

Zusammenfassung des Seminarvortrags zum Seminar
Theorie der Teilchen und Felder im WS 11/12

Baryogenese II

Alternative Szenarien jenseits des SM

Marcel Rothering

Matrikel-Nr.: 347553

marcel.rothering@uni-muenster.de

Münster, 2. April 2012

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Scheitern der Baryogenese im SM	2
2.1	Die Sakharov Bedingungen	2
2.2	Grenzen des SM	3
3	EWBG im MSSM	5
3.1	Einführung in das MSSM	5
3.2	CP-Verletzung im MSSM	7
3.3	EWPT 1. Ordnung	8
4	Baryogenese in GUTs	10
4.1	Einführung in GUTs	10
4.2	Baryogenese in SU(5)	11
5	Baryogenesis via Leptogenesis	14
6	Der <i>Affleck-Dine</i> Mechanismus	16
7	Zusammenfassung	17

1 Einleitung

Diese Zusammenfassung des Vortrags über Baryogenese II handelt von alternativen Szenarien jenseits des Standardmodells um die Baryonenasymmetrie im Universum zu erklären.

Die Asymmetrie, welche es zu erklären gilt, ist

$$\frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s} = \frac{1}{7.04} \eta$$
$$\eta = (6.14 \pm 0.25) \times 10^{-10}$$

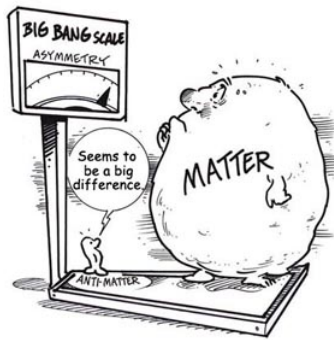


Abbildung 1.1: Asymmetrie.¹

und beschreibt den Unterschied zwischen der Anzahl an Baryonen n_B und Anti-Baryonen $n_{\bar{B}}$ normiert auf die Entropiedichte s . Das Resultat ist gut bekannt und leitet sich zum Beispiel aus der etablierten Nukleosynthese ab. Mit dem Standardmodell (SM) der Teilchenphysik ist das Ergebnis für η nicht erklärbar.

In dieser Zusammenfassung werden zunächst die notwendigen Bedingungen für die Baryogenese aufgeführt und die Gründe für das Scheitern des Standardmodells erläutert. Anschließend werden vier unterschiedliche Theorien zur Erklärung der Asymmetrie näher betrachtet. Dabei handelt es sich um *Elektroschwache Baryogenese (EWBG) im MSSM*, Baryogenese in *Grand Unification Theories (GUT)*, *Baryogenese via Leptogenese* und dem *Affleck-Dine Mechanismus*. Dies sind nur einige Beispiele aus der großen Vielfalt verschiedener Theorien und Erklärungsversuchen.

Auf die quantitative Betrachtung, welche auch im Vortrag stattfand, wird hier verzichtet und auf die entsprechende Literatur verwiesen.

¹<http://www.research.vt.edu/resmag/sciencecol/images/Asymmetry.jpg>

2 Das Scheitern der Baryogenese im SM

Der Vortrag Baryogenese I behandelte die notwendigen Sakharov Bedingungen für die Generierung einer Baryonenasymmetrie. Es wurde gezeigt, dass diese nicht ausreichend im SM erfüllt sind um die Asymmetrie zu erklären. Die wichtigsten Aspekte werden hier noch einmal kurz wieder aufgegriffen.

2.1 Die Sakharov Bedingungen

Der Russe Sakharov stellte 1967 drei notwendige Bedingungen für die Baryogenese auf:

1. B-Verletzung

Es wird davon ausgegangen, dass zum Beginn des Universums eine vollständige Baryonensymmetrie vorlag ($\eta(t_0) = 0$). Um den heutigen Wert von η erklären zu können sind also B-verletzende Prozesse notwendig.

2. C und CP Verletzung

Die B-verletzenden Prozesse sind allein nicht ausreichend. Zum einen ist eine C-Verletzung notwendig. Andernfalls wäre die Prozessrate für Baryonenerzeugung genauso groß wie die der C-konjugierten Prozesse für Antibaryonenerzeugung. In der Summe gäbe es dann keine Asymmetrie. Zusätzlich muss es auch noch eine ausreichende CP-Verletzung geben. Denn sonst gäbe es nur eine Asymmetrie zwischen links- und rechtshändigen B-tragenden Teilchen. In der Summe wäre $\eta = 0$. Diese Bedingungen werden durch die beiden folgenden Ungleichungen beschrieben:

$$\Gamma(X \rightarrow q_L q_L) \neq \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_L \bar{q}_L)$$

$$\Gamma(X \rightarrow q_L q_L) \neq \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_R \bar{q}_R)$$

3. Verlust des thermischen Gleichgewichts

Damit der Umkehrprozess die zuvor erzeugte Baryonenzahl nicht wieder ausgleicht, muss

dessen Rate kleiner sein:

$$\Gamma(X \rightarrow Y + B) \neq \Gamma(Y + B \rightarrow X)$$

Dies erlangt man durch den Verlust des thermischen Gleichgewichts, wie zum Beispiel beim elektroschwachen Phasenübergang.

Im SM sind alle drei Bedingungen erfüllt. Die nichtstörungstheoretisch berechneten Sphaleron-Prozesse erlauben B-Verletzung. Diese sind zum heutigen Zeitpunkt des Universum jedoch stark

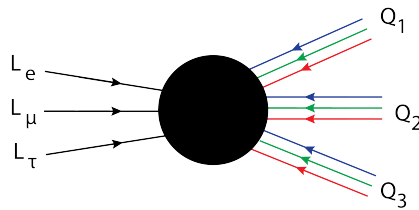


Abbildung 2.1: B-verletzender Sphaleronprozess.

unterdrückt.

Die Prozesse der schwachen Wechselwirkung sind maximal C-verletzend. Somit ist auch diese Bedingung erfüllt. Durch den Kobayashi-Maskawa Mechanismus (Nobelpreis 2008) sind auch CP-verletzende Prozesse vorhanden. Dieser Mechanismus wurde zum Beispiel durch den Zerfall des neutralen Kaons experimentell bestätigt.

Die letzte Bedingung, der Verlustes des thermischen Gleichgewichts, erfüllt zum Beispiel der elektroschwache Phasenübergang (EWPT).

Trotzdem kann man mit dem SM die Baryonenasymmetrie nicht erklären.

2.2 Grenzen des SM

Damit elektroschwache Baryogenese (EWBG) im SM möglich ist, benötigt man einen EWPT 1. Ordnung. Andernfalls würde es zu so starken *Washout-Effekten* kommen, dass die zuvor erzeugte Baryonenzahl durch inverse Prozesse wieder ausgeglichen wäre. Man kann zeigen, dass nur für eine Higgsmasse $m_H < 75 \text{ GeV}$ ein starker Phasenübergang 1. Ordnung möglich ist (s. Abb. 2.2). Der LEP-Teilchenbeschleuniger schließt jedoch eine Higgsmasse von $m_H < 114 \text{ GeV}$ aus. Somit kann der EWPT im SM nicht von 1. Ordnung sein.

Die CP-Verletzung im Standardmodell ist von der Größenordnung $\mathcal{O}(10^{-20})$. Diese ist viel zu schwach um die heutige Baryonenasymmetrie zu erklären. Daher benötigt man neue Quellen für die CP-Verletzung. Das ist jenseits des SM, zum Beispiel im MSSM, möglich.

Um die Baryogenese zu erklären muss man den EWPT modifizieren oder nach neuen Theorien

suchen, die nicht von diesem Phasenübergang abhängen. Es gibt verschiedene Mechanismen mit denen man versucht die Generierung der Baryonenasymmetrie im Universum (BAU) zu erklären. Diese werden in verschiedene Kategorien unterteilt: *Planck-Skala Baryogenese*, *GUT Baryogenese*, *EWBG im MSSM*, *Baryogenese via Leptogenese* und *Affleck-Dine Baryogenese*. Die letzten vier Mechanismen werden in den nächsten Kapiteln qualitativ behandelt. Die quantitative Behandlung findet man in der entsprechenden Literatur im Literaturverzeichnis und spielt eine wichtige Rolle für den Erfolg oder Ausschluss dieser Theorien.

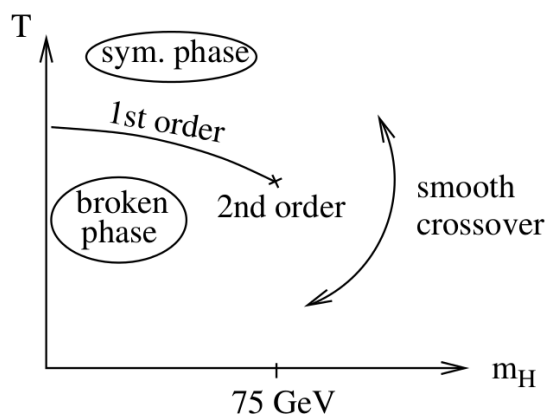


Abbildung 2.2: Stärke des elektroschwachen Phasenübergangs in Abhängigkeit der Higgsmasse m_H .²

²Buchmüller, Phillipsen, Kajantie et al., Csikor, Fodor, Heitger (1995-98).

3 EWBG im MSSM

Um die Baryogenese dennoch mit dem EWPT erklären zu können, muss man das SM modifizieren oder erweitern. Eine dieser Erweiterungen ist zum Beispiel das MSSM. In diesem Modell gibt es viele neue Parameter mit denen man die Stärke der CP-Verletzung deutlich vergrößern kann. Außerdem wird im MSSM der Higgssektor und dessen Kopplungen erweitert, womit man die erforderliche Higgsmasse m_H für einen EWPT 1. Ordnung außerhalb des Ausschlussbereiches *verschieben* kann.

Das wird in diesem Kapitel näher erläutert. Zunächst wird jedoch kurz eine Einführung in das MSSM gegeben.

3.1 Einführung in das MSSM

Das MSSM ist die minimalste supersymmetrische Erweiterung des SM. In diesem gibt es einen Generator Q für supersymmetrische Transformationen. Mit diesen transformiert ein Fermion zu einem Boson und *vice versa*.

$$Q|f\rangle \rightarrow |b\rangle \quad \text{und} \quad Q|b\rangle \rightarrow |f\rangle$$

Die Lagrangedichte des Modells ist invariant unter dieser Transformation.

Jedem Teilchen des SM wird ein supersymmetrischer Partner zugeordnet. Wäre die Symmetrie exakt, dann hätten die supersymmetrischen Partnerteilchen die gleiche Masse wie ihre SM Partner. Da bis heute noch kein supersymmetrisches Partnerteilchen gefunden wurde geht man davon aus, dass die Supersymmetrie (SUSY) im heutigen Energiebereich des Universums gebrochen ist. Man führt daher Brechungsterme in die Lagrangedichte ein. Insgesamt bekommt man daher eine Vielzahl neuer Parameter mit denen man eventuell EWBG erklären kann.

Die SUSY ist nicht nur durch Baryogenese motiviert. Zum Beispiel lassen sich im MSSM die drei Kopplungen (starke, schwache und elektrische) bei hohen Energien M_{GUT} vereinigen (s. Abb. 3.1). Auch weitere Probleme des SM lassen sich mit dem MSSM möglicherweise erklären (*Fine Tuning, Dark-Matter, ...*). Der Teilcheninhalt im MSSM ist aufgrund der Superpartner,

³M.Fluder: The Minimal Supersymmetric Standard Model.

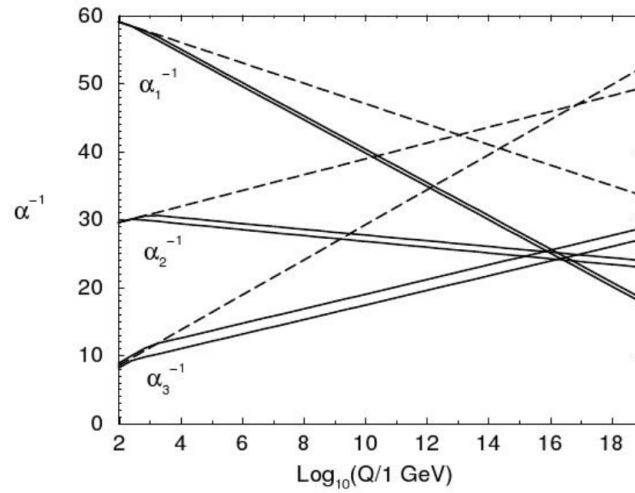


Abbildung 3.1: Inverse Kopplungen der starken α_3 , elektrischen α_2 und schwachen Wechselwirkung α_1 in Abhängigkeit von der Energie. ³

welche keinen Teilchen im SM entsprechen, größer als im SM. Man fasst die Teilchen in sog. Supermultiplets zusammen. Dabei unterscheidet man zwischen *chiralen Supermultiplets* und *Gauge Supermultiplets*. Diese sind in Tab. 3.1 aufgelistet.

Tabelle 3.1: Der Teilcheninhalt des MSSM und ihre Darstellung unter der SM-Eichgruppe.

Feld	Spin 0	Spin 1/2	$SU(3)_c, SU(2)_L, U(1)_Y$
Q	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	(u_L, d_L)	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, 1/3)$
\bar{u}	\tilde{u}_L	\bar{u}_L	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -4/3)$
\bar{d}	\tilde{d}_L^*	\bar{d}_L	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, 2/3)$
L	$(\tilde{\nu}_{eL}, \tilde{e}_L)$	(ν_{eL}, e_L)	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -1)$
\bar{e}	\tilde{e}_L	\bar{e}_L	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
H_u	(H_u^+, H_u^0)	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, 1)$
H_d	(H_d^0, H_d^-)	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -1)$

Spin 1/2	Spin 1	$SU(3)_c, SU(2)_L, U(1)_Y$
\tilde{g}	g	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$	W^\pm, W^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
\tilde{B}^0	B^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

Im MSSM werden zwei Higgs Dubletts benötigt, um die Massen aller Fermionen zu generieren. Eines der beiden physikalischen Higgsfelder entspricht hierbei dem SM Higgsboson. Außerdem sollte erwähnt werden, dass jedem links- und rechtshändigen Fermion ein unterschiedliches *Sfermion* zugeordnet wird, da es sich aufgrund der Helizität um unterschiedliche *Teilchen* handelt. Diese werden auch im Index mit L bzw. R gekennzeichnet. Da es sich aber um ein Spin 0 Teilche handelt, entspricht dies nicht der Helizität, sondern dient lediglich zur Zuordnung.

Die SUSY Lagrangedichte ist komplett durch die Eichsymmetrie und das Superpotential, welches aus den Yukawa-Kopplungen und dem Higgssektor besteht, spezifiziert. Wie schon bereits erwähnt benötigt man zusätzlich noch *Soft-Breaking Terms* mit weiteren Parametern. Insgesamt gibt es im MSSM 124 Parameter, die durch experimentelle Messungen bestimmt bzw. zunächst eingegrenzt werden müssen.

3.2 CP-Verletzung im MSSM

Zunächst wird an einem kleinen Beispiel die CP-Verletzung anhand einer bestimmten Lagrangedichte verdeutlicht.

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{CPV}} &= -(\mu^2\phi^2 + g\phi^4 + h.c.) \\ \text{CP} \cdot \mathcal{L}_{\text{CPV}} &= -(\mu^2\phi^{*2} + g\phi^{*4} + h.c.)\end{aligned}$$

Hierbei sind μ und g komplexe Parameter. Wären diese reell, dann würde keine CP-Verletzung auftreten. Durch eine Umdefinition der Parameter

$$\mu^2 = |\mu|^2 e^{i\phi_\mu}, \quad g = |g| e^{i\phi_g}, \quad \phi \rightarrow e^{i\phi_\mu/2} \phi$$

$$\mathcal{L}_{\text{CPV}} = -(|\mu|^2\phi^2 + |g|e^{i(\phi_g - 2\phi_\mu)}\phi^4 + h.c.)$$

kann eine CP-Verletzende Phase in der Lagrangedichte *isoliert* werden:

$$\phi_{\text{inv}} = \arg\left(\frac{g}{\mu^4}\right).$$

Allgemein kann man sagen, dass CP-Verletzung immer dann vorliegt, falls in der Lagrangedichte komplexe Phasen in den Kopplungen auftreten, die nicht durch Feldumdefinitionen entfernt werden können.

Im SM führen die komplexen Yukawakopplungen zur CP-verletzenden Phase δ in der CKM-Matrix, die jedoch viel zu klein ist, um die Baryonenasymmetrie erklären zu können. Im MSSM treten weitere komplexe Parameter in $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ auf, die durch Umdefinitionen nicht komplett entfernt

werden können.

$$\begin{aligned}
W_{MSSM} &= y_u^{ij} \bar{u}_i Q_j \cdot H_u - y_d^{ij} \bar{d}_i Q_j \cdot H_d - y_e^{ij} \bar{e}_i L_j \cdot H_d \\
&+ \mu H_u \cdot H_d \\
\mathcal{L}_{soft} &= \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{scalar} + \mathcal{L}_{trilinear}
\end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{soft} = \tilde{m}_{ij}^2 |\phi^{i*} \phi^j|^2 + m_\lambda \lambda \lambda + m_A A_{ijk} \phi^i \phi^j \phi^k$$

Das sind zum Beispiel die trilinearen Kopplungen A_{ijk} oder die Yukawa-Kopplungen y . Im MSSM gibt es also eine ausreichende Anzahl komplexer Phasen, wodurch die CP-Verletzung für Baryogenese in ausreichender Form vorhanden ist.

3.3 EWPT 1. Ordnung

Es kann gezeigt werden, dass für einen EWPT 1. Ordnung folgende Bedingung erfüllt sein muss:

$$\frac{v(T_c)}{T_c} > 1$$

Hierbei ist T_c die kritische Temperatur am Phasenübergang und v der Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes. Die Stärke ist abhängig vom effektiven Higgspotential V_{eff} bei endlichen Temperaturen T . Da die effektive Masse die Krümmung des Potentials ist, ist die Bedingung für einen EWPT 1. Ordnung abhängig von der Higgsmasse m_H . Am Punkt der kritischen Temperatur T_c muss gelten:

$$m_H^2(T_c) = 0 \rightarrow T_c, v_c.$$

Im SM ist $V_{eff} = V_{eff}(m_t, M_Z, m_W, m_H)$. Diese Kopplungen sind nicht ausreichend um die Higgsmasse m_H oberhalb des LEP-Limits *anzuheben*.

Im MMSM gibt es weitere Kopplungen schwerer skalarer Teilchen an den Higgssektor. Außerdem benötigt man zwei Higgs-Doublets, wobei das leichtere der physikalischen Zustände dem SM-Higgs entspricht. Um die Masse m_H zu bestimmen müssen die Korrekturen in Abb. 3.2 berücksichtigt werden. Dabei handelt es sich um Kopplungen der sog. *Stops* $\tilde{t}_{R,L}$ an das Higgsfeld. Macht man nun die Annahme, dass es sich bei $\tilde{t}_{R,L}$ um Masseneigenzustände handelt, kann man die Higgsmasse m_H wie folgt ausdrücken:

$$m_H^2 \approx m_Z^2 + c \frac{m_t^4}{v^2} \ln \left(\frac{m_{\tilde{t}_L} m_{\tilde{t}_R}}{m_t^2} \right)$$

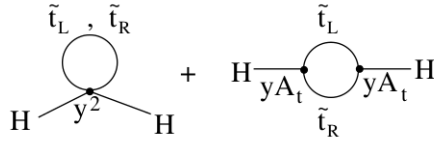


Abbildung 3.2: m_H^2 -Hauptbeiträge für das Higgsfeld. ⁴

Um einen EWPT 1. Ordnung zu ermöglichen kann man zeigen, dass $m_{\tilde{t}_R}$ im Bereich der top-Quark Massen liegen muss. Damit die Higgsmasse dennoch außerhalb des Ausschlussbereichs liegt, benötigt man also ein sehr schweres $m_{\tilde{t}_L}$. Somit könnte man die Higgsmasse oberhalb des LEP-Limits *anheben*. Wenn man zum Beispiel eine Higgsmasse von $m_H = 120 \text{ GeV}$ anstrebt, so müsste man als *Massen-breaking-Parameter* für \tilde{t}_L $m_Q = 4 \text{ TeV}$ ansetzen. Das ist unnatürlich hoch. Zum einen kann man zeigen, dass der *Breaking-Parameter* für \tilde{t}_R sehr viel niedriger ist und zum anderen sollten die *Breaking-Terme* im Bereich von 100 GeV liegen, um das *Fine-Tuning* Problem zu vermeiden.

Zusammenfassend kann man sagen, dass EWBG durch die Kopplung der *Stops* an das Higgsfeld qualitativ möglich ist. Dies gilt jedoch nur für eine relativ kleine \tilde{t}_R -Masse. Man spricht auch vom sog. *light stop window*:

$$m_{\tilde{t}_R} < m_t \approx 173 \text{ GeV}.$$

Dieses Fenster ist in Abb. 3.3 zu sehen. Falls $m_Q = 2 \text{ TV}$ ist, so muss das leichte *Stop* eine

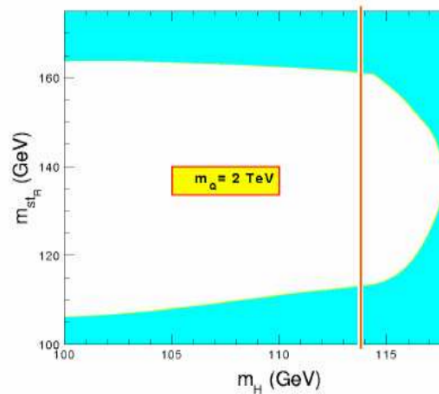


Abbildung 3.3: Das *light stop window* für die elektroschwache Baryogenese im MSSM. ⁵

Masse zwischen $105 - 165 \text{ GeV}$ besitzen. Eine Lösung, um auch die leichte *Stop*-Masse weiter anheben zu können und den erlaubten Parameterbereich zu vergrößern wäre der Übergang vom MSSM zum nMSSM. EWBG im MSSM wird heutzutage eher ausgeschlossen.

⁴James M. Cline, arXiv:hep-ph/0609145v3, 40 (2006).

⁵W. Buchmüller, arXiv:0710.5857v2, 4 (2007).

4 Baryogenese in GUTs

4.1 Einführung in GUTs

Die erste GUT wurde mit der Gruppe $SU(5)$ 1974 von Georgi und Glashow aufgestellt. Bei GUTs im Allgemeinen geht es um die Vereinigung der drei Kopplungen bei $M_{GUT} \approx 10^{14} - 10^{16} \text{ GeV}$ (s. Abb. 3.1 u. 4.1). Die GUT-Gruppe besitzt als Untergruppe die SM-Eichgruppe:

$$G_{GUT} \supset SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y.$$

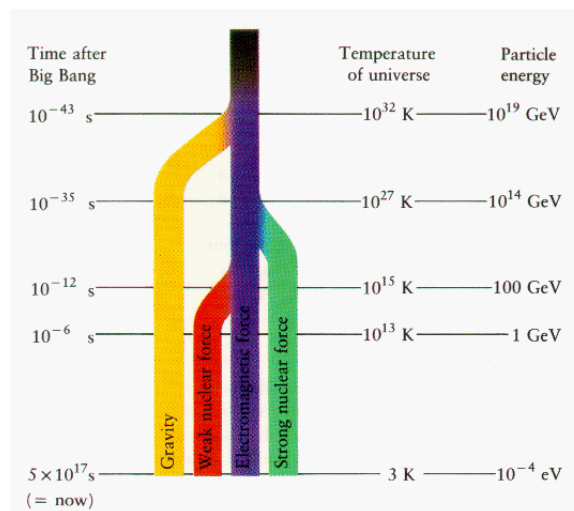


Abbildung 4.1: Veranschaulichung für die Vereinigung der verschiedenen Kopplungen in Abhängigkeit der Energie. ⁶

Unterhalb von M_{GUT} gibt es eine spontane Symmetrie-Brechung, da ein skalares Feld ein Vakuumerwartungswert (vev) mit einer geringeren Symmetrie, die der SM-Eichgruppe, annimmt. Dies ist analog zum EWPT und dem vev des Higgsbosons. Die GUT-Gruppe wird dann zur SM-Eichgruppe gebrochen.

⁶<http://kvphysics.blogspot.com/2010/08/grand-unified-theory.html>

Im nächsten Kapitel wird die Baryogenese am Beispiel der Gruppe SU(5) behandelt. Daher wird kurz auf den Teilcheninhalt dieser GUT eingegangen.

Eine Gruppe SU(n) besitzt $n^2 - 1$ Generatoren bzw. Eichbosonen. In SU(5) gibt es also 24 Eichbosonen, wobei 12 davon die bekannten SM-Eichbosonen sind. Die restlichen 12 Bosonen sind die sog. Leptoquarks X und besitzen unter der SM-Gruppe folgende Darstellung:

$$X^\mu \quad (\mathbf{3}, \mathbf{2}, -5/6).$$

Zusätzlich gibt es noch ein Higgs-Color-Triplet:

$$Y \quad (\mathbf{3}, \mathbf{1}, 1/3).$$

Der fermionische Inhalt in SU(5) ist identisch zum SM. Jedoch befinden sich Quarks und Leptonen in einer gleichen Darstellung.

$$\bar{\mathbf{5}} = \{d_L^c, l_L\}, \quad \mathbf{10}_f = \{Q_L, u_L^c, e_L^c\}$$

Das lässt vermuten, dass B- und L-verletzende Prozesse in SU(5) auftreten können.

4.2 Baryogenese in SU(5)

Die Kopplungen in SU(5) der fermionischen Teilchen an den Higgssektor und den neuen *Gauge-Bosonen* sehen wie folgt aus:

$$\frac{g}{\sqrt{2}} \mathbf{24}_V [(\bar{\mathbf{5}}_f)^\dagger (\bar{\mathbf{5}}_f) + (\mathbf{10}_f^\dagger)(\mathbf{10}_f)]$$

$$y_{ij} (\mathbf{10}_f)^T (\mathbf{10}_f) (\mathbf{5}_H) + h_{ij} (\bar{\mathbf{5}}_f)^T (\mathbf{10}_f) \bar{\mathbf{5}}_H$$

Einige möglichen Prozesse lassen sich durch die Feynman-Diagramme in Abb. 4.2 darstellen.

Man erkennt, dass die 12 Leptoquark-Bosonen X und auch das Higgs-Color-Triplett Y B-

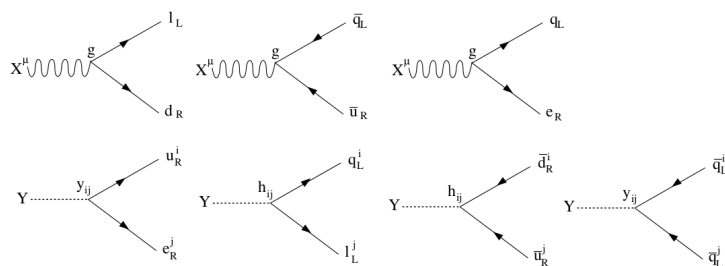


Abbildung 4.2: Mögliche *Tree-Level* Prozesse in GUT SU(5) mit B-Verletzung. ⁷

verletzende Prozesse ermöglichen. Dies war auch zu erwarten, da sich Quarks und Leptonen in der gleichen Darstellung befinden. Falls die Kopplungen komplex sind und man nach Umdefinition noch komplexe Phasen behält, dann ist auch CP-Verletzung möglich. Somit sind die ersten beiden Sakharov-Bedingungen in diesem Modell erfüllt.

Doch wie sieht es mit der dritten Bedingung, Verlust des thermischen Ungleichgewichts, aus? Damit dies vorliegt, muss die Zerfallsrate für B-erzeugende Prozesse kleiner als die Expansion des Universums sein:

$$\Gamma_D < H(T) \approx \frac{M_p}{\sqrt{g_*} T^2}$$

$$\rightarrow \alpha \ll \frac{m}{M_p} \frac{\sqrt{g_*}}{N}.$$

Setzt man die allgemeine Zerfallsrate $\Gamma_D \approx \alpha m \frac{N}{\gamma}$ in diese Bedingung ein, erhält man folgende Forderung für die GUT-Kopplung α :

$$\alpha \ll \frac{m}{M_p} \frac{\sqrt{g_*}}{N}$$

Wobei g_* die Anzahl der fermionischen und bosonischen Freiheitsgrade repräsentiert, N ist die Anzahl der Zerfallskanäle, M_p die Planckmasse und m die Masse des zerfallenden Bosons. Falls die Vereinigung bei $m \approx 10^{16}$ GeV vorliegt, ist diese Bedingung nur für die Yukawa-Kopplungen erfüllt, da man diese nahezu beliebig klein wählen kann. Somit müsste man die B-verletzenden Prozesse des Higgs-Color-Tripletts genauer betrachten.

Qualitativ funktioniert GUT-SU(5)-Baryogenese. Doch um auf den experimentellen Wert η zu kommen, muss man auch eine quantitative Berechnung durchführen. Es müssen alle wichtigen Prozesse und die zugehörigen inversen Prozesse (*Washout*-Prozesse) berücksichtigt werden. Außerdem reicht eine *Tree-Level*-Berechnung nicht aus, da die komplexe Phase für die benötigte CP-Verletzung erst bei *Loop*-Diagrammen zum Tragen kommt. Auf eine genaue quantitative Berechnung wird in dieser Zusammenfassung verzichtet. Für den interessierten Leser empfiehlt sich [3]. Als Ergebnis kann man jedoch festhalten, dass auch quantitativ die Erzeugung der BAU möglich ist.

Jedoch gibt es bei SU(5) einige Probleme. Zum einen ist die Theorie aufgrund der hohen Energiebereiche nicht testbar. Das größte Problem ist jedoch die vorhergesagte Protonlebensdauer $\tau_{SU(5)} \sim 10^{28} \text{ y} \ll \tau_{exp} \sim 10^{34} \text{ y}$. Weitere Probleme treten mit der heutzutage gut etablierten Inflationstheorie auf. Die thermische Produktion der schweren Bosonen, die aufgrund der großen

⁷James M. Cline, arXiv:hep-ph/0609145v3, 9 (2006).

Masse vor der Inflation stattgefunden haben muss, kann hier zu Relikten wie Gravitinos führen, welche die Nukleosynthese beeinflussen und zu anderen Ergebnissen führen.

Die SU(5) Baryogenese ist also ausgeschlossen. Favorisiert wird bei der GUT-Baryogenese die Gruppe SO(10). Damit gibt es mehrere Möglichkeiten, die Probleme von SU(5) zu *umgehen*. Außerdem wird ein rechtshändiges Majorana-Neutrino vorhergesagt, welches die Massen der leichten Neutrinos erzeugen kann und zur Baryogenese via Leptogenese führt. Dies wird im nächsten Kapitel behandelt.

5 Baryogenesis via Leptogenesis

Bei der Baryogenese via Leptogenese wird zunächst eine Leptonenasymmetrie vorm Zeitpunkt des EWPT erzeugt. Anschließend wird durch die B+L-verletzenden und B-L-erhaltenden Sphaleron-Prozesse die Leptonenasymmetrie in eine Baryonenasymmetrie umgewandelt. Somit ist der ganze Prozess relativ unabhängig von Details des EWPT.

Als Grundlage für die Leptogenese dient der sog. *Seesaw*-Mechanismus, der zuerst von Gell-Mann, Ramond, Slasky und Yanagida 1976 aufgestellt wurde.



Abbildung 5.1: Charikatur des *Seesaw*-Mechanismus. ⁸

Dabei handelt es sich um eine Erweiterung des SM. Die im SM masselosen Neutrinos erhalten durch diesen Mechanismus kleine Massen. Das ist durch die gemessenen Neutrinooszillationen auch experimentell motiviert. Für diese Theorie fügt man ein Fermionen-Singlet N (Majorana-Neutrino) zur Lagrangedichte hinzu, welches an die bekannten Neutrinos koppelt. Die für den Mechanismus relevante Lagrangedichte lässt sich wie folgt schreiben:

$$\mathcal{L} = \mathbf{h}_\beta^* (\bar{L}_\beta \phi^{c*}) E_\beta - \lambda_{\alpha k}^* (\bar{L}_\alpha \phi^*) N_k - \frac{1}{2} \bar{N}_j M_j N_j^c + h.c. .$$

Wobei die Matrizen \mathbf{h} und \mathbf{M} diagonal sind. Wenn das Higgsfeld ϕ seinen v_{ev} annimmt, erhalten die leichten Neutrinos ihre Masse.

⁸Marco Rothering (2011).

$$\mathcal{L}_{m\nu} = \frac{1}{2} \bar{\nu}_\alpha^c m_{\alpha\beta}^\nu \nu_\beta + h.c.$$

$$m_{\alpha\beta}^\nu = \lambda_{\alpha k} M_k^{-1} \lambda_{\beta k} v^2 \stackrel{!}{\lesssim} \mathcal{O}(\text{eV})$$

Die Masse ist abhängig vom v_{ev} des Higgs, der Yukawa-Kopplung Y und der inversen Masse des schweren Majorana-Neutrinos M_k^{-1} . Diese Masse liegt im Bereich von ungefähr 10^{11} GeV. Bei dem schweren Neutrino handelt es sich um ein Majorana-Fermion. Das bedeutet, dass man dem Teilchen keine bestimmte Leptonen-Zahl L zuordnen kann, da es sein eigenes Antiteilchen ist. Somit sind L -verletzende Prozesse möglich. Falls die Yukawa-Kopplungen Y komplex und klein gegenüber der Expansion des Universum sind, ist auch die CP -Verletzung und das thermische Ungleichgewicht erfüllt. Somit ist Leptogenese qualitativ möglich und durch die Sphaleronprozesse eine Umwandlung in eine Baryonenasymmetrie. Für eine quantitative Betrachtung muss man wie bei der GUT-Baryogenese alle relevanten Prozesse berücksichtigen. Eine genaue Behandlung findet man in [4]. Als Ergebnis dieser Rechnung ergibt sich Abb. 5.2.

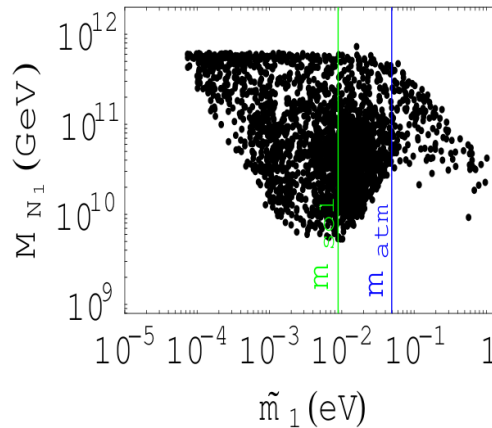


Abbildung 5.2: Erlaubter Parameterbereich für Baryogenese via Leptogenese. ⁹

Beeindruckend ist, dass der erlaubte Parameterbereich nicht nur das erwünschte η vorhersagt, sondern auch die Massen der leichten Neutrinos im Bereich der experimentellen Messungen liegt. Somit lassen sich mit der Baryogenese via Leptogenese zwei unabhängige Observablen erklären. Da die schweren rechtshändigen Majorana-Neutrinos auch in $SO(10)$ vorhergesagt werden, ist dies eine sehr vielversprechende Theorie und heutzutage favorisiert. Jedoch können auch hier aufgrund der thermalen Produktion der schweren Majorana-Neutrinos Probleme mit der Inflationstheorie auftreten.

⁹S. Davidson et al., arXiv:hep-ph/0802.2962v1, 56 (2008).

6 Der *Affleck-Dine* Mechanismus

Als letztes wird noch kurz der *Affleck-Dine* Mechanismus behandelt. Dies ist ein Beispiel für einen nicht-thermischen Mechanismus. Hierbei wird das SM um skalare Felder mit Baryonenzahl erweitert. Diese treten zum Beispiel in supersymmetrischen Theorien auf und sind dort die skalaren Partnerteilchen der Quarks. Außerdem beinhaltet dieser Mechanismus die gut etablierte Inflationstheorie.

Vor der Inflation besitzt die Lagrangedichte \mathcal{L}_{free} mit einem Feld χ , welches sowohl Baryonenzahl als auch Leptonenzahl trägt, eine $U(1)_B$ Symmetrie und es treten keine B-verletzenden Prozesse auf. Das skalare Feld besitzt hier also viele *flache Richtungen*, in denen sein Potential verschwindet und das Teilchen daher als masselos und frei betrachtet werden kann. Durch die Inflation wird das Potential entlang der flachen Richtungen auf einen Wert verschieden von Null angehoben. Der WW-Term \mathcal{L}_{int} bricht dann die $U(1)_B$ -Symmetrie und es treten, falls das Feld einen hohen Erwartungswert annimmt, nicht vernachlässigbare B- und L-verletzende Prozesse auf. Nach großen Zeiten t sind diese Prozesse wieder vernachlässigbar. Zerfällt dieses Feld erhält man die gewünschte Baryonen-Asymmetrie.

Hierbei muss erwähnt werden, dass man zu Beginn der Inflation ein sehr kleines skalares Feld annimmt und sich dieses während der Inflation stark vergrößert. Dies wird *ad-hoc* in die Theorie eingebaut und eine genaue Erklärung dafür fehlt. Als weiterführende Literatur ist [5] zu empfehlen.

7 Zusammenfassung

Insgesamt wurden vier verschiedene Mechanismen zur Generierung der Baryonenasymmetrie vorgestellt. Um die EWBG, die im SM aufgrund der Grenzen für die Higgsmasse ausgeschlossen ist, zu ermöglichen, macht man den *Übergang* zum MSSM. Jedoch wird dafür ein sehr leichtes *stop* benötigt. Auch in diesem Modell ist der Parameterbereich nahezu ausgeschlossen.

Bei der GUT-Baryogenese gibt es Bosonen, die B- und L-verletzende Prozesse erlauben. Um die dritte Sakharov-Bedingung, das thermische Ungleichgewicht, zu erfüllen, benötigt man kleine Kopplungen. Daher sind die Zerfälle des Higgs-Color-Triplets die relevanten Prozesse. Berücksichtigt man alle wichtigen Prozesse und berechnet die *Wash-Out* Prozesse, so ist auch quantitativ die GUT-Baryogenese im SU(5)-Modell möglich. Aufgrund der zu kleinen Protonenlebensdauer und der Konflikte mit der Inflationstheorie aufgrund der thermischen Produktion der schweren Bosonen ist dieses Modell jedoch ausgeschlossen. Eine vielversprechendere Möglichkeit ist die Gruppe SO(10).

In SO(10) werden rechtshändige Majorana-Neutrinos vorhergesagt. Der Zerfall dieser kann eine Leptonenasymmetrie generieren, welche dann in eine Baryonenasymmetrie durch die Sphaleronprozesse konvertiert werden. Beeindruckend ist hier die *gleichzeitige* Erklärung der geringen Neutrino-Massen, die durch den *Seesaw*-Mechanismus generiert werden. Somit werden zwei unabhängige experimentelle Messgrößen mit diesem Mechanismus erklärt. Daher gilt diese Theorie als sehr vielversprechend.

Als letzten Kandidaten wurde der Affleck-Dine-Mechanismus als ein nicht-thermisches Beispiel behandelt. In diesem Mechanismus ist sowohl die Inflationstheorie und auch die Supersymmetrie implementiert. Jedoch werden hier einige spekulative Annahmen gemacht.

Die Suche nach einer Erklärung für die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie beinhaltet somit weitere wichtige Schlüsselfragen der Hochenergie-Physik. Zum Beispiel die Vereinigung der Kopplungen, die Inflationstheorie, Symmetrien, Massengenerierung der Neutrinos, ... Heutzutage ist die Baryogenese via Leptogenese favorisiert. Auf die quantitativen Rechnungen wurde in dieser Zusammenfassung verzichtet. Eine genauere Ausarbeitung findet man in den angegebenen Literaturquellen.

Literaturverzeichnis

- [1] I. Aitchison. *Supersymmetry in Particle Physics: An Elementary Introduction*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2007.
- [2] W. Buchmueller. Baryogenesis-40 years later. *arXiv:hep-ph/0710.5857v2*, November 2007.
- [3] J. M. Cline. Baryogenesis. *arXiv:hep-ph/0609145v3*, pages 1–64, November 2006.
- [4] S. Davidson. Leptogenesis. *arXiv:hep-ph/0802.2962v1*, Februar 2008.
- [5] M. Dine. The origin of the matter-antimatter asymmetry. *arXiv:hep-ph/0303065v3*, 2003.
- [6] J.-M. Frere. Introduction to baryo- and leptogenesis. Technical report, Universite Libre de Bruxelles, November 2005.
- [7] Y. Nir. Leptogenesis: A pedagogical introduction. Technical report, Weizmann Institute of Science, 2010.
- [8] M. Riotto, A. und Trodden. Recent progress in baryogenesis. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 49:35–75, 1999.