

Thermodynamische Aspekte des Standardmodells der Kosmologie

Ausarbeitung zum Seminarvortrag im Seminar zur Theorie der Teilchen und Felder

Simon Kuberski

19. November 2014

Dieser Seminarvortrag gibt eine Einführung in das Standardmodell der Kosmologie. Beginnend mit einer Wiederholung der grundlegenden Formeln zur Beschreibung der Entwicklung des Universums und der Thermodynamik wird geprüft, ob die Annahme, dass das Universum als System im thermodynamischen Gleichgewicht betrachtet werden kann, gerechtfertigt ist. Die Auswertung der entwickelten Formeln für den Grenzfall ultrarelativistischer Teilchen liefert erste Ergebnisse zur Beschreibung der Temperatur, der Teilchendichten und des Skalenfaktors im frühen Universum. Aus der hergeleiteten Formel für die Entropie können weitere Rückschlüsse über die Temperaturentwicklung gewonnen werden. Die Beschreibung der Entkopplung von Teilchen gibt Aufschluss über die Entwicklung der einzelnen Teilchensorten im Universum und ihrer Eigenschaften. Abschließend wird die Boltzmann-Gleichung als Berechnungsinstrument thermodynamischer Prozesse vorgestellt.

1 Grundlagen

Die Entwicklung des Universums wird mit Hilfe der Friedmann-Gleichung

$$H^2(t) + \frac{k}{R^2} = \frac{8\pi G\rho}{3} \quad \text{mit} \quad H(t) = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)}$$

mit der Hubblekonstante H , dem Krümmungsparameter k , dem Skalen-

faktor R , der Gravitationskonstanten G und der Energiedichte ρ beschrieben. Für das frühe Universum, das in diesem Vortrag betrachtet wird, kann der Krümmungsterm vernachlässigt und die Friedmann-Gleichung durch

$$H^2(t) \approx \frac{8\pi G\rho}{3}$$

dargestellt werden.

Die Beschreibung des Universums mit den Mitteln der Thermodynamik setzt voraus, dass sich die einzelnen Teilchensorten im thermodynamischen Gleichgewicht befinden. Dies kann durch den Vergleich zwischen der Reaktionsrate Γ einer Teilchensorte und der Expansionsrate des Universums H abgeschätzt werden. Für $\Gamma \gg H$ kann angenommen werden, dass eine Teilchensorte sich im Gleichgewicht mit anderen Teilchen befindet.

2 Thermodynamische Beschreibung

Die Ausdrücke für die Teilchendichte n_i , die Energiedichte ρ_i und den Druck p_i einer Teilchensorte hängen von der Anzahl der Freiheitsgrade g_i und der Verteilungsfunktion

$$f_i(\vec{p}) = \frac{1}{e^{\frac{E_i - \mu_i}{T}} \pm 1}$$

mit $+$ für Fermionen und $-$ für Bosonen ab. Im homogenen und isotropen Universum hängen diese Funktionen f_i nur vom Betrag des Impulses und nicht von seiner Richtung und ebenfalls nicht vom Ort der Teilchen ab. Desweiteren kann das chemische Potential μ für das frühe Universum auf null gesetzt werden, die Boltzmannkonstante wird wie die Lichtgeschwindigkeit und das Plancksche Wirkungsquantum mit eins gleichgesetzt. Die Teilchendichte n_i , die Energiedichte ρ_i und der Druck p_i können mit

$$\begin{aligned} n_i &= \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int f_i(\vec{p}) d^3p \\ \rho_i &= \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int E_i(\vec{p}) f_i(\vec{p}) d^3p \\ p_i &= \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int \frac{|\vec{p}|^2}{3E_i(\vec{p})} f_i(\vec{p}) d^3p \end{aligned}$$

berechnet werden. Eine analytische Berechnung der Integrale ist für die beiden Grenzfälle einer nichtrelativistischen und einer ultrarelativistischen Beschreibung möglich. Für den nichtrelativistischen Fall $m \gg T$ lassen sich die Integrale zu

$$\begin{aligned} n_{nr} &= g_i \left(\frac{mT}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m}{T}} \\ \rho_{nr} &= m \cdot n_{nr} \\ p_{nr} &= T \cdot n_{nr} \ll \rho_{nr} \end{aligned}$$

lösen. Dabei gibt es keine Unterschiede in der Beschreibung für Bosonen und Fermionen. Die mittlere Energie kann zu $\langle E \rangle = m + \frac{3}{2}T$ berechnet werden, was der thermischen Energie eines punktförmigen Teilchens entspricht. Es ist zu erkennen, dass die berechneten Größen für kleine Temperaturen T exponentiell unterdrückt werden. Die Energiedichte entspricht einer Massendichte und der Druck ist zu vernachlässigen, es wird feste Materie beschrieben. Für $m \ll T$ muss zwischen Bosonen und Fermionen unterschieden werden. Für Bosonen ergeben sich die Ausdrücke

$$\begin{aligned} n_r &= \frac{\zeta(3)}{\pi^2} g_i T^3 \\ \rho_r &= \frac{\pi^2}{30} g_i T^4 \\ p_r &= \frac{\rho_r}{3}. \end{aligned}$$

Hier ist die Entwicklung der Energiedichte proportional zu T^4 , was der Beschreibung des Stefan-Boltzmann-Gesetzes für die Energiedichte eines schwarzen Strahlers entspricht. Die Berechnung für Fermionen

$$\begin{aligned} n_r &= \frac{3}{4} \left(\frac{\zeta(3)}{\pi^2} g_i T^3 \right) \\ \rho_r &= \frac{7}{8} \left(\frac{\pi^2}{30} g_i T^4 \right) \\ p_r &= \frac{\rho_r}{3} \end{aligned}$$

	2,3 MeV $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ u up	1,275 GeV $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ c charm	173,07 GeV $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ t top	0 0 1 γ Photon	125,9 GeV 0 0 H Higgs Boson
Quarks	4,8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d down	95 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s strange	4,18 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b bottom	0 0 1 g Gluon	
	<2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν_e Elektron-Neutrino	<0,19 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ Myon-Neutrino	<18,2 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ Tau-Neutrino	91,2 GeV 0 1 Z⁰ Z Boson	
Leptonen	0,511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e Elektron	105,7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ Myon	1,777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ Tau	80,4 GeV ± 1 1 W[±] W Boson	Eichbosonen

Abbildung 1: Elementarteilchen des Standardmodells [1]

zeigt, dass der einzige Unterschied zu Bosonen in den Faktoren $\frac{3}{4}$ bzw. $\frac{7}{8}$ besteht.

Die Anzahl der Freiheitsgrade unterscheidet sich für verschiedene Teilchensorten. Sie ist abhängig von den Spinfreiheitsgraden, der Farbladung und davon, ob ein Teilchen ein Antiteilchen hat. Für jedes der sechs Quarks ergeben sich somit zwei Spinfreiheitsgrade, drei Freiheitsgrade für die möglichen Farbladungen und zwei weitere Freiheitsgrade, weil es zu jedem der Quarks ein Antiquark gibt. Elektron, Myon und Tauon haben keine Farbladung und somit jeweils nur sechs Freiheitsgrade. Die zugehörigen Neutrinos werden hier als Majorana-Neutrinos, die ihre eigenen Antiteilchen sind, angenommen und haben somit lediglich zwei Freiheitsgrade. Das masselose Photon hat nur zwei Spinfreiheitsgrade.

Wenn nun eine Beschreibung mehrere Teilchensorten statt der Beschreibung einzelner Sorten stattfinden soll, kann zunächst davon ausgegangen werden, dass der Beitrag der nichtrelativistischen Teilchen auf-

grund der exponentiellen Unterdrückung vernachlässigt werden kann. Es kann also die ultrarelativistische Beschreibung mit

$$\rho_r = \frac{\pi^2}{30} g_* T^4 \quad \text{und} \quad p_r = \frac{\rho_r}{3}$$

gewählt werden. Dabei wird mit g_* der resultierende Freiheitsgrad beschrieben. Für eine Energie, in der alle Teilchensorten relativistisch sind, ergibt sich für diesen Freiheitsgrad

$$g_*(T = 1 \text{ TeV}) = 28 + \frac{7}{8} \cdot 90 = 106,75$$

und setzt sich aus 28 bosonischen und 90 fermionischen Freiheitsgraden zusammen, wobei der Faktor $\frac{7}{8}$ vom Unterschied der Formeln zwischen Fermionen und Bosonen herrührt. Im Fall, dass eine Teilchensorte aus dem thermodynamischen Gleichgewicht ausgekoppelt, jedoch weiterhin relativistisch ist, kann sie eine abweichende Temperatur besitzen. Die allgemeine Form für den Freiheitsgrad wird dann durch

$$g_* = \sum_{i=\text{Bosonen}} g_i \left(\frac{T_i}{T} \right)^4 + \frac{7}{8} \sum_{j=\text{Fermionen}} g_j \left(\frac{T_j}{T} \right)^4$$

berechnet.

Mithilfe der bis jetzt hergeleiteten Beziehungen ist es möglich, den Hubbleparameter zu einer bestimmten Temperatur zu berechnen. Einsetzen in die vereinfachte Friedmann-Gleichung liefert

$$H = 1,6 \sqrt{g_*} \frac{T^2}{m_{Pl}}$$

mit der Planckmasse m_{Pl} . Mit $R(t) \propto \sqrt{t}$ lässt sich außerdem eine Relation zwischen Temperatur und Zeit nach dem Urknall herleiten,

$$t = 0,301 \frac{m_{Pl}}{\sqrt{g_*} T^2}.$$

3 Entropie

Nun ist das Ziel, einen Ausdruck für die Entropie anzugeben und aus diesem weitere Eigenschaften des thermodynamischen Systems abzuleiten. Beginnend mit der differentiellen Definition der Entropie

$$\begin{aligned} dS(V,T) &= \frac{1}{T} [d(\rho(T)V) + p(T)dV] \\ &= \frac{\partial S(V,T)}{\partial V} dV + \frac{\partial S(V,T)}{\partial T} dT \end{aligned}$$

ist es möglich, die beiden partiellen Ableitungen nach V und T zu identifizieren:

$$\begin{aligned} \frac{\partial S(V,T)}{\partial V} &= \frac{1}{T} (\rho(T) + p(T)) \\ \frac{\partial S(V,T)}{\partial T} &= \frac{V}{T} \frac{d\rho(T)}{dT}. \end{aligned}$$

Desweiteren ist es möglich

$$\frac{\partial^2 S(V,T)}{\partial V \partial T} = \frac{\partial^2 S(V,T)}{\partial T \partial V}$$

zu fordern. Das Einsetzen der partiellen Ableitungen in diese Gleichung liefert die Beziehung

$$dp = \frac{\rho + p}{T} dT,$$

welche in obiges Entropiedifferential eingesetzt werden kann. Durch Integration lässt sich damit mit

$$S(V,T) = \frac{V}{T} (\rho + p)$$

eine Formel für die Entropie herleiten. Wenn die Beziehung zwischen dp und dT in den ersten Hauptsatz der Thermodynamik

$$d[(\rho + p)V] = V dp$$

eingesetzt wird, ergibt sich der Ausdruck

$$d \left[\frac{V}{T} (\rho + p) \right] = 0.$$

Damit kann gefolgert werden, dass im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht die Entropie pro mitbewegtem Volumenelement erhalten ist. Die Entropiedichte $s = \frac{S}{V}$ für relativistische Teilchen lässt sich in Abhängigkeit der Temperatur T und dem resultierenden Freiheitsgrad der Entropie

$$g_*^s = \sum_{i=\text{Bosonen}} g_i \left(\frac{T_i}{T} \right)^3 + \frac{7}{8} \sum_{j=\text{Fermionen}} g_j \left(\frac{T_j}{T} \right)^3$$

zu

$$s = \frac{4}{3} \frac{\rho_r}{T} = \frac{4}{3} \frac{\pi^2}{30} g_*^s T^3 = \frac{2\pi^2}{45} g_*^s T^3$$

bestimmen. Die Entropieerhaltung impliziert $s \propto R^{-3}$ und damit lässt sich die Anzahl der Teilchen in einem Volumenelement durch

$$N \equiv R^3 n \equiv \frac{n}{s}$$

beschreiben. Aus $S \propto g_*^s T^3 R^3 = \text{const.}$ folgt außerdem

$$T \propto (g_*^s)^{-\frac{1}{3}} R^{-1}.$$

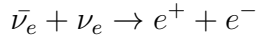
Das heißt, dass die Temperatur der Teilchen im thermodynamischen Gleichgewicht antiproportional zur Entwicklung des Skalenfaktors verläuft, solange sich die resultierende Anzahl der Freiheitsgrade nicht verändert. Eine Veränderung findet statt, falls eine Teilchensorte nichtrelativistisch wird, oder die Temperatur einer Teilchensorte von der Photonentemperatur abweicht.

4 Entkopplung

Der Prozess, in dem eine Teilchensorte das thermodynamische Gleichgewicht verlässt, wird als Entkopplung bezeichnet. Die Temperaturentwicklung findet dann unabhängig von der des im Gleichgewicht befindlichen Systems statt. Für masselose Teilchen

verändert sich die Temperatur mit $T \propto R^{-2}$, für massive Teilchen mit $T \propto R^{-2}$.

Als ein Beispiel für Entkopplung kann die Neutrinoentkopplung beschrieben werden. Neutrinos werden durch Reaktionen wie



im Gleichgewicht gehalten. Sie interagieren über die schwache Wechselwirkung mit den anderen Teilchen im Gleichgewicht. Der Zeitpunkt der Entkopplung kann über das Verhältnis der Reaktionsrate der Neutrinos und der Expansionsrate des Universums beschrieben werden. Wenn dieses eins ist, kann von einer Entkopplung ausgegangen werden. Mit dem Wirkungsquerschnitt für die schwache Wechselwirkung

$$\sigma \approx G_F^2 T^2$$

folgt

$$\frac{\Gamma}{H} \sim \frac{n\sigma v}{T^2/m_{Pl}} \sim \frac{G_F^2 T^5}{T^2/m_{Pl}} \sim \left(\frac{T}{1 \text{ MeV}} \right)^3.$$

Durch genauere Rechnungen lässt sich zeigen, dass die Entkopplungsprozesse der drei Neutrinoarten bei Temperaturen knapp über 1 MeV stattfinden. Aufgrund der Formeln für die Temperaturentwicklung der Teilchen im Gleichgewicht

$$T \propto (g_*^s)^{-\frac{1}{3}} R^{-1}$$

und entkoppelter, masseloser Teilchen

$$T_{m=0} \propto R^{-1}$$

lässt sich erkennen, dass die Entkopplung der Neutrinos nicht an ihrer Temperatur zu erkennen ist, so lange g_*^s konstant bleibt.

Wenn die Neutrinos entkoppelt sind, befinden sich nur noch die Elektronen, ihre Antiteilchen die Positronen und die Photonen im thermodynamischen Gleichgewicht.

Elektronen und Positronen entkoppeln kurz nach den Neutrinos bei Temperaturen um 1 MeV, wenn die Energie eines Photons nicht mehr für die Paarbildung ausreicht. Der effektive Freiheitsgrad der Entropie g_*^s ändert sich, während die Entropie im Volumenelement, wie oben gezeigt, konstant bleibt. Es findet ein Entropietransfer zu den Photonen, den einzig im Gleichgewicht verbliebenen Teilchen, statt. Dieser lässt sich bestimmen, wenn die resultierenden Freiheitsgrade der Entropie vor und nach der Entkopplung der e^\pm betrachtet werden. Vor der Entkopplung tragen Elektronen, Positronen und Photonen zu diesem bei, so dass

$$(g_*^s)_{>1 \text{ MeV}} = 2 \cdot 2 \cdot \frac{7}{8} + 2 = \frac{11}{2},$$

nach der Entkopplung lediglich die Photonen

$$(g_*^s)_{<1 \text{ MeV}} = 2.$$

Wegen der Entropieerhaltung gilt

$$(g_*^s (RT)^3)_{>1 \text{ MeV}} = (g_*^s (RT)^3)_{<1 \text{ MeV}}$$

und somit lässt sich

$$(RT)_{<1 \text{ MeV}} = \left(\frac{11}{4} \right)^{\frac{1}{3}} (RT)_{>1 \text{ MeV}} \sim 1,4 (RT)_{>1 \text{ MeV}}$$

herleiten. Da die bereits entkoppelten Neutrinos nicht am Entropietransfer partizipieren gilt nach Abschluss der Entkopplung der Elektronen die Beziehung

$$T_\nu = \left(\frac{4}{11} \right)^{\frac{1}{3}} T_\gamma$$

zwischen den Temperaturen von Neutrinos ν und Photonen γ . Da der Photonenhintergrund im heutigen Universum auf $T_\gamma = 2,73 \text{ K}$ bestimmt werden kann,

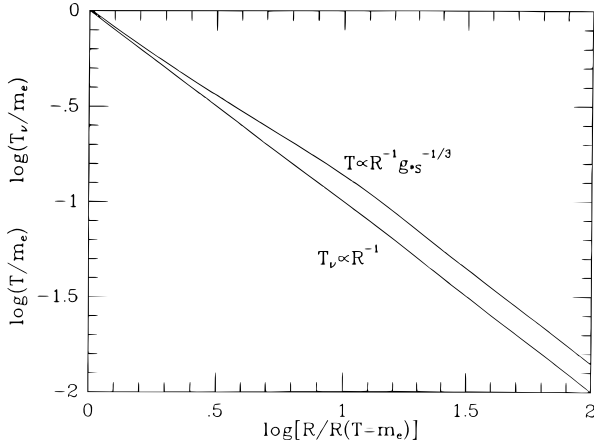


Abbildung 2: Temperaturentwicklungen im Zeitraum der e^\pm -Entkopplung [3]

ließe sich ein Neutrinohintergrund von $T_\nu = 1,95$ K erwarten. Dieser ist jedoch nicht experimentell bestimmt worden. Dies kann zum einen daran liegen, dass niederenergetische Neutrinos nur extrem selten über die schwache Wechselwirkung reagieren. Zum anderen legen Experimente zur Neutrinooszillation nahe, dass Neutrinos nicht masselos sind. Dies würde in einem schnelleren Abfall der Temperatur seit der Entkopplung, die in der Frühphase des Universums stattfand, resultieren. Ein möglicher Neutrinohintergrund bestünde aus nichtrelativistischen Neutrinos mit deutlich geringerer Temperatur.

Durch den Entropietransfer ist die Photonentemperatur nicht erhöht worden, sondern es wurde lediglich ihr lediglich ihr Abfallen verlangsamt. Die Entwicklung der beiden Temperaturen im Zeitraum der e^\pm -Entkopplung ist in Abbildung 2 aufgetragen. Die Entwicklung der Teilchen im thermodynamischen Gleichgewicht kann mit Hilfe der Entwicklung der effektiven Freiheitsgrade in Abbildung 3 anschaulich gemacht werden. Bei Temperaturen von 1 TeV sind alle Teil-

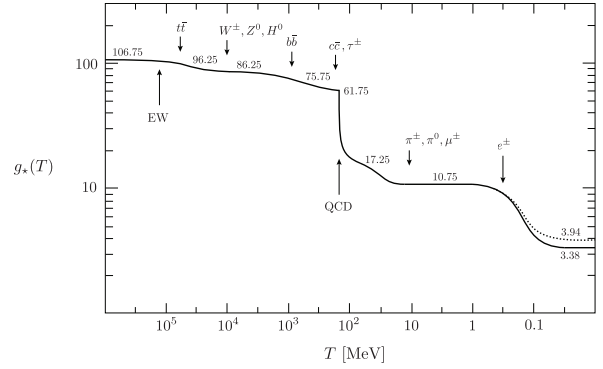


Abbildung 3: Entwicklung der effektiven Freiheitsgrade [2]

chen relativistisch und im thermodynamischen Gleichgewicht, der effektive Freiheitsgrad beträgt, wie oben berechnet, 106,75. Die Top-Quarks als schwerste Teilchen des Standardmodells werden zuerst nichtrelativistisch, weshalb die Anzahl der Freiheitsgrade sinkt. Die W^\pm -, Z^0 - und Higgs-Bosonen sind die nächsten Teilchen, die, in etwa zum selben Zeitpunkt nichtrelativistisch werden. In der Grafik ist zu erkennen, dass auch die Zeitpunkte, an denen die Charm- und Bottom-Quarks so wie das Tauon entkoppeln, angegeben sind. Für die drei leichtesten Quarks ist dies nicht der Fall, es ist jedoch ein starker Abfall der Freiheitsgrade zu erkennen. Dies liegt daran, dass die Quarks bei Temperaturen um 150 MeV ihre asymptotische Freiheit verlieren und hadronisieren. Da die Hadronen mit Ausnahme der Pionen nichtrelativistisch sind, kommt es zu einem starken Abfall der Freiheitsgrade. Aufgrund der abweichenden Temperatur der relativistischen Neutrinos gegenüber der Photonentemperatur kommt es nach der Entkopplung der e^\pm zu einer Abweichung zwischen den beiden Freiheitsgraden g_* und g_*^S (gestrichelte Linie) in denen das Verhältnis dieser Temperaturen zu verschiedenen Potenzen eingehen.

5 Die Boltzmann-Gleichung

Wenn eine genauere Beschreibung der Entkopplungsprozesse erfolgen soll, ist es zweckmäßig, die Boltzmann-Gleichung

$$\hat{\mathbf{L}}[f] = \mathbf{C}[f]$$

anstatt der Näherung $\Gamma < H$ zu verwenden. Der Liouville-Operator in der Gleichung kann in der FRW-Metrik mit Homogenität und Isotropie die Raumes durch

$$\hat{\mathbf{L}}[f(E,t)] = E \frac{\partial f}{\partial t} + 3 \frac{\dot{R}}{R} |\vec{p}|^2 \frac{\partial f}{\partial E}$$

ausgedrückt werden. Er hängt also von der Energie einer Teilchensorte, der Verteilungsfunktion, dem Impuls und dem Skalenfaktor ab. Für die Boltzmann-Gleichung folgt damit

$$\frac{dn}{dt} + 3 \frac{\dot{R}}{R} n = \frac{g}{(2\pi)^3} \int \mathbf{C}[f] \frac{d^3 p}{E}$$

Der Kollisionsterm auf der rechten Seite der Gleichung kann für den Prozess $\psi + a + \dots \leftrightarrow i + j + \dots$ bei der Annahme, dass CP-Invarianz herrscht und ein System ohne Bose-Einstein Kondensation und Fermi-Entartung, also ohne mehrfach besetzte Zustände, betrachtet wird, wie folgt beschrieben werden:

$$\begin{aligned} & \frac{g}{(2\pi)^3} \int \mathbf{C}[f] \frac{d^3 p_\psi}{E_\psi} = \\ & = - \int d\Pi_\psi d\Pi_a \dots d\Pi_i d\Pi_j \dots (2\pi)^4 |M|^2 \cdot \\ & \quad \cdot \delta^4(p_\psi + p_a + \dots - p_i - p_j \dots) \cdot \\ & \quad \cdot [f_a \dots f_\psi - f_i f_j \dots] \end{aligned}$$

Dabei wird mit $d\Pi_i$ über alle Teilchensorten im thermodynamischen Gleichgewicht integriert. Das Matrixelement $|M|^2$ beschreibt die Übergangswahrscheinlichkeiten der Teilchen in den vorhandenen Reaktionen, die

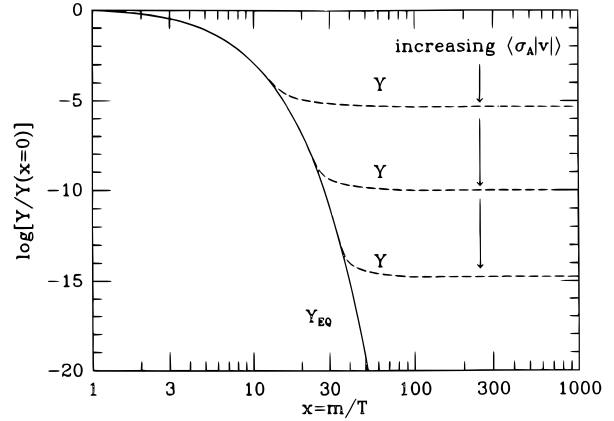


Abbildung 4: Ausfrieren der massiven Teilchen. [3]

Terme f_i beschreiben die Phasenraumlichkeiten der enthaltenen Teilchenarten und die vierdimensionale Deltadistribution sorgt für die Viererimpulserhaltung. Wenn nur der Prozess $\Psi \bar{\Psi} \rightarrow X \bar{X}$, also die Annihilation von Teilchen und Antiteilchen mit anschließender Paarbildung, betrachtet wird, lässt sich die Boltzmann-Gleichung vereinfachen und es können weitere Schlüsse gezogen werden. Mit den Skalierungen auf die dimensionslosen Größen $Y = \frac{n}{s}$ und $x = \frac{m}{T}$ folgt für die Boltzmann-Gleichung für die beschriebene Reaktion

$$\frac{dY}{dx} = \frac{-x \langle \sigma v \rangle s}{H} (Y^2 - Y_{EQ}^2)$$

Die Änderung von Y , der Teilchenanzahl, nach x , das mit sinkender Temperatur steigt, hängt also vom Wirkungsquerschnitt der Reaktion σ , der Geschwindigkeit v , der Entropiedichte und dem Hubble-Parameter ab. Der Faktor Y_{EQ} ist der Wert von Y für die Teilchen im thermodynamischen Gleichgewicht. Wie in Abbildung 4 zu erkennen, sinkt die Teilchenzahl im Gleichgewicht stark ab (durchgezogene Linie). Wenn eine Teilchensorte entkoppelt, verläuft Y wie in den gestrichelten Linien dargestellt. Der Zeitpunkt

des Entkoppelns wird durch eine Erhöhung des Wirkungsquerschnitts nach hinten verschoben, was die Teilchenanzahl nach der Entkopplung verringert.

6 Zentrale Ergebnisse

Als erstes zentrales Ergebnis kann festgehalten werden, dass das Verhältnis aus Reaktions- und Expansionsrate Aufschluss darüber gibt, ob ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht vorliegt. Desweiteren wurde gezeigt, dass nur relativistische Teilchen als Teil des Gleichgewichts betrachtet werden müssen, da das Vorkommen von nichtrelativistischen Teilchen exponentiell unterdrückt wird. Eine Betrachtung des Universums als System im thermodynamischen Gleichgewicht ist nur in den ersten Minuten nach dem Urknall bei entsprechend hohen Energien gerechtfertigt. Jedoch bestimmen die Ereignisse in diesem Zeitraum alle weiteren Entwicklungen im Universum. Im lokalen Gleichgewicht ist die Entropie pro mitbewegtem Volumenelement erhalten, was beim Entkoppeln einer Teilchensorte Auswirkungen auf die Gleichgewichtstemperatur hat. Schließlich wurde gezeigt, dass die Reaktionsrate einer Teilchensorte die Häufigkeit dieser nach dem Entkoppeln bestimmt.

Literatur

- [1] Wikimedia Commons. *File:Standard Model of Elementary Particles-de.svg*. Abgerufen am 01.11.2014.
- [2] Baumann, Daniel A. *Cosmology, Chapter 3 Thermal History*. Centre for Mathematical Sciences, University of Cambridge. 2014
- [3] Kolb, Edward und Turner, Michael. *The Early Universe*. Addison-Wesley. 1990
- [4] Bergström, Lars und Goobar, Ariel. *Cosmology and Particle Astrophysics*. Springer. 2003
- [5] Cheng, Ta-Pei. *Relativity, gravitation and cosmology*. Oxford University Press. 2005
- [6] Roos, Matts. *Introduction to Cosmology Third Edition*. John Wiley & Sons, Ltd. 2003