

Kosmologische Beobachtungen und ihre Beziehungen zum Standard-Weltmodell

JÜRGEN EHLERS*)

Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München

1. Die Schar der Standard-Weltmodelle

Als theoretischer Rahmen für die Diskussion kosmologisch relevanter Beobachtungen sollen in diesem Referat die homogenisotropen, aus einer heißen Urexplosion (hot big bang) hervorgehenden relativistischen Weltmodelle zugrundegelegt werden. Die gleich zu nennenden Voraussetzungen, auf denen diese Standard-Modelle beruhen, sind Arbeitshypothesen, die sich bisher bewährt haben. (Ihre Bezeichnung als „Prinzipien“ hat ihnen vielleicht einen ungerechtfertigten Anschein von Endgültigkeit verliehen.) Die Voraussetzungen sollen zu nächst schlagwortartig aufgezählt und dann kurz besprochen werden.

- A. Raumzeitgeometrie und Gravitation werden durch die *Einsteinsche allgemeine Relativitätstheorie* beschrieben. Lokal gelten die üblichen physikalischen Gesetze.
- B. Es gibt zu jeder Zeit an jeder Stelle des Universums einen mittleren Bewegungszustand, bezüglich dessen alle kosmologisch gemittelten (Skala einige 100 Mpc) *beobachtbaren Eigenschaften richtungsunabhängig sind*.
- C. Es gibt eine Zeit t_0 , zu der die (in B postulierte) mittlere kosmische Bewegung eine *Ausdehnung* ist.
- D. Es gibt in der kosmischen Entwicklung eine materiedominierte (kalte) Epoche, in der der *Gesamtdruck* (von Materie und Strahlungen) gegenüber der Gesamtenergiedichte *vernachlässigbar* klein ist.
- E. Es gab in der kosmischen Entwicklung eine (heiße) Epoche, in der die Materie bei einer Temperatur von etwa 10^{11} K ≈ 10 MeV im thermodynamisch-chemischen *Gleichgewicht* war.

Annahme A ist so lange gerechtfertigt, wie keine einfachere Theorie bekannt ist, die mit den Beobachtungen übereinstimmt. Die im vergangenen Jahr ausgeführten radiointerferometrischen Messungen der Ablenkung elektromagnetischer Wellen im Schwerfeld der Sonne mit einer Genauigkeit von etwa 2% [1] verstärken die empirische Basis der allgemeinen Relativitätstheorie. (Die empirischen Grundlagen der Gravitationstheorien werden systematisch dargestellt in [2], [3], [4].) Der etwas vage Zusatz über die lokalen physikalischen Gesetze soll andeuten, daß hier keine nur kosmologisch prüfbareren Gesetze oder Objekte angenommen werden sollen, also z. B. keine spontane Materieerzeugung wie in der steady state-Theorie und kein masse- und spinloses Feld wie in den Skalar-Tensor-Theorien. (Ange-

*) Ich danke GERHARD BÖRNER und PETER KAFKA für Ihre Hilfe bei der Vorbereitung dieses Referates, insbesondere für Durchsicht der Literatur. Ohne diese Mitarbeit wäre dieser Bericht nicht zustande gekommen.

sichts der heutigen Hypothesenfreudigkeit ist es vielleicht nützlich, an ein aus der oft geschmähten Scholastik stammendes Prinzip – Occam's razor – zu erinnern: entia non sunt multiplicanda praeter necessitatem.)

Annahme B ist theoretisch motiviert durch die enorme dadurch erzielte Einfachheit und wird empirisch gestützt durch die Hubble-Zählungen (siehe dazu [5], ch. II) und die hochgradige Isotropie der Mikrowellen-Hintergrundstrahlung (siehe [6], Teil III und Abschnitt 2 D dieses Referates).

Aus den Annahmen A und B folgt die Existenz einer kosmischen Zeit t , die für jeden an der mittleren Bewegung teilnehmenden „Fundamentalbeobachter“ mit dessen Eigenzeit (Atomzeit) übereinstimmt. Die Ereignisse (Raumzeitpunkte) mit jeweils festem t sind für benachbarte Fundamentalbeobachter im Einsteinschen Sinne gleichzeitig und bilden einen Raum konstanter Krümmung $\frac{k}{R^2}$, wobei der Krümmungsindex k gleich $+1$, -1 oder 0 und der Skalenfaktor oder Krümmungsradius $R(t)$ eine positive Länge ist. Die räumliche Homogenität folgt aus der Isotropieannahme B.

Der Abstand irgend zweier Fundamentalbeobachter oder „typischer“ Galaxien ist proportional zu $R(t)$.

Außerdem folgt aus den Gravitationsfeldgleichungen und A und B, daß die kosmische Materie eine räumlich konstante Massendichte ρ und einen isotropen Druck p hat, die mit dem Krümmungsradius durch die *Friedmannsche Gleichung*

$$\frac{1}{c^2} \dot{R}^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} R^2 \rho - k + \frac{1}{3} \Lambda R^2 \quad (1)$$

und die *lokale Energiebilanz*

$$(\rho c^2 R^3)' + p (R^3)' = 0 \quad (2)$$

verknüpft sind. (G : Newtonsche Gravitationskonstante, c : Vakuumlichtgeschwindigkeit.) Im folgenden soll, entsprechend dem hier angenommenen „konservativen“ Standpunkt, die *kosmische Konstante Λ gleich Null* gesetzt werden, außer wenn ausdrücklich das Gegenteil gesagt wird.

Der Krümmungsindex k unterscheidet Modell-Universen mit lokal sphärischen ($k = 1$), hyperbolischen ($k = -1$) und ebenen ($k = 0$) Räumen $t = \text{const.}$ Modelle mit $k = 1$ werden oft geschlossen genannt, solche mit $k = 0$ oder $k = -1$ offen, obwohl auch in den beiden letztgenannten Fällen die Topologie so gewählt werden kann, daß die Räume geschlossen (d.h. kompakt und randfrei) sind. (Bei einfachem Zusammenhang trifft allerdings die Bezeichnung offen auf die Fälle mit $k = 0, -1$ zu.)

Die *Annahme C*, d.h.

$$\dot{R}_0 = \dot{R}(t_0) > 0, \quad (t_0 \text{ „jetzt“}) \quad (3)$$

ist natürlich durch die Hubblesche Rotverschiebung motiviert. Deren Deutung als Expansion erscheint dem Referenten trotz gewisser auf einige spezielle Objekte bezogene Zweifel (Arp in [6] und darauf folgende Diskussion) weit besser begründet als alternative Hypothesen (siehe dazu [5], Ie).

Die *Annahme D* wird dadurch begründet, daß jetzt alle aus Beobachtungen oder theoretischen Abschätzungen abgeleiteten Beiträge zum mittleren kosmischen Druck (Eigenbewegungen der Galaxien, Photonen, Neutrinos, Gravitationswellen, kosmische Strahlung, kosmische Magnetfelder) zusammen höchstens ein Prozent der Gesamtenergiedichte ergeben (siehe z. B. [4], sec. 27.2). Wegen $p \ll \rho c^2$ und $\rho > 0$ ist also sicher jetzt und war in der nahen Vergangenheit

$$\rho c^2 + 3p \geq 0. \quad (4)$$

Aus (1), (2) und (4) folgt $\ddot{R} \leq 0$. Mit (3) ergibt sich also, daß bei Rückgang in die Vergangenheit von t_0 aus R ständig mindestens mit der jetzigen Rate (3) abnahm, solange (4) zutrif. Da die Ungleichung (4) mindestens bis in den Bereich der Atomkerndichte gilt, folgt also, daß die Materie früher in einem viel dichteren und heißeren Zustand gewesen ist als jetzt. Wenn man (1), (2) und (4) als allgemein gültig annimmt, folgt sogar die Existenz einer Anfangssingularität, d. h. einer endlichen Zeit mit $R \rightarrow 0$ und $\rho \rightarrow \infty$.

Die *Annahme E* ist eine durch ihre Einfachheit ausgezeichnete Zusatzannahme über die heiße Frühgeschichte. Sie bildet die Grundlage für Berechnungen der kosmischen He- und D-Bildung. Der Gleichgewichtszustand mit $T = 10^{11}$ K soll im folgenden als *Anfangszustand* bezeichnet werden – natürlich ohne daß dadurch die Existenz früherer, aber noch nicht gut beschreibbarer Zustände bezweifelt werden soll.

Durch die bisher besprochenen Annahmen ist prinzipiell das kosmologische Modell bis auf einige wenige Parameter, die den Anfangszustand festlegen, bestimmt. Als solche *Anfangsparameter* kommen die spezifischen chemischen Potentiale der universell erhaltenen Größen Baryonenzahl, e- und μ -Leptonenzahl und elektrische Ladung, also $\kappa_B = \text{chem. Potential/Baryon}$ und entsprechend $\kappa_e, \kappa_\mu, \kappa_q$, und die Anfangskrümmung $\frac{k}{R_a^2}$ in Betracht. Aus $T_a = 10^{11}$ K und $\kappa_B, \kappa_e, \kappa_\mu, \kappa_q$ und der Gleichgewichtsannahme ergeben sich die Partialdichten und -drucke der Teilchensorten und damit die Gesamtwerte von ρ und p . Diese Anfangsdaten reichen prinzipiell aus, um aus der Friedmannschen Gleichung (1) und den Reaktionsgesetzen der Teilchen die Entwicklung des Modells für alle Zeiten zu berechnen, wenn man einmal unterstellt, man kenne alle Wirkungsquerschnitte und könne auch die Nichtgleichgewichtsphasen durchrechnen. Natürlich erhält man so nur das streng homogene *Hintergrundmodell*. Dies Modell wird, insbesondere in späteren Epochen, Instabilitäten aufweisen, und die Hoffnung ist, die diesen Instabilitäten entsprechenden „typischen“ Störungen könnten die *lokalen Inhomogenitäten* wie Galaxien, Haufen u. a. erklären.

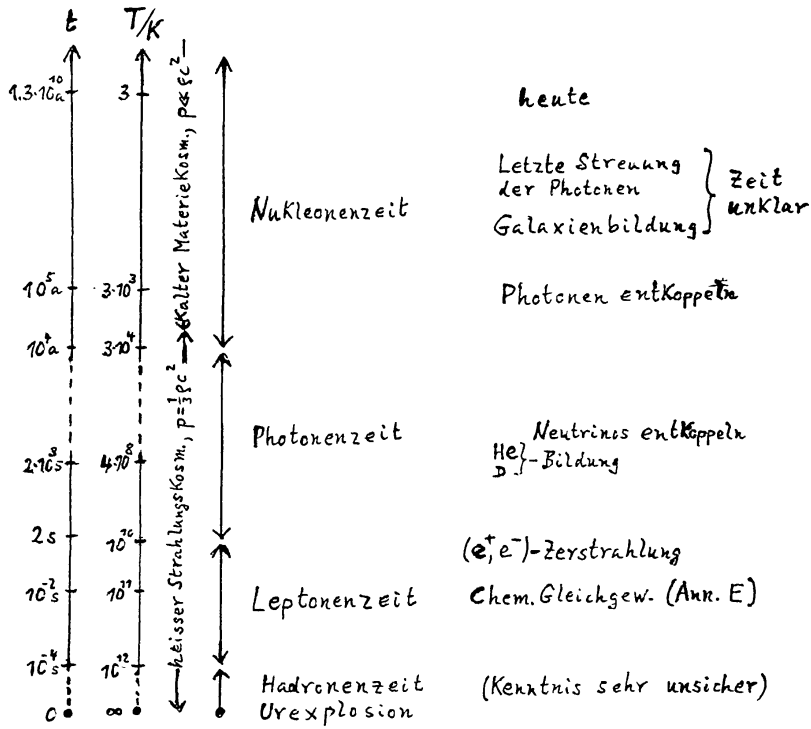
Aus Einfachheit und weil nichts dagegen spricht setzt man meist $\kappa_e = \kappa_\mu = \kappa_q = 0$, so daß nur zwei Parameter, κ_B und $\frac{k}{R_a^2}$, übrigbleiben.

Die Krümmung hat auf die frühen Entwicklungsstadien (jedenfalls für $z > 100$) keinen wesentlichen Einfluß, wohl aber auf den jetzigen Zustand (Hubble-Diagramm, s. u.). In dem beschriebenen Rahmen scheint es keine a-priori-Argumente zur Festlegung von $\frac{k}{R_a^2}$ zu geben. Einige Forscher, vor allem J. A. Wheeler, fassen die Existenz geschlossener Raumschnitte als Grundannahme der Einsteinschen Gravitationstheorie und Ausdruck des *Machschen Prinzips* auf (siehe [4], § 21.12 und ch. 27). Selbst bei dieser Auffassung bleibt, wie oben hervorgehoben wurde, der Wert von k ein empirisch zu bestimmender Parameter. (Siehe hierzu z. B. [4], Box 27.2 D.) Dieser Sachverhalt ist in der Literatur oft nicht beachtet worden.

Der Wert von κ_B wird in denjenigen Modellen, die mit einem (im Sinne der Thermodynamik) einphasigen Teilchengemisch bei $T_a = 10^{11}$ K rechnen, so festgelegt, daß sich später das beobachtete Verhältnis Photonenzahl/Baryon $\sim 10^8$ ergibt. Es gibt auch Versuche, den Zustand bei $T_a = 10^{11}$ K aus noch früheren Bedingungen in der *Hadronenphase* ($T > 10^{12}$ K) abzuleiten, wobei im baryonensymmetrischen Modell (siehe [6], part VI) $\kappa_B = 0$ gesetzt wird, was dann bei T_a einen mehrphasigen Zustand (Teilchen/Antiteilchen-Emulsion) ergeben soll. Auf diese schwierigen und interessanten, aber noch sehr kontroversen Fragen der Hochenergie-Thermodynamik stark wechselwirkender Teilchen werde hier nur hingewiesen.

Das einfachste Modell ist das Einstein-de Sittersche mit $k = 0$ und $\Lambda = 0$. Dafür ist die Entwicklung in der folgenden Übersicht angedeutet. (Für eine auf das Grundsätzliche beschränkte Darstellung siehe [7], für Einzelheiten [8].)

Schematische Übersicht über die Entwicklung des „heißen“ EINSTEIN – DE SITTER-MODELLS ([5], [7], [8]). Die Bezeichnungen *Hadronenzeit* usw. deuten an, welche Teilchen *energetisch* überwiegen. Die Rotverschiebung z ist mit der Photonentemperatur T_γ und dem Skalenfaktor R durch $1 + z = T_\gamma / T_{\gamma,0} = R_0 / R$ verknüpft.



In der nukleonendominierten Spätzeit, also etwa für $t > 10^5$ a, darf in (2) $p = 0$ gesetzt werden, während in der strahlungsdominierten Frühzeit, $t < 10^4$ a, $p = \frac{1}{3} \rho c^2$ ist.

Empirische Informationen über den Kosmos erhalten wir fast ausschließlich durch elektromagnetische Strahlung. Das bedeutet, daß der Vergleich kosmologischer Modelle mit Beobachtungen fast nur über Daten erfolgt, die sich praktisch auf einen einzigen *Rückwärtslichtkegel* beziehen (Fig. 1). Weder der heutige Zustand (Schnitt $t = t_0$) noch die Entwicklung einzelner Objekte (Weltlinien z.B. von Galaxien) sind beobachtbar, sondern nur eine Art Mischung aus Zustands- und Entwicklungsdaten. Die Konstruktion eines kosmologischen Modells aus Beobachtungen ist also ein charakteristisches Anfangswertproblem. Die Bestimmung des „richtigen“ kosmologischen Modells ist deshalb z. B. nur zugleich mit einer Theorie der Galaxienentwicklung möglich. Daß dies nicht nur prinzipiell so ist, sondern eine konkrete Schwierigkeit darstellt, zeigen die neueren Diskussionen des Hubble-Diagramms (s. u.)

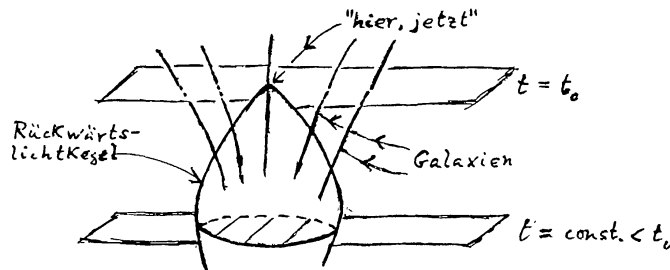


Fig. 1. Der Lichtkegel als Träger kosmologischer Informationen.

Die wichtigsten *beobachtbaren Größen* der Kosmologie sind $H_0 = \frac{\dot{R}_0}{R_0}$, die Hubble-Konstante; $q_0 = -\frac{R_0 \ddot{R}_0}{\dot{R}_0^2}$ der Beschleunigungs- (eigentlich: Verzögerungs-)parameter; die Dichten der verschiedenen Bestandteile des Kosmos wie z. B. ρ_0 (galaktische Materie), ρ_0 (intergal. Gas); die Temperatur $T_{\gamma,0}$ der Mikrowellenstrahlung jetzt; kosmisch relevante Elementhäufigkeiten wie $\frac{n(\text{He})}{n(\text{H})}$, $\frac{n(\text{D})}{n(\text{H})}$; Alter kosmischer Objekte.

Zwischen der jetzigen Gesamt-Massendichte ρ_0 und H_0, q_0 bestehen nach (1) und (2) ($p_0 \approx 0$) die Beziehungen

$$H_0^2 (2 q_0 - 1) = \frac{k c^2}{R_0^2} - \Lambda c^2, \quad (5)$$

$$\frac{4 \pi G}{3} \rho_0 = q_0 H_0^2 + \frac{1}{3} \Lambda c^2, \quad (6)$$

auf die wir uns unten beziehen werden. Zur Festlegung eines Modells für die materiedominierte Spätzeit und zur Identifizierung der jetzigen Epoche t_0 darin benötigt man, falls $\Lambda = 0$ gesetzt wird, nur zwei Parameter, z. B. H_0 und q_0 . Unter der durch die Hypothese $\kappa_e = \kappa_\mu = \kappa_q = 0$ (s. o.) verschärften Annahme E benötigt man zur Festlegung auch der Frühzeit nur einen weiteren Parameter, z. B. die jetzige Temperatur $T_{\gamma,0}$ der Urknallstrahlung. Andere beobachtbare Größen wie $t_0, \rho_0, \frac{n(\text{He})}{n(\text{H})}, \frac{n(\text{D})}{n(\text{H})}$ sind dann berechenbar und können zur Prüfung der Theorie dienen. Tatsächlich sind bis jetzt nur H_0 und $T_{\gamma,0}$ mit einiger Genauigkeit bekannt, so daß bis jetzt alle verfügbaren, mit i. a. großer Unsicherheit behafteten Daten zur Auswahl empirisch brauchbarer Modelle herangezogen werden müssen und von einer Prüfung quantitativer Vorhersagen der Theorie nicht gesprochen werden kann außer vielleicht im Fall der Häufigkeit.

2. Beobachtungen

A. Bestimmung der Hubble-Konstante H_0 . Isotropie und Regularität des mittleren Geschwindigkeitsfeldes

Nach SANDAGE und TAMMANN [9] ist

$$H_0 = (55 \pm 5) \text{ km/sMpc}, \quad (7)$$

also etwa ein Zehntel des Hubbleschen Wertes. Dieser Wert stützt sich auf klassische Cepheiden als Entfernungsindikatoren, ist dadurch mit der Entfernungskala der Population I verknüpft und hängt deshalb direkt von der angenommenen Hyadenentfernung ab. Bei Annahme des größeren, neueren Wertes des Hyadenabstandes [26] ist (7) durch $H_0 = (50 \pm 5)$ km/sMpc zu ersetzen.

Abweichend von früheren Messungen liegen der neuen Bestimmung von H_0 irreguläre und Spiralgalaxien zugrunde. Ein wichtiger neuer Schritt bei der Bestimmung der absoluten Helligkeiten weit entfernter ($D > 60$ Mpc) ScI-Galaxien war die Ermittlung der Abhängigkeit des Durchmessers der größten HII-Regionen von der Leuchtkraftklasse der Muttergalaxie und der Leuchtkraft der hellsten blauen Sterne von der absoluten Helligkeit der Muttergalaxie. Mit Hilfe dieser Relationen wurden die Mittelwerte der absoluten Helligkeiten der verschiedenen Leuchtkraftklassen bestimmt, für ScI ergab sich $\langle M_{\text{pg}}^{0,1} \rangle = -21,25$.

Der Wert (7) wurde mit Hilfe einer statistischen Gesamtheit von 60 Überriesen-Spiralen mit Rotverschiebungen $z \leq 0,05$ und scheinbarer Helligkeit $13 \leq m_{\text{pg}} \leq 15,7$ ermittelt. In Fig. 2 ist als Ordinate der reduzierte Helligkeitsparameter $b = \log(cz) - 0,2 m_{\text{pg}}$ und als Abszisse die Radialgeschwindigkeit cz aufgetragen. Wegen $b = \log H_0 - 0,2 M + \text{const.}$ (für $z \ll 1$) braucht man zur Bestimmung von H_0 die Mittelwerte $\langle b \rangle$ und $\langle M \rangle$. Da die statistische Ge-

samtheit durch $m_{pg} \leq 15,7$ begrenzt war, muß man sich wegen der durch die Breite der Leuchtkraftfunktion der ScI-Galaxien bedingten Streuung von b bei festem z auf die in Fig. 2 (b) eingerahmte Teilgesamtheit von 36 (!) Objekten beschränken, um eine bezüglich b „vorurteilsfreie“, z -begrenzte Gesamtheit zu erhalten; sonst erhielte man ein zu großes $\langle b \rangle$ und damit auch ein zu großes H_0 .

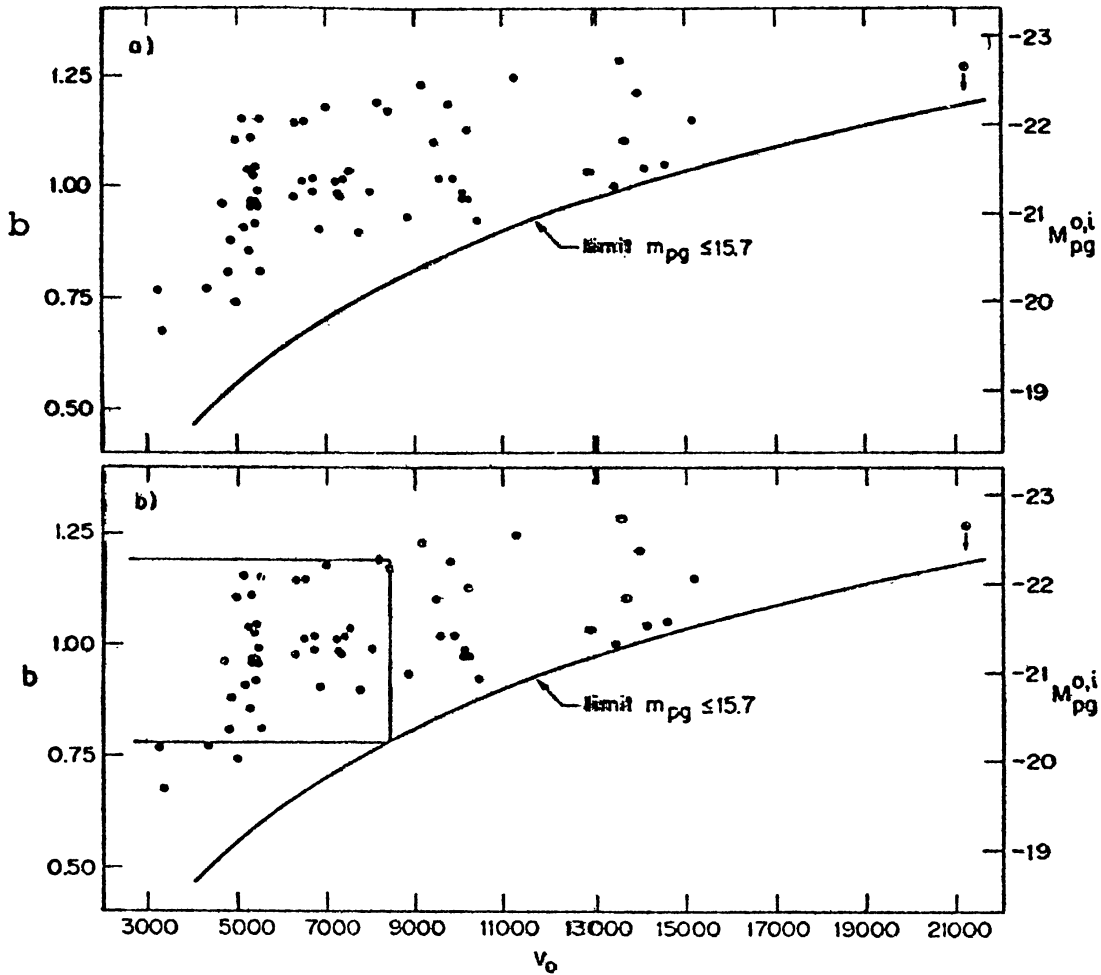


Fig. 2. Auswahleffekt an einer Gesamtheit von Galaxien (entnommen aus [9], VI).

Die Arbeiten von SANDAGE und TAMMANN haben außer dem Wert (7) von H_0 u. a. ergeben, daß

- im Bereich des lokalen Superhaufens ($D \lesssim 30$ Mpc) keine Abweichungen vom linearen Hubble-Gesetz auftreten,
- die Werte von H_0 in Richtung des Virgo-Haufens und in der entgegengesetzten Richtung nicht signifikant verschieden sind, und zwar sowohl für nahe als auch für ferne Galaxien (Fig. 3).

Danach ist das *mittlere Geschwindigkeitsfeld* der Galaxien *wohl definiert* ($\sigma(\Delta v) < 50$ km/s für Feldgalaxien; $\sigma(\Delta v) < 100$ km/s für helle Haufengalaxien; (vgl. Annahme A, Abschnitt 1)

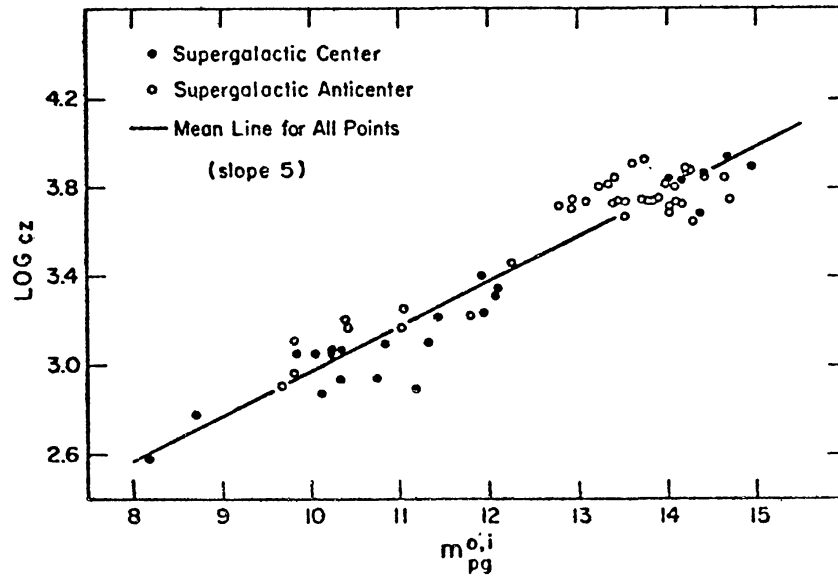


Fig. 3 Erklärung im Text. (entnommen aus [9], VI).

und (sogar lokal) *isotrop* (vgl. Annahme B, Abschnitt 1), wobei die Isotropie allerdings nur grob getestet ist.

Das Ergebnis b) spricht gegen die Realität der RUBIN-FORD-Anomalie [10], wonach in einer Gesamtheit von 50 ScI-Galaxien mit $14 \leq m_{pg}^o \leq 15$ in zwei entgegengesetzten Richtungen verschiedene Hubble-Konstanten mit dem Verhältnis $H_{II}/H_I = 1,25$ vorliegen. Nach SANDAGE und TAMMANN könnte dies Ergebnis durch eine lokale Geschwindigkeitsanomalie und Nichtberücksichtigung des in Verbindung mit Fig. 2 besprochenen Auswahleffekts zustande gekommen sein. Wie Fig. 4 zeigt, würde bei Beschränkung auf das schmale Intervall $14 \leq m_{pg}^o \leq 15$ von der SANDAGE-TAMMANN Gesamtheit keine brauchbare Teilgesamtheit

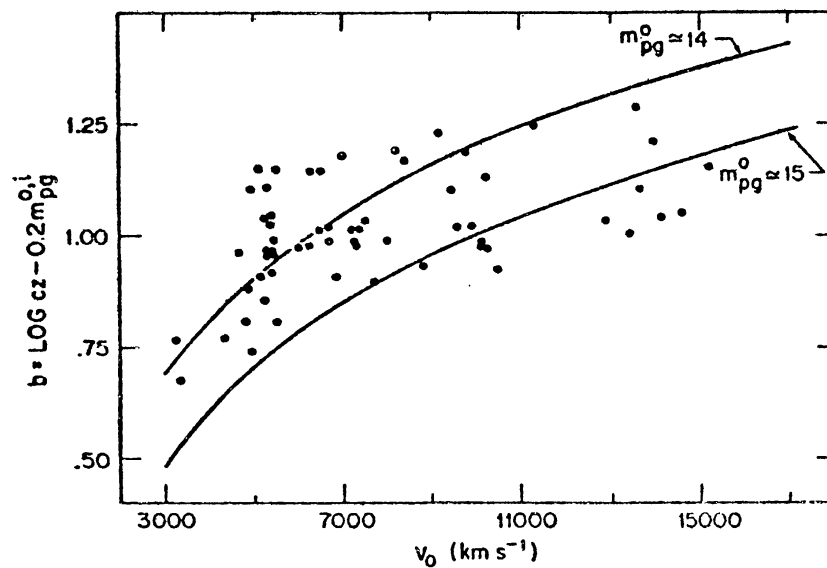


Fig. 4 Erklärung im Text. (entnommen aus [9], VI)

übrigbleiben. Nach Rechnungen von V. RUBIN könnte knapp die Hälfte der „ H_0 -Anisotropie“ so entstanden sein.

Eine befriedigende Klärung der für die Prüfung der fundamentalen Isotropie-Annahme B (Abschnitt 1) wichtigen Frage nach der Richtungsunabhängigkeit von H_0 erfordert umfangreichere, statistisch einwandfreie Gesamtheiten; insbesondere wären Messungen am Südhimmel bedeutungsvoll.

Der Wert [7] stimmt mit dem aus Beobachtungen an elliptischen Haufenmitgliedern [11] gewonnenen überein. Zum Vergleich seien die Werte von DE VAUCOULEURS: 100 ± 10 , 110 ± 10 [12] BRANCH u. PATCHETT: $40 (+15, -13)$ [13] (aus m/z Relation von Typ I-Supernovae), KIRSHNER u. KWAN: 60 ± 15 [14] genannt. Der letzte Wert wurde durch Anwendung der BAADE-WESSELINCK-Methode auf zwei Typ II-Supernovae gewonnen. Seine Übereinstimmung mit [7] ist wegen der Unabhängigkeit der Methode von den sonst verwendeten indirekten Entfernungsbestimmungen bemerkenswert.

B. Weltalter t_0 und Schranken für den Beschleunigungsparameter q_0 .

Bei den in Abschnitt 1 besprochenen kosmologischen Modellen ist das dimensionslose Produkt $t_0 H_0$ aus Weltalter und Hubblekonstante eine strikt monoton fallende Funktion des Beschleunigungsparameters q_0 , $t_0 H_0 = f(q_0)$. Im Bereich $0 \leq q_0 \leq 1$ fällt von 1 auf 0,57, so daß t_0 nicht stark von H_0^{-1} , der *Hubble-Zeit*, abweicht (außer für $q_0 \gg 1$). Nach [7] ist

$$H_0^{-1} = (17,7^{+1,8}_{-1,5}) \cdot 10^9 \text{a.} \quad (8)$$

Die nahe Übereinstimmung dieses Wertes mit den Altern der ältesten Kugelhaufen (M15 : $(14,1 \pm 1) \cdot 10^9$ a), dem geschätzten Alter der Galaxis und auf radioaktiven Zerfällen beruhenden Zeitskalen spricht für die Standardmodelle (genauer: für die Annahmen A, B, C) mit Urexplosion.

Wegen der oben erwähnten Relation zwischen $t_0 H_0$ und q_0 liefert das Alter T irgend eines kosmischen Objekts eine Abschätzung

$$0 < q_0 < f^{-1}(H_0 T) \quad (9)$$

für q_0 nach oben. Nach SANDAGE und TAMMANN [9] liefert das Alter der Kugelhaufen unter Berücksichtigung der Zeit für die Bildung der Galaxis die oberen Schranken

$$q_0 \leq 0,1^{+0,16}_{-0,08} \quad \text{für } H_0 = 55 \text{ km/sMpc} \quad (10a)$$

$$q_0 \leq 0,2^{+0,26}_{-0,12} \quad \text{für } H_0 = 50 \text{ km/sMpc.}$$

Diese Werte haben (für $\lambda = 0$) mit (5) zur Folge, daß der Raum *lokal hyperbolisch* ist ($q_0 < 0,5, k = -1$). Wegen der Fehlergrenzen ist dies Resultat allerdings im zweiten Fall nicht sehr sicher. Unter der Zusatzannahme, daß Galaxienbildung frühestens in der Epoche mit $z = 4$ (Quasar-cut-off?) begann, ergibt sich

$$q_0 \leq 0,03^{+0,07}_{-0,03} \quad \text{für } H_0 = 50 \text{ km/sMpc;} \quad (10b)$$

dann ist die Folgerung $k = -1$ kaum bestreitbar.

Der Wert $q_0 = 1 \pm 0,4$ von SANDAGE [18] aus dem Hubble-Diagramm elliptischer Galaxien, abgeleitet unter der Annahme, daß Entwicklungskorrekturen vernachlässigbar sind, ist mit den obigen q_0 -Abschätzungen unverträglich. Die Diskrepanz deutet darauf hin, daß

E-Galaxien in früheren Epochen eine größere Leuchtkraft hatten als in späteren, in Übereinstimmung mit den Vorstellungen von TINSLEY [15] über Galaxienentwicklung (siehe Abschnitt C).

Während Altersangaben mit (9) q_0 nach oben beschränken und damit u. U. mit (5) zur Bestimmung der Raumkrümmung dienen können, liefern Dichtebestimmungen wegen (6) (mit $\Lambda = 0$ bei bekanntem H_0) *untere* Schranken für q_0 ,

$$q_0 \geq \frac{4\pi}{3} G \rho'_0 H_0^{-2}, \quad (11)$$

worin ρ'_0 die Dichte irgend einer Komponente der Materie „jetzt“ bedeutet. Nimmt man für ρ'_0 den aus der Leuchtkraftdichte sichtbarer Galaxien mit Hilfe konventioneller Werte des Masse-Leuchtkraft-Verhältnisses verschiedener Galaxientypen abgeschätzten Wert, so ergibt (10) $q_0 \geq 0,03$, wobei „unkonventionelle“ größere M/L-Werte größere untere Schranken für q_0 liefern. ($q_0 \geq 0,2$ aus Virialmassen von stabil angenommenen Haufen.) Durch Kombination der Relationen (9) und (11) kann also – modulo der beträchtlichen Unsicherheiten – u. U. nicht nur q_0 weitgehend bestimmt, sondern auch die Gesamtdichte ρ_0 *nach oben* abgeschätzt oder die Theorie ad absurdum geführt werden.

Wenn auch noch beträchtliche Unsicherheiten in den Beobachtungsdaten bestehen, zeigen die obigen Werte wenigstens, daß eine Chance zur Festlegung eines bestimmten Standardmodells – oder zur Widerlegung der Theorie – besteht. Konkreter zeigen die Daten eine Tendenz für *kleine* q_0 , *hyperbolischen* Raum und eine Gesamtdichte ρ_0 , die in der Nähe der aus Galaxien abgeleiteten und beträchtlich unter der „kritischen“ Dichte $3 H_0^2/8 \pi G \approx 6 \cdot 10^{-30} \text{ gcm}^{-3}$ liegt. Dies alles setzt allerdings $\Lambda = 0$ voraus.

C. Beschleunigungsparameter und Hubble-Diagramm. Ist $\Lambda > 0$?

Bestimmungen des Beschleunigungsparameters aus der Abweichung der m -log z -Relation von der Linearität erfordern Messungen an sehr weit entfernten Galaxien. Die Aussichten auf zuverlässige q_0 -Messungen, die zwangsläufig nur zusammen mit Bestimmungen der Leuchtkraft- und Farbentwicklung der Galaxien möglich sind, sind durch die Entwicklung des Palomar Vielkanalspektrometers (OKE 1969) und einer neuen, von GUNN und OKE ausgearbeiteten Variante der Helligkeits-Rotverschiebungsrelation [16] vergrößert worden.

Die (von den Autoren als vorläufig und verbesserungsbedürftig bezeichnete) q_0 -Messung von GUNN und OKE bezieht sich auf eine Gesamtheit von 60 Galaxien, die hellste Mitglieder von Haufen sind. Die Rotverschiebungen liegen im Bereich $0,012 \leq z \leq 0,408$ – davon 28 mit $Z \geq 0,072$ – (außer für 3C295 mit $z = 0,465$), die visuellen scheinbaren Helligkeiten in $11,6 \leq V \leq 19,4$. Statt bolometrischer wurden monochromatische Helligkeiten an der Stelle $\lambda = 5456 \text{ \AA}$ (Ruhwellenlänge der Quelle) gemessen, so daß die Spektrum-Verschiebungskorrektur (K-Term) entfällt. Die Apertur wurde so gewählt, als hätten alle Quellen den Durchmesser 32 kpc und befänden sich in einem druckfreien Einstein-de Sitter Universum mit $H_0 = 60 \text{ km/sMpc}$. Abweichungen des wahren Wertes q_0 von $\frac{1}{2}$ wurden zum Ausgleich der Aperturwahl in die (dadurch und wegen der Monochromasie von der üblichen Form abweichende) m/z -Relation hineingenommen; im Vergleich mit SANDAGE et al. werden weniger Korrekturen angebracht und weniger Objekte ausgeschlossen (siehe [16]). (Die Frage nach einer optimalen Apertur blieb unbeantwortet.) Die monochromatische Leuchtkraftfunktion erwies sich als breiter als die bolometrische.

Welche Anforderungen an die Genauigkeit der Helligkeitsbestimmungen gestellt werden müssen wird z. B. dadurch illustriert, daß im aperturkorrigierten Hubble-Diagramm an der Stelle $z = 0,4$ der Unterschied zwischen $q_0 = 0$ und $q_0 = 2$ (bzw. $q_0 = 0,5$) nur $0,5^m$ (bzw. $0,18^m$) beträgt (!).

Die Ergebnisse sind:

Entwicklung	3C295	q_0	$\sigma(q_0)$
-	+	0,31	0,68
-	-	-0,15	0,57
+	+	-0,43	0,54
+	-	-1,27	0,56

Darin gibt die erste Spalte an, ob eine Leuchtkraft-Entwicklung nach dem Modell von TINSLEY [15] mit

$$t \frac{dM_v}{dt} = 1,3 - 0,3 x,$$

worin x durch die Anfangs-Hauptreihen-Massenverteilungsfunktion $\frac{dN}{dm} = Cm^{-(1+x)}$ definiert ist, mit $x = 2$ berücksichtigt (+) oder nicht berücksichtigt (-) wurde, während die zweite Spalte Einschluß oder Ausschluß des (wahrscheinlich überhellen) Objekts 3C295 andeutet. Die dritte und vierte Spalte enthalten die Mittelwerte und Standardabweichungen von q_0 .

Die Tabelle zeigt den starken Einfluß der *Leuchtkraftentwicklung* und die empfindliche Abhängigkeit von *einem* speziellen Objekt. Die in Abschnitt 2B besprochene Tendenz nach kleinen q_0 -Werten zeigt sich hier noch drastischer, insbesondere in der den Voraussetzungen nach plausibelsten untersten Zeile. Daß eine Leuchtkraftentwicklung vorliegt, wird gestützt durch Infrarotmessungen von BALDWIN et al. [19]. Nach einer Analyse der Spektren von 28 weit entfernten (Gunn-Oke)-Galaxien durch CRANE [20] scheint sogar $x = 1$ erforderlich zu sein; dann wäre q_0 noch kleiner als der in der Tabelle angegebene Wert.

Negative Werte des Beschleunigungsparameters können bei homogen-isotropen relativistischen Modellen nach (6) nur auftreten, wenn die *kosmische Konstante* Λ positiv ist. Das wechselvolle (und bisher tragische) Schicksal von Λ ist von PETROSIAN [17] dargestellt worden. Umfangreichere und vollständige Gesamtheiten bis $z = 0,6$ und zuverlässige, empirisch gestützte Galaxienentwicklungstheorien könnten vielleicht in absehbarer Zeit die Entscheidung über die Existenz des Λ -Gliedes herbeiführen; noch sind die Würfel nicht gefallen.

D. Spektrale Verteilung und Isotropie der Mikrowellenstrahlung

Seit ihrer Entdeckung 1965 wurde die Mikrowellen-Hintergrundstrahlung als ein Hinweis auf die Existenz eines dichten, heißen Frühstadiums des Universums betrachtet, und bis jetzt ist die Deutung dieser Strahlung als Überbleibsel einer Epoche thermischen Gleichgewichts zwischen Strahlung und ionisierter Materie die einfachste geblieben. Für diese Deutung ist die *thermische* Natur des Spektrums (bis auf geringe Verformungen im Submillimeterbereich [21]) und hochgradige *Isotropie* wesentlich.

Während die thermische Gestalt des Spektrums mit $T \approx 2,7$ K im Rayleigh-Jeans-Bereich schon seit mehreren Jahren experimentell gut gesichert war (siehe z. B. [5]), ist es erst im vorigen Jahr ROBSON et al. [22] und WOODY et al. [23] gelungen, auch im Wienschen Bereich den

Planckschen Verlauf nachzuweisen. Die Messungen erfolgten mit einem in einem Ballon installierten Infrarot-Spektralphotometer. Fig. 5 zeigt die Ergebnisse der Berkeley-Gruppe:

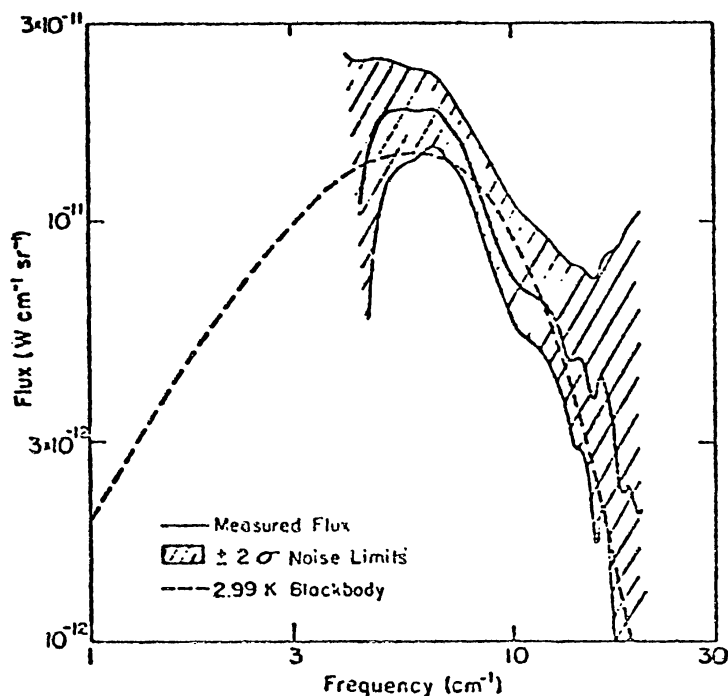


Fig. 5 Spektrum der kosmischen Mikrowellenstrahlung für $0,6 \text{ mm} \leq \lambda \leq 2,5 \text{ mm}$. (Entnommen aus [23]).

Die gestrichelte Planck-Kurve entspricht der Temperatur $T_{\gamma, 0} = 2,99 \text{ K}$, was mit dem früheren Wert innerhalb der Fehlergrenzen befriedigend übereinstimmt.

Bei Winkelauflösungen im Bereich von $1'$ bis 1° sind Anisotropien der 3K-Strahlung kleiner als 10^{-3} (BOYNTON in [6]). Die Meßgenauigkeit reicht noch nicht aus, um Schwankungen der Intensität feststellen zu können, die mit zur Galaxienbildung führenden Inhomogenitäten verbunden sein sollten, aber sie ist nur noch etwa eine Größenordnung davon entfernt ([6], parts III and IV). Über den Grad der Isotropie der 3-K-Strahlung in großen Winkelbereichen ($> 10^\circ$) siehe PARTRIDGE in [6]; diese Messungen erfassen nicht die ganze Sphäre und wären deshalb auch mit gewissen homogen-anisotropen Modellen verträglich. Anisotropiemessungen im Winkelbereich zwischen 1° und 10° scheinen zu fehlen.

Zusammen mit den früheren Messungen (siehe auch [6], part III) dürfen diese Ergebnisse als eine gute Stütze der Standardmodelle (genauer: der Kombination der Annahmen A, B, C) gelten. Die interessanteste Frage bei der weiteren experimentellen Untersuchung der 3-K-Strahlung betrifft wohl die Existenz solcher Anisotropien, die mit *Galaxienbildung* verbunden sind.

E. Kosmische He- und D-Bildung

Die bisher besprochenen Beobachtungen geben mehr oder weniger direkte Hinweise darauf, daß die in der Übersicht auf S. 9 gegebene „Universalgeschichte“ vom Ende der Photozenzeit an richtig sein könnte, enthalten aber keine Indizien über die früheren Zeitalter. Aus

der Annahme E (S. 2) folgt, wie in Abschnitt 1 angedeutet wurde, eine ganz bestimmte chemische Geschichte der kosmischen Materie. Nach detaillierten Rechnungen von WAGONER ([6], S. 195) erfolgen bei etwa 10^9 K für einige Minuten Reaktionen, in denen leichte Kerne gebildet und in der Mehrzahl auch wieder zerstört werden. Nur ^4He , D ($= ^2\text{H}$) und ^3He bleiben mit Massenanteilen $\geq 10^{-5}$ bestehen. Bei gegebener heutiger Photonentemperatur und heutiger Baryondichte im Bereich $5 \cdot 10^{-32} \text{ g cm}^{-3} \leq \rho_0 \leq 10^{-28} \text{ g cm}^{-3}$ ergeben sich für den *Massenanteil des Heliums* Werte zwischen 20% und 29%, in guter Übereinstimmung mit beobachteten Werten in unseren und benachbarten Galaxien ($0,22 \leq X(^4\text{He}) \leq 0,32$ nach WAGONERS Bericht in [6]). Dies ist wohl die einzige quantitative „Vorhersage“ der Kosmologie, und ihr Zutreffen darf wohl als großer Erfolg der Standard-Modelle und insbesondere der Gleichgewichtsannahme E (Abschnitt a) gewertet werden.

Die *Deuteriumhäufigkeit* erweist sich als stark monoton fallende Funktion der heutigen Baryondichte ρ_0 , wie Fig. 6 zeigt:

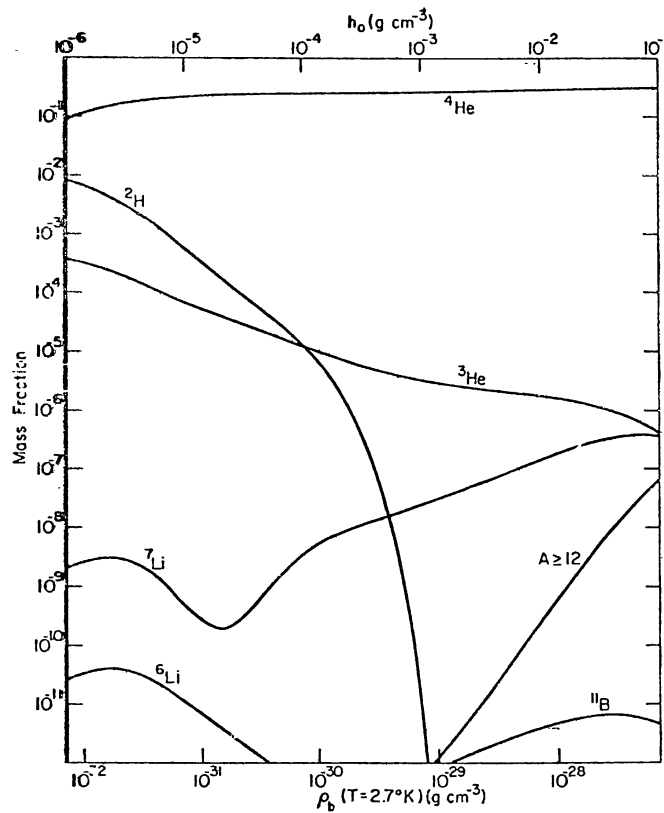


Fig. 6 Die Deuteriumhäufigkeit als Funktion der heutigen Baryondichte $\rho_b = \rho_0$ nach WAGONER [6]

Wegen der schlechten Kenntnis von ρ_0 (Galaxienmassen sind unsicher, Dichte des möglicherweise vorhandenen HII im Raum zwischen den Galaxienhaufen unbekannt) kann $X(D)$ nicht als theoretische Vorhersage gelten. Wenn man aber die Messungen von $X(D)$ in der Galaxis mit dem Kopernikus-Satelliten (Ly α -Absorption durch D), mit dem Ergebnis $X(D) = 2 \cdot 10^{-5}$, als kosmologisch signifikant annimmt, kann man aus dem gemessenen Wert und der Theorie (Fig. 6) die Dichte ρ_0 berechnen und erhält $\rho_0 \leq 6 \cdot 10^{-31} \text{ g cm}^{-3}$. Aus dieser Schranke, (6), der Annahme $A = 0$ und $H_0 = 50 \text{ km/sMpc}$ folgt $q_0 \leq 0,06$, also muß nach (5)

der Raum lokal hyperbolisch sein, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen in B. Diese Überlegungen bedürfen natürlich der Verfeinerung; man muß fragen, wo sonst im Kosmos D gebildet bzw. zerstört werden kann, wie Inhomogenitäten das Ergebnis beeinflussen, wie Änderungen der Anfangswerte κ_e, κ_μ sich auswirken usw., siehe dazu WAGONER [6] und [24]. Die Häufigkeiten anderer leichter Kerne könnten, wenn sie kosmologisch und nicht lokal bedingt wären, zu ähnlichen Schlüssen herangezogen werden.

F. Plausible Modelle.

GOTT, GUNN, SCHRAMM und TINSLEY [24] haben überlegt, wie man aus den insgesamt zur Verfügung stehenden Beobachtungsdaten, nämlich H_o , Altersangaben, q_o - und ρ_o -Abschätzungen und $X(D)$ -Schätzungen den Bereich der mit der Erfahrung verträglichen Standardmodelle mit $\Lambda = 0$ bestimmen kann. Im wesentlichen unter Heranziehung der in diesem Referat besprochenen Daten, aber *ohne* die erst später erzielten Resultate von GUNN und OKE, erhalten sie einen kleinen Bereich möglicher Modelle mit $0,025 < q_o < 0,045$, $49 \text{ km/sMpc} < H_o < 65 \text{ km/sMpc}$, $t_o \geq 14 \cdot 10^9 \text{ a}$, also lokal hyperbolische Modelle, bei denen der Kosmos immer weiter expandiert, statt wieder zu kollabieren. Die Autoren betonen, daß die stärksten Einschränkungen von *lokalen* Daten (Alter, $X(D)$, lokale Dynamik), nicht von Beobachtungen weit entfernter Galaxien herrühren.

Eine ähnliche Analyse, aber unter wesentlicher Berücksichtigung der Ergebnisse von GUNN und OKE [16], wurde kürzlich von GUNN und TINSLEY veröffentlicht [25]. Danach haben die plausibelsten Modelle einen lokal sphärischen, geschlossenen Raum, eine gegenwärtige Dichte $\rho_o \geq 0,1 \rho_{\text{crit}}$, eine positive kosmische Konstante (entsprechend einer kosmischen Abstoßung) und eine Hubblekonstante $H_o \geq 80 \text{ km/sMpc}$. Sie expandieren immer weiter, und ihre Dichte ist zu groß für Deuteriumbildung in der heißen Frühzeit.

Der Vergleich der vorangehenden Modelle untereinander und mit den in früheren Abschnitten angegebenen Daten zeigt, wie „instabil“ kosmologische Modelle noch sind. Die Frage nach dem „richtigen“ Weltmodell ist noch nicht zu beantworten; mehr Beobachtungen und eine bessere Kenntnis der systematischen Fehler sind erforderlich.

Nachwort.

Dieser Bericht ist in mehrerer Hinsicht unvollständig. Es fehlt eine Diskussion der Quasar- und Radioquellen-Verteilung und Entwicklung, der Daten über intergalaktische und inter-Haufen Materie, und vor allem der Ansätze zum Verständnis der Galaxienbildung u. a. Deshalb sei nochmals auf den reichhaltigen Bericht des IAU-Symposiums Nr.63 [6] und auf ein Übersichtsreferat von PARTRIDGE hingewiesen (Erscheint in den Proceedings des Marcel-Grossmann-Meetings, ICTP Trieste, Juli 1975). Trotzdem zeigt dieses Referat (hoffentlich), daß die Kosmologie ein reichhaltiges Forschungsgebiet mit wachsender Wechselwirkung zwischen Theorie und Beobachtung geworden ist.

References

- [1] Siehe den Bericht in Physics Today, April 1975, und die dort zitierten Arbeiten.
- [2] B. BERTOTTI (Herausg.) Experimental Gravitation, Acad. Press, New York 1974 (Course 56 of the E. Fermi Summer School Proc.)
- [3] D. R. BRILL, Observational Contacts of General Relativity, in Relativity Astrophysics and Cosmology, W. Israel (ed.), Astrophysics and Space Science Libr. vol. 38, D. Reidel, Dordrecht – Holland, 1973.
- [4] C. W. MISNER, K. J. THORNE, J. A. WHEELER, Gravitation, W. H. Freeman, San Francisco 1973
- [5] P. J. E. PEEBLES, Physical Cosmology, Princeton 1971

- [6] M. J. LONGAIR (ed.), Confrontation of Cosmological Theories With Observational Data, IAU Symposium No. 63, D. Reidel, Dordrecht – Holland, 1974
- [7] R. K. SACHS, Cosmology, in Relativity, Astrophysics and Cosmology, W. Israel (ed.), Astrophysics and Space Science Libr. vol. **38**, D. Reidel, Dordrecht – Holland, 1973.
- [8] S. WEINBERG, Gravitation and Cosmology, Wiley and Sons, New York 1972
- [9] A. SANDAGE and G. A. TAMMANN, Ap. J. **190**, 525, **191**, 603, **194**, 223, 559 (1974); **197**, 265 (1975)
- [10] V. C. RUBIN, W. K. FORD and J. S. RUBIN, Ap. J. (Letters) **183**, L111 (1973)
- [11] A. SANDAGE, Ap. J. **183**, 731 (1973)
- [12] G. DE VAUCOULEURS, IAU Symposium 44, ed. D. S. Evans, Dordrecht: Reidel, S. 353 (1972)
- [13] D. BRANCH und B. PATCHETT, M. N. R. A. S. **161**, 71 (1973)
- [14] R. P. KIRSHNER u. J. KWAN, Ap. J. (1975)
- [15] B. M. TINSLEY, Ap. J. **178**, L 39; **178**, 319 (1972), **184**, L41 (1973)
- [16] J. E. GUNN u. J. B. OKE, Ap. J. **195**, 255 (1975)
- [17] V. PETROSIAN, siehe Beitrag in [6], S. 31
- [18] A. SANDAGE, Ap. J. **178**, 1 (1972)
- [19] J. R. BALDWIN, I. J. DANZIGER, J. A. FROGEL und S. E. PERSSON, Ap. J. **198**, L 9 (1975)
- [20] P. CRANE, Ap. J. **198**, L 9 (1975)
- [21] K. L. CHAN and B. J. T. JONES, Ap. J. **198**, 245 (1975)
- [22] E. J. ROBSON, D. G. VICKERS, J. S. HUIZINGA, J. E. BECKMAN, P. E. CLEGG, Nature Phys. Sci. **251**, 592 (1974)
- [23] D. P. WOODY, J. C. MATHER, N. S. NISHIOKA, P. L. RICHARDS, Phys. Rev. Lett. **34**, 1036 (1975)
- [24] J. R. GOTT III, J. E. GUNN, D. E. SCHRAMM, B. M. TINSLEY, Ap. J. **194**, 543 (1974)
- [25] J. E. GUNN and B. M. TINSLEY, Nature **257**, 454 (1975)
- [26] A. R. UPGREN, Ap. J. **193**, 359 (1974)