

9. Fluktuationen der Mikrowellenstrahlung (CMB)

9.1. Das Fluktuationsspektrum, eine Fundgrube für Kosmologen.

Die Anisotropien der Mikrowellenstrahlung (CMB), wie sie vom COBE-Satelliten in der Größe von $\Delta T/T < 10^{-4}$ gemessen wurden, zeigt die untere Fig. 6.3. Diese Resultate wurden von der Fachwelt zunächst mit Skepsis aufgenommen. Das COBE-Team machte aber die Daten allgemein zugänglich, ebenso wie die Methoden der Datenauswertung. So wich die Skepsis bald großer Begeisterung, denn sowohl die Existenz als auch die Größenordnung der Fluktuationen passten sehr gut in das Bild eines inflationären Kosmos. Die Fluktuationen im Plasma des frühen Kosmos sind keine Schwankungen um Mittelwerte der Gleichgewichts-Thermodynamik. Diese wären viel zu klein gewesen. Stattdessen stammen die Anisotropien von Quantenfluktuationen, die am Beginn der inflationären Phase winzig klein waren und zu Störungen der Metrik führten, die während der Inflation zu makroskopischer Größe aufgebläht wurden (s. Gl. 8.33). Sie blieben nach dem Überqueren des Horizonts während der inflationären Epoche (in mitbewegten Koordinaten) stehen. Die Störungen der Metrik führten ihrerseits nach dem Ende der Inflation zu Dichte- bzw. Temperatur-Inhomogenitäten im Plasma. Nach der Entkopplung von der Materie enthält das Strahlungsfeld diese Störungen auch heute noch in gleicher Struktur.

Bei den Messungen werden die Temperaturen punktweise über einen Ausschnitt des Himmels oder, wenn möglich, über den ganzen Himmel verteilt registriert. In den Projekten nach COBE wurden Abweichungen vom Mittelwert der Temperatur mit einer Genauigkeit von $\Theta = \Delta T/T \approx 10^{-6}$ gemessen. Die Anisotropien liegen im Bereich von 50 μ K. Ihre Größe und Verteilung wird einer Zerlegung nach Kugelflächenfunktionen unterworfen. Die Messwerte einer Temperaturdifferenz mit den Koordinaten ϑ, φ werden in einen transformierten Wert umgeformt

$$\Theta_{lm} = \iint_{\vartheta, \varphi} \Theta(\vartheta, \varphi) \cdot Y_{lm}(\vartheta, \varphi) \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi \quad (9.1)$$

Hier sind die Y_{lm} die Kugelflächenfunktionen. Zusätzlich wird noch eine Fensterfunktion berücksichtigt, welche die Strahlaufösung beschreibt, die wir hier zur besseren Übersichtlichkeit weggelassen haben. Zum Vergleich mit Modellen dient das Leistungsspektrum. Zum Vergleich mit kosmologischen Modellen bildet man die Korrelationsfunktion unter der Voraussetzung, dass der Raum isotrop ist

$$\langle \Theta_{lm} \Theta_{l'm'} \rangle = C_l \delta_{ll'} \delta_{mm'} \quad (9.2)$$

Die eckige Klammer bedeutet Summation und Mittelbildung. Der Zusammenhang von Korrelationsfunktion und Leistungsspektrum

$$\frac{(\Delta T)^2}{T^2} = \frac{l(l+1)}{2\pi} C_l \quad (9.3)$$

hängt nur noch von l ab. Wir werden das Leistungsspektrum auch „Fluktuationsspektrum“ nennen. Rechnungen zeigen, dass die C_l stark von den Parametern der kosmologischen Modelle abhängen, weshalb außergewöhnliche Anstrengungen unternommen wurden, das Spektrum mit möglichst geringen Fehlern zu vermessen.

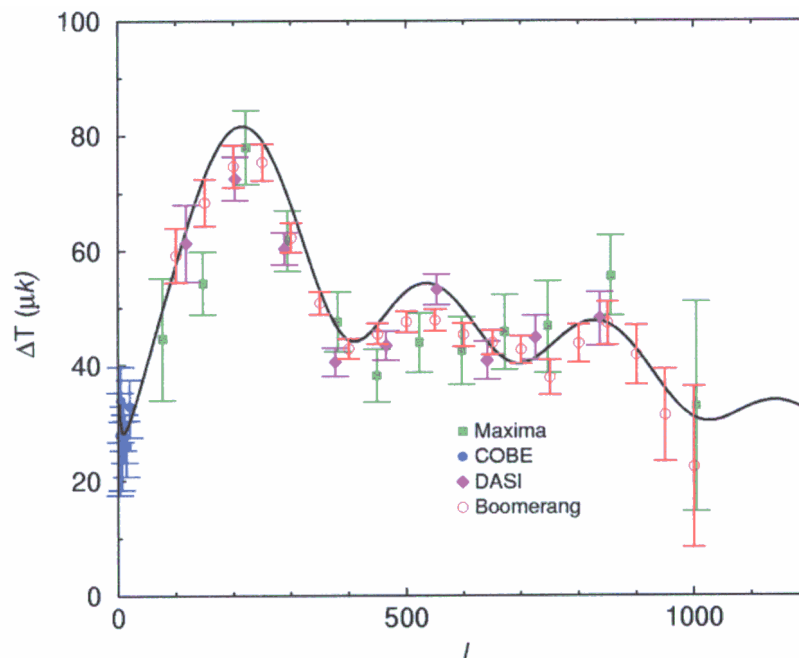


Fig. 9.1. Messungen des Fluktuationsspektrums vordem Start von WMAP. Es ist die Wurzel aus $(\Delta T)^2$ gegen l aufgetragen. Die Winkelausdehnung $\delta\vartheta$ der Gebiete mit einer Abweichung vom Mittelwert der Temperatur läßt sich aus $\delta\vartheta \approx 360^\circ/l$ abschätzen.

9.2. Die Experimente und ihre Ergebnisse

Die Bedeutung, welche die CMB-Messungen in der Kosmologie haben, kann nicht hoch genug eingeschätzt werden und wird auch an der großen Zahl von Programmen deutlich, welche bereits gelaufen sind oder sich im Stadium der Planung befinden. Von den Satellitenprogrammen läuft zur Zeit WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) und liefert die gegenwärtig besten Daten. In Planung befinden sich Planck und DIMES. Daneben laufen 13

Beobachtungsprogramme mit Sonden, welche jeweils von einem Stratosphären-Ballon getragen werden. Die interessantesten Ergebnisse kamen bisher von den Ballonexperimenten MAXIMA und BOOMERANG. Die Ballonsonden haben allerdings nur ein begrenztes Gesichtsfeld, d.h. man beschränkt sich darauf, einen Ausschnitt des Himmels zu untersuchen. BOOMERANG war ein Experiment, bei welchem die Flughöhe 38 km betrug. Der Ballon wurde 1200 km vom Südpol entfernt im anarktischen Sommer gestartet. Die Flugroute



Fig. 9.2. Das BOOMERANG-Experiment: Starten des Ballon-Aufstiegs in der Antarkis. Im Hintergrund der Mt. Erebus.

nutzte dabei das zirkumpolaren Windsystem der Antarktis, so daß man 7 – 20 Tage Beobachtungszeit unter optimalen Verhältnissen gewann. Die Messungen wurden mit 16 Bolometren in 4 Frequenzfenstern vorgenommen: 90, 150, 240 und 400 Ghz. Die beiden ersten Frequenzen sind so gewählt, daß der galaktische Vordergrund weitgehend vermieden wird, während die zwei letztgenannten Frequenzen gerade diesen Vordergrund empfangen. Das Ziel des Projekts war die genaue Vermessung des sogenannten akustischen „Peaks“, der danach bei $l = 203 \pm 6$ liegt. Im Winkelmaß ausgedrückt haben die entsprechenden Gebiete am Himmel eine Ausdehnung von $\vartheta = l/180 \approx 1,1^\circ$. Sie sollten sich am heutigen Teilchenhorizont $r_H(t_0) \approx 5130(\Omega_{0M} h^2)^{-1/2} Mpc$ befinden. Hierzu wurde eine Näherungsformel für euklidischen Raum mit kosmologischer Konstanten nach Carroll et al. 1992 benutzt

$$r_H(t_0) = 2H_0^{-1} \frac{1 + 0,084 \ln \Omega_{0M}}{\Omega_{0M}^{1/2}} \approx 5130(\Omega_{0M} h^2)^{-1/2} Mpc \quad (9.4)$$

Die heutige räumliche Ausdehnung des betreffenden Gebiets, genauer des akustischen Horizonts, beträgt $\vartheta = 1,1^\circ$. Bei euklidischer Geometrie erhält man

$$r_{AH}(t_0) = r_H(t_0) \cdot \sin \vartheta \approx 5130 \cdot 2,58 \cdot 0,019 = 254 Mpc \quad (9.5)$$

Zur Zeit der Entkopplung der CMB von der Materie hatte der akustische Horizont eine Ausdehnung von

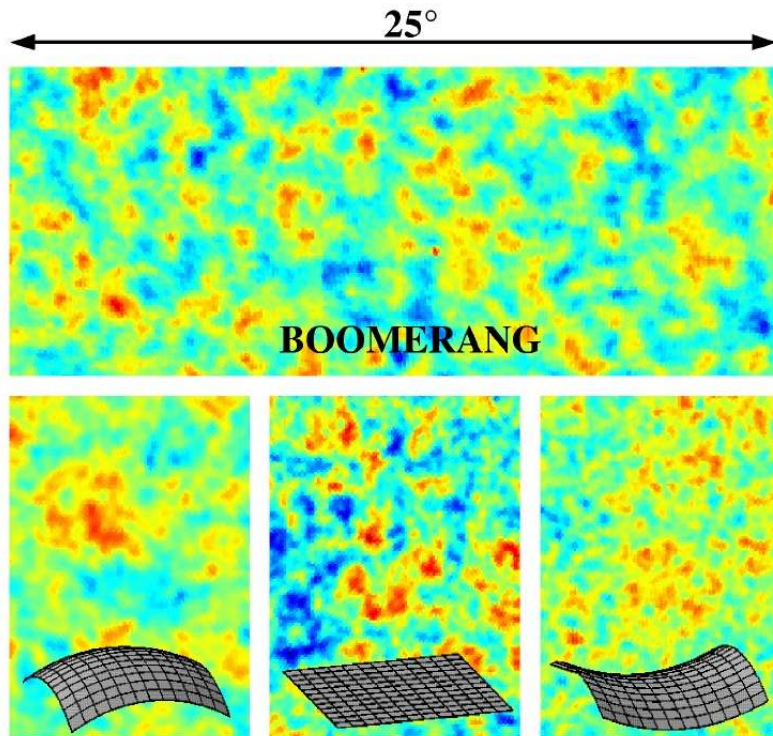


Fig. 9.3. Veranschaulichung des Zusammenhangs von Raumkrümmung und Winkelausdehnung des akustischen Peaks.

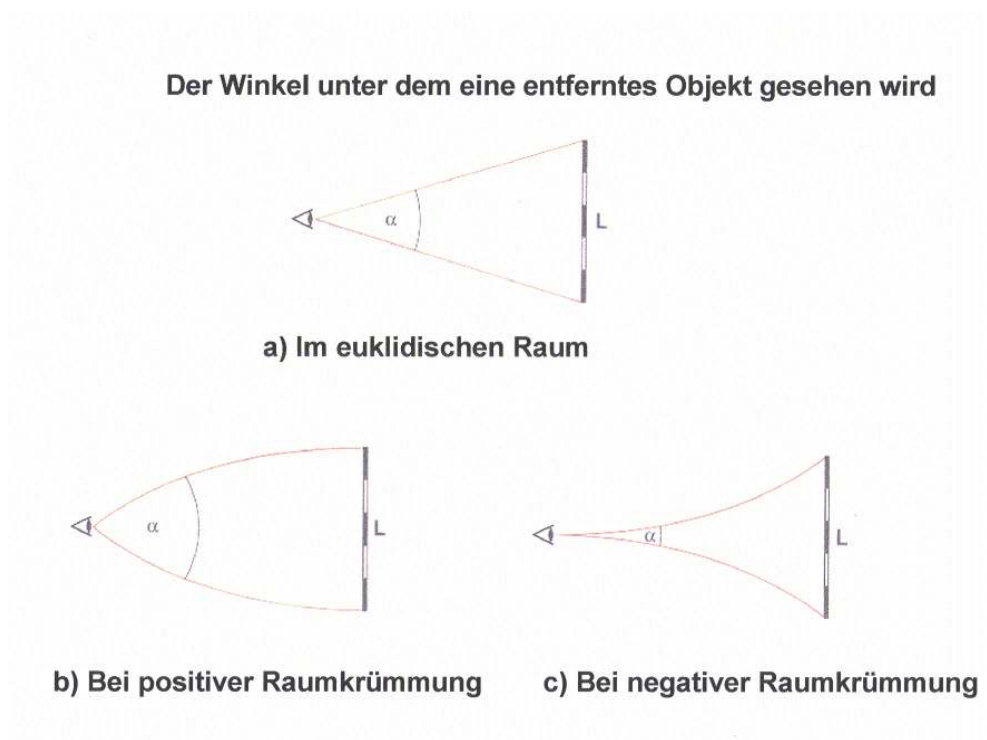


Fig. 9.4. Eine weitere geometrische Veranschaulichung von beobachteter Winkelausdehnung und Raumkrümmung. Man beachte b) bei positiver Raumkrümmung (geschlossener Raum) ist das Objekt weiter entfernt, bei c) negativer Raumkrümmung (offener Raum) liegt es näher als a) im euklidischen Raum.

$$d_{AH}(t_{dec}) = a(t_{dec})r_{AH}(t) = \frac{254 \cdot 10^6}{1087} = 233\,000 \text{ pc} \quad (9.6)$$

Das Ergebnis spricht für einen euklidischen Raum $\kappa = 0$. Man beachte, dass sich die Krümmung (Ω_K) als Abweichung der normierten Dichte von 1 zeigt

$$\Omega = \Omega_M + \Omega_\Lambda + \Omega_r = 1 - \Omega_K \quad (9.7)$$

wobei für die Gegenwart $a(t_0) = 1$ und

$$\Omega_K = H_0^{-2} \cdot \frac{c^2 \kappa}{R^2} \quad (9.8)$$

Wenn $\kappa > 0$ ist (geschlossener Raum), wird Ω_K negativ (s. Gl. 5.2) und es würde r_{AH} und damit der Winkel ϑ größer werden. Für $\kappa < 0$ (offener Raum) würde ein kleinerer Wert r_{AH} erwartet als im Fall $\kappa = 0$. Im Spektrum lässt sich dieser Sachverhalt genähert durch

$$l_{Peak} \approx 220 / \sqrt{\Omega} \quad (9.9)$$

ausdrücken. Danach hat das BOOMERANG-Experiment mit einer Genauigkeit von ca. 5% (ebenso das Projekt MAXIMA mit etwas geringerer Genauigkeit) den Nachweis erbracht, dass $\Omega = 1$ und der Raum euklidisch ist.

9.3. Die WMAP-Sonde

Das gegenwärtig spannendste Experiment ist zweifellos WMAP. Der 830 kg schwere Satellit wurde im Sommer 2001 gestartet und reiste 3 Monate bis er den äußeren Langrange-Punkt L_2 im Sonne-Erde System in $1,5 \cdot 10^6$ km erreichte, den er seither in Pendelbewegungen (Lissajous-Figuren) umkreist. Der Satellit liefert seit Beginn des Jahres 2003 die ersten Ergebnisse. Das System detektiert in 5 Frequenzkanälen von 23, 33, 41, 61 und 94 GHz mit Winkelauflösungen von 0,93 bis $< 0,23^\circ$. Das Radiometer des Empfängers misst Temperaturdifferenzen und die Polarisation der Strahlung. Die beiden Primärspiegel von $1,4 \times 1,6$ m sind als duales optisches Gregory-System angeordnet, welche Strahlung von zwei Punkten aufnehmen kann. Diese liegen 140° auseinander liegen und werden 10 getrennten Differential-Empfängern zugeleitet. Die fokale Ebene umfasst ein Gesichtsfeld von $3,5 \times 3,5^\circ$. Die Lebensdauer des Satelliten wird mit mindestens 27 Monaten angegeben. Die ersten Ergebnisse, dargestellt in Fig. 9.8 sind frappierend. Im Vergleich zu COBE fällt die enorm gesteigerte Auflösung ins Auge. Lange Messzeiten und eine hohe Zahl von Messpunkten schaffen eine bisher unerreichte Genauigkeit

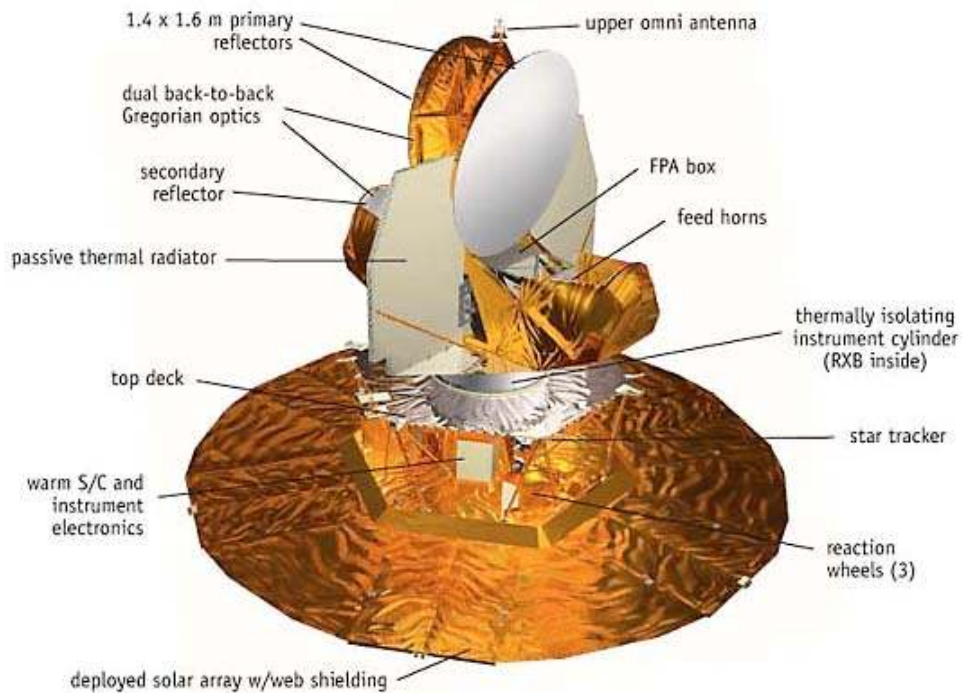


Fig. 9.5. WMAP : Die Instrumente s. Beschriftung und Text

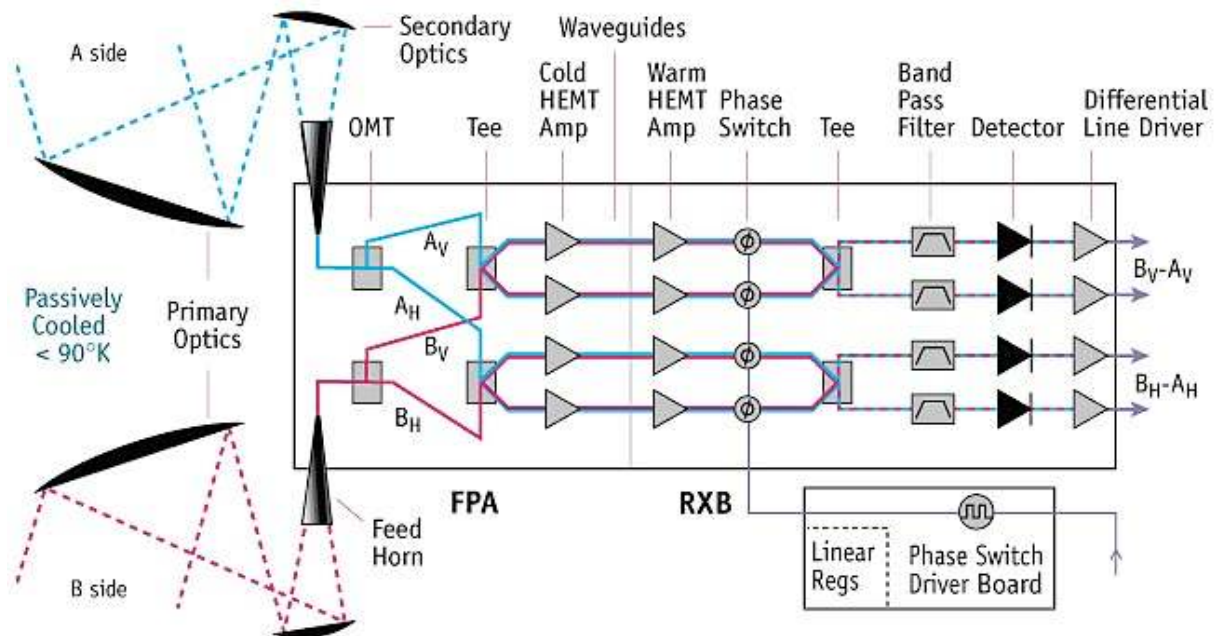


Fig. 9.6. WMAP: Der Empfänger, ausgerüstet als duale Mikrowellen-Meßbrücke ist in der Lage, Differenzen der Mikrowellenleistung sowie Polarisation der Strahlung zu messen. Die Kühlung auf ca. 90 K wird durch passive Abstrahlung erreicht.

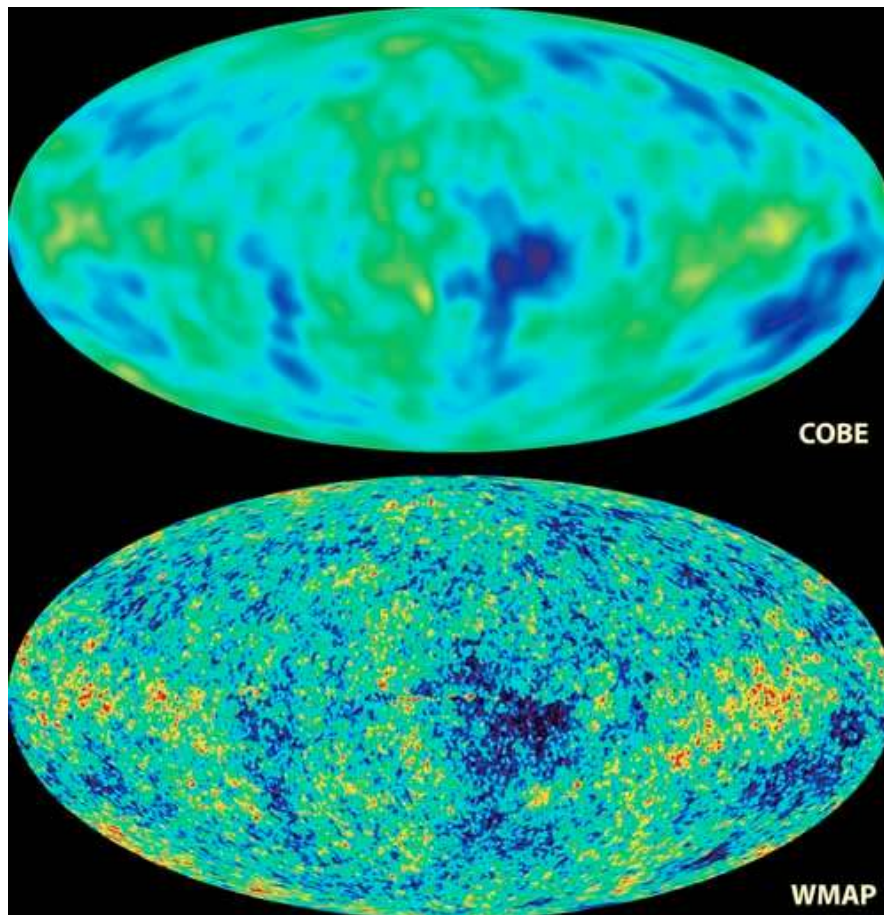


Fig. 9.7. Anisotropie der CMB gemessen mit COBE (oben) und WMAP (unten)

der Messdaten, was sich insbesondere in dem Fluktuationsspektrum in Fig. 9.12 zeigt. Die Begrenzung des Gesichtsfelds auf $3,5 \times 3,5^\circ$ führt in der Auftragung gegen die Multipolzahlen l zu einer gallopiierenden Vergrößerung der Fehler jenseits von $l = 700$.

9.3. Interpretation der Spektren

Es sind eine Reihe von Programmen verfügbar, mit welchen Spektren der CMB-Fluktuationen simuliert werden können. Neben den verschiedenen Beiträgen zu Ω , geht H_0 , die CMB-Temperatur T_0 , der skalare spektrale Index n , die optische Tiefe bei der letzten Lichtstreuung, die Rotverschiebung z bei der Beginn der Reionisierung in die Rechnung ein. Andere Parameter wie die Neutrinozahl oder Ω_{0b} müssen eingegeben werden. Damit können nicht nur anderweitig gemessene Parameter auf ihre Verträglichkeit überprüft, sondern auch Details untersucht werden wie die Reionisation, die mit der Entstehung erster Sterne bei ca. bei $z \leq 20$ (was etwa $200 \cdot 10^6$ Jahren entspricht) zusammen fällt. Wir werden am Schluß des Kapitels die von dem WMAP-Team bestimmten

kosmologischen Parameter in einer Tabelle angeben und uns jetzt einigen mehr qualitativen Diskussionen über das Zustandekommen des Spektrums widmen.

Zum Verständnis der akustischen Schwingungen betrachtet man ein Plasma aus Baryonen, Elektronen und Photonen als relativistische Flüssigkeit. Das Plasma wird durch starke elektromagnetische Wechselwirkung im thermischen Gleichgewicht gehalten. Die Kopplung der Photonen an die Materie wird durch Streuprozesse vermittelt, wobei wir unterscheiden können zwischen Streuung von Photonen an Elektronen (Thomson-Streuung, Querschnitt $\sigma = 8\pi\alpha^2 / 3m_e = 6,65 \cdot 10^{25} \text{ cm}^2$) an Atomen (Rayleigh-Streuung) und schließlich Absorptionen durch Wasserstoffatome, die aber bei abnehmender Temperatur immer seltener werden. Das Plasma ist vor der Entkopplung undurchsichtig. Die freie Weglänge der Photonen l_{ph} wächst an bis zur völligen Entkopplung, wobei sie ziemlich schnell die Größenordnung des Horizontlänge erreicht

$$l_{ph} = \sigma n_e \geq H(t_*) \quad (9.10)$$

Die Teilchendichte der Elektronen lässt sich aus dem Ionisationsgrad x (s. Gl. 6.21) und der Baryonendichte bestimmen

$$n_e = x \Omega_{ob} a^{-3} \quad (9.11)$$

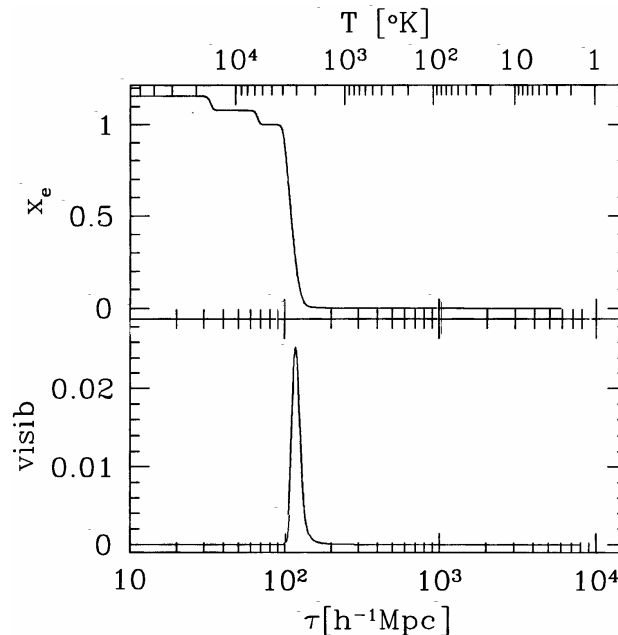


Fig. 9.8 Oben ist der Ionisationsgrad unten die Sichtbarkeitsfunktion eines Photons aufgetragen gegen die Temperatur und gegen die konformale Zeit (entspricht r im Text). Die Sichtbarkeitsfunktion, welche die Wahrscheinlichkeit angibt, dass ein Photon zum letzten Mal gestreut wird (Thomson-Streuung an freien Elektronen), ist aufgetragen gegen die heute beobachtete Horizontskala. Nach M. Zaldarriaga: *An Introduction to CMB Anisotropy. Lecture Notes.*

Fig. 9.8 zeigt das Abklingen des Ionisationsgrads x (s. Gl. 6.21) mit der Zeit. Die akustischen Schwingungen entstehen aus einem Wechselspiel von Kompression durch Gravitation und rücktreibendem Strahlungsdruck. Wenn die Photonen aus dem Gravitationspotential wieder entweichen, hat eine Temperaturerniedrigung stattgefunden (Sachs-Wolfe-Effekt). Da die Umkehrpunkte der Schwingung Extrema der Geschwindigkeit der Plasmaschwingung sind, hat die Geschwindigkeit eine Phasenverschiebung von 90° zur Temperaturschwingung. Die Geschwindigkeit verursacht eine Dopplerverschiebung in Richtung zum Beobachter. Würde man den Effekt der Baryonen vernachlässigen, dann hätten die Doppler-Oszillationen die gleiche Amplitude wie die Temperatur-Oszillationen, sie wären nur um 90° zueinander phasenverschoben. Die Erhöhung der Baryondichte erhöht auch die effektive Masse des Plasmas. Die Baryonen verstärken die Amplitude der Temperaturschwingungen und die Höhe der Kompressions-Peaks. Damit fällt gleichzeitig die Amplitude der Geschwindigkeiten. Zusätzlich müssen Dämpfungsprozesse der Schwingungen in Betracht gezogen werden. Hier ist in erster Linie an einen Energietransport durch Strahlung zu denken, was Streuprozesse der Photonen besorgen, welche dadurch eine begrenzte freie Weglänge bekommen (s. Gl. 9.12 u. 9.13).

Wie werden die Schwingungen angetrieben? Sie werden von Fluktuationen angetrieben, welche aus der Inflation stammen. Diese sind selbstähnlich, weil die Inflation eine exponentielle Expansion ist und \dot{a}/a skalunenabhängig ist. Das zeigt sich im Leistungsspektrum der Temperaturvarianz

$$\frac{l(l+1)}{2\pi} C_l \equiv \frac{\Delta_T^2}{T^2} \approx k^3 \frac{P_T(k)}{2\pi^2} \Big|_k \propto k^{n-1} \quad (9.12)$$

Sie sind nicht mehr von k abhängig, d.h. es sollte $n=1$ sein. Der beste Wert für den spektralen Index n ist heute $n=0,96 \pm 0,017$ (Spergel et al. 2006). Die Fluktuationen der Geometrie sind eingefroren, weil die Störungen jetzt außerhalb des Horizonts liegen. Sie lassen sich als Störung von Raummetrik

$$\delta g_{kl} = 2a^2 \Phi \delta_{kl} \quad k, l = 1, 2, 3 \quad (9.13)$$

und Zeitmetrik

$$\delta g_{tt} = 2\Psi \quad (9.14)$$

verstehen.

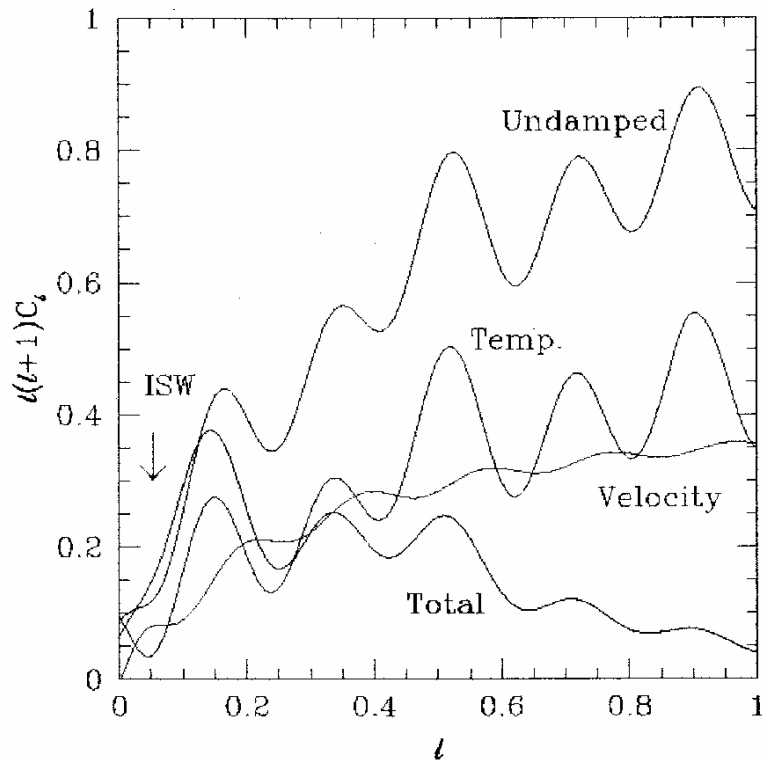


Fig. 9.9. Zerlegung eines Modellspektrum („Total“) in die ungedämpfte Temperaturschwinung („Undamped“) die gedämpfte Temperatur-Schwinung („Temp.“) den Anteil der Geschwindigkeit („Velocity“) und Hinweis auf den „integralen Sachs-Wolfe-Effekt, der nach der Entkopplung auf dem Wege zum Beobachter auftreten kann nach W. Hu, M. White, ApJ. 479. 568-579 (1997) .

Wenn wir $\Psi = \delta t / t$ setzen, und für den Skalenparameter den allgemeinen Ausdruck

$$a \propto t^{2/[3(1+w)]} \quad (9.15)$$

wählen mit der Zustandsgleichung

$$p = w\rho \quad (9.16)$$

dann erhalten wir für die Temperaturfluktuation

$$\frac{\Delta T}{T} = -\frac{\delta a}{a} = -\frac{2}{3[1+p/\rho]} \cdot \Psi \quad (9.17)$$

In der Strahlungsdominierten Epoche wird die Temperaturfluktuation mit $w=1/3$ zu $\Delta T/T = -\Psi/2$, dagegen in der Materiedominierten Epoche wird $\Delta T/T = -2\Psi/3$. Man sieht daraus, dass die anfängliche Temperaturfluktuation

untrennbar mit den anfänglichen Störungen des Gravitationspotentials verbunden ist.

Wir verzichten hier aus Platz- bzw. Zeitgründen auf die explizite Angabe der Oszillorgleichungen, die einen Einstieg in die relativistische Hydrodynamik erfordern würde. Stattdessen geben wir nur die Frequenz ω der Moden an, die als stehende Wellen der Wellenzahl k beobachtet werden

$$\omega^2 = \frac{c^2}{3(1+R)} k^2 \quad (9.18)$$

Hier ist R das Impulsdichteverhältnis von Baryonen zu Photonen

$$R = (p_b + \rho_b)/(p_r + \rho_r) \approx 0,6\Omega_b h^2 / 0,02 \cdot (a/10^{-3}) \quad (9.19)$$

Wenn die Baryondichte gegen Null geht, nähert sich das Quadrat der Schallgeschwindigkeit im Plasma $c_s^2 = c^2/3$ an und wird bei Rekombination mit

$R \approx 0,65$, und $c_s = \frac{c}{\sqrt{3(1+R)}} \approx 0,45c$. Die Ausdehnung des akustischen

Horizonts sollte gleich einer halben Wellenlänge der Grundschiwingung sein, also $\lambda = 2r_{AH}(t_0)$. Dann wird der k -Vektor der Grundschiwingung ($n=1$) und Oberschiwingungen ($n > 1$)

$$k_n = n\pi/r_{AH}(t_0) \quad (9.20)$$

Der Winkel, unter welchem der erste Peak zu sehen sind, war

$$\frac{r_{AH}(t_0)}{r_H(t_0)} = \sin \vartheta \approx \vartheta \quad (9.21)$$

Die Ordnungszahl (der Kugelfunktion) l_n ist ungefähr proportional zu k_n

$$l_n \approx nk_1 \quad (9.22)$$

und

$$l_1 = \pi/\vartheta \quad (9.23)$$

Dass überhaupt akustische Peaks mit Oberschiwingungen beobachtet werden können, hängt von der Kohärenz der Schwingungen ab. Diese ist keineswegs selbstverständlich, sondern eine Konsequenz der Inflation, welche die Schwingungen, die über den Horizont ausgedehnt werden, phasengleich starten lässt.

Ungeradzahlige Peaks markieren Gebiete größerer Dichte, die geradzahligen Peaks Gebiete geringerer Dichte. Die Höhendifferenz der Peaks (abzüglich des Untergrunds) beträgt $(1 + 2R)^2 - 1$. Da $R \approx 3\rho_b / 4\rho_\gamma$, das Baryon zu Photon Verhältnis enthält, kann das CMB-Spektrum helfen, die Baryonenkonzentration zu bestimmen.

Nach der beobachteten Abfolge der akustischen Peaks würde man $l_1 \approx 300$ erwarten. Stattdessen liegt l_1 bei 220. Ein Grund ist u.a. die Expansionsrate ändert sich durch das Auftreten der dunklen Energie, dadurch

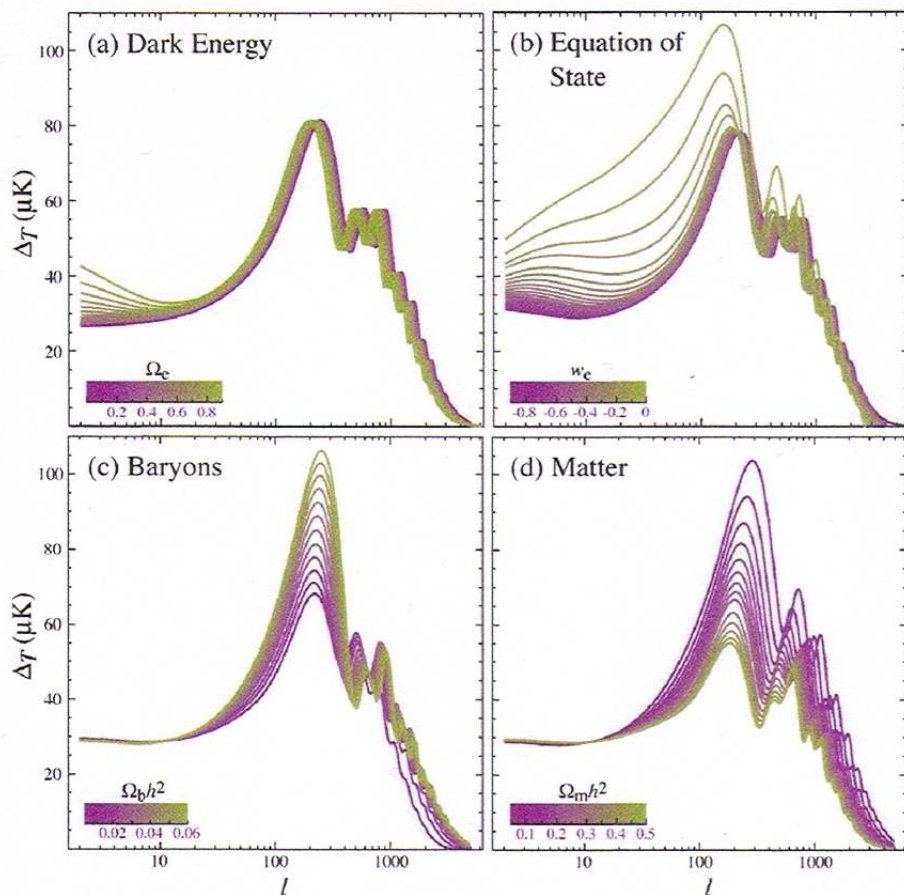


Fig. 9.10. zeigt, wie die Modell-Spektren von der Baryondichte Ω_b , der Materiedichte Ω_m , der Dichte der dunklen Energie Ω_Λ (hier Ω_e genannt) und Zustandsgleichung der dunklen Energie w_Λ (hier w_e genannt) abhängen. Die Rechnungen gingen von einem euklidischen Modell aus mit den Parametern $\Omega_\Lambda = 0,65$, $w_\Lambda = -1$, $\Omega_b h^2 = 0,02$, $\Omega_m h^2 = 0,15$ und $n = 1$ nach W. Hu, S. Dodelson, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 40 (2002) 171.

erscheint der erste Peak zu niedrigeren Multipolen bzw. die Oberschwingungen zu höheren Multipolen verschoben. Die Empfindlichkeit der akustischen Skala, die in Fig. 9.9 dargestellt ist, wird nach Hu und Dodelson noch einmal numerisch angegeben

$$\frac{\Delta l}{l} \approx -1,1 \frac{\Delta \Omega_{tot}}{\Omega_{tot}} - 0,24 \frac{\Delta \Omega_m h^2}{\Omega_m h^2} + 0,17 \frac{\Delta \Omega_\Lambda}{\Omega_\Lambda} - 0,11 w_\Lambda + 0,07 \frac{\Delta \Omega_b h^2}{\Omega_b h^2} \quad (2.24)$$

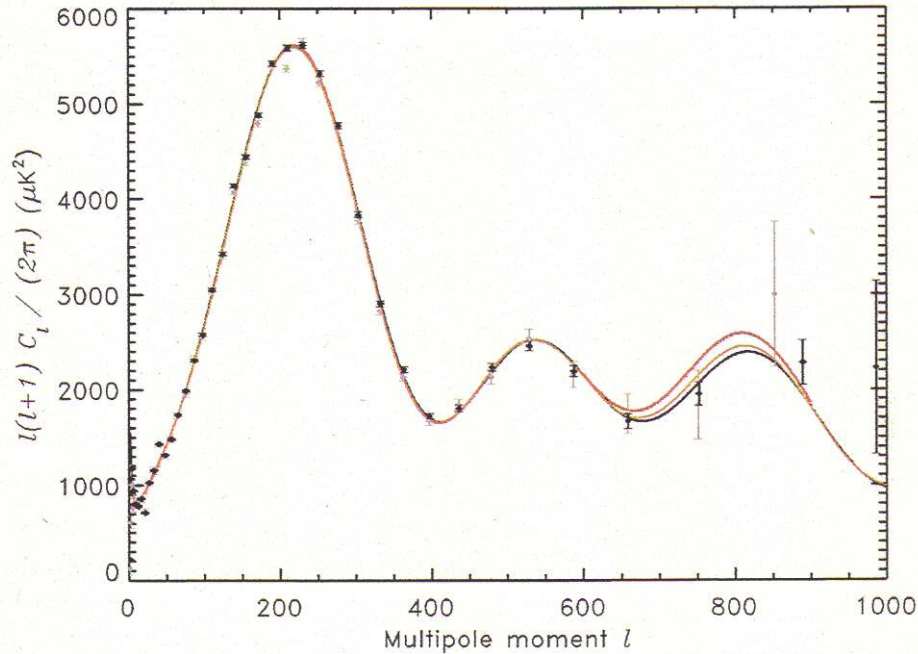


Fig. 9.11. Das Spektrum der Temperaturfluktuationen gemessen von WMAP während des 3-jährigen Betriebs. Dazu die beste Anpassung durch die schwarze Kurve nach dem Λ CDM-Modell (dunkle Energie Λ plus „gold dark matter“). Die rote (obere) Kurve ist die beste Anpassung nach einem Jahr Betrieb. Die orange Kurve (in der Mitte) ist die beste Anpassung von einem Jahr WMAP-Daten, CBI- und ACBAR-Daten.

Die Modell hängen auch von der dunklen Energie und der Materie ab, wie die Fig. 9.10 zeigt. Daraus hat sich eine ziemlich genaue Bestimmung dieser Größen ergeben unter der Vorgabe euklidischer Geometrie. Man erhält mit $h = 0,72$, $\Omega_M = 0,26$ und $\Omega_\Lambda = 0,74$. Die baryonische Materie nimmt davon insgesamt nur den Anteil 0,04 ein.

Außer Temperaturdifferenzen wurden von WMAP auch Polarisation der Mikrowellenstrahlung in verschiedenen Frequenzkanälen gemessen. Dabei wurde eine signifikante polarisierte Strahlung des Vordergrunds gemessen, die sowohl von galaktischer Synchrotronstrahlung (bes. bei 40 GHz und $l < 50$) wie auch von thermischer Strahlung aus interstellarem Staub (bes. bei 94 GHz) in der galaktischen Ebene stammt. Das polarisierte Signal, welches am wenigsten kontaminierte ist, liefert der Kanal von 61 GHz. Man kann damit in hohen galaktischen Breiten neben dem Spektrum der Temperatur- oder TT-Korrelation (Gl. 9.4) auch das TE-Korrelations- und das EE Korrelationsspektrum gewinnen. Das EE-Spektrum wird interpretiert als weitere Streuung auf dem

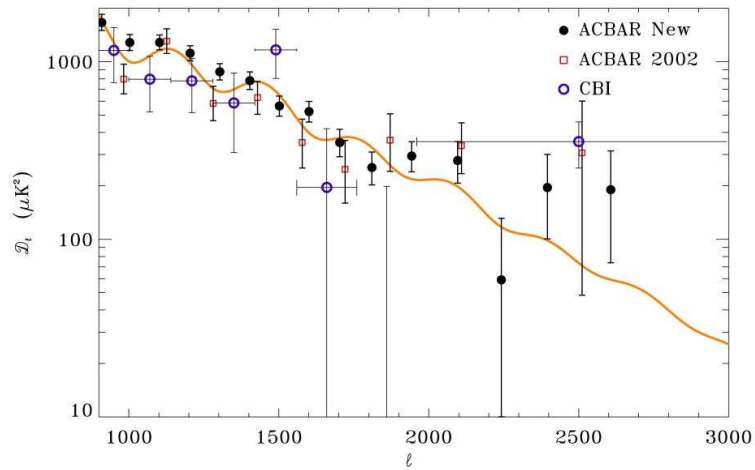


Fig. 9.12 Die terrestrischen Projekte ACBAR (arcminute cosmology bolometerarray receiver) aufgestellt auf dem Südpol und CBI (Cosmology Background Imager), aufgestellt in den chilenischen Anden auf 5080 m messen $\Delta T/T$ mit einer Winkelauflösung von ca. $15'$ und erreichen entsprechend höhere Multipole „ l “ in der spektralen Darstellung. Die rote Kurve ist die Extrapolation der besten Anpassung der WMAP-Daten.

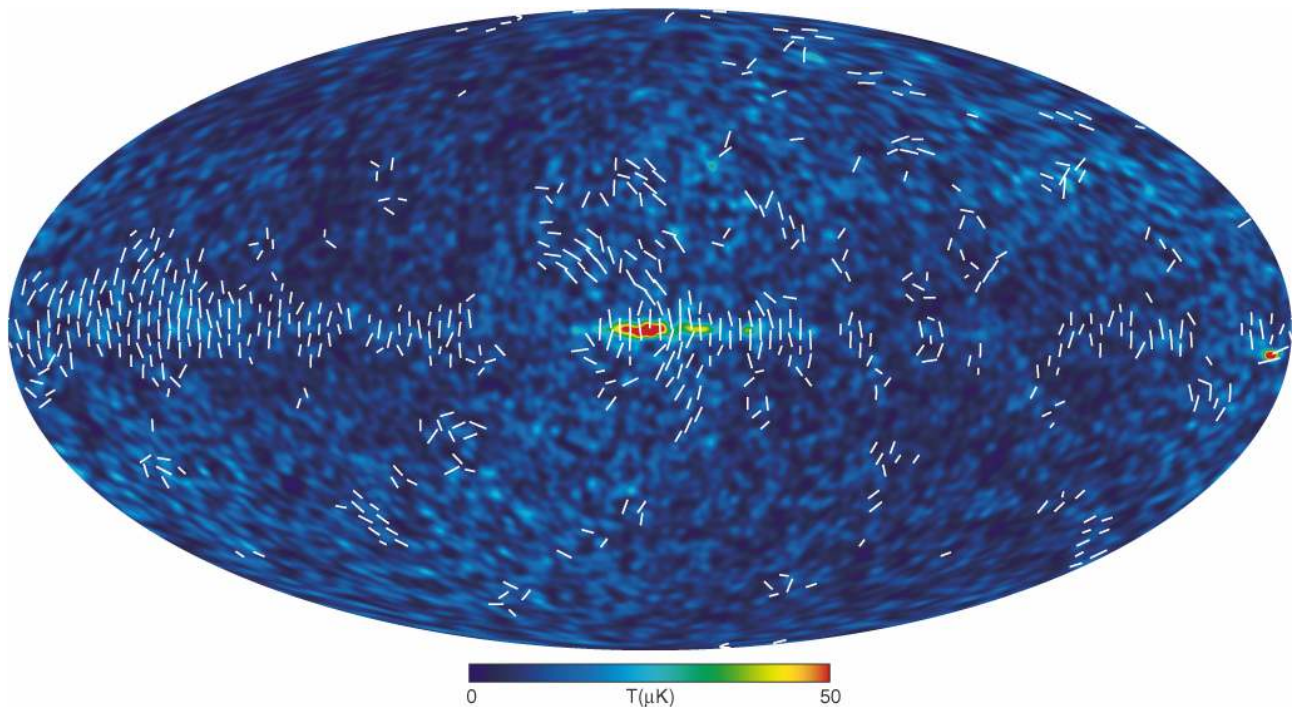


Fig. 9.13. Lage der E-Polarisation bei 61 GHz

Wege zum Detektor durch Elektronen, die erst durch Reionisation nach der Entstehung der ersten Sterne freigesetzt wurde. Die optische Tiefe liegt dabei zwischen $0,09 < \tau < 0,10 \pm 0,03$, nach 3 Jahren WMAP eher bei 0,092. Der skalare spektrale Index wird etwas kleiner und landet bei $n_s = 0,968$. Die Streuung ist eine tensorielle Eigenschaft, die durch unterschiedliche Elektronenkonzentrationen entlang einer Achse aber auch durch Einwirkungen von Gravitationswellen zustande kommen kann. Die werte hängen jeweils davon ab, ob nur WMAP- Messungen oder zusätzlich auch andere Messungen (SNe Ia, Massenverteilungen aus Galaxienkatalogen) hinzugenommen werden und damit eine Bestimmung der wahrscheinlichsten Parameter durchgeführt wird.

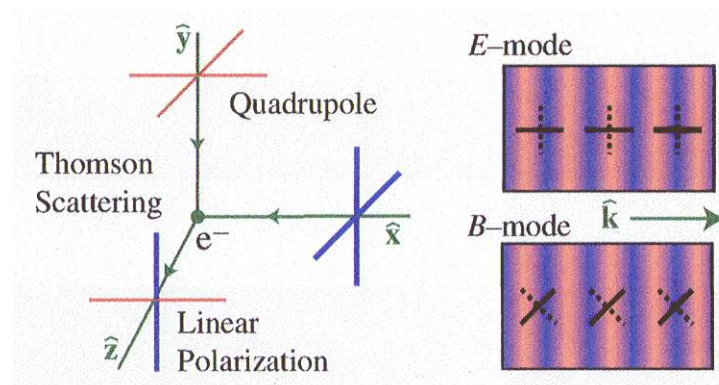


Fig. 9.14. Zustandekommen der linearen Polarisation durch Thomson-Streuung an freien Elektronen. Im E-Modus liegen die Polarisationsvektoren in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung \hat{k} , im B-Modus liegen im Winkel von 45° dazu.

9.5. Zusammenfassung

Die Fluktuationen der Hintergrundstrahlung können heute mit einigen Prozent Genauigkeit gemessen werden. Das geschieht mit Satelliten, mit Ballon-Sonden und terrestrischen Teleskopen für die Millimeterwellenstrahlung. Die Analyse des Leistungsspektrums ermöglicht eine große Zahl von kosmologischen Parametern mit hinreichender Genauigkeit zu bestimmen. Das Spektrum bestätigt das einfachste Modell der Inflation, es zeigt eine euklidische Geometrie an und ermöglicht, die Zusammensetzung der Energiedichte qualitativ und quantitativ zu bestimmen. Darüber hinaus bestätigt es das Λ CDM-Modell. Die Effekte der Polarisation sind noch eine Größenordnung kleiner als Temperaturfluktuation. Sie lassen Aussagen über die Reionisation des Kosmos zu.

Die angefügte Tabelle stellt die kosmologischen Parameter zusammen, wie sie nach den Daten von WMAP nach 2 Jahre Messung bestimmt wurden.

Table 3. “Best” Cosmological Parameters

Description	Symbol	Value	+ uncertainty	– uncertainty
Total density	Ω_{tot}	1.02	0.02	0.02
Equation of state of quintessence	w	< -0.78	95% CL	—
Dark energy density	Ω_Λ	0.73	0.04	0.04
Baryon density	$\Omega_b h^2$	0.0224	0.0009	0.0009
Baryon density	Ω_b	0.044	0.004	0.004
Baryon density (cm^{-3})	n_b	2.5×10^{-7}	0.1×10^{-7}	0.1×10^{-7}
Matter density	$\Omega_m h^2$	0.135	0.008	0.009
Matter density	Ω_m	0.27	0.04	0.04
Light neutrino density	$\Omega_\nu h^2$	< 0.0076	95% CL	—
CMB temperature (K) ^a	T_{cmb}	2.725	0.002	0.002
CMB photon density (cm^{-3}) ^b	n_γ	410.4	0.9	0.9
Baryon-to-photon ratio	η	6.1×10^{-10}	0.3×10^{-10}	0.2×10^{-10}
Baryon-to-matter ratio	$\Omega_b \Omega_m^{-1}$	0.17	0.01	0.01
Fluctuation amplitude in $8h^{-1}$ Mpc spheres	σ_8	0.84	0.04	0.04
Low- z cluster abundance scaling	$\sigma_8 \Omega_m^{0.5}$	0.44	0.04	0.05
Power spectrum normalization (at $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$) ^c	A	0.833	0.086	0.083
Scalar spectral index (at $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$) ^c	n_s	0.93	0.03	0.03
Running index slope (at $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$) ^c	$dn_s/d \ln k$	-0.031	0.016	0.018
Tensor-to-scalar ratio (at $k_0 = 0.002 \text{ Mpc}^{-1}$)	r	< 0.90	95% CL	—
Redshift of decoupling	z_{dec}	1089	1	1
Thickness of decoupling (FWHM)	Δz_{dec}	195	2	2
Hubble constant	h	0.71	0.04	0.03
Age of universe (Gyr)	t_0	13.7	0.2	0.2
Age at decoupling (kyr)	t_{dec}	379	8	7
Age at reionization (Myr, 95% CL)	t_r	180	220	80
Decoupling time interval (kyr)	Δt_{dec}	118	3	2
Redshift of matter-energy equality	z_{eq}	3233	194	210
Reionization optical depth	τ	0.17	0.04	0.04
Redshift of reionization (95% CL)	z_r	20	10	9
Sound horizon at decoupling ($^\circ$)	θ_A	0.598	0.002	0.002
Angular size distance (Gpc)	d_A	14.0	0.2	0.3
Acoustic scale ^d	ℓ_A	301	1	1
Sound horizon at decoupling (Mpc) ^d	r_s	147	2	2

^afrom *COBE* (Mather et al. 1999)

^bderived from *COBE* (Mather et al. 1999)

^c $l_{\text{eff}} \approx 700$

^d $\ell_A \equiv \pi \theta_A^{-1}$ $\theta_A \equiv r_s d_n^{-1}$

9.6. Literatur

M. Zaldarriaga: An Introduction to CMB Anisotropy. Lecture Notes.

A.R. Liddle, D.H. Lyth : Cosmological Inflation and Large-Scale Structure. Cambridge Univ. Press 2000

W. Hu, N. Sugiyama, & J. Silk. The Physics of Microwave Background Anisotropies. Nature 37 (1997) astro-ph/9604166

G. Hinshaw et al., First Year WMAP Observations: The Angular Power Spectrum. APJ 148 (2003) 63

A. Kogut et al., WMAP first Year Observations: TE Polarisation. APJ 148 (2003) 161

L. Page et al., First Year WMAP Observations: Interpretation of the TT TE Angular Power Spectrum Peaks, APJ 148 (2003) 233

D.N. Spergel et al.; Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) Three year results: Implication for cosmology.

<http://xxx.uni-augsburg.de/abs/astro-ph0603449>

http://map.gsfc.nasa.gov/mm/ob_techres.html

<http://www.hep.upenn.edu/~max/cbm/experiments/html>

<http://cosmo.nyu.edu/matiasz/CBMFAST/parameters.html>