

# Baryogenese

Dirk Hesse\*

29. Juni 2005

Das Problem der Baryogenese zeigt eindrucksvoll die Schwächen des Standardmodells der Elementarteilchen, einer der bestbestätigtsten physikalischen Theorien, auf. Offensichtlich besteht das bekannte Universum fast ausschließlich aus Materie, Antiteilchen sind praktisch nicht vorhanden. Alle Prozesse im Standardmodell, die eine solche Symmetrieverletzung hervorrufen könnten sind jedoch bei weitem zu schwach. Am Phänomen der Baryonenzahlnichterhaltung zeigt das Standardmodell selbst seine Schwächen auf.

## Inhaltsverzeichnis

<b>1 Grundlagen</b>	<b>1</b>
1.1 Empirische Evidenz . . . . .	2
<b>2 Sakharov-Kriterien</b>	<b>2</b>
2.1 B-Nichterhaltung . . . . .	2
2.2 Verletzung von C und CP . . . . .	3
2.3 Nichtgleichgewichtsbedingungen . . . . .	4
<b>3 Zwei Fallstudien</b>	<b>4</b>
3.1 Baryogenese durch Bosonenzerfall . . . . .	4
3.2 Elektroschwache Baryogenese . . . . .	5
3.2.1 Erinnerung: Symmetriebrechung in Eichtheorien . . . . .	5
3.2.2 Phasenübergänge . . . . .	5
3.2.3 B-Nichterhaltung im Standardmodell . . . . .	6
3.2.4 Baryogenese am Phasenübergang . . . . .	6
<b>4 Zusammenfassung</b>	<b>6</b>

## 1 Grundlagen

Zunächst werden einige grundlegende Größen eingeführt, die die Symmetrieverletzung zwischen Materie und Antimaterie quantifizieren sollen. Die Anzahldichte einer Teilchenart  $X$  wird als  $n_X$  notiert. Als erste Arbeitsgröße definiert man nun das Verhältnis zwischen Baryonen- und Photonendichte als

---

\*dirk.hesse@uni-muenster.de

$$\beta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma}$$

Das Problem bei dieser Größe ist, dass die Photonendichte mit der Evolution des Universums stark schwankt. Konstant ist aber die Entropiedichte des Universums:

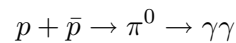
$$s = (p + \rho)/T = \frac{2\pi^2}{45} g_s(T) T^3$$

Hierbei ist  $p$  die Impuls- und  $\rho$  die Energiedichte des Universums.  $g_s$  ist proportional der Anzahl der Teilchenarten  $X$  mit  $m_X < t$ . Wir definieren hiermit

$$\beta_s = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s}$$

## 1.1 Empirische Evidenz

Woher wissen wir, dass die Baryon-Antibaryon-Symmetrie verletzt ist? Natürlich aus Beobachtungen. Die Planeten, die uns umgeben sind sicherlich aus Materie, wir haben Sonden zu vielen von ihnen geschickt. Die Sonne ist mit Sicherheit auch baryonisch (der Sonnenwind ist baryonisch!). Wenn auf größeren Maßstäben Domänen antibaryonischer Materie existieren würden, käme es an der Grenze zwischen baryonen- und antibaryonendominierter Regionen zur Reaktion



Solch einen erhöhten Gammafluss würde man aber in der CMBR erkennen, was nicht der Fall ist.

Heutige Messungen gehen von einem Baryon-Zu-Photon-Verhältnis von  $\beta \approx 3 \times 10^{-10}$  aus.

## 2 Sakharov-Kriterien

Die erste Quantifizierung der Voraussetzungen für eine Baryogenese stellte der Soviet-Russische Physiker Andrei D. Sakharov im Jahre 1976 auf. Diese nach ihm benannten Sakharov-Kriterien lauten:

- B-Nichterhaltung
- Verletzung von C und CP
- Nichtgleichgewichtsbedingungen

Diese Bedingungen werden wir im Folgenden genauer studieren.

### 2.1 B-Nichterhaltung

Natürlich muss jede Theorie, die ein  $\beta \neq 0$  generieren soll, bayonenzahlnichterhaltende Prozesse enthalten. Interessanterweise ist dies für das Standardmodell der Fall. Wie diese Prozesse ablaufen wird in Abschnitt 3.2 grob dargestellt werden.

Starke Indizien dafür, dass in der B-Nichterhaltende Prozesse möglich sein müssen, sind die Theorie des inflationären Universums und eine im Falle einer B-Erhaltung auftretende hypothetische Baryonenwechselwirkung.

Eine Phase der inflationären Expansion im frühen Universum ist nötig, um Lösungen für u.a. das Flachheits- und das Horizontproblem zu finden. Damit dies gelingen kann, muss die inflationäre Phase, in der der kosmische Skalenfaktor wie

$$R(t) \propto e^{HT}$$

(mit dem Hubbleparameter  $H$ ) wuchs, mindestens 60-70 Hubble-Zeiten angedauert haben ( $H\Delta t \approx 60 - 70$ ). Soll nun während der inflationären Phase die Baryonenzahl erhalten bleiben, muss sich die Baryonendichte  $\rho_B$  verhalten haben wie

$$\rho_B \propto \frac{1}{R^4(t)} \propto e^{-4Ht}$$

Aus energetischen Überlegungen kann in diesem Fall die Inflationäre Phase nicht länger als 6-7 Hubble-Zeiten gedauert haben - das ist eine Größenordnung zu wenig!

Das zweite Argument gegen eine Baryonenzahlerhaltung läuft folgendermaßen: Eine Ladungserhaltung bedeutet eine U(1)-Eichinvarianz. Damit sind Austauscheteilchen - und damit assoziiert eine Kraft - verbunden. Wir müssten also eine langreichweitige Kraft beobachten. Da das nicht der Fall ist, kann man die (hypothetische) baryonische Kopplung abschätzen auf  $\alpha_B < 10^{-44}$ , für die Elektrodynamik gilt z.B.  $\alpha_{ED} = \frac{1}{137}$ .

## 2.2 Verletzung von C und CP

Wir wissen, dass C und CP schon im Standardmodell nicht erhalten sind. Allerdings lässt sich das CPT-Theorem beweisen, nach dem alle lorentzinvarianten Eichtheorien CPT-Symmetrie besitzen müssen. Daraus lernen wir, dass für eine Teilchenart  $X$  die Gesamtzerfallsbreiten  $\Gamma_X$  und  $\Gamma_{\bar{X}}$  für Teilchen und Antiteilchen gleich sein müssen. Allerdings können sie für verschiedene Zerfallskanäle (da C und CP verletzt sein können) verschieden sein. Symmetrie in C und CP hieße also Baryonenzahlerhaltung.

Das wohl bekannteste Experiment für die CP-Verletzung ist der Zerfall des neutralen Kaons, das scheinbar in zwei Arten vorkommt, die verschiedene Lebensdauern besitzen:

$$\begin{aligned} \tau(K_S^0 \rightarrow 2\pi) &= 0.9 \times 10^{-10} \text{ s} \\ \tau(K_L^0 \rightarrow 3\pi) &= 0.5 \times 10^{-7} \text{ s} \end{aligned}$$

Die Idee ist, dass diese verschiedenen Arten des Kaons Überlagerungen aus Teilchen und Antiteilchen sind, die CP-verletzend zerfallen:

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \sqrt{\frac{1}{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad CP = +1 \\ |K_L^0\rangle &= \sqrt{\frac{1}{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad CP = -1 \end{aligned}$$

Dieses Phänomen ist bis heute nicht vollständig verstanden, keiner der Erklärungsansätze ist wirklich befriedigend. Fest steht aber: Das Kaon zerfällt CP-Verletzend.

## 2.3 Nichtgleichgewichtsbedingungen

Das letzte der Sakharovkriterien ist das Vorhandensein von Nichtgleichgewichtsbedingungen. Aus der statistischen Physik wissen wir, dass die chemischen Potentiale von Teilchen und Antiteilchen im Gleichgewicht die Bedingung  $\mu + \bar{\mu} = 0$  erfüllen. Aus der Verteilungsfunktion für ein ideales Gas,

$$f(p) = \frac{1}{\exp\left[\frac{(\sqrt{p^2 + m^2} - \mu)/T}{\pm 1}\right]},$$

erhalten wir für die Differenz aus den Dichten von Teilchen und Antiteilchen (hier im Falle von Fermionen)

$$\begin{aligned} n_Q = n - \bar{n} &= g_s \int \frac{d^3p/(2\pi)^3}{\exp\left[\frac{(\sqrt{p^2 + m^2} - \mu)/T}{\pm 1}\right] + 1} \\ &\quad - g_s \int \frac{d^3p/(2\pi)^3}{\exp\left[\frac{(\sqrt{p^2 + m^2} + \mu)/T}{\pm 1}\right] + 1} \\ &= 0 \quad \text{im Gleichgewicht} \end{aligned}$$

## 3 Zwei Fallstudien

Wir wollen nun zwei konkrete Beispiele für Szenarien betrachten, in denen Baryogenese stattfindet.

### 3.1 Baryogenese durch Bosonenzerfall

Ein sehr einfacher Fall ist der folgende: Teilchen der Sorten  $X$  und  $Y$  zerfallen in nicht B-erhaltenden Prozessen. Es sind immer zwei B-nichterhaltende Prozesse zur Baryogenese nötig. Wir werden sehen, dass in erster Ordnung Störungstheorie stets B-Erhaltung gilt. Erst bei Hinzunahme von Schleifendiagrammen kann bei Beteiligung zweier Teilchenspezies „baryonische Ladung“ entstehen.

Betrachte Teilchen  $X, Y$  mit Zerfallskanälen:

$$\begin{aligned} X &\rightarrow \bar{i}_1 + i_2 \\ X &\rightarrow \bar{i}_3 + i_4 \\ Y &\rightarrow \bar{i}_3 + i_1 \\ Y &\rightarrow \bar{i}_4 + i_2 \end{aligned}$$

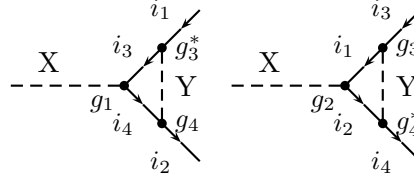
Für die Raten der Baryonenerzeugung gilt:

$$\begin{aligned} \epsilon_X &= \sum_f \frac{\Gamma(X \rightarrow f) - \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma_X} \\ \epsilon_Y &= \sum_f \frac{\Gamma(Y \rightarrow f) - \Gamma(\bar{Y} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma_X} \end{aligned}$$

Hierbei ist  $B_f$  die Baryonenzahl des Endzustandes  $f$ . Durch das CPT-Theorem erhalten wir sofort, dass

$$\Gamma(X \rightarrow \bar{i}_1 i_2) = \gamma(\bar{X} \rightarrow i_1 \bar{i}_2)$$

und analoge Gleichungen. Wir müssen also Korrekturen erster Ordnung hinzunehmen. Hierzu betrachten wir Graphen der Form



Jetzt erhalten wir durch Interferenz von Baumgraphen und Loops

$$\begin{aligned}\Gamma(X \rightarrow \bar{i}_1 i_2) &= g_1 g_2^* g_3 g_4^* I_{XY} + (g_1 g_2^* g_3 g_4^* I_{XY})^* \\ \Gamma(\bar{X} \rightarrow i_1 \bar{i}_2) &= g_1^* g_2 g_3^* g_4 I_{XY} + (g_1^* g_2 g_3^* g_4 I_{XY})^*\end{aligned}$$

Und damit

$$\Gamma(X \rightarrow \bar{i}_1 i_2) - \Gamma(\bar{X} \rightarrow i_1 \bar{i}_2) = 4\Im I_{XY} \Im(g_1^* g_2 g_3^* g_4)$$

Schließlich nach gleicher Rechnung für den anderen Zerfallskanal:

$$\epsilon_X = \frac{4}{\Gamma_X} \Im I_{XY} \Im(g_1^* g_2 g_3^* g_4) [(B_{i_4} - B_{i_3}) - (B_{i_2} - B_{i_1})]$$

Wichtigste Zutat ist also die Anwesenheit zweier B-nichterhaltender Zerfälle, wobei die CP-Verletzung aus der Interferenz von Baumdiagrammen und Schleifen entsteht. Dies manifestiert sich im Allgemeinen in komplexen Kopplungskonstanten.

## 3.2 Elektroschwache Baryogenese

### 3.2.1 Erinnerung: Symmetriebrechung in Eichtheorien

Man betrachte eine Lagrangedichte der Form

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - \left(\frac{1}{2}\mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4}\lambda \phi^4\right)$$

für den Fall  $\mu^2 < 0$  erhalten wir ein Doppelmuldenpotential mit Minimum bei  $\phi = \pm u = \pm \sqrt{-\mu^2/\lambda}$ . Eine Entwicklung um eines dieser Minima liefert einen (in der freien Theorie zunächst nicht erlaubten) Massenterm für die Eichbosonen, man spricht hier von spontaner Symmetriebrechung. Die Massenerzeugung durch den Higgs-Mechanismus erfolgt auf diese Weise.

### 3.2.2 Phasenübergänge

Im Allgemeinen ist der Potentialterm in der Lagrangedichte einer Eichtheorie abhängig von der Temperatur. Mitunter kann es vorkommen, dass aus einem Parabolischen Potential bei geringerer Temperatur eines entsteht, dass mehrere Minima besitzt. Entstehen diese bei Temperaturreduzierung stetig aus dem ursprünglichen Vakuumzustand, so redet man von einem Phasenübergang zweiter Ordnung. Dementsprechend nennt man einen unstetigen Übergang einen Phasenübergang erster Ordnung.

### 3.2.3 B-Nichterhaltung im Standardmodell

Im Standardmodell sind die Vakuumzustände der schwachen Theorie nicht eindeutig, sondern das Potential weist periodisch Minima auf. Die Vakuumzustände können mit der Chern-Simons-Zahl  $N_{CS}$  charakterisiert werden. Es ist möglich, dass ein System den Vakuumzustand wechselt. Sogenannte Sphaleronen sind instabile, Lösungen der Feldgleichung, die zwischen den Vakua existieren. Es ist ebenfalls für ein System möglich, durch die 8-10 GeV hohe Energiebarriere zwischen den Vakua zu tunneln. Solche Lösungen nennt man Instantonen. Allerdings sind ja bekanntlich Tunneleffekte exponentiell unterdrückt, also sehr unwahrscheinlich. Wichtig ist zu bemerken, dass die Höhe der Energiebarriere zwischen den Vakua proportional zu Bosonenmasse ist. Diese wird durch Spontane Symmetriebrechung an einem Phasenübergang erzeugt. Also sind in der Nähe der ungebrochenen Phase Bosonenmasse und damit die Energiebarriere klein und damit Sphaleronen- und Instantonenübergänge in hoher Rate möglich. Bei jedem dieser Übergänge entstehen Baryonen, es kommt zur Baryogenese! Um allerdings die nahezu maximale Verletzung der B-Symmetrie, die scheinbar im Universum vorliegt, zu erklären sind diese Effekte zu schwach.

### 3.2.4 Baryogenese am Phasenübergang

Wir betrachten nun einen elektroschwachen Phasenübergang erster Ordnung. Hierbei entstehen „Blasen“, bei denen im Inneren die gebrochene, außen die ungebrochene Phase zu finden ist. Man unterscheidet zwei Arten der Baryogenese:

**Lokale Baryogenese** Hier entstehen Baryonen bei CP- und B-verletzenden Prozessen an der Blasenwand

**Nichtlokale Baryogenese** An der Blasenwand finden Prozesse statt, die eine Asymmetrie in einer anderen Quantenzahl als B hervorrufen. Diese wird in die ungebrochene Phase getragen und dort in eine B-Asymmetrie verwandelt

Wir wollen uns mit nichtlokaler Baryogenese etwas näher befassen. Wie wir nun wissen befindet sich innerhalb der Blase eine gebrochene Higgsphase, in der Sphaleronen exponentiell unterdrückt sind. Außerhalb der Blase ist die Higgs-Phase ungebrochen, Sphaleronenübergänge sind nicht unterdrückt.

Bei einer dünnen Blasenwand sehen Teilchen, die auf sie zufliegen nur eine dünne Potentialbarriere. An dieser finden nun CP-verletzende Prozesse statt. Folglich wird es einen Strom von linkshändigen (bzgl. CP) Teilchen geben, der ungleich dem der rechtshändigen Teilchen ist. Außerhalb der Blase kann genau diese Asymmetrie in eine B-Asymmetrie verwandelt werden.

Haben wir es allerdings mit einer dicken Blasenwand zu tun, so erhalten wir das folgende Szenario: Während die Wand vorbeizieht, können lokale Ladungen entstehen, die in der gebrochenen Phase erhalten sind. Diese Ladungen können gewissermaßen in die ungebrochene Phase diffundieren und dort in Baryonische Ladung umgewandelt werden.

## 4 Zusammenfassung

Wir haben gesehen, dass wir offensichtlich in einer B-Asymmetrischen Welt leben. Dies stützt man auf das Fehlen von Strahlung aus Annihilationsreaktionen in der kosmischen Hintergrundstrahlung.

Als Bedingungen für das Ablaufen von Baryogenese gelten die Sakharov-Kriterien

- B-Nichterhaltung
- CP-Verletzung
- Nichtgleichgewichtsbedingungen

Eine B-Nichterhaltung drängte sich durch Überlegungen zur Inflation auf. Wenn eine CP-Erhaltung gelten würde, benötigten wir asymmetrische Anfangsbedingungen, die man aus ästhetischen Gründen eher ablehnen würde. Die Nichtgleichgewichtsbedingungen sind Voraussetzung, da im Gleichgewicht immer  $n_B = n_{\bar{B}}$  gelten würde.

Weiter haben wir zwei konkrete Szenarien kennengelernt: Bei der Baryogenese durch Bosonenzerfall kam es vor allem auf die Interferenz zweier B-nichterhaltender Zerfälle an, da in Baumgraphen immer B-Erhaltung gilt. Die elektroschwache Baryogenese entsteht aus der Entartung der Vakua in der elektroschwachen Theorie. Hier sind Übergänge (Sphaleronen) zwischen Vakuumzuständen möglich, bei denen baryonische Ladung entsteht.

Es muss erneut betont werden, dass all diese Modelle nicht in der Lage sind, die nahezu maximale B-Asymmetrie im Universum stichhaltig zu erklären. Die Suche nach einem geeigneten Mechanismus ist lange nicht beendet.