Dynamik: Wie entwickelt sich die Expansion?

Kosmologie für Nicht-Physiker

Markus Pössel & Björn Malte Schäfer

Haus der Astronomie/Institut für Theoretische Astrophysik

16.10.2014 bis 29.1.2015

Inhalt

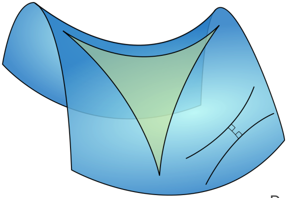
1. Die Friedmann-Gleichungen
2. Wie verhält sich Materie?
3. Friedmann-Gleichungen und kosmologische Parameter
4. Einige Lösungen der Friedmann-Gleichungen
5. Geometrie von FLRW-Universen
6. Inflationsphase

Skalenfaktor und kosmische Zeit

Wir hatten eingeführt: Skalenfaktor $a(t)$ und kosmische Zeit t.

Kosmische Zeit war definiert als: Zeit, die auf Uhren im Hubble-Flow vergeht; Gleichzeitig dergestalt, dass beim Vergleich verschiedener Uhren gleiche Zeiten = gleiche (lokale) Dichtewerte.

In voller allgemein-relativistischer Beschreibung kommt noch hinzu: Krümmungsparameter $K = 0, -1, +1$, welcher die allgemeine Raumgeometrie beschreibt: flach, hyperbolisch, sphärisch.



Reihenentwicklung des Skalenfaktors

Reihenentwicklung (konstanter Term, linearer, quadratischer...) um die Jetztzeit t_0 herum:

$$a(t) = a(t_0) + \dot{a}(t_0)(t - t_0) + \frac{1}{2}\ddot{a} \cdot (t - t_0)^2 + \ldots$$

Neudefinition der Parameter:

$$H(t) \equiv \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad \text{und} \quad q(t) \equiv -\frac{\ddot{a}(t)a(t)}{\dot{a}(t)^2}$$

und entsprechende Konstanten

$$H_0 \equiv H(t_0) \quad \text{and} \quad q_0 \equiv q(t_0)$$

so dass

$$a(t) = a_0 \left[1 + (t - t_0)H_0 - \frac{1}{2}q_0 H_0^2 (t - t_0)^2 + \ldots \right]$$

Nomenklatur und Werte 1/2

$H(t)$ ist die **Hubble-Funktion** (manchmal irreführend: *Hubblekonstante*)

$H_0 \equiv H(t_0)$ ist die **Hubblekonstante**; aktuelle Messungen zeigen Werte um

$$H_0 = 70\,\frac{\mathrm{km/s}}{\mathrm{Mpc}} \approx 10^{-10}/a$$

Nomenklatur und Werte 2/2

Umgang mit der Unsicherheit: Häufige Schreibweise

$$H_0 = h \cdot 100 \, \frac{\mathrm{km/s}}{\mathrm{Mpc}}$$

um sich nicht zu sehr festlegen zu müssen mit h der **dimensionslosen Hubblekonstante**.

Kehrwert der Hubblekonstante heißt **Hubblezeit** (entspricht im rein linearen Fall der Zeit seit $t = 0$ und gibt in anderen Fällen die richtige Größenordnung):

$$\frac{1}{h \cdot 100 \frac{\mathrm{km/s}}{\mathrm{Mpc}}} \approx h^{-1} \cdot 10^{10} \text{ a}.$$

Ende Vorlesung 15.1.2015

Gleichungen für $a(t)$

Bislang hatten wir einige Konsequenzen von Änderungen von $a(t)$ erkundet: Zunahme von Abständen mit $a(t)$ und die Hubble-Beziehung (Entfernung vs. Rotverschiebung)

Jetzt wollen wir herausfinden, wie die Funktion $a(t)$ eigentlich aussieht.

Zwei Möglichkeiten:

1. Einstein-Gleichungen der Allgemeinen Relativitätstheorie (viel Formalismus benötigt; jenseits des Horizonts dieser Vorlesung)
2. Newton'sche Ableitung (Näherung; einige Eigenschaften nicht erklärbar; rechenintensiver als Niveau dieser Vorlesung, daher: Skizze in der Vorlesung, Text mit Rechnung zum Herunterladen im Anschluss)

Gleichungen für $a(t)$: Newton'sche Näherung

Newton'sche Ableitung: Betrachte zwei Galaxien – eine unsere eigene (Nullpunkt), die andere eine Galaxie, anhand deren Entfernungsänderung wir $a(t)$ bestimmen wollen. Rein Newton'sche Überlegungen (inklusive Kugelschalen-Vereinfachungen) führen auf

$$\frac{\ddot{a}(t)}{a(t)} = -\frac{4\pi G}{3}\rho$$

Wie erwartet: Gravitation der anwesenden Materie bremst die Ausdehnung, $\rho > 0 \Rightarrow \ddot{a} < 0$.

Per Hand ergänzen auf Basis der Allgemeinen Relativitätstheorie: $\rho \to \rho + 3p/c^2$ führt zur **Friedmann-Gleichung 2. Ordnung**

$$\frac{\ddot{a}(t)}{a(t)} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + 3\frac{p}{c^2}\right).$$

Gleichungen für $a(t)$: Newton'sche Näherung

Wie kann Energieerhaltung im expandierenden Universum aussehen? 1. Hauptsatz:

$$\mathrm{d}E = -p\mathrm{d}V + \delta Q.$$

In unserem Falle keine Wärmeübertragung „von außerhalb“, also $\delta Q = 0$, und Energie ist

$$E = (\rho c^2)V$$

damit wird der erste Hauptsatz zu

$$\mathrm{d}\rho + (\rho + p/c^2)\frac{\mathrm{d}V}{V} = 0$$

bzw. für den Spezialfall zeitlicher Änderungen

$$\dot{\rho} + (\rho + p/c^2)\dot{V} = 0.$$

Gleichungen für $a(t)$: Newton'sche Näherung

Einsetzen von $V \propto a(t)^3$ ergibt:

$$\dot{\rho} = -3\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}(\rho + p/c^2) = -3H(t)(\rho + p/c^2).$$

Konkrete Form hängt von der Zustandsgleichung ab

$$p = p(\rho)$$

– an dieser Stelle greifen wir nachher die Entwicklung wieder auf.

Gleichungen für $a(t)$: Newton'sche Näherung

Nutze die $\dot{\rho}$-Gleichung, um den Druck aus der $\dot{a}$-Gleichung zu eliminieren:

$$\dot{a}\ddot{a} = \frac{4\pi G}{3}\left[2a\dot{a}\rho + a^2\dot{\rho}\right].$$

Beide Seiten integrieren:

$$\frac{1}{2}(\dot{a})^2 = \frac{4\pi G}{3}\rho a^2 + const.$$

umschreiben zu

$$\frac{\dot{a}^2 + Kc^2}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho$$

Friedmann-Gleichung erster Ordnung

Friedmann-Gleichungen für $a(t)$

Einstein-Gleichungen der Allgemeinen Relativitätstheorie liefern genau diese (Friedmann-)Gleichungen:

$$\frac{\dot{a}^2 + Kc^2}{a^2} = \frac{8\pi G\rho}{3}$$

und für $\dot{a} \neq 0$ die Gleichung für die Dichte

$$\dot{\rho} = -3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p/c^2) = -3H(t)(\rho + p/c^2).$$

— Energieerhaltung ist bei Einstein mit eingebaut! Kombiniert ergibt sich aus diesen Gleichungen

$$\frac{\ddot{a}(t)}{a(t)} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + 3\frac{p}{c^2}\right).$$

Friedmann-Gleichungen für $a(t)$

Bei Einstein ist Kc^2 nicht nur Integrationskonstante, sondern hat eine geometrische Bedeutung [nach Umnormierung auf $K = + - 1, 0, -1$ durch geeignete Wahl von $a_0 = a(t_0)$]:

1. $K = 0 \Rightarrow$ Raumgeometrie ist (lokal) euklidisch
2. $K = -1 \Rightarrow$ Raumgeometrie ist (lokal) hyperbolisch
3. $K = +1 \Rightarrow$ Raumgeometrie ist (lokal) sphärisch

Das sind die einzigen Möglichkeiten, einen Raum mit homogener und isotroper Geometrie zu haben (entsprechend unseren Grundannahmen zu den Eigenschaften des Universums: homogen und isotrop)

Abbremsung oder Beschleunigung?

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p/c^2)$$

ergibt Gleichung für den Bremsparameter

$$q_0 = \frac{4\pi G}{3}(\rho_0 + 3p_0/c^2)$$

(mit ρ_0 und p_0 den Werten zur Jetzt-Zeit).

Unterschiedliche Arten von Materie

Friedmann-Gleichungen enthalten Information über die Eigenschaften von Raum, Zeit und Gravitation. Um sie zu lösen, benötigen wir aber noch mehr: Eigenschaften der im Kosmos enthaltenen Materie!

Schlüssel: **Zustandsgleichung**

$$p = p(\rho)$$

Wir betrachten zunächst einfache Fälle: Staub, Strahlung, Dunkle Energie

Staub

Staub (kosmologischer Sprachgebrauch für Materie, deren Druck man vernachlässigen kann - z.B. Galaxien im Hubble-Flow): Zustandsgleichung

$$p = 0,$$

also

$$\dot{\rho} = -3\frac{\dot{a}}{a}\rho.$$

Lösung:

$$\rho = \rho_0 \cdot \left(\frac{a(t_0)}{a(t)}\right)^3.$$

Wie erwartet bei konstanter Teilchenzahl, Volumen geht mit a^3.

Strahlung

Wir hatten beim „Werkzeugsammeln“ gesehen: Strahlungsdruck ist

$$p = \frac{1}{3}\rho c^2,$$

also

$$\dot{\rho} = -4\frac{\dot{a}}{a}\rho.$$

Lösung:

$$\rho = \rho_0 \cdot \left(\frac{a(t_0)}{a(t)}\right)^4.$$

Wie erwartet bei konstanter Photonenzahl, Volumen geht mit a^3; zusätzlich Energieverlust jedes Photons proportional zu a^{-1}.

Dunkle Energie

Zunächst rein als Gedankenspiel (obwohl es in der Teilchenphysik solche Gleichungen gibt): Was ist mit einer Zustandsgleichung

$$p = -\rho c^2?$$

Das entspricht

$$\dot{\rho} = 0$$

Lösung:

$$\rho = const.$$

Bei Einstein: entsprechende Gleichungen durch kosmologische Konstante, hier durch besondere Zustandsgleichung. Die Beobachtungen von $a(t)$ zeigen, dass man solch eine „Materie“ benötigt, insbesondere in

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p/c^2)$$

die bislang einzige Möglichkeit für $\ddot{a} > 0$!

Einheitliche Beschreibung

Ansatz für die Zustandsgleichung $p = w\rho c^2$. Dann ergibt

$$\dot{\rho} = -3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p/c^2)$$

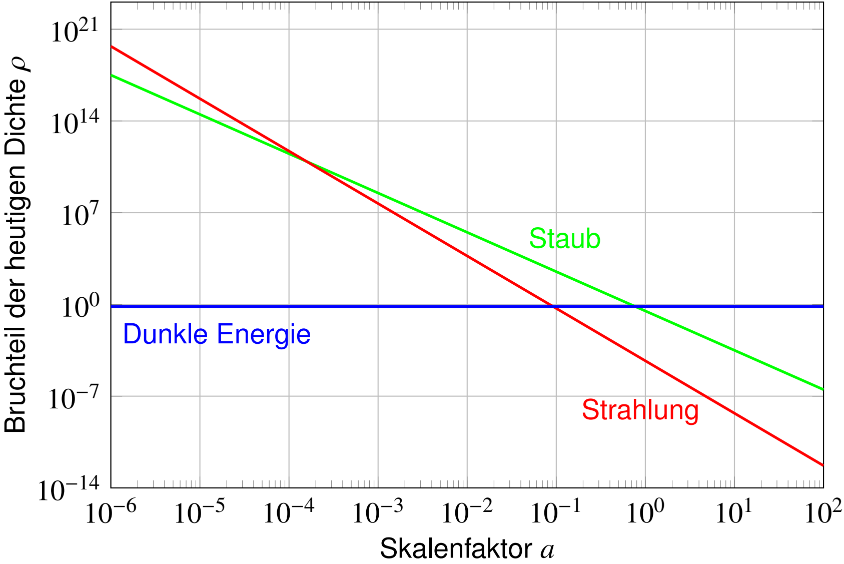
die Gleichung

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} = -3(1+w)\frac{\dot{a}}{a}$$

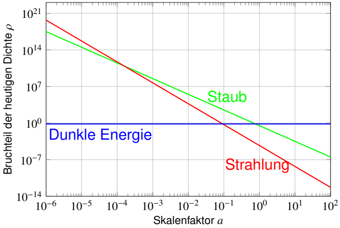
entsprechend

$$\rho \sim a^{-3(1+w)}.$$

Unterschiedliche Ären des Universums



Unterschiedliche Ären in Abhängigkeit von $a(t)$



Zweimal Vorsicht:

- Noch keine Aussage zur zeitlichen Entwicklung — möglicherweise einige a-Werte gar nicht erreicht!
- In Wirklichkeit kann sich Materie verändern — Teilchen benehmen sich erst wie Staub (nicht-relativistisch), bei kleinerem a dann wie Strahlung (relativistisch)

Dichte-Skalierung ausnutzen

Wir können die Friedmann-Gleichungen noch umschreiben, indem wir das Dichte-Skalierungsverhalten der verschiedenen Materieformen ausnutzen:

$$\rho \sim a^{-3(1+w)}$$

mit $w = 0$ für Staub (=normale Materie, Index m), $w = 1/3$ für Strahlung (Index γ), $w = -1$ für Dunkle Energie (Index Λ) heißt schließlich

$$\rho_m(t) = \rho_m(t_0)\frac{a(t_0)^3}{a(t)^3}, \qquad \rho_\gamma(t) = \rho_\gamma(t_0)\frac{a(t_0)^4}{a(t)^4}, \qquad \rho_\Lambda(t) = \rho_\Lambda(t_0)$$

Neue Form der Friedmann-Gleichung erster Ordnung

Annahme: Keine starke Wechselwirkung zwischen unterschiedlichen Materiekomponenten; Dichte ist schlicht die Summe. Friedmann-Gleichung:

$$\frac{\dot{a}^2 + Kc^2}{a^2} = \frac{8\pi G\rho}{3} = \frac{8\pi G}{3}\left[\rho_m(t_0)\frac{a(t_0)^3}{a(t)^3} + \rho_\gamma(t_0)\frac{a(t_0)^4}{a(t)^4} + \rho_\Lambda(t_0)\right]$$

bzw.

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H(t)^2 = \frac{8\pi G}{3}\left[\rho_m(t_0)\frac{a(t_0)^3}{a(t)^3} + \rho_\gamma(t_0)\frac{a(t_0)^4}{a(t)^4} + \rho_\Lambda(t_0)\right] - \frac{Kc^2}{a^2}.$$

Neue Form der Friedmann-Gleichung erster Ordnung

Zur Vereinfachung, definiere die Parameter um. Neu: *kritische Dichte*

$$\rho_c \equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G}$$

Drücke alle Dichten als Vielfache der kritischen Dichte aus:

$$\Omega_\Lambda = \rho_\Lambda(t_0)/\rho_c, \quad \Omega_m = \rho_m(t_0)/\rho_c, \quad \Omega_\gamma = \rho_\gamma(t_0)/\rho_c,$$

und setze

$$\Omega_K = -Kc^2/(a_0 H_0)^2.$$

Weitere Abkürzung $x(t) = a(t)/a(t_0) = 1/(1+z)$:

$$H(t)^2 = H_0^2 \left[\Omega_\Lambda + \Omega_K x^{-2} + \Omega_m x^{-3} + \Omega_\gamma x^{-4}\right].$$

Spezialfall Jetzt-Zeit

Zur Zeit $t = t_0$ ist $a = a(t_0)$ und damit $x = 1$; Friedmann-Gleichung wird

$$\Omega_\Lambda + \Omega_m + \Omega_\gamma + \Omega_K = 1.$$

Das verknüpft die Geometrie des Raums mit dem Inhalt des Kosmos! Wenn die Gesamtdichte von Strahlung, Materie, Dunkler Energie ist gerade gleich der kritischen Dichte ist,

$$\Omega_\Lambda + \Omega_m + \Omega_\gamma = 1,$$

ist der Raum flach ($\Omega_K = 0 \Rightarrow K = 0$).

Geringere Gesamtdichte: $\Omega_K > 0 \Rightarrow K < 0$, Raum ist hyperbolisch.

Höhere Gesamtdichte: $\Omega_K < 0 \Rightarrow K > 0$, Raum ist sphärisch.

Anders herum: Wer Raumgeometrie messen kann, kennt die Energiedichte des Kosmos!

Allgemeine Eigenschaften von Lösungen

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p/c^2)$$

bedeutet

$$\ddot{a} < 0$$

es sei denn, p ist negativ und $3p/c^2 > \rho$!

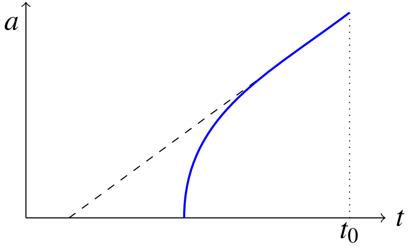
Das geht bei den Materieformen, die wir kennengelernt hatten, nur mit dunkler Energie, Ω_Λ.

Daher: Beschleunigte Expansion, $\ddot{a} > 0$, ist Hinweis auf Dunkle Energie (Physik-Nobelpreis 2011).

Urknall-Singularität

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p/c^2)$$

heißt auch: Wenn es eine frühe Phase des Kosmos gibt, in dem die Dunkle Energie nicht dominiert, dann hatte das betreffende Modell-Universum einen singulären Anfang, $a(t) = 0$:



Anfangssingularität – Spezialfall allgemeinerer Singularitätentheoreme (Hawking-Penrose).

Das frühe Universum

Verschiedene Ären: Bei kleinem a dominiert Strahlung, Ω_γ.
Friedmann-Gleichung erster Ordnung

$$H(t)^2 = H_0^2 \left[\Omega_\Lambda + \Omega_K x^{-2} + \Omega_m x^{-3} + \Omega_\gamma x^{-4} \right]$$

wird dann zu

$$\dot{a}(t) = H_0 \sqrt{\Omega_\gamma} \frac{a(t_0)^2}{a(t)}$$

Lösung:

$$a(t) = a(t_0) \cdot \sqrt{2H_0 \sqrt{\Omega_\gamma}(t - t_0) + 1}.$$

Das frühe Universum

Vereinfachen: Wähle als Zeitnullpunkt den Zeitpunkt t_B definiert durch $a(t_B) = 0$. In diesen neuen Koordinaten ist

$$a(t) = a(t_0) \cdot \sqrt{2H_0 \sqrt{\Omega_\gamma} t} \sim \sqrt{t}$$

und das Alter des Universums ist

$$t_0 = \frac{1}{2H_0 \sqrt{\Omega_\gamma}}$$

(sprich: inverse Hubble-Konstante gibt Größenordnung der Zeitskala vor).

Wichtig: So lässt sich die Frühphase unseres Kosmos beschreiben – ohne genaueres über den Materieinhalt oder den Beitrag der Dunklen Energie wissen zu müssen!

Staub-Universen

Angenommen, Ω_γ und Ω_Λ lassen sich vernachlässigen – entspricht materiedominiertem Universum („Galaxienstaub“). Dann wird

$$H(t)^2 = H_0^2 \left[\Omega_\Lambda + \Omega_K x^{-2} + \Omega_m x^{-3} + \Omega_\gamma x^{-4}\right]$$

zu

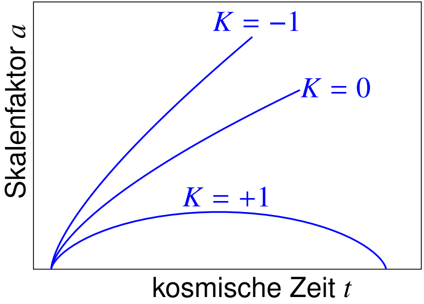
$$\dot{a}(t)^2 = H_0^2 \left[\Omega_K a(t_0)^2 + \Omega_m \frac{a(t_0)^3}{a(t)}\right].$$

Gleichung zur Jetzt-Zeit:

$$\Omega_m + \Omega_K = 1$$

so dass $\Omega_m = 1$ (Materie hat kritische Dichte) dem Fall $K = 0$ (flache Geometrie) entspricht.

Staub-Universen



Wieder kollabierendes Universum ($K = +1 \Leftrightarrow \Omega_m > 1$), gerade auf der Kippe ($K = 0 \Leftrightarrow \Omega_m = 1$) und ewig expandierendes ($K = -1 \Leftrightarrow \Omega_m < 1$) Universum.

Einfachster Fall $K = 0$ ($\Rightarrow \Omega_m = 1$): $a(t) = a_0 \left(\frac{3}{2} H_0 t\right)^{2/3}$.

Dunkle Energie

Wenn Dunkle Energie dominiert, wird

$$H(t)^2 = H_0^2 \left[\Omega_\Lambda + \Omega_K x^{-2} + \Omega_m x^{-3} + \Omega_\gamma x^{-4} \right]$$

zu

$$\dot{a}(t) = H_0 \sqrt{\Omega_\Lambda} \cdot a(t)$$

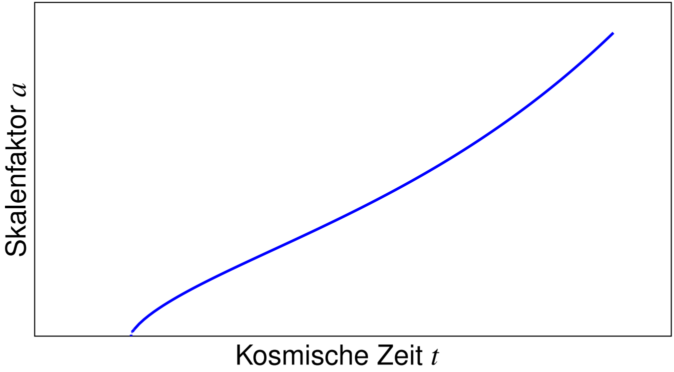
mit Lösung Exponentialfunktion:

$$a(t) = a(t_0) \cdot \exp\left[H_0 \sqrt{\Omega_\Lambda} (t - t_0) \right].$$

Beschreibt Spätphase unseres eigenen Universums → Schicksal des Kosmos auf großen Skalen! Als exakte Lösung: De Sitter-Raumzeit.

FLRW-Raumzeit mit $K = 0$, $\Omega_\Lambda > 0$

Daraus qualitativ unser eigenes Universum:



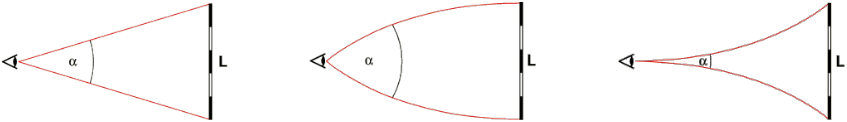
Aktuelle Werte:

$t_0 = 13.8 \cdot 10^9\ a$; Hubblekonstante $H_0 = 67.9\ km/s\ Mpc^{-1}$;

$\Omega_\Lambda = 0.69$; $\Omega_m = 0.31$ (davon $\Omega_b = 0.05$ und $\Omega_{cdm} = 0.26$).

Geometrie der FLRW-Lösungen

Krümmung beeinflusst Dreiecke:



Unterschiedliche Entfernungsbegriffe werden unterschiedlich beeinflusst: Winkelgröße durch Krümmung, Leuchtkraftentfernung $1/r^2$ zusätzlich durch Rotverschiebung (Energieverlust), Lichtlaufzeit durch Expansionsverlauf.

In der Kosmologie:

Vorsicht mit Entfernungsdefinitionen – was ist gemeint?

Geometrie der FLRW-Lösungen

Unser eigenes Universum ist, soweit wir es beurteilen können, flach: $K = 0$.

Zwei Möglichkeiten:

1. Es gibt einen physikalischen Mechanismus, der $K = 0$ oder $K \approx 0$ bewirkt
2. Oder: Problem der Feinabstimmung!

Feinabstimmung: Wie sieht $|\Omega - 1|$ mit $\Omega = \Omega_m + \Omega_\gamma + \Omega_\Lambda$ als Maß für die Abweichung von der Flachheit zu unterschiedlichen Zeiten aus? Aus Friedmann-Gleichung

$$\Omega(t_0) - 1 = \frac{Kc^2}{\dot{a}(t_0)^2}$$

bzw. für $K = \pm 1$

$$|\Omega(t_0) - 1| = \frac{c^2}{\dot{a}(t_0)^2}.$$

Feinabstimmungsproblem

Wenn wir Ω und $\dot{a}$ zu einer früheren Zeit $t_1 < t_0$ evaluieren, haben wir demnach

$$|\Omega(t_1) - 1| = \frac{c^2}{\dot{a}(t_1)^2}.$$

Abweichung von der Flachheit ($K = 0$) damals (t_1) im Vergleich zu heute (t_0):

$$|\Omega(t_1) - 1| = |\Omega(t_0) - 1| \cdot \left(\frac{\dot{a}(t_0)}{\dot{a}(t_1)}\right)^2$$

Im materiedominierten Universum mit $K \approx 0$ gilt $a(t) \sim t^{-1/3}$, so dass

$$|\Omega(t_1) - 1| = |\Omega(t_0) - 1| \cdot \left(\frac{t_1}{t_0}\right)^{1/3}.$$

Heutige Abweichung $|\Omega(t_0) - 1| \lesssim 1\%$.

Feinabstimmungsproblem

$$|\Omega(t_1) - 1| < 0.01 \cdot \left(\frac{t_1}{t_0}\right)^{1/3}$$

also für

$$t_1 = 1\ s \quad \Rightarrow \quad |\Omega(t_1) - 1| < 10^{-6}$$

$$t_1 = t_{planck} \approx 10^{-43}\ s \quad \Rightarrow \quad |\Omega(t_1) - 1| < 10^{-20}$$

Mechanismen (bzw. aus allgemeinen Gesetzen ableitbare mathematische Formeln), die derart winzige Abweichungen verursachen, sind schwer zu konstruieren!

Horizonte

Raumzeit bestimmt, welche Teile des Universums mit welchen anderen Teilen kommunizieren/welche anderen Teile beeinflussen können.

Expansions-Situation: Entfernungen zwischen einem Lichtteilchen, das in unsere Richtung läuft, und uns expandieren. Wer gewinnt? Lichtteilchen oder Expansion?

Horizonte

Zwei Arten von Horizont:

Aus einigen Raumzeitgebieten kann uns als Beobachter Licht jetzt erreichen bzw. in der Vergangenheit erreicht haben. Aus anderen Raumzeitgebieten nicht. Die Grenze zwischen den Gebieten ist der **Teilchenhorizont**.

Aus einigen Raumzeitgebieten kann uns Licht, das jetzt (aktueller Wert der kosmischen Zeit) ausgesandt wird, erreichen, aus anderen Raumzeitgebieten nicht. Die Grenze zwischen den Gebieten ist der **Ereignishorizont**.

Problemzonen des kosmologischen Standardmodells

1. Horizontproblem: Wieso ist die kosmische Hintergrundstrahlung so isotrop?
2. Flachheitsproblem: Feinabstimmung im frühen Universum, um bei $K \approx 0$ zu landen
3. Exotische-Teilchen-Problem: in der Frühphase $t \approx 10^{-39}$ sollten exotische Teilchen wie magnetische Monopole erzeugt worden sein; die sind aber nicht zu finden. Wo sind sie?

Horizontproblem

Gebiete bei Freisetzung der kosmischen Hintergrundstrahlung, die sich beeinflussen konnten (innerhalb des wechselseitigen Horizonts liegen) sind am heutigen Nachthimmel $\approx 3^\circ$ auseinander.

Hintergrundstrahlung am Nachthimmel ist aber überall (d.h. bis zu Winkelunterschied 180°) homogen bis auf 0.001 Prozent. Wieso?

Horizontproblem: Wieviel sind 3° am Himmel?

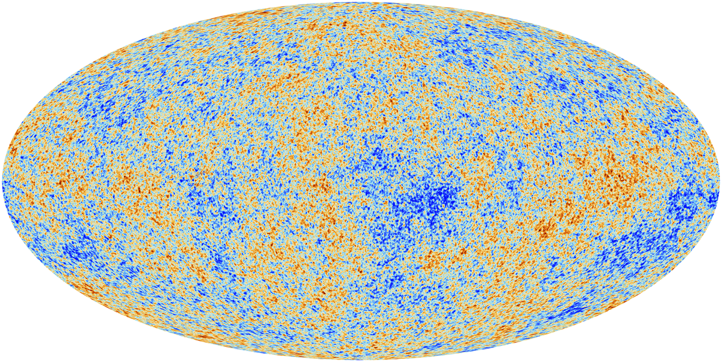


Bild: ESA and the Planck Collaboration

Horizontproblem: Wieviel sind 3° am Himmel?

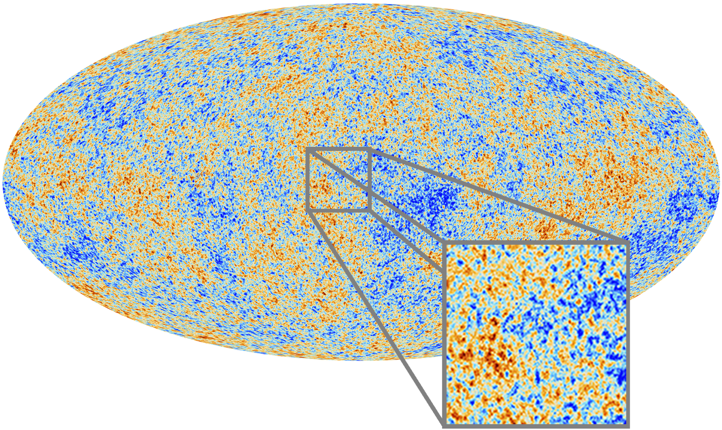


Bild: ESA and the Planck Collaboration

Horizontproblem: Wieviel sind 3° am Himmel?

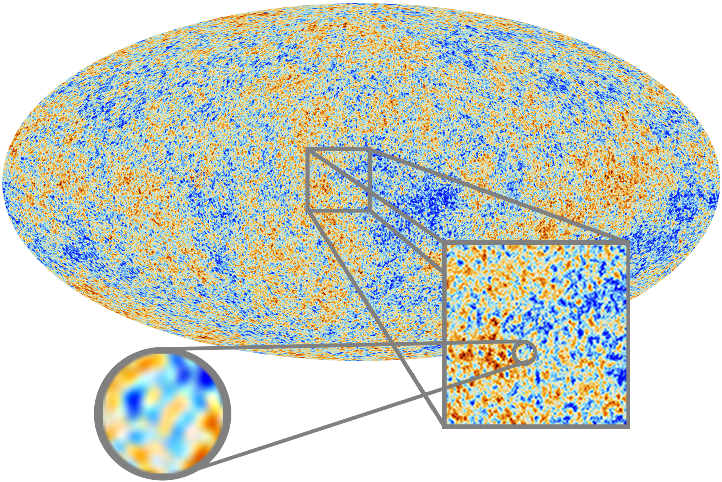


Bild: ESA and the Planck Collaboration

Inflationsphase

Lösung für alle drei Probleme: **Inflationsphase** mit exponentieller Expansion,

$$a_{inf}(t) = a_{inf,anfang} \exp\left(H_{inf}(t - t_{anfang})\right).$$

Wenn $H_{inf}(t_{ende} - t_{anfang}) \sim 60$, alle drei Probleme gelöst!

Inflationsphase

$H_{inf}(t_{ende} - t_{anfang}) \sim 60$ bewirkt:

Flachheitsproblem: vor vergl. mit nach Inflationsphase

$$\frac{|\Omega(t_{ende}) - 1|}{|\Omega(t_{anfang}) - 1|} = \left(\frac{\dot{a}(t_{anfang})}{\dot{a}(t_{ende})}\right)^2 = \exp\left(-2H_{inf}(t_{ende} - t_{anfang})\right) \approx 10^{-53}$$

Horizontproblem: Gebiete lagen früher enger aneinander, wurden erst durch Inflation getrennt.

Exotische-Teilchen-Problem: Während der Expansionsphase extrem verdünnt.

Inflationsphase

Inflationsmodelle: Skalarfeld im frühen Universum (Inflaton), das in eine Phase eintritt, in der es wie Dunkle Energie (oder kosmologische Konstante) wirkt; anschließend „Reibungsphase“, bei der die Energie des Inflatonfelds in Teilchenpaare umgesetzt wird. Diese Energie liefert den Inhalt des post-inflationären Universums.

Was die Inflationsmodelle außerdem mitliefern:

Spektrum an Fluktuationen aus Quanteneffekten – und zwar robust vorhergesagt und inzwischen auch durch Beobachtungen bestätigt!

Problem: Anfangsbedingungen (Lösung z.B.: chaotische Inflation); Vielfalt der Modelle. Inflation ist noch kein ausgereifter Teil des kosmologischen Standardmodells!