

Der Nachhall des Urknalls

Präzise Messungen der kosmischen Mikrowellenstrahlung liefern wichtige Erkenntnisse über den Energieinhalt des Universums und die Entstehung der Galaxien

Gerhard Börner

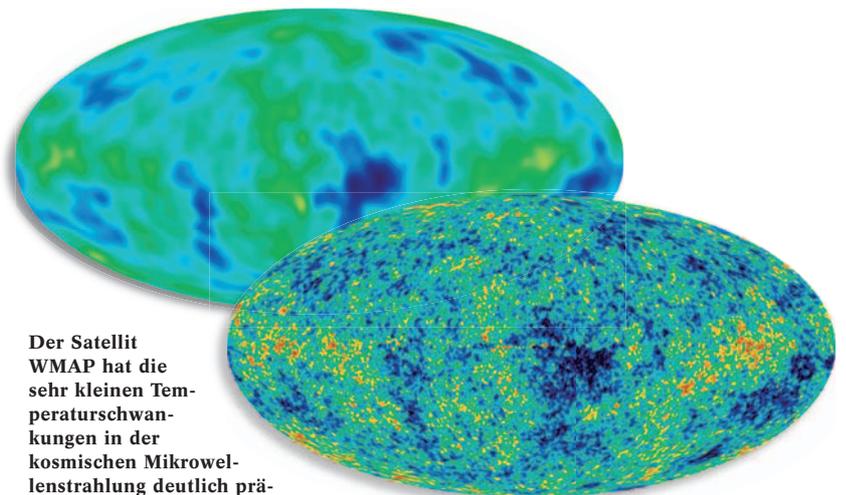
Die kosmische Mikrowellenstrahlung ist das älteste Relikt aus der Frühzeit des Universums. Diese etwa 400000 Jahre nach dem Urknall entstandene Wärmestrahlung mit einer Temperatur von etwa 3 Kelvin ist für Astrophysiker eine wahre Schatzkammer. Ihre Gleichförmigkeit weist auf ein ebenso gleichförmiges Universum hin. Der Satellit WMAP hat es ermöglicht, die sehr kleinen Schwankungen oder Variationen der Temperatur in verschiedenen Richtungen genau zu analysieren und dadurch das kosmologische Modell mit hoher Präzision festzulegen.

Im Jahre 1964 entdeckten zwei Wissenschaftler der Bell Laboratories, Arno Penzias und Robert Wilson, bei der Eichung einer Antenne eher zufällig ein Strahlungssignal im Mikrowellenbereich. Diese Strahlung bei 7,15 cm Wellenlänge schien kosmischen Ursprung zu sein, denn sie zeigte nicht die für Einzelquellen typischen zeitlichen Veränderungen. Die beiden Forscher erhielten später den Physik-Nobelpreis, denn es wurde bald klar, dass ihre Entdeckung von großer Tragweite für unser Wissen vom Kosmos war. Weitere Messungen zeigten, dass die Strahlung mit Wellenlängen zwischen 1 mm und 10 cm aus allen Richtungen nahezu in gleicher Stärke eintrifft und in ihrer spektralen Verteilung dem Gesetz folgt, das Max Planck 1900 für die Strahlung eines Körpers im Wärmegleichgewicht mit seiner Umgebung gefunden hatte.

Dieser kosmische Mikrowellenhintergrund oder kurz „CMB“ (vom englischen Cosmic Microwave Background), wie er genannt wurde, lässt sich also einfach durch eine Temperaturangabe kennzeichnen.¹⁾ Der im November 1989 gestartete NASA-Satellit COBE (COsmic Background Explorer) hat das Spektrum des CMB zwei Jahre lang gemessen (Abb. 1) und die Temperatur sehr genau bestimmt zu [1]

$$T = 2,728 \pm 0,002 \text{ Kelvin.}$$

Im Rahmen der Messgenauigkeit wurden keine Abweichungen von einem idealen Schwarzkörperspektrum gefunden. Dies ist sozusagen die gegenwärtige Temperatur des Universums.



Der Satellit WMAP hat die sehr kleinen Temperaturschwankungen in der kosmischen Mikrowellenstrahlung deutlich präziser vermessen (unten) als sein Vorgänger COBE (oben). Blaue Flecken haben eine niedrigere, rote eine höhere Temperatur. (Quelle: NASA/WMAP Science Team)

Die Messung des CMB gewinnt besondere Bedeutung, wenn wir sie zusammen mit einer früheren kosmologischen Erkenntnis sehen.

In den 1920er-Jahren fand der amerikanische Astronom Edwin Hubble, dass die in Galaxien beobachteten und auf der Erde gemessenen Spektren nicht übereinstimmen. Stattdessen sind die Spektrallinien fast jeder Galaxie (außer einiger sehr nahen) zu größeren Wellenlängen verschoben. Die beobachtete Wellenlänge λ_b hängt dabei mit der emittierten Wellenlänge λ_e zusammen über: $\lambda_b = \lambda_e (1 + z)$. Die Rotverschiebung z ist umso größer, je weiter die Galaxie entfernt ist. Die Erklärung durch den Doppler-Effekt führt zu dem Schluss, dass sich die Galaxien von uns wegbewegen.

Die Rate dieser „Fluchtbewegung“ ist die „Hubble-Konstante“ H_0 ,

$$c z = v = H_0 d,$$

die das Anwachsen der Fluchtgeschwindigkeit mit der Entfernung d angibt. c ist die Lichtgeschwindigkeit. Die Größe H_0 ist schwierig zu messen, da ein zuverlässiger Entfernungsmaßstab für weit entfernte Objekte benötigt wird. Es scheint, als seien nun mit den Supernovae vom Typ Ia (SNIa)²⁾ geeignete „Standardkerzen“ gefunden, d. h. Objekte, deren Leuchtkraft man sehr genau kennt, sodass sich aus der auf der Erde gemessenen Hel-

KOMPAKT

- ▶ Die kosmische Mikrowellenstrahlung ist eine Schwarzkörperstrahlung, die entstand, als das Universum rund 3000 K heiß war.
- ▶ Kleine Anisotropien $\Delta T/T$ von 10^{-5} auf einer Winkelskala von 1° und darunter sind ein Abbild der Fluktuationen, aus denen Galaxien entstanden sind.
- ▶ Aus der Analyse dieser Anisotropie folgt, dass die Geometrie des Universums euklidisch ist und dass die „normale“ baryonische Materie nur rund 5 % der Dichte des Universums ausmacht, die Dunkle Materie trägt 25 % und die Dunkle Energie 70 % bei.

1) CMB-Beobachtungen: <http://lambda.gsfc.nasa.gov>

2) <http://snfactory.lbl.gov>

Prof. Dr. Gerhard Börner, Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Str. 1, 85740 Garching

ligkeit ihre Entfernung ergibt. Im Spektrum dieser explodierenden Sterne findet man keine Hinweise auf Wasserstoff, nur die Linien höherer Elemente wie Helium und Kohlenstoff. Vermutlich handelt es sich um explodierte Weiße Zwerge, d. h. um kompakte Sterne mit dem Radius der Erde und der Masse der Sonne; Sterne, die schon eine lange Entwicklungszeit hinter sich haben. Maximum und zeitlicher Verlauf der Lichtkurve dieser Supernovae gestatten eine genaue Bestimmung der Leuchtkraft. Mit dieser Methode ergibt sich eine nahezu perfekte Hubble-Relation (Abb. 2) mit der auf 10 % genau bekannten Hubble-Konstante³⁾ [3, 4]:

$$H_0 = 70 \pm 7$$

Das bedeutet anschaulich, dass sich eine Galaxie in 100 Mpc Entfernung von uns scheinbar mit der Geschwindigkeit 7000 km s⁻¹ entfernt.

Der Kehrwert der Hubble-Konstanten, H_0^{-1} , ist eine für die Ausdehnung des Weltalls charakteristische Zeit – etwa 14 Milliarden Jahre gemäß der SNIa-Messung. Vor dieser Zeit begann die heute beobachtete Expansion – vorausgesetzt die Galaxien haben sich mit konstanter Geschwindigkeit bewegt. Damals waren alle Galaxien, die wir jetzt beobachten, eng zusammen.

Auch die Strahlung des CMB war zu früheren Zeiten dichter und heißer. Es könnte eine Zeit gegeben haben, in der das Universum so heiß und dicht war, dass die Atome in Kerne und Elektronen aufgelöst waren, eine Zeit, in der die Streuung von Photonen an freien Elektronen das thermische Gleichgewicht zwischen Strahlung und Materie aufrecht erhielt. Dies hätte ei-

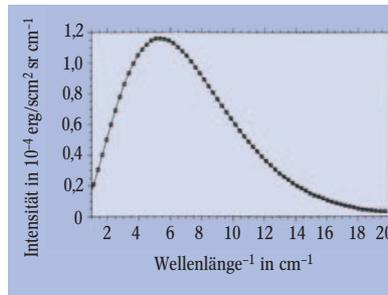


Abb. 1: Das Spektrum der kosmischen Mikrowellenstrahlung, gemessen durch den Satelliten COBE. Die durchgezogene Kurve entspricht einem Planckschen Spektrum. (siehe etwa [2]).

ne Steigerung der Temperatur auf etwas über 3000 K erfordert. In dieser Phase bestand die Materie aus einem ziemlich gleichförmigen, heißen Plasma. Bei fortschreitender Abkühlung als Folge der Expansion waren dann bei weniger als 3000 K nicht mehr genügend viele energiereiche Photonen vorhanden, um Wasserstoff ionisiert zu halten. Atome bildeten sich und banden Elektronen, sodass die Strahlung von der Materie entkoppelte und von diesem Zeitpunkt an das Universum ungehindert durchdringen konnte. Diese frühe Phase in der Geschichte

des Kosmos beobachten die Astronomen, wenn sie den CMB vermessen. Natürlich hat sich die Temperatur durch die weitere Expansion seit der Entkopplung auf den Wert von 2,7 K verringert.

Diese Interpretation des CMB und der allgemeinen Expansion klingt sehr plausibel, doch müssen wir uns darüber im Klaren sein, dass solche Schlussfolgerungen nicht direkt aus den Beobachtungen folgen. Ohne ein kosmologisches Modell lassen sich die Beobachtungen nicht interpretieren. Die Kosmologie ist eben eine ganz besondere Wissenschaft, die das Universum als Ganzes zum Forschungsgegenstand hat. Definitionsgemäß befasst sie sich mit einem Objekt und einem einzigartigen Ereignis. Jeder Physiker wäre unglücklich, müsste er seine Theorien auf ein einziges unwiederholbares Experiment aufbauen. Schwierig ist die Situation natürlich auch deswegen, weil wir, die Beobachter, mitten in diesem Objekt „Universum“ nur einen räumlich und zeitlich begrenzten Ausschnitt wahrnehmen, von dem wir zwar annehmen, aber nicht wissen können, ob er für das Ganze – wenn es das überhaupt gibt – repräsentativ ist. Der Kosmologe muss also Theorien voraussetzen, um damit und mit Hilfe der Beobachtungen und Messergebnisse ein Modell des Kosmos zu entwerfen. Mit Hilfe dieses Modells lassen sich die Beobachtungen deuten und neue Beobachtungen und Tests des Modells vorschlagen.

Die kosmologischen Modelle

Einsteins Gravitationstheorie bietet sehr einfache mathematische Modelle an, in denen sich die grundlegenden Beobachtungen interpretieren lassen. Nach Friedmann und Lemaître, die 1922 bzw. 1927 als erste diese Lösungen aus Einsteins Gravitationstheorie hergeleitet haben, werden diese Modelle Friedmann-Lemaître-Modelle (FL) genannt. Die Expansion wird als das Auseinanderfließen einer idealisierten, gleichmäßig verteilten Materie aufgefasst, die durch homogene Dichte $\rho(t)$ und Druck $p(t)$ beschrieben wird. Die Flüssigkeitsteilchen, die man sich in diesem Bild als repräsentativ für die Galaxien denken kann, schwimmen in der sich ausdehnenden kosmischen Materie; ihr Abstand vergrößert sich mit der Zeit, proportional zu einer Funktion der Zeit, dem sog. Expansionsfaktor $R(t)$. Die dreidimensionalen Räume zu einer bestimmten Zeit weisen eine konstante Krümmung auf, die man durch eine Konstante K charakterisiert. Es gibt drei verschiedene Raumtypen: den sphärisch gekrümmten (in zwei Dimensionen wie eine Kugeloberfläche, $K=+1$), den hyperbolisch gekrümmten (Sattelfläche, $K=-1$) und den euklidischen (Ebene, $K=0$). Abbildung 3 zeigt $R(t)$ für verschiedene K -Werte. Die Krümmung wird bestimmt

3) H_0 ist in km s⁻¹ Mpc⁻¹ angegeben, den etwas eigenwilligen Einheiten der Astronomen; 1 Megaparsec entspricht 3,25 Millionen Lichtjahren.

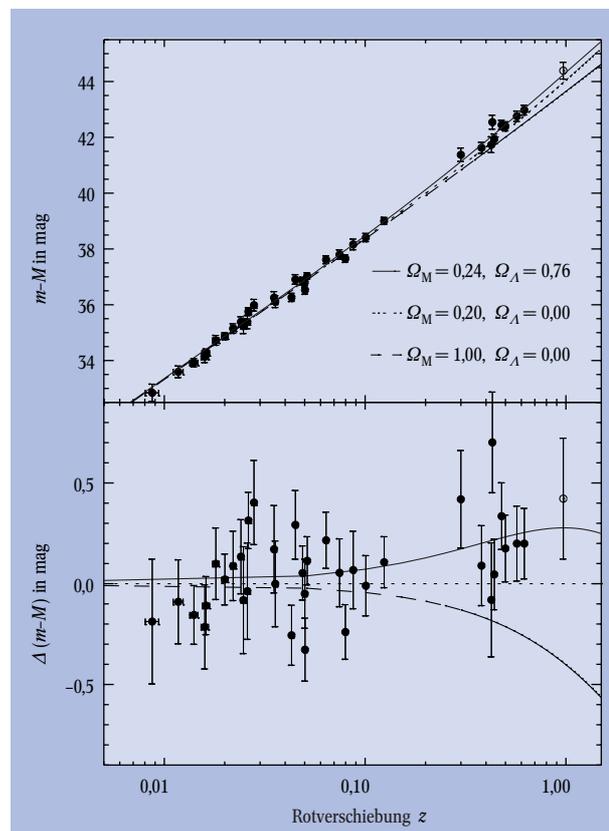


Abb. 2: Im Hubble-Diagramm von Typ Ia-Supernovae (oben) ist die Differenz aus scheinbarer Helligkeit m und absoluter Helligkeit M als Funktion der Rotverschiebung z aufgetragen. Die Hubble-Konstante wird aus diesen Daten zu $H_0 = 70 \pm 7$ bestimmt. Bei hohen z -Werten sind Abweichungen vom linearen Verlauf erkennbar (unten) [2, 3].

durch die Materie- und Energiedichte: $-K/(R_0^2 H_0^2) = 1 - \Omega_\Lambda - \Omega_m$. Die Expansion kann ohne Ende immer weiter gehen, oder sie erreicht ein Maximum und kehrt sich danach um in eine Kontraktion. Die Kurven für $R(t)$ hängen ab von der kosmischen Dichte ρ . Diese wird üblicherweise angegeben als das dimensionslose Verhältnis

$$\Omega \equiv \rho/\rho_c \text{ mit } \rho_c = \frac{3}{8\pi} \frac{H_0^2}{G},$$

wobei ρ_c eine mit Hilfe der Hubble-Konstante H_0 und der Gravitationskonstante G konstruierte sog. kritische Dichte ist.

Nicht nur alle Massen, sondern auch alle anderen Formen von Energie tragen zur Gesamtdichte bei. Die verschiedenen Komponenten ergeben gemeinsam eine Gesamtdichte Ω_{tot} . Jede Komponente kann für sich als Bruchteil Ω der kritischen Dichte angegeben werden. Wir wissen, dass neben der normalen, baryonischen Materie mit Ω_B eine beträchtliche nichtbaryonische Komponente vorhanden sein muss.

Dazu gehört zunächst die „Dunkle Materie“ der Dichte Ω_{CDM} ; CDM steht für „Cold Dark Matter“, wobei „Cold“ andeutet, dass die entsprechenden Teilchen sich mit nichtrelativistischen Geschwindigkeiten bewegen. Während sich die Dunkle Materie durch ihre Gravitationswirkung bemerkbar macht, ist offenbar auch noch eine „energieartige“ Komponente vorhanden, die nur durch ihren Einfluss auf das Verhalten der Expansion erkennbar wird. Diese gegenwärtig als konstant erscheinende Energiedichte nennen wir Ω_Λ – in Anlehnung an den (bald wieder aufgegebenen) Versuch Einsteins, ein statisches Weltmodell mit Hilfe einer kosmologischen Konstanten Λ zu konstruieren. Abb. 2 zeigt, dass die Hubble-Relation der Supernovae bei hohen Rotverschiebungen gut zu einem kosmologischen Modell mit einem positiven Wert von Ω_Λ passt.

Die „Hubble-Konstante“ ergibt sich aus der Rate der Expansion zum jetzigen Zeitpunkt t_0

$$H_0 = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt} (t = t_0)$$

In diesen Modellen breitet sich Licht so aus, dass ein zum Zeitpunkt t_e ausgesandtes Signal beim Empfänger zur Zeit t_0 eine Rotverschiebung z erfahren hat, mit

$$1+z = \frac{R(t_0)}{R(t_e)}.$$

Dies gilt, wenn sich Quelle und Empfänger mit der kosmischen Expansion mitbewegen. Die lineare Entwicklung von $R(t_e)$ ergibt gerade die Hubble-Beziehung.

Die Energiedichte der Strahlung nimmt wie R^{-4} und die Temperatur wie R^{-1} ab. Dies kann man auch durch die Rotverschiebung z darstellen: $T = T_0 (1+z)$. Für die Dichte kalter, nichtrelativistischer Materie gilt

$$\rho_m = \rho_{m0} (1+z)^3,$$

und für die Energiedichte der Strahlung

$$\rho_\gamma = \rho_{\gamma0} (1+z)^4.$$

Heute ist $\rho_{\gamma0}$ viel kleiner als ρ_{m0} , aber bei $(1+z) \approx 10^3$ bis 10^4 sind die Energiedichten von Strahlung und Materie gleich. Zu noch früheren Zeiten überwog das Strahlungsfeld, man sagt, das Universum war strahlungsdominiert.

Aus den FL-Modellen lässt sich entnehmen (siehe Abb. 3), dass $R(t)$ vor einer endlichen Zeit t_0 gleich

Null war. Bei Annäherung an diesen Zeitpunkt, bei der Rückkehr in die Vergangenheit, wachsen Dichte, Temperatur und Ausdehnungsrate über alle Grenzen. Man gerät in diesen einfachen Modellen an eine Grenze, an der die Begriffe und Gesetze der Theorie ihren Sinn verlieren. Diese Anfangssingularität kennzeichnet den Anfang der Welt – alles was wir jetzt beobachten, ist vor 14 Milliarden Jahren in einer Urexplosion entstanden, die von unendlicher Dichte, Temperatur und unendlich großen Anfangsschwung war. Es gibt viele Versuche, diesen Zusammenbruch des Modells durch den Einbau anderer Anfangskonfigurationen zu verhindern, doch bis jetzt überzeugt keine der Spekulationen. Es fehlt eben immer noch die fundamentale Theorie, die Quantentheorie und Gravitation umfasst.

Ab einem Zeitpunkt kurz nach dem Urknall aber versuchen die Astrophysiker die Welt mit der uns bekannten Physik zu beschreiben und die zeitliche Abfolge verschiedener physikalisch unterschiedlicher Phasen darzustellen. Für das Weltalter t_0 (die gegenwärtige Epoche) findet man die einfache Beziehung

$$t_0 H_0 = \int_0^1 \{1 - \Omega_m - \Omega_\Lambda + \Omega_m / y + \Omega_\Lambda y^2\} dy.$$

Da sich alle vier Größen t_0 , H_0 , Ω_m und Ω_Λ messen lassen, eignet sich diese Beziehung als kritischer Test für die einfachen FL-Modelle. Das Zutrauen in diese Modelle ist gewachsen, seit sie auch bei den neuesten sehr präzisen Messungen diesen Test bestanden haben.⁴⁾

Für einen Zeitpunkt, als die Temperatur der Urmaterie knapp unter hundert Millionen Grad lag, also etwa 10^{-4} Sekunden nach dem Urknall, können wir noch gesicherte kernphysikalische Kenntnisse anwenden. Zu dieser Zeit hatten sich Protonen und Neutronen gebildet. Ungefähr zehn Sekunden später war die Temperatur so weit gefallen, dass auch Elektronen als stabile Teilchen existieren konnten. Anschließend wurden für einige Minuten verschiedene leichte Atomkerne gebildet, jedoch durch die Strahlung sofort wieder zerstört. Erst nach weiterer Abkühlung konnten die Elemente Deuterium und Helium überdauern. Neben Wasserstoff entstanden die Kerne von Deuterium, Helium und Lithium. Helium und Wasserstoffkerne bildeten sich etwa im Verhältnis 1:16. Das ist die beobachtete Verteilung dieser Elemente.

Alle schweren Atomkerne können in ausreichendem Maße in Sternen produziert werden, nur die leichten Elemente Deuterium und Helium nicht. Es ist sehr ermutigend, dass die einfachen FL-Modelle das quantitativ richtige Ergebnis liefern. Dies deutet darauf hin, dass die Verhältnisse einige Sekunden nach dem Urknall durch diese Modelle mit $R(t) \propto t^{1/2}$ richtig beschrieben werden. Die erzeugten Häufigkeiten von Helium würden auf Änderungen des $R(t)$ -Verlaufs sehr empfindlich reagieren. Diese schöne Übereinstimmung von Theorie und Beobachtung ist erfreulich, kann aber noch nicht das letzte Wort sein, denn wegen der räumlichen Homogenität werden in den FL-Modellen nur zeitliche Veränderungen erfasst. Diese Approximation muss modifiziert werden, wenn man die Bildung von Strukturen wie den Galaxien erklären will.

4) Für Gesamtdarstellungen zur Kosmologie siehe etwa [2, 5-7].

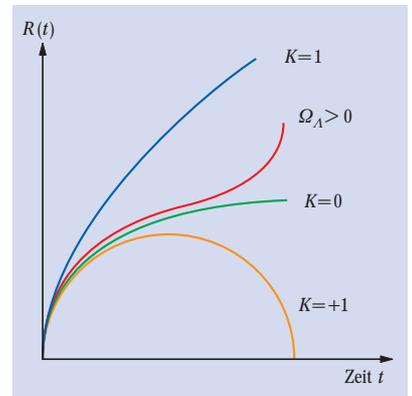


Abb. 3: Der Abstand zweier Teilchen in den kosmologischen Modellen ändert sich zeitlich proportional zu $R(t)$. Die Kurve mit $\Omega_\Lambda > 0$ entspricht qualitativ dem Expansionsverhalten, das beobachtet wird.

Die Bildung kosmischer Strukturen

Die grundlegende Idee besteht darin, dass kleine Variationen der Materie- und Strahlungsdichte postuliert werden, deren Dichtekontrast durch die Wirkung der Gravitation allmählich anwächst. Schließlich kollabieren die dichtesten Bereiche und bilden ausgeprägte Klumpungen, aus denen letztlich Sterne und Galaxien entstehen (Abb. 4). Die Keime dieser Strukturen werden auch dem CMB eingepreßt, denn in den frühen Phasen

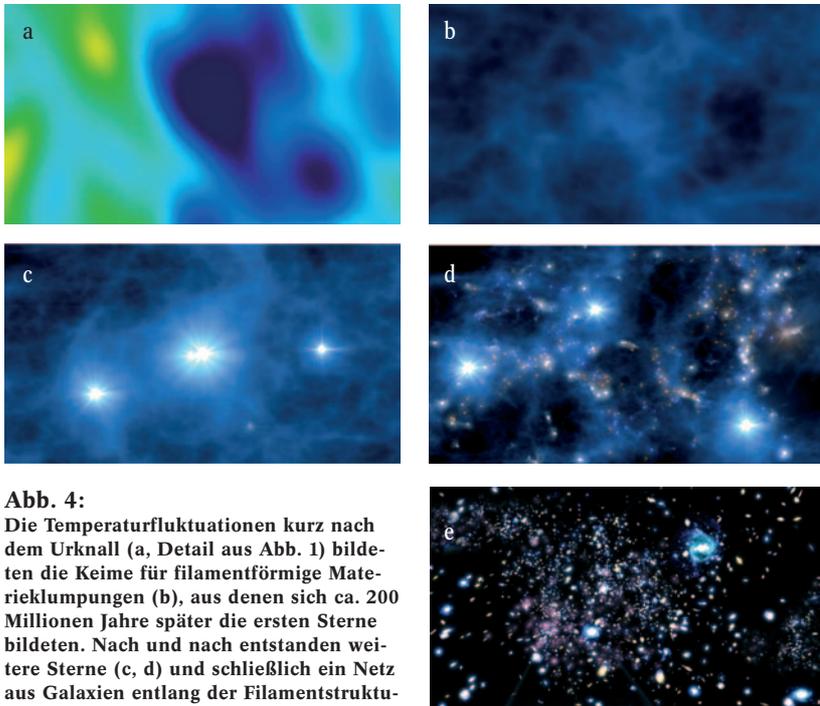


Abb. 4: Die Temperaturfluktuationen kurz nach dem Urknall (a, Detail aus Abb. 1) bildeten die Keime für filamentförmige Materieklumpungen (b), aus denen sich ca. 200 Millionen Jahre später die ersten Sterne bildeten. Nach und nach entstanden weitere Sterne (c, d) und schließlich ein Netz aus Galaxien entlang der Filamentstrukturen (e). (NASA/WMAP)

der Entwicklung waren ja die Photonen des CMB eng an die Materie gekoppelt, durch die Compton-Streuung an freien Elektronen. Zum Zeitpunkt der Entkopplung trennten sich Strahlung und Materie. Die kleinen Schwankungen der Energiedichte blieben bei der freien Ausbreitung der Strahlung erhalten und sollten im CMB zu sehen sein. Tatsächlich wurden schon mit dem Satelliten COBE Temperaturschwankungen $\Delta T/T \approx 10^{-5}$ auf Winkelskalen von einigen Grad gemessen. Zunächst ergaben sich aber einige Schwierigkeiten für dieses einheitliche Konzept: Der Dichtekontrast

$$\delta \equiv (\varrho(\mathbf{x}, t) - \varrho_b(t)) / \varrho_b(t)$$

(ϱ_b ist die mittlere Dichte) wächst wegen der kosmischen Expansion, die das normale, exponentielle Anwachsen der Gravitationsinstabilität teilweise kompensiert, wie eine Potenz der Zeit an. Im einfachsten Modell mit $\Omega = 1$ gilt $\delta \propto t^{2/3}$ oder äquivalent $\delta \approx (1+z)$. In rein baryonischer Materie kann der Dichtekontrast erst nach der Entkopplungszeit anwachsen. Dies limitiert den Anwachsfaktor auf $(1+z) \approx 1100$. In einem Modell mit $\Omega_m = 0,3$ und $\Omega_A = 0,7$ ist die Anwachsrate kleiner. Die Anfangsamplitude wird aber – im plausiblen Fall konstanter Entropie $T^5/n = \text{const.}$ (n : Teilchendichte) – begrenzt durch die Messungen der Temperaturschwankungen

$$\delta \approx +3 \Delta T/T = +3 \times 10^{-5}.$$

Dann könnte $\delta(t)$ bis heute nur auf $\sim 3,3 \times 10^{-2}$ angewachsen sein, d. h. Galaxien und Galaxienhaufen hätten sich bis heute noch nicht bilden können. Die

kleinen Amplituden der Anisotropien des CMB schließen also ein Universum mit rein baryonischer Materie aus. Darin könnten sich die beobachteten Strukturen nicht bilden. Deshalb hat man die Existenz dunkler, nichtbaryonischer Materie postuliert. Dies legen auch andere astronomische Messungen nahe, die auf nichtleuchtende Materie in Galaxien und Galaxienhaufen mit einem Anteil $\Omega_{DM} \approx 0,3$ hinweisen, während aus der Häufigkeit der leichten Elemente ein baryonischer Anteil von $\Omega_B = 0,04$ abgeleitet wird ($H_0 = 70$).

Weitere Evidenz für dunkle, nichtbaryonische Materie liegt in den Messresultaten des Satelliten WMAP (s. u.).

Dichtefluktuationen der Materie wuchsen an, sobald die Materiedichte die Energiedichte der Strahlung überwiegt. Zusätzlich vorhandene Dunkle Materie verlegt diesen Zeitpunkt zu höheren Rotverschiebungen (etwa um den Faktor 10), gibt also den Dichteschwankungen mehr Zeit zum Anwachsen. Nichtbaryonische Dunkle Materie koppelt außerdem nicht direkt an das Strahlungsfeld. Deshalb erscheinen die Schwankungen im CMB nur auf Grund des tiefen Gravitationspotentials, das die Photonen durchlaufen müssen. Diese beiden Vorteile der nichtbaryonischen Dunklen Materie ermöglichen die kosmische Strukturbildung trotz der kleinen Amplitude $\Delta T/T \approx 10^{-5}$. Nach der Entkopplung fallen die Baryonen ins Schwerepotential der Dunklen Materie und bilden schließlich Galaxien und erste Sterne.

Jedes theoretische Modell zur Strukturbildung erfordert eine Reihe von Zutaten: Die Amplitude und das Spektrum der umfangreichen Dichteschwankungen, die Zusammensetzung der Dunklen Materie sind nötig, um ein Modell festzulegen, dessen Entwicklung numerisch verfolgt werden kann. Zusätzlich müssen natürlich die Parameter des kosmologischen Modells eingegeben werden. Der Vergleich mit beobachteten Galaxienverteilungen zeigt, dass viele statistische Eigenschaften auch quantitativ gut erfasst werden [2, 5]. Viele der Eingabegrößen lassen sich durch die Analyse der Anisotropien des CMB erstaunlich gut bestimmen.

Anisotropien des CMB

Wie bereits erwähnt, haben schon 1992 Messungen mit dem NASA-Satelliten COBE zu Himmelskarten des CMB geführt, auf denen Schwankungen mit $\Delta T/T \approx 10^{-5}$ in Form kalter und weniger kalter Flecken erschienen. Die Instrumente von COBE hatten allerdings eine geringe Auflösung, der Satellit war zu „kurzsichtig“, um kleine Strukturen zu erkennen. Die Winkelausdehnung musste einige Grad betragen, damit ein Bereich als Messpunkt identifiziert werden konnte. Beim Blick auf die Erde wäre ganz Bayern gerade nur ein Messpunkt für COBE. Die Intensitätsschwankungen, die man als Keime für die Entstehung von Galaxienhaufen erwartet, zeigen sich jedoch erst auf Skalen von deutlich unter einem Grad.

Der Satellit WMAP beobachtet nun den Himmel mit wesentlich besserer Auflösung und liefert daher auch sehr detaillierte Himmelskarten. WMAP steht für Wilkinson Microwave Anisotropy Probe. Der Satellit wurde am 30. Juni 2001 auf seine dreimonatige Reise zum äußeren Lagrange-Punkt zwischen Erde und Sonne geschickt. Dort, in etwa 1,5 Millionen Kilometer Entfernung von der Erde, oszilliert er in einer Lissajous-Bahn um diesen Punkt und beobachtet – immer von der Erde und der Sonne abgewandt – den CMB-Himmel mit einer Auflösung von etwa 12 Bogenminuten. Die Himmelskarte des ersten Beobachtungsjahres (Abb.

1, unten) zeigt die erwarteten kleinskaligen Muster von heißen und kalten Flecken [8].

Es ist natürlich ein relativ verwickeltes Problem der Datenanalyse, aus den Beobachtungen das kosmische Signal herauszufiltern. Der Satellit bewegt sich ja innerhalb der Milchstraße und deshalb überlagert sich dem CMB die Emission von Staub, kaltem Gas und Einzelquellen innerhalb unserer Galaxis. Alle diese Vordergrundeffekte müssen berücksichtigt werden. Dies gelingt dadurch, dass WMAP in fünf verschiedenen Frequenzbändern von 23 GHz (13 mm Wellenlänge) bis 94 GHz (3,2 mm) misst, denn die unterschiedliche Frequenzabhängigkeit der einzelnen Beiträge hilft bei der Abschätzung der galaktischen Emission. Vereinfacht gesagt, wird die Messung bei 94 GHz als Modell für die galaktische Emission genommen. Die Extrapolation auf die anderen Frequenzbänder erlaubt es schließlich, das kosmische Signal herauszufiltern.⁵⁾

Die endgültige Himmelskarte bietet nun die Gelegenheit, weitreichende Informationen herauszulesen.

Akustische Schwingungen im frühen Universum

Die winzigen Variationen der Temperatur des CMB sind in etwa mit zufälligen, einer Gauß-Verteilung folgenden Fluktuationen konsistent. Man kann versuchen, sie durch eine Multipolentwicklung zu charakterisieren: Die Temperatur $T(\vec{n})$ in Richtung des Einheitsvektors \vec{n} wird dazu nach Kugelfunktionen entwickelt

$$T(\vec{n}) = \sum_{l,m} a_{lm} Y_{lm}(\vec{n}),$$

wobei die Orthogonalitätsrelation $\langle a_{lm}^* a_{l'm'} \rangle = \delta_{ll'} \delta_{mm'}$ C_l für die Koeffizienten a_{lm} auf die Koeffizienten C_l führt. l ist der Multipolindex, und abgekürzt kann man die l -Komponente des Leistungsspektrums von $(\Delta T)^2$ schreiben, als

$$(\Delta T)^2 = l(l+1) C_l / 2\pi.$$

Abbildung 5 zeigt diese Größe als Funktion des Multipolindex l für die WMAP-Ergebnisse [9, 10]. Wir erkennen eine Abfolge von klar ausgeprägten Maxima. Was ist die physikalische Ursache dieser Kurve?

Die Antwort hängt eng mit dem Konzept der Strukturbildung im Kosmos zusammen. Vor der Entkopplungszeit hatten sich in der dunklen Materie schon erste, schwach ausgeprägte Massenkonzentrationen gebildet. Das eng verkoppelte Plasma aus Photonen und Baryonen folgte diesen Kondensationen, doch dem Wunsch der Baryonen nach Zusammenballung stand der Druck der Photonen entgegen, durch den diese Plasmawolken wieder auseinandergetrieben wurden. Im Widerstreit der Kräfte begannen sie zu schwingen – ganz analog zu Schallwellen. Die größte schwingende Plasmawolke war gerade bis zur Entkopplungszeit einmal von einer Schallwelle durchlaufen worden. Noch größere Wolken konnten noch keinen Gegendruck aufbauen, sondern folgten einfach der Schwerkraft und zogen sich langsam zusammen. Kleinere Wolken oszillierten mit höherer Frequenz. Alle Schwingungen waren in Phase, perfekt synchronisiert durch den Urknall. Bei der Kontraktion und Verdichtung wurde das Photongas heißer, bei der Verdünnung, beim Auseinanderlaufen, kühlte es sich ab. Die Temperaturschwankungen lassen sich in Form einer Kosinusfunktion darstellen,

$$\Delta T/T(\eta) = (1/3)\psi \cos(kr_s) - (1 + R_S) \psi.$$

Dabei ist η die Zeit, ψ ist das relativistische Analogon

zum Newtonschen Gravitationspotential; k die Wellenzahl $2\pi/\lambda$; $r_s = c_s \eta$. Die Schallgeschwindigkeit ist

$$c_s^2 = c^2/3 (1 + R_S)^{-1} \text{ mit } R_S = 3\rho_B/4\rho_\gamma$$

Diese einfache Formel lässt sich aus der Analyse adiabatischer kleiner Störungen in FL-Modellen ableiten, wie sie vom Modell des inflationären Universums vorhergesagt werden. Zur Rekombinationszeit η_R verlassen die Photonen die Plasmawolken und finden sich mit leicht unterschiedlichen Temperaturen in den Detektoren der Astronomen wieder. Die Temperaturschwankungen $\propto \cos(kr_s)$ sollten sich als heißere und kühlere Bereiche im CMB zeigen. Bei der festen Zeit η_R verstehen wir $\cos(kr_s)$ als Funktion der Wellenzahl k . Extrema der Temperaturschwankungen sollten bei den Werten $k = m\pi/r_s$ mit $m = 1, 2, 3, \dots$ auftreten.

Die Entstehung der Temperaturfluktuationen im Raum muss nun noch übertragen werden auf die Anisotropien am Himmel. Diese Übertragung wird von drei Größen beeinflusst, vom Spektrum der räumlichen Fluktuationen, von der Entfernung der Fläche, auf der sie entstehen, und von dem Einfluss der Raumkrümmung auf die Ausbreitung der Strahlung zum Beobachter. Die Projektion der räumlichen Fluktuationen auf die Himmelskugel führt schließlich dazu, dass ein deutliches Maximum bei $l_m \approx k_m d$ entsteht (wobei kd etwa π/α entspricht; α ist der Winkel, der naiv aus der

5) Für die Statistik sehr hilfreich ist die große Anzahl der Pixel auf der Himmelskarte (3145728).

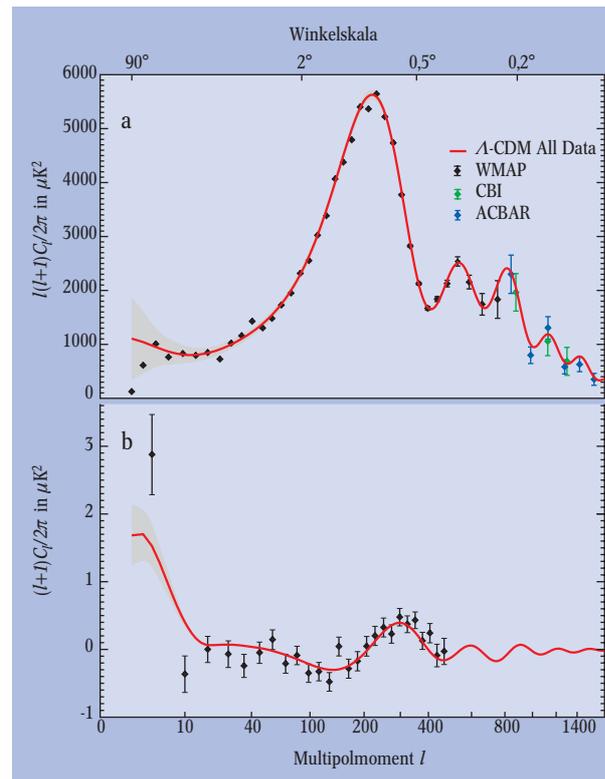


Abb. 5:
 ► a) Die Temperaturschwankungen $(\Delta T)^2$ als Funktion des Multipolmoments l , berechnet aus den WMAP-Himmelskarten: Lage und Amplitude der Maxima erlauben es, die kosmischen Parameter genau zu bestimmen.
 ► b) Kreuzkorrelation von Temperatur und Polarisation: Bemerkenswert ist die hohe Korrelation bei kleinerem l , d. h. großem Winkel [10].

physikalischen Längenskala berechnet wird). Den Wellenzahlen $k_m = m\pi/r_s$ entsprechen also Multipolindizes l_m ($m = 1, 2, \dots$).

Bei einem Multipolindex $l = 200$ zeigt sich ein ausgeprägtes Maximum der gemittelten Temperaturschwankungen. Dies entspricht der größten akustischen Schwingung – der Strecke $r_s = c_s \eta$, die eine Schallwelle vom Urknall bis zur Rekombinationszeit zurücklegen konnte. Diese Länge ist durch physikalische Prozesse festgelegt und sie erscheint am CMB-Himmel als Signal bei $l = 200$, entsprechend einem Winkel von etwa einem Grad. Der Winkel, unter dem man eine bestimmte

Strecke sieht, wird durch die Krümmung des Raumes bestimmt. Bei positiver Krümmung nimmt dieselbe Strecke einen größeren Winkel ein als bei Krümmung null, bei negativer Krümmung einen kleineren.

Der gemessene Wert passt zur Krümmung null, d. h. das Universum gehorcht der euklidischen Geometrie – es ist so einfach wie nur möglich. Verschwindende Krümmung heißt auch, dass die gesamte Masse und Energiedichte Ω_{tot} den kritischen Wert $\Omega = 1$ erreicht. Die genaue Analyse ergibt

$$\Omega_{\text{tot}} = 1,02 \pm 0,02$$

Nur noch eine kleine positive oder negative Krümmung ist im Rahmen der Messgenauigkeit zugelassen.

In der akustischen Schwingung folgt auf die Verdichtung eine Verdünnung, die in Abbildung 5 als zweites Maximum aufgetragen ist (gezeigt wird ja das Quadrat der Schwankungen).

Je mehr baryonische Materie vorhanden ist, desto stärker ist die Verdichtung beim Einfall in die Gravitationspotentiale der Dunklen Materie ausgeprägt. Das Verhältnis der Amplituden erlaubt es, die Einschränkungen für die baryonische Materie

$$\Omega_{\text{B}} h^2 = 0,0224 \pm 0,009$$

und für die Dunkle Materie

$$\Omega_{\text{CDM}} h^2 = 0,135 \pm 0,009$$

abzuleiten [7]. Dabei ist $h = 0,7$ die Hubble-Konstante in Einheiten von $100 \text{ km}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Diese Wertebereiche sind in Einklang mit anderen astronomischen Messungen.

Die baryonische und die Dunkle Materie zusammen erreichen bei weitem nicht den Wert $\Omega_{\text{tot}} = 1$. Es muss eine weitere Komponente der kosmischen Materie geben, die für dieses Defizit gerade steht. Diese Komponente muss sehr gleichmäßig verteilt sein, darf keine Klumpung auf der Skala von Galaxienhaufen oder darunter aufweisen. Eine konstante oder nahezu konstante kosmische Energiedichte Ω_{Λ} muss vorhanden sein mit

$$\Omega_{\Lambda} = 0,73 \pm 0,04.$$

Neben den Größen, die das kosmologische Modell bestimmen, lässt sich auch das Spektrum der Temperaturfluktuationen bestimmen. Das Leistungsspektrum beschreibt, mit welcher Amplitude Fluktuationen der Wellenzahl k auftreten. Die Auswertung der Daten ergibt $n = 0,93 \pm 0,03$ und die Normierung $\sigma_8 = 0,84 \pm 0,04$ (σ_8 ist die Amplitude der Fluktuationen gemittelt über Kugelvolumina vom Radius $8 h^{-1} \text{ Mpc}$). Die Anfangsbedingungen für die Modelle der Strukturbildung sind somit durch die WMAP-Ergebnisse festgelegt.

Insgesamt ist in der Kosmologie eine völlig neue Situation entstanden: Durch WMAP ist das kosmologische Modell bestimmt, aber viele Größen, wie die mittlere Materialdichte, die baryonische Dichte, die Hubble-Konstante, etc. werden auch mit anderen astronomischen Methoden gemessen. Es gibt also eine ganze Reihe von neuen Tests des kosmologischen Standardmodells.

Erwähnenswert sind in diesem Zusammenhang die ersten Polarisationsmessungen des CMB durch WMAP. Die ursprüngliche Hintergrundstrahlung ist unpolarisiert, doch die Streuung an den Materiekondensaten erzeugt eine gewisse Polarisation. Der untere Teil von Abb. 5 zeigt die Kreuz-Korrelation der Temperaturschwankungen mit den Polarisationsmoden. Das Maximum bei $l \sim 300$ ist nicht in Phase mit dem $(\Delta T)^2$ -Spektrum, wie es für adiabatische Fluktuationen

erwartet wird. WMAP ist nicht besonders gut für Polarisationsmessungen geeignet. Deshalb sollte man die Kurve vorsichtig interpretieren und zunächst das zweite und dritte Beobachtungsjahr abwarten. Sehr signifikant ist aber die große Amplitude bei großen Winkelskalen. Diese Korrelation deutet auf eine Epoche der Reionisierung zwischen Rotverschiebungen $z = 11$ und 30 hin. Zu dieser Zeit mussten also bereits die ersten Sterne entstanden sein.

Das Anfangsspektrum

Gegenwärtig gibt es nur eine physikalische Theorie für die Entstehung der Anfangsfluktuationen: Das Modell des inflationären Universums [11, 12]. In diesem Konzept macht man Gebrauch von der Energiedichte eines skalaren Feldes, das sich zeitlich nur langsam verändert. Diese Energiedichte wirkt wie eine kosmologische Konstante, die zu einer heftigen Beschleunigung der kosmischen Expansion führt. Diese „Inflation“ soll etwa 10^{-35} Sekunden nach dem Urknall oder noch dichter an der Singularität stattfinden. Die inflationäre Phase bestand, während das Skalarfeld, das „Inflaton“ wie man sagt, weit weg vom Potentialminimum war, sie ging zu Ende, als das Feld sein Energieminimum erreicht hatte. In der Endphase wurde die Energiedichte freigesetzt, der inflationierte Bereich füllte sich mit einem Gas heißer Teilchen und Strahlung. Von diesem Zeitpunkt an entwickelte sich der Kosmos wie im Urknallmodell, aber mit Anfangsbedingungen, die durch physikalische Prozesse bestimmt waren.

Die gewaltige Aufblähung bewirkt, dass die Krümmung fast null wird, der Kosmos also sehr genau die kritische Energiedichte aufweist. Außerdem ist der gesamte beobachtbare Bereich kausal verknüpft. Besonders wichtig ist aber die Vorhersage eines Spektrums von Dichtefluktuationen, das aus Quantenfluktuationen des Skalarfeldes berechnet werden kann, in Übereinstimmung mit den WMAP-Messungen. Die inflationäre Aufblähung bewirkt, dass Fluktuationen der Energiedichte auf allen Wellenlängen sehr rasch außerhalb der Kausalitätslänge – des Horizonts $C/H(t)$ – geraten. Ihre Amplitude friert dabei ein, und so kommen alle wieder in den Horizont mit konstanter Amplitude, d. h. einem Spektrum $P(k) \approx k^n$. Die Inflation synchronisiert also die Fluktuationen und gibt ihnen die richtigen Amplituden. Falls die Fluktuationen durch nichtlineare Prozesse innerhalb des Horizonts generiert würden, wie z. B. durch ein Netzwerk kosmischer Strings, so ginge die zeitliche Kohärenz, also die Struktur der $(\Delta T)^2$ -Maxima verloren. Es gibt Wechselwirkungen zwischen den verschiedenen Moden, zufällige erzwungene Schwingungen, die zu einem Auswaschen der Maxima führen.

Die Dunkle Energie

Das erstaunliche Ergebnis der WMAP-Messungen, dass die Gesamtdichte den kritischen Wert $\Omega_{\text{tot}} = 1$ hat, führt auf eine bemerkenswerte Zusammensetzung des Stoffs, aus dem der Kosmos besteht: Nur etwa 5 % trägt der Anteil der uns bekannten Materie, 25 % sind die unbekanntes Teilchen der Dunklen Materie, und 70 % kommen von einer rätselhaften, nichtmateriellen Substanz der „Dunklen Energie“. Diese Energiedichte bestimmt gegenwärtig und in Zukunft die Expansion des Universums. Warum ist diese Dunkle Energie überhaupt vorhanden und warum übernimmt sie gerade jetzt das Kommando? Hier bleiben zunächst nur die Versuche, unsere Unkenntnis mathematisch zu präzi-

sieren als potentielle Energie eines skalaren Feldes mit passenden Eigenschaften. Der schöne Name „Quintessenz“ ist dafür schon erfunden worden. Er geht auf die Naturphilosophie des Aristoteles zurück, der damit das fünfte Element, den Äther, bezeichnete [13].

Bleibt die Dunkle Energie konstant, so wird die kosmische Expansion sich immer weiter beschleunigen und nie aufhören. Das Quintessenz-Modell bietet aber auch die interessante Möglichkeit, dass in der Zukunft durch das zeitliche Verhalten des Feldes überraschende Wendungen in der kosmischen Entwicklung auftreten.

Die Quantentheorie könnte diese Größe als Energie des Vakuums deuten. Der leere Raum ist, quantentheoretisch betrachtet, ein komplexes Gebilde, durchzogen von einem Geflecht aus fluktuierenden Feldern, die zwar nicht beobachtet werden können, die aber zu einer Energie des Vakuums beitragen. Einige dieser Beiträge kann man ganz gut abschätzen, erhält dann aber einen Wert, der um etwa 108 Größenordnungen den Wert übertrifft, den die astronomischen Beobachtungen nahe legen. Andere Beiträge, die noch nicht berechnet werden können, würden vielleicht diesen Wert ausbalancieren, aber dieser Ausgleich müsste dann mit unglaublicher Präzision bis auf 108 Stellen nach dem Komma erfolgen. Es ist ein tiefes Problem der Quantenphysik, wie das zugehen könnte.

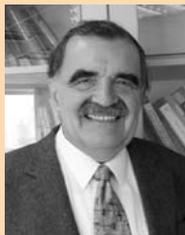
Astronomische Beobachtungen rühren hier an die fundamentalen Grundlagen der Physik, eine bemerkenswerte Konsequenz der WMAP-Beobachtungen.

Literatur

- [1] *D. Fixsen et al.*, *Astrophys. J.* **437**, 576 (1996)
- [2] *G. Börner*, *The Early Universe – Facts and Fiction*, Springer Verlag Berlin (2003)
- [3] *A. G. Riess et al.*, *Astron. J.* **116**, 1009 (1998)
- [4] *S. Perlmutter et al.*, *Nature* **391**, 51 (1998)
- [5] *G. Börner*, *Kosmologie*, Fischer Verlag (2002)
- [6] *B. Greene*, *Das elegante Universum*, Berlin (2001)
- [7] *Physik in unserer Zeit*, 3/2002 (Spezial Kosmologie)
- [8] *C. L. Bennett et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **148**, 1 (2003)
- [9] *D. N. Spergel et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **148**, 175 (2003).
- [10] *A. Kogut et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **148**, 161 (2003)
- [11] *A. D. Linde*, *Particle Physics and Inflationary Cosmology*, Harvard Acad. Publ. (1990)
- [12] *M. Bartelmann*, *Physik Journal*, Sept. 2001, S. 41
- [13] *C. Wetterich*, *Physik Journal*, Dezember 2004, S. 43

Der Autor

Gerhard Börner studierte in München Physik, wo er am damaligen Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik bei Werner Heisenberg und Hans-Peter Dürr 1968 promovierte. Nach Postdoc-Aufenthalten in Kyoto, New York und Washington kam er 1973 an das MPI für Astrophysik nach Garching. Mit der Kosmologie beschäftigt er sich seit 1984, nachdem sich Studenten aus seiner Vorlesung



Diplom- und Doktorarbeiten dazu gewünscht hatten. Börner verbrachte längere Aufenthalte in Japan und China und ist fasziniert von den dortigen Kulturen und Sprachen.