

Baryogenese

Janine Hütig *

1. Februar 2007

Die Frage, warum es überhaupt Materie gibt, ist bis heute ungelöst und stellt gut bewährte Theorien wie das Standardmodell der Elementarteilchentheorie vor ein großes Problem. In diesem Vortrag möchte ich kurz die Grundproblematik erläutern und einige Lösungsansätze vorstellen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Baryonenasymmetrie	2
2.1	Evidenzen	2
2.2	Größe	2
3	Sakharov-Kriterien	3
3.1	\mathcal{C} - und \mathcal{CP} -Verletzung	3
3.2	Verletzung des thermischen Gleichgewichts	4
4	Physikalische Modelle	4
4.1	Grand Unified Theory (GUT)	5
4.1.1	B-Verletzung	5
4.1.2	\mathcal{C} - und \mathcal{CP} -Verletzung	5
4.1.3	Bedingungen für Baryonenasymmetrie in der GUT	6
4.1.4	Problem der GUT	7
4.2	Elektroschwache Baryogenese (EWB)	7
4.2.1	Phasenübergänge	7
4.2.2	Sphaleronen	9
4.2.3	Problem der elektroschwachen Baryogenese	11
4.3	Leptogenese	11
5	Zusammenfassung	12
6	Literaturliste	12

*j.huetig@uni-muenster.de

1 Einleitung

In der Natur ist meist alles symmetrisch, daher kann man auch davon ausgehen, dass zu Beginn des Universums genauso viel Materie n_B wie Antimaterie $n_{\bar{b}}$ existierte. Dies hätte jedoch eine Annihilationsreaktion

$$b + \bar{b} \rightarrow \gamma\gamma$$

zur Folge, wonach sich alle Materie und Antimaterie vernichtet und wir erhielten $n_B = n_b - n_{\bar{b}} = 0$, also gar keine Materie. Daher stellt sich nun die Frage, warum es überhaupt Materie gibt, wenn man von symmetrischen Anfangsbedingungen ausgehen will. Wir werden später sehen, dass man den unsymmetrischen Fall ausschließen kann.

2 Baryonenasymmetrie

2.1 Evidenzen

Auf der Erde gibt es keine Antimaterie, abgesehen von der wenigen, die in Beschleunigern erzeugt wurde. Auch der Mond muss baryonisch sein, denn sonst wäre schon Neil Armstrong auf dem Mond zerstrahlt. Ebenso kann man Antimaterie im gesamten Sonnensystem ausschließen, denn die Sonden von anderen Planeten sind nicht zerstrahlt, außerdem ist der Sonnenwind baryonisch.

Nun könnte man davon ausgehen, dass es im Universum baryonische und antibaryonische Bereiche gibt und wir zufällig in einer baryonischen Nische leben. Aber dann müsste es im Grenzgebiet dieser Bereiche zu obiger Annihilationsreaktion kommen und man müsste in der kosmischen Strahlung (CMB) einen erhöhten Gammafluss nachweisen können, was aber nicht der Fall ist. Somit gibt es tatsächlich eine effektive Baryonenzahl $n_B \neq 0$.

2.2 Größe

Heutige Messungen gehen von

$$4,7 \cdot 10^{-10} < \eta = \frac{n_b - n_{\bar{b}}}{n_\gamma} < 6,5 \cdot 10^{-10} \quad (1)$$

aus. Hierbei liegt der theoretisch ermittelte Wert bei $\eta = (6,15 \pm 0,3) \cdot 10^{-10}$. Da die Photonendichte mit der Evolution des Universums schwankt, die Entropiedichte s jedoch konstant ist, gibt man oft auch

$$B = \frac{n_B}{s} \approx (6,7 - 9,2) \cdot 10^{-11} \quad (2)$$

an, mit $s = \frac{\pi^2}{45} g_* T^3 \approx 7,04 n_\gamma$, wobei g_* einen masselosen Freiheitsgrad bezeichnet.

Um diese Werte zu ermitteln, gibt es zwei Möglichkeiten

1. Urknall-Nukleosynthese
2. WMAP

Die Urknall-Nukleosynthese misst die derzeitigen Werte von Helium, Deuterium, Lithium 3 und Lithium 7, um davon ausgehend rückwärts zu berechnen, welche ursprüngliche Menge an Baryonen vorhanden war (siehe Vortrag „Nukleosynthese“). Bei WMAP (Microwave Anisotropy Probe) handelt es sich um einen Satelliten, der nun seit 3 Jahren die kosmische Hintergrundstrahlung vermisst und auch kleinste Abweichungen der Größenordnung 10^{-5}K vom Grundwert $T = 2,75\text{K}$ detektieren kann. Da die Entwicklung dieser Fluktuationen abhängig von den Teilchen (Baryonen, Elektronen, Photonen,...) im Universum zur Zeit der Entkopplung ist, lassen sich somit Werte für T_0, H_0 und Ω_B berechnen. (Heutige Rechnungen besagen $\Omega_B h^2 = 0,0223 \pm 0,0008$ mit $h = \frac{H_0}{100 \frac{\text{km}}{\text{sMpc}}} = 0,73 \pm 0,04$).

Um nun kurz zu widerlegen, dass es sich bei der Baryonenasymmetrie um einen unsymmetrischen Anfangswert handelt, kann man sich einmal das Modell der kosmischen Inflation (siehe auch Vortrag „Inflationäres Universum“) ansehen. Dieses geht von einer anfänglichen Phase exponentieller Expansion bei einer Temperatur von $T \approx 0$ aus. Diese Phase endete später mit einem Wiederaufheizvorgang, bei dem die potentielle Energie des Vakuums in eine endliche Energie erster heißer Teilchen überging.

Dieses Modell hat zur Folge, dass bei der exponentiellen Expansion die Baryonen stark verdünnt wurden. Wenn das Ungleichgewicht schon vorher bestanden hätte, hätte es von der Größenordnung $B \approx 10^{69}$ sein müssen, was ein noch exotischerer Wert als der aktuelle ist. Somit liefert die kosmische Inflation eine dynamische Erklärung für die vorliegende Asymmetrie.

3 Sakharov-Kriterien

1967 fand Andrei Dmitrijewitsch Sakharov die nach ihm benannten 3 Sakharov-Kriterien, die notwendig für die Baryogenese sind:

1. Baryonenzahlverletzung
2. \mathcal{C} - und \mathcal{CP} -Verletzung
3. Verletzung des thermischen Gleichgewichts

Hierbei ist 1. offensichtlich, denn würde die Baryonenzahl bei allen Reaktionen erhalten bleiben, käme es nie zu einer Baryonenzahl $B \neq 0$, wenn man symmetrische Verhältnisse voraussetzt. Den 2. und 3. Punkt wollen wir uns im Folgenden etwas genauer ansehen.

3.1 \mathcal{C} - und \mathcal{CP} -Verletzung

Gehen wir nun einmal davon aus, dass die 2. Bedingung nicht erfüllt sei, also \mathcal{C} und \mathcal{CP} erhalten seien. Erinnern wir uns nun an die stat. Physik I, da wurde der statistische Operator (Dichteoperator) definiert als

$$\rho = e^{-\beta H} \quad (3)$$

und der Erwartungswert eines Operators ergibt sich aus

$$\langle O \rangle = Sp[\rho O] = Sp[e^{-\beta H} O]. \quad (4)$$

Außerdem ist B ungerade unter \mathcal{C} und \mathcal{CP} , also

$$\mathcal{C}B\mathcal{C}^{-1} = -B \quad \text{und} \quad (\mathcal{CP})B(\mathcal{CP})^{-1} = -B \quad (5)$$

Da H mit \mathcal{C} und \mathcal{CP} vertauscht, folgt:

$$\begin{aligned} \langle B \rangle &= Sp[\rho B] = Sp[\mathcal{C}\mathcal{C}^{-1}e^{-\beta H}B] = Sp[e^{-\beta H}\mathcal{C}B\mathcal{C}^{-1}] \\ &= -Sp[e^{-\beta H}B] = 0 \end{aligned}$$

und

$$\langle B \rangle = Sp[(\mathcal{CP})(\mathcal{CP})^{-1}e^{-\beta H}B] = -Sp[e^{-\beta H}B] = 0.$$

$\Rightarrow \mathcal{C}$ und \mathcal{CP} müssen verletzt werden, um $\langle B \rangle \neq 0$ zu erhalten.

Hierzu kann man sich den Zerfall des Kaons ansehen, denn hierbei ist \mathcal{C} maximal verletzt (schwache WW).

Es gibt zwei Arten des Kaons mit verschiedenen Lebensdauern τ :

$$\begin{aligned} \tau(K_S^0 \rightarrow 2\pi) &= 0,9 \cdot 10^{-10} s \\ \tau(K_L^0 \rightarrow 3\pi) &= 0,5 \cdot 10^{-7} s \end{aligned}$$

Die Idee hierbei ist, dass es sich bei diesen Teilchen um eine Überlagerung aus Teilchen und Antiteilchen handelt:

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

Dieses Phänomen ist bis heute nicht ganz verstanden, aber auf jeden Fall zerfällt das Kaon \mathcal{CP} -verletzend!

3.2 Verletzung des thermischen Gleichgewichts

Die 3. Bedingung lässt sich recht anschaulich am Beispiel eines Topfes mit kochendem Wasser erläutern: Ist der Kochtopf geschlossen, findet im Innern die Hin- und Rückreaktion von flüssigem Wasser zu gasförmigen und zurück mit gleicher Wahrscheinlichkeit statt. Öffnet man nun den Deckel, findet fast nur noch der Übergang von flüssig nach gasförmig statt, die Rückrichtung ist unterdrückt.

Ebenso ist es mit der Baryogenese: Im thermischen Gleichgewicht (geschlossener Topf) finden beide Richtungen einer Reaktion mit gleicher Wahrscheinlichkeit statt und eine Baryonenasymmetrie würde sich wieder auswaschen. Daher ist die Verletzung des thermischen Gleichgewichts eine weitere notwendige Bedingung für eine nicht verschwindende Baryonenzahl.

4 Physikalische Modelle

Zunächst könnte man versuchen, die Baryonenasymmetrie mit Hilfe des Standard Kosmologie-Modells zu erklären. Hierbei geht man von der Anfangsbedingung $\eta = 0$ aus. Dann gilt bei Temperaturen $T \lesssim 1 \text{ GeV}$:

$$\frac{n_b}{n_\gamma} \simeq \frac{n_{\bar{b}}}{n_\gamma} \simeq \left(\frac{m_N}{T}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_N}{T}}, \quad (6)$$

wobei m_N eine Nukleonenmasse ist.

Kühlt das Universum nun ab, so nimmt die Anzahl der Antinukleonen und der Nukleonen ab, bis die Annihilationsrate $\Gamma_{ann} \simeq n_b \langle \sigma_{Av} \rangle$ größer als die Expansionsrate $H \simeq 1,66 g_*^{1/2} \frac{T^2}{m_{Pl}}$ ist (mit m_{Pl} Planckmasse). Bei einer Temperatur von $T \simeq 20$ MeV ist $\Gamma_{ann} \simeq H$ und somit friert die Annihilation aus. Mit Gl. 6 erwarten wir:

$$\frac{n_b}{n_\gamma} \simeq \frac{n_{\bar{b}}}{n_\gamma} \simeq 10^{-18}, \quad (7)$$

was im Widerspruch zu heutigen Messungen steht. Also bleibt die Frage nach Lösungsmodellen für das Problem der Baryonenasymmetrie.

4.1 Grand Unified Theory (GUT)

In der Großen Vereinheitlichten Theorie möchte man die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung vereinigen, wobei auch Quarks und Leptonen im Wesentlichen gleich sind. Um die Baryogenese in der GUT zu begründen, geht man von superschweren Bosonen X aus mit $M_X > 10^{14}$ GeV. Nun müssen die drei notwendigen Sakharov-Kriterien überprüft werden.

4.1.1 B-Verletzung

Betrachte das Boson X und sein Antiteilchen \bar{X} mit folgenden Zerfallskanälen:

$$\begin{array}{ll} X \xrightarrow{51\%} u + u & X \xrightarrow{49\%} \bar{d} + e^+ \\ \bar{X} \xrightarrow{49\%} \bar{u} + \bar{u} & \bar{X} \xrightarrow{51\%} d + e^- \end{array}$$

sowie die inversen Zerfälle

$$d + e^- \rightarrow \bar{X} \quad \bar{u} + \bar{u} \rightarrow X. \quad (8)$$

Dann erhalten wir für qq - (Quark, Quark) und $\bar{q}\bar{q}$ - (Antiquark, Antiquark) Zerfälle eine Baryonenzahl von $B = \pm \frac{2}{3}$. Für einen Quark-Lepton-Zustand (gl oder $\bar{q}\bar{l}$) erhalten wir $B = \pm \frac{1}{3}$. Da nun aber die eine Reaktion wahrscheinlicher ist als die andere, erhalten wir als Bilanz für X , bzw. \bar{X} :

$$\frac{2}{3} \cdot 0,51 - \frac{1}{3} \cdot 0,49 = 0,177.$$

Somit erhält man für $T \ll m_X$ eine effektive Baryonenzahl. Hierbei muss natürlich die 3. Bedingung schon erfüllt sein, also eine Abweichung vom thermischen Gleichgewicht, da sonst die Rückreaktion (siehe 8) die Baryonenzahl wieder auswäscht.

4.1.2 C- und CP-Verletzung

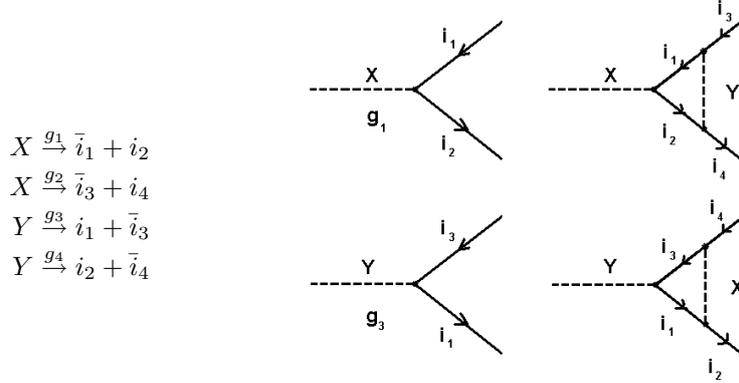
Betrachte nun zwei superschwere Bosonen, X und Y , die B-verletzend zerfallen. Hierfür berechnen sich die Raten ε der Baryonerzeugung wie folgt:

$$\varepsilon_X = \sum_f B_f \frac{\Gamma(X \rightarrow f) - \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma_X} \quad (9)$$

$$\varepsilon_Y = \sum_f B_f \frac{\Gamma(Y \rightarrow f) - \Gamma(\bar{Y} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma_Y}, \quad (10)$$

mit B_f Baryonenzahl des Endzustands f und Γ Zerfallsbreite, wobei über alle Endzustände f summiert wird.

Betrachte folgende Zerfallsprozesse:



hierbei bezeichnet i_j Quarks/Leptonen und g_j Kopplungskonstanten.

Betrachtet man die Baumdiagramme (Feynman-Graphen ohne Schleife), so stellt man bei der Auswertung fest, dass diese 0. Ordnung nichts beiträgt, denn:

$$\Gamma(X \rightarrow \bar{i}_1 i_2) = |g_1|^2 I_X = |g_1^*|^2 I_{\bar{X}} = a \cdot \Gamma(\bar{X} \rightarrow i_1 \bar{i}_2),$$

die Beiträge heben sich also gegenseitig auf. I_X bezeichnet hier den Phasenraumfaktor.

Also müssen wir die 1. Ordnung hinzunehmen (siehe Loop-Diagramme), hierdurch kommt es zu Interferenztermen der Form:

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

Welche wiederum auf

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

führen. Für den 2. Kanal lässt sich analog rechnen und man erhält insgesamt:

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

Verfährt man mit dem Y -Boson ebenso, so erhält man $\varepsilon_Y = -\varepsilon_X$.

4.1.3 Bedingungen für Baryonenasymmetrie in der GUT

Sieht man sich obige Berechnungen genauer an, lassen sich Bedingungen für eine Baryonenasymmetrie (hier also für ein $\varepsilon \neq 0$) in der GUT aufstellen:

1. Man benötigt zwei B-verletzende Bosonen mit $m_{X,Y} > \sum_i m_i$, da sonst $\Im I_{XY} = 0$, was ein $\varepsilon = 0$ zur Folge hat.
2. Die \mathcal{C} - und \mathcal{CP} -Verletzung entsteht automatisch durch die Interferenz von Baumgraphen und Loops (hieraus folgt, dass die Kopplungskonstanten komplex sein müssen).
3. X und Y dürfen nicht masseentartet sein, denn sonst heben sich ε_X und ε_Y exakt auf.

4.1.4 Problem der GUT

Bisher wäre es also theoretisch möglich, mittels GUT die Baryonenasymmetrie zu erklären. Leider wurden jedoch im Rahmen der Theorie des elektroschwachen Vakuums sog. Sphaleron-Prozesse (griech. „bereit zu fallen“) gefunden. Diese liegen auf der Zeitskala hinter der Zeit der GUT und sie können somit die durch die GUT generierte Baryonenasymmetrie wieder auswaschen. Sphaleronen lassen sich schematisch in folgendem „Feynman-Diagramm“ darstellen:

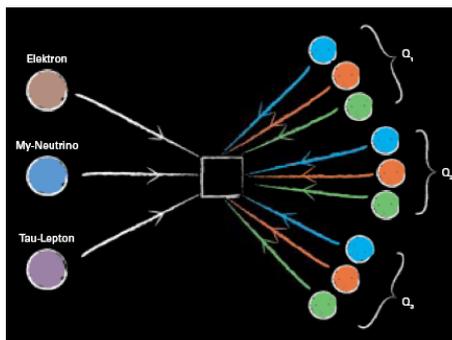


Abbildung 1: Sphaleron schematisch - Quelle: Spektrum der Wissenschaft, „Der Ursprung der Materie“ (James M. Cline), Nov. 2004

Die Sphaleronen werden im folgenden Kapitel noch einmal genauer beschrieben.

4.2 Elektroschwache Baryogenese (EWB)

Ein weiterer Ansatz zur Erklärung der Baryonenasymmetrie beruht auf dem Standardmodell der Elementarteilchentheorie, welches den Elektromagnetismus und die schwache Kernkraft vereinheitlicht. Hier stellt sich die Frage, ob sich das Problem durch einen elektroschwachen Phasenübergang erklären lässt. Nach genaueren Rechnungen erhält man:

1. Im Falle eines Phasenübergangs 2. Ordnung oder eines kontinuierlichen Übergangs („cross-over“) erhält man keine relevante Baryonenzahl.
2. Ein Phasenübergang 1. Ordnung ist also eine notwendige Bedingung für $\Delta B \neq 0$.

4.2.1 Phasenübergänge

Im Phasendiagramm des Wassers (siehe Abb. 2) lassen sich die verschiedenen Ordnungen von Phasenübergängen gut beobachten:

- Ein Phasenübergang 1. Ordnung liegt auf der Dampfdruckkurve, also beim Übergang von flüssig nach gasförmig, vor.
- Ein Phasenübergang 2. Ordnung liegt im Endpunkt der Dampfdruckkurve, also im Tripelpunkt, vor.

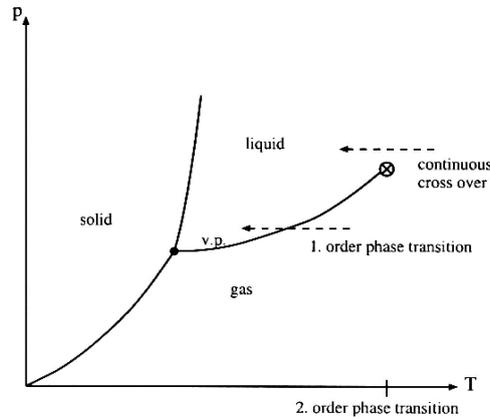
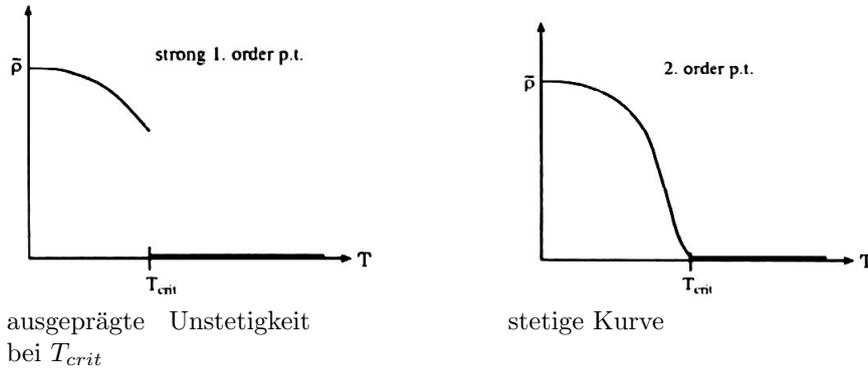


Abbildung 2: Phasendiagramm des Wassers

Mathematisch ausgedrückt liegt bei einem Phasenübergang 1. Ordnung eine Unstetigkeit in der ersten Ableitung vor, bei einem Phasenübergang 2. Ordnung ist die erste Ableitung stetig und die Unstetigkeit tritt erst in der zweiten Ableitung auf:



Übertragen wir dieses Modell nun auf das Universum, so erhalten wir das Higgsfeld. Hier werden die Massen der Teilchen erst beim elektroschwachen Phasenübergang generiert. Für $T > T_C$ sind also alle Teilchen noch masselos (siehe Abb. 3).

Liegt nun ein Phasenübergang 1. Ordnung vor (Voraussetzung für die Baryogenese!), so besitzt das effektive Potential V_{eff} ein von Null verschiedenes Minimum bei $T = T_C$. Dies bedeutet, dass sich analog zum kochenden Wasser „Blasen“ mit dem sog. Higgs-Kondensat bilden. In diesen Blasen erhalten alle Teilchen ihre Masse und ab Temperaturen unter T_C können sich diese Blasen weiter ausdehnen, zusammenschließen und schließlich den gesamten Raum einnehmen.

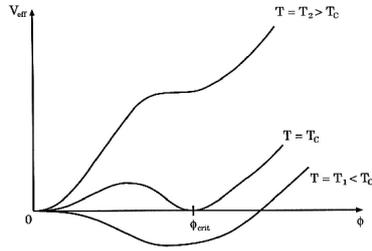


Abbildung 3: effektives Potential

Nun stellt sich die Frage, was dies mit der Baryogenese zu tun hat. Hier kommen wiederum oben erwähnte Sphaleronen ins Spiel, die wir uns nun etwas genauer ansehen wollen.

4.2.2 Sphaleronen

Das Sphaleron wurde 1984 zum ersten Mal mathematisch von Frans Klinghamer und Nicholas Manton beschrieben, experimentell bisher aber nicht nachgewiesen. Allerdings besteht unter Theoretikern kein Zweifel an dessen Existenz. Das größte Problem an den Sphaleron-Prozessen ist, dass sie nicht störungstheoretisch beschreibbar sind.

Sphaleronische Prozesse haben nun die Eigenschaft, $B - L$ zu erhalten, $B + L$ jedoch zu verletzen. Dies kann man sich gut an folgendem Beispiel überlegen:

$$\begin{array}{rccccccc}
 & e^- & + & \tau^- & + & \nu & \rightarrow & 3 \bar{u} & + & 3 \bar{t} & + & 3 \bar{c} \\
 L: & 1 & & 1 & & 1 & & 0 & & 0 & & 0 \\
 B: & 0 & & 0 & & 0 & & -1 & & -1 & & -1 \\
 B + L: & & & 3 & & & \neq & & & -3 & & \\
 B - L: & & & -3 & & & = & & & -3 & &
 \end{array}$$

wobei die 3 vor den Antiquarks jeweils durch die drei Farben der Quarks (rot, grün, blau) entsteht.

In der theoretischen Beschreibung entstehen die Sphaleron-Prozesse als instabile Lösungen der Feldgleichungen, da eine nicht-triviale Vakuumeichstruktur nicht-abelscher Eichtheorien auf ein periodisches θ -Vakuum führt:

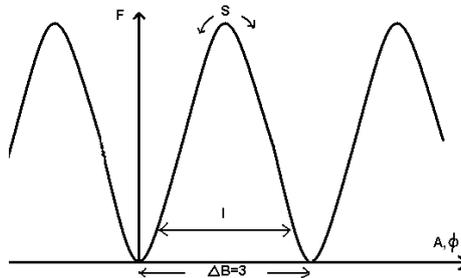


Abbildung 4: θ -Vakuumstruktur

Hierbei ist die Barrierenhöhe zwischen den Vakua abhängig von der Bosonenmasse.

Nun kann man sich zwei Möglichkeiten vorstellen, von einem Vakuumbereich in den nächsten zu gelangen:

1. Tunnelprozesse: Diese Prozesse werden auch als Instantonen bezeichnet. Da aber Tunnelprozesse exponentiell unterdrückt sind, spielen diese Prozesse heute und zu Beginn des Universums kaum eine Rolle.
2. Sphaleron-Prozesse: Ab Temperaturen von $T \gtrsim 100\text{GeV}$ kann die Barriere von den Sphaleronen überwunden werden.

Außerhalb der Blasen haben die Teilchen nun also noch keine Massen. Daher ist die Barriere sehr niedrig und es kommt zu vielen Sphaleron-Prozessen. Im Gegensatz dazu gibt es im Innern der Blasen schon Massen, was zu einer hohen Barriere führt und wenig Sphaleron-Prozesse impliziert.

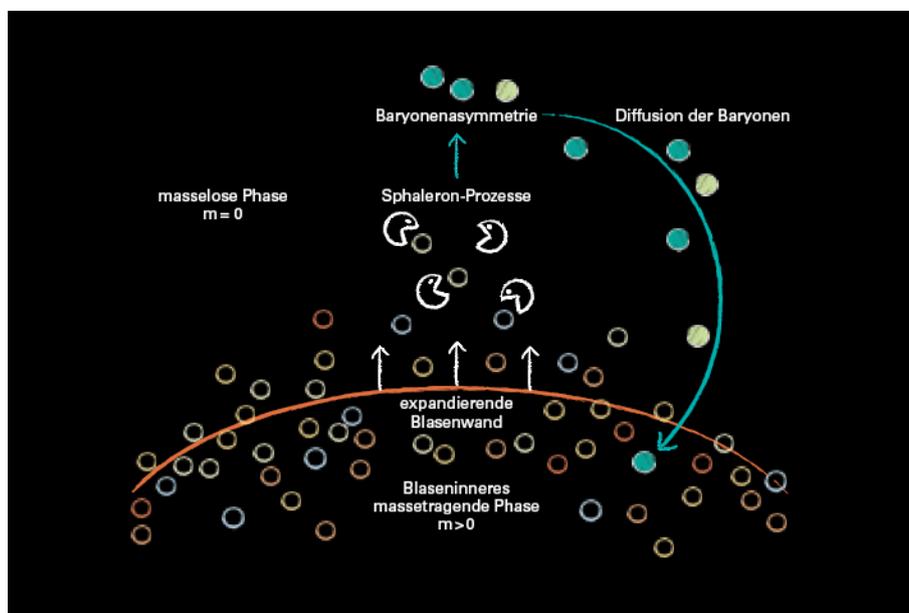


Abbildung 5: Quelle: Spektrum der Wissenschaft, „Der Ursprung der Materie“ (James M. Cline), Nov. 2004

Innerhalb der elektroschwachen Theorie muss nun jedes Teilchen eine Blasenwand passieren, da sich diese ja ausdehnen. Hierbei kommt es zu einer Verschiebung des Gleichgewichts zwischen Quarks und Antiquarks, da die Blasenwand unterschiedlich durchlässig für rechts- und linkshändige Teilchen ist. Außerhalb der Blasen würde sich dieses Ungleichgewicht auf Grund der Sphaleronen wieder auswaschen, aber innerhalb der Blasen bleibt es bestehen, da hier die Sphaleron-Prozesse unterdrückt sind.

Sinkt nun die Temperatur weiter, so sterben die Sphaleron-Prozesse schließlich ganz aus und die Blasen nehmen den gesamten Raum ein. Somit erhalten wir die gesuchte Baryonenasymmetrie.

4.2.3 Problem der elektroschwachen Baryogenese

Die elektroschwache Baryogenese liefert also eine schlüssige Theorie für die Baryogenese. Die 3 Sakharov-Kriterien sind erfüllt:

1. Sphaleron-Prozesse sind B-verletzend.
2. \mathcal{C} - und \mathcal{CP} -Verletzung wird durch unterschiedliche Reflektion der Blasenwand für Teilchen und Antiteilchen generiert.
3. Ein thermisches Ungleichgewicht entsteht durch Blasen („gebrochene“ und „ungebrochene“ Phase).

Leider hat aber auch diese Theorie ein großes Problem, denn die Barrierrhöhe zwischen den Vakua ist von der Bosonenmasse abhängig und man kann berechnen, dass die Higgs-Masse m_H genügend klein sein muss. Leider zeigten aber Experimente wie LEP2, dass $m_H > 114\text{GeV}$ ist.

Dies bedeutet, dass kein Phasenübergang 1. Ordnung vorliegt, sondern ein „cross-over“. Der Phasenübergang 1. Ordnung war aber ein *notwendiges* Kriterium für die Baryonenasymmetrie, denn sonst sind die Sphaleron-Prozesse im Innern der Blasen zu schnell und sie können die generierte Asymmetrie wieder auswaschen. Somit kann die Baryonenasymmetrie nicht durch die EWB erklärt werden. Allerdings lässt sich dieser Ansatz eventuell noch retten, wenn man die EWB mit Hilfe der Supersymmetrie erweitert. Dann wäre das Fenster für die Higgs-Masse wieder geöffnet und in engen Grenzen könnte man so die Baryonenasymmetrie erklären.

4.3 Leptogenese

Mit Hilfe der Sphaleron-Prozesse könnte man sich nun auch ein anderes Szenario vorstellen: Baryogenese via Leptogenese.

Da die Sphaleronen wie ein Ventil zwischen Leptonen und Baryonen wirken, könnte man also eine ursprüngliche Leptonenasymmetrie betrachten. Die Sphaleronen würden dieses Ungleichgewicht dann auf die Baryonen übertragen und man hätte eine nichtverschwindende Baryonenzahl. Also stellt sich nur die Frage, wie es zu einer Leptonenasymmetrie kommen könnte.

Dazu postuliert man schwere rechtshändige Majorana-Neutrinos N mit Masse $M \approx 10^{14}\text{GeV}$. (Diese würden auch die extrem leichten Massen der heute beobachteten Neutrinos erklären.)

Bei einer Temperatur $T \approx M$ existieren zwei Zerfallskanäle:

$$\begin{aligned} N &\rightarrow l + \phi \\ N &\rightarrow \bar{l} + \bar{\phi} \end{aligned}$$

Macht man nun die Annahme, dass der erste Zerfallskanal bevorzugt wird, so erhält man sofort eine Leptonenasymmetrie, was dann wiederum eine Baryonenasymmetrie mit sich bringt. Somit würde eine Baryogenese mit Hilfe der Leptogenese das Problem lösen. Blicke also die Suche nach den schweren rechtshändigen Majorana-Neutrinos.

5 Zusammenfassung

Zusammenfassend bleibt zu sagen, dass es eine Baryonenasymmetrie gibt, die nicht durch räumlich Trennung von Teilchen und Antiteilchen zu erklären ist. Weiter müssen als notwendige Kriterien für die Asymmetrie die 3 Sakharov-Bedingungen erfüllt sein.

Bei den 3 untersuchten Lösungen (GUT, EWB, Leptogenese) kommt es bei der GUT und der EWB zu großen Problemen, die zumindest bei der EWB durch eine Erweiterung durch die Supersymmetrie behoben werden könnten. Das Standardmodell alleine kann die Baryonenasymmetrie nicht erklären, was auf eine Physik hinter dem Standardmodell schließen lässt.

Ferner werden die Ergebnisse der Experimente zu m_H (LHC) und m_ν (Katrin) erwartet, um schärfere Zwangsbedingungen und eine Erweiterung des Standardmodells zu erhalten.

6 Literaturliste

E.W. Kolb, M.S. Turner *The Early Universe*, Addison Wesley, 1991

H.V. Klapdor-Kleingrothaus, K. Zuber *Teilchenastronomie*, Tebner, 1997

M. Trodden *Baryogenesis and Leptogenesis*, hep-ph/0411301 22 Nov 2004

A. Riotto, M. Trodden *Recent Progress in Baryogenesis*, hep-ph/9901362 21 Jan 1999

A. Strumia *Baryogenesis via Leptogenesis*, hep-ph/0608347 31 Aug 2006

J.M. Cline *Der Ursprung der Materie*, Spektrum der Wissenschaft, November 2004

K. Funakubo *Baryon Asymmetry of the Universe*,
<http://astr.phys.saga-u.ac.jp/~funakubo/research/transparency/bau061221.pdf>

H. Päs *Teilchenphysikalische Aspekte der Baryogenese*,
<http://www.phys.hawaii.edu/~paes/Aussprache.pdf>

A. Ringwald *Instantonen/Sphaleronen im Standardmodell der Teilchenphysik*,
http://www.desy.de/~ringwald/talks/reg_pdf.pdf

S. Bago *Baryogenese*,
www.physik.tu-muenchen.de/lehrstuehle/T30d/lectures/SEMINARE/02talks/baryogenese.ps

D. Hesse *Baryogenese*,
http://pauli.uni-muenster.de/Seminare/teilchen/teilchen_ss05/Baryogenese.pdf