

RUND UM DAS UNIVERSUM

von

Dierck-Ekkehard LIEBSCHER
Astrophysikalisches Institut Potsdam

1 Kurze Geschichte des Kosmos

Das Licht ist langsam. Die Expansion des Kosmos ist so schnell, daß wir nicht einmal alle Teile des Kosmos sehen können. In jedem Falle sehen wir in ihrem heutigen Zustand nur die allernächste kosmische Umgebung. Denn je weiter wir in den Kosmos hinaussehen, desto fernere Vergangenheit beobachten wir: das Licht braucht einfach Zeit, um aus den Tiefen des Kosmos zu uns zu gelangen. Die Expansion des Kosmos liefert nun für Entfernung und Alter ein Maß, die kosmologische Rotverschiebung z . Der Wert $1 + z$ ist definiert als das Verhältnis der Wellenlängen eines Photons heute und zum Zeitpunkt der Emission und erweist sich gleich dem entsprechenden Verhältnis der Expansionsmaße R_0 und $R[t]$. Da also $R[t]$ den Wellenlängen proportional ist, ist es der Strahlungstemperatur umgekehrt proportional.

$$1 + z = \frac{R_0}{R[t]} = \frac{T[t]}{T_0}. \quad (1)$$

Die Rotverschiebung z indiziert also Entfernung, Alter und Temperatur. Die Geschichte der Expansion ist eine Geschichte der Abkühlung: Das Wärmebad des Kosmos, die Mikrowellenhintergrundstrahlung, hat heute eine Temperatur von 2.74 K. Drei Temperaturen markieren beim Blick in die Vergangenheit die großen Abschnitte der kosmischen Geschichte: die Ionisationstemperatur $T_{\text{Rekombination}}$ des Wasserstoffs (≈ 3000 K), die Fissionstemperatur $T_{\text{Kernsynthese}}$ des Deuteriums ($\approx 10^9$ K) und die Curie-Temperatur T_{Curie} des Vakuums ($\approx 10^{28}$ K). Jenseits der Curie-Temperatur rechnet die Quantenkosmologie und die Inflation [10], bis zur Abkühlung auf die Fissionstemperatur des Deuteriums ordnen sich die relativen Konzentrationen der einzelnen Elementarteilchen, zur Fissionstemperatur bildet sich das Deuterium und mit ihm die

leichten Elemente (primordiale Kernsynthese [11]), und nach Abkühlung auf die Ionisationstemperatur des Wasserstoffs verschwindet die universelle Ionisation.

Dieser letzte Zeitpunkt war der wichtigste Einschnitt in der Geschichte des Kosmos. Er trennt die Frühphase, in der der Kosmos wegen vollständiger Ionisation der Atome undurchsichtig war, von der Spätphase, in der er durchsichtig ist. Einerseits erreichen in dieser Spätphase die Photonen des Hintergrundes nicht mehr die Anregungsenergie des Wasserstoffs und werden durch ihn nicht mehr aufgehalten, andererseits behindern die Hintergrundphotonen auch nicht mehr die Bewegung der Teilchen, das heißt in engerem Sinne ihre Kondensation zu den großen Strukturen im Kosmos.

2 Die Bilanz von Krümmung und Massendichte

Die Allgemeine Relativitätstheorie fordert eine Bilanz von Weltkrümmung und Masse. Für den expandierenden Kosmos zerfällt dabei die Krümmung der vierdimensionalen Raum-Zeit in das Quadrat der Expansionsrate und die Raumkrümmung, die Massendichte in einen reellen und einen virtuellen Teil, der seinerseits viele Namen gefunden hat (Poincaréscher Druck, kosmologische Konstante, Vakuumenergie, Grundniveau der Weltkrümmung). Es ergibt sich die Friedmann-Gleichung (Tabelle 1). In dieser Bilanz spielt die Hintergrundstrahlung (und mit ihr vermutlich die gesamte noch vorhandene relativistische Komponente der Materie) heute keine Rolle. Allerdings hat sich die Massendichte der relativistischen Komponente schneller verdünnt als die in den Sternen und Galaxien kondensierten nichtrelativistischen Materiekomponenten, in der Vergangenheit war das Verhältnis dieser Dichten einmal umgekehrt.

Das Eigentümliche eines expandierenden Kosmos besteht gerade darin, daß allein die Kenntnis der ungefähren relativen Größenordnung der einzelnen Terme in der heutigen Bilanz ausreicht, um ein prominentes Übergewicht der relativistischen Komponente für die Zeit $t < 10^5$ Jahre konstatieren zu können. Dieses Übergewicht war so groß, daß man in der Frühphase des Kosmos die kosmologische Konstante und die Krümmung des Raums getrost vernachlässigen kann.

Nach der heute schon nahezu konventionellen Vorstellung eines Universums mit inflationärer Expansion in der extrem frühen Geschichte des Kosmos waren seit dem Ende der Inflation das Grundniveau der Weltkrümmung, d.h. die Energie des Vakuums exakt Null und die Raumkrümmung so klein, daß sie heute noch vernachlässigbar ist. Akzeptiert man diesen Schluß, hat man λ_0 und κ_0 auch für den aktuellen Kosmos zu streichen. Dann gibt es aber in der

Tabelle 1: DIE FRIEDMANNSCHE GLEICHUNG

Die Krümmung der Welt ist direkter Ausdruck des Schwerfeldes und proportional zur Massendichte. So bestimmen es die Einsteinschen Gleichungen. Dabei kann diese Krümmung einen Grundzustand haben, der durch die sogenannte kosmologische Konstante dargestellt wird, die man auch als Schwerewirkung des leeren Raums ansehen kann. Der Kosmos wird durch eine Welt modelliert, in der der Raum homogen und isotrop ist und dessen Maß sich mit der Zeit ändern kann. Dann zerfällt die Krümmung der vierdimensionalen *Welt* in das Quadrat der Expansionsrate und die Krümmung des *Raums*, und beide sind Funktionen der Zeit.

Quadrat der Expansions- rate	+	Krümmung des Raums	=	kosmo- logische Konstante	+	Massendichte
$(\frac{1}{R} \frac{dR}{dt})^2$	+	$\frac{kc^2}{R^2}$	=	$\frac{\Lambda c^2}{3}$	+	$\frac{8\pi G}{3} \varrho$
$\frac{H^2}{H_0^2}$	=	$-\kappa_0 \frac{R_0^2}{R^2}$	+	λ_0	+	$\Omega_0 \frac{R_0^3}{R^3} + \omega_0 \frac{R_0^4}{R^4}$

Die Variable R beschreibt die Ausdehnung des Kosmos in zunächst freien Einheiten. Mit H bezeichnet man die Expansionsrate $H[t] = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}$. Ist die Krümmung des Raums ungleich Null, wählt man den Krümmungsradius selbst als Expansionsmaß R . Die Krümmung des Raums enthält dann nur noch ein Vorzeichen, den Krümmungsindex k . In der letzten Gleichung sind alle Terme auf die aktuelle Expansionsrate, die Hubble-Zahl $H_0 = H[t_0]$, und den aktuellen Wert des Expansionsmaßes $R_0 = R[t_0]$ normiert. Trennen wir von der Massendichte die relativistische Komponente ab, enthält die Friedmann-Gleichung vier dimensionslose Parameter, die sich zu Eins addieren. Sie repräsentieren die kosmologische Konstante $\Lambda = 3\lambda_0 c^{-2}$, die heutige Krümmung des Raumes $R_0^{-2} = H_0^2 c^{-2} \kappa_0$, den heute nichtrelativistischen Anteil der Massendichte $\varrho_{M0} = 3H_0^2 (8\pi G)^{-1} \Omega_0$ und den heute noch relativistischen Anteil der Massendichte $\varrho_{R0} = 3H_0^2 (8\pi G)^{-1} \omega_0$. Die Parameter haben im statischen Kosmos die Summe 0, sonst die Summe Eins ($\lambda_0 - \kappa_0 + \Omega_0 = 1$), und der Strahlungsanteil ist heute gegen die massive Komponente vernachlässigbar ($\omega_0 \approx 10^{-3} \Omega_0$).

Friedmann-Gleichung eine Lücke zwischen der durch die Hubble-Zahl definierten kritischen Dichte $\rho_{\text{krit}} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$ und der aus Galaxienzählungen, dynamischen Bestimmungen ihrer Masse oder Leuchtkraftbestimmungen ermittelten Dichte. Diese Lücke zwischen gemessener Hubble-Zahl und errechneter oder gezählter Massendichte füllt eine unterstellte in mehrfachem Sinne *dunkle* Materie aus: Elementarteilchen, kalte Sterne oder schwarze Löcher, die nicht ans Strahlungsfeld gekoppelt sind und sich nur über die Schwerewirkung bemerkbar machen. Diese Materiekomponente ist zwar dunkel, aber dennoch reell. Sie darf nicht mit dem Vakuum (der virtuellen Komponente) verwechselt werden.

Die Bestimmung der Parameter des kosmologischen Modell war immer eine knifflige Frage, insbesondere weil die dazu nötigen vollständigen Kataloge von Galaxien nicht sehr weit reichen ($z < 0.05$) und die Entwicklung der Galaxien nicht übergangen werden kann. Nun gestattet ein neues Entwicklungsmodell von Arimoto und Yoshii die Bewertung der Helligkeits-Entfernungsdiagramme von Galaxien bis zu einer Rotverschiebung von $z \approx 0.05$ [6]. Nach dieser Analyse ist der Verzögerungsparameter nicht $q = \frac{1}{2}$, sondern eher $q \approx -1$. Damit steht außer Frage, daß die Bemühungen um die sogenannte dunkle Materie, die im Einstein-deSitter-Kosmos notwendig existieren muß, in ein neues Licht gerückt werden. Die Existenz unsichtbarer Materie in heute für die Friedmann-Gleichung wesentlichen Mengen wird durch diese Ergebnisse fragwürdig. Die Gruppe um Fukugita setzt bei ihrer Analyse einen euklidischen Raum ($\kappa = 0$) voraus, wie ihn die konventionellen Vorstellungen von der Inflationsphase in der extremen Frühgeschichte des Kosmos erwarten lassen. Die Anpassung der Beobachtungsdaten ergibt dann $\lambda_0 \approx 0.9$ und $\Omega_0 \approx 0.1$. Verzichtet man andererseits auf die Bedingung $\kappa = 0$, ergeben sich noch größere Werte für λ_0 und damit eine positive Krümmung des Raums. Fliche und Souriau haben bereits 1979 [5] versucht, die beobachteten Quasarzahlen an ein kosmologisches Modell anzupassen und einen Friedmann-Lemaître-Kosmos zu begründen. Immerhin sind diese Beobachtungen nur qualitativ sicher und beziehen sich nur auf kosmologisch relativ nahe Objekte. Einen Durchbruch liefert dagegen die Beobachtung der Blasenstruktur des Universums [12]. Auch nach neuen Analysen auf der Basis umfangreicheren Beobachtungsmaterials [13] bleibt es dabei, daß die normierte kosmologische Konstante nahe 1 ist und der Krümmungsradius des Universums etwa 3 Hubble-Radien $R_H = cH_0^{-1}$ beträgt.

3 Feuerball und Horizont

Die Grenze zum undurchsichtigen Kosmos, gegeben durch die Temperatur ($T_{\text{Rekombination}} \approx 3000$ K), markiert einen Zeitpunkt der Vergangenheit und eine Entfernung durch die entsprechende Rotverschiebung $z_r \approx 1000$. Weiter können wir mit elektromagnetischen Methoden nicht sehen: Die Hintergrundstrahlung erscheint wie ein Feuerball, der uns in großer Entfernung umgibt. Der

Tabelle 2: Kleines Lexikon kosmologischer Modelle

Bezeichnung	λ_0	κ_0	Ω_0	Bemerkungen
statischer Einstein- Kosmos (1917)	1	3	2	$H_0 = 0$, keine Expansion, keine Rotverschiebung
deSitter- Kosmos (1917)	1	0	0	Pseudokugel in 5-dimensionaler Welt, exponentielle Expansion
Eddington- Kosmos (1930)	$(1 + z_0)^3$	$3(1 + z_0)$	2	Nullstelle der Expansionsrate bei $z = z_0$
Einstein- deSitter- Kosmos (1931)	0	0	1	impliziert hohen Anteil dunkler Materie, Alter < Hubble-Zeit
Milne- Kosmos (1935)	0	-1	0	leerer Kosmos, isomorph der ebenen Welt, Alter = Hubblezeit
Friedmann- Kosmos (1922), Lemaître (1930)	λ_0	κ_0	Ω_0	Minimum der Expansionsrate bei $z = \frac{2\lambda_0 - \Omega_0 - 2}{3\Omega_0}$
$\lambda_0 - \kappa_0 + \Omega_0 = 1$				



Abbildung 1: Die Karte von COBE



Abbildung 2: Skizze der Galaxienverteilung in einem zweidimensionalen Schnitt nach deLapparent, Geller, Huchra und G.F.R.Ellis et al.

Feuerball ist extrem rund. Strukturen auf diesem Feuerball zeigen sich als Richtungsabhängigkeit der gemessenen Temperatur der Hintergrundstrahlung. Am 23. April dieses Jahres legte G. Smoot auf der Tagung der American Physical Society die erste Karte der Hintergrundstrahlung mit deutlichen Strukturen der Amplitude $30 \mu\text{K}$ bei einem Winkel-Auflösungsvermögen von 7° des COBE-Satelliten vor (Abbildung 1, [4]). Danach ist der Feuerball vergleichbar einer Billardkugel, die nur Unebenheiten von weniger als 0.1 mm aufweist.

Der Feuerball ist die entfernteste beobachtbare Kugel. Zeigte er überhaupt keine Struktur, könnten wir seine Größe nicht durch Beobachtung ermitteln. COBE scheint aber eine Struktur beobachtet zu haben, die in Abbildung 1 dargestellt ist. Wenn wir diese als reell akzeptieren¹, und sie auch geometrischen Ursprungs ist, können wir sie mit den Harvard-Blasen vergleichen (Abbildung 2). Wir berechnen dazu die Oberfläche des Feuerballs mit dem Maßstab dieser Blasen, wie sie in den Galaxienkatalogen zu sehen sind, mit einem typischen Durchmesser von $0.009 \cdot \frac{c}{H_0} \approx 100$ Millionen Lichtjahre bei $H_0 = 90 \text{ km/s/Mpc}$. Abbildung 3 zeigt die erwartete Anzahl dieser Blasen in Abhängigkeit von den Parametern Ω_0 und λ_0 . Abbildung 4 zeigt sie in Abhängigkeit von der Lage und Tiefe des Minimums der Funktion $h^2[z] = H^2[z]/H_0^2$.

Die wesentliche Aussage ist, daß ein Modell mit sehr kleinem Horizont des Beobachters auf dem Feuerball durchaus denkbar ist. Ein solches Modell würde zwei Dinge erklären. Erstens kann in einem solchen Modell die großräumige Struktur, die von COBE beobachtet wurde, Abbildung 1 als universell erwarteten lokalen Blasenstruktur sein. Im traditionellen Einstein-

¹Es gibt eine Reihe anderer Erklärungen, vom schlichten statistischen Fehler bis zu einer optischen Täuschung durch die Lichtablenkung, die von den Inhomogenitäten des aktuellen Gravitationsfeldes zwischen uns und dem Feuerball (Sachs-Wolfe-Effekt) hervorgerufen wird, reichen. Jede auf eine Struktur bezogene Erklärung impliziert aber eben die Existenz größerer Einheiten als die Harvard-Voids.



Abbildung 3: Erwartete Anzahl der Harvard-Blasen auf dem Feuerball als Funktion von Dichteparameter und kosmologischer Konstanten

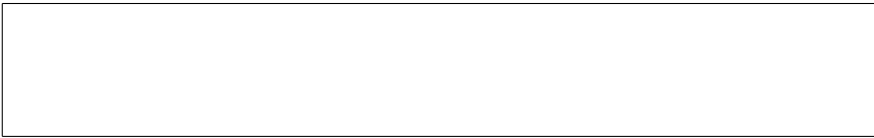


Abbildung 4: Erwartete Anzahl der Harvard-Blasen auf dem Feuerball als Funktion des Minimums der Expansionsrate

deSitter-Kosmos ist die auf den Feuerball zurückgerechnete Blasenstruktur viel engmaschiger als das COBE-Resultat. Hier passen etwa 10^6 Harvard-Blasen in den Horizont. Die COBE-Karte zeigt aber bestenfalls eine Größenordnung von 10^2 großen Strukturen. Wir gehen hierbei von der (heute noch ungeprüften) Reproduzierbarkeit der von COBE beobachteten Strukturen aus. Aber selbst wenn sich die COBE-Strukturen als weitaus zu groß in ihrer Winkelausdehnung erweisen sollten, oder andere Erklärungen herangezogen werden müssen, bleibt die Diskussion des Horizontproblems (vgl. [10]) in sphärisch gekrümmten Friedmann-Kosmen ein interessanter Aspekt². Denn hier kann dieses Horizontproblem auf ganz klassische Weise und ohne Inflation verschwinden (Abbildung 5). Der Horizont des Beobachters auf dem Feuerball ist in einem solchen Modell einfach weit kleiner als der Ereignishorizont der Singularität, der auf dem Feuerball umgekehrt proportional dem Strahlungsdichteparameter ω_0 ist. In unserem Falle ist er etwa

²In einem Einstein-deSitter-Kosmos ist der Ausschnitt des Feuerballs, der heute beobachtet werden kann, größer als das Gebiet, das von einem einzelnen Punkt der Singularität beeinflusst werden kann. Damit entsteht die Frage, wie die Isotropie der Hintergrundstrahlung zustande gekommen sein kann, wenn man keine speziellen Eigenschaften der Singularität voraussetzen will. Das Modell des inflationären Kosmos löst sie auf, weil hier das von einem einzelnen Punkt der Singularität beeinflussbare Gebiet sehr viel größer als im Einstein-deSitter-Kosmos ist.



Abbildung 5: Lage des Horizonts in Abhängigkeit von der Rotverschiebung in einem Friedmann-Lemaître-Modell mit kritischen Parametern

10^4 Harvard-Blasen groß. Das Argument für die Inflation, wir brauchen sie, um das Horizontproblem im krümmungsfreien Modell zu lösen, wird umgekehrt. Wir nutzen die beobachtete Krümmung, um das Horizontproblem aufzulösen, das ohnehin das einzige rein geometrische Ausgangsproblem für die Erfindung der Inflation ist. Unter der Voraussetzung eines Horizontproblems wird die Inflation für das Ausdünnen aller Unebenheiten verantwortlich gemacht. Dies ist nach der hier dargestellten Lösung nicht mehr nötig. So ist es auch kein Problem, daß am Ende einer Inflation der Raum nicht krümmungsfrei bis auf $1 : 10^{100}$ sondern nur bis auf $1 : 10^{50}$ ist. Diese Zahl ergibt sich allein aus der Vorstellung, der sichtbare Teil des Universums müsse in einen (positiv) gekrümmten Raum hineinpassen, $\kappa_0 = (\frac{c}{H_0 R_0})^2$ also kleiner 1 sein, und die aktuelle Verzögerung q_0 der kosmischen Expansion könne ebenfalls die Größenordnung 1 nicht überschreiten. Es sei hier nur angemerkt, daß kosmologische Modelle, in denen wir ein mehrfaches Bild des Universums sehen, durchaus diskutiert werden, allerdings mit echter Periodizität (zum Beispiel von Heidmann 1973 [8] und Fang 1990 [3]). Das Horizontproblem ist in solchen Topologien bei einem $\Omega - \omega$ -Modell allerdings nur lösbar, wenn für die Rotverschiebung zur nächsten Periode $z_{\text{Periodenrand}} = z_{\text{Rekombination}}^{-\frac{1}{2}}$ gilt, und das scheint zu eng [3].

Tauschen wir das traditionelle Einstein-deSitter-Modell der Spätphase gegen ein Friedmann-Lemaître-Modell und lösen das Horizontproblem auf die beschriebene Weise, bleibt dennoch die Vorgeschichte des Feuerballs unberührt. Solange wir keine Phasenübergänge in Betracht ziehen, ist bei allen Temperaturen höher als der des Feuerballs nur die Dichte der relativistischen Materiekomponente von Gewicht, und der Strahlungskosmos bleibt das zu benutzende Modell. Nach traditioneller Vorstellung ist die Strahlungskomponente mit dem Ende der Inflation durch einen Phasenübergang aus Vakuumenergie entstanden. Dieser Übergang muß eine Temperatur T_C von etwa 10^{28} K produziert haben, damit die Kondensationskaskade von der Baryonenbildung bis zur primordialen Kernsynthese in Gang gesetzt werden konnte. Die Temperatur T_C und der zugehörige Weltradius $R_C = R_0 \frac{T_0}{T_C}$ markieren das Ende der Inflation. Diese beginnt nun bei klassischer Rechnung bei einem minimalen Radius, der merkwürdigerweise vom Krümmungsparameter nicht abhängt, wenn man ihn in Hubble-Radien ausdrückt. Hat der Raum überhaupt eine Krümmung, muß der minimale Radius so akzeptiert werden, daß der die Inflation beendende Phasenübergang bei der richtigen Temperatur stattfinden kann. Ist diese Temperatur $T_C \approx 10^{28} T_0$, so ist $R_{\text{min}} \approx 10^{-53} R_H \approx 10^{-25}$ cm, also weit größer als die Plancksche Länge. Ohne den inflationstypischen Phasenübergang kann es im homogenen und isotropen Kosmos jedoch keinen minimalen Radius geben (Börner und Ehlers 1988 [2]), weil dieser dann entweder eine viel zu kleine Dichte ($\Omega_0 \ll 0.01$) voraussetzte oder viel zu nahe in der Vergangenheit ($z < 4$) gewesen sein müßte. Die Anfangssingularität ist unausweichlich, solange $3p > -\rho$ bleibt (Singularitätstheoreme von Hawking und Penrose).

ZAHLEN FÜR EIN MODELL MIT KRÜMMUNG UND LEEREM RAUM
VOR INFLATIONSENDE

$$\lambda_0 \approx 1.1, \kappa_0 \approx 0.15, \Omega_0 \approx 0.05, \omega_0 \approx 0.00005$$

Spätphase des Kosmos ($z < z_r \approx 1000$):

$$h^2 = \lambda_0 - \kappa_0(1+z)^2 + \Omega_0(1+z)^3 + \omega_0(1+z)^4$$

Strahlungskosmos ($z_r < z < z_C \approx 10^{28}$):

$$h^2 = \omega_0(1+z)^4$$

Inflation ($z_C < z$):

$$h^2 = \omega_0(1+z_C)^4 - \kappa_0(1+z)^2$$

Maximale Rotverschiebung:

$$1 + z_{\max} = \sqrt{\frac{\omega_0}{\kappa_0}}(1 + z_C)^2 \approx 10^{54}$$

Minimaler Weltradius:

$$R_{\min} = \frac{R_0}{1+z_{\max}} = \frac{R_H}{\sqrt{\omega_0(1+z_C)^2}} \approx 10^{-54} R_H \approx 10^{-30} \text{ m}$$

Generell könnte dies das Bild der Endstufe eines von Petrosian 1982 [14] [7] diskutierten Ablaufs sein, der von Smolin 1992 [15] wieder aufgenommen wurde. Selbst ein Eddington-Modell (das heute unter der Bezeichnung *coasting universe* diskutiert wird) kommt für die inflationäre Phase in Betracht. Die Plancksche Länge wird auch in diesen Fällen nicht erreicht.

Die nahe Zukunft mit den genaueren Strukturuntersuchungen der Absorptionslinienverteilung und den tieferen Galaxienzählungen wird es vorbehalten bleiben, die Kugelgestalt des Universums zu prüfen.

Literatur

- [1] BLOME,H.J., PRIESTER,W. (1991): Big bounce in the very early universe, *Astron.Astrophys.* **250**, 43.
- [2] BÖRNER,G., EHLERS,J. (1988): Was there a big bang? *Astron.Astrophys.* **204**, 1-2.
- [3] FANG,LI-ZHI (1990): Periodicity of redshift distribution in a T3-universe, *Astron.Astrophys.* **239**, 24-28.
- [4] FIENBERG,R.T. (1992): COBE confronts the big bang, *Sky & Telescope* **84**, 34-35.
- [5] FLICHE,H.H., SOURIAU,J.M. (1979): Quasars et cosmologie, *Astron.Astrophys.* **78**, 87-99.
- [6] FUKUGITA,M., TAKAHARA,F., YAMASHITA,K., YOSHII,Y. (1990): Test for the cosmological constant with the number count of faint galaxies, *Astrophys.J.* **361**, L1-L4.
- [7] GUTH,A.H., SHER,MARC (1983): The impossibility of a bouncing universe, with a reply by Vahé Petrosian, *Nature* **302**, 505-507.
- [8] HEIDMANN,JEAN (1973): *Introduction à la cosmologie* , Presses universitaires de France.
- [9] HOELL,J., PRIESTER,W. (1990): Voids, Walls und Schweizer Käse, *Sterne und Weltraum* **26**, 74-75.
- [10] LIEBSCHER,D.-E. (1984): Das inflationäre Universum, *Die Sterne* **60**, 153-162.
- [11] LIEBSCHER,D.-E. (1985): Zeugen der kosmischen Frühgeschichte, *Die Sterne* **61**, 11-20.
- [12] LIEBSCHER,D.-E. (1992): Eine neue Methode für die Grundaufgabe der Kosmologie, *Die Sterne* **68**, 274-286.
- [13] LIEBSCHER,D.-E., PRIESTER,W., HOELL,J. (1992): The Lyman alpha absorption forests and the evolution of the universe, *Astron.Nachr.* **313**, 265-273.
- [14] PETROSIAN,V. (1982): Phase transitions and dynamics of the universe, *Nature* **298**, 805-808.
- [15] SMOLIN,L. (1992): Did the universe evolve? *Class.Quant.Grav.* **9**, 173-191.

A Abbildungsunterschriften

Abbildung 1

Die Karte von COBE nach [4]. Die dunkel gezeichneten Gebiete haben eine gegen den Mittelwert um etwa $30 \mu\text{K}$ höhere Temperatur, die hellen Gebiete eine um etwa $30 \mu\text{K}$ niedrigere. Die Darstellung benutzt galaktische Koordinaten.

Abbildung 2

Skizze der Galaxienverteilung in einem zweidimensionalen Schnitt nach deLapparent, Geller & Huchra (vgl. [9]). Die untere Hälfte zeigt im Vergleich eine unstrukturiert homogene Verteilung von Galaxien, die für zunehmende Entfernung ausgedünnt erscheinen muß, weil mit der Abnahme der scheinbaren Helligkeit die Anzahl der oberhalb einer Grenzhelligkeit gefundenen Galaxien sinken muß. Die Blasenstruktur im oberen Sektor, der die Beobachtungsergebnisse zeigt, ist deutlich.

Abbildung 3

Isolinien (in logarithmischer Folge) der erwarteten Anzahl von Harvard-Blasen auf dem Feuerball als Funktion von Dichteparameter und kosmologischer Konstanten (Achsen in linearer Teilung).

Abbildung 4.

Isolinien (in logarithmischer Folge) der erwarteten Anzahl von Harvard-Blasen auf dem Feuerball als Funktion des Minimums der Expansionsrate (Achsen in linearer Teilung). Zu beachten sind die Asymptoten besonders kleiner Anzahl für $h_{min}^2 = 0.124$ und $h_{min}^2 = 0.821$. Sie kennzeichnen den ganzen bzw. den halben Umlauf des Lichts vom Feuerball um den Kosmos.

Abbildung 5.

Lage des Horizonts in Abhängigkeit von der Rotverschiebung in einem Friedmann-Lemaître-Modell mit kritischen Parametern ($z_{min} = 4$, $h_{min}^2 = 0.124$). Die scheinbare Blasengröße hat bei $z = 5.024$ ein erstes Maximum, bei $z = 1000$ ein zweites.

B FUSSNOTEN

1. Es gibt eine Reihe anderer Erklärungen, vom schlichten statistischen Fehler bis zu einer optischen Täuschung durch die Lichtablenkung, die von den Inhomogenitäten des aktuellen Gravitationsfeldes zwischen uns und dem Feuerball (Sachs-Wolfe-Effekt) hervorgerufen wird, reichen. Jede auf eine Struktur bezogene Erklärung impliziert aber eben die Existenz größerer Einheiten als die Harvard-Voids.

2. In einem Einstein-deSitter-Kosmos ist der Ausschnitt des Feuerballs, der heute beobachtet werden kann, größer als das Gebiet, das von einem einzelnen Punkt der Singularität beeinflußt werden kann. Damit entsteht die Frage, wie die Isotropie der Hintergrundstrahlung zustande gekommen sein kann, wenn man keine speziellen Eigenschaften der Singularität voraussetzen will. Das Modell des inflationären Kosmos löst sie auf, weil hier das von einem einzelnen Punkt der Singularität beeinflussbare Gebiet sehr viel größer als im Einstein-deSitter-Kosmos ist.