

Größenordnungen. Die Vorhersagen, in die neben den kosmologischen Parametern bemerkenswerterweise alle vier bekannten Wechselwirkungen wesentlich eingehen, sind (abgelesen aus Abb. 2.11):

$${}^1\text{H} : {}^2\text{H} : {}^3\text{He} : {}^4\text{He} : {}^7\text{Li} = 1 : 3 \cdot 10^{-5} : 1 \cdot 10^{-5} : 0.08 : 3 \cdot 10^{-10} \quad (2.59)$$

Zur Erklärung dieser Häufigkeiten beginnen wir bei etwa $t = 0.02\text{s}$ nach dem Urknall: die thermischen Energien sind etwa 10MeV , die Nukleonen haben sich gebildet und es gibt ein Gleichgewichtsverhältnis von Protonen zu Neutronen, das durch die schwache Wechselwirkung über folgende Reaktionen aufrechterhalten wird:



Bei etwa $t = 1\text{s}$, entsprechend etwa 1MeV , beginnen die Neutrinos wegen der geringen Reaktionsrate zu entkoppeln. Für die Reaktionsraten in (2.60) ergibt sich:

$$\Gamma \sim G_F^2 T^5 \quad (2.61)$$

Der quantitative Vergleich mit der Expansionsrate $H \sim \frac{1}{t} \sim T^2$ ergibt, dass die Raten bei 0.8MeV gleich sind:

$$\frac{\Gamma}{H} \approx \left(\frac{kT}{0.8\text{MeV}} \right)^3 \quad (2.62)$$

Das heißt, bei der Energie von 0.8MeV , entsprechend einer Temperatur $T = 10^{10}\text{K}$, beginnt das n/p -Verhältnis vom Gleichgewicht abzuweichen ('ausfrieren'). Das n/p -Verhältnis ist bei der Ausfrieretemperatur T_f durch die Boltzmann-Verteilung gegeben (mit dem n - p -Massenunterschied $\Delta m = 1.293\text{MeV}$):

$$\frac{n_n}{n_p} = \exp\left(-\frac{\Delta m}{kT_f}\right) \approx 0.20 \quad (2.63)$$

Dieses Verhältnis ändert sich nach dem Ausfrieren nur noch durch den Zerfall der Neutronen (Lebensdauer $\tau_n = 886\text{s}$) oder deren Einbau in Kerne. Am Ende einer Reaktionskette, die wir im Folgenden beschreiben, sind nahezu alle verbleibenden Neutronen in ${}^4\text{He}$ -Kernen eingebaut (der Anteil der anderen Kerne kann dabei vernachlässigt werden) und bestimmen damit die primordiale ${}^4\text{He}$ -Häufigkeit.

Wir betrachten jetzt das weitere Schicksal der Neutronen nach dem Ausfrieren: Die Neutronen können mit Protonen Deuterium bilden,



das allerdings bei Temperaturen oberhalb $T = 10^9\text{K}$ schnell wieder im Umkehrprozess dissoziiert, weil die Photonendichte etwa 10^9 -mal höher als die Nukleonendichte ist (siehe weiter unten). Unterhalb dieser Temperatur (entsprechend etwa 0.1MeV) kann das Deuterium ${}^3\text{He}$ und ${}^3\text{H}$ (Tritium) bilden:



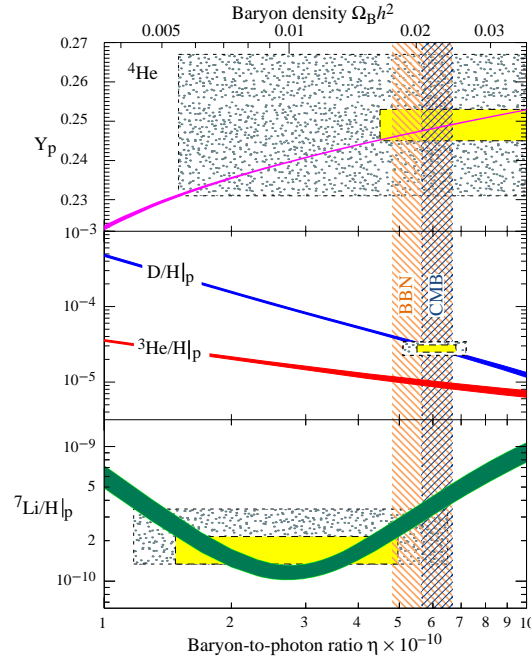


Abbildung 2.11: Die Vorhersage (Kurven) für die Häufigkeit der kurz nach dem Urknall erzeugten leichten Elemente als Funktion des heutigen Verhältnisses der Baryonen- zur Photonendichte, $\eta = n_B/n_\gamma$, verglichen mit den heutigen Messungen (die Boxen geben 2σ -Bereiche an, die größeren enthalten auch den systematischen Fehler). Der senkrechte Streifen zeigt das aus der kosmischen Hintergrundstrahlung (CMBR) bestimmte Baryon-Photon-Verhältnis.

Die ${}^4\text{He}$ -Synthese beginnt bei einer Temperatur von $T = 0.9 \cdot 10^9 \text{ K}$, etwa 225 s nach dem Urknall oder 100 s nach dem Ausfrieren der Nukleonen, zum Beispiel über folgende Reaktionen:



Durch den Neutronzerfall ist zu diesem Zeitpunkt das Neutron/Proton-Verhältnis auf $n_n/n_p = 0.14$ abgesunken. Die Anzahl der gebildeten Helium-Kerne ist (mit der sehr guten Näherung, dass die Bildung anderer Elemente vernachlässigbar ist):

$$n_{\text{He}} = n_n/2 \Rightarrow \frac{n_{\text{He}}}{n_{\text{H}}} = \frac{0.14}{2(1 - 0.14)} = 0.082 \quad (2.67)$$

Der Anteil von Helium an den im Urknall erzeugten Elementen ist also nach der Anzahl 8% und nach dem Gewicht etwa 25%.

Die Synthese von schwereren Elementen ist dadurch wesentlich behindert, dass es keine stabilen Nuklide mit $A = 5$ und $A = 8$ gibt. Die Synthese von ${}^7\text{Li}$ kann über die Reaktion



verlaufen. Eine zweite Reaktion verläuft über ${}^7\text{Be}$ -Produktion mit anschließendem Elektroneinfang.

Die berechneten Häufigkeiten der leichten Elemente hängt von verschiedenen Parametern ab, wie zum Beispiel:

- das Baryon/Photon-Verhältnis (2.51) bestimmt den Beginn der ${}^4\text{He}$ -Synthese (weniger Photonen \Rightarrow mehr Helium);
- die Lebensdauer des Neutrons bestimmt a) die Reduktion des n/p -Verhältnisses, das in (2.67) eingeht und noch wesentlicher b) die Ausfrieretemperatur, weil sich mit der Lebensdauer die Reaktionswahrscheinlichkeiten in (2.60) ändern (τ_n größer \Rightarrow Reaktionsrate geringer $\Rightarrow T_f$ höher \Rightarrow mehr Helium);
- die Anzahl der leichten Neutrinos bestimmt ebenfalls die Ausfrieretemperatur, weil der Hubble-Parameter von der Anzahl g^* der Arten relativistischer Teilchen (im strahlungs-dominierten Fall) wie $H \sim \sqrt{g^*}$ abhängt;
- die Baryondichte bestimmt alle Reaktionsgeschwindigkeiten.

In Abbildung 2.11 sind die berechneten Häufigkeiten gegen das heutige Verhältnis der Baryonen- zur Photonendichte, $\eta = n_B/n_\gamma$, aufgetragen. Innerhalb der statistischen und systematischen Unsicherheiten sind die gemessenen Häufigkeiten konsistent mit der Bestimmung des Baryon-Photon-Verhältnisses aus der kosmischen Hintergrundstrahlung (CMBR). Zusammen mit der Kenntnis der heutigen Photonendichte (ebenfalls aus CMBR) ergibt sich, dass die Baryondichte mit nur etwa 4% zur heutigen Dichte des Universums beiträgt.

2.5 Mikrowellen-Hintergrundstrahlung

Die Kosmische Mikrowellenstrahlung oder Cosmic Microwave Background Radiation (CMBR) gilt als Beleg für die Urknalltheorie und stammt aus der Zeit etwa 400000 Jahre nach dem Urknall, als die Materie so weit abgekühlt war, dass sie vom ionisierten in den neutralen Zustand überging (Tab. 2.2). Zu diesem Zeitpunkt vereinigten sich Protonen und Elektronen zu elektrisch neutralem Wasserstoff, was als 'Rekombination' bezeichnet wird. Dadurch hatten die Photonen keinen Streupartner mehr und konnten entweichen. Vor diesem Zeitpunkt standen Strahlung und Materie im Temperaturgleichgewicht bei zuletzt etwa 3000 Kelvin. Danach kühlte sich die Hintergrundstrahlung unabhängig von der Materie mit der Expansion des Universums weiter ab. Sie ist eine echte 'Hintergrundstrahlung' die aus jeder Richtung des Himmels kommt und nicht durch Überlagerung einzelner Quellen wie Galaxien entsteht. Sie hat das fast perfekte Intensitätsprofil eines schwarzen Körpers mit einer Temperatur von heute etwa 2.725 K. Die Rotverschiebung der Hintergrundstrahlung beträgt $z = 1089 \pm 0.1\%$.

2.5.1 Temperatur und Spektrum der Strahlung

Nachdem sich die Photonen etwa 400000 Jahre nach dem Urknall bei etwa 3000 K von der Materie entkoppelt hatten, wurde das Universum transparent für die Photonen, die sich unabhängig von der Materie weiterentwickelten. Bei adiabatischer

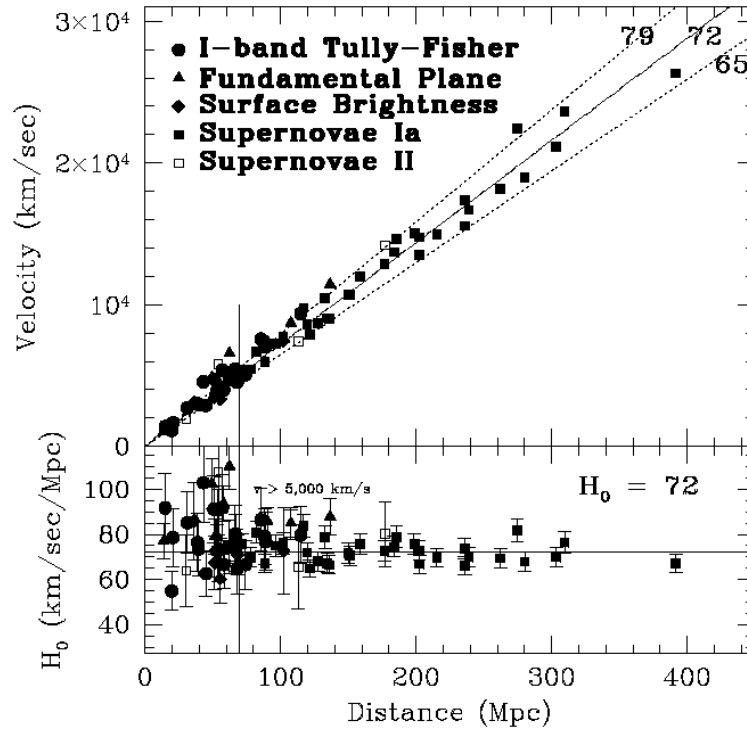


Abbildung 2.12: Fluchtgeschwindigkeiten von astronomischen Objekten als Funktion ihres Abstandes (oben). Alle Messungen können mit einem einheitlichen Hubble-Parameter (unten) beschrieben werden.

Expansion gilt für die Photonenstrahlung (2.27):

$$T_\gamma \cdot R = \text{const} \implies \frac{T_\gamma(t)}{T_\gamma(t_0)} = \frac{R(t_0)}{R(t)} \quad (2.69)$$

Dabei soll t_0 wieder die heutige Zeit sein. Nach Einsetzen der Skalenfaktoren R erhält man die Abschätzung, dass die Temperatur der Photonen wenige Kelvin ist.

Da Längen im Universum mit $R(t)$ skalieren, ergibt sich auch für das Verhältnis der Wellenlängen zu verschiedenen Zeiten:

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{R(t_0)}{R(t)} = 1 + z \quad (2.70)$$

Die neu eingeführte Größe z ist die Rotverschiebung, die man zum Beispiel in den Spektrallinien der sich von uns weg bewegenden Galaxien beobachtet (Abb. 2.12). In dem Fall der Hintergrundstrahlung beschreibt z eine Verschiebung des ganzen Spektrums. Da sich aus (2.69) und (2.70) ergibt

$$\begin{aligned} T_\gamma &= T_{\gamma 0} (1 + z) \\ h\nu &= h\nu_0 (1 + z), \end{aligned} \quad (2.71)$$

folgt, dass ein Strahlungsfeld, das ursprünglich die Schwarzkörperform hatte,

$$I(\nu)d\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} d\nu, \quad (2.72)$$

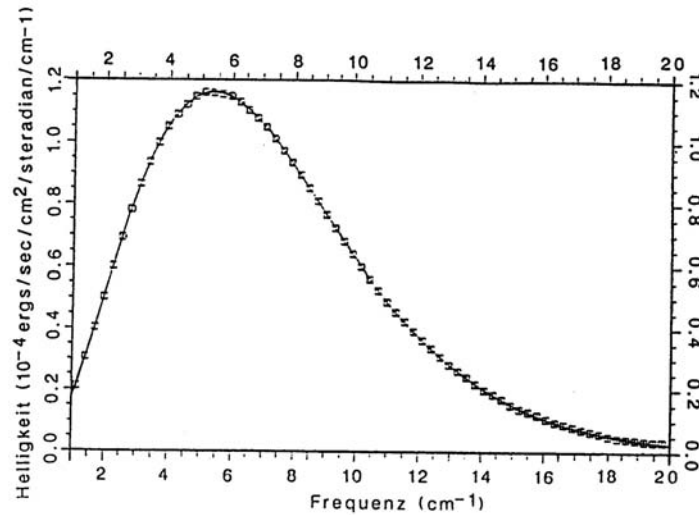


Abbildung 2.13: Das Spektrum der kosmischen Hintergrundstrahlung gemessen mit dem FIRAS-Detektor auf dem COBE-Satelliten. Die Kurve ist das angepaßte Schwarzkörperspektrum.

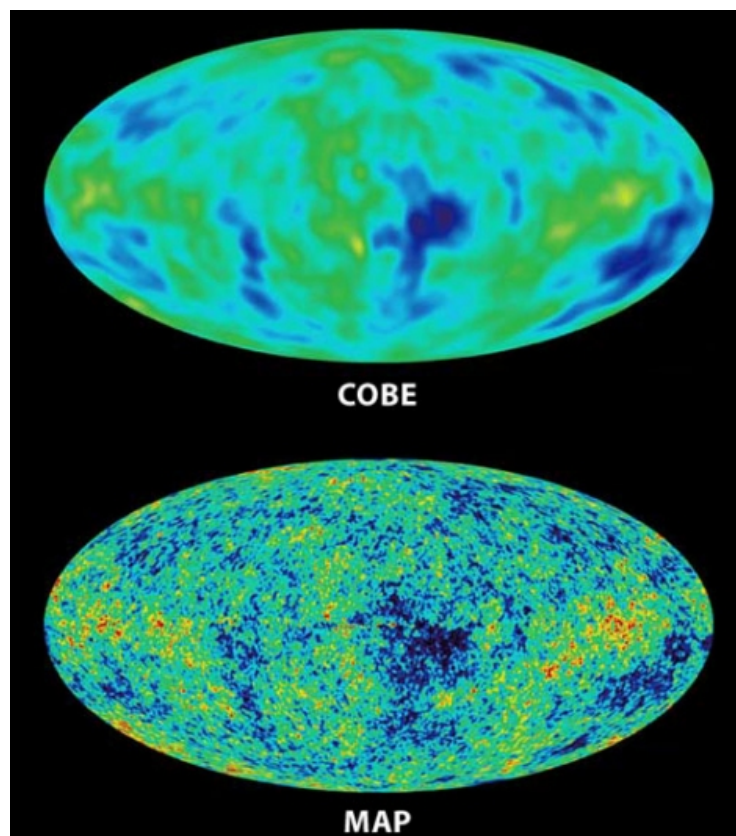


Abbildung 2.14: Intensitätsverteilung der kosmischen Hintergrundstrahlung gemessen von COBE (oben) und WMAP (unten). Die Milchstraße entspricht dem Äquator in dieser Darstellung. Es sind verschiedene Korrekturen angebracht worden, zum Beispiel ist die Strahlung der Milchstraße abgezogen worden sowie die Dipolasymmetrie, die durch die Bewegung der Erde relativ zu der Hintergrundstrahlung entsteht. Der Unterschied der Intensitäten zwischen den hellsten und dunkelsten Gebieten ist nur 10^{-5} .

diese Form bei der Expansion beibehält.

Die Mikrowellenhintergrundstrahlung wurde in den 1940ern von George Gamow, Ralph Alpher und Robert Hermann als Folge eines Urknalls vorhergesagt. Die Entdeckung erfolgte aber zufällig 1964 durch Arno Penzias und Robert W. Wilson beim Test einer neuen empfindlichen Antenne, die für Experimente mit künstlichen Erdsatelliten gebaut worden war. Penzias und Wilson erhielten für diese Entdeckung den Physiknobelpreis 1978.

Die Hintergrundstrahlung ist mit der bis dahin höchsten Genauigkeit von dem Satelliten COBE (Cosmic Background Explorer) in einem Wellenlängenbereich von 0.1 bis 10 mm vermessen worden. Das Spektrum in Abb. 2.13 zeigt eine perfekte Schwarzkörperform mit einer Temperatur (zur Zeit genauester Wert [14]):

$$T = (2.725 \pm 0.001) \text{ K}. \quad (2.73)$$

Durch Integration des Spektrums erhält man die Photonendichte, die für eine Schwarzkörperstrahlung bei gegebener Temperatur durch das Spektrum (2.72) absolut gegeben ist:

$$n_\gamma = (410.4 \pm 0.5) \text{ cm}^{-3} \quad (2.74)$$

Um sich die Allgegenwart dieser Strahlung und deren Stärke klar zu machen, wird gern der Hinweis gegeben, dass etwa 1 % des Rauschens eines senderlosen Fernsehkanals von der Hintergrundstrahlung verursacht wird.

An dieser Stelle sei auch bemerkt, dass eine entsprechende Hintergrundstrahlung von Neutrinos existieren sollte. Die Temperatur und die Teilchendichte der Neutrinos ist etwas niedriger als die der Photonen² :

$$T_\nu = 1.9 \text{ K}, \quad (2.75)$$

$$n_\nu = 380 \text{ cm}^{-3}. \quad (2.76)$$

Die Temperatur entspricht einer Energie von etwa 10^{-4} eV. Wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts und der geringen übertragenen Energie in einer Reaktion scheint ein direkter Nachweis dieser Neutrinos ausgeschlossen zu sein.

2.5.2 Anisotropien im Mikrowellenhintergrund

Der Mikrowellenhintergrund ist sehr gleichförmig. Die stärkste Abhängigkeit von der Beobachtungsrichtung ist nur etwa 0.1% und entsteht durch die Bewegung unserer Milchstraße (und damit der Erde) relativ zum Mikrowellenhintergrund, in Richtung auf den Großen Attraktor³.

Die Entdeckung sehr viel schwächerer Temperaturschwankungen (ca. 0.001%) in kleineren Bereichen durch den Satelliten COBE war ein Durchbruch in der Beobachtung des frühen Universums (John C. Mather, George F. Smoot, Nobelpreis 2006).

²Da zwischen der Entkopplung der Neutrinos und der Photonen das Universum strahlungsdominiert war, sollte die Temperaturentwicklung für beide (relativistische) Teilchen gleich sein. Allerdings haben die Photonen nach der Entkopplung der Neutrinos noch Beiträge von der Anihilation von e^+e^- -Paaren, die ab $kT \approx m_e$ nicht mehr im Gleichgewicht erzeugt werden (siehe dazu [9]).

³Größte bisher bekannte Verdichtung von Galaxien, auf die unter anderem unsere lokale Gruppe zuläuft.

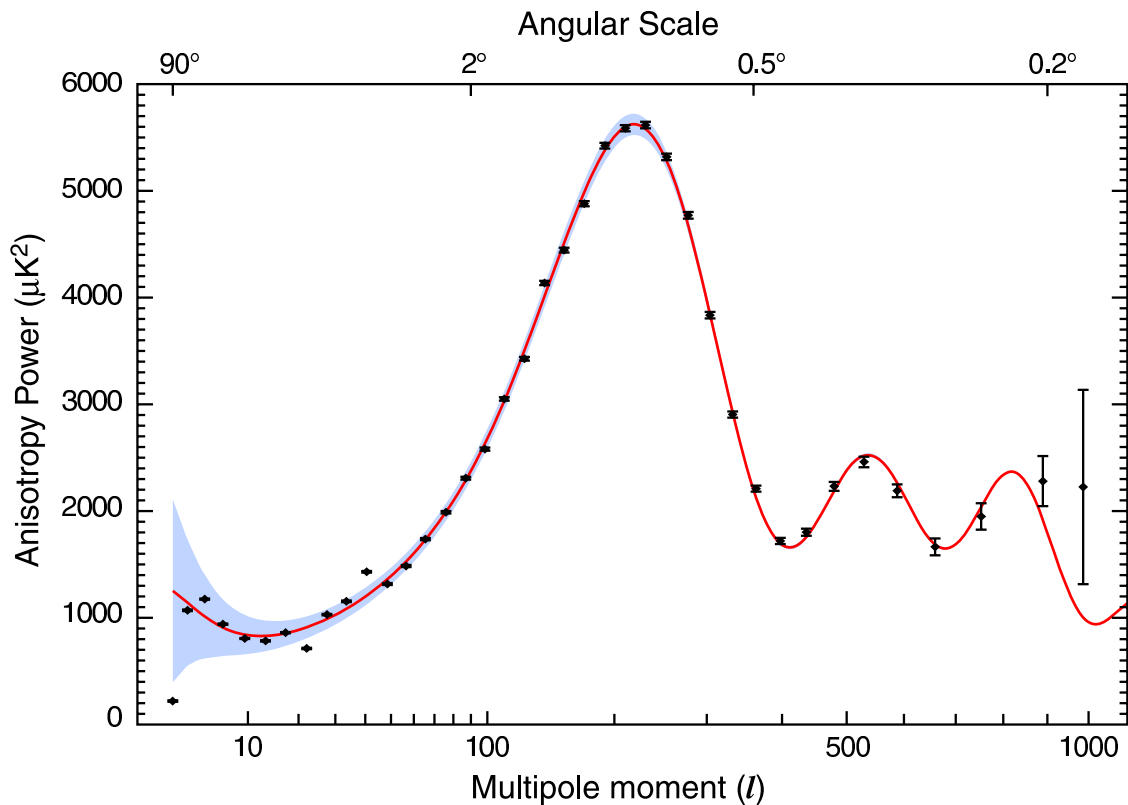


Abbildung 2.15: Das Multipol-Spektrum der CMB-Anisotropien. Bis zu der Multipolordnung von $l \approx 800$ liefert die Raumsonde WMAP die bisher besten Ergebnisse.

Weitere Untersuchungen durch bodengebundene Experimente, Ballontelekope und besonders die Raumsonde WMAP haben die Stärke dieser Temperaturschwankungen in Abhängigkeit von ihrer Winkelausdehnung am Himmel noch wesentlich besser charakterisiert. Ab 2007 soll die europäische Raumsonde Planck die Strahlung mit noch dreifach höherer Auflösung vermessen - bei besserer Ausblendung von Störstrahlung. Die Temperaturschwankungen gehören zu den zur Zeit wichtigsten Meßgrößen der Kosmologie und sind wahrscheinlich die Grundlage für die Bildung von Strukturen im frühen Universum.

Abbildung 2.14 zeigt die Intensitätsverteilung der Hintergrundstrahlung. Nach verschiedenen Korrekturen (zum Beispiel des Einflusses der Milchstraße und der ‘Dipolanisotropie’, die durch die bereits angesprochene Relativbewegung der Erde gegen den Mikrowellenhintergrund entsteht) ist die Anisotropie der Strahlung etwa von der Größenordnung 10^{-5} . Dieser hohe Grad an Isotropie ist im Standard-Urknallmodell nicht verständlich (siehe ‘Horizontproblem’ in Abschnitt 2.2.3). Wie bereits angesprochen, würde ein Inflations-Modell dieses Problem lösen.

2.5.3 Multipol-Spektrum der CMB-Verteilung

Die beobachtete Temperaturverteilung (Abb. 2.14) ist ein Abbild der letzten Streufläche der Photonen etwa 400000 Jahre nach dem Urknall. Das ist die Zeit t_{rek} als die Atome aus dem Plasma von Elektronen und Kernen gebildet wurden (“Rekombina-

tion“). Die Temperatur betrug damals etwa $T_{rek} \approx 3000$ K. Inzwischen hat sich das Universum um $R(t_0)/R(t) = 1 + z \approx 1100$ ausgedehnt. Dadurch hat eine Struktur mit einem Öffnungswinkel von 1° , entsprechend einer Ausdehnung von etwa 200 kpc zur Zeit der Rekombination, bei einem angenommenen flachen Universum heute eine Ausdehnung von etwa 200 Mpc. In der Regel bezieht man sich zur Charakterisierung von Strukturen auf die heutigen, ‘mitbewegten’ Ausdehnungen.

Die CMBR hat keine Vorzugsrichtung im Raum. Deshalb sind für eine Analyse nur relative Temperaturunterschiede wesentlich. Man definiert eine Autokorrelationsfunktion der relativen Temperaturschwankungen, die nur von dem Öffnungswinkel θ zwischen zwei Beobachtungsrichtungen \vec{n} und \vec{m} abhängen:

$$C(\theta) = \left\langle \frac{\Delta T(\vec{n})}{T} \cdot \frac{\Delta T(\vec{m})}{T} \right\rangle_{\cos \theta = \vec{n} \cdot \vec{m}}. \quad (2.77)$$

Dabei ist T die über den ganzen Himmel gemittelte CMB-Temperatur und die Mittelung in (2.77) erfolgt über alle Richtungspaare mit dem gleichen Öffnungswinkel θ .

Zur weiteren Analyse wird die Funktion $C(\theta)$ in Legendre-Polynome entwickelt:

$$C(\theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_l (2l+1) C_l P_l(\cos \theta). \quad (2.78)$$

Die Multipolkoeffizienten C_l beschreiben das Intensitätsspektrum der θ -Korrelation als Funktion der Multipolordnung l (in der Literatur: ‘power spectrum’)⁴. Das aus den Anisotropie-Messungen abgeleitete Multipol-Spektrum (Abb. 2.15) enthält fast alle Informationen, die wir heute über unser Universum haben, und die Ergebnisse der Analysen sind in bester Übereinstimmung mit dem Standardmodell der Kosmologie. Die Informationen sind vor allem in der Verteilung von Maxima und Minima in dem Multipol-Spektrum zu finden. Die physikalische Interpretation dieser Strukturen soll im Folgenden diskutiert werden.

2.5.4 Interpretation des Multipol-Spektrums

Die Zerlegung von $C(\theta)$ in Legendre-Polynome ist ähnlich einer Fourierzerlegung. In beiden Fällen lassen sich mit höheren Ordnungen schärfere Strukturen beschreiben. Den Ordnungen l der Legendre-Polynome kann man etwa eine Winkelauflösung zuordnen (die genaue Zuordnung ist etwas willkürlich):

$$\Delta\theta \approx \frac{\pi}{l} \approx \frac{200^\circ}{l}. \quad (2.79)$$

Zum Beispiel entspricht das erste Maximum im Multipol-Spektrum (Abb. 2.15) bei $l \approx 200$ Strukturen mit Öffnungswinkeln von etwa 1° .

Die Analyse des Multipol-Spektrums ist im Detail kompliziert und teilweise physikalisch und mathematisch recht anspruchsvoll. Wir wollen im Folgenden nur die prinzipiellen Ideen vermitteln, was eventuell manchmal etwas zu grob ausfallen mag.

⁴Experimentell ergeben sich Vorteile, wenn man die Temperaturfluktuationen über den gesamten Himmel durch eine Entwicklung in Kugelflächenfunktionen, entsprechend einer Fourierzerlegung auf einer Kugeloberfläche, beschreibt. Wir gehen hier nicht weiter darauf ein, weil das physikalisch wesentliche in den Gleichungen (2.77, 2.78) enthalten ist.

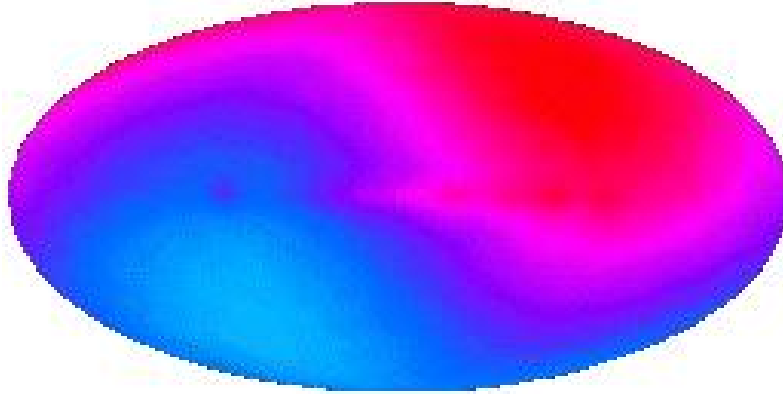


Abbildung 2.16: Dipol Anisotropie der CMBR, die der Bewegung der Erde relativ zu der Hintergrundstrahlung entspricht. Die Temperaturunterschiede liegen bei etwa 0.1% und sind damit viel größer als die kosmischen Ursprungs. In Abb. 2.14 ist der Dipolterm herauskorrigiert.

Die niedrigen Multipole: Der niedrigste Multipol mit $l = 0$ legt nur die Bezugstemperatur (in der Regel die über den ganzen Himmel gemittelte Temperatur) fest und hat für die Anisotropieanalysen keine weitere Bedeutung. Der Dipolterm mit $l = 1$ hat die größte Stärke. Er entsteht als Doppler-Effekt ($\sim 1 + v/c \cos \theta$) durch eine Bewegung der Erde relativ zu der CMB-Strahlung (Abb. 2.16). Die Geschwindigkeit ist $v_{Erde} = 370 \text{ km/s}$. Es ist bemerkenswert, dass die kosmische Hintergrundstrahlung ein ausgezeichnetes Bezugssystem für das Universum festlegt! Dieses System ist als das 'mitbewegte Koordinatensystem' ('comoving frame') in der Kosmologie bekannt. Es ist das einzige System von dem aus das Universum homogen und isotrop erscheint; ein Beobachter wird in diesem System mit der Expansion des Universums mitbewegt.

Die höheren Multipole sind kosmologischer Herkunft. Im frühen Universum sind auf allen Skalen Fluktuationen der Dichten mit entsprechenden Fluktuationen der Raumkrümmung entstanden. Die Modelle sagen eine annähernde Gleichverteilung der räumlichen Ausdehnung der Fluktuationen voraus. Die größten Fluktuationen, entsprechend kleinen l -Ordnungen waren bei der Entkopplung der Photonen größer als der damalige Horizont. Weil zwischen entfernten Gebieten keine kausale Wechselwirkung möglich war, konnten diese Fluktuationen nicht verändert werden. Deshalb haben sie die charakteristische Skaleninvarianz behalten, wie man an dem flachen Verlauf des Multipol-Spektrums bei $l \leq 100$ erkennt. Für diesen Teil des Spektrums gilt, dass Gebiete mit tieferen Potentialmulden, erzeugt durch höhere Materiedichte, kälter erscheinen, weil die Photonen Energie durch die gravitative Anziehung verlieren (gravitative Rotverschiebung).

Akustische Schwingungen: In Fluktuationen, die eine kleinere räumliche Ausdehnung hatten, konnten Oszillationen von Strahlung und Materie auftreten. Dazu musste die Zeit vom Urknall bis zur Rekombination (t_{rek}) größer sein, als eine Anregungswelle in dem Plasma braucht, um wenigstens einmal die Struktur zu durchlaufen (das definiert den 'Schallhorizont'). Die Schallgeschwindigkeit in dem Plasma ist wie

auch bei Gasen gegeben durch:

$$v_s = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial \rho}}. \quad (2.80)$$

Der Schallhorizont zur Zeit t ist die Entfernung, die eine Störung bis zur Zeit t nach dem Urknall zurücklegt:

$$d_s(t) \approx \frac{v_s}{H(t)} \quad (2.81)$$

Für ein strahlungs-dominiertes Universum gilt die Zustandsgleichung (2.23) $p = \rho c^2/3$ und damit:

$$v_s = \frac{1}{\sqrt{3}}c \quad (2.82)$$

Mit dem Übergang in ein materie-dominiertes Universum nach der Rekombination wird die Schallgeschwindigkeit mit geringer werdendem Druck immer kleiner.

Die Schwingungen beginnen, wenn der Schallhorizont über die Struktur hinweggelaufen ist. In den Modellen wird eine ‘Photon-Baryon-Flüssigkeit’ angenommen (‘Baryon’ wird hier gleichbedeutend mit ‘normale Materie’ benutzt und schließt Elektronen ein). Die Schwingungen beginnen mit der gravitativen Anziehung der Baryonen. Hier zeigt sich aber bei der Analyse der Daten, dass für die beobachteten Schwingungen die ‘normale Materie’, die mit den Photonen in elektromagnetischer Wechselwirkung steht, nicht ausreicht. Der Potentialtopf (Abb.2.17), in den die Photon-Baryon-Flüssigkeit stürzt, wird im wesentlichen durch eine gegen elektromagnetische Wechselwirkungen inerte, aber der Gravitation unterliegende Materieform gebildet: der Dunklen Materie.

Das in den Potentialtopf fallende Plasma wird komprimiert und erhitzt sich dadurch. Gleichzeitig bauen die Photonen einen Strahlungsdruck auf, der das Plasma wieder zurücktreibt. Der Vorgang wiederholt sich dann und das Plasma schwingt, bis bei der Entkopplung der Photonen von der Materie die Rückstellkraft immer kleiner wird und die Schwingung zum Erliegen kommt. Ist die Schwingung dann gerade in der Phase größter Kompression wird die entkoppelte Strahlung heißer (blauer) als der Mittelwert und in der Phase größter Ausdünnung wird die Strahlung kälter (roter), im Gegensatz zu den weiter oben besprochenen ‘primordialen’ Fluktuationen bei kleinen l -Werten⁵.

Die Ursache für die CMB-Temperaturschwankungen, die räumlich weniger ausgedehnt sind als dem Schallhorizont bei der Entkopplung entspricht, können also durch die sogenannten akustischen Schwingungen des Baryon-Photon-Plasmas in einem Gravitationstopf, der im wesentlichen durch Dunkle Materie gebildet wird, erklärt werden. Bleibt noch zu klären, wie es zu den ausgeprägten Minima und Maxima im Multipol-Spektrum kommt.

Wenn man davon ausgeht, dass die Fluktuationsmoden in der Inflationsepoche skaleninvariant, gleichmäßig über das Spektrum verteilt, erzeugt wurden, würde die beobachtete Struktur bedeuten, dass es eine l -abhängige Phasenkohärenz gegeben haben muss. Zum Beispiel müssten dann die Moden zu $l \approx 200$ etwa zur Zeit der

⁵Auch bei den akustischen Schwingungen spielt trägt die gravitative Rotverschiebung eine Rolle, es dominiert aber der Effekt der Temperaturdifferenzen durch Kompression und Dekompression.

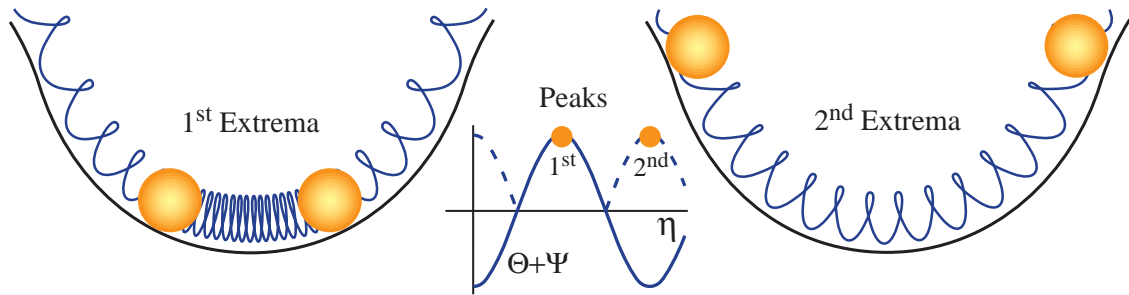


Abbildung 2.17: Darstellung der akustischen Schwingungen einer Photon-Baryon-Flüssigkeit in einem Gravitationspotential, das im wesentlichen durch die Dunkle Materie gebildet wird.

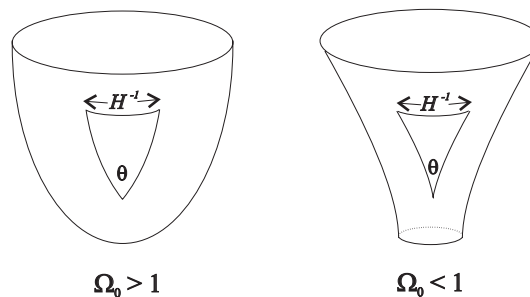


Abbildung 2.18: Einfluß der Raumkrümmung auf die Beobachtung von Winkelausdehnungen in früheren Epochen.

Entkopplung ihr Schwingungsmaximum erreicht haben. Tatsächlich sagen die Modelle voraus, dass eine Schwingung genau dann entfacht wird, wenn der Schallhorizont eine volle räumliche Schwingung erfaßt hat. Das setzt bei größeren Strukturen später ein als bei kleineren. Für eine bestimmte Mode ist aber das Einsetzen der Schwingungen im ganzen Universum kohärent.

Das erste, dominante Maximum bei $l \approx 200$ mit einer Strukturgröße von etwa 1° entspricht einer Schwingung, die gerade bei der Rekombinationszeit die höchste Kompression erreicht hat. Beim nächsten Maximum war die Verdünnung am größten. So folgen weitere Maxima die jeweils größten Temperaturschwankungen bei der Rekombination entsprechen. Mit wachsender l -Ordnung wird die Struktur immer kleiner, und zwar irgendwann so klein, dass die Bewegungen der Teilchen die Strukturen auswaschen (Silk-Dämpfung). Das Auswaschen ist umso ausgeprägter, je schneller die Teilchen sind. Das liefert unter anderem Einschränkungen für die Beiträge von leichten, relativistischen Teilchen zur Dunklen Materie ('hot dark matter', HDM, im Gegensatz zu 'cold dark matter', CDM).

2.5.5 Bestimmung der kosmologischen Parameter

Die Mikrowellen-Hintergrundstrahlung gibt uns die früheste Abbildung des Universums, weiter zurück können wir nicht sehen, weil das Universum dann undurchsichtig wird. Aus diesem Abbild haben die Kosmologen enorm viel Information über Entstehung und Entwicklung unseres Universums ableiten können.

Tabelle 2.3: Tabelle der kosmologischen Parameter, die im wesentlichen aus den CMB-Messungen abgeleitet wurden [14]. Die angegebenen Referenzen sind in [14] zu finden.

Parameter	Symbol	Value
Hubble parameter	h	$0.73^{+0.03}_{-0.04}$
Total matter density	Ω_m	$\Omega_m h^2 = 0.127^{+0.007}_{-0.009}$
Baryon density	Ω_b	$\Omega_b h^2 = 0.0223^{+0.0007}_{-0.0009}$
Cosmological constant	Ω_Λ	See Ref. 2
Radiation density	Ω_r	$\Omega_r h^2 = 2.47 \times 10^{-5}$
Neutrino density	Ω_ν	See Sec. 21.1.2
Density perturbation amplitude	$\Delta_{\mathcal{R}}^2(k_*)$	See Ref. 2
Density perturbation spectral index	n	$n = 0.951^{+0.015}_{-0.019}$
Tensor to scalar ratio	r	$r < 0.55$ (95% conf)
Ionization optical depth	τ	$\tau = 0.088^{+0.028}_{-0.034}$
Bias parameter	b	See Sec. 21.3.4

Tabelle 2.3 (aus [14], Kapitel 21) zeigt eine relativ aktuelle Zusammenstellung kosmologischer Parameter. Bemerkenswert sind die recht kleinen Unsicherheiten. Im Folgenden soll an einigen Beispielen angedeutet werden, wo die Sensitivitäten auf die Parameter herkommen.

Die Lage des ersten Maximums ist durch den Schallhorizont, damit die Schallgeschwindigkeit gegeben, und so wiederum von der Dichte zur Rekombinationszeit abhängig. Die Schallgeschwindigkeit geht aber auch in den Abstand zum nächsten Maximum ein. Wenn man die verschiedenen Informationen zusammennimmt, gibt uns die zum ersten Maximum gehörende Winkelgröße die genaueste Auskunft über die Geometrie des Universums und damit die Dichte. Zum Beispiel würde eine positive Raumkrümmung ($k > 0$, $\Omega > 1$) die Strukturen unter größeren Winkeln erscheinen lassen (Abb. 2.18), so dass die Maxima zu kleineren l -Werten verschoben würden. Es ergibt sich mit hoher Präzision $\Omega \approx 1$, das heißt unser Universum ist flach.

Die Höhe der Maxima ist sensitiv auf die Dichte der schwingenden Komponenten, insbesondere die Baryondichte und das Photon-Baryon-Verhältnis, und auf die Dunkle Materie, die den Potentialtopf erzeugt. Insgesamt ergibt sich das die Materie nur mit etwa $\Omega_m \approx 0.25$ zur Gesamtdichte beiträgt. Die Differenz $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m$ wird der Vakuumenergie zugeschrieben (siehe Diskussion der ‘kosmologischen Konstante’ am Ende von Abschnitt 2.2). Eine von Null verschiedene kosmologische Konstante, entsprechend $\Omega_\Lambda \neq 0$, würde zu einer beschleunigten Ausdehnung des Universums führen. Die Beobachtung von entfernten Supernovae vom Typ Ia, für die man die Abstände gut bestimmen kann, weist tatsächlich auf eine solche beschleunigte Ausdehnung hin (Abb. 2.19 links). Der aus diesen Beobachtungen abgeleitete Wert von Ω_Λ ist in guter Übereinstimmung mit der CMB-Analyse (Abb. 2.19 rechts).

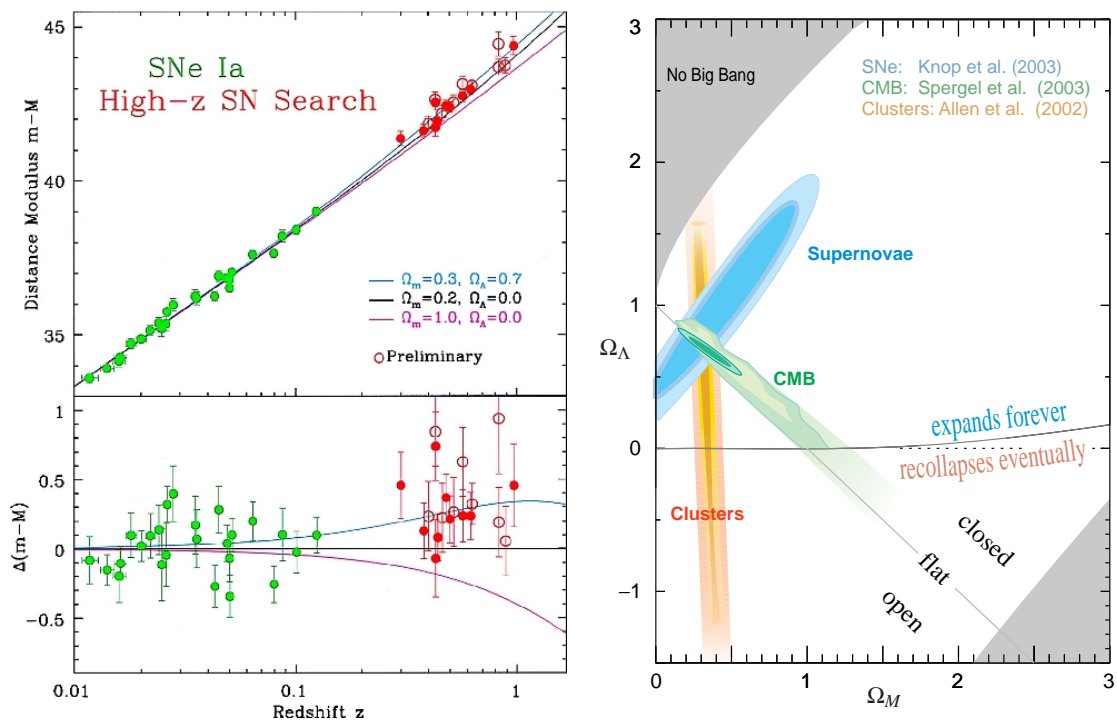


Abbildung 2.19: Links: Messungen des Hubble-Parameters für Supernovae vom Typ Ia. Die Abweichungen von einem linearen Verhalten bei großen Abständen weisen auf eine beschleunigte Expansion des Universums hin. Rechts: Vergleich der Bestimmungen von Ω_Λ aus den direkten Messungen (Beobachtungen von Supernovae Ia; $\lambda = \Omega_\Lambda$) und aus der CMB-Analyse ($\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_M$).

