

Seminar zur Theorie der Teilchen und Felder

Strukturbildung im Universum

Britta Zieser

Nach dem kosmologischen Prinzip ist das Universum homogen und isotrop. Ein Blick in den Himmel scheint dieser Annahme aufgrund der Vielzahl beobachtbarer Objekte jedoch zu widersprechen. Im Folgenden soll untersucht werden, wie sich diese Strukturen beschreiben lassen, und insbesondere, wie sich die heute beobachtete Dichteverteilung durch gravitative Wechselwirkung aus kleinen Dichteveränderungen im frühen Universum entwickeln konnte.

Beobachtungen

Typen von Strukturen

Die wichtigsten für uns beobachtbaren Strukturen sind

- Galaxien mit einem Reichtum zwischen 10^{10} und 10^{12} Sternen und einer Ausdehnung von ca. 1 - 100 kpc (1 parsec \approx 3,3 Lichtjahre),
- Galaxiengruppen und -haufen aus 10 bis 50 bzw. bis zu 1000 Galaxien und Durchmessern von 1 - 2 Mpc bzw. 2 - 10 Mpc,
- Supercluster mit filamentartiger Anordnung auf Skalen von 10 - 40 Mpc,
- Voids, blasen- oder wabenartige Leerräume zwischen den Superhaufen.

Isotropie kann also erst oberhalb dieser Skalen angenommen werden.

Rotverschiebungsdurchmusterungen

Die Verteilung solcher Objekte kann durch Rotverschiebungsdurchmusterungen erfasst werden. Da die expansionsbedingte kosmologische Rotverschiebung ein Maß für die Fluchtgeschwindigkeit einer Galaxie und diese wiederum proportional zu ihrer Entfernung ist, kann aus der Bestimmung der Rotverschiebungen für uns sichtbarer Objekte deren Verteilung im Universum ermittelt werden. Die Massenverteilung erhält man aus diesem Verfahren nur unter der Voraussetzung, dass die Massendichte proportional zur Anzahldichte leuchtender Objekte, Licht also ein guter Indikator für Masse ist.

Pekuliarbewegungen

Diese problematische Annahme wird vermieden durch die Untersuchung des Pekuliargeschwindigkeitsfelds. Als Pekuliarbewegung bezeichnet man die Eigenbewegung von Galaxien relativ zum mitbewegten Koordinatensystem. Diese Bewegung verursacht durch den Doppler-Effekt eine Rotverschiebung zusätzlich zum Hubble-Fluss und es gilt:

$$cz = H_0 r + v_{\text{pec}}$$

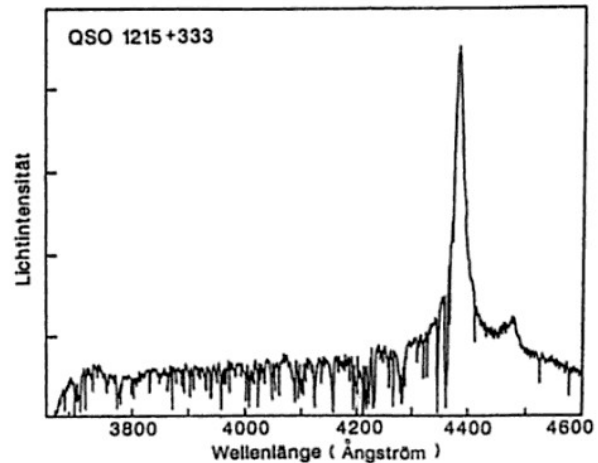
Dabei ist z die beobachtete Rotverschiebung, H_0 die Hubble-Konstante, r der Abstand der Galaxie vom Beobachter und v_{pec} die Geschwindigkeitskomponente der Pekuliarbewegung in Beobachtungsrichtung.

Indem man aus der Rotverschiebung und Abstandsmessungen das Geschwindigkeitsfeld der Pekuliarbewegungen erfasst, sind anschaulich Rückschlüsse auf Massenkonzentrationen möglich, die benachbarte Objekte beschleunigen. Nimmt man an, dass tatsächlich die Gravitation Ursache der Eigenbewegungen ist, kann das Geschwindigkeitsfeld außerdem als

Gradient eines Geschwindigkeitspotentials geschrieben werden, das mit dem Gravitationspotential zusammenhängt. Letzterem können in diesem Fall auch nicht sichtbare massive Strukturen zugrunde liegen.

Quasare

Eine weitere Möglichkeit zur Erfassung nicht leuchtender Objekte ist die Beobachtung von Quasaren, da diese bei hohen Rotverschiebungen auftreten. Neben dem Gravitationslinseneffekt erlaubt die Untersuchung des Ly- α -Walds Rückschlüsse auf Wasserstoffwolken in der Sichtlinie: Aufgrund der kosmologischen Rotverschiebung fallen die Wellenlängen höherer Übergänge in der Hülle des Wasserstoffatoms jeweils in bestimmten Entfernungen mit der Wellenlänge der Lyman- α -Linie zusammen, weshalb die Strahlung in einer Wasserstoffwolke in diesem Abstand absorbiert werden kann. Dies führt im auf der Erde beobachteten Spektrum des Quasars zu Absorptionslinien im Kontinuum links der Hauptlinie.



Beschreibung von Strukturen

Korrelationsfunktion

Die Korrelationsfunktion $\xi(\vec{r})$ ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, zwei Objekte im Abstand \vec{r} voneinander zu finden. Für Galaxien ist die Galaxien-Galaxien-Korrelationsfunktion gegeben als

$$\xi_{gg}(\vec{r}) = \int d^3x \delta n(\vec{x} + \vec{r}) \delta n(\vec{x}).$$

Dabei ist $n(\vec{x})$ die Anzahldichte der Galaxien am Ort \vec{x} bzw. $\delta n(\vec{x})$ ihre Abweichung vom räumlichen Mittel $\langle n \rangle$. Bezogen auf eine gegebene Galaxie findet man eine weitere Galaxie im Abstand r im Volumenelement δV mit der Wahrscheinlichkeit $\langle n \rangle \delta V [1 + \xi(r)]$. Positive Werte der Korrelationsfunktion kennzeichnen also eine Überdichte an Galaxien im Abstand r von einer gegebenen Galaxie, negative Werte Leerräume. Durch Auswertung von Beobachtungen findet man

$$\xi_{GG}(r) \approx \left(\frac{r}{5h^{-1}\text{Mpc}} \right)^{-1.8}$$

für Skalen zwischen 10 kpc und $10h^{-1}$ Mpc.

Falls Licht ein guter Indikator für Masse ist, folgt für die Haufen-Haufen-Korrelationsfunktion, der die gleiche Massenverteilung zugrunde liegt,

$$\xi_{CC} = \xi_{GG}.$$

Man findet jedoch

$$\xi_{CC} \approx \left(\frac{r}{25h^{-1}\text{Mpc}} \right)^{-1.8} \approx 20 \xi_{GG}(r).$$

Dichtekontrast

Grundlage der Beschreibung der Strukturbildung ist die Dichteverteilung im Universum. Da sich die Dichte $\rho(\vec{x})$ neben gravitativen Effekten auch durch die Expansion des Universums ändert, eignet sich zur Betrachtung besser der Dichtekontrast, d. h. die Dichteabweichung relativ zur mittleren Dichte:

$$\delta(\vec{x}) = \frac{\delta\rho(\vec{x})}{\langle\rho\rangle} = \frac{\rho(\vec{x}) - \langle\rho\rangle}{\langle\rho\rangle}.$$

Dabei ist $\vec{x} = \vec{r}/R(t)$ der Ortsvektor im mitbewegten Koordinatensystem mit dem Skalenfaktor $R(t)$.

Es bietet sich nun an, diese Funktion in ihre Fourierkoeffizienten zu zerlegen:

$$\delta(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k \delta_k \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{x}) \quad \text{mit} \quad \delta_k = \int d^3x \delta(\vec{x}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{x}).$$

\vec{k} ist ebenso wie \vec{x} bezogen auf das mitbewegte Koordinatensystem mit

$$k_{\text{phys}} = k/R(t).$$

Man definiert nun noch die Wellenlänge einer Mode k als

$$\lambda \equiv 2\pi/k \quad \text{mit} \quad \lambda_{\text{phys}} = R(t)\lambda.$$

Adiabatische Fluktuationen vs. konstante Krümmung

Als adiabatische Fluktuationen bezeichnet man räumliche Variationen in der Energiedichte und für diese gilt

$$\frac{\delta T}{T} \approx \frac{1}{3} \frac{\delta\rho}{\rho}.$$

Den Dichteveränderungen entsprechen hier also Temperaturfluktuationen, die sich in der kosmischen Hintergrundstrahlung äußern sollten. Dabei ist nach dem Äquivalenzprinzip

$$\delta(n_X/s) = 0,$$

d. h. das Verhältnis der Anzahldichte einer Teilchensorte X zur Entropiedichte ist konstant, da die relative Schwankung in der Anzahl- bzw. Energiedichte für jede Teilchensorte gleich ist.

Für Fluktuationen konstanter Krümmung ist $\delta\rho = 0$, sie werden daher auch als isotherme Fluktuationen bezeichnet und entsprechen Variationen in der lokalen Zustandsgleichung. Diese können ihre Ursache in einer unterschiedlichen Zusammensetzung aus den verschiedenen Teilchensorten haben, was zu einer Druckvariation führt, die schließlich eine Energiedichtestörung verursacht. Für Fluktuationen konstanter Krümmung ist also

$$\delta(n_X/s) \neq 0.$$

Entwicklung von Fluktuationen

Die grundlegende Idee für das Verständnis der Strukturbildung besteht darin, dass sich heute beobachtbare Massenkonzentrationen aus Dichtefluktuationen im frühen Universum entwickelt haben, die bei entsprechender Größe durch ihre Gravitation zu den beobachteten Objekten kollabieren.

Das Jeans-Modell

Das Jeans-Modell stellt eine Bedingung dafür auf, ab welcher Masse bzw. auf welchen Skalen Dichtekontraste wachsen können, und beschreibt außerdem die zeitliche Entwicklung von

Dichtefluktuationen. Dazu geht man von einer idealen Flüssigkeit der Dichte ρ und Geschwindigkeit \vec{v} mit einem Druck p und Gravitationspotential Φ aus. Dann gelten:

- die Kontinuitätsgleichung $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot (\rho \vec{v}) = 0,$
- die Euler-Gleichung $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \Phi = 0,$
- die Poisson-Gleichung $\Delta \Phi = 4\pi G \rho.$

Das Jeans-Modell nimmt einen statischen Hintergrund (im Folgenden: Index „0“) an, der die obigen Gleichungen erfüllt; Dichte und Druck seien räumlich homogen. Abweichungen werden als kleine Störungen des statischen Falls beschrieben und erhalten den Index „1“. Die gestörten Größen werden in die drei Gleichungen eingesetzt, die bei Berücksichtigung der Störungen bis zur 1. Ordnung zusammengefasst werden zu:

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} - v_s^2 \Delta \rho_1 = 4\pi G \rho_0 \rho_1.$$

Dabei ist

$$v_s^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\text{ad}} = \frac{p_1}{\rho_1}$$

die Schallgeschwindigkeit. Es wird vorausgesetzt, dass diese räumlich konstant, also die Zustandsgleichung im gesamten Raum gleich ist; dies entspricht adiabatischen Dichteveränderungen.

Lösungen haben die Form

$$\rho_1(\vec{r}, t) = A \rho_0 \exp[-i\vec{k} \cdot \vec{r} + i\omega t]$$

mit der Dispersionsrelation

$$\omega^2 = v_s^2 k^2 - 4\pi G \rho_0.$$

Für Wellenzahlen unterhalb der sogenannten Jeans-Wellenzahl

$$k_J^2 = \frac{4\pi G \rho_0}{v_s^2}$$

stellen die Lösungen Schallwellen dar, d. h. Druckwellen verhindern den gravitativen Kollaps. Für Wellenvektoren mit $k \ll k_J$ ergibt sich eine exponentielle Zu- oder Abnahme, d. h. auf Skalen oberhalb der Jeans-Länge $\lambda_J = 2\pi/k_J$ ist ein Wachstum von Strukturen möglich. Man ordnet diesem kritischen Wert die sogenannte Jeans-Masse zu, die Masse einer Kugel mit dem Durchmesser einer Jeans-Länge und der Dichte des Untergrunds:

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \rho_0 \left(\frac{\pi}{k_J} \right)^3 = \frac{\pi^{5/2}}{6} \frac{v_s^3}{G^{3/2} \rho_0^{1/2}}.$$

In der bisherigen Betrachtung wurde die Expansion des Universums nicht berücksichtigt, d. h. es ist eine Übertragung des Modells auf eine expandierende Flüssigkeit notwendig. In diesem Fall ist

$$\rho(t) = \rho_0(t_0) R^{-3}(t) + \rho_1(t), \quad \vec{v} = \frac{\dot{R}}{R} \vec{r} + \vec{v}_1.$$

Geht man wiederum von kleinen Störungen aus, so kann man die bisherige Betrachtung übertragen und erhält ein System von Differentialgleichungen, die sich einfacher im Fourierraum betrachten lassen; dabei kann die Zeitentwicklung einer Mode auf den Ortsraum übertragen werden. Zusammengefasst ergibt sich für die Dichtekontrastfunktion die Gleichung

$$\ddot{\delta} + 2 \frac{\dot{R}}{R} \dot{\delta} + \left(\frac{v_s^2 k^2}{R^2} - 4\pi G \rho_0 \right) \delta = 0.$$

In einem expandierenden Universum definiert man analog die Jeans-Wellenzahl als

$$k_J^2 = \frac{4\pi G \rho_0 R^2}{v_s^2}.$$

und betrachtet Störungen auf großen Skalen, $k \ll k_J$, für die der Druckterm vernachlässigbar ist. Die bestimmenden Größen sind die Expansionsrate \dot{R}/R im Dämpfungsterm und die Dichte ρ_0 im aus der Poisson-Gleichung stammenden letzten Term; sie können für verschiedene Kosmologien aus den Friedmann-Gleichungen ermittelt werden. Man findet

- für ein materiedominiertes flaches Universum:

$$\delta_+(t) = \delta_+(t_i) \left(\frac{t}{t_i} \right)^{2/3}, \quad \delta_-(t) = \delta_-(t_i) \left(\frac{t}{t_i} \right)^{-1}.$$

Das Wachstum ist also gegenüber dem statischen Fall verlangsamt zu einem Potenzgesetz mit $\delta_+(t) \sim t^{2/3} \sim R$.

- für Baryonen in einem strahlungsdominierten Universum:

$$\delta_B(t) = \delta_B(t_i) \left[1 + \ln \left(\frac{t}{t_i} \right) \right].$$

Dabei wird vorausgesetzt, dass der Anteil der Baryonen an der Gesamtenergiedichte verschwindet und die Photonen auf den betrachteten Skalen glatt verteilt sind.

Strukturen über Horizontgröße

Skalen außerhalb des Horizonts lassen sich nicht durch das Jeans-Modell beschreiben, da Information nur im Horizontvolumen ausgetauscht werden kann. Zur Veranschaulichung kann man jedoch für den Untergrund und eine Region mit Überdichte, entsprechend einem geschlossenen Universum positiver Krümmung, die Friedmann-Gleichung aufstellen:

$$H^2 = 8\pi G \rho_0 / 3,$$

$$H^2 = \frac{8\pi G \rho_1}{3} - \frac{k}{R^2}.$$

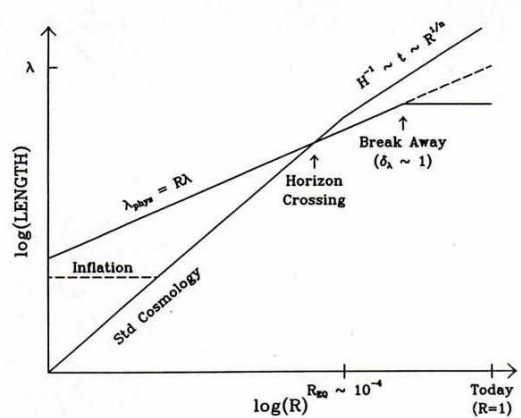
Beide Modelle sollen nun die gleiche Expansionsrate haben (Hubble-Fluss-Bedingung) und es folgt

$$\delta = \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} = \frac{k/R^2}{8\pi G \rho_0 / 3}.$$

In einem strahlungsdominierten Universum ist $\rho_0 \sim R^{-4}$, in einem materiedominierten $\rho_0 \sim R^{-3}$, sodass gilt

$$\delta \propto \begin{cases} R^2 \sim t & \text{strahlungsdom.} \\ R \sim t^{2/3} & \text{materiedom.} \end{cases}.$$

Es ist leicht vorstellbar, dass sich für große Dichtekontraste der Skalenfaktor der Überdichteregion anders verhält als der des flachen Hintergrunds, da die überkritische Dichte eine Abbremsung der Expansion bewirkt; der Skalenfaktor der überdichten Region dehnt sich zu einem Maximum aus und kollabiert dann, sodass der Dichtekontrast der Störung nicht mehr linear mit dem Skalenfaktor wächst (nichtlineares Regime). Da die Gravitation die weitere Ausdehnung der Störung verhindert, bleibt im Folgenden die reale Größe der Störung konstant, sie entkoppelt von der Expansion.



Auswaschen

Im Modell einer idealen Flüssigkeit werden dissipative Effekte nicht berücksichtigt. Dazu zählen Free Streaming und Silk-Dämpfung.

Die kollisionsfreie Dämpfung („Free Streaming“) ist ein z. B. durch Neutrinos hervorgerufener Effekt. Schwach wechselwirkende Teilchen stoßen kaum und haben sehr große freie Weglängen, weshalb sie nahezu ungestört aus Regionen mit Überdichte herausströmen können; dadurch werden also vor Beginn der Jeans-Instabilität Dichtekontraste auf kleineren Skalen ausgewaschen. Die typische Länge kann wie folgt abgeschätzt werden: Für die freie Bewegung eines Teilchens der Sorte X ist die während der strahlungsdominierten Epoche zurückgelegte Strecke gegeben als

$$\lambda_{FS} = \int_0^{t_{EQ}} \frac{v(t')}{R(t')} dt'$$

Berücksichtigt man, dass die Teilchensorte zu einem Zeitpunkt t_{NR} nichtrelativistisch wird und im Folgenden aufgrund der Rotverschiebung der De-Broglie-Wellenlänge $p \propto R^{-1}$ gilt, erhält man mit der Beziehung $R = R_{NR} (t/t_{NR})^{1/2}$ die Skala des Free Streaming:

$$\lambda_{FS} = \left(\frac{t_{NR}}{R_{NR}} \right) \left[2 + \ln(t_{EQ}/t_{NR}) \right]$$

Für Neutrinos folgt auf diesem Weg

$$\lambda_{FS-\nu} \approx 20 \text{ Mpc} \left(\frac{m_\nu}{30 \text{ eV}} \right)^{-1}, \quad M_{FS-\nu} \approx 4 \cdot 10^{14} \left(\frac{m_\nu}{30 \text{ eV}} \right)^{-2} M_\odot$$

Die Silk-Dämpfung wird durch die Photonen bewirkt. Zur Zeit der Entkopplung wird die mittlere freie Weglänge der Photonen größer und sie können aus Regionen mit Überdichte diffundieren und so Inhomogenitäten im Photon-Baryon-Plasma auswaschen. Auch hier können die entsprechenden Skalen abgeschätzt werden:

Die mittlere freie Weglänge eines Photons ist für $T \ll m_e$ gegeben als

$$\lambda_\gamma = (\chi_e n_e \sigma_T)^{-1}$$

mit dem Wirkungsquerschnitt σ_T für Thomson-Streuung und dem Ionisierungsanteil χ_e . Unterhalb dieser Skala bilden sich keine Störungen aus.

In einer Zeit Δt geht ein Photon im Mittel $\Delta t/\lambda_\gamma$ Kollisionen ein und legt dabei im mitbewegten Koordinatensystem eine Strecke der Länge Δr zurück mit

$$(\Delta r)^2 = \frac{\Delta t}{\lambda_y(t)} \cdot \frac{\lambda_\gamma^2(t)}{R^2(t)}$$

Bis zur Zeit der Entkopplung ergeben sich also als Quadrat der zurückgelegten Wegstrecke

$$\lambda_s^2 = \int_0^{t_{\text{dec}}} dt \frac{\lambda_\gamma}{R^2} = \frac{3 t_{\text{dec}} \lambda_\gamma(t_{\text{dec}})}{5 R_{\text{dec}}^2}$$

und daraus die Silk-Länge

$$\lambda_s = 3,5 (\Omega_0 / \Omega_B)^{1/2} (\Omega_0 h^2)^{-3/4} \text{ Mpc}$$

und die Silk-Masse

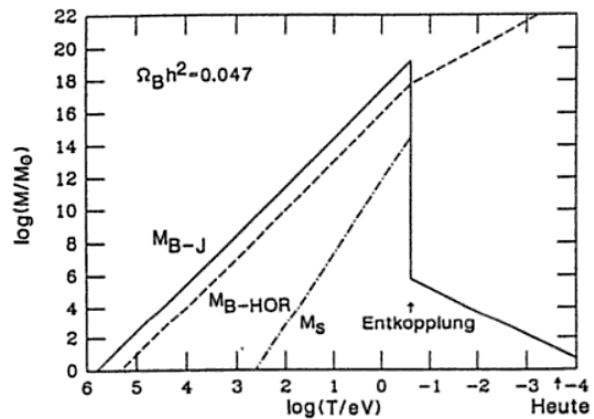
$$M_s = 6,2 \cdot 10^{12} (\Omega_0 / \Omega_B)^{3/2} (\Omega_0 h^2)^{-5/4} M_\odot$$

Strukturentstehung

Baryonendominiertes Universum

In einem Universum aus Baryonen und Photonen ist vor der Entkopplung die baryonische Jeans-Masse M_{B-J} (die Jeans-Masse bzgl. der Dichte der Baryonen) größer als die baryonische Masse innerhalb des Horizonts M_{B-HOR} . Die Rekombination führt zu einem abrupten Abfall der Jeans-Masse: in der strahlungsdominierten Phase ist die Schallgeschwindigkeit durch die Photonen

bestimmt, $v_s^2 = \frac{1}{3} c^2$; nach der



Rekombination wird der Druck durch die Wasserstoffatome aufrechterhalten, $v_s^2 = \frac{5 T_B}{3 m_H}$. In

der strahlungsdominierten Epoche verhindert also der Strahlungsdruck ein freies Bewegen der Baryonen und Strukturen können aufgrund dieser Kopplung nicht kollabieren. Dichtekontraste auf Skalen innerhalb des Horizonts können daher erst nach der Entkopplung wachsen. Allerdings sind zur Zeit der Entkopplung Massenskalen bis zu $10^{15} M_\odot$ durch die Silk-Dämpfung ausgewaschen

Eine exakt sphärische Massenverteilung ist unwahrscheinlich, daher wird ein Ellipsoid betrachtet, das bevorzugt entlang seiner kürzesten Halbachse schrumpfen wird. Auf diese Weise bildet sich eine runde, flache Struktur, weshalb dieser Ansatz als Pancake-Theorie bezeichnet wird. Durch Fragmentation und Kollaps von Unterbereichen entstehen kleinere Strukturen. Das Problem besteht jedoch darin, dass heute beobachtete Dichtekontraste sich im nichtlinearen Regime befinden und somit die Ordnung 1 haben. Zur Zeit der Rekombination müssen diese Störungen im Bereich von mindestens 10^{-3} gelegen haben, denn der Skalenfaktor ist seitdem um einen Faktor von etwa 1100 gewachsen und Dichtekontraste nehmen, wie gezeigt, bestenfalls linear zu. Da adiabatischen Störungen eine Temperaturschwankung in der gleichen Größenordnung entspricht, müssten derartige Fluktuationen in der kosmischen Hintergrundstrahlung beobachtbar sein, die jedoch eine viel höhere Isotropie aufweist. Dieser Widerspruch lässt sich durch die Einbeziehung dunkler Materie in die Betrachtung lösen.

Heiße Dunkle Materie

Heiße Dunkle Materie wird dargestellt durch schnelle, leichte Teilchen wie Neutrinos. Diese haben eine große Beweglichkeit, weshalb auch Dichteveränderungen auf mittleren Skalen lange ausgewaschen sind. Somit bilden sich zuerst wiederum nach der Pancake-Theorie sehr große, massereiche Strukturen wie Superhaufen. Aufgrund der großen Skalen können diese Strukturen erst spät kollabiert sein, bei Rotverschiebungen von $z \leq 3$. Dabei dissipiert die baryonische Materie Energie und bildet kleinere Strukturen wie Galaxien (Top-Down-Theorie). Da die Neutrinos schwach wechselwirken, findet eine derartige Verdichtung für sie nicht statt.

Diese Szenarien beschreiben in Simulationen recht gut die großen Strukturen, d. h. Filamente und Voids; allerdings wird die beobachtete Galaxien-Galaxien-Korrelationsfunktion nur mit der Bedingung reproduziert, dass das Pancaking erst bei Rotverschiebungen $z \leq 1$ stattfindet, was der Beobachtung von Galaxien bei Rotverschiebungen bis etwa 3 widerspricht.

Kalte Dunkle Materie

Kalte Dunkle Materie besteht der Theorie zufolge aus WIMPs, schwach wechselwirkenden massiven Teilchen. Sie sind nicht an die Photonen gekoppelt und folglich können entsprechende Fluktuationen bereits früh wachsen; das Auswaschen findet nur auf sehr kleinen Skalen statt. Somit besteht bereits ein Gravitationspotential, in dem sich baryonische Strukturen bilden können.

Dichtekontraste zur Zeit der Entkopplung sind auf kleinen Massenskalen am größten. Diese Massen kollabieren beim Übergang ins nichtlineare Regime durch die Eigengravitation und virialisieren („violent relaxation“). Dabei entstehen zunächst Objekte in der Größenordnung von Kugelsternhaufen und Galaxien mit den Eigenschaften von Halos. Durch den dissipativen Energieverlust der Baryonen verdichten sich diese zu kleineren Strukturen. Wenn auf größeren Skalen Kollaps stattfindet, können sich Objekte geringerer Ausdehnung zusammenballen (Bottom-Up-Modell).

Szenarien kalter dunkler Materie beschreiben das beobachtete Universum recht gut, d. h. etwa Korrelationsfunktionen sowie Dichten und Gravitationspotentiale von Halos werden in Simulationen reproduziert; allerdings ergeben sich derartige Übereinstimmungen insbesondere bei $\Omega_0 h \sim 0,2$, d. h. Modelle bevorzugen ein offenes Universum, während unser Universum tatsächlich flach ist ($\Omega_0 = 1$). Außerdem besteht bei dieser Art der Strukturentstehung kein Grund für die Annahme, dass das Verhältnis baryonischer Materie zu WIMPs räumlich stark variieren sollte, da bis zu recht kleinen Skalen die Strukturbildung durch gravitative Kräfte erfolgt, denen beide Materietypen unterliegen. Für Heiße Dunkle Materie hingegen dominiert auf kleinen und mittleren Skalen die Wechselwirkung zwischen den Baryonen, Neutrinos bilden aufgrund des Free Streaming keine Störungen dieser Größe aus. Aus Beobachtungen ergibt sich $\Omega_{z=10-30} \approx 0,2 \pm 0,1$ auf Skalen zwischen 10 und 30 Mpc, was in CDM-Szenarien also auch den Dichteparameter des Universums repräsentieren sollte. Zur Lösung dieses „ Ω -Problems“ werden Ansätze durch die Einführung einer kosmologischen Konstante gemacht; diese Lösung stellt das bevorzugte Szenario der Strukturbildung dar.

Quellen und Weiterführendes

Literatur

Edward Kolb, Michael Turner: The Early Universe.

Hans V. Klapdor-Kleingrothaus, Kai Zuber: Teilchenastrophysik.

Weitere Abbildungen und Simulationen:

<http://astro.berkeley.edu/~mwhite/growthofstructure.html>

<http://astro.berkeley.edu/~mwhite/modelcmp.html>

<http://qso.lanl.gov/pictures/Pictures.html>

<http://archive.ncsa.uiuc.edu/Cyberia/Cosmos/PureDMMovies.html>

<http://archive.ncsa.uiuc.edu/Cyberia/Cosmos/TheWorksMovies.html>

<http://universe-review.ca/F03-supercluster.htm>

<http://astronomyonline.org/Cosmology/DarkMatterProject.asp>

http://abyss.uoregon.edu/~js/21st_century_science/lectures/lec27.html