

KOSMOLOGIE

Spuren des frühen Universums

Die Inflationstheorie erklärt erfolgreich die großräumigen Eigenschaften unseres Universums.

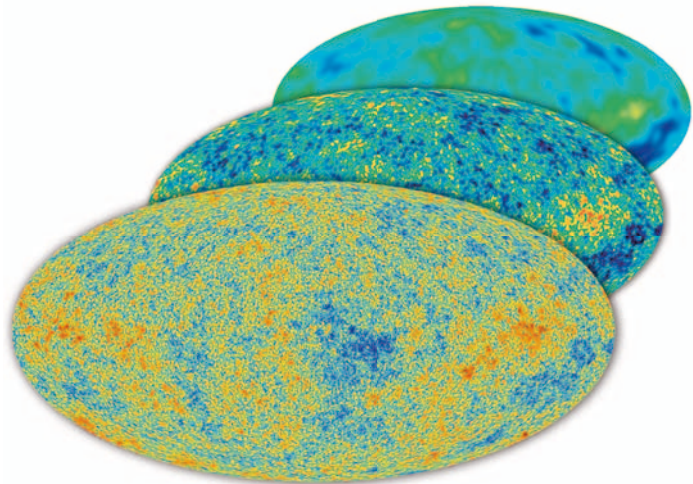
Jens Niemeyer

Die Tatsache, dass unser Universum so gleichförmig ist, lässt sich damit erklären, dass es sich kurz nach seiner Entstehung innerhalb eines winzigen Zeitraums gewaltig ausdehnte. Anders als in der klassischen Urknalltheorie bildet diese „Inflationsphase“ den Auftakt zum „heißen Urknall“. Der „Fingerabdruck“ der Inflation könnte sich in den Fluktuationen des kosmischen Mikrowellenhintergrunds verbergen, die sich dank neuer Satellitenmissionen immer präziser messen lassen.

Im ganz großen Maßstab betrachtet ist unser Universum ein sehr eintöniger Ort. Blickt man nachts in eine beliebige Richtung des Weltalls, so sieht man, abgesehen von lokalen Strukturen wie der Milchstraße und einer Handvoll naher Galaxien, überall praktisch das Gleiche. Zählt man beispielsweise die Galaxien pro Winkelement in einem festen Abstand von der Erde, findet man bei ausreichend großen Abständen und Winkelementen Werte, die nur geringfügig vom jeweiligen Mittelwert abweichen. Mit anderen Worten, das Universum erscheint isotrop, es hat keine ausgezeichnete Richtung. Ausgehend von der überaus plausiblen (und bescheidenen) Annahme, dass sich unsere Milchstraße nicht zufällig im Zentrum des Universums befindet, sollten Astronomen in allen anderen Galaxien ebenfalls ein isotropes Universum beobachten. In diesem Fall ist das Universum zusätzlich noch homogen, besitzt also keine ausgezeichneten Punkte. Bei alledem beschränken wir uns natürlich nur auf den sichtbaren Bereich des Universums – es gibt zunächst keine Gründe für die Annahme, dass diese Eigenschaften bis in unendliche räumliche Entfernungen gelten sollten.

Auch die Tatsache, dass sich das Universum mit der Zeit immer weiter ausdehnt, ändert nichts an seiner Gleichförmigkeit. Die von Edwin Hubble entdeckte kosmische Expansion äußert sich darin, dass sich der Abstand aller Galaxien im Mittel mit der gleichen Rate vergrößert. Bei kleinen Abständen überwiegt zwar die gegenseitige Anziehungskraft und es bilden sich gebundene Strukturen wie Galaxiengruppen und -haufen, aber über große Abstände gemittelt bleibt die Verteilung der Materie im Universum homogen und isotrop.

Die eindrucksvollste Demonstration der Isotropie findet man in der größten Entfernung, aus der wir elektromagnetische Strahlung direkt messen können. Das Licht des „kosmischen Mikrowellenhintergrunds“



Die Strahlung des kosmischen Mikrowellenhintergrunds lässt sich immer präziser vermessen. Das demonstrieren die Messungen von COBE (hinten) und WMAP (Mitte) mit den erwarteten Daten des Planck-Satelliten.

(Cosmic Microwave Background, CMB) entstand zu der Zeit, als sich das Universum durch seine Expansion soweit abgekühlt hatte, dass sich Atomkerne und Elektronen zu neutralem Gas verbinden konnten. Das war rund 380 000 Jahre nach dem Urknall, als das Universum schlagartig durchsichtig wurde. Vorher konnten die Photonen das Plasma praktisch nicht durchdringen, weil sie an den freien Elektronen gestreut wurden (Thomson-Streuung).

Heute, rund 13,7 Milliarden Jahre später, erreicht uns dieses Licht aus allen Richtungen und erlaubt einen Blick auf die „letzte Streufläche“ im jungen Universum. Wie ein Leuchtturm im dichten Nebel, dessen Sichtweite in allen Richtungen identisch ist, wähen wir uns im Zentrum einer „Nebelwand“, selbst wenn unsere Position in keiner Weise gegenüber anderen Orten ausgezeichnet ist. Der „Nebel“ ist in diesem Fall

KOMPAKT

- Die kosmologische Inflation hat sich bislang am erfolgreichsten dabei bewährt, die Homogenität und Isotropie des Universums zu erklären.
- Als Ursache für die Inflation nimmt man ein Skalarfeld („Inflaton“) in der Frühphase des Universums an, das sich effektiv wie eine Vakuumenergie verhält, die zur beschleunigten Expansion führt.
- Quantenfluktuationen des Inflationsfeldes können als Temperaturschwankungen und Polarisation des kosmischen Mikrowellenhintergrunds den „Fingerabdruck der Inflation“ liefern.

Prof. Dr. Jens Niemeyer, Institut für Astrophysik, Georg-August-Universität Göttingen, Friedrich-Hund-Platz 1, 37077 Göttingen

NASA / Cantalupa et al., UC Berkeley

das ionisierte Gas in der fernen Vergangenheit, jenseits der letzten Streufläche, die von jedem Punkt des Universums gleich weit entfernt ist.

Arno Penzias und Robert Wilson entdeckten die kosmische Hintergrundstrahlung 1965 zufällig als gleichförmiges, richtungsunabhängiges Rauschen in einer Radioantenne zur Funkübertragung. 1992 gelang dem Team des COBE-Satelliten der NASA der endgültige Nachweis, dass die Strahlung tatsächlich ein perfektes Plancksches Schwarzkörperspektrum besitzt, wie es Teilchen im thermischen Gleichgewicht erzeugen. Die Temperatur der Strahlung liegt in allen Richtungen bei nahezu 2,73 Grad Kelvin, bis auf kleine Abweichungen von einigen Mikrokkelvin. Diese Anisotropien der CMB-Temperatur spielen allerdings eine wichtige Rolle, auf die wir später zurück kommen werden.

Doch zunächst können wir festhalten, was wir über die Verteilung der Materie im Universum wissen: Im Alter von 380 000 Jahren war das Universum an allen Orten, die wir heute sehen können, in einem perfekten thermischen Gleichgewicht bei gleicher Temperatur, bis auf winzige räumliche Schwankungen. Durch die fortwährende Expansion kühlte es immer weiter ab, blieb aber bis auf Strukturen bei kleineren Abständen im Mittel homogen und isotrop. Wir sehen auch schon einen ersten Hinweis auf die Rolle der kleinen Temperaturanisotropien des CMB: Sie wurden von den gleichen, winzigen Unebenheiten im Gravitationsfeld des jungen Universums verursacht, die im Laufe der Zeit zu Galaxien und großräumigen Strukturen des Universums anwuchsen.

Ein unbefriedigender Anfang

Oft wird der Urknall auch als Synonym für die Geburt des Universums verwendet und steht damit für den Beginn von Raum und Zeit. Dieser Interpretation schließen wir uns hier nicht an, sondern bezeichnen nur die heiße Phase des frühen Universums, in der relativistische Materie die Expansion dominierte, als Urknall. Dieses Bild des homogenen, isotropen Universums, das aus einem anfänglich heißen Zustand durch Expansion und Abkühlung in das heutige überging, ist als das Modell des „heißen Urknalls“ bekannt geworden.

Das so verstandene Urknallmodell, erweitert um die Theorie der Entstehung kosmologischer Strukturen, hat alle Tests der vergangenen Jahrzehnte glorreich bestanden [1, 2]. Neben der gleichförmigen Expansion und der perfekt thermischen Hintergrundstrahlung zählt insbesondere die relative Häufigkeit der leichten Atomkerne in primordialem Gas, das noch keine Metalle¹⁾ enthielt oder durch Staub verunreinigt war, zu den wichtigsten bestätigten Vorhersagen des Modells. Damit gelingt uns ein indirekter Blick auf die Zeit wenige Minuten nach Beginn des heißen Urknalls, als die Temperatur des Universums ausreichte, um Protonen und Neutronen zu Heliumkernen und geringen Mengen schwererer Isotope zu verschmelzen. Frühere

Zeiten und entsprechend höhere Temperaturen des heißen Urknalls sind uns bisher nicht zugänglich. Trotz dieser Erfolge ist man inzwischen davon überzeugt, dass es vor der Phase des heißen Urknalls noch eine weitere Epoche gab: die kosmologische Inflation (Abb. 1). Über die „Geburt“ des Universums, sollte dieser Begriff eine physikalische Bedeutung besitzen, kann und will auch die Theorie der Inflation keine Aussage machen.

Das Problem mit dem Horizont...

Doch weshalb gilt das Urknallmodell als unvollständig, wo doch bislang alle seine Vorhersagen bestätigt wurden? Der Grund liegt nicht in seiner Dynamik, sondern in seinen Anfangsbedingungen. Diese sind nämlich in höchstem Maße unplausibel, wenn nur der heiße Urknall der Anfang der Geschichte wäre. Es gibt nämlich ein großes und mehrere kleine Probleme mit den Anfangsbedingungen, die zu unserem heutigen Universum führten. Wir beginnen mit dem großen und sehen später, dass dessen Lösung durch die Inflationstheorie die kleineren Probleme gleich mitbehebt. Es ist unter dem Begriff „Horizontproblem“ bekannt und lässt sich auf die folgende Frage reduzieren: Warum sieht das Universum in allen Richtungen gleich aus, bis hin zur nahezu perfekt isotropen Temperatur der Hintergrundstrahlung? Das lässt sich physikalisch auf die kausalen Zusammenhänge in einer homogenen und isotropen Raumzeit zurückführen. In einer solchen lässt sich einfach berechnen, über welche räumlichen Entfernungen hinweg physikalische Wechselwirkungen, wie Streuung von Licht und Teilchen, stattgefunden haben können; eine obere Grenze an diese Entfernung ist immer durch den Weg gegeben, den das Licht seit Beginn der Zeit zurückgelegt haben kann. Im Detail hängt diese Größe, der „Teilchenhorizont“, von der gesamten Expansionsgeschichte des frühen

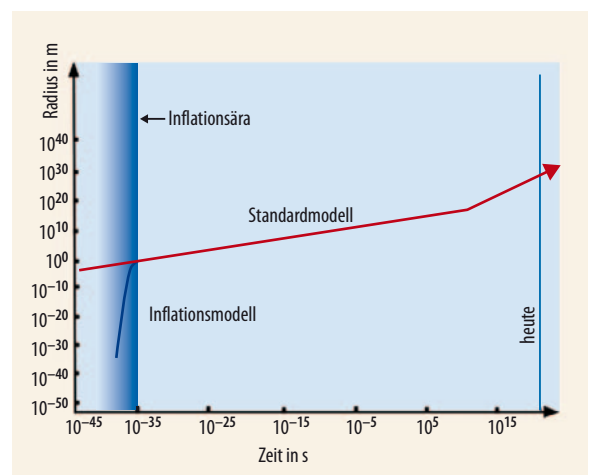


Abb. 1 Die Standardtheorie des Urknalls geht davon aus, dass der heute sichtbare Bereich des Universums in einem Alter von 10^{-35} Sekunden einen Durchmesser von etwa einem Millimeter hatte. Das ist mehr als die Entfernung, die das Licht bis zu diesem Zeitpunkt zurücklegen konnte. Ein homogenes Universum wäre dann nicht zu erwarten. Anders beim Inflationsmodell, in dem ein viel kleineres und (verhältnismäßig) homogenes Universum in kürzester Zeit extrem expandiert.

1) Astronomen fassen alle Elemente schwerer als Helium salopp als „Metalle“ zusammen.

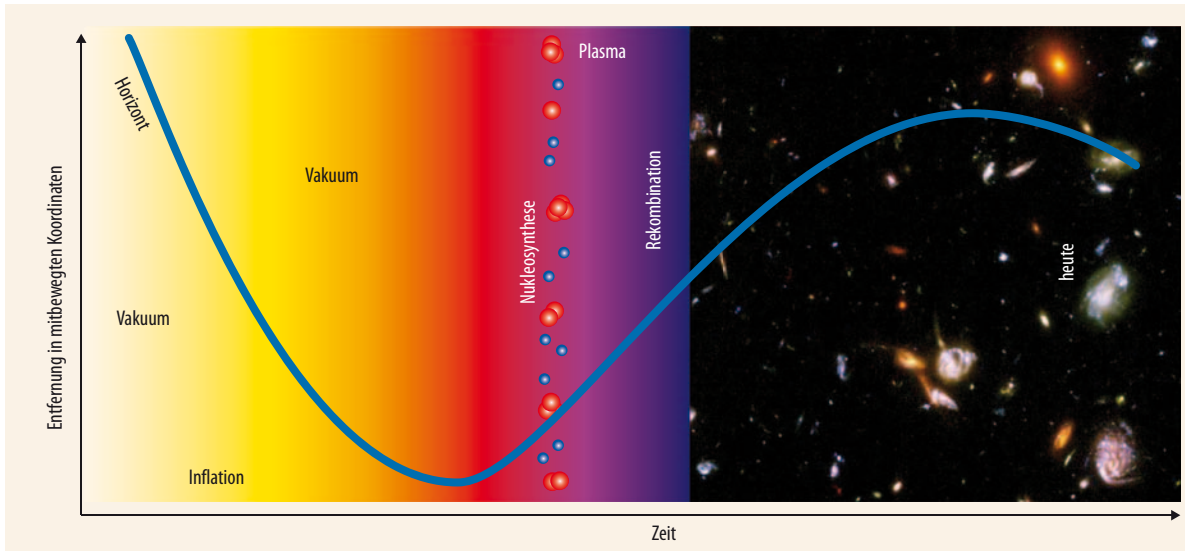


Abb. 2 Wenn man die Entwicklung des Universums in mitbewegten Koordinaten betrachtet, dann bleiben die Abstände weit voneinander entfernter Objekte zeitlich unverändert. Dafür lässt sich die zeitliche Veränderung des kosmologischen Horizonts (blaue Kurve) veranschaulichen: Während der beschleunigten Expansion der Inflationsphase nimmt der Abstand zum Horizont ab, während der gebremsten Expansion des heißen Urknalls nimmt sie wieder zu. Innerhalb des Horizonts (unterhalb der blauen Linie) können alle Bereiche miteinander physikalisch wechselwirken.

Universums ab. Sie lässt sich sehr zuverlässig durch die „Hubble-Länge“ abschätzen. Diese erhält man, in dem man die Expansionsrate (Hubble-Rate) des Universums zum jeweiligen Zeitpunkt durch die Lichtgeschwindigkeit dividiert (**Infokasten**). Heute beträgt die Hubble-Länge mehrere Milliarden Lichtjahre. Im frühen Universum war sie entsprechend kleiner, aber schließlich dehnten sich auch die Bereiche, die früher innerhalb eines Hubble-Volumens (einem beliebigen Volumen mit Kantenlänge oder Radius der Hubble-Länge) lagen, im Laufe der Zeit aus.

Da die Hintergrundstrahlung aus allen Richtungen bis auf winzige Abweichungen die gleiche Temperatur hat, liegt es nahe, dass sich dieser gesamte Bereich des Universums damals im thermischen Gleichgewicht befand. Damit sich ein Gleichgewicht durch physikalische Wechselwirkungen einstellen kann, muss aber der Bereich damals kleiner gewesen sein als ein Hubble-Volumen. War das der Fall? Unter den Bedingungen des heißen Urknalls ist die Antwort ein klares „Nein“. Derjenige Winkelbereich des Himmels, der einer Hubble-Länge auf der letzten Streufläche (der Himmelskugel zum Zeitpunkt, als die Hintergrundstrahlung erzeugt wurde) entspricht, umfasst nur ungefähr den Winkeldurchmesser des Vollmonds! Die nahezu perfekte Isotropie der Hintergrundstrahlung steht somit im Widerspruch zu fundamentalen Anforderungen der Kausalität, solange wir uns auf das Modell des heißen Urknalls beschränken.

Dies lässt sich am besten in den „mitbewegten Koordinaten“ der Raumzeit veranschaulichen. Dabei bleiben die Abstände frei expandierender Beobachter konstant. Denken Sie einfach an ein Koordinatengitter auf einer Gummimatte, die sich gleichmäßig ausdehnt. Betrachten wir die Hubble-Länge in diesen Koordinaten (die „mitbewegte Hubble-Länge“ $r_H(t)$, **Infokasten**), müssen wir uns nicht mehr um die Expansion

des Universums kümmern. Dafür können wir direkt vergleichen, ob mitbewegte Abstände $d(t)$ innerhalb der heutigen Hubble-Länge (z. B. von der letzten Streufläche in einer Richtung zur gegenüberliegenden) größer oder kleiner sind, als die mitbewegte Hubble-Länge zur Zeit der letzten Streuung (**Abb. 2**). Wächst $r_H(t)$ im Laufe der Zeit an, dann sind die mitbewegten Abstände größer und sollten damals nicht im kausalen Kontakt gestanden haben. Genau dies ist beim heißen Urknall der Fall.

Wir können einen Schritt weiter gehen und fragen, welche Eigenschaft der Raumzeit dafür verantwortlich ist, ob die mitbewegte Hubble-Länge im Laufe der Zeit wächst, konstant bleibt oder gar schrumpft. Man findet schnell, dass sie in einem expandierenden Universum immer dann wächst, wenn die Expansion abbrems (**Infokasten**). Eine solche Abbremsung erwartet man intuitiv, da die Schwerkraft zwischen den Teilchen der Materie anziehend ist und damit der Expansion entgegen wirkt. Und tatsächlich geschieht diese Abbremsung während des heißen Urknalls, dessen Ausdehnung durch die Energiedichte von Strahlung und Materie dominiert wird. Dies ist der Kern des Horizontproblems: In einem abbremsenden Universum sehen wir im Laufe der Zeit „immer mehr“ des Universums, einschließlich jener Bereiche, die zu früheren Zeiten nicht in kausalem Kontakt standen – aber dennoch statistisch fast identische Eigenschaften besitzen.

... und mit der Flachheit

Der Vollständigkeit halber erwähnen wir kurz das vielleicht bekanntere „Flachheitsproblem“, das sich bei genauerer Betrachtung aber nur als weitere Facette des Horizontproblems herausstellt. Hierbei geht es um die Frage, weshalb die räumliche Geometrie im heutigen Universum bei sehr großen Abständen euklidisch („flach“) ist, sodass die Winkelsumme in sehr

1) Das physikalische Vakuum, wie man es aus den Quantenfeldtheorien kennt, ist nicht leer. Als Folge der Unschärferelation entstehen dort ständig virtuelle Teilchen und „erfüllen“ das Vakuum. Für eine Inflationsphase kommt jedoch eine weitere Vakuumenergie hinzu.

großen Dreiecken wie gewohnt 180 Grad ergibt. Die Krümmung des Raums lässt sich wiederum durch eine konstante mitbewegte Länge, den Krümmungsradius, ausdrücken. Nur auf Abständen, die mit dem Krümmungsradius vergleichbar sind, kann es gelingen, die Raumkrümmung durch Beobachtungen zu messen. Derart ausgedrückt lautet das Flachheitsproblem: Warum ist der Krümmungsradius noch immer größer als die heutige mitbewegte Hubble-Länge, wenn diese während des Urknalls stetig wuchs? Die Hubble-Länge im frühen Universum war also noch wesentlich kleiner im Vergleich zum Krümmungsradius, als sie es heute ist. Auch wenn dies nicht im Widerspruch zu physikalischen Gesetzen steht, so wäre es doch wünschenswert, eine dynamische Erklärung für eine solche Feinjustierung zu finden.

Von der Inflation zum Inflaton

Die Lösung für Horizont- und Flachheitsproblem liegt auf der Hand: Wenn wir fordern, dass unser heutiges Hubble-Volumen bereits im sehr frühen Universum einmal in kausalem Kontakt gestanden hat, muss die mitbewegte Hubble-Länge in der Zeit vor dem heißen Urknall (während dessen sie ausschließlich anwuchs) eine Zeitlang abgenommen haben (Abb. 2). Zu Beginn dieser Phase können alle heute relevanten Längenskalen, einschließlich der heutigen Hubble-Länge und des Krümmungsradius, innerhalb der damaligen Hubble-Länge und damit in kausalem Kontakt gewesen sein. Um eine Abnahme der mitbewegten Hubble-Länge zu erreichen, gibt es zwei Möglichkeiten: ein expandierendes Universum mit beschleunigter Expansion oder ein kollabierendes Universum mit abbremsendem Kollaps (Infokasten). Ersteres gilt als Definition für kosmolo-

gische Inflation und wird von der Mehrheit der Kosmologen als derzeit plausibelste Lösung eingeschätzt. Die zweite Kategorie ist als Klasse der „bounce“-Modelle bekannt und wird kurz am Ende des Artikels als mögliche Alternative zur Inflation beschrieben.

Alan Guth prägte den Begriff „Inflation“ 1981 [3]. Alexei Starobinsky und andere hatten bereits früher auf die Möglichkeit einer beschleunigten Expansion vor dem heißen Urknall hingewiesen. Doch Guth war es, der erstmals die Bedeutung einer solchen Phase für die Lösung des Horizont- und Flachheitsproblem hervorhob. Er realisierte die Inflation konkret durch einen Phasenübergang aus einem instabilen Vakuumzustand. Sein Modell ist heute als „alte Inflation“ bekannt. Es erwies sich zwar als phänomenologisch problematisch (wie Guth selbst erkannte), doch dies wurde schnell durch verbesserte Ansätze von Andreas Albrecht und Paul Steinhardt („neue Inflation“) und Andrei Linde („chaotische Inflation“) behoben. Vor allem Lindes Arbeiten machten klar, dass nur eine kleine Zahl sehr allgemeiner Anforderungen erfüllt sein muss, um die Inflation zu ermöglichen.

Fast allen Inflationsmodellen ist gemeinsam, dass die beschleunigte Expansion während einer Phase auftritt, in der die Energiedichte des betreffenden Teils des Universums „vakuumdominiert“ ist. Die (positive) Energiedichte des Vakuums bleibt per Definition während der Expansion konstant und hat damit, über den ersten Hauptsatz der Thermodynamik, einen negativen Druck gleicher Höhe zur Folge. Dies wiederum führt in der Allgemeinen Relativitätstheorie, in der auch der Druck als Quelle der Gravitation auftritt, zu einer abstoßenden Wirkung der Schwerkraft. Damit beschleunigt sich die Expansion desjenigen Teils des Universums, in dem die Vakuumenergie über andere Energieformen dominiert.

Handelt es sich dabei um die Energie eines stabilen oder sehr langlebigen Vakuums, so dauert die beschleunigte Expansion entsprechend lange an und endet nicht in einem heißen, dichten Zustand, wie wir ihn für den Beginn des heißen Urknalls brauchen.¹⁾ Ein solches Vakuum wirkt wie Einsteins kosmologische Konstante und wird häufig für die beobachtete beschleunigte Expansion des heutigen, späten Universums verantwortlich gemacht. Um die Inflationsphase im frühen Universum zu realisieren, behilft man sich deshalb mit einem Werkzeug aus dem Inventar der Teilchenphysik: einem Skalarfeld, dessen Entwicklung durch ein Potential bestimmt wird. Bislang ist es zwar noch nicht gelungen, es direkt nachzuweisen, aber es tritt in praktisch allen Erweiterungen des Standardmodells auf.

Das bekannteste Skalarfeld der Teilchenphysik ist das zum Higgs-Boson gehörende Feld. Doch dessen Potential eignet sich nicht für die kosmologische Inflation. An weiteren Kandidaten, die hierfür prinzipiell in Frage kämen, mangelt es jedoch nicht. Wenn sich dieses postulierte „Inflatonfeld“ im betreffenden Raumgebiet in einem Zustand befindet, in dem seine potentielle Energie dessen kinetische Energie,

MITBEWEGTE HUBBLE-LÄNGE

Der zeitabhängige Skalenfaktor $a(t)$ verbindet den physikalischen Abstand $d(t)$ zweier beliebiger, weit entfernter Punkte im Universum mit ihrem mitbewegten Abstand r :

$$d(t) = a(t) r .$$

Die Hubble-Länge d_H ist proportional zur inversen Hubble-Rate

$$H^{-1}(t) = \frac{a(t)}{\dot{a}(t)} ,$$

so dass für die mitbewegte Hubble-Länge

$$r_H(t) = \frac{d_H}{a} \propto \frac{1}{\dot{a}(t)}$$

gilt. Man sieht daran, dass $r_H(t)$ im Laufe der Zeit zunimmt, wenn die Expansion des Universums abbrems ($\ddot{a} < 0$) bzw. abnimmt, wenn die Expansion beschleunigt ($\ddot{a} > 0$). Die Änderung der Expansionsrate (und damit der mitbewegten Hubble-Länge) wird über die zweite Friedmann-Gleichung mit der Energiedichte ρ und dem Druck p der zur entsprechenden Zeit dominanten

Energieform des Universums verknüpft:

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

Für Strahlung und Materie sind ρ und p immer positiv, und die Expansion bremst ab. Während der „Slow-Roll“-Phase der Inflation dominierte hingegen die potentielle Energie des Inflatonfelds, so dass $p \approx -\rho$ und damit $\ddot{a} > 0$. Die resultierende Abnahme der mitbewegten Hubble-Länge erlaubt eine plausible Lösung des Horizontproblems.

Eine mögliche Alternative bilden „Bounce“-Modelle, in denen der heutigen Expansion eine Phase der Kontraktion vorangeht. Während der Kontraktion ist die mitbewegte Hubble-Länge proportional zu $-\dot{a}$ und die Forderung ihrer Abnahme ergibt $\ddot{a} < 0$. Problematisch für diese Theorie ist jedoch der Übergang von Kontraktion zu Expansion.

proportional zum Quadrat der zeitlichen Änderung des Feldes, überwiegt, dann verhält sie sich effektiv wie eine Vakuumenergie und führt ebenso wie diese zur beschleunigten Expansion des Raumgebiets. Für homogene Felder lassen sich diese Anforderungen in Bedingungen an die Steigung und die Krümmung des Potentials als Funktion der Feldstärke formulieren; diese sind als „Slow-Roll“-Bedingungen bekannt, da sich das Feld wie ein Ball verhält, der langsam den Potentialhügel hinunterrollt (Abb. 3). Sind sie erfüllt, findet die Inflation statt. Werden sie verletzt, z. B. weil das Potentialminimum erreicht wird, endet sie. Dann beginnt das „Aufheizen“ des Universums, indem das Inflatonfeld in Strahlung und Materie zerfällt und damit den heißen Urknall einläutet. Hier schließt sich der Kreis unserer Argumentation: Da die Inflation überall, wo sie einmal einsetzte, (fast) gleichzeitig endete und dort überall die gleiche potentielle Energie in thermische Energie umgewandelt wurde, ist die Temperatur innerhalb eines Raumgebiets, das viele Größenordnungen größer ist als das Hubble-Volumen am Ende der Inflation, (fast) konstant. Damit ist das Horizontproblem gelöst.

Eine wichtige Eigenschaft der Slow-Roll-Inflation ist ihre Attraktoreigenschaft: Sind die Anfangsbedingungen auch nur marginal zum Einsetzen der Inflation geeignet, nähert sich das Inflatonfeld sehr schnell der Slow-Roll-Lösung an, falls das Potential die nötigen Voraussetzungen erfüllt. Wie „natürlich“ diese Anfangsbedingungen sind, lässt sich schwer abschätzen, aber schließlich ist nur eine einzige Realisierung im ganzen Universum nötig. Sind die Slow-Roll-Bedingungen anschließend ausreichend lange erfüllt, so ist der Teil des Universums, den wir heute beobachten können, nur ein winziger Bruchteil des Gebietes, in dem die Inflation stattfand und schließlich in unserem Urknall endete. Außerhalb davon, weit jenseits unseres heutigen Horizonts, hat das Universum möglicherweise keinerlei Ähnlichkeit mit dem unseren. Diese Vorstellung ist eine deutliche Abkehr von der global homogenen und isotropen Welt des alten Urknallmodells.

Doch auch das Inflationsszenario löst nicht alle Probleme der Kosmologie des frühen Universums. So macht es keinerlei Aussagen über die „Geburt“ des Universums, den Übergang einer eventuellen Quantengravitationsphase in die semiklassische Physik der Inflation oder das Vermeiden der anfänglichen Singularität der (klassischen) Raumzeit. Ebenso wenig erhebt es den Anspruch, den thermodynamischen Zeitpfeil von niedriger zu höherer Entropie erklären zu können. Der Anfangszustand der Inflation ist unter diesem Gesichtspunkt weiterhin sehr speziell.

Vieles ließ sich hingegen aus den Versuchen lernen, die Inflation in fortgeschrittene Theorien wie die Superstringtheorie einzubetten. Zwar stehen viele Skalarfelder als Kandidaten für das Inflaton zur Verfügung, aber die Konstruktion geeigneter Zustände, in denen alle bis auf eines (oder wenige) dieser Felder stabil gehalten werden und das Inflatonpotential die Slow-Roll-Bedingungen lange genug erfüllt, hat sich als

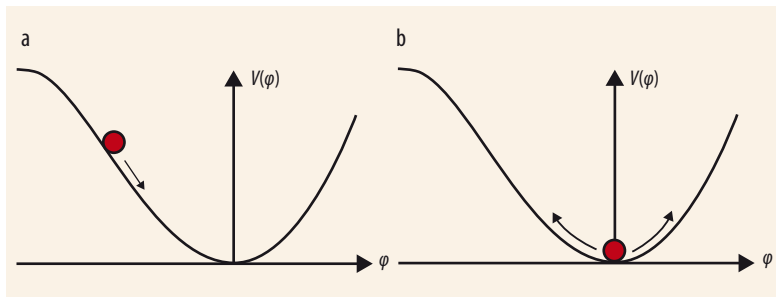


Abb. 3 Die Wirkung des Inflatonfeldes lässt sich anhand seines Potentials veranschaulichen: Es besitzt zunächst einen annähernd flachen Bereich und fällt dann steil zum Energieminimum ab (a). Auf den Weg dorthin trägt das Inflatonfeld zur gesamten Energiedichte des Universums eine annähernd konstante

Vakuumenergie bei. Das Inflatonfeld oszilliert schließlich um das Energieminimum herum. Diese Oszillationen führen zur Entstehung von Teilchen, so dass das Ende der Inflation den „heißen Urknall“ und damit die Entstehung der Materie im Universum in Gang gesetzt haben könnte.

große Herausforderung erwiesen. Was auf den ersten Blick wie eine Schwäche der Inflationstheorie aussieht, ist jedoch auch eine ihrer größten Stärken, denn die Konstruktion eines konsistenten Inflationsszenarios liefert scharfe theoretische Werkzeuge, um die geeigneten Vakua der Stringtheorie auszuwählen.

Die Suche nach dem Fingerabdruck

Die Inflation hat nur wenige ernstzunehmende Konkurrenten für die Erklärung eines kausalen Ursprungs der CMB-Temperatur, die es an konzeptioneller Einfachheit mit ihr aufnehmen können. Doch trotz eines klaren Motivs, der Lösung des Horizont- und Flachheitsproblems, und der logischen Konsistenz des Tathergangs fehlt in unserer Argumentation noch ein überzeugendes Beweismittel, ohne das viele Forscher wohl längst das Interesse daran verloren hätten: ein Fingerabdruck der Inflation.

Viatcheslav Mukhanov und Gennady Chibisov haben einen solchen Fingerabdruck bereits 1981 vorhergesagt [4]. Er basiert auf dem quantenphysikalischen Effekt, dass Amplitude und Änderungsrate des Inflatonfelds nicht gleichzeitig mit beliebiger Präzision als klassische Felder realisiert sind, sondern Heisenbergschen Quantenfluktuationen unterliegen. Die Energiedichte des Inflatonfelds dominiert definitonsgemäß während der Inflation die Ausdehnungsrate des Universums, so dass auch diese entsprechende Schwankungen aufweist. Letztendlich führen die Fluktuationen in ihrer einfachsten Form dazu, dass die Inflation in verschiedenen Bereichen des Universums zu leicht unterschiedlichen Zeiten endete und der heiße Urknall zu entsprechend verschiedenen Zeiten begann. Sie liefern damit eine theoretische Erklärung für die bereits erwähnten Abweichungen von der Gleichförmigkeit des Universums, die sowohl in den winzigen Anisotropien der CMB-Temperatur als auch in den großräumigen Strukturen der heutigen Materieverteilung beobachtbar sind. Doch nicht nur das: Die Quantenfeldtheorie auf dem Hintergrund der Inflationsraumzeit sagt auch die statistischen Eigenschaften der

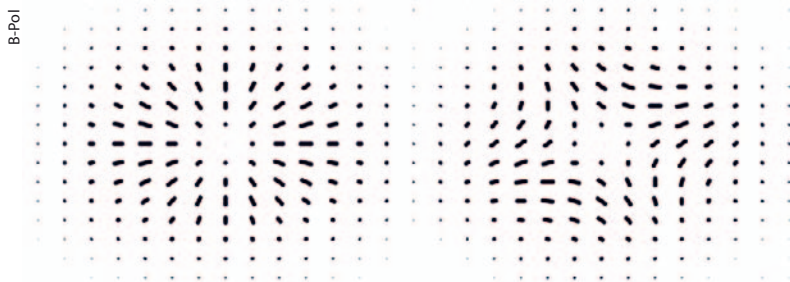


Abb. 4 Neben der Intensität der kosmischen Mikrowellenstrahlung kann man auch ihre lineare Polarisation messen. Falls überall in einer Himmelsgegend die gleiche Polarisation gemessen wird, ist der Strich am längsten, falls alle möglichen Polarisationsrichtungen gleich häufig gemessen werden, ist kei-

ne Polarisation vorhanden und der Strich schrumpft auf einen Punkt zusammen. Dies ergibt ein Muster von Strichen unterschiedlicher Länge auf der Himmelskarte, das man wieder in zwei Moden zerlegen kann: Die E-Moden (a) lassen sich nicht von ihrem Spiegelbild unterscheiden, die B-Moden (b) schon.

Fluktuationen voraus. In den einfachsten Inflationsmodellen gehorchen sie einer Gaußschen Verteilungsfunktion, und die Amplitude ihrer Zweipunktkorrelationsfunktion ist unabhängig vom Zeitpunkt, in dem die jeweilige Wellenlänge in unseren Hubble-Horizont eintrat (sie ist „skalenunabhängig“). Die Amplitude selbst ist modellabhängig und lässt sich in der Regel durch freie Parameter einstellen. Beide Eigenschaften, Gauß-Verteilung und Skalenunabhängigkeit, sollten jedoch nicht exakt, sondern lediglich näherungsweise realisiert sein.

Eine schwache Skalenabhängigkeit der Fluktuationen folgt daraus, dass sich die potentielle Energie des Inflatonfelds langsam ändert. Diese Änderung tritt in allen Modellen auf und wurde bereits 2006 in den CMB-Beobachtungen des WMAP-Satelliten nachgewiesen [5]. Abweichungen von der Gauß-Verteilung hängen eng damit zusammen, dass Wechselwirkungen des Inflatons mit sich selbst oder mit anderen Feldern die Fluktuationen geringfügig beeinflussen. Momentan wird intensiv nach Abweichungen von der Gauß-Verteilung gesucht, um damit Genaueres über die zugrunde liegende Hochenergiephysik der Inflation zu lernen. Möglicherweise werden schon die Daten des Planck-Satelliten zu den Anisotropien der Hintergrundstrahlung, die zur Zeit ausgewertet werden, eindeutige Abweichungen aufweisen. Sollte dies der Fall sein, wären die einfachsten Inflationsmodelle mit nur einem Inflatonfeld empirisch ausgeschlossen.

Neben den Fluktuationen der Dichte- und Temperaturverteilung sagt die Inflationstheorie auch die Erzeugung von Gravitationswellen durch Quantenfluktuationen voraus. Planck könnte sie, mit etwas Glück, durch die „B-Moden-Polarisation“ des CMB nachweisen, für die es bislang nur obere Grenzen gibt (Abb. 4). Damit gelänge erstmals eine direkte Messung der absoluten Energieskala der Inflationsepoche. Zusammen mit spezifischen, modellabhängigen Abweichungen von der Gauß-Verteilung könnten solche Beobachtungen genaue jene Fingerabdrücke liefern, die nötig sind, um das Inflatonfeld zu identifizieren.

Alternativen zur Inflation?

Natürlich ist nicht völlig ausgeschlossen, dass ein gänzlich anderer Mechanismus für die Lösung des Horizontproblems und die Erzeugung der primordialen Fluktuationen verantwortlich ist. Die Summe aller verfügbaren Informationen macht es den Konkurrenten allerdings sehr schwer. So gelingt es keinem Modell, dessen Fluktuationen innerhalb eines stetig wachsenden Hubble-Volumens erzeugt werden, die akustischen Strukturen im Leistungsspektrum der CMB-Temperaturanisotropien zu reproduzieren (dieses Argument wird sehr gut von Scott Dodelson erklärt [6]). Damit bleibt neben der Inflation noch die Klasse der „Bounce“-Modelle. Darin geht unser Bereich des Universums aus einem Kollaps hervor, der nach Erreichen einer sehr hohen Dichte durch unbekannte Effekte in eine Expansion überging. Leider sind die theoretischen Werkzeuge, um den „Bounce“, der an die Stelle der klassischen Urknallsingularität treten soll, konsistent zu beschreiben, noch nicht völlig ausgereift. So bleiben die Vorhersagen dieser Modelle unvollständig und teilweise kontrovers. Die Inflationstheorie bewegt sich hingegen im Regime der semiklassischen Physik und steht somit auf einem festeren theoretischen Fundament, obgleich auch hier noch wichtige Fragen zur Einbettung in eine fundamentalere Theorie offen sind [7, 8]. Die theoretischen und experimentellen Entwicklungen der nächsten Jahre werden zeigen, ob wir der Natur der Inflation näher auf die Spur kommen können.

Literatur

- [1] S. Weinberg, *Cosmology*, Oxford University Press, Oxford (2008)
- [2] O. Lahav und A. R. Liddle, *The Cosmological Parameters 2010*, arXiv:1002.3488 [astro-ph.CO] (2010)
- [3] A. H. Guth, *Phys. Rev. D* **23**, 347 (1981)
- [4] V. F. Mukhanov und G. V. Chibisov, *JETP Lett.* **33**, 532 (1981)
- [5] D. N. Spergel et al. (WMAP Collaboration), *Astrophys. J. Suppl.* **170**, 377 (2007), astro-ph/0603449
- [6] S. Dodelson, *AIP Conf. Proc.* **689**, 184 (2003), hep-ph/0309057
- [7] C. P. Burgess, *Class. Quant. Grav.* **24**, 795 (2007), arXiv:0708.2865 [hep-th]
- [8] D. Baumann, *TASI Lectures on Inflation*, arXiv:0907.5424 [hep-th] (2009)

DER AUTOR

Jens Niemeyer studierte Physik an der TU München. Für seine Doktorarbeit entwickelte er Modelle für thermonukleare Supernovae (am MPI für Astrophysik in Garching mit Wolfgang Hillebrandt und an der University of California in Santa Cruz mit Stan Woosley). Als Enrico-Fermi-Stipendiat ging er 1997 an die Universität Chicago, wo er über frühe Kosmologie und Supernovae-Forschung arbeitete, bevor er 2000 nach Garching zurückkehrte. 2001 habilitierte er sich an der TU München und wurde ein Jahr später C3-Professor an der Universität Würzburg. 2009 erhielt einen W3-Lehrstuhl an der Universität Göttingen.

