

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

## 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 Pho-

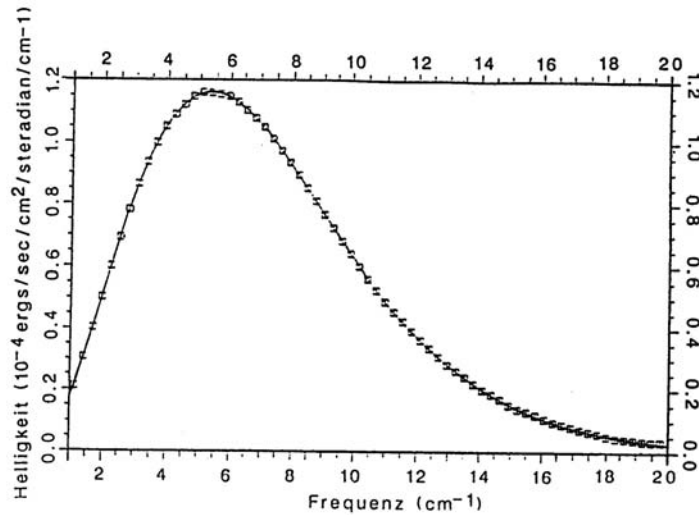


Abbildung 2.13: Das Spektrum der kosmischen Hintergrundstrahlung gemessen mit dem FIRAS-Detektor auf dem COBE-Satelliten. Die Kurve ist das angepaßte Schwarzkörperspektrum.

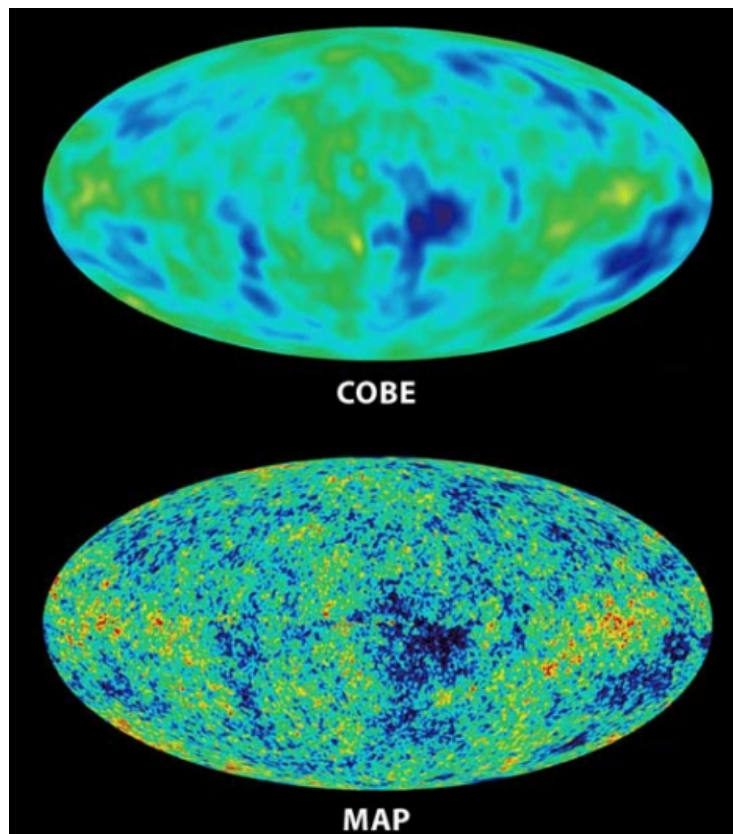


Abbildung 2.14: Intensitätsverteilung der kosmischen Hintergrundstrahlung gemessen von COBE (oben) und WMAP (unten). Die Milchstraße entspricht dem Äquator in dieser Darstellung. Es sind verschiedene Korrekturen angebracht worden, zum Beispiel ist die Strahlung der Milchstraße abgezogen worden sowie 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  $10^{-5}$ .

tonen, die sich unabhängig von der Materie weiterentwickelten. Bei adiabatischer Expansion gilt für die Photonenstrahlung (2.27):

$$T_\gamma \cdot R = \text{const} \implies \frac{T_\gamma(t)}{T_\gamma(t_0)} = \frac{R(t_0)}{R(t)} \quad (2.68)$$

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:

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{R(t_0)}{R(t)} = 1 + z \quad (2.69)$$

Die neu eingeführte Größe  $z$  ist die Rotverschiebung, die man zum Beispiel in den Spektrallinien der sich von uns wegbewegenden Galaxien beobachtet (Abb. 2.12). In dem Fall der Hintergrundstrahlung beschreibt  $z$  eine Verschiebung des ganzen Spektrums. Da sich aus (2.68) und (2.69) ergibt

$$\begin{aligned} T_\gamma &= T_{\gamma 0} (1 + z) \\ h\nu &= h\nu_0 (1 + z), \end{aligned} \quad (2.70)$$

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

$$I(\nu)d\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} d\nu, \quad (2.71)$$

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 am genauesten 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]):

$$T = (2.725 \pm 0.001) \text{ K}. \quad (2.72)$$

Durch Integration des Spektrums erhält man die Photonendichte, die für eine Schwarzkörperstrahlung bei gegebener Temperatur durch das Spektrum (2.71) absolut gegeben ist:

$$n_\gamma = (410.4 \pm 0.5) \text{ cm}^{-3} \quad (2.73)$$

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. Da die Neutrinos sich früher als die Photonen entkoppelten, ist die Temperatur und die Teilchendichte etwas niedriger:

$$T_\nu = 1.9 \text{ K}, \quad (2.74)$$

$$n_\nu = 380 \text{ cm}^{-3}. \quad (2.75)$$

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 Attraktor. 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. 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 der 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 (Rekombination). 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 heute eine Struktur mit einem Öffnungswinkel von  $1^\circ$ , entsprechend einer Ausdehnung von etwa 200 kpc zur Zeit der Rekombination, bei einem angenommenen flachen Universum 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

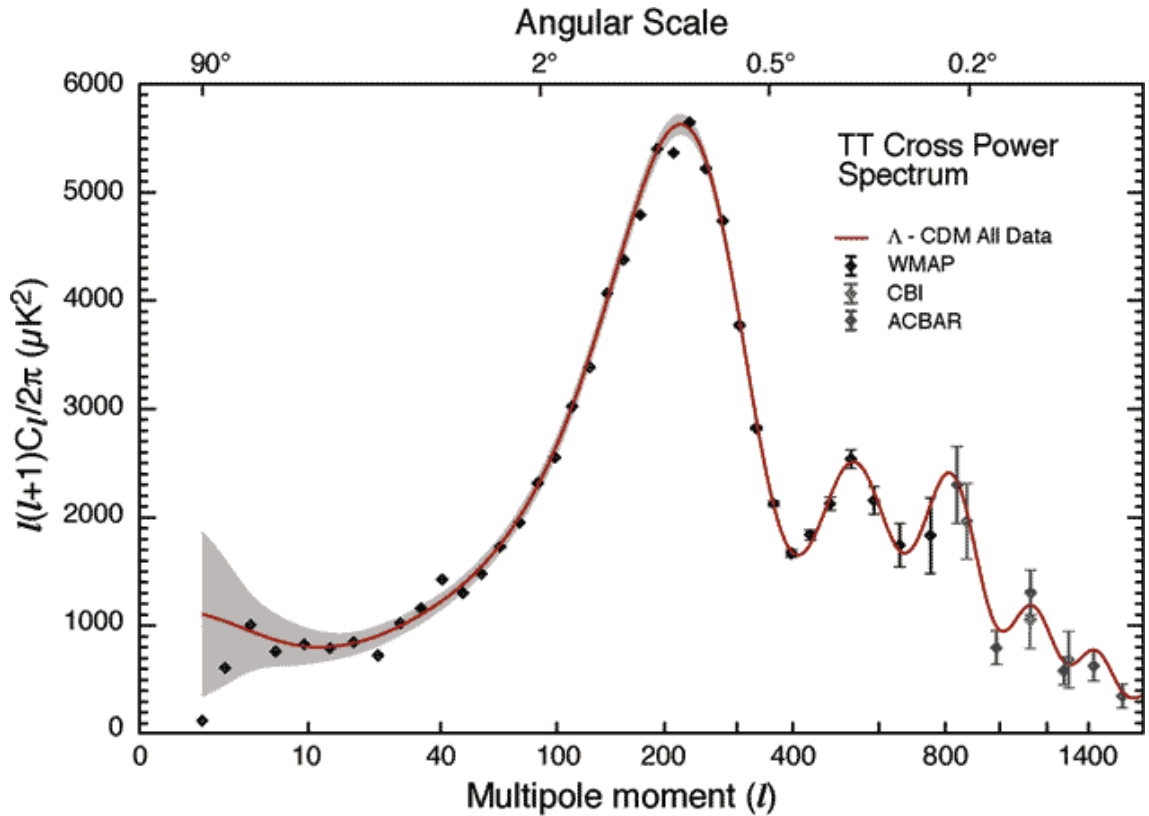


Abbildung 2.15: Das Multipol-Spektrum der CMB-Anisotropien. Bis zu der Multipolordnung von  $l \approx 800$  liefert die Raumsonde WMAP die bisher besten Ergebnisse.

$\theta$  zwischen zwei Beobachtungsrichtungen  $\vec{n}$  und  $\vec{m}$  abhängen:

$$C(\theta) = \left\langle \frac{\Delta T(\vec{n})}{T} \cdot \frac{\Delta T(\vec{m})}{T} \right\rangle_{\cos \theta = \vec{n} \cdot \vec{m}}. \quad (2.76)$$

Dabei ist  $T$  die über den ganzen Himmel gemittelte CMB-Temperatur und die Mittelung in (2.76) erfolgt über alle Richtungspaare mit dem gleichen Öffnungswinkel  $\theta$ .

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

$$C(\theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_l (2l+1) C_l P_l(\cos \theta). \quad (2.77)$$

Die Multipolkoeffizienten  $C_l$  beschreiben das Intensitätsspektrum der  $\theta$ -Korrelation als Funktion der Multipolordnung  $l$  (in der Literatur: ‘power spectrum’). 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.

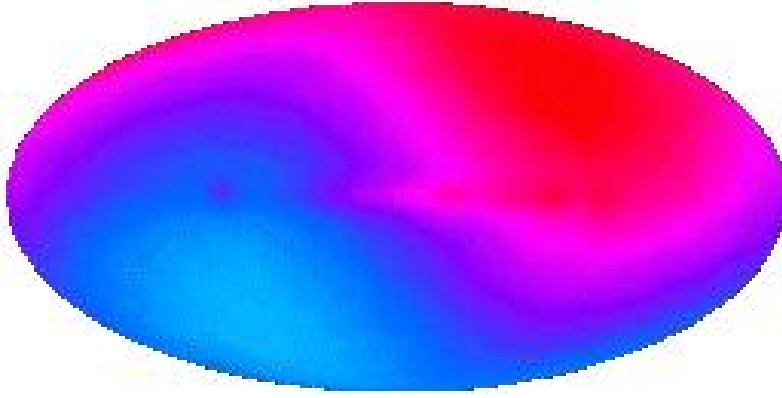


Abbildung 2.16: Dipol Anisotropie der CMBR, die der Bewegung der Erde relativ zu der Hintergrundstrahlung entspricht. Die Temperaturunterschiede liegen bei etwa 0.1% und sind damit viel größer als die kosmischen Ursprungs. In Abb. 2.14 ist der Dipolterm herauskorrigiert.

### 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):

$$\Delta\theta \approx \frac{\pi}{l} \approx \frac{200^\circ}{l}. \quad (2.78)$$

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

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.

**Die niedrigen Multipole:** Der niedrigste Multipol mit  $l = 0$  legt nur den 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  $v_{Erde} = 370$  km/s. Es ist bemerkenswert, dass die kosmische Hintergrundstrahlung ein ausgezeichnetes Bezugssystem festlegt, bezüglich dem das Universum ruht!

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. Deshalb 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:

$$v_s = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial \rho}}. \quad (2.79)$$

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

$$d_s(t) \approx \frac{v_s}{H(t)} \quad (2.80)$$

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

$$v_s = \frac{1}{\sqrt{3}}c \quad (2.81)$$

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  $l$ -Werten.

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,

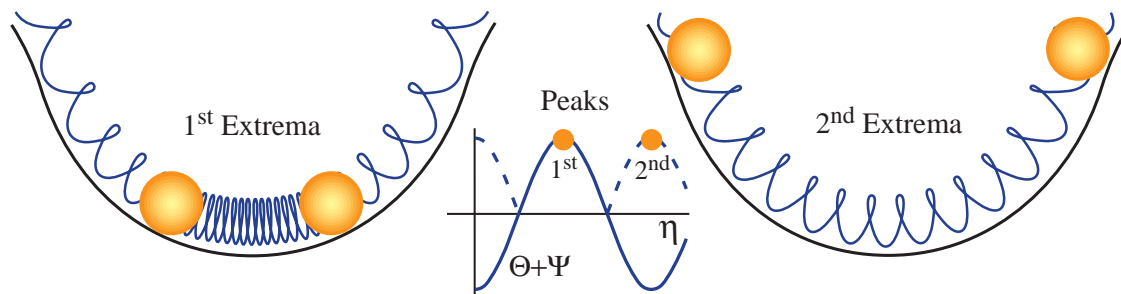


Abbildung 2.17: Darstellung der akustischen Schwingungen einer Photon-Baryon-Flüssigkeit in einem Gravitationspotential, das im wesentlichen durch die Dunkle Materie gebildet wird.

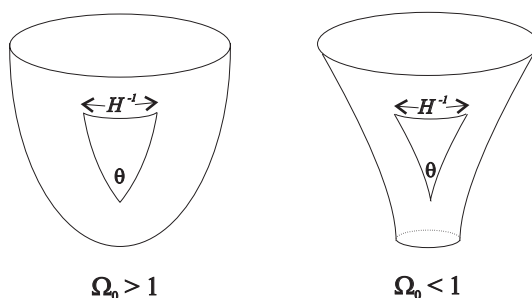


Abbildung 2.18: Einfluß der raumkrümmung auf die Beobachtung von Winkelausdehnungen in früheren Epochen.

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 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  $1^\circ$  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 jeweil 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 das 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 (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  $\Omega_\Lambda$  ist in guter Übereinstimmung mit der CMB-Analyse (Abb. 2.19 rechts).

Tabelle 2.3: Tabelle der kosmologischen Parameter, die im wesentlichen aus den CMB-Messungen abgeleitet wurden [14].

Parameter	Symbol	Value
Hubble parameter	$h$	$0.73 \pm 0.03$
Total matter density	$\Omega_m$	$\Omega_m h^2 = 0.134 \pm 0.006$
Baryon density	$\Omega_b$	$\Omega_b h^2 = 0.023 \pm 0.001$
Cosmological constant	$\Omega_\Lambda$	See Ref. 7
Radiation density	$\Omega_r$	$\Omega_r h^2 = 2.47 \times 10^{-5}$
Neutrino density	$\Omega_\nu$	See Sec. 21.1.2
Density perturbation amplitude	$\Delta_{\mathcal{R}}^2(k_*)$	See Ref. 7
Density perturbation spectral index	$n$	$n = 0.97 \pm 0.03$
Tensor to scalar ratio	$r$	$r < 0.53$ (95% conf)
Ionization optical depth	$\tau$	$\tau = 0.15 \pm 0.07$

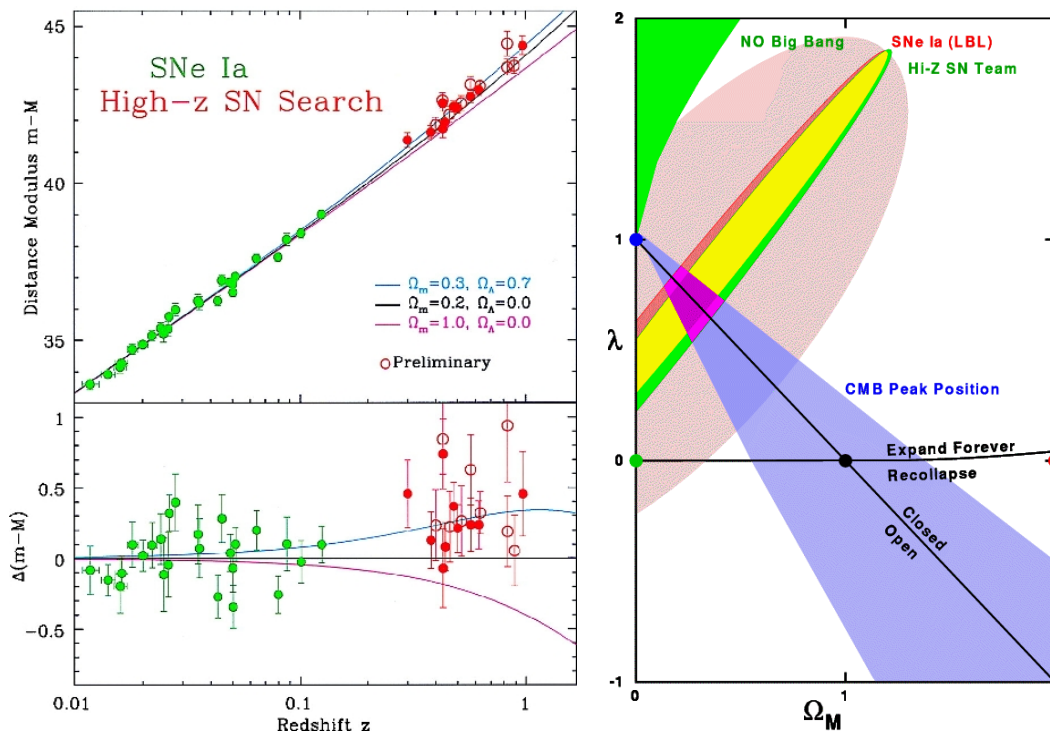


Abbildung 2.19: Links: Messungen des Hubble-Parameters für Supernovae vom Typ Ia. Die Abweichungen von einem linearen Verhalten bei großen Abständen weisen auf eine beschleunigte Expansion des Universums hin. Rechts: Vergleich der Bestimmungen von  $\Omega_\Lambda$  aus den direkten Messungen (Beobachtungen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