T_O$  reagiert, groß ist gegen die Zeitkonstante, mit der sich das Druck-Gleichgewicht an der Oberfläche einstellt. Dann dürfen wir für die Dauer dieses Einstellprozesses den aus dem Zentralbereich des Sterns an der Oberfläche eintreffenden, von der Kernfusion erzeugten Energiestrom als konstant ansehen. Dann muss gelten

$$\left| J_{\text{Fusion}}^{(E)}(T_i) \right| = \sigma \cdot 4 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot T_O^4 \quad (10.127)$$

und es folgt unter Verwendung der Gl. 10.124

$$T_O = \frac{\kappa \cdot \sqrt{\frac{|J_{\text{Fusion}}^{(E)}(T_i)|}{4 \cdot \pi \cdot \sigma}}}{\frac{1}{5} \cdot \gamma \cdot M \cdot \hat{m}_H} \quad (10.128)$$

$$R = \sqrt{\frac{4 \cdot \pi \cdot \sigma}{|J_{\text{Fusion}}^{(E)}(T_i)|}} \cdot \left( \frac{1}{5} \cdot \frac{\gamma}{\kappa} \cdot M \cdot \hat{m}_H \right)^2 \quad (10.129)$$

Die in der Gl. 10.128 verwendete Temperatur  $T_i$  sei die in dem von der Kernfusion erfassten Zentralbereich des Sterns herrschende mittlere Temperatur. Bei vorgegebener Gesamtmasse  $M$  und bei bekanntem integralen Strahlungsstrom  $|J_{\text{Strahlg}}^{(E)}|$  eines Sterns sind wir also in der Lage, dessen geometrische Größe  $R$  und Oberflächentemperatur  $T_O$  zu berechnen. Wir gehen davon aus, dass (bei vorgegebener chemischer Zusammensetzung) bereits die Kenntnis der Stern-Masse genügt, um daraus für den Zustand des stationären  $H$ -Brennens den integralen Strahlungsstrom  $|J_{\text{Strahlg}}^{(E)}|$  zu berechnen. Wie bereits angedeutet benötigen wir hierzu ein realistisches Gesamt-Modell für diesen Stern-Zustand. Dieses Modell muss die wichtigsten hierbei auftretenden Prozesse und ihre jeweilige Abhängigkeit von den Variablen  $T, p, m, r$  ausreichend genau erfassen:

1. Die im Zentrum des Stern ablaufenden Prozesse der Kernfusion und deren Abhängigkeit insbesondere von  $(T, p)$ ;
2. die den Energietransport bis an die Sternoberfläche ausführenden Prozesse der Massenkongvektion und der diffusen Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung;
3. die thermodynamischen Ausgleichprozesse, durch die sich (über nicht zu kleine Volumina gemittelt) ein stationäres Temperaturprofil  $T(r)$  und Massendichteprofil  $m(r)$  einstellen.

Für den Energietransport bis an die Sternoberfläche ist die auch an dieser Stelle als *Opazität* bezeichnete Kenngröße des Sternmaterials entscheidend. Sie gibt

an, in welchem Umfang die elektromagnetische Strahlung, die von der Brennzone der Kernfusion als thermische Strahlung emittiert wird, von dem umgebenden Sternmaterial absorbiert wird, bevor sie den Stern verlassen kann. Der Problemstellung besser angepasst ist die Kenngröße der Reichweite für diese Strahlung. Sie gibt nämlich direkt an, wie weit diese Strahlung ungehindert bis in die weiter außen liegenden Schichten des Sterns vordringen kann, bevor sie absorbiert wird. Die von einem Sternzentrum mit zentralem  $H_1^1$ -Brennen ausgehende thermische Strahlung hat ihr Maximum bei (s. Gl. 8.469)

$$\lambda_{\max} = \frac{2,8978 \cdot \text{mm} \cdot K}{T} = \frac{2,8978 \cdot \text{mm} \cdot K}{1,5 \cdot 10^7 \cdot K} = 0,19 \cdot \text{nm} \quad (10.130)$$

Sie liegt also im typischen Bereich der Röntgenstrahlung (s. Absatz S. 6.2.3), wie sie von schwereren Elementen absorbiert wird, wenn eines ihrer inneren Elektronen z.B. aus der k-Schale angeregt wird.

An dieser Stelle müssen wir nun wieder zwischen Sternen der 2. und der 3. Generation unterscheiden, s. Abschnitt 10.2.1: Sterne der 3. Generation enthalten einen signifikanten Anteil an schwereren Elementen. Solange von diesen ein gewisser Anteil noch nicht völlig ionisiert ist, wirken diese Atome als Absorptionszentren für die hier zu betrachtende Strahlung und der Stern ist für diese hochenergetische thermische Strahlung opak. D.h. die Strahlung wird derart stark (in diesem Fall überwiegend inelastisch) gestreut, dass sie pro effektive Fortschreitungsänge eine extrem hohe Anzahl von Streuprozessen benötigt. Die erzeugte Fusionsenergie wird also ganz überwiegend nicht als Strahlung in die äußeren Bereiche des Sterns transportiert sondern als konvektiver Massestrom. Erst wenn der Energiestrom eine Schale des Sterns erreicht hat, deren Temperatur bereits deutlich niedriger ist, wird das Sternmaterial für die zugehörige thermische Strahlung zunehmend transparent und der Energiestrom kann den restlichen Weg innerhalb des Sterns mehr und mehr in Form von Strahlung verlassen. In Sternen der 3. Generation erfolgt der Energietransport also in der Nähe des Zentrums überwiegend konvektiv und im Randbereich überwiegend über Strahlung.

Sterne der 2. Generation enthalten praktisch keine schweren Elemente. Daher kann die hochenergetische thermische Strahlung, die vom  $H_1^1$ -brennenden Zentrum erzeugt wird, eine relativ lange Strecke innerhalb des Sterns zurücklegen, bis sie schließlich doch absorbiert worden ist. Innerhalb dieses inneren Bereichs des Sterns erfolgt der Energietransport also überwiegend über Strahlung. Die verbleibende äußere Schale des Sterns befindet sich jedoch bereits auf einer deutlich niedrigeren Temperatur, so dass die von ihr re-emittierte thermische Strahlung deutlich langwelliger ist und von dem weiterhin als Plasma vorliegenden Sternmaterial ohne weiteres reabsorbiert werden kann. Der Stern ist für diese Strahlung also wieder opak, und der Energietransport erfolgt überwiegend über konvektive Masseströme. In Sternen der 2. Generation erfolgt der Energietransport also in der Nähe des Zentrums überwiegend über die Strahlung und im Randbereich überwiegend konvektiv.

Diese unterschiedliche Schichtung der Mechanismen des Energietransports resultiert aus dem unterschiedlichen Gehalt der Sterne der 2. und der 3. Generation an schwereren Elementen. Da nun andererseits besonders massereiche Sterne oft Sterne der 2. Generation sind, wird dieses unterschiedliche Verhalten in vielen Schriften unmittelbar der unterschiedlichen Masse zugeordnet. Wie ich gerade erläutert habe, ist dies meiner Kenntnis nach in dieser Form nicht richtig bzw. zumindest missverständlich.

Wir werden uns jedoch mit all diesen Fragen der Modellierung der in Sternen ablaufenden dynamischen Prozesse nun nicht tiefer gehend befassen, sondern uns darauf beschränken, die Kenndaten der bis heute vermessenen Sterne zu Rate zu ziehen. Als Vorbereitung auf diese Diskussion machen wir uns im nachfolgenden Absatz *Helligkeits-Definitionen der Astronomie* mit den verschiedenen Kenngrößen vertraut, die in der Astronomie zur Quantifizierung der Helligkeit eines Himmelsobjektes benutzt werden.

### Helligkeits-Definitionen der Astronomie (\*)

Die am häufigsten benutzte Kenngröße zur Charakterisierung eines Sterns ist seine *Helligkeit*. Diese Kenngröße werden wir nun genauer definieren. Dabei können wir uns nicht direkt auf geometrisch-physikalisch sauber definierte Größen beziehen, wie sie im Kapitel 11.7 ausführlich dargestellt sind. Denn die astrophysikalische Messtechnik ist historisch einen anderen Weg gegangen.

Ausgangsgröße für alle weiteren astronomischen Helligkeitsdefinitionen ist die *scheinbare Helligkeit* eines Sterns:

**Definition 184** Die *scheinbare Helligkeit*  $H_{sch}^\ddagger$  eines Sterns ist gleich dem Messsignal  $I_S$ , das dieser Stern in einem astronomischen Detektor generiert, bezogen auf das Signal  $I_{ref}$ , das ein geeignetes Referenzobjekt in demselben Detektor generiert.

$$H_{sch} = \frac{I_S}{I_{ref}} \quad (10.131)$$

Entspricht die relative spektrale Empfindlichkeit des Detektors der Augenempfindlichkeit (s. Abschnitt 11.14.5), so bezeichnet man diese scheinbare Helligkeit des Sterns als *visuelle Helligkeit*  $H_{sch-vis}$ . Ist die relative spektrale Empfindlichkeit des Detektors in ausreichender Näherung wellenlängen-unabhängig, so bezeichnet man die hiermit gemessene scheinbare Helligkeit als *bolometrische Helligkeit*  $H_{sch-bol}$ .

---

<sup>‡</sup>In der astronomischen Literatur wird diese Messgröße häufig mit dem Buchstaben  $M$  gekennzeichnet, vermutlich weil diese Messgröße von den Astronomen der Antike als Magnitude bezeichnet wurde. Ich habe mich entschlossen, davon abzuweichen, um eine Verwechslung mit der Masse zu vermeiden.

Als Referenzstern dient der Stern Wega, der hellste Stern im Sternbild der Leier. Aus historischen Gründen wird dieser Referenzwert jedoch noch mit einem leicht von der Zahl 1,0 abweichenden Korrekturfaktor multipliziert,

$$H_{\text{sch}} = \frac{I_S}{1,0280 \cdot I_{\text{Wega}}} \quad (10.132)$$

Diese Helligkeitsdefinition ist für alle Himmelskörper anwendbar, sowohl für die selbst leuchtenden Sterne als auch für die wesentlich näheren Objekte aus unserem eigenen Planetensystem, also für unsere Sonne und für die nicht selbst leuchtenden, sondern das Sonnenlicht partiell reflektierenden Planeten, Monde, Asteroide etc. . Schließen wir alle diese Himmelsobjekte mit ein, so überstreicht die scheinbare Helligkeit dieser Objekte einen Bereich von etwa

$$10^{-11} < H_{\text{sch-vis}}(\text{Himmelsobjekt}) < 10^{11} \quad (10.133)$$

Es bot sich daher an, diesen Helligkeitswert in logarithmischen Einheiten anzugeben. Die heute noch geltende Vorgehensweise geht auf den englischen Astronomen *Norman Robert Pogson* (\* 1829 in Nottingham; † 1891 in Chennai (Indien) als Direktor des Hartwell-Hall-Observatory in Cambridge) zurück. Er war bemüht, bei diesem Schritt die bis dahin geltende Einteilung der Sterne in ganzzahlige Helligkeits-Klassen zumindest näherungsweise zu erhalten. Diese von Hipparchos intuitiv getroffene Einteilung war annähernd logarithmisch skaliert. Die mittlere Helligkeit änderte sich von einer Helligkeitsklasse zur nächsten etwa um den Faktor 1,5. Unglücklicherweise hat es sich nun eingebürgert, diese logarithmische Größe ebenfalls *Helligkeit* zu nennen und diese beiden Helligkeitswerte (lediglich) dadurch zu unterscheiden, dass man die logarithmische Kenngröße um die wie eine Dimension behandelte Kennung *mag* (für magnitude (engl.) die Größe) ergänzte, obwohl jede als Logarithmus definierte Größe eigentlich dimensionslos ist (s. Kapitel 2.1). Diese den Neuling verwirrende und physikalisch unsinnige Kennzeichnung hat sich leider durchgesetzt, so dass ich sie in den astronomischen Kapiteln dieses Lehrbuchs ebenfalls verwenden werde. Dabei werde ich mir erlauben, zur Verdeutlichung des öfteren die Kennung *mag* als hochgestellten Index zu ergänzen.

Aus diesem Gesamtkonzept resultierte die

**Definition 185** Die logarithmisch skalierte scheinbare Helligkeit eines Himmelsobjektes, das in einem astronomischen Detektor ein Messsignal  $I_S$  erzeugt, ist definiert als

$$H_{\text{sch}}^{\text{mag}} = 2,5 \cdot \log \left( \frac{1,0280 \cdot I_{\text{Wega}}}{I_S} \right) \cdot \text{mag} \quad (10.134)$$

Diese Definition bewirkt auch, dass besonders helle Sterne eine besonders kleine (i.a. sogar negative) scheinbare (logarithmische) Helligkeit haben und besonders dunkle eine besonders große positive. Der real auftretende Wertebereich beträgt etwa

$$-27 < H_{\text{sch}}^{\text{mag}} < +28 \quad (10.135)$$

Der Wert  $-27$  entspricht etwa der scheinbaren Helligkeit unserer Sonne und der Wert  $+28$  der Helligkeit eines bestimmten Objektes im Sternbild Orion, das vermutlich ein brauner Zwerg (s. Absatz S. 1202) ist.

Die Messgröße der scheinbaren Helligkeit ist ein Maß für die Intensität an elektromagnetischer Strahlung, die von diesem Stern auf unserer Erde **ankommt**, jedoch nicht für den gesamten Energiestrom, den dieser Stern **abstrahlt**. Um auch für diese physikalische Größe zumindest einen relativ zu einem Standardobjekt bestimmten Kennwert angeben zu können, haben die Astronomen die sog. *absolute Helligkeit* eines Himmelsobjektes definiert. Hierzu berechnen sie zu jedem konkreten Objekt die scheinbare Helligkeit, die dieses Objekt hätte, wenn es sich in einer Entfernung von

$$\Delta r_{ref} = 10 \cdot pc \quad (10.136)$$

von der Erde befinden würde, und wenn die emittierte Strahlung entlang dieser Strecke nicht geschwächt würde. Zur Definition dieser in der Astronomie häufig benutzten Längeneinheit *parsec* (mit der Abkürzung *pc*)

$$1 \cdot pc = 3,26 \cdot Lj \quad (10.137)$$

s. Absatz S. 1412. Dieses Gedankenexperiment führt dann zu der

**Definition 186** *Die absolute Helligkeit  $H_{abs}$  eines Sterns ist gleich der scheinbaren Helligkeit, die derselbe Stern<sup>§</sup> hätte, wenn er sich in einer Entfernung von  $10 \cdot pc$  befinden würde und die von ihm emittierte Strahlung diesen Weg bis zur Messstelle auf der Erde ohne Absorption durchlaufen würde.*

Auch die absolute Helligkeit wird meist in logarithmischer Skalierung angegeben und dann um die Kennung *Mag* (mit großem Anfangsbuchstaben geschrieben) ergänzt. Zur Unterscheidung der linearen und der logarithmisch skalierten absoluten Helligkeit werde ich bei letzterer meist den Ausdruck *Mag* als hochgestellten Index ergänzen:

$$H_{abs}^{Mag} = 2,5 \cdot \log \left( \frac{I_{ref}}{I_S} \right) \cdot Mag \quad (10.138)$$

Der real auftretende Wertebereich dieser Größe beträgt etwa

$$-9 \cdot Mag < H_{abs}^{Mag} < +17 \cdot Mag \quad (10.139)$$

Wird die absolute Helligkeit in bolometrischer spektraler Empfindlichkeit gemessen, bezeichnet man sie oft auch als die *Leuchtkraft* des Sterns. Sie ist bis auf einen Skalierungsfaktor identisch mit dem integralen Energiestrom  $J^{(E)}$  der insgesamt von

---

<sup>§</sup>Gelegentlich wird in der Astronomie auch eine absolute Helligkeit nicht selbst leuchtender Objekte benutzt, und zwar unter Verwendung einer geänderten Referenz-Entfernung. Ich halte diese Definition für unsinnig und werde sie nicht verwenden.

dem Stern emittierten elektromagnetischen Strahlung. Ich halte diese Bezeichnung für zumindest irreführend und werde sie nach Möglichkeit nicht verwenden: Zum einen halte ich es für didaktisch ungeschickt, einer Größe, die bereits wohl definiert ist und für die auch eine allgemein akzeptierte Kennzeichnung existiert, in einem Teilbereich der Physik - hier der Astronomie - einen neuen Namen zu geben und auch eine neue Kennzeichnung. Zum anderen sind in der Photometrie Größen, deren Name die Wortelemente *Licht-* oder *Leucht-* enthält, immer solche, die auf einer spektralen Gewichtung gemäss der genormten **visuellen** Empfindlichkeit beruhen. Als Beispiel nenne ich die *Beleuchtungsstärke* und die *Leuchtdichte*. Die Leuchtkraft eines Sterns wird aber mit einem **bolometrischen** Photodetektor bestimmt.

Diese für die Astronomie weitgehend empirisch definierten Helligkeits-Kenngrößen stehen in einem einfachen Zusammenhang mit den strahlungsphysikalischen Messgrößen, die wir im Kapitel 11.7 kennenlernen werden. Ich werde hierauf am Ende dieses Kapitels zurückkommen.

### Das Hertzsprung-Russel-Diagramm (-)

Die Idee, die Fülle von physikalischen Messdaten, die Anfang des 20. Jahrhunderts über die nicht zu weit von uns entfernten Sterne bereits vorlag, empirisch in eine leicht überschaubare Ordnung zu bringen, wird heute dem dänischen Astronom und Physiker *Ejnar Hertzsprung* (\* 1873 in Frederiksborg (Dänemark); † 1967 in Tølløse auf Seeland) zugesprochen. Er stellte etwa 1910 diese Sterne in einem Punktdiagramm mit den Achsen Strahlungstemperatur (damals Spektralklasse) und absolute Helligkeit (damals Leuchtkraft) dar und stellte fest, dass die meisten Sterne um eine Linie herum konzentriert waren. Diese wurde als *Hauptreihe* bezeichnet. Der amerikanische Astronom *Henry Norris Russell* (\* 1877 in Oyster Bay/NY (USA); † 1957 in Princeton/NJ (USA)) kümmerte sich dann um eine verbesserte Darstellung und Interpretation dieses Diagramms und verhalf ihm 1914 insbesondere zu einer viel beachteten Publikation ([32]). Seitdem wird diese Art der Darstellung von Sterndaten allgemein als *Hertzsprung-Russell-Diagramm* bezeichnet. Die Abb. 7 zeigt ein mit Hilfe der heute verfügbaren Daten erstelltes **Hertzsprung-Russel-Diagramm** (HRD) der 10.000 sonnen-nächsten Sterne.

Offensichtlich sind diese Sterne nicht etwa annähernd gleichmäßig über dieses Diagramm verteilt, sondern gruppieren sich mehr oder weniger eng um einige wenige Linien. Die von links oben (hohe Strahlungstemperatur u. hohe Helligkeit) nach rechts unten (niedrige Strahlungstemperatur und niedrige Helligkeit) führende Linie, um die sich die meisten Sterne gruppieren, wird als die *Hauptreihe* des HRD bezeichnet und entsprechend die zu ihr gehörenden Sterne als *Hauptreihen-Sterne* (Absatz S. 1199). Im HRD unterhalb der Hauptreihe (bei gleicher Strahlungstemperatur deutlich niedrigere Helligkeit) befinden sich die *weißen Zwerge* (Unterabsatz S. 1204), und im oben rechts gelegenen Bereich (niedrige Strahlungstemperatur, aber hohe Helligkeit) liegt der sog. *Riesenast* mit den *roten Riesen* (Absatz S. 1200). Häufig wird versucht,

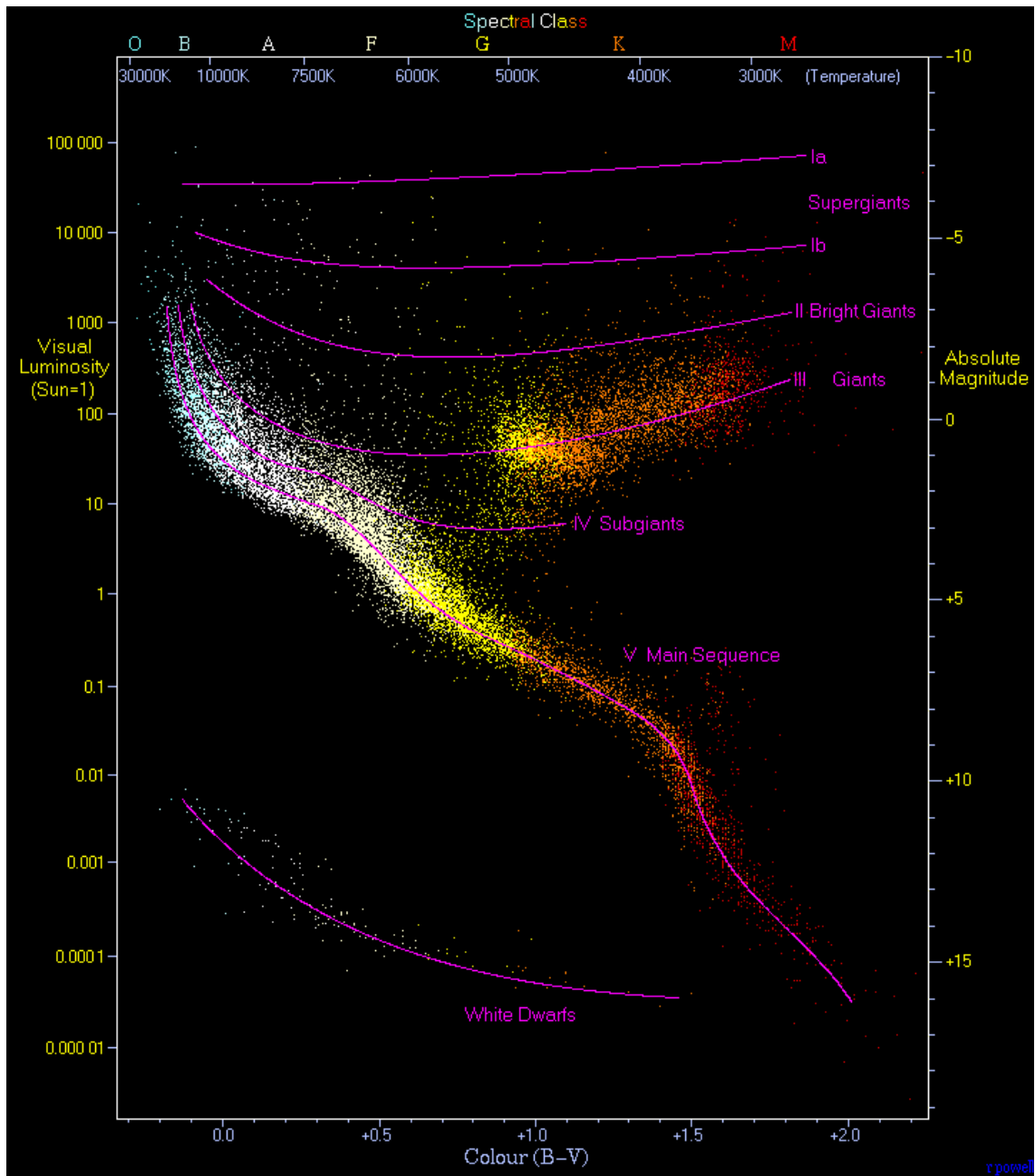


Abb. 7 Helligkeit u. Strahlungstemperatur der ca. 10000 Sonnen-nächsten Sterne (Quelle: Diese Abb. basiert auf der Graphik hr.gif von Richard Powell ([14]) und steht unter dem Copyright Creative Commons Attribution Share Alike 2.5)

diesen Riesenast in 3 Unteräste aufzuteilen, den der *Unterriesen*, der *Riesen* und der *Superriesen*. Der rechte Randbereich dieser Darstellung (niedrige Strahlungstemperatur; beliebige Helligkeit) enthält offenbar keine Sterne. In diesem Bereich gibt es also keine stationär brennenden Sterne. Die (mit ein wenig Phantasie) in dem HRD erkennbare Grenzlinie dieses Bereichs, die Stabilitätsgrenze, wird nach dem japanischen Astrophysiker *Chushiro Hayashi* (\* 1920 in Kyoto; † 2010 ebenda) als *Hayashi-Linie* bezeichnet. Sie verläuft nahezu senkrecht bei einer Temperatur unterhalb von  $3000 \cdot K$ . Auch zu hohen Temperaturen hin glaubt man eine Stabilitätsgrenze zu erkennen, etwa bei  $\gtrsim 2 \cdot 10^4 \cdot K$ . Auch diese Grenze (wenn sie denn wirklich existiert) scheint annähernd unabhängig zu sein von der absoluten Helligkeit des Sterns.

Bei der Interpretation dieser Darstellung gilt es zu beachten, dass (aus historischen Gründen) die Achse der Strahlungstemperatur nicht exakt linear geteilt ist. Außerdem verläuft die Temperaturachse von rechts nach links, d.h. die Sterne mit besonders hoher Temperatur ihrer strahlenden Oberfläche befinden sich nahe dem **linken** Rand dieser Darstellung.

### Hauptreihen-Sterne (-)

Durch eine Vielzahl von Messdaten ist heute belegt, dass sich alle Sterne, die im HRD genügend nahe bei der als *Hauptlinie* bezeichneten Kurve liegen, in einem stationären Zustand befinden, in dem genau 1 Fusionsprozess dominiert, nämlich das  $H_1^1$ -Brennen im Kernbereich des Sterns. Die Lage eines jeden Sterns auf dieser Linie ist primär durch seine Gesamtmasse  $M$  festgelegt. Die nachfolgende Tabelle zeigt die Kenndaten einiger typischer Hauptreihensterne, die ich so ausgewählt habe, dass sie in etwa die insgesamt auftretende Spannweite überstreichen. Sofern bei der Oberflächentemperatur  $T_O$  2 Werte angegeben sind, ist dies die Spannweite, innerhalb der sich diese Temperatur im Verlauf des zentralen  $H_1^1$ -Brennens bewegen wird.

	$M$ $/M_\odot$	$D$ $/D_\odot$	$T_O$ $/(10^3 \cdot K)$	$\Delta t_{\text{zentr.}H-Br}$ $/(10^9 \cdot y)$	$\mathbb{A}$ $/(10^9 \cdot y)$	$H_{\text{abs}}^{Mag}$
R136a1	(320) 265		40 ... ??	$9,6 \cdot 10^{-6}$	$10^{-3}$	
Zeta Ophiuchi	20	5,4	30 ... 50	$6,08 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-3}$	-2,71
Wega, Sirius	2,2	2,4	7,5 ... 9,75	1,53	0,48	
Sonne	1	1	5,3 ... 5,9	11	4,57	4,83
$\varepsilon$ Eridani	0,82	0,735	4,25 ... 5,3	19	0,5	
Gliese 581	0,33	0,38	2,0 ... 3,65	223	4,3	11,6

Der in dieser Tabelle an 1. Stelle aufgeführte Stern R136a1 befindet sich in der sog. *großen Magellanschen Wolke* (Large Magellanian Cloud LMC) am Rand unserer Milchstraßen-Galaxie und in einer Entfernung von

$$d(\text{R136a1}) = 1,65 \cdot 10^5 \cdot Lj \quad (10.140)$$

Zu Beginn seines stationären Zustands als  $H_1^1$ -Brenner hatte er vermutlich die in der Tabelle in Klammern angegebene Masse von  $320 \cdot M_\odot$ .

Aus dem Verlauf der Hauptreihen-Linie lässt sich herauslesen, dass für einen Hauptreihen-Stern die Beziehung

$$\left| J_{\text{Strahlg}}^{(E)} \right| = \Xi \cdot M^{3,5} \quad (10.141)$$

in guter Näherung erfüllt ist: Die Größe  $\Xi$  hat für alle auf der Hauptlinie des Hertzsprung-Russel-Diagramms liegenden Sterne in guter Näherung denselben Wert. Zu kleineren Massen weicht dann das reale Verhalten immer deutlicher von diesem einfachen Zusammenhang ab. Wir setzen dieses empirische Ergebnis in die Gl.-en 10.128 und 10.129 ein und erhalten

$$T_O = \frac{\kappa \cdot \sqrt{\frac{\Xi}{4 \cdot \pi \cdot \sigma}}}{\frac{1}{5} \cdot \gamma \cdot \hat{m}_H} \cdot M^{\frac{3}{4}} \quad (10.142)$$

$$R = \sqrt{\frac{4 \cdot \pi \cdot \sigma}{\Xi}} \cdot \left( \frac{1}{5} \cdot \frac{\gamma}{\kappa} \cdot \hat{m}_H \right)^2 \cdot M^{\frac{5}{4}} \quad (10.143)$$

Diese Verknüpfung von theoretischen Überlegungen mit experimentellen Daten führt uns zu dem Schluss, dass bei einem durch  $H_1^1$ -Brennen stationären Stern die Oberflächentemperatur etwas unterproportional und der Radius etwas überproportional mit seiner Gesamtmasse zunimmt.

### Riesensterne (-)

In diesem Absatz werde ich alle Sterne diskutieren, die im HRD deutlich oberhalb der Hauptreihenlinie liegen, die also eine Absoluthelligkeit zeigen, die deutlich höher ist als die Helligkeit eines Hauptreihensterns derselben Oberflächentemperatur. Strahlungsphysikalisch ist diese Situation nur möglich, wenn der Stern deutlich größer ist als der zugehörige Hauptreihenstern, eben ein *Riesenstern*. Wie wir noch sehen werden, wird der Begriff Riesenstern damit zu einem Sammelbegriff einer Menge von Sternen, die sich in unterschiedlichen stationären Zuständen des Fusions-Brennens befinden. Viele dieser Sterne haben im Laufe ihres Lebenszyklusses bereits unterschiedliche dieser Zustände angenommen bzw. werden diese noch annehmen. Dabei verlassen sie jeweils einen dieser verschiedenen Äste und wandern im Laufe eines (im Vergleich zur Brenndauer eines Hauptreihensterns) kurzen Zeitraums zu einem anderen Ast, auf dem sie dann wieder längere Zeit verweilen usw. .

Von diesen Ästen ist der am dichtesten mit Sternen belegte der in der Abb. 7 mit *III-Giants* gekennzeichnete Ast. Auf ihm finden wir alle Sterne, deren Fusions-Brennen vom zentralen  $H_1^1$ -Brennen zum zonalen  $H_1^1$ -Brennen übergegangen ist. Dieser Übergang erfolgt meist unspektakulär, also ohne einen instationären, explosionsartigen Ablauf. Er dauert jedoch nur einen Bruchteil der Zeit des vorherigen

zentralen  $H_1^1$ -Brennens (XXX: präzisieren). Als Folge dieser strukturellen Veränderung, insbesondere der vollständigen Separierung des erzeugten  $He$  von der aktuellen Brennzone, steigt die Temperatur in der Brennzone (und aus thermodynamischen Gründen damit auch im mit  $He$  gefüllten Zentrum) auf

$$T_{\text{Brennz.}} > 10^8 \cdot K \quad (10.144)$$

Entsprechend nimmt der generierte Energiestrom zu. Da gleichzeitig der Sterndurchmesser stark zunimmt, sinkt i.a. die Oberflächentemperatur und der Stern wird zu einem *roten* oder *orangenen Riesen*. Wie wir aus der Abb. 7 ablesen können, nimmt die Oberflächentemperatur  $T_O$  sogar leicht mit der absoluten Helligkeit ab,

$$\frac{dT_O}{dJ_{\text{Strahlg}}} (\text{Riesensterne}) \lesssim 0 \quad (10.145)$$

Auf den weiteren, weniger deutlich ausgeprägten Ästen oberhalb dieses eigentlichen Riesenastes finden wir Sterne, in denen bereits Fusionsprozesse ablaufen, die Atomkerne höherer Kernladungszahl erzeugen ( $C_6$ ,  $O_8$ ,  $Ne_{10}$ ,  $Mg_{12}$ ).

Bei einem Riesenstern, der sich im Zustand des stationären zonalen  $H_1^1$ -Brennens befindet, kommt es nun relativ häufig vor, dass - vorzugsweise in seinem Zentrum - die Bedingungen  $(T, n)$  für das Einsetzen des  $He$ -Brennens erreicht werden. Dann setzt sich dieser Prozess in Form einer Stoßfront bis weit in die Zone des  $H_1^1$ -Brennens hinein fort. Dabei steigt die Temperatur erneut, so dass nun im Bereich der Stoßfront auch Fusionsprozesse einsetzen, die Elemente mit höherer Ordnungszahl erzeugen bis hin zum  $Fe$ . Diese Stoßfront läuft danach (auch ohne die Unterstützung durch weiteres Zünden des  $H_1^1$ -Brennens oder  $He$ -Brennens) bis an die Oberfläche des Sterns und sprengt dort signifikante Teile der oberflächennahen Materieschicht ab. Diesen Vorgang bezeichnet man (auch) als *Nova-Explosion*, s. Absatz S. 1215. Der Riesenstern verliert hierdurch merklich an Masse.

In der nachfolgenden Tabelle sind die typischen Eigenschaften einiger Riesensterne wiedergegeben:

	<b>M</b> / $M_{\odot}$	<b>D</b> / $D_{\odot}$	<b>T<sub>O</sub></b> / $(10^3 \cdot K)$	<b>bolometr. absol. Helligkeit</b> <i>mag</i>
Alkione	7	3,4	25,6	-2,5*
Antares	15 ... 18	820	3,4	-5,3(?)
Capella B	2,6	9,3	5,7	
Mira	1,2		3,0	
Pollux	1,86	9,14	4,5	+1,08*

Die mit einem \* gekennzeichneten Helligkeitswerte sind visuelle absolute Helligkeiten

1202 Elementarteilchen, Kosmologie:  
 Physik ganz klein / ganz gross (-)

(XXX: Die in dieser Tab. fehlenden Zahlenangaben für weitere Sterne sind noch nicht verfügbar.)

Dass man unter den Riesensternen noch keinen Stern gefunden hat mit einer Masse  $M < 0,8 \cdot M_{\odot}$ , hat einen trivialen Grund: Für Hauptreihensterne mit einer in diesem Bereich liegenden Masse ist die Dauer des  $H_1^1$ -Brennens länger als das bisherige Alter des Weltalls. Daher wird es Riesensternen mit einer derart kleinen Masse auch erst in einer fernen Zukunft geben.

(XXX: Der weitere Text des Absatzes *Riesensterne* ist noch nicht verfügbar. In ihm wird auch die nachfolgende Texpassage aufgehen:)

Ein ausreichend massereicher Stern, der in der Lage ist, zeitlich auf einander folgend alle diese Fusionsprozesse als (mehr oder weniger) stationäre Brennprozesse zu durchlaufen, hat danach eine Schalenstruktur der Abfolge (von innen(links) nach außen(rechts))



### Zwergsterne (-)

Mit dem Begriff *Zwergstern* bezeichnen wir an dieser Stelle **nicht** ein bestimmtes Endstadium von Hauptreihensternen mit dem Namen *weißer Zwerg*. Dieses Objekt werden wir im Absatz S. 1204 behandeln. Hier diskutieren wir Sterne, deren Masse nicht ausreicht, um das  $BH_1^1$ -Brennen zu zünden, s. Abschnitt 10.2.2. Diese Bedingung ist etwa für den Massenbereich

$$M < 0,08 \cdot M_{\odot} \tag{10.146}$$

erfüllt. Diese Sterne erreichen zum Ende ihres gravitationsgesteuerten Agglomerationsprozesses eine bestimmte Temperatur  $T_0 < T_{init}(H_1^1\text{-Brennen})$ . Evtl. reicht diese Temperatur jedoch aus, um einen der Fusionsprozesse zu zünden, die in den Absätzen *Das  $H_1^2$ -Brennen* (S. 1184) und *Proton-Einfang durch leichte Elemente* (S. 1184) genannt wurden. Dann laufen diese Prozesse ab, bis der Vorrat an den hierfür erforderlichen Brennstoffen erschöpft ist. Die dabei erreichte Oberflächentemperatur liegt deutlich unterhalb des Wertes, der einem Hauptreihenstern entsprechen würde. Diese Sterne bezeichnet man als *braune Zwerge*. In jedem Stern ist jedoch nur der Wasserstoff  $H_1^1$  in einem Umfang enthalten, der ein (auf astronomischer Skala) lang andauerndes stationäres Fusions-Brennen ermöglicht. Ein brauner Zwerg verbleibt daher nur eine relativ begrenzte Zeit in einem stationären, durch Fusionsprozesse stabilisierten Zustand. Danach versiegen diese Prozesse und die Temperatur des Sterns sinkt stetig auf Grund seiner Eigenstrahlung, ganz analog zum Verhalten eines weißen Zwergs.

Zwergsterne mit einer Gesamtmasse, die nicht ausreicht, um überhaupt irgendeinen Fusionsprozess auszulösen, kontrahieren solange, bis im Kernbereich des

Sterns das Elektronensystem den Zustand der Entartung annimmt. Analog zur Situation in einem weißen Zwerg wird hierdurch die weitere Kontraktion aufgehalten. Für den Kernbereich des Sterns gelten dann etwa folgende Bedingungen:

$$\begin{aligned} 10 \cdot \frac{g}{\text{cm}^3} &< m_{\text{Core}} < 10^3 \cdot \frac{g}{\text{cm}^3} \\ T_{\text{Core}} &\lesssim 3 \cdot 10^6 \cdot K \\ p_{\text{Core}} &\sim 10^5 \cdot \text{Mbar} \end{aligned}$$

Die nachfolgende Tabelle zeigt die charakteristischen Daten von einigen typischen Zwergsternen:

	$M/(10^{-3} \cdot M_{\odot})$	$D/D_{\odot}$	$T_{\text{O}}/K$	$d/L_j$
2M1207 A	24	0,25		172
Gliese 229B	20... 50	0,047	950	
Teide 1	52	0,1	2600	400
WISE 1828	$\sim 5$ (0,5 ... 20 * M-Jupiter)		300 ... 500	47
WISE J085510	3 ... 10 * M-Jupiter		245	7,2

Der braune Zwerg mit der niedrigsten bisher entdeckten Strahlungstemperatur ist der letzte der in der obigen Tabelle angeführte Stern. (XXX: Die in dieser Tabelle noch fehlenden Zahlenwerte sind noch nicht verfügbar.)

#### 10.2.4 Spätzustände von Sternen (-)

Die bisher diskutierten stationären Zustände eines Sterns zeichnen sich dadurch aus, dass im Inneren des Sterns ein Kernfusionsprozess abläuft (oder auch mehrere). Wenn diese alle erloschen sind, entspricht die räumliche Konfiguration der Element- und Massenverteilung, wie sie bisher vorlag, nicht mehr einem stabilen Zustand des Sterns. Denn es fehlt der stationäre nach aussen gerichtete Energiestrom, der für die Stabilität des Sterns in seiner bisherigen Konfiguration unverzichtbar ist. Es kommt also zu einem Gravitationskollaps, der erst zum Stillstand kommt, wenn ein neuer Prozess einsetzt, der für die Stabilität des Sterns sorgt. Um welchen Prozess es sich jeweils handelt, werden wir bei den verschiedenen bisher bekannten bzw. hypothetisch als existent angenommenen Zuständen diskutieren. Da ein Stern, der einen dieser Zustände angenommen hat, nicht zwangsweise auf Dauer in diesem Zustand verbleiben wird, nenne ich diese Zustände nicht die *Endstadien* eines Sterns sondern seine möglichen *Spätstadien*.

## Weisse Zwerge (-)

Als *weisse Zwerge* bezeichnet man eine Klasse von Sternen, die - ähnlich wie die sog. Hauptreihensterne - im Hertzsprung-Russeldiagramm (HRD) relativ eng um eine Kurve gruppiert sind, die jedoch deutlich unterhalb der Hauptreihe verläuft. Bei gleicher Strahlungstemperatur der Oberfläche ist die absolute Helligkeit eines weissen Zwergs etwa um den Faktor  $10^4$  kleiner als die eines Hauptreihensterns, s. Abb. 7. Da aber bei vorgegebener Oberflächentemperatur die absolute Helligkeit proportional zur Sternoberfläche ist, also proportional zu  $D^2$ , ist - wieder bei vorgegebener Oberflächentemperatur - ein weisser Zwerg etwa um den Faktor  $10^4$  kleiner als ein Hauptreihenstern. Seine Masse beträgt etwa

$$M_{\text{weisser Zwerg}} \sim 0,5 \dots 0,7 \cdot M_{\odot} \quad (10.147)$$

Die physikalische Struktur dieser Sterne ist durch eine heute allgemein akzeptierte und durch viele experimentelle Fakten gestützte Theorie bekannt: Ein weisser Zwerg entsteht, wenn nach dem Erlöschen aller Kernfusionen der Gravitationskollaps durch die Lokalisationsenergie der Teilchen gestoppt wird, aus denen das durch diesen Kollaps gebildete Plasma besteht. Dieses Plasma besteht aus einem Elektronengas und aus dem Gas der vollständig ionisierten Atomkerne. Wie man aus der Zustandsgleichung eines Fermigas unmittelbar abliest, leistet das von den Elektronen gebildete entartete Gas den dominierenden Beitrag zum Gesamtdruck des Systems. Auf Grund der voran gegangenen Fusionsprozesse des *H*- und danach des *He*-Brennens und der sich daran anschließenden weiteren Fusionsprozesse bestehen weisse Zwerge zu einem relevanten Anteil aus *C* und *O*. Oft enthalten sie auch noch signifikante Anteile an Elementen höherer Ordnungszahl. Da in einem weissen Zwerg der thermisch bedingte Druck klein ist gegen den Gravitationsdruck, und da außerdem keinerlei Konvektionsströme auftreten, findet eine nahezu vollständige Entmischung der Atomkerne unterschiedlicher Massenzahl statt. Die Temperatur im Zentrum des Sterns beträgt

$$T(r \ll R) = (10^7 \dots 10^8) \cdot K \quad (10.148)$$

Der Stern besitzt also einen Kern aus *C*-Atomkernen (evtl. mit Beimengungen an noch schwereren Elementen), gefolgt von einem Mantel aus *O*-Kernen und einer oberflächennahen Schicht aus *He*. Diese Anteile verschieben sich mit zunehmender Gesamtmasse des Sterns zugunsten der schwereren Atomkerne. Liegt die Masse nahe der Chandrasekhar-Grenze (s. Absatz S. 8.4.7), ist die Oberflächenschicht aus *He* auf eine extrem dünne Schicht der Größenordnung

$$M(\text{He}) \approx 10^{-2} \dots 10^{-4} \cdot M_{\text{Stern}} \quad (10.149)$$

geschrumpft. Wegen der dominierenden Wirkung der Lokalisationsenergie sind die zugehörigen Elektronen gleichmäßig über den Stern verteilt.

(XXX: Der an dieser Stelle vorgesehene weitere Text zur Theorie dieser Sterne ist noch nicht verfügbar. Darauf folgt:)

Typische, aus dieser Theorie unmittelbar resultierende Kenndaten eines weißen Zwergs sind:

$$m \approx (10^5 \dots 10^6) \cdot m_{\odot} \quad (10.150)$$

$$D \approx 10^4 \cdot km \quad (10.151)$$

Die Oberflächentemperatur des Sterns ist zeitlich nicht konstant. Ausgehend von der aus der Kontraktion eines Hauptreihensterns zu einem weißen Zwerg (s. Absatz S. 1214) resultierenden Gesamtenergie des Zwergsterns kühlt dieser unter Ausbildung eines quasistationären Temperaturprofils ab, indem er gemäß der sich einstellenden Oberflächentemperatur stetig durch Emission von elektromagnetischer Strahlung Energie verliert. (XXX: präzisieren) Wegen der relativ kleinen Oberfläche des Sterns dauert dieser Vorgang relativ lange. Als einen typischen Wert nenne ich

$$t_{\text{Abkling}} \lesssim 10^{10} \cdot y \quad (10.152)$$

Auch unsere Sonne wird in den Zustand eines weißen Zwergs als ihrem Endzustand übergehen, sobald ihre Vorräte an Brennstoff für die verschiedenen Fusionsprozesse aufgebraucht sind. Dies wird in etwa

$$\Delta t \sim 5 \cdot 10^9 \cdot y \quad (10.153)$$

der Fall sein.

Die Gesamtmasse eines weißen Zwergs ist nach oben durch die Chandrasekhar-Grenze limitiert:

$$M_{\text{ges}} < 1,44 \cdot M_{\odot} \quad (10.154)$$

Bei diesem Wert wird in der oberflächen-nahen Schicht des Sterns eine Massendichte erreicht, bei der für das Fermigas der Elektronen die Stabilitätsbedingung

$$\frac{\partial p(T, \hat{v})}{\partial \hat{v}} < 0 \quad (10.155)$$

verletzt ist. Das Elektronengas ist also nicht mehr in der Lage, eine Fortsetzung der gravitativen Kontraktion zu verhindern. Wird daher durch irgend einen Vorgang diese Bedingung verletzt, kommt es zu einem Kollaps des Sterns. Dies kann insbesondere dadurch eintreten, dass der weiße Zwerg mit einem weiteren Stern ein Doppelsternsystem bildet und von diesem durch gravitative Wechselwirkung ständig Masse absaugt, s. Absatz S. 1218.

Für den Begleiterstern des Sirius, einen weißen Zwerg der Bezeichnung Sirius-B, konnten 2012 durch Messungen einige verlässliche Kenndaten bestimmt werden. Sie lauten:

$$H^{Mag} = 11,43 ; M = 0,978 \cdot M_{\odot} \quad (10.156)$$

$$D = 1,2 \cdot 10^4 \cdot km = 0,017 \cdot D_{\odot} \quad (10.157)$$



Sir (seit 1966) Martin Ryle (\* 1918 in Brighton; † 1984 in Cambridge) (aber **nicht** Bell !) 1974 den Nobelpreis für Physik. Heute gilt als gesichert, dass eine bestimmte Klasse von real existierenden Himmelsobjekten mit den typischen Eigenschaften

$$1,5 \cdot M_{\odot} < M_S < 3,2 \cdot M_{\odot} \quad (10.162)$$

$$\begin{aligned} m(r = 0) &\approx (1 \cdot 10^{11} \dots 2,5 \cdot 10^{12}) \cdot \frac{kg}{cm^3} \\ &\approx (0,5 \dots 13) \cdot m_{\text{Atomkern}} \end{aligned} \quad (10.163)$$

$$T_{\text{Oberfl}} < 10^6 \cdot K \quad (10.164)$$

Objekte also von einem Durchmesser im Bereich einiger  $10 \cdot km$  und mit einer Dichte von der Größenordnung der Atomkerne oder noch darüber, aus einer Materie aufgebaut sind, die in 1. Näherung als *Neutronengas* aufgefasst werden darf. Derartige Objekte entstehen, wenn in einem kompakten Objekt ausreichend großer Masse (s. Gl. 10.162) alle Kernfusionsprozesse erloschen sind. Da die Masse nun oberhalb der Chandrasekhar-Grenze (s. Gl. 10.154) liegt, kann das Elektronengas des Objektes den Gravitationskollaps nicht stoppen. Dem Prinzip von Le Chatelier folgend antwortet das System auf diesen aufgeprägten Gravitationsdruck mit einer *Teilchenvernichtung* gem. der Bruttoreaktion



(XXX: Der die Zustandsgl. des Neutronengases beschreibende Text ist noch nicht verfügbar.)

Dieser Kontraktionsvorgang verläuft in 1. Näherung ohne Beteiligung anderer Objekte. Daher bleibt hierbei der Gesamt-Drehimpuls des Objektes erhalten. Wenn also das Ausgangsobjekt eine gewisse Eigenrotation der Frequenz  $\omega_0$  hatte, erhöht sich diese Frequenz im Zuge der Kontraktion zum Neutronenstern etwa um den Faktor

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \approx \left(\frac{1,4 \cdot 10^6 \cdot km}{20 \cdot km}\right)^2 = 5 \cdot 10^9 \quad (10.166)$$

Wenn also der Vorläuferstern ein Hauptreihenstern ist mit Kenndaten ähnlich unserer Sonne, also mit einer Umlaufzeit der Größenordnung  $30 \cdot d$ , dann hat der daraus entstandene Neutronenstern eine Umlaufzeit der Eigenrotation im Bereich von  $1 \cdot ms$ . Die meisten bis heute identifizierten Pulsare haben eine Umlaufzeit im Bereich

$$0,08 \cdot s < \Delta t < 85 \cdot s \quad (10.167)$$

Es gibt aber auch sog. *ms-Pulsare*. Die höchste bisher gemessene Wiederholungsfrequenz zeigt der Stern PSR J1748-2446ad im Kugelsternhaufen Terzan 5

$$f(\text{PSRJ1748-2446ad}) = 716 \cdot Hz \quad (10.168)$$

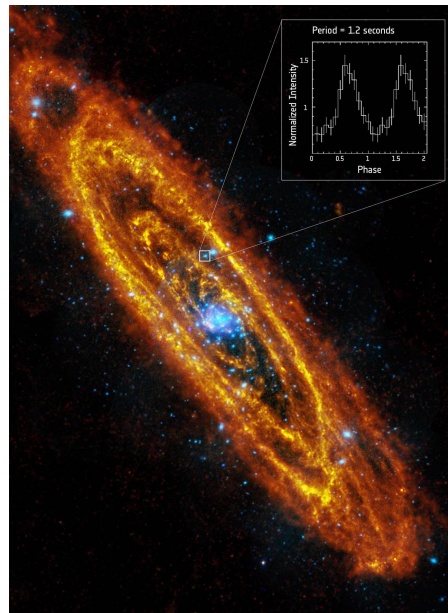


Abb. 8 Position des 1. in der Andromeda Galaxie entdeckten Pulsars  
(Copyright:.. 2000 - 2006 European Space Agency)

Dieser Sternhaufen befindet sich in der Bulge (s. Abschnitt 10.2.12) unserer Milchstraße und wurde 1968 von dem französisch-armenischen Astronom *Agop Terzan* (\* 1927 in Istanbul) entdeckt. Der o.g. Pulsar wurde in diesem Sternhaufen zusammen mit 13 weiteren *ms*-Pulsaren 2004 von S.M. Ransom et al. entdeckt.

Nachdem man glaubte, den Mechanismus der Bildung von Neutronensternen im Grundsatz verstanden zu haben, war es naheliegend anzunehmen, dass nicht nur unsere Milchstraße eine Fülle von derartigen Neutronensternen beherbergt, sondern andere Galaxien ebenso. Um so überraschender war es, dass es lange Zeit nicht gelang, in der uns benachbarten Galaxie, dem Andromeda-Nebel (s. Abb. 97), die Existenz auch nur eines schnell rotierenden Neutronensterns nachzuweisen. Mit Hilfe des ESA-XMM-Newton-Space-Teleskope gelang dies zu Beginn des Jahres 2016. Die Abb. 8 zeigt die bereits für die Abb. 97 (b) benutzte Aufnahme dieser Galaxie im sub-mm- und Röntgenkontrast, in die die Position dieses Sterns (der Codierung 3XMM J004301.4+413017) mit einem Quadrat markiert ist. Die graphische Darstellung in der oberen Ecke dieser Abb. gibt die Messwerte der Röntgen-Intensität als Funktion der Zeit wieder. Diese Intensität oszilliert mit einer Periode von

$$\frac{1}{f} = 1,2 \cdot s \tag{10.169}$$

Wahrscheinlich handelt es sich bei diesem Objekt um ein Doppelsternsystem, deren Sterne einander mit einer Periode von  $1,3 \cdot d$  umkreisen.

Der primäre Mechanismus, durch den diese Radio-Impulse erzeugt werden,

steht in weitgehender Analogie zur sog. Synchrotronstrahlung : Die in dem Neutronenstern gespeicherte Wärme erzeugt ein zur Oberfläche des Sterns gerichtetes System von Konvektionsströmen. Da die Teilchen, die diese Strömungen aufbauen, teilweise elektrische Ladungen tragen (XXX: präzisieren), ist dieses System von Masseströmungen mit der Erzeugung eines Magnetfelds verbunden. Dieser Mechanismus ist weitgehend analog zur Entstehung des Erdmagnetfeldes, das ebenfalls aus den im Inneren der Erde vorhandenen konvektiven Masseströmen resultiert. Bei einem Neutronenstern kommt es nun zusätzlich ständig zu großräumigen Veränderungen dieses Strömungssystems und damit zu der Generierung von statistischen Oszillationen dieser Magnetfelder. Diese generieren ihrerseits elektromagnetische Wellen, die in das Weltall abgestrahlt werden. Da diese Masseströme stark durch die Eigenrotation des Neutronensterns beeinflusst werden, orientiert sich die Längsachse des erzeugten Dipolfeldes annähernd parallel zur mechanischen Drehachse. Die Orientierung ist aber i.a. keinesfalls perfekt, wie auch das Beispiel des Magnetfelds der Erde zeigt (s. Absatz S. 1262). Wenn aber diese beiden Symmetrieachsen einen signifikanten Verkippungswinkel bilden, dann oszilliert die Intensität der emittierten Dipolstrahlung in jeder beliebigen Beobachtungsrichtung mit der Frequenz der Eigenrotation. Ist diese Strahlung besonders eng um die Dipolachse konzentriert, ist dieser Intensitätsunterschied besonders groß.

Wie jedes andere System muss auch das Neutronengas die Stabilitätsbedingung

$$\frac{\partial p(T, \hat{v})}{\partial \hat{v}} < 0 \quad (10.170)$$

erfüllen. Und in völliger Analogie zum Elektronengas ist diese Größe insbesondere durch die Gesamtmasse des Sterns vorgegeben. Ausgehend von der (klassischen) Newton-Gleichung einer isotropen Flüssigkeit, ergänzt um die Annahme eines entarteten Systems (nicht zu hohe Temperatur) berechneten 1939 Oppenheimer und *George Michael Volkoff* (\* 1914 in Moskau; † 2000 in Vancouver (Canada)) ([8]) die Bedingung

$$M_{NS} < 0,7 \cdot M_{\odot} \quad (10.171)$$

Dies entspricht offensichtlich nicht der Realität. Ein typischer Neutronenstern ist also entweder nicht entartet, oder er hat einen Aufbau, für den das Modell des idealen Neutronensterns nur eine sehr grobe, nicht ausreichend gute Näherung ist. Die heute auch nach dem US-amerikanischen Physiker *Richard Chase Tolman* (\* 1881 in West Newton/MA (USA); † 1948 in Pasadena/Cal (USA)) als *Tolmann-Oppenheimer-Volkoff-Grenze* bezeichnete Stabilitätsgrenze eines Neutronensterns ergibt sich, wenn man eine analoge Berechnung im Rahmen der ART durchführt. Nun liegt die Stabilitätsgrenze bei etwa

$$M_{NS} < 3,2 \cdot M_{\odot} \quad (10.172)$$

Dieses Ergebnis scheint mit den bisher vorliegenden astronomischen Messdaten gut verträglich zu sein.

2013 gelang es durch Verknüpfung von Messergebnissen, die mit den Röntgen-Teleskopen Chandra, XMM-Newton und RXTE erzielt worden sind, einen quantitativen Zusammenhang herzustellen zwischen der Gesamtmasse und dem Durchmesser der analysierten Neutronensterne ([39]). Eines der so erzielten Ergebnisse war:

$$M = 1,4 \cdot M_{\odot} ; R = 10,4 \dots 12,9 \cdot km \quad (10.173)$$

$$\Rightarrow m(\text{Sternzentrum}) \approx 8 \cdot m_{\text{Nuk}} \quad (10.174)$$

$m_{\text{Nuk}}$  ist die unter terrestrischen Bedingungen auftretende mittlere Massendichte der Atomkerne, s. Abschnitt 10.1.7.

(XXX: Der weitere Text des Absatzes *Neutronensterne* ist noch nicht verfügbar. Er wird auch die nachfolgende Abb. 9 und den sie erläuternden Text enthalten:)

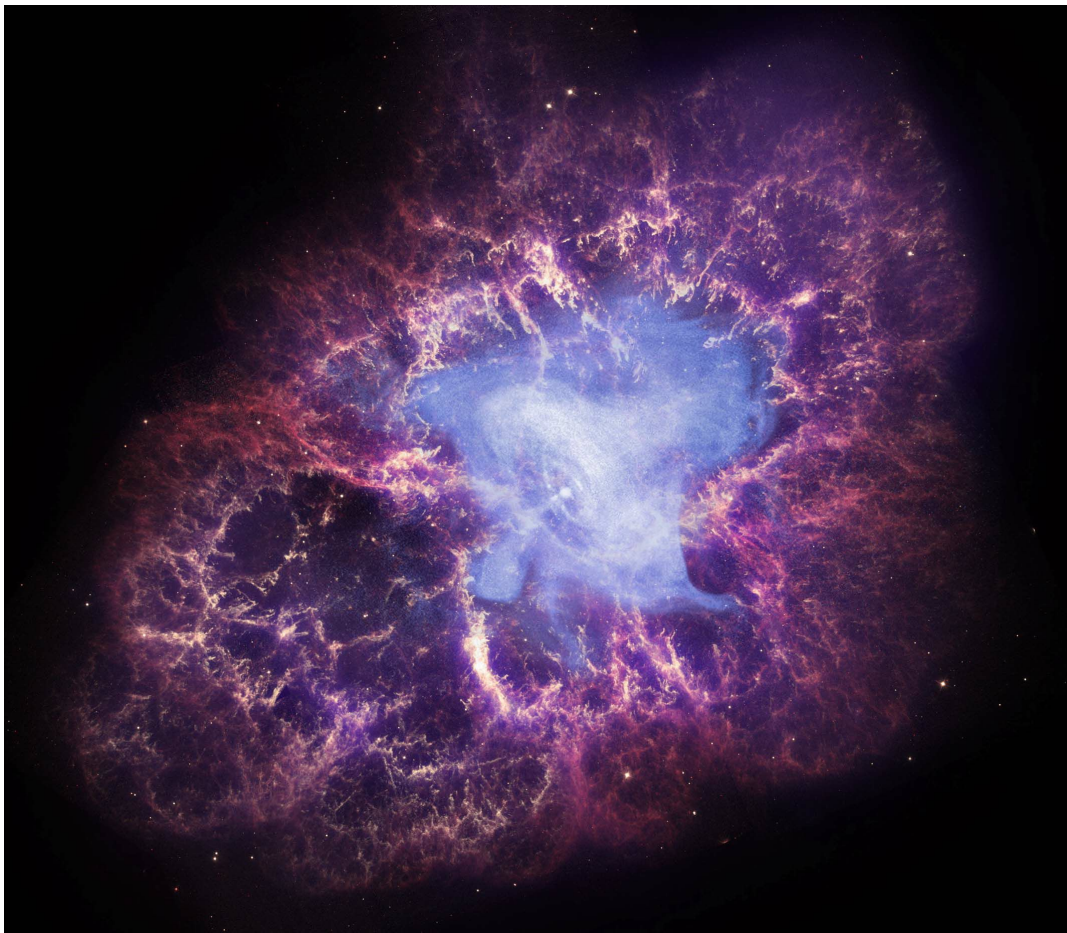


Abb. 9 Farbkodierte multispektrale Aufnahme des Crabb-Nebels

(credit: x-ray: NASA/CXC/J. Hester(ASU)

. optical: NASA/ESA/J. Hester & A. Loll(ASU)

. IR: NASA/JPL-Caltech/R. Gehrz(Univ. Minn.)

Die spektralen Kenndaten für die Einzelaufnahmen, aus denen diese Abb. zusammengesetzt wurde, sind:

- (a) blau: Röntgenstrahlungsaufnahme bei  $1 \cdot keV$
- (b) gelb: optische Aufnahme bei  $500 \cdot nm$
- (c) rot : optische Aufnahme bei  $656 \cdot nm$
- (d) violett: IR-Aufnahme bei  $24 \cdot \mu m$

Nach meiner Kenntnis, die sich auf eine sorgfältige Analyse der von der NASA bereit gestellten Informationen stützt, handelt es sich bei diesem Bild um eine ausschließlich aus gemessenen Daten nach objektiven Verfahren erzielte reale **Aufnahme** (und nicht etwa um eine sog. *artist impression*). Wenn das zutrifft, ist diese Aufnahme für mich als geradezu spektakulär einzuordnen. Denn sie zeigt nicht nur sehr deutlich (über die emittierte Röntgen-Strahlung) den aus dem Zentralbereich des Krebs-Nebels austretenden Jet-Strahl. Man erkennt sogar den eigentlichen Neutronenstern als kleine, ebenfalls Röntgen-Strahlung emittierende Kugel.

(XXX: Der weitere Text des Absatzes *Neutronensterne* ist noch nicht verfügbar. In ihm wird auch die Abb. 10 und deren nachfolgende Erklärung aufgehen:))Die

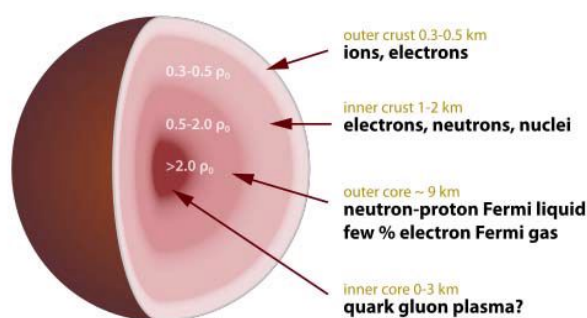


Abb. 10 Schalenstruktur eines Neutronensterns der Masse  $XXX \cdot M_{\odot}$

(Quelle: Diese Abb.basiert auf dem Bild `neutron_star_cross_section` aus der freien Enzyklopädie Wikipedia und unterliegt dem `creativecommons Attribution-Share Alike 3.0`; der Autor ist Robert Schulze)

Abb. 10 zeigt die Schalenstruktur eines Neutronensterns, wie sie sich aus diesen theoretischen Modellrechnungen ableiten lässt. Die Zahlenangaben in dieser Abb. gelten für einen Neutronenstern der Gesamtmasse  $XXX \cdot M_{\odot}$ . Die Strukturelemente, die den Gegendruck gegen die Fortsetzung des Gravitationskollapses aufbauen, sind primär der innere und der äussere Kern. Den Durchmesser des inneren Kerns schätzt man auf

$$D(\text{innerer Kern}) = 1,44 \cdot 10^{-5} \cdot D_{\odot} \quad (10.175)$$

Zur Prüfung dieser Struktur-Aussagen ist man evtl. nicht allein auf die Überprüfung der benutzten theoretischen Modelle und Annahmen angewiesen. Es besteht