

# Anisotropien der Cosmischen Mikrowellen Hintergrundstrahlung (MCB)

Fedor Tkatschenko

1.11.08

## 1 Einführung

Die Debatte über die CMB Anisotropien ist eines der sich am schnellsten entwickelnden Gebiete der Kosmologie. Die Abweichungen der CMB sind momentan deswegen so interessant, weil sie so klein sind, was bedeutet, dass das Universum bei Entstehung der CMB sehr nah an völliger Homogenität und Isotropie gewesen sein muss. Deshalb können mit Hilfe von Computerprogrammen genaue Berechnungen durchgeführt werden. Außerdem stellt sich heraus, dass die vorhergesagten Abweichungen sehr empfindlich sind auf eine Reihe von kosmologischen Parametern. Das bedeutet, exakte Messungen können uns gute Unterscheidungskriterien für Kosmologische Modelle liefern. Die Beobachtungen der CMB Anisotropien haben einige der gewagtesten Spekulationen über unser Universum bestätigt und zum Kosmologischen Standardmodell gemacht. Zu diesen Spekulationen gehören z. B. das Universum sei räumlich flach ( $k=0$ ) und bestehe hauptsächlich aus Dunkler Materie, Dunkler Energie und einem kleinen Anteil an gewöhnlicher Materie. Es vergingen 28 Jahre zwischen Entdeckung der Strahlung (Penzias und Wilson 1965) und Entdeckung der Anisotropien (COBE DMR 1992). Zwar wurde danach gesucht, doch die Suche war bis auf die Dipolanisotropie, durch die Relativbewegung unseres Sonnensystems erfolglos. Dies steht jedoch in starkem Widerspruch zu der Materieverteilung (Galaxien und Galaxie Haufen) in unserem Universum. Während Inhomogenitäten durch Instabilitäten der Gravitation wuchsen, wurde dieser Prozess für die Photonen durch den Strahlungsdruck verhindert. Deswegen treten Verteilungen von Materie im Universum und Anisotropien der CMB, obwohl sie durch die selbe Quelle verursacht wurden, heute in verschiedenen Weisen auf.

## 2 Größenordnung und Entstehung des CMB Spektrums

Die CMB Strahlung, die anhand der Messinstrumente (COBE Differential Microwave Radiometer (DMR), WMAP DMR) gemessen wurde liefert Abweichungen von

der völligen Isotropie, die in der Größen- ordnung von  $\frac{\Delta T}{T} \leq 10^{-4} - 10^{-5} K$  liegen (also im  $\mu K$  Bereich).

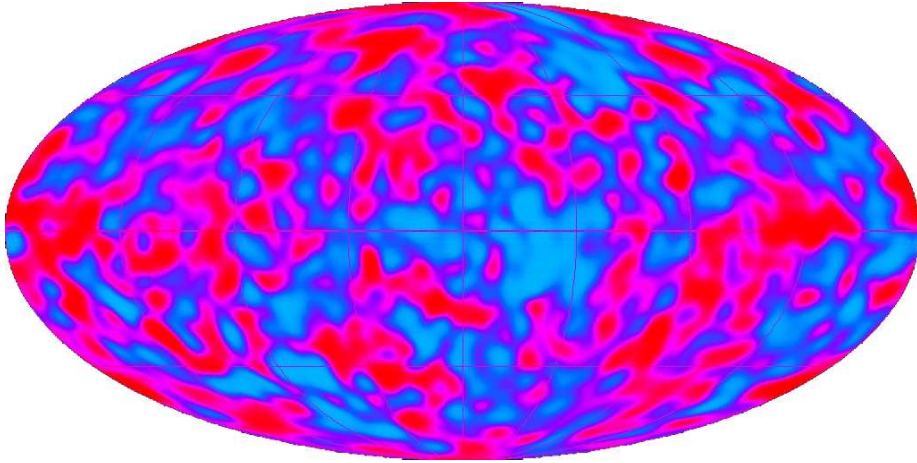


Abb. 2a: Anisotropiemessung COBE DMR Experiment 1992

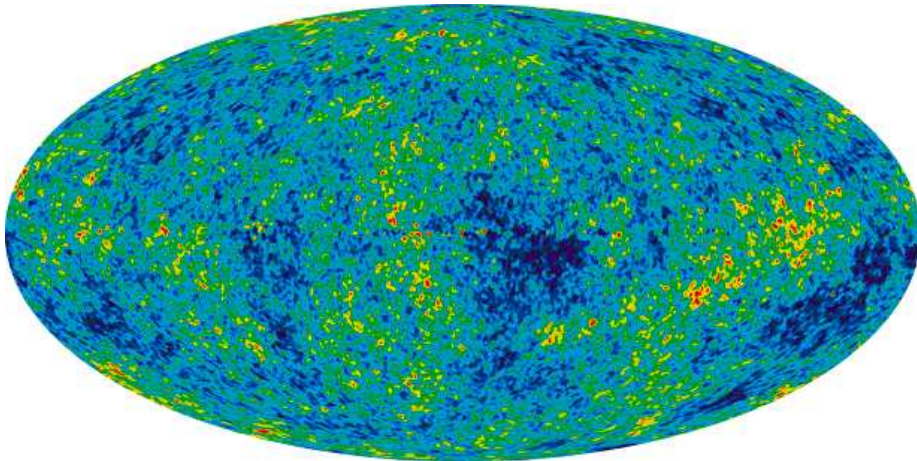


Abb. 2b: Anisotropiemessung WMAP DMR Experiment

Grund für diese Schwankungen sind Prozesse im Plasma der Strahlungs-dominierten Epoche. Zu Zeiten bei denen die Temperaturen  $T \gg 3000K$  und somit die Materie noch vollkommen ionisiert war, wurden Dichteschwankungen (und somit Temperaturfluktuationen) durch die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Photonen klein gehalten. Schwankungen um die Mittelwerte im Rahmen der Thermo-Dynamik sind somit viel zu klein, um das beobachtete Fluktuationsspektrum zu erklären. Stattdessen stammen die Anisotropien von Quantenfluktuationen, die anfangs ( $t \approx 10^{-32}$ ) zu Störungen der Metrik auf kleinstem Raum führten. Im Zuge der exponentiellen Expansion des Universums wurden diese dann aber auf makroskopische Größe aufgebläht und sie blieben (in

mitbewegten Koordinaten) stehen als die Fluktuationen den Horizont verließen. Diese Störungen der Metrik waren Ursache für Temperaturinhomogenitäten und ein somit schwingendes Plasma. Mit der Entkopplung von Strahlung und Materie durch die Rekombination des Plasmas ging die Wechselwirkung, die diese Schwingungen antrieb, verloren. Die Temperaturfluktuationen wurden somit eingefroren, und wir erhalten durch Messungen der CMB Informationen über die Vorgänge und Materieverteilungen an dieser sogenannten "last scattering surface".

## 2.1 Das CMB Temperaturfeld

Die Hauptgröße der CMB Strahlung ist die Intensität als eine Funktion der Frequenz und der Richtung am Himmel. Es wird die Funktion  $\Delta T(\vec{n}) \equiv T(\vec{n}) - T_0$  nach sphärischen Kugelflächenfunktionen  $Y_{lm}(\vec{n})$  entwickelt, dabei ist  $\Delta T$  die Differenz zwischen der CMB Temperatur, gemessen entlang einer Richtung  $\vec{n}$  und dem Mittelwert  $T_0$  der CMB. Es ergibt sich:

$$\Delta T(\vec{n}) \equiv T(\vec{n}) - T_0 = \sum_{lm} a_{lm} Y_{lm}(\vec{n}); T_0 = \frac{1}{4\pi} \int d^2\vec{n} T(\vec{n}) \quad (1)$$

Da  $\Delta T$  real sind, muss für die  $a_{lm}$  gelten:  $a_{lm} = a_{l-m}$

Der Beitrag für  $l = 1$  und  $m = 0$  wird durch die Bewegung relativ zum Ruhesystem der CMB Strahlung verursacht (Dipolanisotropie).

Die Koeffizienten  $a_{lm}$  geben nicht nur die Ereignisse zum Zeitpunkt der letzten Streuung an, sondern auch die Position der Erde im Universum. Dazu sind kosmologische Theorien nicht fähig.

Es muss die Annahme gemacht werden, dass das Universum (im Mittel) Rotationsinvariant ist, somit sind auch alle Mittelwerte  $\langle \Delta T(\vec{n}_1) \Delta T(\vec{n}_2) \Delta T(\vec{n}_3) \dots \rangle$  rotationsinvariant und somit ist  $\langle \Delta T(\vec{n}) \rangle$  unabhängig von  $\vec{n}$ .

Da die  $\Delta T(\vec{n})$  definiert sind als die Abweichung der Temperatur vom Mittelwert bei den Winkelkoordinaten  $\vec{n}$ , geht das Integral  $\int \langle \Delta T(\vec{n}) \rangle \frac{d^2\vec{n}}{4\pi}$  gegen 0. Genauso ergibt die Mittelung über die Positionen des Betrachters für  $\int \langle \Delta T(\vec{n}) \rangle d^2\vec{n} = 0$ . Der einfachste nicht triviale Wert, der die Anisotropie charakterisiert ist, somit das Produkt zweier  $\Delta T$ .

$$\langle a_{lm} a_{l'm'} \rangle = \delta_{ll'} \delta_{mm'} C_l \quad (2)$$

als Folge der Rotationsinvarianz.

$$\langle \Delta T(\vec{n}) \Delta T(\vec{n}') \rangle = \sum_{lm} C_l Y_{lm}(\vec{n}) Y_{l-m}(\vec{n}') = \sum_l C_l \left( \frac{2l+1}{4\pi} \right) P_l(\vec{n} \cdot \vec{n}') \quad (3)$$

Dabei sind die  $P_l$  die gewöhnlichen Legenderpolynome. Durch invertieren der Legendertransformation lassen sich die  $C_l$  angeben :

$$C_l = \frac{1}{4\pi} \int d^2\vec{n} d^2\vec{n}' P_l(\vec{n} \cdot \vec{n}') \langle \Delta T \vec{n} \Delta T \vec{n}' \rangle \quad (4)$$

Unter der Annahme dass die  $\Delta T$  gaußverteilt sind, erhalten wir durch Kenntnis der  $C_l$  alles Wissenswerte über die Mittelwerte aller  $\Delta T$  Produkte. Was wir jedoch beobachten können, sind nicht die  $C_l$ , sondern  $C_l^{obs}$ . Dies ist der Mittelwert über alle  $m$ .

$$C_l^{obs} \equiv \frac{1}{2l+1} \sum_m a_{lm} a_{l-m} = \frac{1}{4\pi} \int d^2\vec{n} d^2\vec{n}' P_l(\vec{n}\vec{n}') \Delta T(\vec{n}) \cdot \Delta T(\vec{n}') \quad (5)$$

Die Differenz der aus kosmologischer Sicht interessanten  $C_l$  und den tatsächlich gemessenen Werten  $C_l^{obs}$  ist unter dem Begriff Kosmische Varianz bekannt. Glücklicherweise schrumpft das Betragsquadrat der Kosmischen Varianz, für gauß-vertelte Störungen mit wachsendem  $l$ , so dass:

$$\langle \left( \frac{C_l - C_l^{obs}}{C_l} \right)^2 \rangle = 1 - 2 + \frac{1}{(2l+1)^2 C_l^2} \sum_{mm'} \langle a_{lm} a_{l-m} a_{lm'} a_{l-m'} \rangle \quad (6)$$

Da die  $\Delta T$  gauß-verteilt sind, sind die Multipolkoeffizienten  $a_{lm}$  auch gauß-verteilt. Durch Nutzen der Identität  $\langle a_{lm} a_{l-m} a_{lm'} a_{l-m'} \rangle = \langle a_{lm} a_{l-m} \rangle \langle a_{lm'} a_{l-m'} \rangle + \langle a_{lm} a_{lm'} \rangle \langle a_{l-m} a_{l-m'} \rangle + \langle a_{lm} a_{l-m'} \rangle \langle a_{l-m} a_{lm'} \rangle$  erhält man somit:

$$\langle \left( \frac{C_l - C_l^{obs}}{C_l} \right)^2 \rangle = \frac{2}{2l+1} \quad (7)$$

Damit ist die Messgenauigkeit der  $C_l$  für kleine  $l$  festgelegt und für  $l \neq l'$  gilt:

$$\langle \left( \frac{C_l - C_l^{obs}}{C_l} \right) \left( \frac{C_{l'} - C_{l'}^{obs}}{C_{l'}} \right) \rangle = 0 \quad (8)$$

Die Schwankungen der  $C_l^{obs}$ , entfernt von den stetig variierenden  $C_l$  sind für verschiedene  $l$  unkorreliert. Das bedeutet, dass, wenn  $C_l^{obs}$  für  $l$  in einem Bereich  $\Delta l$  gemessen werden. In dem Bereich darf  $C_l$  nur leicht schwanken. Dann ist die Unsicherheit durch Kosmische Varianz im Wert  $C_l$  (in dem Bereich) um einen Faktor  $\frac{1}{\sqrt{\Delta l}}$  kleiner. Somit sagen uns Messungen für  $l \leq 5$  wahrscheinlich wenig über Kosmologie.

Das gilt auch für  $l \geq 2000$ . Grund dafür ist die Auflösung der Instrumente.

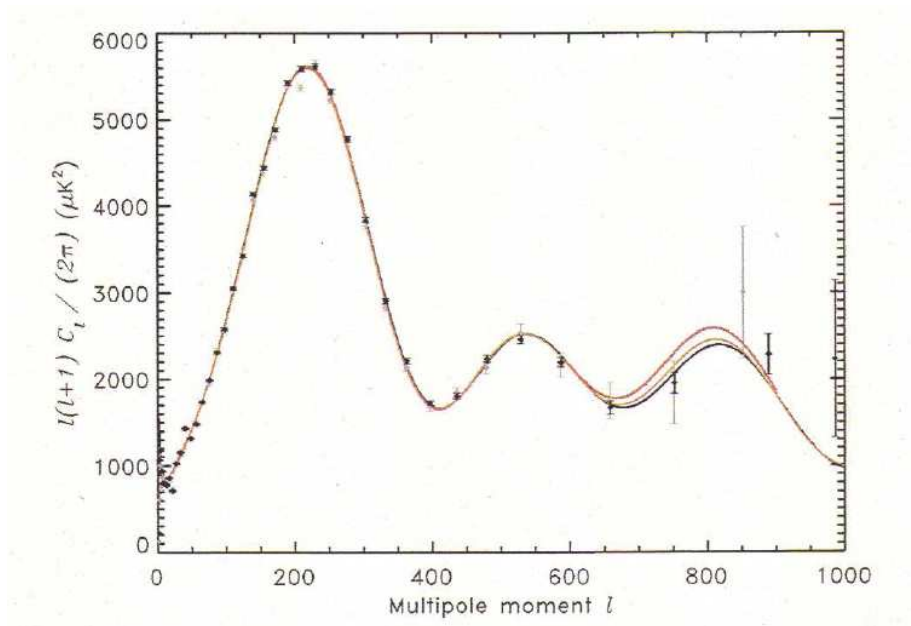


Abb.2.1: Das Spektrum der Temperaturfluktuationen gemessen von WMAP während des 3-jährigen Betriebs. Dazu die beste Anpassung durch die schwarze Kurve nach dem  $\Lambda$  CDM-Modell (dunkle Energie  $\Lambda$  plus cold dark matter). Die rote (obere) Kurve ist die beste Anpassung nach einem Jahr Betrieb. Die orange Kurve (in der Mitte) ist die beste Anpassung von einem Jahr WMAP-Daten, CBI- und ACBAR-Daten.

## 2.2 Akustische Schwingungen

Um die Entstehung der akustischen Schwingungen zu verstehen, muss man den Zeitraum der strahlungsdominierten Epoche betrachten. Während der strahlungsdominierten Epoche war das Universum mit heißem Plasma gefüllt. Materie und Strahlung waren durch Streuung fest miteinander gekoppelt (Thomson-Streuung und Coulomb-Streuung). Somit kann man das Plasma als heiße, stark wechselwirkende Flüssigkeit behandeln. In einem solchen Plasma stehen Gravitation und Strahlung in starkem Wettbewerb. Diese können aber nur zur Beschleunigung beitragen, wenn es Unterschiede in Druck und Dichte gibt. Ist zum Beispiel eine Region im Plasma kühler und dichter, so wirkt Gravitation und zieht das Plasma zusammen. Daraus resultiert eine Erwärmung des Plasmas und eine Erhöhung des Strahlungsdruckes. Dadurch wird die Kontraktion gestoppt und die Bewegung umgekehrt. Somit ist ein Zyklus vollendet und kann von neuem starten. Diese Oszillationen nennt man akustische Schwingungen. Diese sind charakterisiert durch  $\lambda$  als Wellenlänge,  $\nu$  als Frequenz, durch die Periode  $\omega$  und durch die Amplitude  $A$ . Während der strahlungsdominierten Epoche existiert das volle Spektrum dieser Schwingungen, ihr Verhalten und

die Amplituden werden durch das frühe Universum festgelegt (Anfangsbedingungen).

Die akustischen Schwingungen entstehen also aus der W.W. zwischen Gravitation und dem Strahlungsdruck als rücktreibende Kraft. Die lokale Geschwindigkeit ist zur Temperaturschwingung um 90 Grad phasenverschoben, da diese die Umkehrpunkte der Schwingung darstellen. Die Geschwindigkeit verursacht eine Dopplerverschiebung in die Richtung des Beobachters. Durch Anwesenheit der Baryonen erhöht sich die effektive Masse des Plasmas, dadurch werden die Amplitude der Temperaturschwingungen und die Höhe des Kompressionsspeaks verstärkt. Im Gegenzug fällt die Amplitude der Geschwindigkeit. Wären die Baryonen nicht anwesend, so hätten die Doppleroszillationen und Temperaturosillationen die gleiche Gestalt, bis auf die Phasenverschiebung um 90 Grad. Die Dämpfungsprozesse werden in erster Linie durch Strahlungstransport erzeugt (Streuung der Photonen).

Die Schwingungen werden von Fluktuationen Angetrieben, welche aus der Inflation stammen. Diese sind selbstähnlich, weil die Inflation eine exponentielle Expansion ist und  $\frac{\delta}{a}$  skaleninvariant ist (Harrison und Zel' dovich). Das zeigt sich am Leistungsspektrum der Temperaturvarianz

$$\frac{l(l+1)}{2\pi} C_l \equiv \left(\frac{\Delta T}{T}\right) \approx k^3 \frac{P_T(\vec{k})}{2\pi^2} \sim k^{n-1} \quad (9)$$

das nicht von  $k$  abhängig ist. D.h.  $n$  nimmt den Wert 1 an. Der experimentelle Wert für  $n = 0,96 + / - 0,017$  (Spergel et al 2006). Die Fluktuationen der Geometrie sind eingefroren, da Störungen heute außerhalb des Horizonts liegen. Sie lassen sich als Störungen von Raum- und Zeitmetrik verstehen.

Raummetrik:

$$\delta g_{kl} = 2a^2 \Phi \delta_{kl} \quad (10)$$

$k,l=1,2,3$

Zeitmetrik:

$$\delta g_{00} = 2\Psi \quad (11)$$

$\Psi$  soll nun  $\frac{\delta t}{t}$  sein, und  $a \sim t^{\frac{2}{3(1+w)}}$  der allgemeine Skalenparameter mit der Zustandsgleichung  $p = w\rho$ . Daraus folgt für die Temperaturfluktuationen:

$$\frac{\Delta T}{T} = -\frac{\delta a}{a} = -\frac{2}{3} \left(1 + \frac{p}{\rho}\right)^{-1} \frac{\delta t}{t} \quad (12)$$

Weil die Temperatur sich wie das Inverse des Skalenparameters verhält. Somit verursacht eine Zeitverschiebung eine Temperaturerhöhung von  $-\frac{\Psi}{2}$ , während der strahlungsdominierten Epoche, wo  $p = \frac{\rho}{3}$ , und  $-\frac{2\Psi}{3}$  während der Materiedominierten Epoche ( $p = 0$ ) (Peacock 1991, White und Hu 1997). Die anfänglichen Temperaturstörungen sind deshalb untrennbar mit den anfänglichen Störungen des Gravitationspotentials verbunden.

Die mathematische Behandlung des Problems im Fourierraum liefert die Oszillationsgleichung (bei Vernachlässigung von Dämpfungen):

$$\frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{\Delta T}{T}\right) + \omega^2 \left(\frac{\Delta T}{T}\right) = 0 \quad (13)$$

$$\omega^2 = \frac{c^2}{3(1+R)}k^2 = c_s^2 k^2 \quad (14)$$

Dabei ist  $R = \frac{p_b + \rho_b}{p_\gamma + \rho_\gamma} \approx 0,6\Omega_b h^2 / 0,02(a/10^{-3})$  das Impulsdichteverhältnis von Baryonen zu Photonen. Für verschwindende Baryondichte ( $R = 0$ ) erhält man für die Schallgeschwindigkeit  $c_s = \frac{c}{\sqrt{3}}$  mit  $R \approx 0,65$  folgt  $c_s = \frac{c}{\sqrt{3(1+R)}} \approx 0,45c$ . Um auf die Ausdehnung des Akustischen Horizontes zu schließen, muss die Grundschiwingung betrachtet werden. Dabei gilt:  $\frac{\lambda}{2} = r_{AH}(t_0)$ . Somit erhält man für den k Vektor  $k_n = \frac{n2\pi}{\lambda} = \frac{n\pi}{r_{AH}(t_0)}$ . Der erste Peak erscheint unter dem Winkel

$$\vartheta \approx \sin\vartheta = \frac{r_{AH}(t_0)}{r_H(t_0)} \quad (15)$$

(Näherung für euklidische Geometrie)

Da die Möglichkeit akustische Peaks zu beobachten davon abhängt, ob diese kohärent sind, sind sie eine Konsequenz der Inflation, die die Schwingungen phasengleich starten ließ.

Wie kann das CMB Spektrum dabei helfen, die Baryonen Konzentration zu bestimmen? Die akustischen Peaks liefern Aussagen über die Dichte der zugehörigen Gebiete (ungerade zu Gebieten großer Dichte, gerade zu Gebieten geringerer Dichte). Außerdem ist die Höhendifferenz der Peaks  $(1+2R)^2 - 1$  und  $R \approx \frac{3\rho_b}{4\rho_\gamma}$ . Somit lassen sich Rückschlüsse auf die Baryonenkonzentration ziehen.

Der beobachtete Wert für  $l-1$  liegt bei  $l_1 \approx 220$ , der erwartete Wert liegt jedoch bei  $l_1 \approx 300$ , wenn man die Abfolge der akustischen Peaks beobachtet. Diese Verschiebung hat ihre Ursache im Auftreten der dunklen Energie, die eine Änderung der Expansionsrate mit sich bringt. Dadurch erscheint der erste Peak zu niedrigeren Multipolen verschoben, während die Oberschwingungen zu höheren Multipolen verschoben sind.

Hu und Dodelson geben numerisch die Empfindlichkeit der akustischen Peaks an.

$$\frac{\Delta l}{l} \approx -1,1 \frac{\Delta\Omega_{tot}}{\Omega_{tot}} - 0,24 \frac{\Delta\Omega_m h^2}{\Omega_m h^2} + 0,17 \frac{\Delta\Omega_\Lambda}{\Omega_\Lambda} - 1,1\omega_\Lambda + 0,07 \frac{\Delta\Omega_b h^2}{\Omega_b h^2} \quad (16)$$

Die Modelle hängen auch von der dunklen Energie und der dunklen Materie ab. 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  $\Omega_\Lambda = 0,74$ .

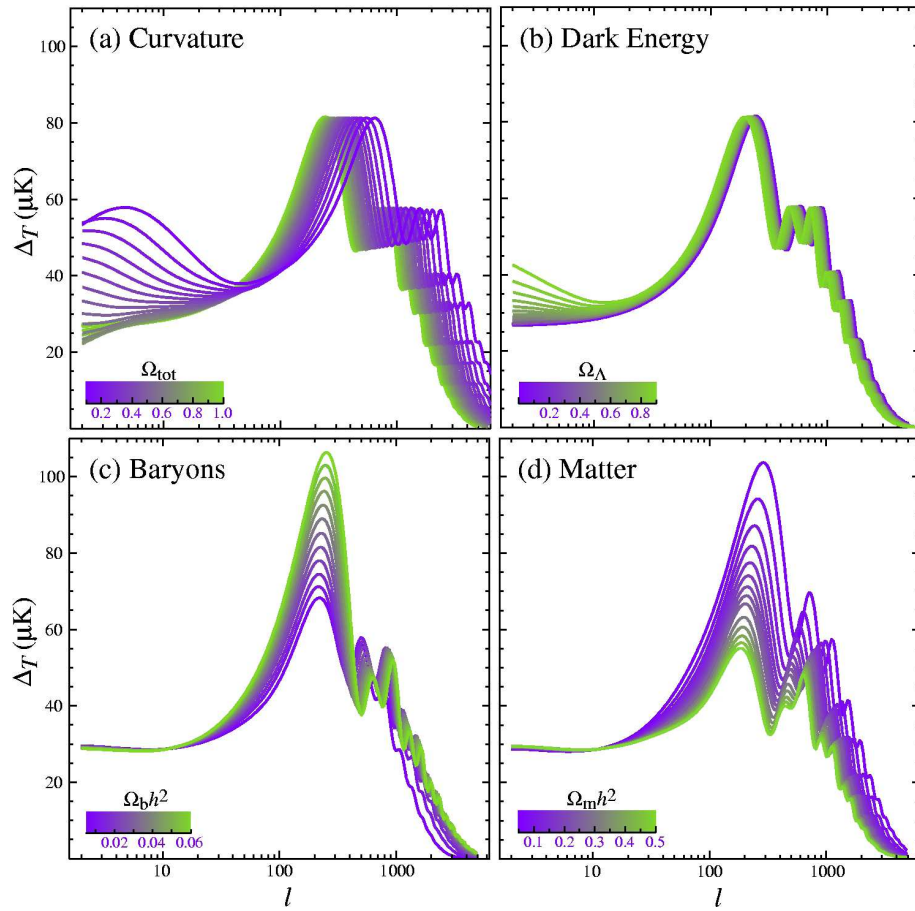


Abb.2.2: Zeigt wie die Modell-Spektren von der Baryondichte  $\Omega_b$ , der Materiedichte  $\Omega_m$ , der Dichte der dunklen Energie  $\Omega_{\Lambda}$  (hier  $\Omega_e$  genannt) und Zustandsgleichung der dunklen Energie  $w_{\Lambda}$  (hier  $w_e$  genannt) abhängen. Die Rechnungen gingen von 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.

### 2.3 Quellen der Fluktuationen

Für Fluktuationen in der Hintergrundstrahlung gibt es verschiedene Quellen. Dazu gehören z. B.

- Lokalen Dichteschwankungen sorgen für reale Temperaturschwankungen des Plasmas
- Bewegungen des Plasmas parallel zur Sichtlinie erscheinen durch den Dopplereffekt als Temperaturschwankungen
- Quadropol- Beiträge
- Sekundäre Quellen wie z.B. interstellare Objekte





Beam FWHM Arcmin	Area deg <sup>2</sup>	Frequency GHz	Technology
BOOMERANG 10 (Ruhl et al.2003)	3000	90- 410	Spider-web Bolometers, LDB
MAXIMA 10 (Lee at al. 2002)	120	150- 410	Spider-web Bolometers
Archeops 11 ( Benoit et al. 2003)	5000	143- 545	Spider-web Bolometers, LDB

Abb.3.1.1: Ballon Experimente 2000-2003[6]

Nach der Entdeckung der Anisotropien durch den COBE Satelliten, der nur die großen Winkelskalen untersuchte, richteten die meisten Beobachter ihren Blick auf die im kleineren Winkelbereich vorhergesagten Strukturen, die Experimente mit höherer Genauigkeit erforderten. Erste nützliche Daten lieferten MXIMA und BOOMERANG. Die Messungen mit dem BOOMERANG Ballon wurden mit 16 Bolometern in vier Frequenzfenstern vorgenommen: 90, 150, 240 und 400 Ghz. Die Wahl der beiden ersten Frequenzen stellt sicher, dass der Galaktische Vordergrund vermieden wird. Die beiden anderen Frequenzen empfangen gerade diesen. Ziel des Projektes war die genaue Vermessung des akustischen Peaks. Mit dem Ergebnis  $l = 203 + / - 6$ . Ausgedrückt im Winklemaß entspricht dies einem Gebiet am Himmel von  $\vartheta = l/180 \approx 1, 1^\circ$ . Am heutigen Teilchenhorizont liegt das ungefähr bei

$$r_H(t_0) \approx 5130(\Omega_{0M}h^2)^{-\frac{1}{2}} Mpc \quad (17)$$

(Nach Benutzung einer Näherungsformel für den Euklidischen Raum)

$$r_H(t_0) = 2H_0^{-1} \frac{1 + 0,084 \ln \Omega_{0M}}{\Omega_{0M}^{\frac{1}{2}}} \approx 5130(\Omega_{0M}h^2)^{-\frac{1}{2}} Mpc \quad (18)$$

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

$$r_{AH}(t_0) = r_H(t_0) * \sin \vartheta \approx 5230 * 2,58 * 0,019 = 254MPC \quad (19)$$

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

$$d_{AH}(t_{dec}) = a(t_{dec})r_{AH}(t) = \frac{254 * 10^6}{1090} = 233pc \quad (20)$$

. Dieses Ergebnis spricht für einen euklidischen Raum ( $\kappa = 0, \Omega = 1$ ). 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.

### 3.2 Der WMAP Satellit (Wilkinson Microwave Anisotropie Probe)

Das spannendste CMB- Experiment bisher ist zweifellos WMAP. Der 830 kg schwere Satellit wurde am 30. 07. 2001 gestartet umkreiste ein paarmal den Mond, um Schwung zu holen und erreichte letztendlich den Lagrange-Punkt L2, (Entfernung von der Erde  $1,5 \cdot 10^6$  km) im Sonne-Erde System. Seitdem führt er Pendelbewegungen (Lissajous- Figuren) aus, und macht seine Messungen. Dieser Punkt wurde gewählt um die Messinstrumente des Satelliten von der Mikrowellenstrahlung der Sonne, der Erde und des Mondes zu isolieren. 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  $\approx 0,23^\circ$  und einer Empfindlichkeit von weniger als  $0,2 \mu K$ . Die Abbildung 3.1 zeigt Messungen von WMAP in den unterschiedlichen Frequenzkanälen, das ist notwendig, weil man so sekundäre Quellen der Anisotropien ausschließen kann. Dazu gehören andere Galaxien, Milchstraßen und interstellarer Staub. Die Einflüsse der Sekundärquellen wirken sich unterschiedlich stark auf die verschiedenen Messfrequenzen aus (Abb. 3.1).

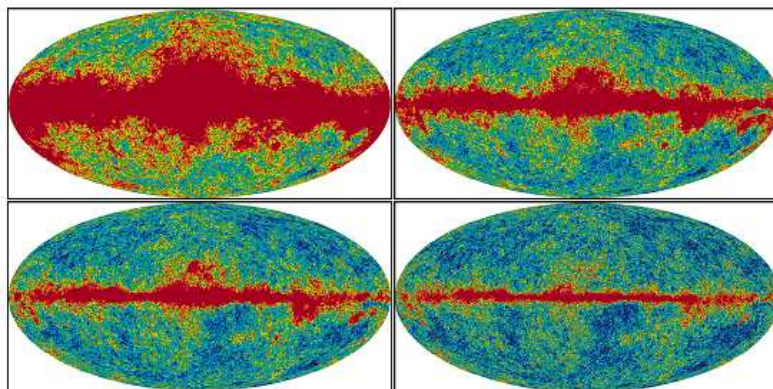


Abb.3.2.1: Messungen in unterschiedlichen Frequenzbändern (23, 33, 41, 61GHz)

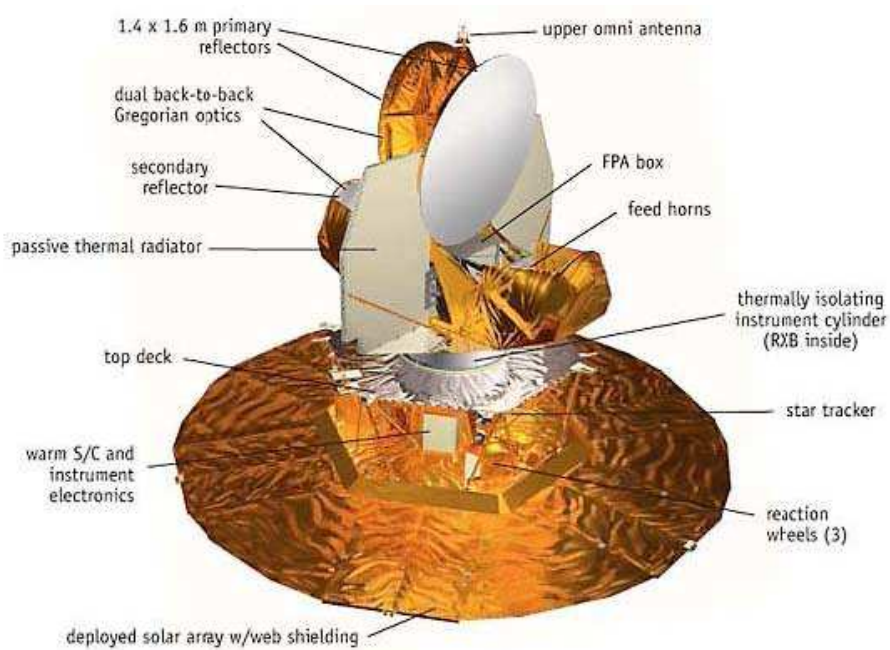


Abb.3.2.2: WMAP: Die Instrumente s. Beschriftung und Text

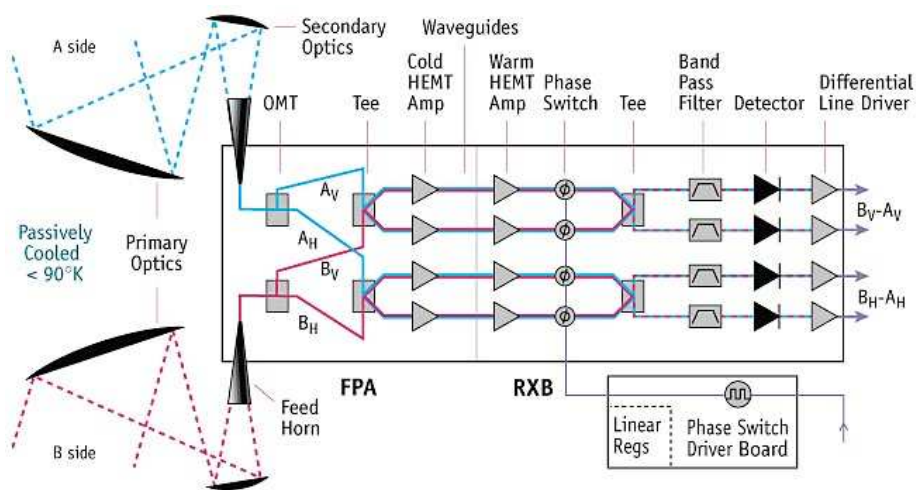


Abb.3.2.3: WMAP: Der Empfänger, ausgerüstet als duale Mikrowellen-Messbrücke

ist in der Lage, Differenzen der Mikrowellenleistung, sowie Polarisation der Strahlung zu messen. Die Kühlung auf ca. 90 K wird durch passive Abstrahlung erreicht.

Das Radiometer des Empfängers misst Temperaturdifferenzen und die Polari-

sation der Strahlung. Die beiden Primarspiegel von 1,41,6 m sind als duales optisches Gregory-System angeordnet, welche Strahlung von zwei Punkten aufnehmen kann. Diese liegen 140 Grad auseinander und werden 10 getrennten Differential-Empfängern zugeleitet. Die fokale Ebene umfasst ein Gesichtsfeld von  $3,5 \cdot 3,5$  Grad. Die ersten Ergebnisse sind beeindruckend. Im Vergleich zu COBE fällt die enorm gesteigerte Auflösung ins Auge. Lange Messzeiten und eine hohe Zahl von Messpunkten schaffen eine bisher unerreichte Genauigkeit der Messdaten, was sich insbesondere in dem Fluktuationsspektrum in Abb.3.4 zeigt. Die Begrenzung des Gesichtsfelds auf  $3,5 \cdot 3,5$  Grad führt in der Auftragung gegen die Multipolzahlen  $l$  zu einer gallopiierenden Vergrößerung der Fehler jenseits von  $l = 700$ .

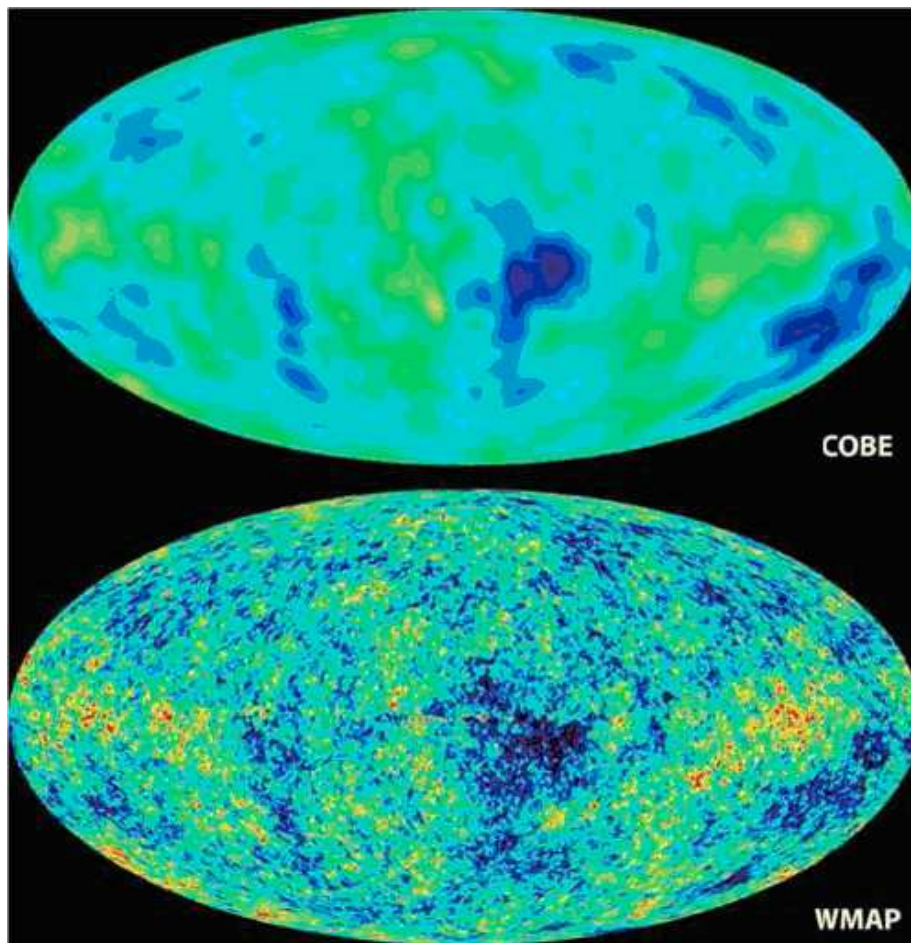


Abb.3.2.4: Anisotropie der CMB gemessen mit COBE (oben) und WMAP (unten)

Die kosmologischen Parameter, wie sie vom WMAP- Team bestimmt wurden, sind in der unteren Tabelle angegeben. Weitere CMB Satelliten Experimente

werden folgen (z.B. Plank HIF (ESA)).

## 4 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 ermöglichtes, 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 es, die Zusammensetzung der Energiedichte qualitativ und quantitativ zu bestimmen. Darüber hinaus bestätigt es das  $\Lambda$  CDM-Modell. Die nachfolgende 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	$\Omega_{tot}$	1.02	0.02	0.02
Equation of state of quintessence	$w$	$< -0.78$	95% CL	—
Dark energy density	$\Omega_\Lambda$	0.73	0.04	0.04
Baryon density	$\Omega_b h^2$	0.0224	0.0009	0.0009
Baryon density	$\Omega_b$	0.044	0.004	0.004
Baryon density ( $\text{cm}^{-3}$ )	$n_b$	$2.5 \times 10^{-7}$	$0.1 \times 10^{-7}$	$0.1 \times 10^{-7}$
Matter density	$\Omega_m h^2$	0.135	0.008	0.009
Matter density	$\Omega_m$	0.27	0.04	0.04
Light neutrino density	$\Omega_\nu h^2$	$< 0.0076$	95% CL	—
CMB temperature (K) <sup>a</sup>	$T_{cmb}$	2.725	0.002	0.002
CMB photon density ( $\text{cm}^{-3}$ ) <sup>b</sup>	$n_\gamma$	410.4	0.9	0.9
Baryon-to-photon ratio	$\eta$	$6.1 \times 10^{-10}$	$0.3 \times 10^{-10}$	$0.2 \times 10^{-10}$
Baryon-to-matter ratio	$\Omega_b \Omega_m^{-1}$	0.17	0.01	0.01
Fluctuation amplitude in $8h^{-1}$ Mpc spheres	$\sigma_8$	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 $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$ ) <sup>c</sup>	$A$	0.833	0.086	0.083
Scalar spectral index (at $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$ ) <sup>c</sup>	$n_s$	0.93	0.03	0.03
Running index slope (at $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$ ) <sup>c</sup>	$dn_s/d \ln k$	-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)	$\Delta z_{dec}$	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)	$\Delta t_{dec}$	118	3	2
Redshift of matter-energy equality	$z_{eq}$	3233	194	210
Reionization optical depth	$\tau$	0.17	0.04	0.04
Redshift of reionization (95% CL)	$z_r$	20	10	9
Sound horizon at decoupling ( $^\circ$ )	$\theta_A$	0.598	0.002	0.002
Angular size distance (Gpc)	$d_A$	14.0	0.2	0.3
Acoustic scale <sup>d</sup>	$\ell_A$	301	1	1
Sound horizon at decoupling (Mpc) <sup>d</sup>	$r_s$	147	2	2

<sup>a</sup>from COBE (Mather et al. 1999)

<sup>b</sup>derived from COBE (Mather et al. 1999)

<sup>c</sup> $l_{eff} \approx 700$

<sup>d</sup> $\ell_A \equiv \pi \theta_A^{-1}$     $\theta_A \equiv r_s d_0^{-1}$

Abb. 4.1

## 5 Literatur

- [1] W. Gebhardt: Kosmologie-Skript, Kapitel 6 und 9
- [2] W. Hu, S. Dodelson: Cosmic Microwave Background Anisotropies, Annu. Rev. Astron. and Astrophysics 2002
- [3] *WMAP – MissionHomepage* : <http://map.gsfc.nasa.gov>
- [4] [http://cmb.phys.cwru.edu/boomerang/press\\_images/press\\_pages/04cmb\\_sky.pdf](http://cmb.phys.cwru.edu/boomerang/press_images/press_pages/04cmb_sky.pdf)
- [5] <http://map.gsfc.nasa.gov/news/index.html>
- [6] Mason Astrophysics Update
- [7] John F. Hawley Katherine A. Holcomb Foundations of Modern Cosmology
- [8] Steven Weinberg Cosmology