

Baryogenese

Ursprung der Baryonen-Asymmetrie

Handout zum Seminarvortrag

Philipp Zander

philipp.zander@tu-dortmund.de

30.11.2015

1 Einleitung

Alle bisherigen Experimente zeigen eine Asymmetrie zwischen den Dichten von Baryonen und Antibaryonen im Universum. A priori ist nicht klar, ob diese Asymmetrie seit dem Big Bang besteht, also eine Art Anfangsbedingung unseres Universums ist, oder sie sich in einer bestimmten Epoche ausgebildet hat. Die bestehenden Theorien der Kosmologie, insbesondere die Theorie, welche die inflationäre Epoche des Universums beschreibt, sagen allerdings voraus, dass bei Zerfall des Inflatonfeldes bestehende Asymmetrien ausgeglichen werden und somit auch Materie und Antimaterie zu gleichen Teilen vorliegen. Es besteht also die Notwendigkeit einer dynamischen Baryogenese nach der Epoche der Inflation um die heute beobachtete Asymmetrie zu erklären. Seit den 1970er Jahren wurden viele Modelle zum Thema Baryogenese sowie Leptogenese vorgeschlagen. In dem Vortrag, den diese Arbeit zusammenfassen soll, wurde auf vier grundlegende Szenarien eingegangen. Zuerst wird hier jedoch auf die Suche nach Antimaterie, die Größe der Baryonen-Asymmetrie sowie auf die fundamentalen Anforderungen an Baryogenese-Modellen eingegangen.

2 Experimente und Ergebnisse

Auf der Suche nach Antimaterie im Universum sind direkte und indirekte Suchen möglich. Zu den Experimenten die direkt nach Antimaterie suchen gehören die Ballonexperimente BESS-Polar I/II (Balloon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer) sowie die Magnetspektrometer AMS-01/02 (Alpha Magnetic Spectrometer). Indirekte Suchen nach Antimaterie-Anhäufungen im Universum sind z.B. über die Strahlung möglich, die bei der Paar-Annihilation von Materie und Antimaterie entsteht. Darüber hinaus sind die Kosmische Hintergrundstrahlung und die primordiale Nukleosynthese sensitiv auf die baryonische Dichte im Universum.

Die Ergebnisse von BESS-Polar I und II bei der Messung der Höhenstrahlung sind konsistent mit den Erwartungen und in der Strahlung wurde bei fast 50 Milliarden gemessenen Helium-Kernen kein Antihelium-Kern gefunden [1]. Auch die beiden AMS haben bisher keine Antikerne in kosmischer Strahlung gefunden [2]. Das AMS-02 auf der ISS soll noch mindestens bis zum Ende der ISS betrieben werden. Die neusten Messungen der kosmischen Hintergrundstrahlung wurden vom Planck-Satelliten aufgenommen. Die gemessenen Anisotropien und die Entwicklungspolitisch dieser Schwankungen sind in den Abbildungen 3 und 1 zu sehen. Die Berechnungen der Planck Kollaboration liefern $\Omega_b \approx 4,86\%$ für den Anteil der baryonischen Materie am Universum [3]. Die Baryonen-Asymmetrie wird relativ zur Photonendichte angegeben: $\eta = n_\gamma^{-1}(n_b - n_{\bar{b}})$. Für diesen Parameter wird in den Ergebnissen des WMAP-Satelliten ein Wert von $\eta = 6,14 \pm 0,25$ angegeben [4]. Die präzisesten Messungen aus primordialer Nukleosynthese liefern ähnliche Werte 2.

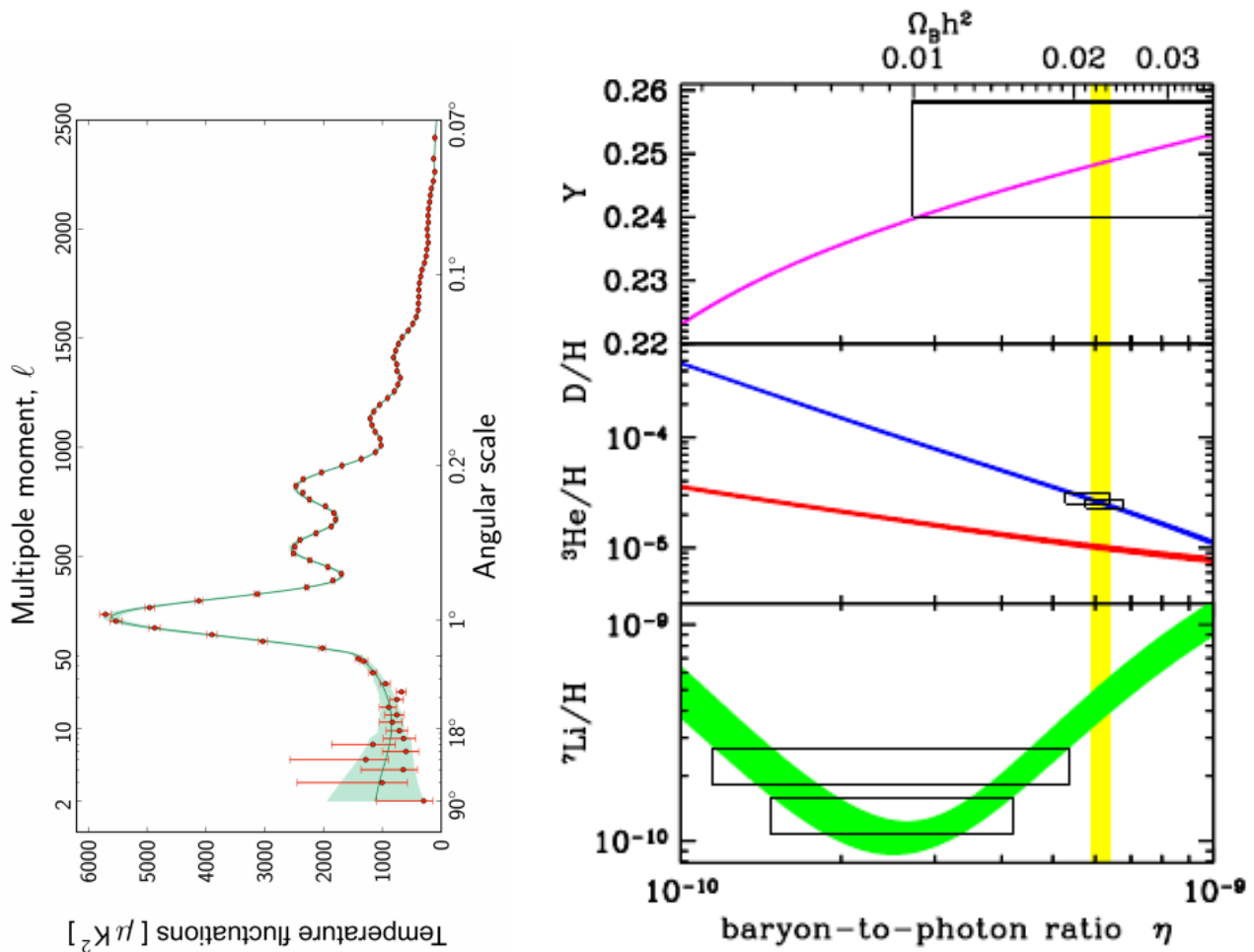


Abb. 1: Von Planck gemessene Anisotropien im CMB [3]

Abb. 2: Einfluss der Baryonen-Asymmetrie auf die primordialen Nukleosynthese [4]

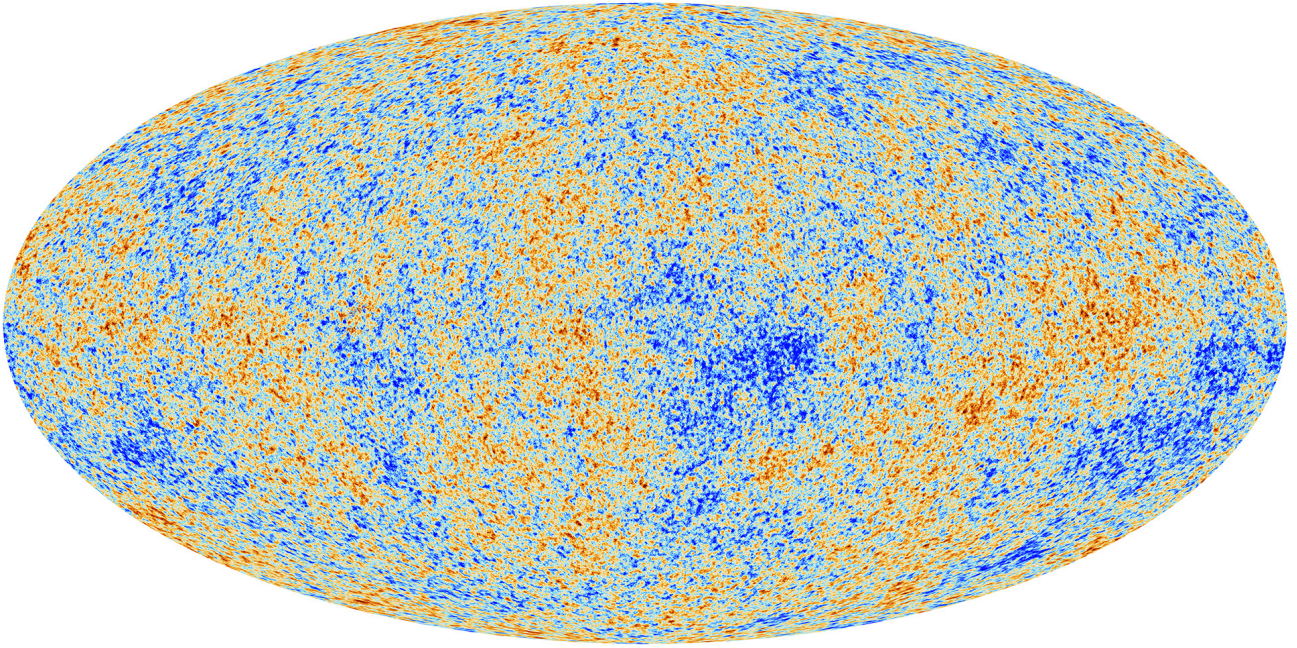


Abb. 3: Karte der Anisotropien in der Hintergrundstrahlung aufgenommen vom Planck-Satellit. Gezeigte Abweichungen einer Temperatur von 2,725 K sind im μK -Bereich [3]

3 Sacharow-Kriterien

Um einzuschätzen ob Modelle, welche die vorliegende Baryonen-Asymmetrie im Universum erklären wollen, dies auch können formulierte Andrei Sacharow im Jahr 1967 drei grundlegende Kriterien:

1. **Verletzung der Baryonenzahl-Erhaltung:** Erlaubte Prozesse die Baryonenzahl B ändern

$$\Delta B \neq 0 \quad (1)$$

2. **Verletzung von C- und CP-Invarianz:** Verschiedene Übergangsraten für Teilchen und Antiteilchen

$$\Gamma(i \rightarrow f) \neq \Gamma(\bar{i} \rightarrow \bar{f}) \quad (2)$$

$$\Gamma(i_p \rightarrow f_p) \neq \Gamma(\bar{i}_{-p} \rightarrow \bar{f}_{-p}) \quad (3)$$

3. **Thermisches Nichtgleichgewicht:** Umgekehrte Prozesse sollen andere Rate haben

$$\Gamma(i \rightarrow f) \neq \Gamma(f \rightarrow i) \quad (4)$$

Es ist schnell einzusehen, warum diese Kriterien von Baryogenese-Modellen erfüllt sein müssen. Das erste Kriterium stellt sicher, dass eine Asymmetrie in der Baryonenzahl durch einen erlaubten Prozess erst einmal erzeugt werden kann. Das zweite und dritte Kriterium sorgen dafür, dass eine erzeugte Asymmetrie bestehen bleibt und nicht, entweder durch den gleichen Prozess der Antiteilchen (C -Verletzung) bzw. der Antiteilchen entgegengesetzter Parität (CP -Verletzung), oder durch den im thermischen Gleichgewicht mit gleicher Wahrscheinlichkeit auftretenden umgekehrten Prozess, wieder vernichtet wird.

4 Modelle

4.1 Elektroschwache Baryogenese

Die Potentiallandschaft der Elektroschwachen Wechselwirkung lässt periodische, entartete Vakuumzustände zu, die durch Potentialbarrieren voneinander getrennt sind, wie in Abbildung 4 dargestellt. Es lässt sich nun die Wahrscheinlichkeit berechnen durch diese Barrieren zu tunneln (Instanton) oder sie durch Fluktuationen zu überwinden (Sphaleron).

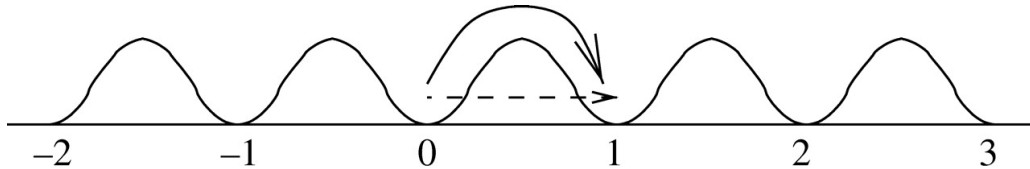


Abb. 4: Sphaleron- und Instanton-Übergang in einer periodischen Potentiallandschaft

Diese Prozesse wurden 1984 von Nicholas Manton und Frans Klinkhamer rein mathematisch eingeführt und sind nicht störungstheoretisch beschreibbar, daher werden sie zumeist wie in Abbildung 5 dargestellt. Die Instanton-Prozesse sind immer exponentiell unterdrückt und haben daher keine physikalische Relevanz. Die Wahrscheinlichkeit für Sphaleron-Prozesse ist in der ungebrochenen Phase des elektroschwachen Phasenübergangs $\propto T^4$ und in der gebrochenen Phase ebenfalls exponentiell unterdrückt. Bei einem Sphaleron-Prozess ist $(B - L)$ erhalten aber $(B + L)$ gebrochen. Daraus ergibt sich

$$\Delta B = \Delta L = \frac{1}{2} \Delta(B + L) \quad (5)$$

$$= n \cdot N_f \stackrel{\text{SM}}{=} 3, 6, 9, \dots \quad (6)$$

Das Modell der elektroschwachen Baryogenese beschreibt wie die Baryonen-Asymmetrie während dem elektroschwachen Phasenübergang gebildet wird. Der elektroschwache Phasenübergang verläuft, wenn er 1. Ordnung ist, analog zum Wasser-Dampf-Übergang mit Blasenbildung und Expansion dieser Blasen, wie in Abbildung 6 gezeigt. Die Grenzflächen von gebrochener und ungebrochener Phase sind dabei entscheidend für die elektroschwache Baryogenese. In Abbildung 7 sind die wichtigsten Prozesse in der Nähe der Grenzfläche dargestellt. In der masselosen Phase sind die Sphaleron-Prozesse möglich und erzeugen dort einen Überschuss an Baryonen. Diese diffundieren dann in die gebrochene Phase. Dabei ist die Transmissionswahrscheinlichkeit der Teilchen durch die Grenzfläche aufgrund der CP -Verletzung unterschiedlich für Baryonen und Antibaryonen.

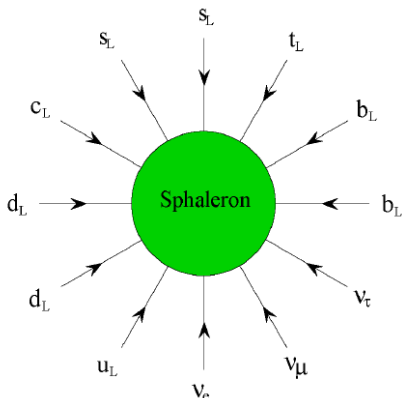


Abb. 5: Darstellung eines Sphaleron-Prozesses. Der Vorgang ist nicht-perturbativ [5]

Mithilfe dieses Modells ließe sich die Baryogenese noch innerhalb des Standardmodells beschreiben. Die Theorie hat allerdings das Problem, dass die CP -Verletzung im Standardmodell zu klein ist um die heutige Asymmetrie erklären zu können. Darüber hinaus muss der gerade beschriebene Phasenübergang 1. Ordnung sein, um die nötigen Grenzflächen der beiden Phasen auszubilden. Simulationen wird jedoch das in Abbildung 8 gezeigte Phasendiagramm entnommen, welches einen kritischen Punkt bei einer Higgs-Masse von 75 GeV zeigt, die zu weit unterhalb der heutig gemessenen Masse von 125 GeV liegt. Beide diese Probleme können durch die Einführung des minimal supersymmetrischen Modells (MSSM) annähernd behoben werden. Das MSSM liefert neue Quellen für CP -Verletzung sowie neue Leptonen zur Produktion von Baryonen und verschiebt den kritischen Punkt in Richtung der gemessenen Higgs-Masse.

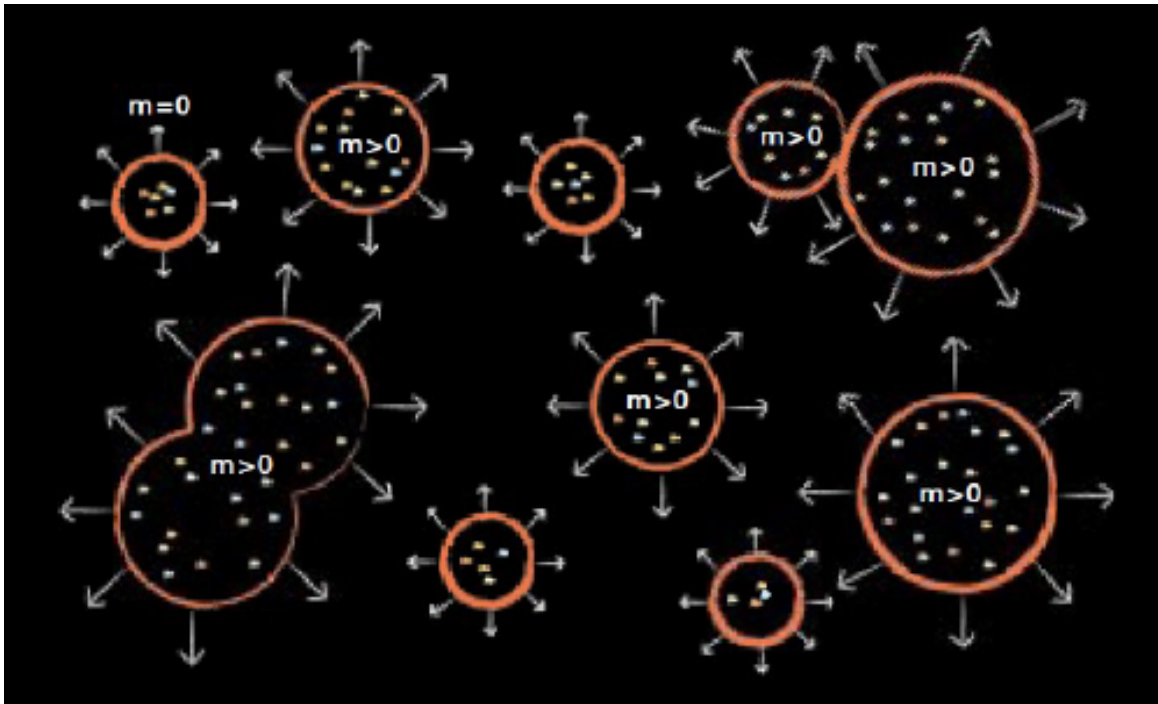


Abb. 6: Der elektroschwache Phasenübergang (1. Ordnung) verläuft analog zum Wasser-Dampf-Übergang mit Blasenbildung [6]

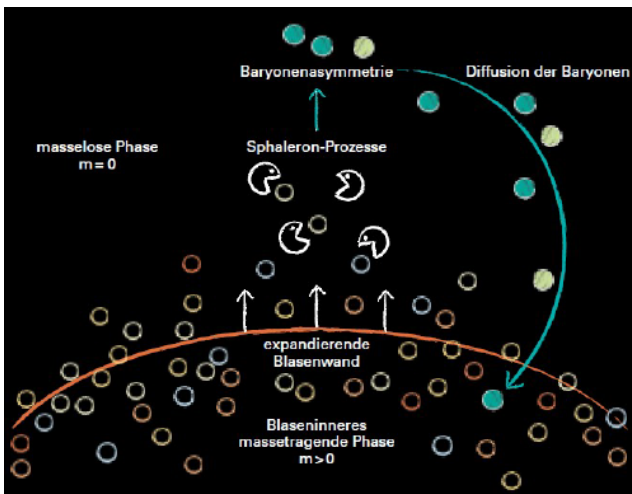


Abb. 7: Baryogenese während des elektroschwachen Phasenübergangs durch Sphaleron-Prozesse und Diffusion [6]

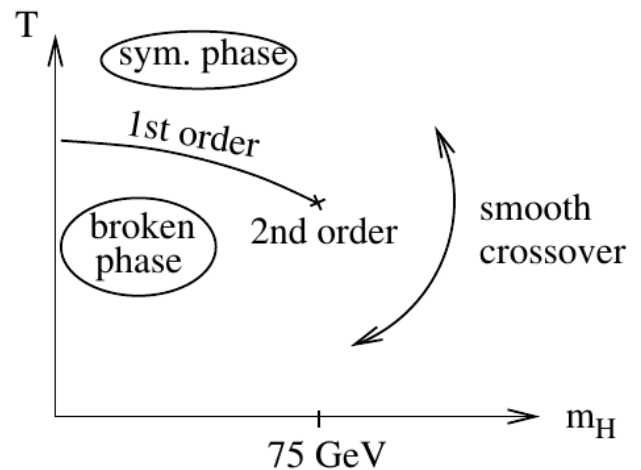


Abb. 8: Phasendiagramm des elektroschwachen Phasenübergangs mit kritischem Punkt (SM) [7]

4.2 GUT-Baryogenese

Das erklärte Ziel von Grand Unified Theories (GUT) ist die Beschreibung aller SM-Teilchen in einem einzigen Multiplett. Dafür nötig ist eine einfache Eichgruppe die Obergruppe der SM-Eichgruppe ist. Die kleinsten Gruppen die dies erfüllen sind $SU(5)$ und $SO(10)$ wobei gilt

$$SO(10) \supset SU(5) \supset SU(3) \times SU(2) \times U(1). \quad (7)$$

In Kombination von GUT und SUSY ist es möglich, dass alle Kopplungskonstanten bei einer Skala von $1 \cdot 10^{16}$ GeV zu einer Konstanten zusammenlaufen, wie in Abbildung 9 gezeigt.

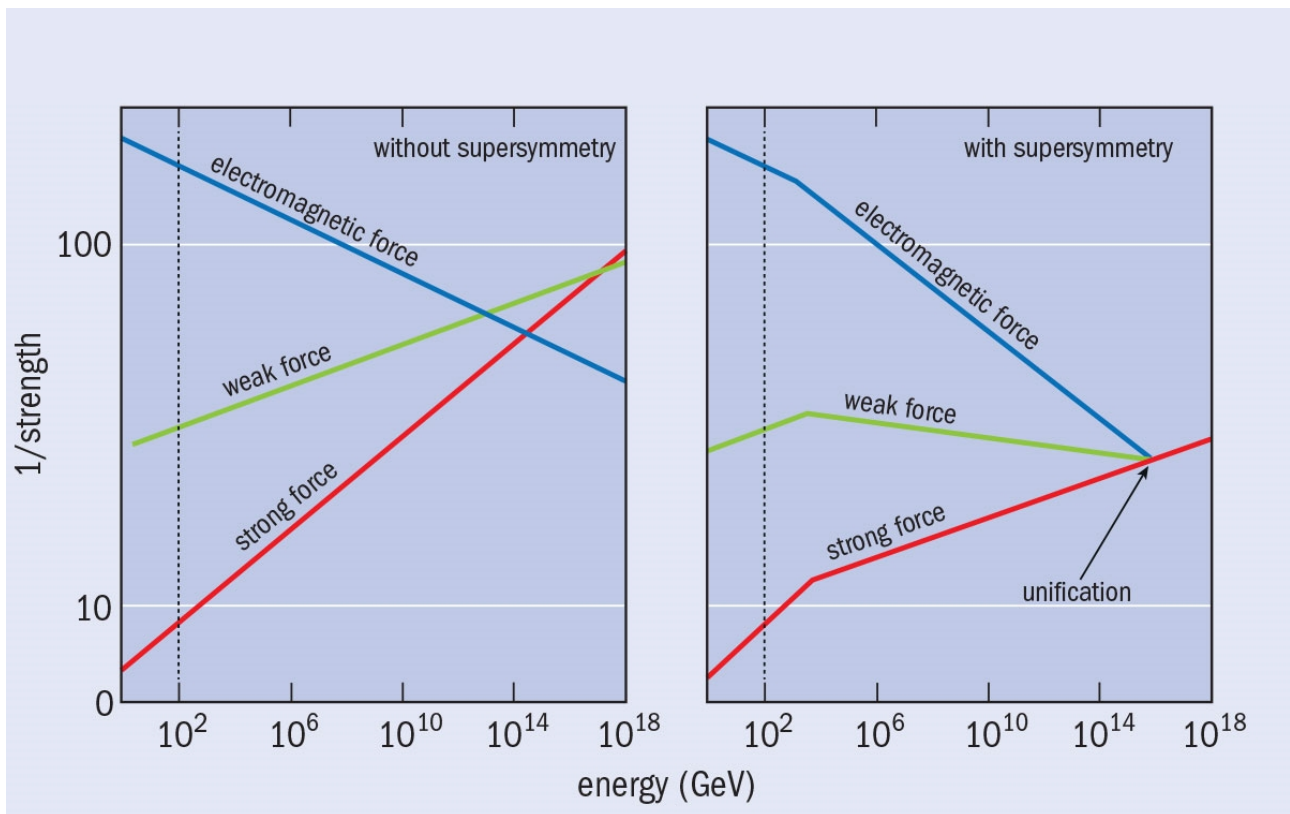


Abb. 9: Laufen der Kopplungskonstanten in GUT mit und ohne SUSY

SU(5): In der kleinsten möglichen GUT-Eichgruppe gibt es insgesamt 24 Eichbosonen, 12 davon sind die bekannten Eichbosonen des SM ($\gamma, W^\pm, Z^0, 8g$) und die anderen 12 sind neue, schwere Eichbosonen (X, Y). Darüber hinaus gibt es in dieser Theorie keine neuen Teilchen. Es gilt noch $(B - L)$ -Erhaltung.

SO(10): In dieser GUT-Eichgruppe gibt es insgesamt 45 Eichbosonen, darunter die der $SU(5)$, und zusätzlich neue Teilchen, wie z.B. rechtshändige Neutrinos ν_R . In dieser Theorie gilt weder $(B - L)$ - noch $(B + L)$ -Erhaltung.

Da Quarks und Leptonen im selben Multipllett vorliegen sind Prozesse möglich, welche die Baryonenzahl verletzen, z.B. die Zerfälle der schweren Eichbosonen X, Y . Trotzdem kann innerhalb einer $SU(5)$ -GUT keine Baryonen-Asymmetrie erzeugt werden, da hier $(B - L)$ eine Erhaltungsgröße ist. Ein Problem der GUT-Baryogenese ist, dass die schweren Eichbosonen thermisch erzeugt werden müssen, also muss $T \approx m_X \approx 1 \cdot 10^{16}$ GeV sein. Diese sogenannte Reheating-Temperatur scheint zu hoch, um nach der inflationären Epoche erreicht zu werden. Zusätzlich wäre die massenhafte Erzeugung von Gravitinos, den Superpartnern des theoretischen Gravitons, als Reliktstrahlung die Folge, welche mit der bestehenden Theorie der primordialen Nukleosynthese unvereinbar ist.

4.3 Leptogenese

Der Begriff Leptogenese umfasst Modelle, die eine Asymmetrie im Leptonensektor erzeugen können, welche dann teilweise in den Baryonensektor übertragen werden kann. Unter der Annahme von, mithilfe des Seesaw-Mechanismus erzeugten, schweren, rechtshändigen Neutrinos z.B. kann eine Leptonen-Asymmetrie erzeugt werden. Der Zerfall dieser rechtshändigen Neutrinos verletzt die Leptonenzahl um 2 und die CP -Verletzung wäre in diesem Prozess ausreichend. Dieser Ansatz allerdings hat ähnliche Probleme mit der Reheating-Temperatur wie die GUT-Baryogenese.

4.4 Affleck-Dine-Baryogenese

Innerhalb von supersymmetrischen Modellen (SUSY) haben Quarks und Leptonen skalare Partner, die ebenfalls Baryonen- und Leptonenzahl tragen. Es lassen sich Affleck-Dine-Felder konstruieren, die sich aus diesen Skalarfeldern zusammensetzen. Die Potentiallandschaft dieser AD-Felder besitzt “flache Richtungen”, wie in Abbildung 10 gezeigt, und ihr Vakuumerwartungswert kann daher beliebig groß werden. Die Kopplung der AD-Felder an das Inflatonfeld und Prozesse während der SUSY-Brechung regen die AD-Felder zur Oszillation an und erzeugen so bei Zerfall der AD-Felder einen Überschuss an Baryonen. Der Vorteil dieser Theorie ist, dass eine beliebig große Baryonen-Asymmetrie erzeugt werden kann und dabei die Reheating-Temperatur nicht zu groß sein muss. Die AD-Felder zerfallen teilweise auch in sogenannte Q-Balls, Anhäufungen bosonischer Materie, die selbst auch Kandidaten für Dunkle Materie (DM) sein können bzw. entweder in Baryonen oder anderen DM-Kandidaten zerfallen können. Ebenfalls denkbar wäre eine sehr ähnliche Leptogenese, bei der ein anderes AD-Feld beim Zerfall einen Überschuss an Leptonen produziert. Diese kann dann wieder teilweise in den Baryonensektor übertragen werden.

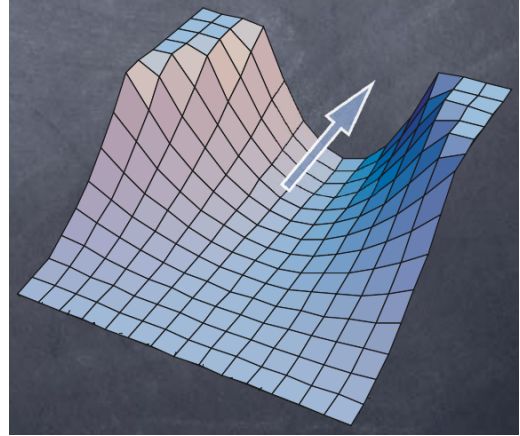


Abb. 10: Beispiel einer “flachen Richtung” im Potential

Literatur

- [1] K. Abe *et al.*, “Search for Antihelium with the BESS-Polar Spectrometer,” *Phys. Rev. Lett.* **108** (Mar., 2012) 131301.
- [2] **AMS** Collaboration, M. Aguilar *et al.*, “First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV,” *Phys. Rev. Lett.* **110** (Apr., 2013) 141102.
- [3] **Planck** Collaboration, P. A. R. Ade *et al.*, “Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters,” [arXiv:1502.01589](https://arxiv.org/abs/1502.01589) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/1502.01589)].
- [4] R. H. Cyburt, B. D. Fields, and K. A. Olive, “Primordial nucleosynthesis in light of WMAP,” *Phys. Lett.* **B567** (2003) 227–234, [arXiv:astro-ph/0302431](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0302431) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0302431)].
- [5] C. Balazs, “Baryogenesis: A small review of the big picture,” [arXiv:1411.3398](https://arxiv.org/abs/1411.3398) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/1411.3398)].
- [6] H. Stüwe, “Baryogenese I - Grundlagen und Baryogenese im Standardmodell der Teilchenphysik.”
- [7] C. Aue, “Baryogenese II - Alternative Szenarien jenseitsdes Standardmodells der Teilchenphysik.”
- [8] M. Fukugita and T. Yanagida, *Physics of neutrinos and applications to astrophysics*. Springer, Aug., 2003.
- [9] H. Päs, “Teilchenphysikalische Aspekte der Baryogenese oder “Warum ist Etwas und nicht Nichts?”,” 2005. <http://www.physik.uni-dortmund.de/~paes/Aussprache.pdf>.
- [10] **Particle Data Group** Collaboration, K. A. Olive *et al.*, “Review of Particle Physics,” *Chin. Phys.* **C38** (2014) 090001.
- [11] M. Gomer and C. Nolting, “Baryogenesis and Baryon Asymmetry,” 2014.