
Lexikon

der



Astrophysik

von



Andreas Müller

aus dem

Wissensportal für Astrophysik

<http://www.mpe.mpg.de/~amueller>

April 2007

Abbildungsverzeichnis

9.1	Hamilton-Jacobi-Gleichung.	2
9.2	Higgs-Teilchen: Kurvenverlauf des reellen Higgs-Potential parametrisiert durch die Temperatur.	18
9.3	Higgs-Teilchen: Kurvenverlauf des Tangens Hyperbolikus.	19
9.4	Hintergrundstrahlung: WMAP-Himmelskarte der Hintergrundstrahlung, projiziert auf Himmelsglobus.	24
9.5	Struktur eines Holosterns.	28
9.6	Anschauliche Darstellung eines Horizonts.	33
9.7	Hubble-Klassifikation in Ellipsen, Spiralen und Balkenspiralen.	41
9.8	Ellipse NGC 1316, HST 2005.	42
9.9	Spirale NGC 4622, HST 2002.	44
9.10	Sb-Galaxie NGC 1300, HST 2005.	45
9.11	hydrostatisches Gleichgewicht der Drücke.	49
9.12	Supernova Eta Carinae im Homunculus-Nebel.	54

9 Lexikon H

9.1 Hadronen

Als Hadronen bezeichnet man alle Teilchen, die aus Quarks bestehen. Unterklassen der Hadronen sind die Mesonen und Baryonen.

Seit 2003 kennt man überdies - experimentell gesichert - Tetraquarks, die aus vier Quarks und Pentaquarks, die aus fünf Quarks bestehen. Die Teilchenphysiker bezeichnen sie auch als **baryonische Resonanzen**, und man kann sie als molekülartige Meson-Meson- bzw. Baryon-Meson-Systeme auffassen.

9.2 Hadronen-Ära

Die Hadronen-Ära kennzeichnet eine bestimmte Entwicklungsphase im Universum und liegt damit im Interessensgebiet der Kosmologie. Hadronen sind Teilchen, die aus Quarks zusammengesetzt sind. Diese Grundbausteine der Materie bildeten sich in der Quark-Ära, die der Hadronen-Ära voranging.

9.2.1 Wann war's?

Zeitlich ist die Hadronen-Ära auf ein Zehntel Millisekunden (10^{-4} s) nach dem Urknall einzuordnen. Die Vernichtungsstrahlung am Ende der GUT-Ära hatte zu einem 'Strahlenmeer' an Photonen geführt. Doch die minimale Asymmetrie an den Mengen von Materie zu Antimaterie ließ einen kleinen, aber entscheidenden Anteil von Urmaterie in Form von Quarks und Leptonen übrig.

9.2.2 Aus freien werden im Hadron gefangene Quarks

Anfangs waren die Quarks noch frei. Doch etwa 10^{-5} Sekunden nach dem Urknall war das Milieu mit etwa 10^{12} Kelvin oder 200 MeV 'kalt' genug, dass die freien Quarks des Quark-Gluonen-Plasmas zu Hadronen 'kondensierten' (engl. *hadron freezeout*). An die Hadronen-Ära schließt sich die **primordiale Nukleosynthese** an. In dieser Phase bildeten sich aus den einfachen Hadronen wie Proton und Neutron (siehe Nukleonen) sowie die leichten Atomkerne Wasserstoff, Deuterium, Helium und Lithium.

9.3 Hamilton-Jacobi-Formalismus

Dieser Formalismus ist ein Konzept der klassischen und relativistischen Mechanik und bei der Behandlung allgemeiner mechanischer Probleme äußerst effektiv. *Brandon Carter* hat 1968 die Separabilität der Hamilton-Jacobi-Gleichung ausgenutzt, um eine **vierte Konstante der Bewegung in der Kerr-Metrik** herzuleiten: die **Carter-Konstante**.

$$\frac{\partial S}{\partial \tau} - H\left(x^\mu, \frac{\partial S}{\partial x^\mu}\right) = 0$$

Abbildung 9.1: Hamilton-Jacobi-Gleichung.

9.3.1 Rezept: Carter-Konstante für Eilige

Zunächst - wie bei mechanischen Problemen üblich - muss man die Lagrange-Funktion L kennen. In der Relativitätstheorie gewinnt man sie aus der Metrik, die als bekannt vorausgesetzt wird. Über eine *Legendre-Transformation* erhält aus L die Hamilton-Funktion H (Anmerkung: eine Legendre-Transformation ist eine Variablentransformation, die eindeutig L und H verknüpft). Dann liefert die Hamilton-Jacobi-Gleichung (siehe Gleichung in Grafik 9.1), die eine partielle, nicht-lineare Differentialgleichung erster Ordnung ist, eine Bestimmungsgleichung für eine Erzeugende, das Wirkungsfunktional S . Im Allgemeinen ist diese Differentialgleichung dann nur über einen Ansatz lösbar. Carters Verdienst war es, dass sein *Separationsansatz*, nämlich dass S in allen Koordinaten separiert, erfolgreich war. Die partiellen Ableitungen des nun bekannten Wirkungsfunktionals S liefern dann gerade die Photonenimpulse in einem speziellen Beobachtersystem, dem *Bardeen-Beobachter* oder ZAMO.

9.3.2 Anwendungsbereich

Während der Hamilton-Jacobi-Formalismus von genereller Wichtigkeit ist, benötigt man die Carter-Konstante nur in einem Spezialgebiet: so ist die Lösung der Geodätengleichung in der Kerr-Metrik über die vier Erhaltungsgrößen ein Standardverfahren, das vor allem für relativistisches Ray Tracing verwendet wird. Weil die Schwarzschild-Lösung (mit Drehimpuls null) nur ein Spezialfall der Kerr-Lösung ist, kann man das Verfahren auch für diese statische Raumzeit anwenden.

9.4 Harvard-Klassifikation

Eine Einteilung der Spektren von Sternen nach **abnehmender Oberflächen- bzw. Effektivtemperatur**. Diese Sequenz geht auf die amerikanischen Astronomen *E.C. Pickering* (1846 - 1919) und *A.J. Cannon* (1863 - 1941) der Harvard-Sternwarte zurück.

9.4.1 intensive Spektrallinien zum Sternesortieren

Die Sternspektren sind der Beobachtung sehr leicht zugänglich, viel leichter als physikalische Parameter des Sterns (Masse, Radius, mittlere Dichte, Temperatur etc.). Historisch war es daher so, dass die **relativen Stärken von Spektrallinien** diejenigen Kriterien waren, um einen Stern zu klassifizieren.

Jeder Klasse ordnete man einen Buchstaben zu. Die international anerkannte Sequenz lautete bis etwa 1999: **O, B, A, F, G, K, M, R, N, S**, was man sich mit dem Merkspruch 'Oh, Be A Fine Girl, Kiss Me, Right Now. Smack!' ins Gedächtnis rufen kann. Mittlerweile wurde aufgrund von Entdeckungen zahlreicher ultrakalter Zwergsterne (*ultra cool dwarfs*, UCDs) die obige OBAFGKMRNS-Sequenz umbenannt in (*D. Kirkpatrick* 1999):

OBAFGKMLT

RNS Typen haben heute den Status einer Sonderklasse seltener Sterne.

9.4.2 feinere Unterteilung in Ziffern

Die einzelnen Klassen werden nochmals feiner durch die Abfolge der Ziffern 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 unterteilt.

Diese Harvard-Klassifikation war die Grundlage für den heute international gebräuchlichen Spektraltyp (siehe dort für spektrale Eigenschaften der verschiedenen Klassen).

9.4.3 HD-Katalog

Umgesetzt wurde diese Klassifikation im *Henry-Draper-Katalog*, der 225 300 Sterne umfasst. Am Kürzel *HD* mit nachfolgender Ziffer erkennt man Sterne dieses Katalogs.

9.5 Hauptreihe

Eine spezielle Entwicklungsphase von Sternen. Siehe dazu die Darstellung im vollen Kontext unter dem Eintrag Hertzsprung-Russell-Diagramm.

9.6 Hawking-Strahlung

Um es knapp zu sagen: Die klassischen Schwarzen Löcher als Lösung von Einsteins Allgemeiner Relativitätstheorie (ART) sind am Ereignishorizont absolut schwarz. Der englische Astrophysiker *Stephen W. Hawking* hat in einer Rechnung 1974 Quanteneffekte in der Umgebung Schwarzer Löcher berücksichtigt und herausgefunden, dass dann am Ereignishorizont Teilchen entstünden, die auch den Einflussbereich des Loches verließen. Diese Teilchen subsumiert man unter dem Begriff *Hawking-Strahlung* oder *Hawking-Emission*. Es handelt sich um eine rein theoretische Arbeit, und dieser *Hawking-Effekt* konnte bislang **nicht experimentell bestätigt** werden.

9.6.1 Rolle des Ereignishorizonts

Hawking-Strahlung ist aus dem folgenden Grund so schwierig nachzuweisen: Hawking-Strahlung hat eine sehr geringe Intensität, und Kandidaten für Schwarze Löcher befinden sich in astronomischen Distanzen. Andere Strahlungseffekte in der Umgebung des Loches, vor allem der leuchtende Akkretionsfluss, überwiegen den Hawking-Effekt - sollte es ihn geben - deutlich. Hawking-Strahlung ist an die Existenz des Ereignishorizonts gebunden. Gibt es keinen Horizont, so gibt es auch keine Hawking-Emission (vermutlich aber eine andere Form thermischer Emission). Mittlerweile haben Theoretiker alternative Modelle zum Schwarzen Loch vorgeschlagen, die keinen Horizont aufweisen. Beobachtet man nun den Hawking-Effekt nicht, so verleiht das diesen Alternativen geringfügig mehr Gewicht - die Forschungen auf diesem Gebiet sind jedoch nicht abgeschlossen. Die Raumzeiten ohne Horizont heißen Gravastern und Holostern.

9.6.2 Was tat Hawking genau?

Geht man in die Details dieses Effekts wird es - auch sprachlich - relativ kompliziert, wie die weiteren Ausführungen zeigen werden. Eine mathematische Ableitung erfordert Kenntnisse in der ART und der Quantenfeldtheorie. Wie vorweggenommen ist die Hawking-Strahlung kein Phänomen der klassischen Relativitätstheorie, sondern ein **Quanteneffekt**. Im Rahmen der Thermodynamik und Quantenfeldtheorie (QFT) ging Hawking über die Konzepte der klassischen Theorie Schwarzer Löcher hinaus und machte einen *semiklassischen Ansatz*, indem er Quantenfelder auf dem Hintergrund gekrümmter Raumzeiten untersuchte. Die Felder, die mit Teilchen wie Elektronen, Photonen oder Neutrinos assoziiert sind, sind quantisiert, **nicht** jedoch die Gravitationsfelder. Sie werden hingegen mit der ART beschrieben. In diesem Sinne ist Hawkings Zugang ein Konzept der semiklassischen Quantengravitation. Es muss betont werden, dass es ihm nicht gelang, die Gravitation zu quantisieren.

Die Folgen dieser Behandlung sind erstaunlich: während in der klassischen Theorie Schwarze Löcher reine Absorber von Teilchen sind, weil diese 'hinter' dem Ereignishorizont verschwinden, eröffnet der quantenfeldtheoretische Zugang die Möglichkeit, dass Schwarze Löcher auch in einer konstanten Rate Teilchen emittieren, die **Hawking-Strahlung**. Es sei angemerkt, dass der Terminus *Strahlung* nicht zwingend reine elektromagnetische Emission meint, sondern generell alle möglichen Teilchen. Im Folgenden wird in der Sprache der theoretischen Physik (es gibt hier leider keine adäquaten Alternativen) nachskizziert, wie das geschieht:

9.6.3 ...und in der mathematisch-physikalischen Sprechweise?

Die Teilchen beschreibt man wie in der Quantenfeldtheorie als **skalare Feldoperatoren**, die die *kanonischen Kommutatorrelationen* erfüllen. Die Klein-Gordon Gleichung wird dann auf gekrümmte Metriken verallgemeinert, indem man gewöhnliche Ableitungen durch kovariante Ableitungen ersetzt. Der Einfachheit halber betrachtet man masselose skalare Teilchen. Die Lösungen der **kovarianten Klein-Gordon-Gleichung** haben die vertraute Gestalt mit Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren und ermöglichen die Definition eines Vakuumzustands. Die Relativitätstheorie gestattet diesen Zustand in verschiedenen orthonormalen Basen zu betrachten, weil die Hyperflächen, die man im Rahmen des ADM-Formalismus wählen kann, einander gleichberechtigt sind. Mit zwei willkürlich gewählten orthonormierten Basen definiert man sich auf diese Weise **unterschiedliche Vakua** mit unterschiedlichen Vernichtungsoperatoren. Von der einen Basis kann man in die andere über die *Bogoliubov-Transformationen* wechseln. Bildet man nun den **Vakuumerwartungswert** für einen Besetzungszahloperator, bezogen auf die unterschiedlichen Vakua, so stellt man fest, dass dieser endlich wird. Er verschwindet nicht! Die Definition eines Vakuumzustands ist in der Relativitätstheorie nicht eindeutig und hängt vom Beobachter ab. Das bedeutet letztendlich, dass der **Teilchenbegriff relativ** ist: in dem einen Bezugssysteme erscheint das Vakuum mit realen Teilchen angefüllt, im anderen sieht es aus wie ein Vakuum, das mit virtuellen Teilchen angefüllt ist. Beide Beobachter haben recht!

Man kann jedoch die Vakuumerwartungswerte vergleichen, wenn man eine gekrümmte Raumzeit annimmt, die in Vergangenheit und Zukunft asymptotisch flach ist. D.h. die Metriken, die die kovariante Klein-Gordon Gleichung erfüllen, verschwinden bei unendlichen Abständen. Bei dieser Bilanz stellt man fest, dass **das Gravitationsfeld Teilchen erzeugt** hat, die man Hawking-Strahlung nennt!

9.6.4 Alles klar! Jetzt bitte mal für Menschen wie Du und ich

Nach dieser abstrakten Erklärung folgen nun zwei anschauliche Interpretationsmöglichkeiten, die einander äquivalent sind: Die erste lehnt sich an das oben beschriebene quantenfeldtheoretische Konzept eines Quantenvakuums an. Die zweite ist eher klassischer Natur und nutzt die Konzepte der Thermodynamik.

(1) Nach der Quantentheorie ist der ganze Raum, auch das Vakuum, gefüllt mit **Paaren virtueller Teilchen** und deren Antiteilchen (siehe Antimaterie). Deren Energie ist so gering, dass die Teilchen im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation (Ort-Impuls-Unschärfe, Energie-Zeit-Unschärfe) eine sehr kurze Lebensdauer haben und daher nicht zu messen sind. In diesem Sinne nennt man sie *virtuell*. Ständig annihilieren, d. h. zerstrahlen diese Teilchen mit ihrem entsprechenden Antiteilchen in elektromagnetische Strahlung (virtuelle Photonen) und bilden sich in Paaren wieder neu. Das Quantenvakuum ist demnach kein ruhiger Ort, sondern ein komplexes Gebilde, das von virtuellen Teilchen bevölkert ist. [*Nebenbemerkung*: Indirekt ist dieses Phänomen bei der **Lamb-Shift**, einer Verschiebung der Spektrallinien, im Wasserstoffspektrum messbar. Das bedeutet, dass das Konzept der virtuellen Teilchenpaare keine Hypothese, sondern eine im Experiment verifizierte Tatsache ist!]

Materialisiert sich ein solches Paar nahe des Ereignishorizonts eines Schwarzen Loches, so ist es möglich, dass eines der Teilchen in das Schwarze Loch fällt, während das andere ins Unendliche entweicht (siehe Abbildung rechts, rotes Teilchenpaar). Diese Trennung kann beispielsweise durch Gezeitenkräfte bewirkt werden. Aus dem virtuellen Teilchen wird so ein reales, ein messbares Teilchen. Stammt die Energie für das virtuelle Teilchenpaar vom Schwarzen Loch, so bietet der Hawking-Effekt eine Möglichkeit Energie aus dem Schwarzen Loch zu extrahieren. Die Lebensdauer Schwarzer Löcher ist also begrenzt! Man sagt, Schwarze Löcher können durch die Emission von Hawking-Strahlung **verdampfen** (engl. Terminus *black hole evaporation*).

(2) Die zweite Interpretation begründet eine **Thermodynamik Schwarzer Löcher**, die Analoga zu den Hauptsätzen der klassischen Thermodynamik aufweist. Hawking zeigte 1973, dass man jedem Schwarzen Loch eine Temperatur zuordnen kann, die proportional zu ihrer **Oberflächengravitation** ist bzw. invers mit der Masse des Schwarzen Loches skaliert. Die **Temperatur eines Schwarzen Loches** nennt man Hawking-Temperatur, und sie ist demnach höher für kleine, leichte Schwarze Löcher. Jeder Körper endlicher Temperatur ist ein **thermischer Strahler** (Wärmestrahler, Planckscher Strahler). Deshalb ist das **Spektrum der Hawking-Strahlung** dasselbe wie dasjenige eines Planck-Strahlers (thermische Hohlraumstrahlung)!

Schwarze Löcher verdampfen also durch die Emission von Hawking-Strahlung. Die Lebensdauer ist allerdings schon für Schwarze Löcher mit Sonnenmasse (10^{30} kg) sehr hoch: es würde 10^{66} Jahre (etwa 10^{56} Hubble-Zeiten!) dauern, bis ein solches Schwarzes Loch durch Hawking-Strahlung verdampft wäre. Die Temperatur eines stellaren Schwarzen Loches ist außerordentlich gering, nämlich nur etwa ein Millionstel Kelvin. So haben supermassereiche Schwarze Löcher in den Kerngebieten von Galaxien entsprechend noch niedrigere Temperaturen! Eine **direkte Detektion** der Hawking-Strahlung scheint damit geradezu ausgeschlossen.

Aber es könnte auch massearme Schwarze Löcher geben, wie die primordialen Schwarzen Löcher oder **Mini-Löcher**. Manche Kosmologen spekulieren darüber, dass sie sich im frühen Universum bildeten. Noch kleinere Löcher werden vielleicht bald in Teilchenbeschleunigern erzeugt. All diese deutlich leichteren Löcher haben sehr viel kleinere Lebensdauern - bis zu

kleinsten Sekundenbruchteilen. Mini-Löcher emittieren mehr als sie absorbieren bzw. durch Akkretion auf sammeln. Als Konsequenz nimmt ihre Masse sukzessiv ab. Bei einer kritischen Masse von 10^{14} g - was einem kosmisch gesehen extrem kleinen Schwarzen Loch entspricht - würde das Schwarze Loch auf ultrakurzen Zeitskalen von 10^{-23} Sekunden seine ganze Ruhemasse abstrahlen. Dieser Prozess ist im Prinzip eine Explosion, die 10^{35} erg freisetzt. Diese Energieskala liegt zwar viele Dekaden unterhalb von typischen Supernovae, Hypernovae oder Gamma Ray Bursts; sie sollte jedoch auf der Distanzskala des frühen Universums beobachtbare, sicherlich stark rotverschobene Signaturen hinterlassen. Vielleicht detektiert das 2003 gestartete Infrarot-Weltraumteleskop *Spitzer* diese Spuren primordialer Schwarzer Löcher.

Die Energie der Hawking-Strahlung hängt davon ab, welche Teilchen am Horizont materialisieren. Mit Schrumpfung des Loches durch Hawking-Emission und dem damit verbundenen Temperaturanstieg, wird schließlich die Ruhemasse verschiedener Teilchenspezies überschritten, so dass ein ganzer Teilchenzoo emittiert wird.

9.6.5 Noch keine experimentelle Bestätigung!

Bisher ist der experimentelle Nachweis dieser Strahlung nicht gelungen. Der Grund ist, dass diese Strahlung sehr schwach sein muss und von anderen Strahlungsquellen, wie zum Beispiel lokalen Quellen (Akkretionsscheibe) oder der omnipräsenten kosmischen Hintergrundstrahlung überdeckt wird. Wie die Zahlenbeispiele oben zeigen, ist die direkte Verifikation der Hawking-Strahlung bei kosmischen Schwarzen Löchern höchstwahrscheinlich auszuschließen. Die Hoffnung eines Nachweises liegt nun vor allem in der Hochenergiephysik: Sollte es gelingen, **künstlich Schwarze Löcher im Labor** zu erzeugen, so müssten Signaturen der Evaporation in modernen Teilchenbeschleunigern messbar sein. Das spekulative Szenario einer **TeV-Quantengravitation**, die die Existenz weiterer Raumdimensionen (siehe Extradimensionen) fordert, rückt sogar die aktuelle Hochenergiephysik an diese kritische Schwelle. Das Verfolgen von Teilchenbeschleunigerexperimenten (Ende 2007: Large Hadron Collider, **LHC**, am CERN) ist deshalb auch aus dieser Perspektive spannend!

9.6.6 Über Hawking hinaus

Eine offene Frage ist natürlich, wie das Spektrum der Hawking-Strahlung verändert wird, wenn man über Hawkings Ansatz hinaus geht und eine **voll quantisierte Behandlung des Problems** ansetzt. Dies erfordert eine quantisierte Gravitationstheorie. Die Kandidaten einer solchen Theorie sind bereits gesichtet und heißen Stringtheorien und Loop-Quantengravitation. Der Einfluss dieser Quantengravitationen auf die Physik Schwarzer Löcher und auch der Hawking-Strahlung sind Gegenstand aktueller Forschung. Offensichtlich hat die Thermodynamik Schwarzer Löcher Fortbestand auch in den neuen Theorien. Deshalb sollte aus thermodynamischen Gründen auch ein Konzept der Hawking-Emission resultieren. Denn ein Körper endlicher Temperatur ist nun mal ein Planck-Strahler.

9.6.7 Konsequenz des Äquivalenzprinzips: Unruh-Strahlung

Die Hawking-Strahlung hat in flachen Raumzeiten ein Pendant: die **Beschleunigungsstrahlung** (engl. *acceleration radiation*). Hier geht man in analoger Weise (Hawkings Ansatz folgend) der Frage nach, welches Minkowski-Vakuum ein beschleunigter

Beobachter wahrnimmt. Man behandelt also ein masseloses Skalarfeld in einer flachen Minkowski-Metrik. Das Pendant zum Hawking-Effekt heißt **Unruh-Effekt**, der von *William Unruh* (1975) zusammen mit *Robert W. Wald* (1984) ausgearbeitet wurde. Er besagt, dass ein beschleunigter Beobachter das Minkowski-Vakuum als **thermisches Teilchenbad** wahrnimmt! Letztendlich sind Hawking-Strahlung und Beschleunigungsstrahlung als Analoga eine notwendige Konsequenz des Äquivalenzprinzips.

9.6.8 Weitere Literatur

- ◇ Originalpapier von *Stephen W. Hawking*, **Particle creation by black holes**, Commun. Math. Phys. 43, 1975, 199 - 220; auch zu finden im Buch '*Hawking on the Big Bang and Black Holes*' (1993), World Scientific Publishing
- ◇ Ein guter, kompakter Artikel über Hawkingstrahlung, der Kenntnisse der QFT erfordert, von *Markus Pössel*, AEI Potsdam.

9.7 Hawking-Temperatur

Die Hawking-Temperatur ist ein Analogon zum thermodynamischen Temperaturbegriff, die man Schwarzen Löchern im Rahmen einer Thermodynamik (Wärmelehre) zuordnen kann. Diese Ableitung gelang *Stephen Hawking* und anderen Astrophysikern in den 70er Jahren des 20. Jahrhunderts (Publikation: *The Four Laws of Black Holes Mechanics*, 1973). Ebenso existieren für die Entropie Analoga bei Schwarzen Löchern. Bardeen, Carter und Hawking griffen dabei auf die Doktorarbeit von *J.D. Bekenstein* (1972) zurück und verallgemeinerten die darin enthaltenen Gleichungen. Seither nennt man das Entropie-Analogon bei Schwarzen Löchern Bekenstein-Hawking-Entropie. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass diese Analoga *nicht* zu verwechseln sind mit der gewöhnlichen, thermodynamischen Temperatur und gewöhnlichen, thermodynamischen Entropie eines Schwarzen Loches!

9.7.1 Bezug zu Eigenschaften Schwarzer Löcher

In den Rechnungen zeigte sich, dass die Hawking-Temperatur Schwarzer Löcher mit der **Oberflächengravitation** und die Bekenstein-Hawking-Entropie mit der **Oberfläche des Ereignishorizonts** assoziiert ist. Der Drehimpuls (Rotation) eines Schwarzen Loches beeinflusst beide Größen, so dass für die Schwarzschild-Lösung andere Temperaturen/Entropien resultieren als für die Kerr-Lösung: Bei gleicher Masse unterscheiden sich demnach die Hawking-Temperaturen von statischen gegenüber rotierenden Löchern.

9.7.2 Oberflächengravitation

Die Oberflächengravitation ist definiert als negativer Gradient des Logarithmus der Lapse-Funktion:

$$g_H = -\nabla \ln \alpha.$$

Die Lapse-Funktion ist ein Maß dafür, wie für einen außenstehenden Beobachter der Zeitfluss verlangsamt wird. Ein bestimmter Beobachter, der so genannte FIDO, würde am Horizont eine verschwindende Lapse-Funktion und eine ins Unendliche gewachsene Oberflächengravitation

sehen. Eine geeignete Renormierung der Zeitbasis führt auf die Oberflächengravitation, die Hawking und andere ableiteten.

Die Oberflächengravitation nimmt mit der Rotation eines Kerr-Loches ab, was man sich durch zunehmende Zentrifugalkräfte veranschaulichen kann, die die Oberflächengravitation absenken. Im Falle eines extremen Kerr-Loches mit maximaler Drehgeschwindigkeit ($a = M$ in geometrisierten Einheiten, $G = c = 1$) ist sie sogar null: die ganze Masse bzw. Energie steckt dann in der Rotation. In diesem Sinne sind nicht rotierende Schwarze Löcher 'heißer'.

9.7.3 Nun zur Temperatur

Für die Hawking-Temperatur wurde folgende Gleichung abgeleitet:

$$\begin{aligned} T_H &= \frac{\hbar c^3}{8\pi k_B G M} \\ &\simeq 6.2 \times 10^{-14} \text{ K} \left(\frac{10^6 M_\odot}{M} \right) \\ &\simeq 6.2 \times 10^{-8} \text{ K} \left(\frac{1 M_\odot}{M} \right) \\ &\simeq 1.2 \times 10^{11} \text{ K} \left(\frac{10^{15} \text{ g}}{M} \right) \\ &\simeq 7.7 \times 10^{29} \text{ K} \left(\frac{1 \text{ TeV}}{M} \right). \end{aligned} \tag{9.1}$$

Es ist ersichtlich, dass die Hawking-Temperatur nur von der Masse des Schwarzen Loches und einigen Naturkonstanten $\hbar$ (Plancksches Wirkungsquantum), c (Vakuumlichtgeschwindigkeit), k_B (Boltzmann-Konstante) und G (Gravitationskonstante) abhängt. Wesentlich ist, dass die Hawking-Temperatur linear mit abnehmender Masse des Lochs zunimmt:

Leichte Löcher sind heißer.

Das machen ein paar Zahlenbeispiele für Massen von Schwarzen Löchern klar, die gegenwärtig diskutiert werden und die unter der allgemeinen Gleichung rechts eingesetzt wurden: Sie zeigen, dass ein supermassereiches Schwarzes Loch von etwa einer Million Sonnenmassen (vergleichbar schwer wie das große Schwarze Loch im Zentrum der Milchstraße) eine verschwindend geringe Hawking-Temperatur hat, etwa ein Zehntel Billionstel Kelvin! Ein stellares Schwarzes Loch, das am Ende der Entwicklung massereicher Sterne steht, weist dagegen schon eine deutliche erhöhte Hawking-Temperatur auf, um hundert 'Nanokelvin'. Die primordialen Schwarzen Löcher, die möglicherweise im frühen Universum existierten, wiegen soviel wie ein irdischer Berg: eine Milliarde Tonnen. Für dieses Beispiel kann man sagen, dass sie tatsächlich mit etwa 100 Milliarden Kelvin Hawking-Temperatur heiß sind. Extrembeispiel sind die (hypothetischen!) Minilöcher, die auf den Skalen der Teilchenphysik liegen. Nimmt man an, dass sie so schwer sind wie etwa 1000 Protonen, resultiert eine enorme Hawking-Temperatur von etwa 10^{30} Kelvin.

9.7.4 Wärmestrahlung

Ein Körper endlicher Temperatur emittiert immer Wärmestrahlung. Da der absolute Nullpunkt prinzipiell nicht erreichbar ist (3. Hauptsatz der Thermodynamik), gibt jedes Objekt Wärmestrahlung ab! Bei welcher Wellenlänge das Strahlungsmaximum liegt, bestimmt einzig und allein die Temperatur des Körpers (*Wiensches Verschiebungsgesetz* der Planckschen Strahlung). Extrem heiße Objekte, ab etwa eine Million Kelvin, können deshalb thermische Röntgenstrahlung abgeben; ein heißer O-Stern mit 30000 Kelvin Oberflächentemperatur (siehe dazu Spektraltyp) strahlt hingegen am meisten im UV ab.

Man kann die Hawking-Strahlung auch als Planck-Strahlung interpretieren, die ein Schwarzes Loch mit der Hawking-Temperatur aussendet. Die Zahlenbeispiele oben lassen sich dann so deuten, dass die Hawking-Strahlung von schweren Löchern kaum detektierbar sein wird, weil die Hawking-Temperatur so gering ist. Das Verschwinden von supermassereichen Schwarzen Löchern aufgrund des Verlusts durch Abstrahlung von Hawking-Emission ist ein sehr langwieriger Prozess und übersteigt das Alter des Universums bei weitem! Ganz anders stellt es sich bei den leichteren Löchern dar: Das Verdampfen durch Hawking-Strahlung, die *Evaporation*, geht hier deutlich schneller und sollte sogar nachweisbar sein. Denn das Ende des Verdampfungsprozesses ist so schnell, dass es einer Explosion gleichkommt. Die freigesetzte Leuchtkraft beträgt etwa 10^{20} erg/s (*Shapiro & Teukolsky* 1983). Eine hohe Zahl solcher Explosionen im frühen Universum sollte deutliche Spuren in der Verteilung der kosmischen Hintergrundstrahlung hinterlassen haben - bislang wurde das jedoch nicht entdeckt.

Nullter und Dritter Hauptsatz der klassischen Thermodynamik können mit diesem Begriff der Hawking-Temperatur reformuliert werden und erhalten vollständige Analoga in der Theorie Schwarzer Löcher.

9.7.5 Weitere Literatur & Quellennachweise

- ◇ Web-Artikel: Schwarze Löcher - Das dunkelste Geheimnis der Gravitation, besonders das Kapitel Thermodynamik und Hawking-Strahlung
- ◇ Originalpapier von *Bardeen, Carter & Hawking*, **The Four Laws of Black Holes Mechanics**, Commun. Math. Phys. 31, 161, 1973
- ◇ *M. Camenzind*, LSW Heidelberg: **Physik Rotierender Schwarzer Löcher**, Vorlesungsskript Uni Heidelberg

9.8 Helizität

Die Helizität (grch. *helix*: Schraube) ist eine Quantenzahl, die man aus der Projektion des Spinvektors eines Teilchens auf dessen Bewegungsrichtung (Impulsvektor) gewinnt. Eine solche Projektion gelingt mathematisch mit der Berechnung des Skalarprodukts dieser beiden Vektoren.

9.8.1 Rechts- und linkshändige Teilchen

Helizitäten sind wesentliche Größen der Teilchenphysik. Dabei unterscheidet man:

- ◇ **rechtshändige Teilchen** mit Helizität +1. Der Spinvektor zeigt in Bewegungsrichtung (*parallel*).

- ◇ von **linkshändigen Teilchen** mit Helizität -1. Hier zeigt der Spinvektor entgegen der Bewegungsrichtung (*antiparallel*).

9.8.2 Teilchen mit/ohne Ruhemasse

Es gibt einen entscheidenden Unterschied zwischen masselosen und massebehafteten Teilchen: Für masselose Teilchen ist die Helizität eindeutig festgelegt. Hingegen kann man für massebehaftete Teilchen Bezugssysteme finden, die verschiedene Helizität haben. Eine Ausnahme bilden die Photonen: Trotz verschwindender Ruhemasse können sie die Helizitäten -1 und +1 haben.

Chiralität und Helizität sind für masselose Teilchen identisch.

9.9 Helligkeit

Eine wichtige Größe in der Astronomie, um Sterne zu charakterisieren.

9.9.1 scheinbare vs. absolute Helligkeit

Weil sich die Sterne in unterschiedlichen Entfernungen zur Erde befinden, sagt die beobachtete oder **scheinbare Helligkeit** m nicht allzu viel über einen Stern aus, wenn man dessen Distanz nicht kennt. Daher ist es immer wichtig, diese aus *Methoden der Entfernungsbestimmung* zu ermitteln. Astronomen unterscheiden von der scheinbaren die **absolute Helligkeit** M , die so festgelegt wurde, dass es derjenigen Helligkeit entspricht, wie uns das leuchtende Objekt in einer Entfernung von zehn Parsec erscheinen würde.

9.9.2 Sprengen der klassischen Größenklassen

Historisch bedingt unterschied man die Helligkeiten zunächst in **sechs Größenklassen**. Der erste Detektor war das menschliche Auge, das sicherlich nicht voll ausgereift ist für astronomische Beobachtungen. Die hellsten Sterne definierte man mit der 1. Größe, die lichtschwächsten, gerade noch mit dem Auge sichtbaren als Sterne 6. Größe. Im Zuge besserer astronomischer Instrumente wurde diese Skala deutlich erweitert. So weisen die leuchtschwächsten Objekte, zum Beispiel extrem weit entfernte Galaxien in Tiefenfeldbeobachtungen wie dem *Hubble Deep Field North* (HDFN) etwa 30. Größe auf! Das menschliche Auge ist ein **logarithmischer Strahlungsdetektor**, daher ist die natürliche Helligkeitsskala logarithmisch und nicht linear.

9.9.3 Pogson - ein helles Köpfchen

Der britische Astronom *Norman Robert Pogson* (1829 - 1891) führte 1856 ein logarithmisches Gesetz ein, das den Zusammenhang zwischen scheinbarer Helligkeit m , der **Magnitude**, und dem Strahlungsfluss F wiedergibt. Dabei zeigte sich, dass das Verhältnis der Strahlungsflüsse aufeinander folgender Größenklassen immer konstant ist, etwa 2.512. Mit der obigen Definition, dass die absolute Helligkeit bei 10 pc zu messen ist, folgt daher das so genannte **Distanzmodul**

$$m - M = -2.5 \log \frac{F(r)}{F(10)} = 5 \log \frac{r}{10\text{pc}}.$$

Bei bekannten zwei von den drei Größen lässt sich die dritte arithmetisch ermitteln - also anhand Umstellen der Gleichung berechnen. Eine besonders wichtige Anwendung ist die **Entfernungsbestimmung** kosmischer Objekte. Die scheinbare Helligkeit m ist immer bekannt, weil man sie am Himmel direkt misst. Das entsprechende Verfahren heißt **Photometrie**, wörtlich soviel, wie Messung des Flusses der Photonen. In der Regel werden die Helligkeiten in der Einheit mag oder m für *magnitudo* angegeben.

9.9.4 Jagd auf Standardkerzen

Kann der Astronom nun die absolute Helligkeit M aufgrund theoretischer Modelle eingrenzen, so kann er über beobachtete, scheinbare Helligkeit m und Distanzmodul direkt die Entfernung r des leuchtenden Objekts ableiten. Diese Prozedur wird bei so genannten Standardkerzen exzessiv angewandt: die Astronomen suchen dabei kosmische Quellen deren intrinsische Helligkeit (die Helligkeit 'vor Ort' der Quelle) sie in irgendeiner Form ableiten können. Prominente Beispiele für Standardkerzen sind Cepheiden und Supernova vom Typ Ia.

9.9.5 Warum der Aufwand?

Die Kenntnis von Entfernungen kosmischer Objekte ist von Belang für alle Disziplinen der Astronomie. Die Entfernungen der Sterne liefern Informationen über Struktur und Aufbau unserer Heimatgalaxie; die Entfernungen der Galaxien geben Aufschluss über Struktur und Aufbau von Galaxienhaufen und -superhaufen; von besonderer Bedeutung sind Entfernungsdaten für die Kosmologie, um die relative, dreidimensionale Anordnung der Objekte im Universum aufzudecken (Stichwort: *large scale structure*). Daraus folgen die Eigenschaften des Universums, wie z. B. zunächst eine untere Grenze für seine Größe, aber auch seine Krümmung, sein Gehalt an baryonischer Materie, Dunkler Materie und Dunkler Energie oder sogar seine Topologie. Letztendlich verrät das den Kosmologen das Schicksal des dynamischen Universums: wird es sich ewig ausdehnen oder wieder in sich zusammenfallen?

9.9.6 scheinbare Helligkeiten kosmischer Nachbarn

- ◇ der Stern *Sirius* in *Canis Major* (dt. *Großer Hund*): $m = -1.5$
- ◇ die Sonne: $m = -26.8$
- ◇ und vom Vollmond: $m = -12.5$

9.9.7 Achtung Farbe!

Es gibt bei der Messung von Helligkeiten noch eine technische Komplikation: Astronomen messen die Helligkeiten nur in bestimmten **Spektralbereichen**. Entsprechend definierte man visuelle Helligkeit (V), Blau-Helligkeit (B), Rot-Helligkeit (R), Infrarot-Helligkeit (I), Ultraviolett-Helligkeit (U) etc. Um hier eine Einheitlichkeit zu gewährleisten, benutzt man **Filtersysteme**, also Filter, die nur einen wohl bekannten Spektralbereich durchlassen (*transmittieren*). Besonders gebräuchlich in der Astronomie ist das *Johnson-Filtersystem* (1950), bestehend aus einem UBV-System.

Die gemessenen Helligkeiten in den einzelnen Filtern kann man voneinander abziehen. So erhält den so genannten **Farbindex**, sehr gebräuchlich beispielsweise B-V. Das Hertzsprung-

Russell-Diagramm war historisch ein **Farben-Helligkeitsdiagramm** und verwendete gerade solche Farbindices.

9.9.8 Total hell!

Als **bolometrische Helligkeit** bezeichnet man diejenige Helligkeit die sich ergibt, wenn man allen Helligkeiten der einzelnen Spektralbereiche aufsummiert. Sie ist mit dem totalen, spektralen Fluss assoziiert. Diese Größe ist jedoch keineswegs so leicht der Beobachtung zugänglich. Die **absolute bolometrische Helligkeit** hängt eindeutig mit der Leuchtkraft zusammen, einer wichtigen Zustandsgröße von Sternen, neben Effektivtemperatur, Spektraltyp, Farbe, Radius, Masse, mittlerer Dichte, Rotation, Magnetfeld, Alter und chemischen Zusammensetzung. Bezogen auf die Daten der Sonne ergibt sich die folgende Gleichung als Zusammenhang zwischen absoluter bolometrischer Helligkeit und Leuchtkraft eines Sterns

$$M_{\text{bol}} - 4.72 = -2.5 \log \frac{L}{L_{\odot}}.$$

9.10 Herbig-Haro-Objekt

Herbig-Haro-Objekte sind ein Typus junger, stellarer Objekte, der *young stellar objects*, kurz YSOs.

9.10.1 Chemie und protostellare Jets

Es handelt sich um kompakte, helle Nebel in der Nähe von Dunkelwolken, die im Lichte des atomaren Wasserstoffs (HI, wie Astronomen sagen) und einiger Molekülspezies (Wasserstoffmoleküle H_2 , Kohlenmonoxid CO etc.) leuchten. Sie zeigen außerdem auffällige, knotige Strukturen. Dies wurde mit Schockanregungen erklärt, und es sind gerade die protostellaren Jets, in denen Material, das kurz zuvor auf einen entstehenden Stern (dem Protostern) akkretiert wurde, wieder ausfließt. Dabei bilden sich im Jet innere Schocks und der prominente Bugschock aus. Diese Jets sind atomar und molekular *strahlungsgekühlt*. Der Massenverlust ist verglichen mit den extragalaktischen Makro-Jets (der Aktiven Galaktischen Kerne) sehr gering: nur im Bereich von 10^{-7} Sonnenmassen pro Jahr. Die Ausflüsse sind beidseitig und senkrecht zur **akkretierenden Staubscheibe** und treten je nach Orientierung zum Beobachter ein- oder zweiseitig auf.

9.10.2 ein junger Stern namens T Tauri

Im Zentrum zwischen den bipolaren Ausflüssen befindet sich ein junger Stern, meist vom T Tauri-Typus.

9.10.3 Etymologisches, ha ha

Benannt wurden Herbig-Haro-Objekte nach ihren Entdeckern, dem US-Astronomen *George Herbig* und dem mexikanischen Astronomen *Guillermo Haro*. Sie entdeckten unabhängig voneinander in den 50er Jahren des 20. Jahrhunderts diese Objekte in einer typischen Sternentstehungsregion, dem Orion-Nebel. Das ist die Heimat der Objekte HH 1 und HH 2.

HH2 zeigt sogar starke Röntgenemission, dadurch dass der protostellare Jet auf langsames Umgebungsmaterial trifft. Heute kennt man etwa 300 HH-Objekte.

9.11 Hertzsprung-Russell-Diagramm

9.11.1 Begriff und Historie

Ein fundamentales Diagramm in der Stellarphysik, abgekürzt **HRD**, in dem in einer zweidimensionalen Auftragung die Leuchtkraft eines Sterns über dessen Effektivtemperatur oder alternativ über dem Spektraltyp dargestellt ist. Es ist zu beachten, dass in der Darstellung üblicherweise die höchste Temperatur bzw. der heißeste Spektraltyp (O) **ganz links** ist! Historisch geht das HRD auf die Astronomen *Ejnar Hertzsprung* (1873 - 1967) und *Henry Norris Russell* (1877 - 1923) zurück, die allerdings andere stellare Zustandsgrößen verwendeten (die zu den oben genannten proportional sind und daher das HRD in seiner Gestalt nicht verändern), nämlich absolute, visuelle Helligkeit über Farbindex (z. B. B-V, Differenz aus Helligkeit im blauen und visuellen Frequenzband). Heute nennt man diese ursprüngliche Darstellung **Farben-Helligkeitsdiagramm** (FHD).

Das HRD ist ein **Zustandsdiagramm**, das Auskunft über den Entwicklungszustand eines Sterns gibt. Damit ist es wesentliches Werkzeug der **Sternentwicklung**. Man kann aus der Position eines Sterns im HRD ziemlich eindeutig seinen Zustand charakterisieren und somit Sterne klassifizieren. Es gibt z. B. eindeutig zugeordnete Gebiete im HRD für

- ◇ Protosterne,
- ◇ Rote Riesen,
- ◇ Rote Zwerge,
- ◇ Weiße Zwerge,
- ◇ Pulsationsveränderliche wie den Cepheiden, und RR Lyrae-Sternen
- ◇ und für typische Vertreter der Yerkes-Leuchtkraftklassen.

9.11.2 Hauptreihe, Instabilitätsast, Hayashi-Linie

Vor allem aber gibt es eine charakteristische Linie, die von besonders vielen Sternen bevölkert wird: die *Hauptreihe* (engl. *main sequence*). Hier befinden sich Sterne im hydrostatischen Gleichgewicht. Gerade entstandene Sterne, die Protosterne und YSOs, zünden die Fusionsreaktionen und wandern auf die Hauptreihe. Man nennt sie daher **Alter-Null-Hauptreihensterne** oder ZAMS-Sterne (ZAMS: *Zero-age Main Sequence*). Die Sonne ist ebenfalls ein typischer Hauptreihenstern. Die Stellarphysiker können mit einfachen Modellen viele Eigenschaften von Sternen ableiten und z. B. **Masse-Radius-Beziehungen**, **Masse-Leuchtkraft-Beziehungen** oder **Masse-Temperatur-Beziehungen** bestimmen. Sie belegen, dass die Masse, der etwa von rechts unten nach links oben verlaufenden Hauptreihe im HRD nach links zunimmt: hellere Hauptreihensterne sind also auch (wie man auch sofort naiv annehmen würde) schwerer.

Nun kann man hervorragend **Entwicklungspfade** im HRD nachzeichnen und bekommt so eine Vorstellung davon, wie sich Sterne im Laufe ihres 'Lebens' entwickeln. Es stellt

sich heraus, dass der wesentliche Parameter der Sternentwicklung die **Sternmasse** ist. Sie bestimmt die Zentraltemperatur im Sterninnern und regelt die thermonuklearen Fusionsprozesse. Letztendlich bestimmen gerade diese Prozesse das Schicksal am Ende der Sternentwicklung.

Weitere charakteristische Linien im HRD sind der *Instabilitätsast*, den pulsierende Sterne wie die Cepheiden und RR Lyrae-Sterne besiedeln und die *Hayashi-Linie*. Letztere markiert *voll konvektive* Sterne, die nur in ihrer Randregion radiativ sind, d. h. Energie durch Strahlung transportieren, und nur durch ihre Masse und chemische Zusammensetzung charakterisiert sind. Die Hayashi-Linie repräsentiert eine steile Linie im HRD, die näherungsweise von rechts oben nach links unten verläuft. Sie ist nur numerisch berechenbar und wurde von dem japanischen Astronomen *C. Hayashi* entdeckt. Rechts von der Hayashi-Linie ist *kein* Stern im hydrostatischen Gleichgewicht möglich. Die jungen, noch kontrahierenden Protosterne sind in diesem Bereich zu finden.

9.11.3 Massearme Sterne

Massearme Sterne, wie die Sonne, können ihren Zustand recht lange beibehalten und haben typische Lebensdauern im Bereich von Milliarden Jahren. Im Innern läuft vor allem die pp-Reaktion ab, eine Fusion von Wasserstoffkernen zu Heliumkernen. Marginal relevant ist der CNO-Zyklus, der ebenfalls im Wesentlichen Helium produziert. Nach einer Phase des Aufblähens zu einem **Roten Riesen**, steht am Ende der Sternentwicklung massearmer Sterne ein kompaktes Objekt: ein **Weißer Zwerg**.

9.11.4 Massereiche Sterne

Hingegen haben massereiche Sterne kürzere Lebensdauern von einigen Millionen Jahren. Sie sind so heiß, dass zahlreiche Prozesse in ihren Schalen ablaufen (**Schalenbrennen**) und sie viel schwerere Elemente bis maximal zum Element Eisen (Ordnungszahl 26) fusionieren können. Noch schwerere Elemente können nur in den r-Prozessen und p-Prozessen der Supernovae Typ II oder in den s-Prozessen bei so genannten AGB-Sternen gebildet werden.

9.12 Hierarchieproblem

Das Hierarchieproblem bezeichnet das experimentell abgesicherte Phänomen, dass die Stärken der vier fundamentalen Naturkräfte (mathematisch dargestellt durch die *Kopplungskonstante* der jeweiligen Kraft) nicht vergleichbar groß sind. Genauer gesagt ist die Gravitation **deutlich schwächer** als die anderen drei Wechselwirkungen, nämlich die starke, schwache und elektromagnetische Kraft. Das ist nicht einzusehen und scheint eine **Sonderrolle der Gravitation** widerzuspiegeln.

Das Hierarchieproblem manifestiert sich in einer gleichwertigen Formulierung darin, dass die Planck-Skala, diejenige Skala, wo Quanteneffekte der Gravitation wichtig werden, mit 10^{19} GeV **deutlich über** der Energieskala der elektroschwachen Theorie, 100 GeV bis 1 TeV, liegt.

9.12.1 Lösung des Hierarchieproblems?

Die Hochenergiephysiker haben zahlreiche Modelle vorgeschlagen, die diesen Missstand beheben bzw. das Hierarchieproblem lösen sollen. Alle diese Modelle involvieren **räumliche**

Extradimensionen, in die die Gravitation einzudringen vermag, aber nicht die anderen Felder des Standardmodells (SM) der Teilchenphysik. Die Theoretiker sagen: *SM-Felder seinen beschränkt auf die Bran*. Gravitation in höheren Dimensionen - das bedeutet, es handelt sich um modifizierte Gravitationstheorien (engl. *modified gravity*), wie beispielsweise das ADD-Szenario, die Randall-Sundrum-Modelle oder das DGP-Szenario.

Das Hierarchieproblem kann zwar durch diese neuen Gravitationstheorien erklärt werden, aber die Crux ist, dass die Existenz von Extradimensionen bislang nicht experimentell bestätigt werden konnte. Das könnte entweder daran liegen, weil der zusätzliche Raum auf zu kleinen Längenskalen kompaktifiziert ist oder weil es gar keine höheren Dimensionen gibt! Diese Unsicherheiten treiben die Forscher an, sowohl weitere Modelle zu entwickeln, als auch nach immer ausgefeilteren, experimentellen Tests der Extradimensionen zu suchen. Sensationelle Meldungen werden diesbezüglich vom Superbeschleuniger LHC am CERN erwartet, der Ende 2007 angeschaltet wird.

9.13 Higgs-Teilchen

Das Higgs-Teilchen oder Higgs-Feld wurde nach dem britischen Physiker *Peter W. Higgs* benannt, der dessen Existenz bereits 1964 prognostizierte. Es handelt sich um ein elektrisch neutrales Austauschboson mit Spin 0 (also einem Skalarfeld), dessen Masse sehr hoch sein muss. Experimentell ließ sich die **Massengrenze oberhalb von 114 GeV** (LEP-Experiment am CERN) einordnen. Zum Vergleich: die Nukleonen im Atomkern, Proton und Neutron, haben eine Masse von etwa 1 GeV.

9.13.1 Der Higgs-Mechanismus

Das hypothetische Higgs-Teilchen hat eine wichtige Funktion im Teilchenzoo der Physik: Im *Higgs-Mechanismus* stattet das Higgs-Feld, das sich unendlich im Raum erstreckt, die Teilchen mit Masse aus. Es handelt sich um eine **spontane Symmetriebrechung**, die wie folgt abläuft: Das Higgs-Boson koppelt an sämtliche Teilchen, d. h. es kann mit jedem Teilchen wechselwirken. Dabei ist die Stärke dieser Kopplung proportional zur Masse des Teilchens. Dadurch dass das Higgs-Boson nun an alle Teilchen koppelt, verschafft es ihnen Schwere: **die Teilchen erhalten eine Masse**.

9.13.2 Symmetrie bricht, Teilchenmasse da

Die meisten Teilchen, die Physiker beobachten, haben eine Masse. Der Higgs-Mechanismus hat also offensichtlich schon stattgefunden. Genauer: Die Symmetriebrechung muss bei einer höheren Temperatur, als diejenige die für unsere Umgebung typisch ist, stattgefunden haben. Im Higgs-Modell nimmt man nun an, dass die Symmetrie bei einer kritischen Temperatur gebrochen wurde und in eine Aufspaltung in die bekannten vier Naturkräfte (*'Tetralogie der Kräfte'*) gemündet habe.

9.13.3 Die vier fundamentalen Wechselwirkungen heißen

- ◇ Gravitation,
- ◇ elektromagnetische Wechselwirkung,

- ◇ Schwache Wechselwirkung
- ◇ und Starke Wechselwirkung.

9.13.4 Aber das war nicht immer so...

Oberhalb der kritischen Temperatur wird die Symmetrie restauriert und es gibt **nur zwei Naturkräfte**: X-Kraft und Gravitation. Die Großen Vereinheitlichten Theorien (GUT) beschreiben, wie die Symmetrie zwischen elektromagnetischer, schwacher und starker Kraft im Rahmen einer SU(5)-Gruppentheorie hergestellt werden kann. Die GUT-Skala ist sehr nahe an der fundamentalen Planck-Skala: typische Energien liegen im Bereich von 10^{16} GeV, was gemäß $E = kT$ (k : Boltzmann-Konstante) Temperaturen von 10^{29} Kelvin entspricht. Das ist ein recht unangenehmes Milieu für Leben und sie war - so die gängige Auffassung in der modernen Kosmologie - im sehr frühen Universum realisiert (*GUT-Ära*).

9.13.5 Festkörper wiesen den Weg

Das Konzept, das heute Higgs-Mechanismus genannt wird, wurde von Higgs aus der Festkörperphysik übernommen. Im Festkörper gibt es ein Gitter aus positiv geladenen Atomrümpfen, die das Gitter des Festkörpers bilden. Bewegt sich nun ein Elektron durch das Gitter, so wird dessen effektive Masse signifikant gegenüber der eines freien Elektrons erhöht, weil das Elektron vom positiven Gitter angezogen wird. Das Elektron wird schwerer!

Auf analoge Weise soll das Higgs-Teilchen den schweren W^+ -, W^- - und dem Z-Teilchen, den Weakonen der schwachen Wechselwirkung, ihre Masse verleihen, nur nicht dem (ruhe-)masselosen Photon. Die hohen Massen der intermediären Eichbosonen W^+ , W^- und Z motivieren stark die Existenz des Higgs-Bosons in der Teilchenphysik.

9.13.6 gespenstisches Higgs-Teilchen

Gemäß der quantenmechanischen Energie-Zeit-Unschärfe nach *Werner Heisenberg* ist mit einer hohen Masse eines Teilchens eine kurze Lebensdauer assoziiert, und gerade das macht den Nachweis des Higgs-Teilchens so schwierig. Aus diesem Grund könnte man das Higgs-Teilchen auch **Geistteilchen** (engl. *ghost*) nennen, weil es kaum in Erscheinung tritt. Historisch geht die Bezeichnung 'Geistteilchen' auf *Abdus Salam* zurück, der eine anschauliche Interpretation des Higgs-Mechanismus beschrieb (sinngemäß): 'Teilchen verleiben sich Higgs-Bosonen ein, um an Masse zu gewinnen und zurück bleiben nur die Geister der Higgs-Teilchen.' Eine andere Bezeichnung ist das '*Teilchen Gottes*', weil ihm die tragende Rolle bei der Vergabe der Masse zukommt.

9.13.7 Noch keine experimentelle Bestätigung!

Es ist das letzte Teilchen im Standardmodell der Teilchenphysik, dessen **experimenteller Nachweis fehlt!** Die Ergebnisse des Fermilab sowie des CERN, wenn der neue Teilchenbeschleuniger LHC im Ende 2007 steht, bleiben mit Spannung abzuwarten. Nur sie dringen in den interessanten Energiebereich des Higgs-Teilchens vor.

9.13.8 SUSY macht mehr Higgs-Teilchen

Die Supersymmetrie (SUSY) stellt eine Erweiterung des Standardmodells dar. Sie prognostiziert weitere Teilchen, so genannte **Superpartner**, zu den beobachteten Teilchen. Diese Erweiterung betrifft auch das Higgs-Teilchen. Unter Berücksichtigung der Supersymmetrie gibt es nicht nur ein Higgs-Teilchen, sondern **fünf Higgs-Teilchen**: drei elektrisch neutrale und zwei elektrisch geladenen Higgs-Teilchen. Das **Minimale Supersymmetrische Standardmodell** (MSSM) sagt sogar eine Maximalmasse der Higgs-Teilchen voraus, die bei etwa 130 GeV liegt. Zusammen mit der experimentell am CERN verifizierten Minimalmasse von 114 GeV bleibt dem Higgs-Feld nur ein schmaler Massenbereich, den die Physiker an der Generation kommender Teilchenbeschleuniger genau sondieren werden. Möglicherweise steht Verifikation oder Falsifikation kurz bevor!

9.13.9 Verallgemeinerung zu Nambu-Goldstone-Bosonen

Der Higgs-Mechanismus ist immer mit einer spontanen Symmetriebrechung (SSB) verbunden. Bei diesen Brechungen der Symmetrie treten aber auch immer so genannte topologische Defekte (*domain walls*, kosmische Strings, magnetische Monopole etc.) auf. Der Higgs-Apparat ist jedoch weit verbreiteter in der Natur, als nur in der Festkörperphysik und Teilchenphysik. Dieses fundamentale Konzept wurde bereits in vielen anderen Disziplinen angewendet. So kann man in der Kosmologie (Phasenübergang im frühen Universum) und Quantenchromodynamik (*Peccei-Quinn-Symmetrie*) Symmetriebrechungen finden, die immer mit einem skalaren Higgs-Feld beschrieben werden können. Man nennt diese mit dem Feld assoziierten Teilchen dann allgemeiner **Nambu-Goldstone-Bosonen**. Das Higgs-Teilchen ist demnach nur eine spezielle Realisierung eines Nambu-Goldstone-Bosons.

9.13.10 Symmetriebrechung anschaulich

Die Theoretiker betrachten in der Regel ein *skalares Higgs-Feld*, das mit dem *Higgs-Potential* assoziiert ist. Das Skalarfeld im Raum- und Zeitpunkt nimmt eine bestimmte Feldenergie an, die gerade diesem Higgs-Potential entspricht. Skalarfelder sind **lorentzinvariant**, d. h. sie haben die angenehme Eigenschaft sich unter Lorentz-Transformationen nicht zu verändern: Jeder Beobachter misst den gleichen Wert für dieses Feld, unabhängig davon, wo er sich befindet oder wie schnell er sich bewegt. Der Wertebereich dieses Feldes kann wiederum reell, komplex, vektor- oder matrixwertig sein. Das Entscheidende ist, dass sich die **Vakuumpzustände** des Feldes am Boden der Potentialmulde befinden - analog zu stabilen Gleichgewichtslagen in der klassischen Mechanik. Die Abbildung 9.2 illustriert den Potentialverlauf für ein reelles Higgs-Potential, parametrisiert durch die Temperatur. Die Vakuumpzustände hängen von einer kritischen Temperatur ab, bei der gerade die **Symmetriebrechung** stattfindet (rote Kurve). Oberhalb dieser Temperatur existiert eine **höhere Symmetrie**: es existiert nur ein globales Minimum, nämlich dort, wo das Feld verschwindet (blaue und violette Kurven). Unterhalb der kritischen Temperatur hingegen ist diese Symmetrie gebrochen: das globale Minimum wird zum lokalen Maximum und sowohl links als auch rechts davon treten zwei neue globale Minima auf (grüne Kurve). Eine Kurvendiskussion (Analysis einer Veränderlichen) liefert die parametrisierten Koordinaten der Extrema und Wendepunkte und die Gleichung für die kritische Temperatur

$$T_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{2\lambda\eta^2}{b}}.$$

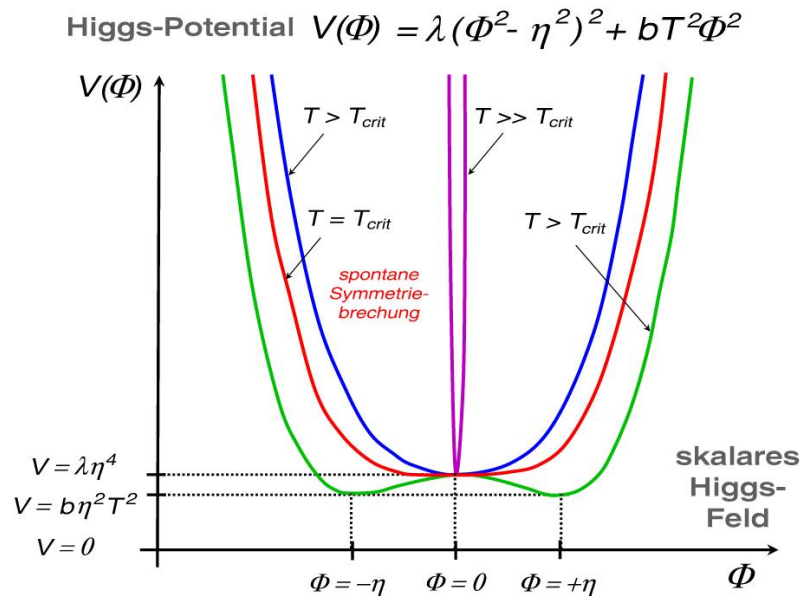


Abbildung 9.2: Higgs-Teilchen: Kurvenverlauf des reellen Higgs-Potential parametrisiert durch die Temperatur.

An der Abbildung 9.2 sieht man auch, dass der Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes (*Moduli*), der gerade mit der Potentialmulde assoziiert ist, nach der Symmetriebrechung absinkt. Denn das Feld wird jede Fluktuation ausnutzen, um von dem Potentialberg (instabile Gleichgewichtslage) 'abzurutschen' und in eines der beiden Minima zu gleiten, die stabile Zustände sind. Das ist eine wunderbare Analogie zu Gleichgewichtslagen in der klassischen Mechanik!

9.13.11 Und wer's komplex mag...

Die komplexe Erweiterung dieses Potentials kann einfach durch Rotation der Funktion um die y-Achse (Ordinate) generiert werden. Die entsprechende Potentialfläche hat die Gestalt eines mexikanischen Sombrero-Hutes, weshalb auch die englische Bezeichnung *Mexican hat potential* für das komplexe Higgs-Potential gebräuchlich ist. Die beiden Vakuumzustände unterhalb der kritischen Temperatur degenerieren dann. Man sagt: die **Vakuum-Mannigfaltigkeit** (*Moduli-Raum*, engl. *Moduli space*) ist ein Kreis. In einem dreidimensionalen Koordinatensystem wird die Basisfläche durch den Real- und Imaginärteil des Feldes aufgespannt. Die Vakuumzustände auf dem Kreis können durch einen **Phasenwinkel** parametrisiert werden. Die Rotationssymmetrie für komplexwertige Higgs-Felder nennt man **U(1)-Symmetrie**, gemäß der Gruppentheorie.

9.13.12 Anknüpfung an die Kosmologie

Diese mathematischen Eigenschaften des reellen Higgs-Potentials interpretiert man kosmologisch folgendermaßen: Kurz nach dem Urknall herrschten sehr hohe Temperaturen oberhalb der GUT-Skala von 10^{29} K. Das Higgs-Feld nahm im gesamten Raum den Wert null

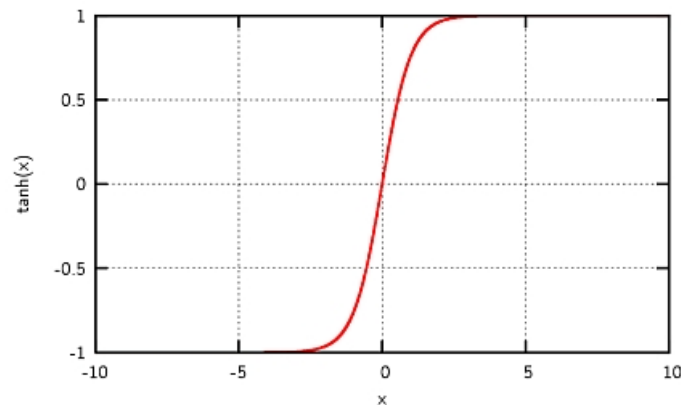


Abbildung 9.3: Higgs-Teilchen: Kurvenverlauf des Tangens Hyperbolikus.

an, weil die Symmetrie noch nicht gebrochen war (entsprechend einem globalen Minimum). Durch die Expansion des heißen Feuerballs kühlte dieser langsam ab, die Temperatur sank und näherte sich der kritischen GUT-Temperatur. Dann setzte der Phasenübergang ein: die Symmetrie wurde spontan gebrochen. Das reelle Higgs-Feld hat nun zwei mögliche Vakuumerwartungswerte, das komplexe sogar mehr, die sich durch einen Phasenwinkel unterscheiden. Das 'Spontane' an der Symmetriebrechung ist, dass a priori nicht klar ist, welchen der beiden Vakuumwerte das reelle Higgs-Feld annehmen wird. Dies unterliegt einer statistischen Verteilung. Das 'Springen' des Vakuumerwartungswertes des Higgs-Feldes von null auf einen endlichen Wert treibt gerade die **Inflation** an, eine exponentielle Expansion des Universums. Weil diese Ausdehnung schneller als das Licht sein kann, können **voneinander kausal entkoppelte Gebiete** entstehen, die verschiedene Erwartungswerte für das Vakuum haben.

9.13.13 Der falsche Hase des Nichts

Das Problem ist nun, dass das Higgs-Feld eine stetig differenzierbare Funktion ist, also keine Unstetigkeiten in Form von 'Sprüngen' aufweisen darf. Zwischen zwei verschiedenen Erwartungswerten muss es demzufolge Gebiete geben, die verschwindendes Higgs-Feld haben, aber (im Gegensatz zum globalen Minimum oberhalb der kritischen Temperatur) endliches Higgs-Potential. Diese Gebiete heißen **falsches Vakuum**. Der endliche Erwartungswert für das Vakuum impliziert *lokal eine endliche Energie*, die eingeschlossen ist. Physiker nennen sie auch *domain walls*, die ein Beispiel für topologische Defekte darstellen. In drei Dimensionen trennen sie unterschiedliche Vakua voneinander. Ihr Feldverlauf entspricht mathematisch dem Tangens Hyperbolikus, der in Diagramm 9.3 illustriert ist: Die beiden unterschiedlichen Niveaus links und rechts entsprechen den unterschiedlichen Vakua zwischen denen die *domain walls* vermitteln. Leider beobachteten die Astronomen diese *domain walls* bislang nicht.

9.13.14 Werden Gravitationswellen helfen?

Im Zuge dessen führte man das **komplexe Higgs-Feld** ein (das man sich aus zwei reellen Higgs-Felder zusammengesetzt denken kann, Real- und Imaginärteil). In dieser Erweiterung

treten ebenfalls topologische Defekte auf: die **kosmischen Strings** (die *nicht* mit den Strings der Stringtheorien zu verwechseln sind!). Sie weisen eine andere Topologie als *domain walls* auf und bestehen ebenfalls aus Einschlüssen des falschen Higgs-Vakuums. Mathematisch gesprochen handelt es bei den kosmischen Strings um *eindimensionale Vertex-Linien*. In dessen Kernen verschwindet zwar das Higgs-Feld, aber da die Gebilde ausgedehnt sind (entweder geschlossen oder unendlich lange) kann man sich vorstellen, dass sie einen nicht unerheblichen Teil an Feldenergie gespeichert haben. Weil die Theoretiker außerdem annehmen, dass die Strings oszillieren, müssen sie auch **Gravitationswellen** aussenden. Das macht dieses Szenario wieder interessant für die Astronomen, nämlich für die in den letzten Jahren mächtig vorangetriebenen Gravitationswellendetektoren.

9.13.15 andere kosmische Saiten aufziehen

1976 wurde erstmals von *T.W.B. Kibble* in Erwägung gezogen, dass kosmische Strings eine Bedeutung für die Entwicklung des Universums haben könnten. Kosmische Strings bilden ein Netzwerk aus und wechselwirken miteinander durch *Interkommutation*. Damit bezeichnet man einen Austausch von Stringstücken, wenn sich kosmische Strings nahe genug kommen. Diese Wechselwirkung und auch die Expansion der Raumzeit, auf dessen Hintergrund die Strings 'mitschwimmen', führen zu einem allmählichen Aufzehren der im String gespeicherten Feldenergie. Dieser Zerfall führt - so vermuten Kosmologen - letztendlich zu einem Verschwinden kosmischer Strings, so dass in unserem lokalen Universum nur wenige - wenn überhaupt - vorhanden sein dürften. Der Durchmesser der kosmischen Strings liegt nur drei Größenordnungen über der Planck-Länge, bei etwa 10^{-30} cm. Die Energie, die ein Kilometer String enthält, ist enorm und beträgt etwa 10^{50} GeV.

Sollte es sie im frühen Universum gegeben haben, könnten sie für die **Strukturbildung** entscheidend gewesen sein. Sowohl Beobachtung als auch numerische Simulation zeigen filament- und wabenartige Strukturen, die aus Galaxien und Galaxienhaufen bestehen. Vielleicht waren die Netzwerke kosmischer Strings als Relikte einer Symmetriebrechung die Kondensationskeime für die Galaxien? Man kann auch darüber spekulieren, dass an kosmischen Strings superkritische Brill-Wellen emittiert wurden, die zur Bildung der ersten Generation Schwarzer Löcher führten, die danach durch Akkretion wuchsen und zu den heute paradigmatisierten supermassereichen Schwarzen Löchern wurden. Aber das ist eine sehr gewagte und unkonventionelle Hypothese.

9.13.16 Literaturquellen:

- ◇ *A. Rajantie*, **Defect formation in the Early Universe**, astro-ph/0307387 (2003),
- ◇ *Franz Embacher*, **Kosmische Strings** (1994)

9.14 Hilbert-Raum

Der Hilbert-Raum ist an sich sehr abstrakt mathematisch definiert und fällt in das Gebiet der *Funktionalanalysis*. Die Funktionalanalysis ist im Wesentlichen der mathematische Unterbau der Quantentheorie. Unendlichdimensionale Räume und Operatoren erfahren hier ihre formale Definition.

9.14.1 zuerst der Vektorraum

Um zu verstehen, was ein Hilbert-Raum ist, muss man zunächst den Begriff *Vektorraum* klären. Ein Vektorraum genügt speziellen Axiomen, wie Addition und Vielfachbildung der Elemente, die im Vektorraum liegen. Dann nennt man die Menge einen Vektorraum, wenn Distributiv-, Assoziativ- und Kommutativgesetze gelten und ein Nullelement sowie ein inverses Element existieren. An einem dreidimensionalen Vektor kann man sich diese Eigenschaften leicht klar machen.

9.14.2 Erklärung in mathematischer Sprache

Der Hilbert-Raum ist nun ein bestimmter Vektorraum, der ein **Skalarprodukt** besitzt. Dazu muss er unitär und vollständig sein. Ein Raum ist unitär, wenn man auf ihm eine Norm definieren kann, so dass die Cauchy-Schwarzsche-Ungleichung gilt. Ist der Vektorraum vollständig, aber nicht unitär, heißt er *Banach-Raum*.

9.14.3 etwas anschaulicher...

Diese Eigenschaften vermitteln nur eine abstrakt-formale Vorstellung von einem Hilbert-Raum. Um konkreter zu werden: Hilbert-Raum nennt man in der Quantentheorie denjenigen Vektorraum, der von sämtlichen Quantenzuständen der Theorie (Wellenfunktionen) aufgespannt wird. Im Allgemeinen betrachtet man nicht den kompletten Hilbert-Raum, sondern nur einen *Unterraum*, der gerade relevant ist für das physikalische Problem. So ist der Hilbert-Raum des Spins des Elektrons zweidimensional, also recht simpel. Das liegt daran, weil dieser Hilbert-Raum nur von zwei Quantenzustände des Elektrons aufgespannt wird: 'Spin nach oben' (*spin-up*) oder 'Spin nach unten' (*spin-down*). Andere Quantensysteme sind im Allgemeinen komplizierter und weisen mehr Quantenzustände auf. Dann wird auch der Hilbert-Raum komplexer. In der Loop-Quantengravitation beispielsweise wird der Hilbert-Raum von den Loops aufgespannt. Alternativ wurden als orthonormale Basiszustände die Spin-Netzwerke gefunden.

9.15 Hintergrundmetrik

Eine Hintergrundmetrik ist eine Raumzeit (= Metrik) in der Allgemeinen Relativitätstheorie (ART), die sich nicht verändert und in diesem Sinne wie ein unveränderlicher Hintergrund fungiert. Die Raumzeit bleibt einfach wie sie ist.

9.15.1 Geht das?

Eigentlich verbietet die mathematische Struktur der ART eine solche Hintergrundmetrik, denn wie aus den Einsteinschen Feldgleichungen hervorgeht, beeinflusst **jede** Energieform die Dynamik der Raumzeit, weil sie als Masse die Raumzeit lokal krümmt. Die ART ist also *hintergrundunabhängig* oder wie es hochtrabend ausgedrückt wird diffeomorphismusinvariant.

Andererseits kann man in bestimmten Fällen 'ein Auge zudrücken': Stellen wir uns ein Photon vor, das sich unschuldig in der Nähe eines Schwarzen Lochs bewegt. Lokal krümmt die Energie des Photons sicher die Raumzeit - der Effekt ist jedoch so klein, dass es zulässig ist, die Bewegung des Photons **approximativ** (näherungsweise) vor dem Hintergrund der Metrik des Schwarzen Loches zu beschreiben.

9.15.2 Einsatzgebiete von Hintergrundmetriken

In der **numerischen Relativitätstheorie**, z. B. in Simulationen zur Hydrodynamik oder Magnetohydrodynamik ist es üblich und sogar weit verbreitet, die Bewegung der Flüssigkeit (*Fluidum*) vor einer Hintergrundmetrik zu formulieren. Die Metrik bleibt wie sie ist. So ist es in Ordnung, die Ausbreitung relativistischer Jets von Aktiven Galaktischen Kernen im Rahmen einer speziell relativistischen Hydrodynamik/Magnetohydrodynamik (SRHD, SRMHD) mit der Minkowski-Metrik als Hintergrund zu beschreiben. Der Fehler ist gering, weil der optisch dünne Jet kaum die Raumzeit deformiert. Ein Jet ist eben weit davon entfernt, eine kompakte Masse zu sein.

Ähnlich verhält es sich in GRMHD-Simulationen, z. B. Akkretionsflüssen, die sich in der Umgebung Schwarzer Löcher bewegen. Die Lochmetrik ist üblicherweise eine Hintergrundmetrik.

Auch in Stringtheorien werden Strings und Branen vor Hintergrundmetriken beschrieben, so dass die Stringtheorien *nicht* diffeomorphismusinvariant sind.

9.15.3 Extreme, wo Hintergrundmetriken versagen

Im Allgemeinen muss die Rückwirkung der Massen/Energien auf die Raumzeit berücksichtigt werden. Die Relativisten sprechen in diesem Fall explizit auch von **dynamischen Raumzeiten**. Extreme Beispiele dynamischer Raumzeiten sind Paare aus Neutronensternen (engl. *binary pulsars*) oder aus Schwarzen Löchern, der Gravitationskollaps massereicher Sterne in Supernovae oder Hypernovae, Gamma Ray Bursts, die Akkretion einer massereichen, dicken Materiescheibe (z. B. Torus) auf ein kompaktes Objekt.

9.15.4 Lösung: anspruchsvolle Computercodes

Es gibt bereits numerische Codes, die die Entwicklung dynamischer Raumzeiten berechnen können. Ein modernes Beispiel ist der GRMHD-Code von *Duez, Liu, Shapiro & Stephens*, Phys. Rev. **D 72**, 024028, 2005, der das volle Einstein-Maxwell-Gleichungssystem in Achsensymmetrie löst und die Zeitentwicklung einer Anfangsmetrik ausrechnet. Dabei bilden sich wohl bekannte Störungen in der Raumzeit aus, die sich wellenförmig fortpflanzen: **Gravitationswellen**. Sie vermitteln gerade die Dynamik der Raumzeit.

Solche Codes ermöglichen das Studium interessanter, astrophysikalischer Fragestellungen auf völlig neuem Terrain. Der Vergleich mit astronomischen Beobachtungen zeigt, ob die Vorstellungen der Simulatoren richtig ist und ihr Code funktioniert.

9.16 Hintergrundstrahlung

Die kosmische Hintergrundstrahlung wurde 1965 von *Arno Allan Penzias* (* 1933) und *Robert Woodrow Wilson* (* 1936) entdeckt, was 1978 mit dem Nobelpreis für Physik belohnt wurde.

9.16.1 Eigenschaften dieser Strahlung

Diese Strahlung wird auch Drei-Kelvin-Strahlung genannt, weil sie einem thermischen Strahler (Planckscher Strahler, *Hohlraumstrahler*, Schwarzer Körper) der Temperatur von fast drei Kelvin gleichkommt. Damit liegt sie im Spektralbereich der **Mikrowellen**. Die diffuse

Hintergrundstrahlung ist außerdem **extrem isotrop verteilt**, d. h. sieht in alle Richtungen gleich aus.

9.16.2 Die Interpretation ist ein Hammer!

Die Hintergrundstrahlung wurde so interpretiert, dass sie nicht einer irdischen Quelle oder einer fixierten kosmischen Quelle zugeordnet werden kann, sondern dem **Universum selbst**! Die Hintergrundstrahlung entspricht gerade denjenigen Photonen, die in der Rekombinationsära der Kosmologie von der gebildeten Urmaterie bei einer kosmologischen Rotverschiebung von $z \sim 1100$ oder etwa 400000 Jahre nach dem Urknall lösten. Der Fachmann spricht hier von der *Entkopplung der Strahlung*.

9.16.3 Warum geschah das?

Nun, das Szenario gestaltet sich wie folgt: Das Universum war in dieser Epoche deutlich kleiner und heißer, aber es dehnte sich aus. Die Strahlung war im Urplasma, das im Wesentlichen aus Elektronen und Protonen bestand, 'gefangen'. Ursprünglich entstanden die Photonen schon in der GUT-Ära, als sich Materie und Antimaterie vernichteten (Annihilation). Die 'Ursuppe' aus Elektronen, Protonen und Photonen befand sich im **thermischen Gleichgewicht**, weil die Teilchen ständig aneinander stießen und somit immer in thermischen Kontakt waren. Deshalb kann dem Urplasma eine feste Temperatur von etwa 3000 Kelvin zugeordnet werden - das ist gerade einmal die Hälfte der Temperatur des Plasmas der Oberfläche der Sonne! Der expandierende Feuerball kühlte mit der Ausdehnung ab. Schließlich wurde er kalt genug, dass die Elektronen von den Protonen eingefangen werden konnten.

9.16.4 erste Atome

Es bildeten sich die ersten Atome, allen voran **neutraler Wasserstoff** (HI). Dieser Rekombination genannte Vorgang veränderte schlagartig die Transparenzeigenschaften des Universums für elektromagnetische Strahlung. Denn die Photonen des Urplasmas wurden nicht mehr an elektrisch geladenen Teilchen gestreut. Die Strahlung wurde frei und das Universum wurde durchsichtig. Genau dieser Sachverhalt verbirgt sich auch hinter der wissenschaftlichen Formulierung der **Entkopplung von Strahlung und Materie**. Jetzt kommt wesentlich zum Tragen, dass sich das Urplasma im thermodynamischen Gleichgewicht befand: Die 'befreiten' Photonen hatten deshalb eine wohl definierte Energie und unterschieden sich kaum voneinander. Mit dem Wienschen Verschiebungsgesetz (siehe Eintrag Spektraltyp) lässt sich aus der Temperatur von 3000 Kelvin die Wellenlänge der Hintergrundstrahlung zu etwa einem Mikrometer berechnen - das ist jedoch die Wellenlänge 'vor Ort', als die Photonen ausgesandt wurden. Die weitere Expansion des Kosmos kühlte diese anfangs heißen Photonen aufgrund der kosmologischen Rotverschiebung jedoch stark ab. Das Resultat wurde schließlich erstmals 1965 von Menschen beobachtet: die 2.72 Kelvin kalte, isotrope kosmische Hintergrundstrahlung. Wiederum mit dem Wienschen Verschiebungsgesetz lässt sich zu den 2.72 Kelvin eine beobachtete Wellenlänge von etwa einem Millimeter berechnen. Von dieser Urstrahlung gibt es immer noch 412 Photonen pro Kubikzentimeter im lokalen Universum vor unserer Haustür.

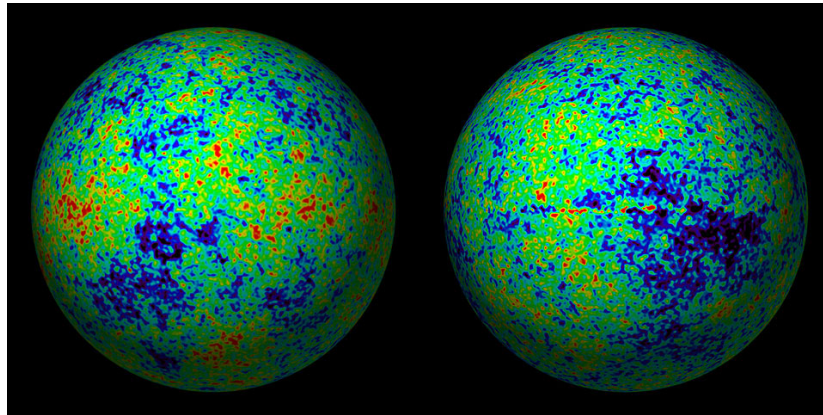


Abbildung 9.4: Hintergrundstrahlung: WMAP-Himmelskarte der Hintergrundstrahlung, projiziert auf Himmelsglobus.

9.16.5 Das älteste kosmische Signal

In der Rekombinationsära bei $z \sim 1100$ gab es weder Sterne noch Galaxien. Mit aktuellen kosmologischen Parametern (Anteil Dunkler und normaler Materie 26%, Dunkle Energie 74%, Hubble-Konstante von 72 km/s/Mpc) entspricht eine kosmologische Rotverschiebung von $z = 1100$ einem Alter des Universums von nur etwa 400000 Jahren! Damit ist die kosmische Hintergrundstrahlung **das Älteste, was Menschen je beobachtet haben!** Vermutlich gehört diese Entdeckung zu den größten Errungenschaften der Menschheit. Der Mikrowellensatellit WMAP legt ein Alter des Universums von 13.7 Milliarden Jahren nahe. Die Hintergrundstrahlung ist also entsprechend 13.6996 Milliarden Jahre alt!

9.16.6 Stütze der Urknall-Theorie

Die Hintergrundstrahlung ist zusammen mit der beobachteten **Fluchtbewegung der Galaxien** (*Edwin Hubble*, 1929) - dem Hubble-Effekt - ein schwerwiegendes Argument für den Urknall. Denn etwas, das expandiert, muss zu früheren Zeitpunkten kleiner gewesen sein.

9.16.7 Nobelpreis für Physik 2006

Die kosmische Mikrowellen-Hintergrundstrahlung (engl. *cosmic microwave background radiation*, **CMBR**) wurde sehr genau vermessen: Ballone (BOOMERANG, MAXIMA) und Satelliten (COBE, WMAP, ab 2008: PLANCK) bestimmten die Verteilung der Strahlung am Himmel sehr genau. Dabei stellte sich heraus, dass sie **geringfügige Anisotropien** auf der Skala von Mikrokkelvin (10^{-6} Kelvin) aufweist. Das heißt, dass der eine Himmelsausschnitt gegenüber einem anderen eine geringfügig andere Temperatur aufweist. Kosmologen nehmen an, dass diese Fluktuationen bereits von den ersten **jungen Galaxien** aufgeprägt wurden. Denn durch die damit verbundenen geringen Über- und Unterdichten in der Materieverteilung werden die Hintergrundphotonen beeinflusst. Deshalb wird die gemessene Strahlungsverteilung am Himmel oft mit der gelungenen Wortschöpfung **'Babyfoto des Universums'** bezeichnet.

Zur Jahreswende 1989/1990 wurden mithilfe des Satelliten COBE (*Cosmic Background Explorer*) die Anisotropien erstmals entdeckt. Im Oktober 2006 wurde bekannt gegeben, dass diese Leistung mit dem Nobelpreis für Physik 2006 geehrt werden soll. Der Nobelpreis ging an die an COBE beteiligten amerikanischen Wissenschaftler *John C. Mather* (Goddard Space Flight Center, NASA) und *George Smoot* (University of California, Berkeley).

Die Hintergrundstrahlung vom gesamten Himmel wird als Falschfarbenbild dargestellt, wobei jeder Position auf der Himmelskarte eine Farbe zugeordnet wird. Die Farbe ist ein Maß für die Temperatur der Strahlung: Hohe Temperaturen sind rot, tiefe hingegen blau dargestellt. Der Himmel wurde auf eine Kugel projiziert, und damit man den ganzen Himmel sieht, zeigt Abbildung 9.4 Vorder- und Rückseite der Kugel. Die Anisotropien sieht man in diesen Beobachtungsdaten als Flecken auf dem Himmelsglobus, der ein Resultat der auf COBE nachfolgenden Satellitenmission WMAP ist (Credit: NASA/WMAP Science Team, 2003). Die Mikrowellenemission der Milchstraße wurde abgezogen, weil sonst ein 'breites, rotes Band' die Äquatorialebene (d. h. die galaktische Ebene) zieren würde. Durch diese Reduktionsverfahren (auch unzählige, andere helle Punktquellen müssen herausgerechnet werden) kommen die Kosmologen an die eigentliche, kosmologische Information: die Energie der 'Urphotonen'. Der Betrachter des Himmelsglobus erkennt sofort einige Strukturen, z. B. ausgedehnte, kühle oder knotige, heiße Regionen.

9.16.8 Powerspektren: Fingerabdruck der Hintergrundstrahlung

In der Analyse gehen die Kosmologen allerdings noch präziser vor. Sie werten so genannte *Winkel-Powerspektren* (engl. *angular power spectra*) aus. Die Intensitätsverteilung der Hintergrundstrahlung am Himmel wird in **Multipole** entwickelt. Die Winkel-Powerspektren zeigen über der Ordnung l des Multipols. Bei $l \sim 220$ tritt der **erste akustische Peak** auf, bei $l \sim 540$ der zweite. Eine **Lambda-CDM-Kosmologie** bestehend aus einem dominanten, hohen Anteil an Dunkler Energie (73%) und Dunkler Materie (23%), aber nahezu verschwindendem Anteil baryonischer Materie (4%) erklärt diese Powerspektren recht gut. Doch kürzlich wurden Zweifel an diesen gemessenen Anteilen laut, weil die Hintergrundstrahlung bei ihrer Propagation Streueffekten unterliegt, die ihre Signatur verfälschen können. Man nennt dieses Phänomen den **Sunyaev-Zel'dovich-Effekt** und meint damit, dass die CMB-Photonen aus der Rekombinationsära bei ihrer Propagation ins lokale Universum an der Materie von mittlerweile entstandenen **Protogalaxien** gestreut werden. Es handelt sich um **Compton-Streuung** (vergleiche Comptonisierung), wo die Photonen insbesondere an Elektronen im heißen Clustergas von Galaxienhaufen gestreut werden. Dieser Streuprozess könnte sich stärker bemerkbar machen, als bisher angenommen. Es muss daher detailliert untersucht werden, wie die gemessenen Powerspektren durch Streueffekte modifiziert werden, so dass daraus wiederum die **kosmologischen Parameter** eindeutig abgeleitet werden können. Dies ist ein Gegenstand der aktuellen kosmologischen Forschung.

9.16.9 weitere Spuren aus der Polarisation

Ein zweiter ist die **Polarisation der Hintergrundstrahlung**. Polarisation ist eine Eigenschaft elektromagnetischer Wellen. Bei polarisiertem Licht schwingen die Feldvektoren in einer Vorzugsrichtung, z. B. in einer Ebene bei linear polarisiertem Licht. Eine Sonnenbrille ist nicht anderes als ein Polarisationsfilter, der eine bestimmte Polarisationsebene des

unpolarisierten Sonnenlichts 'ausblendet': die Intensität hinter der Brille nimmt ab. Streuung von elektromagnetischen Wellen an geladenen Teilchen ruft ebenfalls eine Polarisation hervor. Auch Synchrotronstrahlung ist immer linear polarisiert. Im Zusammenhang mit der Hintergrundstrahlung tritt Polarisation dann auf, wenn die Hintergrundphotonen an Elektronen gestreut werden. Die Elektronen wurden zwar in der Rekombinationsära an Protonen gebunden. In der kosmologisch nachfolgenden Reionisationsära allerdings wurde das neutrale Umgebungsmedium **erneut** z. B. durch die ersten Sterngenerationen ionisiert. Das intergalaktische Medium ist deshalb wieder von Elektronen bevölkert, die als Streuzentren für die Hintergrundstrahlung wirken. Hintergrundstrahlung trägt also zweierlei Information: Temperaturfluktuation und Polarisation. Die Kosmologen nutzen diesen zweiten Informationsgehalt natürlich aus, denn so können sie aus der Polarisation etwas über den Zustand der Elektronen im frühen Universum erfahren.

9.17 HLX

Ein Akronym der Fachbezeichnung *hyperluminous X-ray source*, das die **leuchtkräftigsten aller Röntgenquellen** bezeichnet. HLXs haben Röntgenleuchtkräfte von mehr als 10^{41} erg/s!

9.17.1 Wie viele HLXs gibt es?

Derzeit ist nur eine solche Quelle mit großer Sicherheit bekannt, die in der Galaxie M82 entdeckt wurde (*Matsumoto et al.* 2001). Sie wird dadurch erklärt, dass ein mittelschweres Schwarzes Loch akkretiert. Gelegentlich spricht man bei diesem Objekt auch von einem **ULX**, weil die Leuchtkraft gerade am Übergangsbereich von ULX nach HLX liegt. Eine detaillierte Beschreibung dieser Quelle gibt es unter mittelschweres Schwarzes Loch.

9.18 HMXB

Dieses Akronym steht für *High-Mass X-ray Binary*, übersetzt entsprechend Röntgendoppelsterne mit stellarer Komponente hoher Masse. Röntgendoppelsterne werden allgemein als **XRBs**, *X-Ray Binaries* bezeichnet.

9.18.1 Wirt & Parasit

HMXBs sind Systeme aus einem Wirtstern und einer kompakten Komponente, z. B. einem Neutronenstern oder einem stellaren Schwarzen Loch. Der Namenszusatz *high-mass* bezieht sich darauf, dass der Begleitstern schwerer ist als zwei Sonnenmassen, typischerweise ist es ein **Riesenstern**, z. B. ein Roter Riese. Er stellt als Wirt die Materie, die den 'Parasiten', die kompakte Komponente, füttert. Dabei entstehen charakteristische Röntgenspektren. Das Überfließen der Sternmaterie, getrieben durch die Gravitationskräfte der kompakten Komponente, kann entweder geschehen, wenn der Begleitstern sein Roche-Volumen überschreitet oder wenn **Wind-Akkretion** vorliegt. Im ersten Fall berührt oder überschreitet die Sternoberfläche des Riesen den inneren Lagrange-Punkt (L1) des Doppelsternsystems. In diesem Punkt heben sich gerade die effektiven Gravitationskräfte von stellarer und kompakter Komponente auf: die Sternmaterie ist ungebunden und verlässt den Stern. Dann kann sie aber von der kompakten Komponente eingefangen werden. Im

zweiten Fall, Wind-Akkretion, bläst der Riese einen so heftigen Sternenwind ab, dass dieser vom nahen kompakten Begleiter eingefangen werden kann.

9.18.2 rotierende Materiescheibe

Beide Sterne rotieren. Die Sternmaterie besitzt also Drehimpuls. Aus diesem Grund fällt sie nicht direkt auf kürzestem Wege auf die kompakte Komponente ein, sondern beschreibt eine kurvenförmige Bahn. Auf diese Weise bildet sich eine Akkretionsscheibe aus, im Allgemeinen eine Standardscheibe. Der Motor für die hohe Leuchtkraft dieser Objekte ist demnach die Akkretion.

9.18.3 weitere Einträge

Unter dem Eintrag Röntgendoppelstern findet sich eine zusammenhängende Beschreibung mit einer Abgrenzung von Typen anderer Röntgendoppelsterne (LMXBs, Mikroquasare, AXPs, CVs etc.).

9.19 Holostern

Der Holostern (engl. *holostar*) ist eine Lösung der Einsteinschen Feldgleichungen der Allgemeinen Relativitätstheorie (ART). Die Raumzeit der Holosterne wurde von dem Physiker *Michael Petri* 2003 vorgeschlagen. Alternative Bezeichnungen lauten *holographisches Objekt*, *holographische Raumzeit* oder *holographische Lösung*. Die holographische Lösung ist von Interesse in der relativistischen Astrophysik, weil diese Objekte astronomisch nach außen hin wie nicht rotierende Schwarze Löcher erscheinen, aber im Innern völlig andere Eigenschaften haben. Sie könnten sich auch relevant für die Kosmologie erweisen.

9.19.1 Eigenschaften

Die holographische Lösung ist eine **statische und kugelsymmetrische** Raumzeit. Die Raumzeit besteht aus drei unterschiedlichen Bereichen: die äußere Metrik entspricht der Schwarzschild-Lösung - das ist eine Folge des Birkhoff-Theorems. Im Gegensatz zum Schwarzen Loch haben Holosterne **keinen Ereignishorizont**. Der Krümmungsskalar (*Ricci-Skala*) divergiert bei Radius null. In diesem Sinne haben Holosterne eine **Krümmungssingularität** im Innern. Diese unterscheidet sich insofern von derjenigen Schwarzer Löcher, dass man die Singularität durch ein Quantenobjekt (z. B. einen String) ersetzen kann - bei Schwarzen Löchern funktioniert das nicht. Es gibt **kein Entropie- bzw. Informationsparadox**: Information geht nicht im Gravitationskollaps verloren, sondern bleibt bei der holographischen Lösung erhalten. Das sind entscheidende Unterschiede zum Schwarzen Loch! In den Augen einiger Astrophysiker sind das sehr attraktive Eigenschaften.

Holosterne weisen damit erstaunlich viele Ähnlichkeiten zu den Gravasternen (*Mazur & Mottola* 2001) auf. Es sei angemerkt, dass die Bezeichnung *-stern* in beiden Fällen, *Holostern* und *Gravastern*, etwas irreführend ist: Beide Objekte können - laut Theorie - ohne weiteres weit höhere Massen annehmen als Sterne. Damit kann nicht ausgeschlossen werden, dass sie - anstelle von supermassereichen Schwarzen Löchern - die Zentren von Galaxien bevölkern.

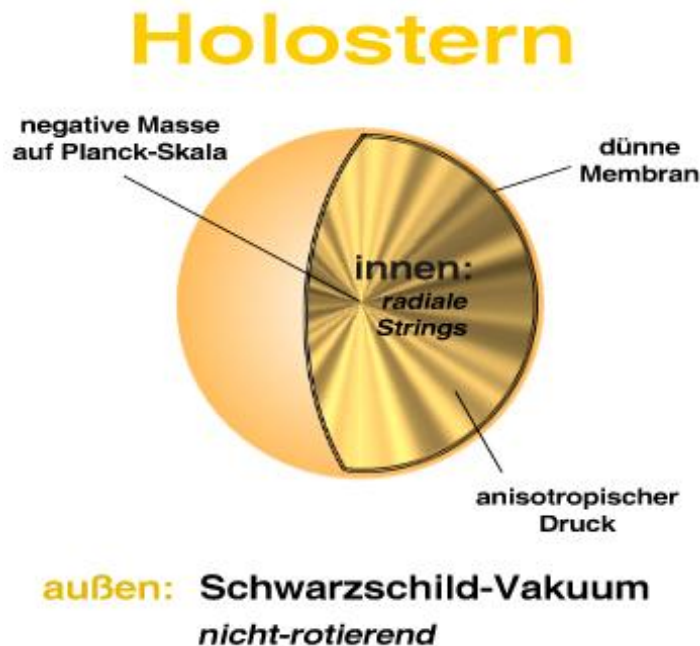


Abbildung 9.5: Struktur eines Holosterns.

9.19.2 Anpirschen an den Holostern

Nähern wir uns nun von außen nach innen der Holostern-Metrik. Der Holostern wird im Außenbereich durch die klassische **Schwarzschild-Metrik** der ART beschrieben – siehe Illustration 9.5. Bei Erreichen eines Abstands, der vergleichbar mit dem Schwarzschild-Radius ist, gibt es etwas Neues: anstelle des Ereignishorizonts befindet sich hier, bei einem Radius r_h , eine **Membran**. Die Membran hat eine Dicke von null und kann als masselos betrachtet werden. Aber sie weist einen tangentialen (poloidalen) Druck auf. In der Membran herrscht eine Oberflächenspannung, weil sich der Druck in radialer Richtung abrupt ändert – das ist analog zur Oberflächenspannung eines Wassertropfens. Im Innern dieser Haut gibt es einen Bereich, in dem die Energiedichteverteilung einem $1/r^2$ -Gesetz folgt. Solche Dichteverteilungen sind gerade das Wesen der holographischen Lösung. Petri zeigte 2006, dass ein reguläres, kugelsymmetrisches, holographisches Objekt eindeutig durch ein solches Gesamtenergiedichteprofil charakterisiert ist. Wie wir detaillierter besprechen werden, hat das Innere des holographischen Objekts Eigenschaften wie **Stringmaterie**.

9.19.3 Bezug zum holographischen Prinzip

Die Masse des Holosterns kann wie bei einem gewöhnlichen Stern durch die Summation über die Materiedichteverteilung berechnet werden. Alternativ kann die Masse ausschließlich durch die Betrachtung der Membran, also des Holosternrands, gefolgert werden. Die Äquivalenz beider Betrachtungsweisen ist gerade eine Konsequenz des *holographischen Prinzips*, dem der Holostern seinen Namen verdankt: Wie bei einem Hologramm können Eigenschaften eines Objekts höherer Raumdimension auf ein Abbild niedrigerer Raumdimension übertragen werden. Diese Projektion kennt man von der AdS/CFT-Korrespondenz in den Feldtheorien

(*'t Hooft & Susskind 1993/94; Maldacena 1997*). Die AdS/CFT-Korrespondenz besagt, dass eine Quantengravitation auf dem Hintergrund einer Anti-de-Sitter (AdS) Raumzeit in fünf Dimensionen äquivalent ist zu einer konformen Feldtheorie (CFT) **ohne** Gravitation auf dem Rand der AdS-Raumzeit, also in nur vier Dimensionen. Beim Holostern geschieht Ähnliches: Die **Fläche** seiner Membran ist entscheidend und bestimmt seine Masse. An dieser Stelle schließt sich der Kreis von holographischen Lösungen zur Thermodynamik Schwarzer Löcher, denn sie - insbesondere der Zusammenhang zwischen Fläche des Ereignishorizonts und Bekenstein-Hawking-Entropie - war gerade der Ausgangspunkt für *'t Hooft's* und *Susskind's* Überlegungen zum holographischen Prinzip.

9.19.4 Kein gleicher Druck in alle Richtungen

Der entscheidende Unterschied zum Gravastern ist nun eine **anisotrope Druckverteilung im Innern** des Holosterns, also innerhalb des Bereichs, der von der Membran umschlossen wird: Die radiale Druckkomponente entspricht gerade der negativen Dichte. Die senkrechte Druckkomponente ist eine Delta-Distribution, die am Membranradius einen Wert von $1/(16\pi r_h)$ annimmt. Im Innern verschwindet daher die (zum Radius) senkrechte Druckkomponente. Holosterne gehören also zur Klasse der anisotropen, kompakten Objekte. Die Anisotropie bezieht sich auf den Drucktensor, der als solcher der räumliche Anteil (Indizes $i,k = 1,2,3$) des Energie-Impuls-Tensors ist.

Der negative radiale Druck wurde anfangs so interpretiert, dass ein Teilchenstrom kontinuierlich radial in das Innere des Holosterns strömt. Petri favorisierte zunächst supersymmetrische (SUSY-) Teilchen, die einfallen und den negativen radialen Druck generieren - doch das ist nur ein möglicher Vorschlag, um die anisotrope Druckverteilung zu erklären. In diesem Szenario müsste es einen Mechanismus geben, der gewöhnliche, baryonische Materie in SUSY-Materie umwandelt. Womöglich spielt dabei die Membran die Schlüsselrolle.

9.19.5 Interpretation mit Strings

In einer weiteren Veröffentlichung griff Petri 2004 die Konzepte der Stringtheorien, insbesondere von *Samir Mathur* auf. Er erklärte den radialen Anteil des anisotropen Drucktensors im Innern des Holosterns dadurch, dass er möglicherweise mit **radialen, fraktionierten Strings** angefüllt sei. Fraktionierte Strings oder Branen sind String- bzw. Branenstücke, die Mathur eingeführt hat. Der Stringhypothese für Holosterne folgend, würden sich die Strings vom Zentrum bis nach außen zur Membran des Holosterns erstrecken. Die Zustandsgleichung dieser Stringmaterie hat gerade einen **negativen radialen Druck**. Wie aus der Kosmologie im Zusammenhang mit der Dunklen Energie bekannt, haben solche Zustandsgleichungen eine antigravitative Wirkung. Die Stringinterpretation ist jedoch nicht zwingend bei der holographischen Lösung; insofern wäre es falsch zu behaupten, dass Holosterne Stringmodelle sind - das innere Dichteprofil bietet allerdings eine interessante Assoziation mit Strings an.

Der Holostern hat rein formal eine Punktsingularität bei $r = 0$, weil dort der Ricci-Skalar unendlich wird. Dies ist sicherlich eine Eigenschaft von Holosternen, die diskutiert werden muss.

9.19.6 thermodynamische Aspekte

Die weitere Auswertung der Holostern-Lösung zeigte, dass deren Entropie bzw. Temperatur mindestens proportional, vielleicht sogar identisch mit Bekenstein-Hawking-Entropie bzw. Hawking-Temperatur sind (Petri 2003, 2004).

2006 betrachtete Petri die **thermodynamische Stabilität** der holographischen Lösung. Die freie Energie ist dabei die wesentliche Größe, weil ein thermodynamisch stabiles Objekt die freie Energie (und nicht nur die innere Energie) minimiert. Die freie Energiedichte ist im gesamten Holostern null, was als hohe thermodynamische Stabilität interpretiert werden kann. Allerdings ist thermodynamische Stabilität nicht gleich *metrische Stabilität*. Um diese Stabilität der Raumzeit zu zeigen, müssen Methoden der ART benutzt werden. Es wäre dann zu untersuchen, ob die holographische Metrik beispielsweise bei einer radialen Störung oszilliert und wieder in die statische Holosternmetrik zurück schwingt oder ob sie zur Schwarzschildmetrik kollabiert. Im letztgenannten Fall wäre der Holostern metrisch instabil.

9.19.7 Kosmologie mit holographischer Lösung

Petri schlägt sogar vor, die holographische Lösung anstelle der Friedmann-Weltmodelle in der Kosmologie als Modell für das ganze Universum zu verwenden. Das mag zunächst verwundern, weil man einen Widerspruch zwischen Ergebnissen der experimentellen Kosmologie mit *expandierendem* Kosmos und *statischer* Metrik der holographischen Raumzeit sehen könnte. Doch Petri zeigte, dass ein Beobachter auf einer Geodäte in einer ausreichend großen holographischen Metrik ein isotrop expandierendes Universum wahrnehmen würde. Der anisotrope Druck übernehme dabei die Rolle der kosmologischen Konstante als Antrieb der Expansion.

Interessanterweise reproduziert die holographische Raumzeit das beobachtete Verhältnis von Photonenzahl zu Elektronenzahl, nämlich eine Milliarde zu eins.

Wie weit **holographische Universen** tragen ist Gegenstand der Forschung.

9.19.8 Weitere Formen holographischer Raumzeiten

Es existiert in Analogie zur Reissner-Nordström-Lösung auch der **elektrisch geladene Holostern** (Petri 2003). Die deutlich wichtigere **rotierende Verallgemeinerung** steht noch aus!

9.19.9 Welche Struktur hat das Vakuum?

Was Gravastern und Holostern so interessant für die Astrophysik macht, ist der Umstand, dass sie möglicherweise **Alternativen zu den Schwarzen Löchern** darstellen. Sie tragen der komplizierten Struktur des Vakuums Rechnung. Das relativistische Vakuum wird durch ein identisches Verschwinden des Energie-Impuls-Tensors realisiert. Die neueren Erkenntnisse über die Struktur des Vakuums im Rahmen der Quantentheorie (z. B. Casimir-Effekt) und der Stringtheorien legen nahe, dass für den Energie-Impuls-Tensor ein anderer Ansatz näher an der Natur ist, als der identisch verschwindende Energie-Impuls-Tensor in der klassischen Theorie. Während die Gravasterne Ausfluss der Quantengravitation von *Mazur & Mottola* sind, verfolgt Petri bei den Holosternen einen thermodynamischen Ansatz, der mit den Stringtheorien verträglich zu sein scheint.

9.19.10 Verhaltene Skepsis in der scientific community

Trotz dieser interessanten und diskussionswerten Eigenschaften der holographischen Raumzeiten, ist die Reaktion der meisten Wissenschaftler recht zurückhaltend. Das hat unterschiedliche Gründe: Generell gilt, dass sich neue Vorschläge schwer etablieren - es sei denn ihre Brauchbarkeit erweist sich unmittelbar, z. B. weil sie ein Experiment bestens erklären. Im Falle von Grava- und Holostern gibt es zwei Gründe für die Skepsis: Zum einen wurde noch nicht überzeugend dargelegt, dass diese Raumzeiten wirklich **metrisch stabil** sind. Es genügt nicht Lösung der Einsteinschen Feldgleichung zu sein, die Lösung darf 'nicht in sich zusammenfallen' und dann beispielsweise doch wieder der Schwarzschild-Metrik entsprechen. Zum anderen **rotieren die Grava- und Holosterne nicht**. Insofern repräsentieren sie nur eine echte Alternative zur Schwarzschild-Lösung. Sie können also bislang *nicht* die Eigenschaften rotierender Raumzeiten wie der Kerr-Lösung ersetzen. Die Astrophysik der Aktiven Galaktischen Kerne (AGN) zeigt jedoch, dass diese Rotationseigenschaft unabdinglich ist, um die Jets magnetohydrodynamisch zu erzeugen. Die Magnetosphärenphysik in der Ergosphäre (z. B. Blandford-Znajek-Mechanismus, Penrose-Prozesse) ist der Schlüssel, um magnetisch getriebene Jets zu erhalten. Die Bildung dieser Plasmaströme, wie man sie in Radiogalaxien, radiolauten Quasaren und Blazaren beobachtet, folgt aus dem AGN-Paradigma. Auch bei Mikroquasaren und Gammastrahlenausbrüchen wird die schnell rotierende Raumzeit zum Antrieb der stellaren Jets benötigt. Gelänge es Grava- und Holosterne rotieren zu lassen, würde das ihre Stellung in der Wissenschaft stärken.

9.19.11 Krise Schwarzer Löcher?

Wie die Gravasterne 2001, forcieren auch die Holosterne **Widersprüche in der Physik Schwarzer Löcher**. Eine besondere Problematik dabei ist, dass die astronomische Beobachtung es derzeit nicht gestattet, Kandidaten für *statische* Schwarze Löcher von Gravasternen oder Holosternen zu unterscheiden. Denn: die Gravitationsrotverschiebung verhindert eine gute Sicht für einen Außenbeobachter auf die Umgebung nahe dem Ereignishorizont! Die Hoffnung besteht darin, dass neue Unterscheidungskriterien bei der Erforschung der alternativen Raumzeiten offen gelegt werden. So sind Unterschiede in der Akkretion und bei der Emission von Gravitationswellen zu erwarten. Theoretische Studien haben gezeigt, dass die beobachteten Gravitationswellenformen es im Prinzip erlauben, den Ereignishorizont nachzuweisen (*Berti & Cardoso* 2006). Doch leider wurden Gravitationswellen bislang nicht direkt beobachtet, sondern nur indirekt - ohne Chance, auf die Wellencharakteristik schließen zu können.

In den Fällen, wo die Astronomen eine Rotation von Schwarzen Löchern nachgewiesen haben - und das sind bereits einige - können die Theoretiker derzeit nur die Kerr-Raumzeit zur Erklärung der Beobachtung heranziehen.

9.19.12 Papiere

- ◇ *Petri, M.*: The holostar - a self-consistent model for a compact self-gravitating object, 2003; Preprint unter gr-qc/0306066
- ◇ *Petri, M.*: Holostar thermodynamics, 2003; Preprint unter gr-qc/0306067
- ◇ *Petri, M.*: Charged holostars, 2003; Preprint unter gr-qc/0306068

- ◇ *Mathur, S.D.*: Where are the states of a black hole?, 2004; Preprint unter hep-th/0401115
- ◇ *Petri, M.*: The holographic solution - Why general relativity must be understood in terms of strings, 2004; Preprint unter gr-qc/0405007
- ◇ *Petri, M.*: On the thermodynamic origin of the Hawking entropy and a measurement of the Hawking temperature, 2004; Preprint unter gr-qc/0405008
- ◇ *Petri, M.*: Holographic spherically symmetric metrics, 2006; submitted to IJMPE

9.20 Homogenitätsproblem

Ein Problem in der Kosmologie, das durch die **Inflation** gelöst wird. Unter dem Eintrag Inflation werden Problem und Auflösung erläutert.

9.21 Horizont

Horizont ist ein Wort, das aus dem Griechischen kommt: Vollständig heißt es eigentlich *ὁρίζων κύκλος*, *horizon kyklos* und bedeutet 'begrenzender Kreis'. Das führt bereits auf den Inhalt, den man für gewöhnlich mit dem Begriff Horizont verbindet. Ein Beobachter, der sich auf der Erde unter freiem Himmel befindet, sieht den Horizont als Berandungslinie von Erde und Himmel. Diese Peripherielinie hat eine Kreisform, wenn der Beobachter sich um 360 Grad um seinen Beobachtungsort dreht. Präzise lässt sich folgendermaßen formulieren:

*Der (scheinbare) **Horizont** ist die Schnittfigur der Himmelskugel mit einer Ebene, die senkrecht zum Lot durch den Beobachtungsort und durch den Beobachtungsort selbst verläuft.*

Das ist eine geometrische Definition. Sie macht klar, dass der Horizont *beobachterabhängig* ist, weil es darauf ankommt, wo er steht. Sehr allgemein kann man formulieren:

Ein Horizont trennt Beobachtbares von Unbeobachtbarem.

9.21.1 Der vertraute Horizont

Das rechtfertigt den fast tautologischen Begriff **Beobachtungshorizont**. Sehr anschaulich wird diese Auffassung am Meer, wenn man Schiffe beobachtet. Nehmen wir an, man befinde sich in einem Hafen und beobachte ein auslaufendes Schiff (siehe Illustration 9.6). Es ist - gute Sichtbedingungen vorausgesetzt - sichtbar, weil es sich vor dem Horizont befindet. Nun geht das Schiff aber auf eine weite Reise über das Meer. Es entfernt sich vom Beobachter und wird immer kleiner. Das Schiff nähert sich der Horizontlinie. Schließlich verschwindet zuerst der untere Teil des Schiffs, weil die Erdoberfläche gekrümmt ist. So sieht der Beobachter nur noch den Schiffsmast, bis auf derjenige verschwindet. Das Schiff ist nun unbeobachtbar, denn sich unterhalb des Horizonts. Deshalb trennt der Horizont Beobachtbares von Unbeobachtbarem. Wir werden sehen, dass diese Definition auch für andere Horizontbegriffe zutrifft.

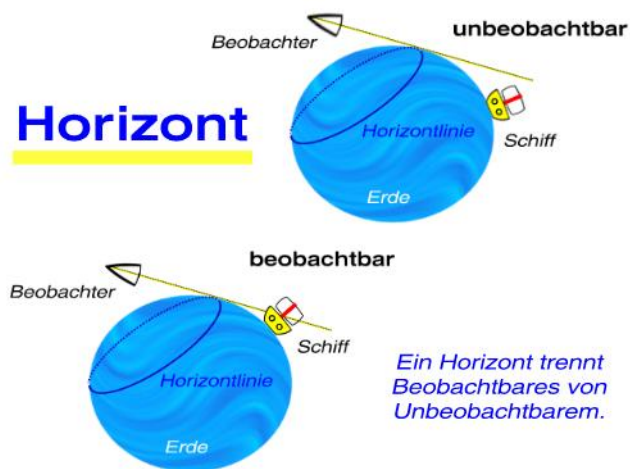


Abbildung 9.6: Anschauliche Darstellung eines Horizonts.

9.21.2 Der natürliche Horizont

Eine leichte Modifikation erhält die obige Definition des scheinbaren Horizonts unter Berücksichtigung der lokalen Morphologie der Landschaft. So beeinflussen Berge, Bäume, Gebäude etc. den Verlauf der Horizontlinie. Der daraus resultierende Horizontbegriff heißt *natürlicher Horizont*.

9.21.3 Der künstliche Horizont

In der Aeronautik ist der *künstliche Horizont* von Bedeutung. Hier dient die Oberfläche einer Flüssigkeit (*Meniskus*) als präzise Abbildung der lokalen Horizontalfläche. Mit künstlichen Horizonten wird eine genaue Navigation von Flugzeugen, Schiffen und U-Booten möglich.

9.21.4 Horizonte in der Astronomie

In der Astronomie sind besonders scheinbarer, wahrer und natürlicher Horizont von Belang. Der **wahre Horizont** unterscheidet sich vom scheinbaren nur dadurch, dass der Bezugspunkt nicht durch den Beobachterstandort (*topozentrisches System*), sondern durch den Erdmittelpunkt (*geozentrisches System*) geht. Der Unterschied macht sich nur bei erdnahen Objekten bemerkbar. Der Horizont spielt dann eine Rolle, wenn es um die **Sichtbarkeit von Gestirnen** geht. Die Erdrotation sorgt für die scheinbare Rotation des Himmelsgewölbes. Deshalb bleiben die Gestirne in der Regel nicht am gleichen Ort. Eine banale Folge dessen ist der **Tagbogen der Sonne**. Der Lauf der Sonne beschreibt Tag für Tag einen Bogen an der Himmelskugel, dessen Höhe jahreszeitlich variiert (Ursache: Schiefe der Ekliptik). Es gibt jedoch auch exakt zwei Punkte, die ihren Ort trotz Rotation nicht verändern. Diese Fixpunkte nennt man **Himmelspole**. Man findet sie dort, wo die verlängerte Erdachse das Himmelsgewölbe durchstößt. Auf der Nordhalbkugel ist diesem Fixpunkt der Polarstern (*Polaris*) im Sternbild *Ursa Minor* (dt. *Kleiner Bär*) sehr nahe. Er befindet sich nur 55 Bogenminuten (fast ein Grad) davon entfernt. Es scheint, dass der Rest des

Nordhimmels um den Polarstern rotiert, was man eindrucksvoll mit Strichspuraufnahmen in der Astrophotographie demonstrieren kann. Ein Pendant zu *Polaris* gibt es am Südhimmel nicht. Das Sternbild *Cruz* (dt. *Kreuz des Südens*) enthält den südlichen Fixpunkt.

Allerdings sind die Fixpunkte nicht ganz fix: Die Erde ist ein Kreisel und unterliegt wie jeder rotierender Körper der Nutation und Präzession. Diese 'Nickbewegungen' des Kreisels führen dazu, dass die Erdachse schwankt und deshalb *Polaris* scheinbar eine Ellipse am Firmament beschreibt. Die Erdrotation und die Kenntnis von Fixpunkten ist wichtig, um zu verstehen, weshalb Gestirne untergehen können. Denn während *Polaris* für den Beobachter der nördlichen Hemisphäre im Prinzip ständig (auch tagsüber) beobachtbar ist, ist er für die Antipoden der südlichen Hemisphäre immer unbeobachtbar! In analoger Schlussweise hat ein Beobachter in nördlichen, gemäßigten Breiten nie das *Kreuz des Südens* oder die *Magellanschen Wolken* (Begleitgalaxien der Milchstraße) gesehen. Die Ursache besteht darin, dass die unterhalb des Horizonts liegen - das ganze Jahr über. Im intermediären Bereich gibt es Gestirne und Sternbilder, die niemals untergehen, aber um den Himmelspol rotieren. Diese Objekte sind **zirkumpolar** und immer oberhalb des Horizonts. Eine Sonderrolle spielt der Äquator. Hier sind alle Himmelsobjekte in Bewegung. Die Fixpunkte sind unbeobachtbar, zirkumpolare Gestirne gibt es dort nicht. Die Tageslänge variiert nicht jahreszeitlich, sondern liegt konstant bei etwa 12 Stunden. Die Dämmerung ist kurz, weil die Sonne stets senkrecht zur Horizontalebene des lokalen Äquatorialbeobachters untergeht.

Das bisher Beschriebene behandelte **irdische Horizonte** und damit verbundene Effekte. Es ist klar, dass diese Horizontbegriffe *relativ* sind, weil sie vom Standort des Beobachters auf der Erdoberfläche abhängen.

9.21.5 relativistische Horizonte

In der Astrophysik gibt es noch zwei Bereiche, wo Horizontbegriffe eine zentrale Rolle spielen: die relativistische Kosmologie und die Theorie Schwarzer Löcher. So unterscheidet man in der Kosmologie **Teilchenhorizont** und **Ereignishorizont**.

Teilchenhorizont

Der *Teilchenhorizont* kann im Rahmen der Friedmann-Weltmodelle für das Universum abgeleitet werden. Die Ausgangsfrage ist, ob man als Astronom den ganzen Kosmos überschauen kann oder der Blick nur mit endlicher Tiefe in die Weiten des Universums gelingt. Die Relativitätstheorie steckt den Rahmen ab. Gemäß dieser Theorie ist die Vakuumlichtgeschwindigkeit c von knapp 300 000 km/s das universelle Tempolimit für Teilchen und für Licht. Deshalb kann ein Astronom nur das beobachten, was seit seiner Entstehung oder Emission bis heute (bzw. bis ins lokale Universum) zu ihm gelangt ist. Der Teilchenhorizont R_H kann unter Zugrundelegung der Robertson-Walker-Metrik berechnet werden und liefert für ein flaches und strahlungsdominiertes Universum

$$R_H = \frac{2c}{H_0}.$$

Darin sind c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und H_0 die Hubble-Konstante, die ein Maß für die Expansionsgeschwindigkeit des lokalen Universums ist. Mit den aktuellen Zahlenwerten erhält man für R_H 8.3 Gpc oder 27.1 Mrd. Lichtjahre. Alles was hinter dem Teilchenhorizont liegt, also größeren Abstand als R_H hat, ist **kausal entkoppelt**. D.h. es kann nicht-lokale

Ereignisse beeinflussen oder verursachen. Die Berücksichtigung des Teilchenhorizonts löst auch den Widerspruch im Olbers-Paradoxon auf.

Vorsicht - ein technisches Detail: Der Teilchenhorizont hängt allerdings von der jeweiligen Epoche, also von der kosmologischen Rotverschiebung z ab. Man kann auch sagen: der Teilchenhorizont ist zeitabhängig. Der Zahlenwert oben gilt *nur für die strahlungsdominierte Ära*. In einem späteren Entwicklungsstadium des Universums, z. B. der *staubdominierten Phase*, skaliert der Hubble-Parameter anders mit dem Skalenfaktor (oder Weltradius). Das verändert das Integral zur Berechnung des Teilchenhorizonts und führt zu einem anderen Resultat. Generell gilt: *Je später die Epoche, desto größer der Teilchenhorizont*. Für Einzelheiten sei das Papier von *Davis & Lineweaver* 2003, astro-ph/0310808, empfohlen.

kosmologischer Ereignishorizont

Der *kosmologische Ereignishorizont* untersucht im Prinzip die Frage, ab welchem raumzeitlichen Abstand zwei Beobachter keine Signale mehr austauschen können. Grundlage dieser Überlegung ist wieder die Robertson-Walker-Metrik. Nimmt man ein Lichtsignal an, das die Beobachter austauschen mögen, gilt für Nullgeodäten, dass das Linienelement verschwindet: $ds^2 = 0$. Bei rein zeitlichem und radialem Abstand verschwinden die Winkelanteile im Linienelement und man erhält direkt eine differenzielle Bedingung für den kosmologischen Ereignishorizont. Dies lässt sich in ein Integral umwandeln, wobei man als Grenzen die (radialen) Orte und die Epochen (Zeiten) der Beobachter nun festlegt. Es stellt sich heraus, dass ein Wert dafür in Friedmann-Universen nicht existiert. Im (unphysikalischen, da materiefreien) de-Sitter-Kosmos beträgt er gerade c/H und heißt **Hubble-Radius**. Im Wesentlichen ist es der Kehrwert des Hubble-Parameters.

Ereignishorizont Schwarzer Löcher

In der Theorie Schwarzer Löcher findet man ebenfalls den Begriff Ereignishorizont. Er markiert bei einem Schwarzen Loch den Bereich, ab dem nichts mehr dem Loch entkommen kann - weder Materie, noch Licht. Dieser Horizont trennt also auch Beobachtbares von Unbeobachtbarem. Aus diesem Grund ist der Blick auf die intrinsische Singularität für den neugierigen Außenbeobachter prinzipiell verwehrt. Der Mathematiker *Roger Penrose* nennt dies **kosmische Zensur** (engl. *cosmic censorship*) und fordert, dass sämtliche intrinsische Singularitäten von Ereignishorizonten verhüllt sein müssten. Die Beobachtbarkeit ist in praxi bereits schon weit vor dem Ereignishorizont wesentlich erschwert, dadurch dass der Rotverschiebungsfaktor g sehr klein wird. Erst am Horizont selbst wird er exakt null. Dieser Faktor geht in hoher Potenz bei **jeder** Emission in der Umgebung Schwarzer Löcher ein und unterdrückt deshalb schon vor dem Horizont die Strahlung. Dies zeigen Simulationen mittels Ray Tracing um rotierende Löcher (z. B. *Andreas Müller*, Diplomarbeit 2000, Landessternwarte Heidelberg).

Der Ereignishorizont Schwarzer Löcher hat - betrachtet man nur die Koordinaten - immer die Form einer Kugelschale. Dieser Radius schrumpft jedoch, wenn das Loch leichter ist oder wenn es rotiert. Deshalb sind Löcher vom Schwarzschild-Typ bei gleicher Masse immer größer als Löcher vom Kerr-Typ, wenn man den Ereignishorizont als Größenkriterium annimmt. Der Ereignishorizont wird auch als **äußerer Horizont** bezeichnet. Denn sobald ein Schwarzes Loch rotiert, bildet sich auch ein **innerer Horizont** aus. Diesen nennt man auch Cauchy-Horizont. Die Ringsingularität rotierender Schwarzer Löcher befindet sich immer **innerhalb**

des Cauchy-Horizonts, nämlich *immer bei $r = 0$* ; das sieht man allerdings erst in der Diskussion von Krümmungsinvarianten wie dem Kretschmann-Skalar. Im extremen Kerr-Fall maximaler Rotation ($a = M$ in geometrisierten Einheiten) fallen beide Horizonte zusammen. In diesem Grenzfall gibt es eine *nackte Singularität*, die gemäß der kosmischen Zensur nach *Roger Penrose* verboten ist. Die Physik am Cauchy-Horizont ist sehr befremdlich: Sollte ein Beobachter jemals einer Cauchy-Fläche begegnen, erleidet er einen Strahlungstod durch eine unendliche Blauverschiebung (s. u. Chandrasekhars Buch).

Der Ereignishorizont eines Schwarzen Loches wird gerne als eine rein räumliche Hülle des Schwarzen Loches betrachtet. Das ist jedoch nur die halbe Wahrheit - wie sich im Verlauf dieses Eintrags zeigt, gibt es auch bessere Horizontbegriffe. Die Effekte Gravitationsrotverschiebung und gravitative Zeitdilatation legen noch eine andere Interpretation nahe: Das, was ein ruhender Außenbeobachter in ein Schwarzes Loch fallen sieht, wird ab einer kritischen Nähe in seiner Bewegung 'eingefroren' (engl. *freezing effect*). Die Ursache ist die gravitative Zeitdilatation: Zeitintervalle, in denen der Außenbeobachter etwas einfallen sieht, werden gedehnt und zwar ins Unendliche, wenn der Ereignishorizont erreicht wird. Vollkommen äquivalent ist es zu sagen, dass am Ereignishorizont die Rotverschiebung unendlich bzw. der Rotverschiebungsfaktor null wird. Das rechtfertigt andererseits zu sagen, dass der Einfall in der unendlichen Zukunft des Außenbeobachters liegt. Dieser zeitliche Aspekt des Ereignishorizontes wird gerne unterschlagen. Pointiert lässt sich sagen:

Schwarze Löcher und deren Ereignishorizonte liegen in unserer Zukunft!

neue Horizontbegriffe

Im Rahmen der Theorie Schwarzer Löcher wurden weitere Horizontbegriffe vorgeschlagen: Der absolute, der scheinbare, der isolierte, der gestreckte und der dynamische Horizont. Ihre Definitionen sind am einfachsten in direkten Gegenüberstellung zu verstehen. Chronologisch wurde zuerst der **scheinbare Horizont** (engl. *apparent horizon*) betrachtet. Er resultierte aus den ersten Betrachtungen Schwarzer Löcher und des stellaren Gravitationskollapses, vor allem unter der Führung von *Roger Penrose*. Der scheinbare Horizont wird definiert als die äußerste Berandungszone, wo Photonen, die dem Loch versuchen zu entkommen, gravitativ eingefangen werden. Es stellt sich heraus, dass diese Definition ein **relatives Konzept**, also nicht absolut ist, denn er hängt vom Bezugssystem des Beobachters ab. So wird der scheinbare Horizont für einen entfernten, ruhenden Außenbeobachter ein anderer sein, als für einen nahen, einfallenden Beobachter (FFO). Wächst das Loch durch Akkretion von Materie, so kann der scheinbare Horizont sogar von einem Ort zum anderen 'springen'.

Der **absolute Horizont** hingegen ist unabhängig vom Bezugssystem und wurde von *Stephen Hawking* eingeführt. Die Definition des absoluten Horizonts ist, dass er die Grenzfläche darstellt, die Ereignisse, die im entfernten Universum beobachtbar sind, von denjenigen Ereignissen trennt, die nicht mehr beobachtbar sind. Wie eingangs formuliert trennt er also Beobachtbares von Unbeobachtbarem. Der absolute Horizont kann kontinuierlich wachsen, wenn beispielsweise das Loch Materie aufammelt oder mit anderen Löchern verschmilzt. Insbesondere kann der absolute Horizont nur wachsen, weil jede Energieform, die ins Loch fällt, es mit Masse anreichert und den Horizont vergrößert.

Demgegenüber bleibt der **isolierte Horizont** unverändert: Das Schwarze Loch ist im Gleichgewicht und wächst nicht. Das ist eine idealisierte Betrachtung, weil reale Schwarze Löcher *immer* mit ihrer Umgebung wechselwirken und durch Akkretion von Materie und

Einfang von elektromagnetischer Strahlung und Gravitationswellen wachsen. Zu dynamischen Schwarzen Löchern fand Hawking in den frühen 1970er Jahren das **Flächen-Theorem**, das mit der Bekenstein-Hawking-Entropie verknüpft ist und eine Analogie zum 2. Hauptsatz der Thermodynamik aufweist.

Der absolute Horizont hat die verblüffende Eigenschaft, dass er die Kausalität verletzt! Einfallende Materie und Strahlung lassen den absoluten Horizont anwachsen, *bevor* sie den die Materie ihn erreicht! In Anlehnung an die Philosophie nennt man dies einen **teleologischen Charakter**. Die Teleologie wurde in der Philosophie vom Rationalisten *Christian Wolff* (1679 - 1754) eingeführt. Dort besagt dieses Prinzip, dass alle Geschehnisse auf ein bestimmtes Ziel, *Telos* (grch. Zweck), gerichtet sind. Es bezeichnet also eine Form von Fatalismus, einer Ergebenheit in das Schicksal: Alles hat einen Sinn und verfolgt einen bestimmten Zweck. Der absolute Horizont ist teleologisch, weil er von der Zukunft abhängt, nämlich ob Signale das entfernte (in der Zukunft liegende) Universum erreichen oder nicht. Trotz dieser seltsamen Eigenschaft, eignet sich der Begriff des absoluten Horizonts, um Entwicklungsgleichungen für das Wachstum des Horizonts eines Schwarzen Loches abzuleiten. Dies gelang Hawking und seinem Kollegen *James Hartle* 1972.

Der absolute Horizont weist die Schwäche auf, dass er **nicht lokal** und **teleologisch** ist. Deshalb könnte sich hier und jetzt ein Ereignishorizont ausbilden, weil in ferner Zukunft hier in der Nähe ein Gravitationskollaps stattfindet! Diese Eigenschaften sind hinderlich, wenn die Entstehung Schwarzer Löcher (beispielsweise aus dem Gravitationskollaps eines massereichen Sterns oder in der Verschmelzung zweier Neutronensterne in einem Binärsystem) auf dem Computer simuliert werden soll. Hierzu benötigt man lokale Horizontbegriffe. Diesem Kriterium genügt der **dynamische Horizont**, der von *Abhay Ashtekar* 2003 entwickelt wurde. Es handelt sich beim dynamischen Horizont um eine dreidimensionale, raumartige Mannigfaltigkeit, die in zweidimensionale Kugeln zerlegt werden kann. Dieses Verfahren ist ein **2+1 Split** und verwandt mit dem ADM-Formalismus. Das Auftreten dynamischer Horizonte legt gemäß der kosmischen Zensur nahe, dass sie (oder durchaus auch mehrere) *innerhalb* von Ereignishorizonten liegen müssen. So weisen dynamische Horizonte auf die Existenz Schwarzer Löcher hin. Dieses Gebiet ist ein Aspekt der aktuellen Forschung in der Theorie Schwarzer Löcher.

Für Untersuchungen im Rahmen der Elektrodynamik und Magnetohydrodynamik Schwarzer Löcher eignet sich der Begriff des **gestreckten Horizonts** (engl. *stretched horizon*). Gemäß des Membran-Paradigmas wird dabei der an sich beliebig dünne Horizont zu einer Membran endlicher Dicke gedehnt. Diese Haut hat typische Eigenschaften, wie eine Spannung, einen elektrischen Widerstand (bzw. Leitfähigkeit), eine Oberflächengröße, einen Oberflächendruck, eine Entropie, eine Temperatur etc. Diese Sichtweise offenbart völlig neue Aspekte und Erklärungsmuster in der Physik Schwarzer Löcher.

9.21.6 Literatur

- ◇ Publikation von *J. Hartle* und *S. W. Hawking*: **Energy and angular momentum flow into a black hole**, Commun. Math. Phys. 27, 283-290 (1972)
- ◇ Publikation von *A. Ashtekar*: **How black holes grow** (2003), gr-qc/0306115
- ◇ Publikation von *A. Ashtekar* und *B. Krishnan*: **Dynamical Horizons and their properties** (2003), gr-qc/0308033

- ◇ Buch von *Kip S. Thorne*: **Black holes and time warps: Einstein's outrageous legacy** (1994), Papermac London
- ◇ Buch von *S. Chandrasekhar*: **The Mathematical Theory of Black Holes** (1983), Clarendon Press, New York

9.22 Horizontproblem

Ein Problem in der Kosmologie, das durch die **Inflation** gelöst wird. Unter dem Eintrag Inflation werden Problem und Auflösung erläutert.

9.23 Horn-Universum

Das Horn-Universum ist eine faszinierende und außergewöhnliche Alternative zu flachen Modell-Universen der Kosmologie. Es handelt sich dabei um ein **hyperbolisches Universum** (negative Krümmung) mit hornförmiger Topologie, das geringfügig vom allgemein angenommenen flachen Universum abweicht. Die Idee wurde 2004 von theoretischen Physikern aus Ulm (*Aurich et al.* 2004, astro-ph/0403597 sowie astro-ph/0412407) präsentiert.

9.23.1 zunächst zur Standardkosmologie

Die Eigenschaften des Universums können anhand der gemessenen Verteilung der kosmischen Hintergrundstrahlung am gesamten Himmel ermittelt werden. Sie weist sehr schwache, richtungsabhängige Unregelmäßigkeiten (*Anisotropien*) auf. In diesen Strukturen sind Informationen aus der Frühphase des Kosmos aufgeprägt, insbesondere Informationen über die Rekombinationsepoche bei einer kosmologischen Rotverschiebung von $z \sim 1100$. Aus den Daten folgt ein **Satz kosmologischer Parameter**, der die Ausdehnungsgeschwindigkeit des Universums in Form der Hubble-Konstante sowie die Einzelbeiträge unterschiedlicher Energieformen, wie der Dunklen Energie, der Dunklen Materie und der gewöhnlichen Materie umfasst. Der amerikanische NASA-Satellit WMAP liefert diesbezüglich zurzeit die besten Daten. Doch die Daten lassen noch einen Spielraum, den die Kosmologen ausnutzen, um verschiedene kosmologische Modelle anzupassen. Die Hoffnung ist, dass Hypothesentests und noch präzisere Daten eines der Modelle als unsere Vorstellung vom Universum auserwählen. Das einfachste Modell nennt man das **Konsens-Modell** (engl. *concordance model*). Hier geht man vom nahe liegenden Fall aus, dass das Universum global flach ist (Krümmung null) und eine triviale Topologie besitzt. Außerdem wird hier ein unendliches Universum angenommen.

9.23.2 topologische Freiheiten

Doch es gibt eine gewisse Freiheit bei der **Topologie des Kosmos** und nicht-triviale Topologien können nicht ausgeschlossen werden. Freilich ist die Analyse alternativer Topologien ein schwierig zu bestimmender Sachverhalt. Unter 'kosmischer Topologie' kann man sich vorstellen, wie Teile des Universums miteinander verknüpft sind. Es sind durchaus Mehrfachverknüpfungen ganz unterschiedlicher Bereiche des Kosmos denkbar, die zu erstaunlichen Effekten und kosmischen optischen Täuschungen führen können. Eine topologische Variante besteht im Dodekaeder-Universum, das 2003 von *Luminet et al.*

vorgeschlagen wurde. Das Universum kann man sich hier zergliedert in Pentagon-Dodekaeder vorstellen, deren Berandungsflächen aneinander anschließen.

9.23.3 nun zum Horn

Eine ganz andere Realisierung besteht nun im Horn-Universum. Es ist wie das Dodekaeder-Universum hyperbolisch, also negativ gekrümmt und endlich, hat also ein begrenztes Volumen. Die Form kann man sich vorstellen wie eine gebogene Schultüte mit einer Spitze. Es ist anschaulich klar, dass es an der Spitze zu faszinierenden topologischen Effekten kommen muss. Die Verteilung der Hintergrundstrahlung (CMB-Karte) kann man in **Multipole** entwickeln. Die Daten von WMAP belegen, dass Multipole niedriger Ordnung stark unterdrückt sind. Genau dieses Phänomen vermag das Horn-Universum zu erklären. Bisher nahm man an, dass Horn-Universen **auffällige Flecken** auf der CMB-Karte erzeugen müssten. Weil man solche Flecken nicht beobachtete, fand das Horn-Universum nicht weiter Beachtung. *Aurich et al.* konnten zeigen, dass die Berücksichtigung von Moden höherer Wellenzahlen diese Flecken verschwinden lassen. Dieser Umstand 'rettet' das Horn-Universum und belebt es als Alternative für ein Modell-Universum wieder.

Die mathematischen Grundlagen des Horn-Universums gehen bereits auf das 19. Jahrhundert zurück: Nach dem französischen Mathematiker *Charles Emile Picard* (1856 - 1941) wurde das Picard-Modell benannt (Originalpapier, 1884). Das Horn hat eine unendliche Länge, aber **endliches Volumen**.

Die Intensität der Mikrowellen in der Hintergrundstrahlung bilden im Prinzip am ganzen Himmel eine **Temperaturverteilung** des frühen Universums ab. Diese Information stellen die Kosmologen in Form der **winkelabhängigen Temperatur-Autokorrelationsfunktion** dar. Die Satellitendaten von COBE (1990) und WMAP (2003) belegen eine schwache Korrelation bei großen Winkeln zwischen etwa 70 und 150 Grad. Es stellt sich heraus, dass unter Zugrundelegung des Horn-Universums gerade diese Beobachtung erklärt werden kann. Das konservative Konsens-Modell vermag das nicht! Zukünftige Beobachtungen mit dem **Satelliten PLANCK** (Start 2008) werden hoffentlich Klarheit über die exakte Krümmung und Topologie des Universums verschaffen.

9.24 Hubble-Gesetz

Dies ist ein zentrales Gesetz der Kosmologie, das 1929 vom amerikanischen Astronomen *Edwin Hubble* anhand von Beobachtungen einiger Galaxien gefunden wurde.

9.24.1 In einem Diagramm ist das Gesetz eine Gerade

Es besagt, dass die kosmologische Rotverschiebung z eines kosmischen Objekts *linear* mit der Entfernung D zunehme

$$cz = H_0 D.$$

Die Proportionalitätskonstante bei diesem linearen Zusammenhang nennt man **Hubble-Konstante** H_0 . Die Linearität gilt allerdings nur bis zu einer Rotverschiebung von $z \sim 0.1$ oder äquivalent einer Distanz von gut 400 Mpc! Für weiter entfernte kosmische Objekte gilt das Hubble-Gesetz nicht mehr und ein detailliertes kosmologisches Modell muss herangezogen werden, um einem z eine Entfernung zuzuordnen zu können. Die Hubble-Konstante ist also

eigentlich nicht konstant, sondern variiert in kosmologischen Zeiträumen. Der Index 0 charakterisiert, dass es sich um den Hubble-Parameter im lokalen (also nahen) Universum handelt. Bei großen Rotverschiebungen bzw. Entfernungen gibt es Abweichungen, weil der **Hubble-Parameter $H(t)$** (ohne Index 0!)

$$H(t) = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)}$$

hier einen anderen Wert hatte und Abbremsungseffekte wichtig werden.

9.24.2 Herkunft der Linearität

Die Linearität im Hubble-Gesetz lässt sich schnell in der theoretischen, relativistischen Kosmologie zeigen: es genügt die Kenntnis der Robertson-Walker-Metrik, die als Linienelement des Kosmos angesehen werden kann. Da sich die Strahlung auf Nullgeodäten, d. h. auf dem Lichtkegel, bewegt, verschwindet für Photonen das Linienelement, $ds^2 = 0$. Bei konstant angenommenen Winkelkoordinaten der kosmischen Quelle verschwinden auch die Winkelterme (Poloidalwinkel und Azimut) im Linienelement. Integration und Taylorentwicklung enthüllen schließlich das Hubble-Gesetz (siehe Gleichung oben; c : Lichtgeschwindigkeit). Diese Rechnung legt auch gerade den physikalischen Gehalt des Hubble-Parameters offen: **$H(t)$** kann als **Expansionsgeschwindigkeit des Universums** interpretiert werden. Diese Expansion war nicht immer gleichförmig, sondern in früheren Entwicklungsphasen des Universums beschleunigt (z. B. in der Inflationsära). Abbremsungen dieser Expansionsbewegung sind ebenfalls bei genügend Materie denkbar. Denn die gravitative Wechselwirkung wirkt der Expansion des Universums entgegen. Generell können zeitliche Veränderungen des Hubble-Parameters, also Beschleunigungen, mit dem **Abbremsparameter $q(t)$** quantifiziert werden:

$$q(t) = -\frac{\ddot{R}(t)}{H^2(t)R(t)}.$$

Die Bestimmung solcher kosmologischer Parameter und deren Bedeutung für die Entwicklung und Dynamik des Universums sind gerade Gegenstand der Friedmann-Weltmodelle.

9.24.3 Ein langer Kosmologen-Streit

Der tatsächliche Wert der Hubble-Konstanten H_0 hat viele Jahre für einen Streit zwischen Astronomen gesorgt, weil der Messwert - je nach Messverfahren - beträchtlich variierte (etwa um einen Faktor 2). Die Messmethoden (Cepheiden, Supernova Typ Ia, *Tully-Fisher*- und *Faber-Jackson-Beziehung*, Winkeldurchmesser von HII-Regionen etc.) wurden immer besser, der Überlappungsbereich immer kleiner, so dass sich nun der aktuelle und anerkannte Wert auf **72 km s⁻¹ Mpc⁻¹** (H0KP, *Freedman et al.* 2001) bzw. **73 km s⁻¹ Mpc⁻¹** (WMAP 3rd year data, *Spergel et al.* 2006) beläuft. Das *H₀ key project* (H0KP) hatte gerade zum Ziel die Hubble-Konstante exakt mithilfe des Hubble Weltraumteleskops (HST) zu vermessen. Die etwas seltsam anmutende Einheit des Hubble-Parameters entspricht in ihrer Dimension einer inversen Zeit. Die verwendete Einheit erleichtert den Astronomen eine praxisnahe Interpretation des Zahlenwerts: So hätte eine Galaxie in einer Entfernung von einer Mpc (entsprechend 3.26 Mio. Lj) gerade eine Fluchtgeschwindigkeit von 72 km/s $\sim$ 260 000 km/h *allein* aufgrund der Expansion des Universums!

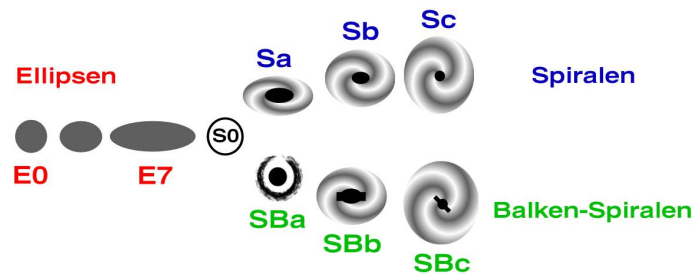


Abbildung 9.7: Hubble-Klassifikation in Ellipsen, Spiralen und Balkenspiralen.

9.24.4 Hubble-Zeit

Die Inverse des Hubble-Parameters H_0 nennt man *Hubble-Zeit*. Sie ist gerade die Obergrenze für das Alter des Universums und liegt aktuell relativ nahe beim gemessenen Wert (WMAP) von 13.7 Milliarden Jahren.

9.25 Hubble-Klassifikation

Diese morphologische Klassifikation aller Galaxien geht auf den amerikanischen Astronomen *Edwin Hubble* zurück, der 1936 eine Einteilung in

- ◇ **elliptischen Galaxien,**
- ◇ **Spiralgalaxien** und
- ◇ **Balkenspiralgalaxien**

vorschlug. Daneben gibt es noch den Typus **irregulärer Galaxien**, die morphologisch nicht in einen der obigen Typen eingeordnet werden können. Abbildung 9.7 zeigt eine Übersicht aller Hubble-Typen.

9.25.1 Ellipsen

Elliptische Galaxien (engl. *ellipticals*) haben eine Flächenhelligkeit, die vom Zentrum der elliptischen Form nach außen hin abnimmt. Diese Abnahme wird durch das *De Vaucouleur-Gesetz* (oder auch $r^{1/4}$ -Gesetz genannt) beschrieben. Untersuchungen vieler Ellipsen anhand dieses Gesetzes liefern sehr einfach ihre totale Leuchtkraft. Im Gegensatz zu den Kugelsternhaufen nimmt die Flächenhelligkeit bei Ellipsen mit zunehmender Größe (Radius) ab! Bei Kugelsternhaufen gilt hingegen, dass sie heller werden, wenn sie dichter sind. Die Helligkeitsprofile dienen daher als wichtiges Unterscheidungsmerkmal der morphologisch sehr ähnlichen elliptischen Galaxien und Kugelsternhaufen.

Elliptische Galaxien sind sehr alte Galaxien, die nach einer gängigen Vorstellung aus der Verschmelzung junger Spiralgalaxien hervorgegangen sind. Sie besitzen kaum noch interstellares Gas und ihre zentralen supermassereichen Schwarzen Löcher sind sehr schwer (Größenordnung: Milliarden Sonnenmassen!), weil sie über einen langen Zeitraum durch Akkretion wachsen konnten. Genau dieser Sachverhalt, erklärt auch das geringe Vorhandensein von Gas: es wurde aufgesammelt und verschwand im Schwarzen Loch.



Abbildung 9.8: Ellipse NGC 1316, HST 2005.

Die Ellipsen werden nach ihrer Abplattung nochmals klassifiziert und nach Typen E0 bis E7 benannt. E steht offensichtlich für *Ellipse*, während die nachgestellte Ziffer den Abplattungsgrad der Ellipse beschreibt: je größer die Zahl, umso stärker die Abplattung. Die Berechnung dieser Zahl gestattet folgender Quotient $(a-b)/a$, wobei a und b die große und kleine Halbachse der Ellipse bezeichnet und nach Vereinbarung aufgerundet wird.

Im Wesentlichen gibt es zwei Klassen von elliptischen Galaxien: die großen Ellipsen oder **Riesenellipsen** (*giant ellipticals*, **gE**) zeigen **keine Rotation** der Sterne um das galaktische Zentrum! Hingegen zeigt die zweite Klasse der lichtschwächeren **Zwergellipsen** (*dwarf ellipticals*, **dE**) eine schnelle Rotation. Diese Ellipse sind eher scheibenförmig.

Ein Beispiel zeigt das Foto 9.8, aufgenommen mit dem Weltraumteleskop *Hubble*: die elliptische Galaxie NGC 1316 (Credit: P. Goudfrooij, NASA/STScI/AURA 2005). NGC 1316 befindet sich in 23 Mpc Entfernung im Sternbild *Fornax*. Die auffälligen, dunklen Strukturen sind nicht typisch für Ellipsen; es handelt sich dabei um Staub im Vordergrund, der das Licht der Galaxie absorbiert.

9.25.2 Extrawurst für S0

Der Hubble-Typ **S0** ist ein intermediärer Typus, an dem die Bifurkation in Spiralen und Balkenspiralen ansetzt. S0-Galaxien werden auch **Linsengalaxien** genannt. Sie sind ausgezeichnet durch eine auffällig helle Kernregion (*bulge*) und einer gasarmen, galaktischen Scheibe, die daher kaum eine Ausprägung besitzt. Vermutlich gehen sie wie die Ellipsen aus Spiralgalaxien hervor.

9.25.3 Spiralen

Die Spiralgalaxien (engl. *spirals*) sind junge Galaxientypen und zeichnen sich durch auffällige *Spiralarms* aus. Sie werden durch Dichtewellen gebildet und in ihrer Dynamik durch Magnetfelder, die im galaktischen Dynamo erzeugt und verstärkt werden, beeinflusst. Die Spiralarms sind Orte der Sternentstehung, weil hier das interstellare Gas besonders verdichtet wird. Auf optischen Aufnahmen entdeckt man daher hier eine Vielzahl massereicher, junger blauer oder blauweißer Sterne (Spektraltyp O, B). Neben den Spiralarms gibt es in der Morphologie der Spiralen eine helle Kernregion, den **Bulge** (engl. Verdickung, Wölbung), die **galaktische Scheibe**, die sich nach außen an den Bulge anschließt und den sphäroiden **Halo**, der Randregion einer Spirale. Der Bulge ist im Prinzip eine Ellipse bzw. sind Ellipsen nur Bulges ohne Scheibenkomponente. Sehr wesentlich für die Massenbestimmung supermassereicher Schwarzer Löcher ist die Korrelation von Masse des Schwarzen Loches mit der Geschwindigkeitsverteilung (*Geschwindigkeitsdispersion*) umgebender Sterne. Diese Geschwindigkeitsdispersion ist wiederum ein Maß für die Masse des Bulges (M - σ^4 -Relation). So kann man aus der Beobachtung der Kinematik von Sternen (Rotationskurven) auf die Masse des Schwarzen Loches schließen. Im Halo finden sich außerdem die ältesten Objekte einer Spiralgalaxie, die **Kugelsternhaufen**, die jeweils aus etwa 100 000 Sternen bestehen. Diese Sterne sind sehr alt und haben den bekannten RR Lyrae-Typus. Vor wenigen Jahren gab es Anzeichen dafür, dass im Zentrum der Kugelsternhaufen **mittelschwere Schwarze Löcher** mit 1000 bis 10000 Sonnenmassen zu finden sind. Mit dem Weltraumteleskop *Hubble* wurde ein sehr bekannter Kugelsternhaufen der Milchstraße, M15, und einer unserer Begleitgalaxie, der Andromedagalaxie, untersucht, der den Namen G1 trägt.

Das Foto 9.9, aufgenommen mit dem Weltraumteleskop *Hubble*, zeigt die wunderschöne



Abbildung 9.9: Spirale NGC 4622, HST 2002.

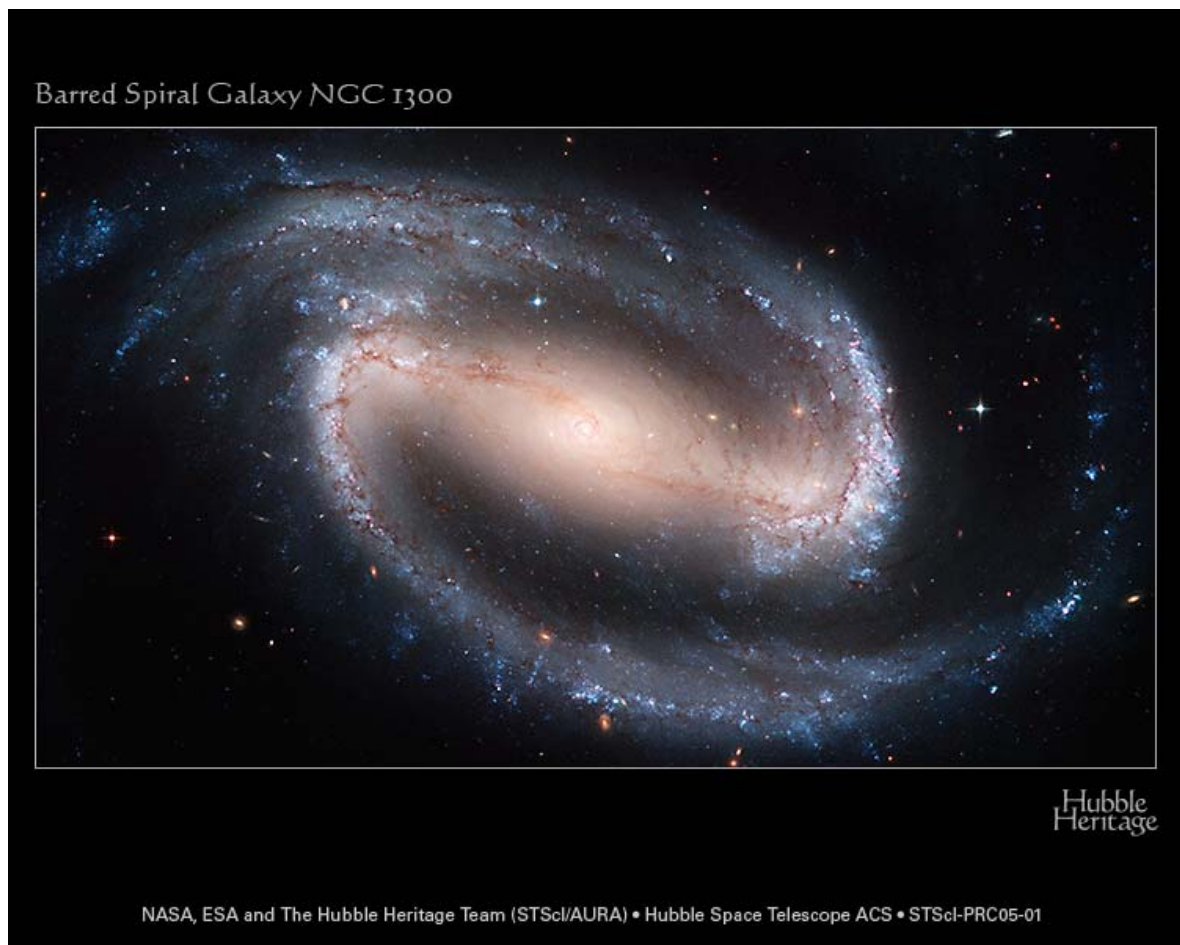


Abbildung 9.10: Sb-Galaxie NGC 1300, HST 2005.

Spiralgalaxie NGC 4622 (Credit: *Buta, Byrd & Freeman*, NASA/STScI/AURA 2002). NGC 4622 befindet sich in 34 Mpc Entfernung im Sternbild *Centaurus*. Die auffälligen, mehrfach gewundenen Spiralarme sind gut zu sehen.

Die Öffnung der Spiralarme und die Größe des Bulges bestimmen nun die Unterklassifikation der Spirale:

- ◇ **Sa** hat eng am Kern anliegende Spiralarme und einen hellen Bulge;
- ◇ **Sb** hat weiter geöffnete Arme und einen weniger hellen Bulge;
- ◇ **Sc** besitzt einen kleinen Bulge und weit geöffnete Spiralarme.

Im Prinzip kann dieses Schema weitergeführt werden (SBd, SBe etc). Die Klassifikation wird bei hoher Neigung (Inklination) des Systems erschwert, weil man hier weder Öffnung der Arme, noch Helligkeit des Bulges, noch Vorhandensein von Balken einsehen kann. Unsere Milchstraße und auch die bekannte Nachbargalaxie Andromedanebel (M31) sind Vertreter typischer Spiralgalaxien.

9.25.4 Balkenspiralen

Die Balkenspiralgalaxien (engl. *bar spirals*) besitzen neben den oben geschilderten Eigenschaften der Spiralgalaxien einen auffälligen Balken, der quer durch das Kerngebiet verläuft. Die Nomenklatur ist analog SBa, SBb, SBc etc. Die Spiralarme greifen senkrecht am Balken an. Neue Untersuchungen mit optischen und infraroten Aufnahmen von Spiralgalaxien zeigen, dass viel mehr Galaxien einen Balken besitzen, als früher angenommen. So tauchen auf IR-Aufnahmen Balken auf, die optisch unsichtbar sind! Erklärt wird dieser Umstand dadurch, dass im Balken vor allem Protosterne in Staub eingebettet sind und daher durch interstellare Extinktion (siehe auch optische Tiefe) optisch nicht beobachtet werden können. Etwa ein Drittel der Spiralgalaxien in der Umgebung der Milchstraße zeigen diesen Balken, von dem man annimmt, dass er durch die gravitative Wechselwirkung (Gezeitenkräfte) sich nähernder Galaxien ausgebildet wird. Demnach sind besonders **Haufengalaxien** aussichtsreiche Kandidaten für Balkengalaxien. Vielleicht werden detaillierte Studien zeigen, dass eine Unterscheidung in Spiralgalaxien und Balkengalaxien nicht mehr haltbar ist, weil *alle* Spiralgalaxien mehr oder weniger einen Balken enthalten.

Ein Beispiel zeigt das Foto 9.10, ebenfalls aufgenommen mit dem Weltraumteleskop *Hubble*: die Balkenspiralgalaxie NGC 1300 (Credit: *P. Knezek, WIYN, NASA/ESA/STScI/AURA* 2005). NGC 1300 befindet sich in 21 Mpc Entfernung im Sternbild *Eridanus*. Der fasst waagerecht verlaufende Balken ist deutlich zu erkennen; ebenso die geöffneten Spiralarme.

9.25.5 Irreguläre

Die **irregulären Galaxien** (Abkürzung **Ir**) zeigen keine besondere Symmetrie. Oft handelt es sich um gravitativ wechselwirkende Systeme, deren ursprüngliche Gestalt (Ellipse, Spirale) stark deformiert wird. Die Magellanischen Wolken (*Small Magellanic Cloud*, SMC und *Large Magellanic Cloud*, LMC) am Südhimmel sind Beispiele solcher irregulärer Systeme, die durch andere Galaxien der Lokalen Gruppe verändert wurden und werden. Ein besonders hübsches Exemplar sind die Antennengalaxien NGC 4038 und NGC 4039, von denen ein Beobachtungsfoto unter dem Eintrag Gezeitenkräfte gibt.

9.25.6 Galaxienstatistik

Mithilfe von großen Aufnahmen des Himmels betreibt man nun **Galaxienstatistik** und zählt die verschiedenen Hubble-Typen im beobachteten Ausschnitt. Diese Untersuchungen dienen dazu, um die Galaxienentwicklung und Galaxiendynamik zu studieren. Auf diese Weise kann man die Entwicklungswege von Galaxientypen aufzeigen und deren Korrelationen aufdecken. Mit so genannten Tiefenfeldbeobachtungen (*deep fields*, z. B. *Hubble Deep Field North*, HDFN; *Hubble Deep Field South*, HDFS mit dem Hubble Weltraumteleskop; *FORS Deep Field*, FDF mit dem VLT) machen Astronomen sehr lang belichtete Aufnahmen eines sehr dunklen und kleinen Bereichs der Himmelssphäre (wenig Vordergrundsterne). Diese Bilder offenbaren eine Fülle von Galaxien in unterschiedlicher Entfernung und verschiedenen Typs. Bei ausreichender Zahl und möglicher Entfernungsbestimmung kann man eine gute Statistik und kosmologische Studien durchführen.

9.25.7 Typische Vertreter ihres Hubble-Typs:

- ◇ E0: M87

- ◇ E6: NGC 3377
- ◇ Sa: Sombrero-Nebel
- ◇ Sb: M81
- ◇ Sc: NGC 2997, NGC 300
- ◇ SBa: NGC 175
- ◇ SBb: NGC 1365
- ◇ SBc: NGC 1073
- ◇ SBd: NGC 4242

Aus dieser Beschreibung wird klar, dass die Hubble-Klassifikation eine *rein morphologische Einteilung* ist und nicht mit Galaxienentwicklungsstufen assoziiert ist.

9.26 Hubble-Konstante

Eine fundamentale Konstante der Kosmologie, die ein **Maß für die Expansionsgeschwindigkeit des (lokalen) Universums** ist. Näheres dazu unter den Einträgen Hubble-Gesetz und Friedmann-Weltmodelle.

9.27 Hydrodynamik

In vielen Bereichen der theoretischen Astrophysik und generell in der Strömungsmechanik benutzt man die Gleichungen der **Hydrodynamik** (HD) und Magnetohydrodynamik (MHD). In der Astrophysik haben sie sich bewährt, um die Dynamik zahlreicher kosmischer Objekte auf dem Computer zu simulieren. Die Gleichungen können auf ganz unterschiedlichen Längenskalen eingesetzt werden. So kann man den gesamten Bereich von der Skala einzelner Sterne, über Galaxien, bis hin zum ganzen Universum abdecken

9.27.1 Das Universum als Flüssigkeit

Theoretische Astrophysiker simulieren mit hydrodynamischen Gleichungen inklusive Gravitationskräften die großräumige Struktur des Universums (engl. *large scale structure*, **LSS**). Sie sind im Rahmen der Kosmologie an der Ausbildung und dem Wachstum dieser Strukturen interessiert. So stellt sich heraus, dass aufgrund der **gravitativen Instabilität** ('Massen ziehen sich immer an') aus einem anfangs homogen, verteilten, dünnen Gas kompakte, dichtere 'Masseklumpen' werden. Diese Monolithen können in Einzelteile zerfallen (*Fragmentation*), sich wieder neu formieren und Sterne bilden. Eine tragende Rolle spielt in dieser Dynamik die Dunkle Materie. Ohne sie als kosmologischem Bestandteil gelingt nicht die Bildung von klumpenartigen Strukturen, weil 'normale', baryonische Materie nicht ausreichen würde, um den benötigten Gravitationsdruck aufzubauen. Die so genannten *Dunklen Materie Halos* (engl. *dark matter haloes*) stellen ein tiefes Gravitationspotential, in dem sich schließlich die baryonische Materie sammelt.

Besonders faszinierend ist, dass sich eine **wabenförmige Struktur** ausbildet. An den Rändern der wabenförmigen Zellen sammeln sich Protogalaxien und Galaxien an. Astronomen subsumieren sie unter dem Begriff **Feldgalaxien**. An den Knotenpunkten, wo Wabe an Wabe grenzt, findet man die **Galaxiensuperhaufen** und **Galaxienhaufen**. Die hier ansässigen Galaxientypen heißen **Haufengalaxien** (*Clustergalaxien*). Das Innere der Wabe ist leer. Diese Bereiche werden Voids oder Leerräume genannt und haben typische Durchmesser von 50 Mpc.

Als Beispiel von Simulationen der großräumigen Struktur im Kosmos seien die Arbeiten von *Gnedin* (2000) und *Bromm et al.* (2001) erwähnt. Im Sommer 2005 sorgten die Ergebnisse der größte Simulation dieser Art, die so genannte **Millennium Simulation**, für großes Interesse: Unter der Leitung von *Volker Springel* (MPA Garching) wurde die zeitliche Entwicklung und Wechselwirkung von 2160^3 Teilchen in einem würfelförmigen Volumen gigantischen Ausmaßes (Kubus mit Kantenlänge von knapp 700 Mpc) von einer kosmologischen Rotverschiebung von $z = 127$ bis ins lokale Universum bei $z = 0$ verfolgt! Diese Simulation konnte (abermals) zeigen, dass die kalte Dunkle Materie tatsächlich die Hauptrolle bei der Ausbildung der großen, kosmischen Strukturen spielt. Darüber hinaus konnte die wabenförmige Struktur des Universums belegt werden. Ein beeindruckendes Resultat war auch, dass die Zentren der schwersten Galaxienhaufen wie beispielsweise des Virgo-Haufens, die besten Orte im Universum sind, um nach den ältesten Sternen (der Population III) und den 'Nachfahren' der ersten supermassereichen Schwarzen Löcher zu suchen. Damit weist die Theorie der Beobachtung abermals den Weg! (*Springel et al.*, nature 435, 629, 2005).

Zu dieser Thematik gehört meine Präsentation The first sources of light in the Early Universe and the highest plausible redshift of luminous Quasars (Stand 2001).

9.27.2 Galaxien als magnetisierte Flüssigkeit

Die Dynamik einzelner und verschmelzender **Galaxien** wird auch mit hydrodynamischen und magnetohydrodynamischen Methoden untersucht. Von besonderem Interesse ist die Ausbildung der Spiralarme in Spiralgalaxien. Es stellt sich heraus, dass bei dieser Dynamik die galaktischen Magnetfelder eine wesentliche Rolle spielen.

Der zentrale Bereich aktiver Galaxien, die Aktiven Galaktischen Kerne (AGN) werden auch mit HD/MHD-Verfahren simuliert. Der Materieeinfall auf ein supermassereiches Schwarzes Loch im Rahmen der Akkretionsphysik wird analysiert und mit Beobachtungen verglichen.

9.27.3 Sternplasma als Flüssigkeit

Auf der stellaren Skala gibt es eine ganze Reihe von Anwendungen der HD und MHD. Zum Beispiel die Simulation von Sternexplosionen, den Supernovae und Gamma Ray Bursts. Oder die Simulation von stellaren Jets bei jungen Sternen (YSO) und Weißen Zwergen (kataklysmische Veränderliche, CVs). Auch die Dynamik von **Gasnebeln** kann hydrodynamisch, vor allem unter Berücksichtigung von Strahlung simuliert (*radiative Hydrodynamik, Strahlungstransport*) werden.

9.27.4 Hydrodynamik - ein wichtiges Werkzeug der theoretischen Astrophysik

Die Konzepte der Hydrodynamik spielen demnach in der Astrophysik eine große Rolle. Sie werden durch andere Theorien wie der Elektrodynamik, der Relativitätstheorie (Spezielle Relativitätstheorie oder Allgemeine Relativitätstheorie) sowie der Strahlungsphysik ergänzt.

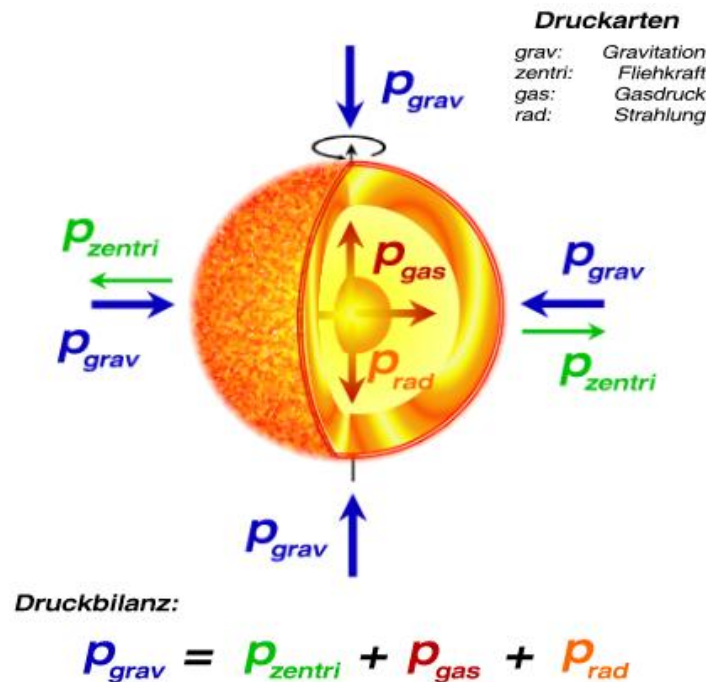


Abbildung 9.11: hydrostatisches Gleichgewicht der Drücke.

9.28 hydrostatisches Gleichgewicht

Das hydrostatische Gleichgewicht kennzeichnet einen stationären Gleichgewichtszustand von Sternen, wie er auch bei der Sonne vorherrscht.

9.28.1 Es drückt und zieht am Sternplasma

Sterne sind 'Gasbälle', die einer Vielzahl von Kräften unterliegen. Eine Kraft auf eine Fläche bezeichnet in der Physik gerade einen Druck. Deshalb kann man diese Bilanz auch als Gleichung mit Drücken schreiben. Sämtliche Drücke sind in Grafik 9.11 illustriert und darunter als Druckbilanz zusammengefasst worden:

- ◇ Ein Stern hat eine bestimmte Masse. Unter seinem Eigengewicht gibt es daher den **Gravitationsdruck** auf das Sternengas, der auf das Zentrum (den Schwerpunkt) radial nach innen gerichtet ist.
- ◇ Sterne rotieren. Deshalb gibt es die von der Drehachse aus immer nach außen gerichtete **Zentrifugalkraft**. Sie ist besonders stark am Äquator des Sterns und schwach an den Polen. Wie bei der Erde führt diese Kraft zur Abplattung des rotierenden Sterns, zu einer oblaten Form.
- ◇ Das Sternplasma hat eine bestimmte Temperatur und weist entsprechend der Zustandsgleichung des Gases einen bestimmten **Gasdruck** auf. Eine gute Beschreibung des Sterninnern gelingt mit der Zustandsgleichung *idealer Gase*, deren Konstituenten kaum wechselwirken.

- ◇ Sterne sind charakterisiert durch Brennprozesse, die in ihrem Innern ablaufen. Diese thermonukleare Fusion setzt Strahlung in Form von Photonen frei, die sich durch das Innere des Sterns bewegen und dabei Energie auf- und abgeben (Strahlungstransport). Photonen erzeugen beim Auftreffen auf Flächen oder andere Objekte einen Druck, den so genannten **Strahlungsdruck** oder *radiativen Druck*. Dies ist die letzte wesentliche Komponente, die zur Formulierung des hydrostatischen Gleichgewichts beiträgt. Die Druckbilanz steht dann in der Abbildung ganz unten. In Berechnungen werden die Größen meist differentiell ausgedrückt. Die Zustandsgleichungen eines Sterns folgen dann durch Integration über geeignete Sternschalen.

9.28.2 Sterne zappeln immer

Ein Stern unterliegt immer dem hydrostatischen Gleichgewicht. In der Regel variieren die einzelnen Druckkomponenten, so dass der Stern als Ganzes ständigen Zustandsänderungen unterliegt, um das Gleichgewicht wiederherzustellen. Streng genommen sind alle Sterne Veränderliche. Doch nur bei großen Zustandsänderungen der Leuchtkraft ist dieser Terminus gebräuchlich.

9.28.3 Sterne regulieren sich selbst

Das hydrostatische Gleichgewicht ist ein schönes, anschauliches Beispiel, wie die Natur nur durch physikalische Gesetze die Stabilität von Gebilden steuert. Das hydrostatische Gleichgewicht kann als *Autoregulator* von Sternen aufgefasst werden, bei dem die Masse des Sterns die wichtigste kontrollierende Zustandsgröße ist.

9.28.4 Gravitationskollaps: ein Stern fällt in sich zusammen

Was passiert zum Beispiel mit dem Stern, wenn eine Fusionskette unterbrochen wird, dadurch dass der Brennvorrat an leichten Elementen erschöpft ist? - Wie die Druckbilanz zeigt, muss dann der Strahlungsdruck rapide absinken; weil der Gasdruck an den Strahlungsdruck gekoppelt ist, dadurch dass die Photonen das Gas durch Streuprozesse aufheizen, sinkt auch der Gasdruck. Es resultiert demnach ein **Ungleichgewicht**, in dem der Gravitationsdruck dominiert. Als Folge dessen kontrahiert der Stern oder auch nur eine Sternschale oder nur der Sternkern, je nachdem welche Brennschale zur Neige geht. Mit der Kontraktion ist aber eine Aufheizung verbunden, so dass nun neue Brennzyklen zünden können, die erst bei höheren Zündtemperaturen beginnen (siehe Daten unter thermonukleare Fusion). Auf diese Weise fusioniert der Stern immer schwerere Elemente, die immer höhere Brenntemperaturen erfordern. Das könnte bei sehr schweren Sternen *ad infinitum* so weiter gehen, wenn da nicht die Problematik wäre, dass ab einer bestimmten Grenze keine Nettoenergie im Brennzyklus mehr frei wird. Sehr leichte Sterne können nur ein bestimmtes Maximum an Gravitationsdruck aufbauen, das durch ihre Masse limitiert ist. So enden die Brennzyklen im maximalen Fall beim Siliziumbrennen. In dieser Fusionsreaktion werden die Elemente Nickel, Eisen und Kobalt erzeugt, die nicht mehr unter Energiegewinn fusioniert werden können.

Das hydrostatische Gleichgewicht ist deshalb in diesem Sternstadium dauerhaft gestört. Die Gravitation gewinnt die Oberhand, und die Sternhüllen kollabieren im Gravitationskollaps. Hier bestimmt auch wieder die Ausgangsmasse des Sterns, wie dieser Gravitationskollaps endet:

9.28.5 Weißer Zwerg

Bei kleinen, kollabierenden Massen, die unterhalb der Chandrasekhar-Grenze von etwa 1.46 Sonnenmassen liegen, kann der Kollaps aufgehalten werden. Die Elektronen stellen aufgrund des Pauli-Prinzips der Quantentheorie (genauer: der relativistischen Quantenmechanik) eine neue Druckkomponente, den **Entartungsdruck**, zur Verfügung, der dem Gravitationsdruck von Massen unterhalb des Chandrasekhar-Limits Paroli bieten kann. Das so stabilisierte kompakte Objekt heißt Weißer Zwerg.

9.28.6 Neutronenstern & Quarkstern

Für Massen darüber finden aufgrund der enorm hohen Materiedichten weitere kernphysikalische Umwandlungsprozesse der Sternmaterie in Neutronenmaterie (*Neutronisierung*) statt. Dann kann der Entartungsdruck der ebenfalls fermionischen Neutronen den Gravitationsdruck ausgleichen, wenn die Masse nicht einen Wert von etwa 1.45 bis 1.65 Sonnenmassen überschreitet. Die daraus stabil gehaltenen noch kompakteren Objekte heißen Neutronensterne (in ihren Ausprägungen als Magnetar oder Pulsar).

Eine weitere Form kompakter Sterne stellen die Quarksterne und Strange Stars dar. Es ist nicht ganz klar, ob sie einen Nebenzweig in der stellaren Entwicklung zu den Neutronensternen repräsentieren oder sich erst bei Massen darüber anschließen. Die Modellrechnungen der hier anzuwendenden Quantenchromodynamik sind nicht eindeutig und unterschieden sich in ihrem perturbativen bzw. nicht-perturbativen Regime. Man nimmt jedoch an, dass tief im Innern von Neutronensternen ein Quarkkern aus Quark-Gluonen-Plasma existiert. Die Quarksterne kann man also vermutlich als 'nackte Kerne' von Neutronensternen auffassen.

9.28.7 stellares Schwarzes Loch

Wenn der Vorläuferstern besonders massereich war und wenig Materie durch das Abblasen von Sternenwinden verloren hat, so sind auch Neutronensterne und Quarksterne nicht mehr stabil. Dann kann der Gravitationskollaps durch nichts aufgehalten werden, und es bildet sich ein stellares Schwarzes Loch. Der sterbende Stern kollabiert gewissermaßen zu einer Punktmasse, einer Singularität in der Raumzeit. Diese Formulierung ist etwas unpräzise. Da Sterne rotieren und Drehimpuls auch durch Gravitationswellen (die im Kollaps frei werden) kaum 'abgestrahlt' werden kann, sammelt sich die Restmasse in der Ringsingularität der Kerr-Lösung; das Schwarze Loch muss rotieren. Wie im Detail der Übergang von normaler baryonischer Materie bzw. Quarkmaterie in diesen singulären Zustand abläuft ist von theoretischer Seite nicht klar. Es handelt sich um eine Domäne, wo sowohl Gesetzmäßigkeiten der Allgemeinen Relativitätstheorie, als auch der Quantentheorie berücksichtigt werden müssen. Die Fortschritte auf dem Gebiet der Quantengravitation (Loop-Quantengravitation oder Stringtheorien) sind noch nicht so weit gediehen, als dass man diesen Übergang beschreiben könnte. Es ist sogar möglich, dass sich ein Paradigmawechsel einstellt und Singularitäten in dieser Form nicht mehr in einer neuen, adäquaten Theorie auftreten.

9.28.8 Sternexplosionen

Der Gravitationskollaps ist zwar eine Implosion, doch ist diese auch immer verbunden mit einer **Explosion**, weil einlaufende Schockwellen am massiven Kern des Sterns (*hard core*) reflektiert werden und wieder nach außen laufen. Die Schockwellen treffen dabei auf das

interstellare Medium (ISM) und heizen es auf. Bei der Bildung von Weißen Zwergen ist das Ereignis vergleichsweise unspektakulär: die äußeren Schalen des Sterns strömen nach außen und bilden planetarische Nebel. Deutlich heftiger sind da die Sternexplosionen, die man als Supernovae bezeichnet. Sie sind in der Regel mit der Bildung eines Neutronensterns oder Schwarzen Loches verbunden. Sie werden nur noch von den Hypernovae übertroffen, die bei den massereichsten Sternen, z. B. Wolf-Rayet Sternen oder anderen sehr massereichen Sternen (engl. *very massive stars*, VMS), geschehen. Hypernovae sind in einem favorisierten Modell assoziiert mit den langzeitigen Gamma Ray Bursts, also Strahlungsausbrüchen im höchsten Energiebereich elektromagnetischer Strahlung.

9.29 Hyperladung

Die schwache Hyperladung ist eine Teilcheneigenschaft (häufig symbolisiert durch ein Y), die **alle** Teilchen tragen. In der Theorie der schwachen Wechselwirkung ist sie das Analog zur bekannteren elektrischen Ladung, die eine elektromagnetische Wechselwirkung (Abstoßung, Anziehung und Austausch von Photonen) nach sich zieht: Teilchen mit nicht verschwindender Hyperladung wechselwirken schwach. Diese schwache Kraft wird durch den Austausch von Weakonen, einem neutralen Z -Teilchen, einem positiv oder negativ geladenen W -Teilchen vermittelt.

Die schwache Hyperladung und andere Teilcheneigenschaften, die Physiker unter dem Begriff Quantenzahlen subsumieren, ermöglichen eine übersichtliche Klassifikation des Teilchenzoos.

9.30 Hypernova

Ein Begriff, der in Anlehnung an den der Supernova geprägt wurde. Astronomen verstehen unter *Hypernova* also ein verwandtes Phänomen, eine Sternenexplosion noch gewaltigeren Ausmaßes.

9.30.1 Das Leben schwerer Sterne

Betrachten wir das Schicksal eines sehr massereichen Sterns, beispielsweise eines Wolf-Rayet-Sterns: Wie aus der Stellarphysik bekannt ist, haben massereiche Sterne eine recht kurze 'Lebensphase'. Der Grund ist letztlich die hohe Masse, denn sie ruft über den Gravitationsdruck, der das Sternplasma heftig zusammenpresst, enorm hohe Temperaturen im Sterninnern hervor. Durch diese Hitze laufen die thermonuklearen Fusionsprozesse sehr schnell ab; die Fusion kann auch bis zum schwersten Elementen führen, das Sterne in der stellaren Nukleosynthese herstellen können: Eisen. Irgendwann liegt also ein massereicher Stern mit einem Eisen-Nickel-Kern vor, in dessen Sternschalen leichtere Elemente fusioniert werden. Aber wie geht es weiter? Der Stern hat nun ein Problem, weil im Innern keine schwereren Elemente verschmolzen werden können. Die zentrale Energiequelle versiegt, das hydrostatische Gleichgewicht wird empfindlich gestört und die Gravitation gewinnt nun gegenüber dem Gas- und Strahlungsdruck im Sternkern.

9.30.2 Der Kollapskrimi

Die Folge: der Sternkern stürzt in sich zusammen. Dieser Vorgang heißt Gravitationskollaps. In diesem Stadium wird der massereiche, sterbende Stern Kollapsar genannt. Voraussetzung für eine Hypernova ist nun, dass der kollabierende Sternkern schwer ist als etwa drei Sonnenmassen (konservative Grenze; vielleicht ist dieser Zahlenwert etwas kleiner, wie unter Neutronenstern diskutiert wird). Dann nämlich besagt Einsteins Allgemeine Relativitätstheorie, dass nichts die Gravitation aufhalten kann: der massereiche Sternkern wird zum stellaren Schwarzen Loch.

Von all diesen Vorgängen tief im Innern des Sterns haben die Sternhüllen 'noch gar nichts gemerkt'. Der Kollaps des Sternkerns ging so schnell, dass in den trägen Sternschalen weiter die Fusionsreaktionen leichter Elemente ablaufen. Nun geschieht etwas, was ein klarer Unterschied zu den Vorgängen in einer Supernova ist: das gerade geborene Schwarze Loch wird aktiv! Der Parasit im Sternkern sammelt nun das umgebende Sternmaterial auf, und es bildet sich ein Akkretionsfluss aus. Dieser Materiestrom nimmt durch die Rotation die Gestalt einer Scheibe, der so genannten Standardscheibe an. Die hier ablaufenden Prozesse müssen mit den Methoden der allgemein relativistischen Magnetohydrodynamik (GRMHD) beschrieben werden. Das Schwarze Loch muss übrigens ein Kerr-Loch sein, weil es bei seiner Entstehung die Rotation des Sternmaterials (seinen *Drehimpuls*) angenommen hat. Durch die Akkretion wird es 'weiter aufgezogen' und rotiert mit spezifischen Drehimpulsen von etwa $a \sim 0.9 M$ - also nahe am Maximalwert. Man kann sich leicht vorstellen, dass ein Materie aufsammlendes Schwarzes Loch, kein gutes Ende für den mittlerweile ausgehöhlten, massereichen Stern bedeuten kann.

9.30.3 gewaltigste Sternexplosion

Die Folgen sind spektakulär! Die Astrophysiker wissen, dass akkretierende Schwarze Löcher nicht nur alles verschlingen. Sie beobachten bei den Radiogalaxien und den radiolauten Quasaren ausgeprägte und beinahe lichtschnelle Jets. Diese Materiestrahlen werden vom supermassereichen Schwarzen Loch im Zentrum des jeweiligen Aktiven Galaktischen Kerns (AGN) in die Weite des Alls geschossen. Dieselbe Physik geschieht im Innern eines schweren, sterbenden Sterns! Das aktive, stellare Schwarze Loch schießt zwei ultrarelativistische Jets auf die umgebenden Sternhüllen! Sie zeigen etwa entlang der Rotationsachse des Kerr-Loches. Diese fast lichtschnellen Teilchenstrahlen haben einen Lorentz-Faktor von etwa 100 bis 1000 - mehr als bei den AGN. Die Jets verdrängen das einfallende Material, brechen durch die Sternoberfläche durch und zerstören damit auch die Sternhüllen. Dann breiten sie sich mit enorm großer Geschwindigkeit in der Umgebung des ehemaligen Sterns aus. Dabei wird die umgebende Materie geschockt und unglaublich heiß, etwa 10 Milliarden Kelvin. Es breiten sich nun Schockwellen aus, und da es in der Umgebung auch Magnetfelder gibt, wird nun entlang der Schockfronten Synchrotronstrahlung emittiert. Genau das ist zu Beginn des Ausbruchs die Hypernova, die spektakulärste Sternexplosion. Die Astrophysiker favorisieren, dass diese Hypernovae gerade als **langzeitige Gamma Ray Bursts (GRBs)** in Erscheinung treten. Dieses so genannte *Collapsar model* wurde von *MacFadyen & Woosley* 1999 publiziert. Im Lexikoneintrag GRB sind weitere Einzelheiten nachzulesen. Außerdem gibt es dort eine Illustration des **anisotropen Feuerballmodells**, das die Ausbreitung der beiden Jets illustriert.

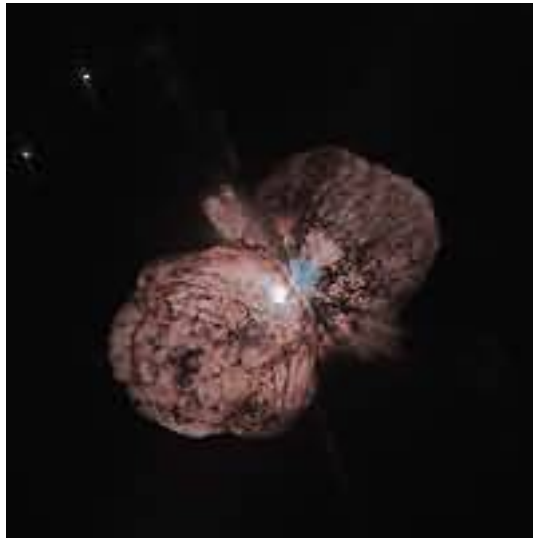


Abbildung 9.12: Superstern Eta Carinae im Homunculus-Nebel.

9.30.4 Der Sternenmops η Car

Ein aussichtsreicher Kandidat für eine **Galaktische Hypernova** ist der 'Superstern' η Carinae (gesprochen: 'eta karinä'), der etwa 100 Sonnenmassen aufweist. η Carinae befindet sich im Sternbild *Carina* (dt. *Schiff*) am Südhimmel und ist 7500 Lj entfernt. Das Bild 9.12 zeigt eine Komposit-Aufnahme aus optischen und ultravioletten Beobachtungsdaten des sehr aktiven Sterns, die mit dem Weltraumteleskop Hubble gewonnen wurde (Credit: *Jon Morse*, University of Colorado, and NASA, 1996). η Carinae gehört zu einer speziellen Sternklasse, den **leuchtkräftigen, blauen Veränderlichen** (engl. *Luminous Blue Variables*, LBVs) und ist in vielerlei Hinsicht ein besonderer Stern. 1841 erreichte die Erde das Licht, das verriet, dass sich bei η Carinae eine heftige Explosion ereignet haben muss. Der Stern strahlte dabei soviel Licht ab, wie bei einer Supernova, überstand jedoch erstaunlicherweise die Explosion. Das Relikt dieser Explosion ist der **Homunculus Nebel**, eine bipolare plus einer scheibenartigen Struktur, die den Stern verhüllen. Im ultravioletten und blauen Spektralbereich ist das ausgeworfene Material allerdings durchsichtig, wie die Abbildung eindrucksvoll belegt: Hier kann η Carinae durchscheinen.

9.30.5 η Car - eine kosmische Gefahr?

Es ist eine interessante Frage, ob dieser Stern eine Gefahr für die Menschheit darstellen könnte, sollte er als Gamma Ray Burst eines Tages aufleuchten. Wie bei radioaktiven Prozessen im Rahmen des Strahlenschutzes, kann man die Gefährlichkeit von GRBs für Leben berechnen: Eine **Abschätzung für die Äquivalentdosis** bei bekannten Parametern und plausiblen Annahmen (z. B. ein 100 Sekunden dauernder Burst) ergibt einen Wert von etwa 1 Sv (Sievert), bezogen auf einen Tag. Dies entspricht fast dem 300fachen der üblichen Jahresbelastung (3 mSv) eines Menschen. Generell wissen Radiologen, dass eine kurzzeitige Ganzkörperbestrahlung von über 7 Sv nach wenigen Tagen zum Tode führt. Bei einem wirklich langen GRB von etwa 1000 Sekunden wäre also die Gefährdung irdischen Lebens durch η

Carinae tatsächlich nicht von der Hand zu weisen!

Zur Bedrohung von Leben durch GRBs gibt es noch eine andere Spekulation: Vor 440 Millionen Jahren, als das Erdzeitalter *Ordovizium* ins *Silur* übergang, soll ein GRB für ein Massensterben gesorgt haben (*Melott et al.* 2003, astro-ph/0309415). Die Paläontologie dokumentiert, dass eine besondere Form von Urkrebsen, *Trilobiten*, im ordovizischen Zeitalter Opfer einer großflächigen Vernichtung wurden. *Melott et al.* erklären dies zumindest anteilig durch einen GRB, der nur etwa eine Minute gedauert haben möge. Die Folge dieses kosmischen Ereignisses sei eine radioaktive Kontamination durch Gammastrahlen gewesen, die 'nur' die dem GRB zugewandten Seite der Erde betraf. Die Gammastrahlung wird in einem solchen Szenario zum Teil von der Erdatmosphäre absorbiert, erreicht aber auch die Meeres- und Erdoberfläche. Hier seien vor allem Lebewesen der oberen Schichten von Gewässern der Strahlung ausgesetzt gewesen. Die eine Konsequenz sei das ordovizische Massensterben gewesen; eine andere, dass es zu einer globalen Abkühlung des Erdklimas gekommen sei ('nuklearer Winter'). Das habe das Wachstum von Gletschern forciert. GRBs können über folgende Kausalkette für eine globale Abkühlung sorgen: Die hochenergetische Gammastrahlung ionisiert Schichten der Hochatmosphäre. Molekularer Stickstoff stellt bekanntermaßen den größten Anteil im Gasgemisch Luft. Bei der Ionisation von Stickstoffmolekülen entstehen aggressive Stickstoffverbindungen, wie Stickstoffdioxid. Stickstoffdioxid wiederum ist ein guter Absorber für Sonnenlicht, wie Klimaforscher zeigen konnten. Die Absorption unterbindet die Erwärmung der Erdatmosphäre und -oberfläche: Es wird global kälter. In der Tat schließt sich an das Ordovizium eine Kälteperiode an.

Die Gefährlichkeit von GRBs für die Biosphäre und ihr Einfluss auf die Evolution von irdischem Leben sind somit diskutabel.

9.31 Hyperonen

Die Hyperonen sind eine Klasse besonders **schwerer Baryonen**, von denen man in der Teilchenphysik sieben kennt. Alle Hyperonen sind *seltsame Teilchen*, also Teilchen mit der Quantenzahl **Seltsamkeit** (engl. *Strangeness*) verschieden von null. Man kann leicht ihre Seltsamkeit herausfinden, indem man für jedes im Hyperon enthaltene strange-Quark jeweils $S = -1$ rechnet und für jedes strange-Antiquark $S = +1$ hinzuaddiert. Die Summe aller Seltsamkeiten ergibt die resultierende Seltsamkeit des Hyperons.

Die Symbole für alle sieben Hyperonen (ohne Antiteilchen) sind

$$\Lambda \quad \Sigma^- \quad \Sigma^0 \quad \Sigma^+ \quad \Xi^- \quad \Xi^0 \quad \Omega^-.$$

9.31.1 7 Hyperonen in aufsteigender Masse

- ◇ Das **Lambda-Hyperon** mit einer Masse von 1115.683 MeV, Quarkgehalt *uds* (daher elektrisch neutral), Spin 1/2, Strangeness ('Gehalt an Strange-Quarks') -1 und einem Isospin von $I = 0$. Es handelt sich also um ein **Isospinsingulett**, also wegen $2I+1=1$, ein Teilchen.
- ◇ Drei **Sigma-Hyperonen** mit zugehörigen Antiteilchen. Die Sigma-Hyperonen bilden ein **Isospintriplett** ($I = 1$). Alle haben Strangeness -1 und Spin 1/2. Das negativ geladene Sigma-Hyperon hat eine Masse von 1197.449 MeV, Quarkgehalt *dds*. Das neutrale Sigma-Hyperon hat eine Masse von 1192.642 MeV, Quarkgehalt *uds*. Das

positiv geladene Sigma-Hyperon hat schließlich eine Masse von 1189.37 MeV und Quarkgehalt *uus*.

- ◇ Zwei **Xi-Hyperonen** mit jeweiligen Antiteilchen. Sie bilden ein **Isospindublett** ($I = 1/2$). Beide haben Strangeness -2 und Spin $1/2$. Das negative Xi-Hyperon hat eine Masse von 1321.31 MeV und Quarkgehalt *dss*, während das neutrale Xi-Hyperon Masse von 1314.83 MeV und Quarkgehalt *uss* hat.
- ◇ Das schwerste Hyperon ist das **Omega-Hyperon**, das negativ geladen ist und ein **Isospinsingulett** ist ($I = 0$). Das Omega-Hyperon hat eine Masse von 1672.45 MeV und ist damit fast 1.8fach schwerer als das Proton. Die Strangeness ist unter den Hyperonen mit einem Wert von -3 ebenfalls am höchsten. Der Spin beträgt $3/2$ und Quarkgehalt *sss*.

(Datenquelle: *Particle Physics Booklet*, Stand Juli 2002)

9.31.2 Wo gibt's denn sowas?

Unter normalen, irdischen Bedingungen findet man keine Hyperonen. Sie bilden sich erst bei **sehr hohen Teilchendichten**, die vergleichbar sind mit der Kernmateriedichte, die bei $2.5 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ liegt. So spielen die Hyperonen im Innern von Neutronensternen und Quarksternen eine Rolle, wenn eine kritische Übergangsdichte von etwa **zwei- bis dreifacher Kernmateriedichte** überschritten wird: dann setzt die **Hyperonisierung** ein und stellt einen Beitrag zur Zustandsgleichung dieser ultradichten Materie. Die Kernphysiker umschreiben das so: *Die Materie erhält hyperonische Freiheitsgrade.*

Kontakt

Dr. Andreas Müller

Technische Universität München (TUM)
Exzellenzcluster Universe
Boltzmannstraße 2
D-85748 Garching
Germany

<http://www.universe-cluster.de>

andreas.mueller@universe-cluster.de

+49 (0)89 - 35831 - 71 - 04