



Baryogenesis

岡田安弘 (KEK、総合研究大学院大学)

2012年8月27日-29日

京都大学




宇宙のバリオン数生成

- 現在の宇宙のバリオン数とエントロピーの比

$$n_B/s = (9.2 \pm 1.1) \times 10^{-11} (WMAP)$$

(元素合成時期でも同じぐらい)

- この数を説明することは、素粒子物理と宇宙論に課せられた大きな課題のひとつ。



(1) バリオン数生成のための Sakharov の三条件 (1967)

バリオン数の破れ

C および CP 対称性の破れ

平衡過程からのずれ

(2) 大統一理論におけるバリオン数生成 (M.Yoshimura, 1978)

GUT におけるバリオン数を破る相互作用を利用して宇宙のバリオン数生成を行うシナリオを提案。

(3) 高温での標準模型のバリオン数の破れ (V.A.Kuzmin, V.A.Rubakov, and M.E.Shaposhnikov, 1985)

量子異常によるバリオン数の破れの効果は電弱相転移温度(T_c)ぐらいに高温になると無視できなくなる。それによって 高温ではいつもバリオン数保存は破れている。ただし、バリオン数とレプトン数の差(B-L)は保存している。



二つのシステムのシナリオ

1. 高温($T > T_c$)で $B-L$ を作ってそれをバリオン数に転換する。
たとえば、Leptogenesis。
2. 電弱相転移でバリオン数を生成する。(Electroweak Baryogenesis)

いずれの場合も様々な現象論的な帰結が期待される。
とくにElectroweak Baryogenesis は LHC/ILC 物理と直接関連する。

このtalk では、

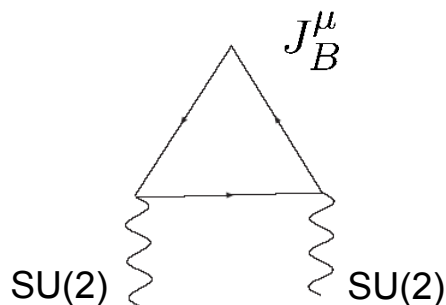
1. 高温におけるバリオン数の破れ
2. Electroweak Baryogenesisの概略
3. 現象論的帰結

標準模型の高温でのバリオン数の破れ

バリオンカレントのアノーマリー
SU(2)ゲージ理論の真空の構造 } バリオン数の破れ

バリオンカレントのアノーマリー

$$\partial_\mu J_B^\mu = \frac{N_f}{32\pi^2} (g^2 F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} - g'^2 f_{\mu\nu} \tilde{f}^{\mu\nu})$$



レプトンカレントのアノーマリーも同様なので

$$\partial_\mu J_L^\mu = \frac{N_f}{32\pi^2} (g^2 F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} - g'^2 f_{\mu\nu} \tilde{f}^{\mu\nu})$$

$$\partial_\mu (J_B^\mu - J_L^\mu) = 0 \quad \text{B-Lは保存する。}$$

SU(2) gauge +Higgs 系の古典的真空の構造

$$F_{\mu\nu} = 0$$

$$D_\mu \Phi = \lambda(\Phi^2 - v^2)\Phi$$

Topologically non-trivial solution ($A_0 = 0$ gauge)

$$g_{vac} = \{A_i = 0, \Phi_0 = (0, v)\}$$

$$g_{vac}^n = \{A_i = \frac{1}{g}\Omega\partial_i\Omega^{-1}, \Phi^n = \Omega\Phi_0\}$$

Chern-Simon number

$$\begin{aligned} N_{CS} &= \frac{g^2}{32\pi^2} \int dx^3 \epsilon_{ijk} (F_{ij}^a A_k^a - \frac{g}{3} \epsilon_{abc} A_i^a A_j^b A_k^c) \\ &= \frac{1}{24\pi^2} \int dx^3 \epsilon_{ijk} \text{tr} \Omega \partial_i \Omega^{-1} \Omega \partial_j \Omega^{-1} \Omega \partial_k \Omega^{-1} \\ &= \text{integer} \end{aligned}$$

$$S^3 \rightarrow SU(2) \quad \sim \text{Mapping の Topological Number}$$

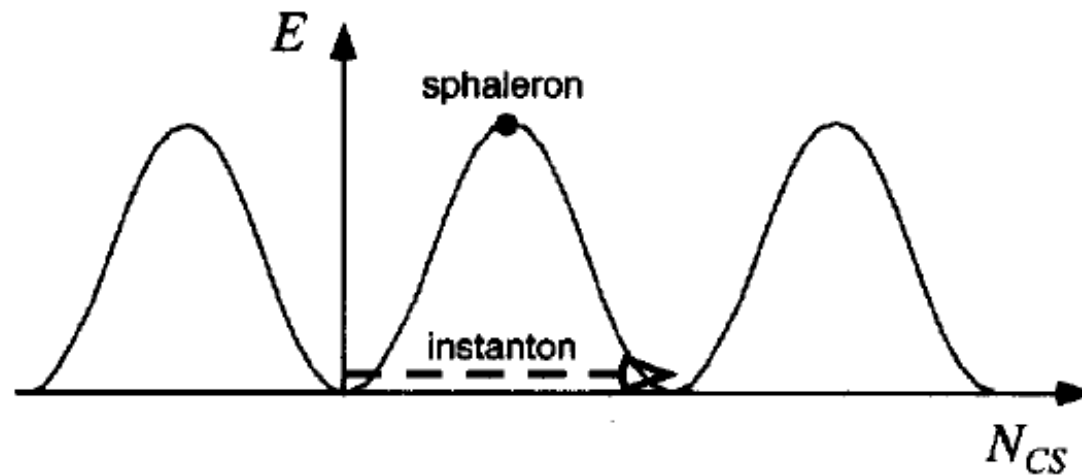
Sphaleron 解 (N. Manton 1983)

Broken phase の球対称静的(不安定)解

広がり $\sim O(1/M_W)$

Energy $\sim O(M_W/\alpha_W)$

$N_{CS} = 1/2$



アノマリーの式との関連

U(1) part

$$\partial_\mu J_B^\mu = \frac{N_f}{32\pi^2} (\partial_\mu K^\mu + \partial_\mu k^\mu)$$

$$K^\mu \equiv \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (F_{\nu\rho}^a A_\sigma^a - \frac{g}{3} \epsilon_{abc} A_\nu^a A_\rho^b A_\sigma^c)$$

$$\Delta B = N_f (\Delta N_{CS} + \Delta n_{CS})$$

=0 (U(1) part)

真空のC-S number の変化にともなって
バリオン数が N_f だけ変化する。

$$t = +\infty$$

$$N_B = n + 1, N_{CS} = 1$$

$$\Delta N_{CS} = 1$$

gauge field
configuration

$$t = -\infty$$

$$N_B = n, N_{CS} = 0$$

バリオン数を破る過程の起こる確率

(1) $T=0$, Quantum tunneling ('tHooft 1976) 非常に小さい

$$\Gamma \sim e^{-2\pi/\alpha_W} \sim 10^{-80}$$

(2) $T < T_c$, Sphaleron transition

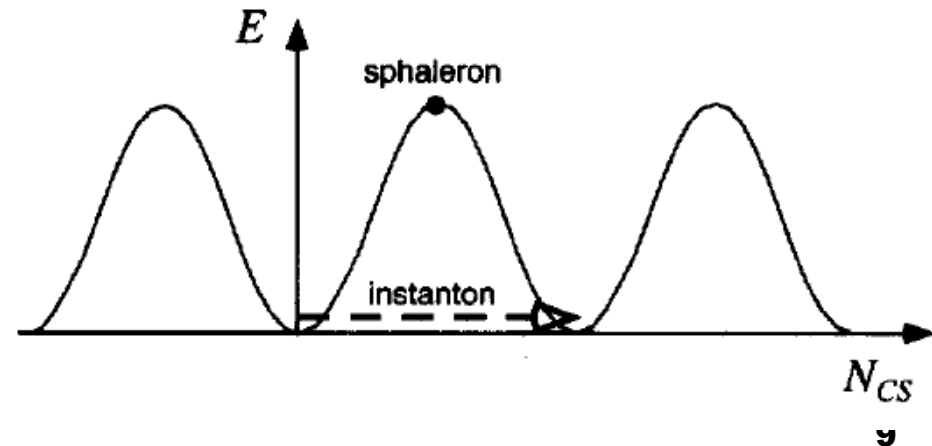
$$\Gamma \sim e^{-E_{sph}(T)/T}$$

$$E_{sph} = \frac{2M_W(T)}{\alpha_W} B \quad B = 1.52 \text{ (light Higgs)} - 2.70 \text{ (heavy Higgs)}$$

(3) $T > T_c$, $T < T_c$ より大きくなると評価されている。

$$\Gamma \sim \kappa(\alpha_W T)^4$$

κ O(1) の係数



電弱相転移程度の温度 ($T \sim 100 \text{ GeV}$) では、
宇宙膨張

$$H = \frac{\dot{a}}{a} \sim \frac{T^2}{M_{pl}} \sim e^{-40} T$$

したがって

$$E_{sph}(T) \leq 40T \text{ or } M_W(T) \leq 15\alpha_W T$$

のときは $B+L$ を破る相互作用が十分早くおきる。 $T > T_c$ ではもっと早い。

バリオン数は高温では消える。

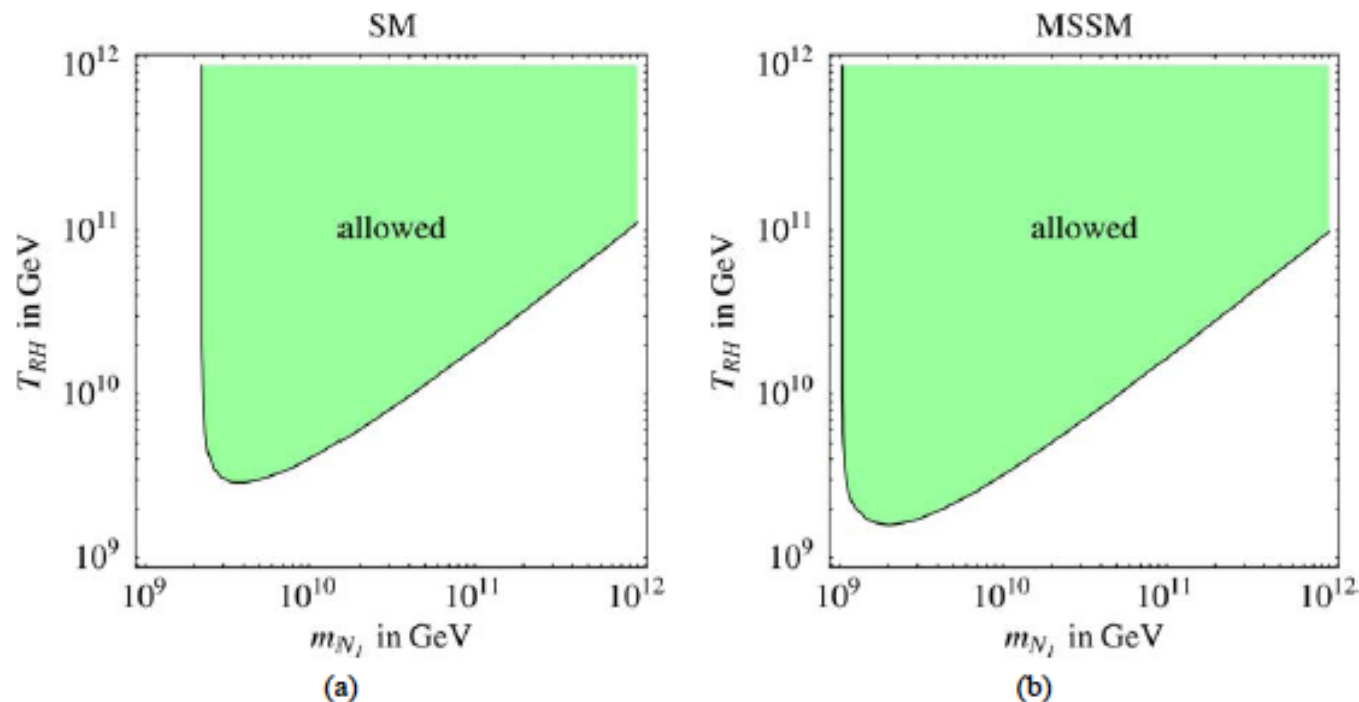
これを逃れるためには、

- (1) 最初に $B-L$ を作って、 $B+L$ を破る相互作用でバリオン数として残す。
GUT Baryogenesis, Leptogenesis (M.Fkugita and T.Yanagida, 1986)
- (2) 電弱相転移でバリオン数を作って、その後消えないようにする。
Electroweak Baryogenesis

Leptogenesis

- Seesaw neutrino model に於けるバリオン数生成機構
- 宇宙初期に重いニュートリノの崩壊によってレプトン数が生じ、電弱相転移の前にバリオン数に変化する。(高温ではB+L保存しない)

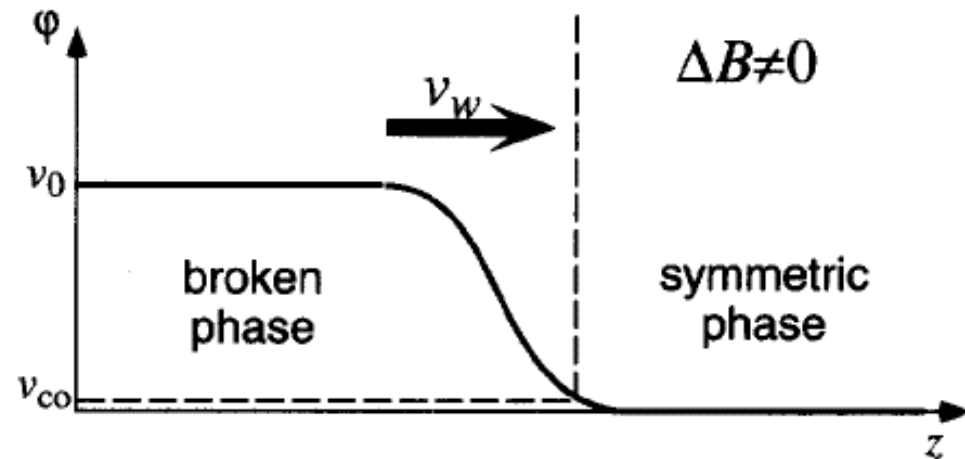
Leptogenesisがうまくいくインフレーション再加熱温度と重いニュートリノの範囲

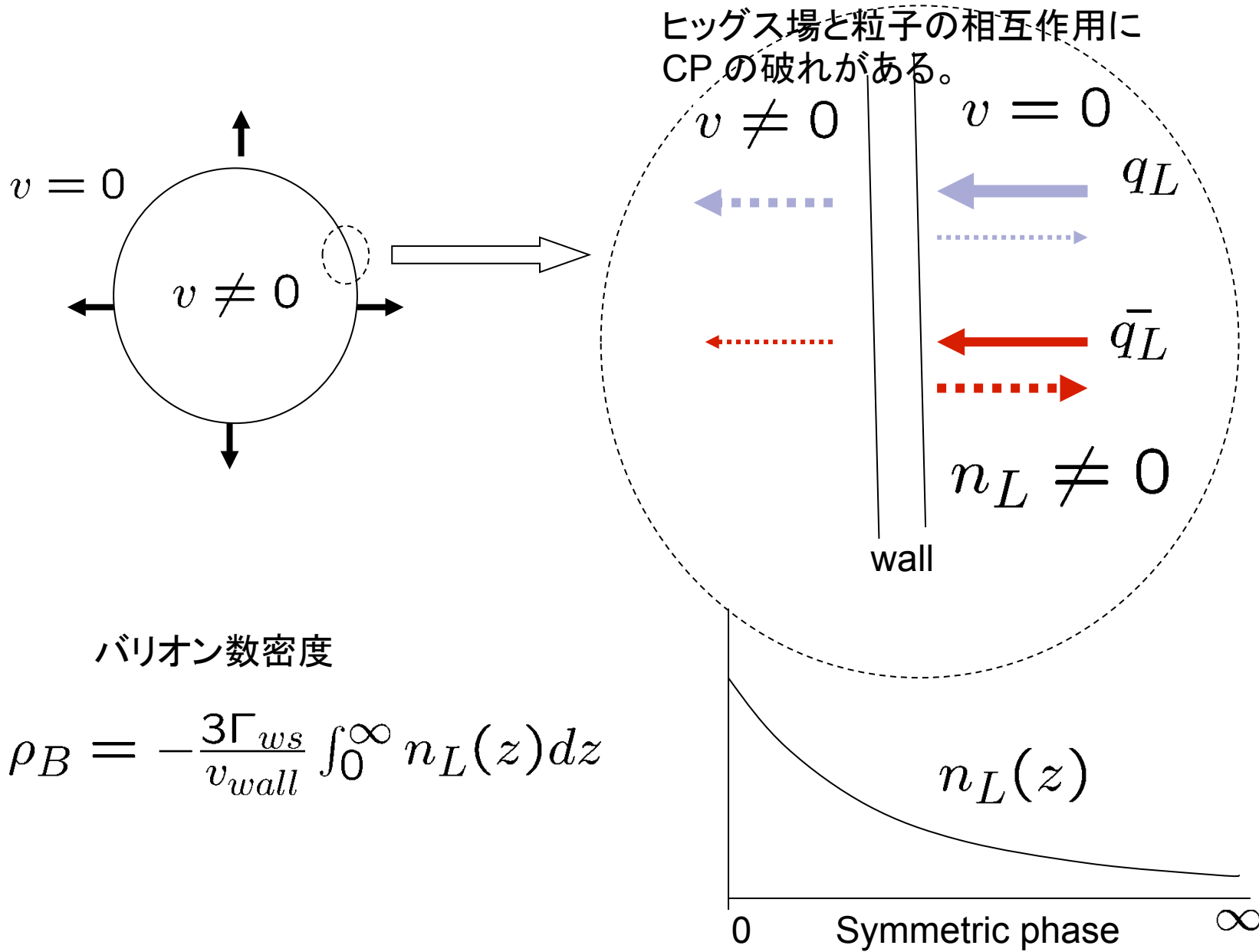


Electroweak baryogenesis の概要

- 電弱相転移が一次相転移であること。
- Broken phase の泡が成長する。
- 泡と周りのプラズマ中の粒子との相互作用により泡の壁の前後でいろいろな粒子のチャージの流れがおきる。(CPの破れ)
- Symmetric phase に運ばれたチャージによって、バリオン数の破れがおきる。
- 最終的にsymmetric phase が泡の中に取り込まれたとき、バリオン数生成がおきる。

十分強い一次相転移が起きることと、十分大きなCPの破れの効果が存在することの2点で 標準模型を超える物理が必要。



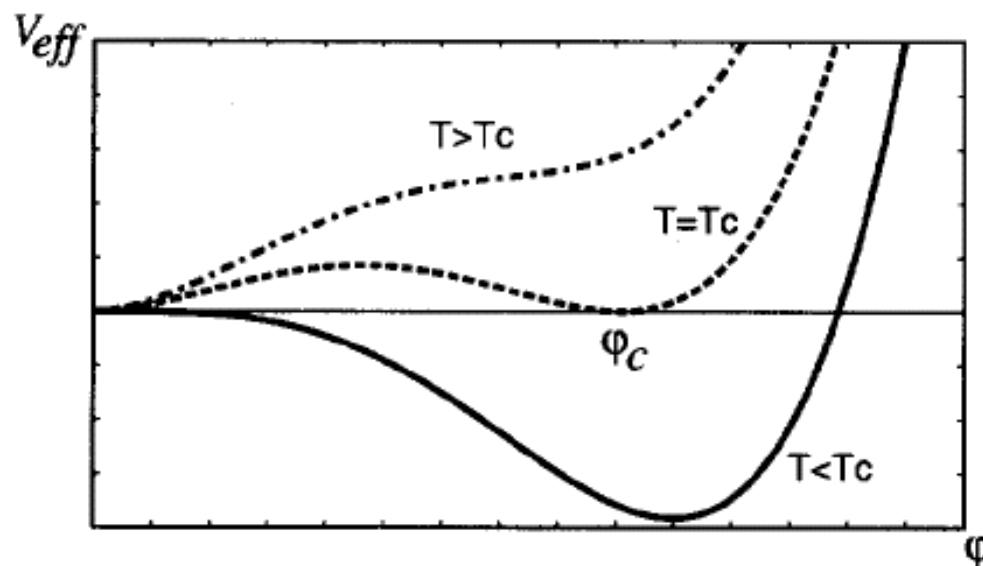


強い一次相転移の条件

たとえ電弱相転移でバリオン数が生成されても、相転移温度付近で broken phase 側で sphaleron transition が十分抑えられていなければ 作ったバリオン数が消えてしまう。

バリオン数が消えないための条件

$$\phi_c/T_c \geq 1$$



標準模型の高温のヒッグスポテンシャル

高温展開では ($m/T < 1$)

$$V_T(\phi, T) = D(T^2 - T_0^2)\phi^2 - ET\phi^3 + \frac{\lambda_T}{4}\phi^4 + \dots$$

$$\phi_c/T_c = 2E/\lambda_{T_c}$$

$$E = \frac{1}{12\pi v^3}(6m_W^3 + 3m_Z^3)$$

$$\lambda_T = m_h^2/2v^2 + \log \text{ corrections}$$

$\phi_c/T_c > 1$ の条件を満たすには ヒッグス粒子の質量は 50 GeV 以下でなければならない。これはLEP 実験からの下限値 (114 GeV) より小さいので、既に否定されている。



可能な解決策

(1) ボソンのループ補正

2 Higgs Doublet Model (2HDM) の重いヒッグス粒子のループ効果。
Minimal Supereymmetric Standard Model (MSSM) の軽い
スカラートップ (stop) のループ効果。

(2) トリーポテンシャルの変形

NMSSM や 余分な $U(1)$ を含んだSUSY模型に現れる 3次の項
余分なゲージシングレットをふくんだ模型
ヒッグスポテンシャルに6次項をふくんだ模型

ヒッグスセクターに係わる変更が必要
=> LHC やILC 実験におけるシグナル

MSSM における Electroweak Baryogenesis

- 軽い right-handed stop ($m(\text{stop}) < m(\text{top})$) が強い 一次相転移のために必要

$$\phi_c/T_c = 2E/\lambda T_c$$

$$E = \frac{1}{12\pi v^3}(6m_W^3 + 3m_Z^3) + \Delta E_{\tilde{t}_1}$$

$$\Delta E_{\tilde{t}_1} \sim \frac{m_t^3}{2\pi v^3} \left(1 - \frac{|A_t + \mu \cot \beta|^2}{M_Q^2}\right)^{3/2}$$

- CPの破れの原因
Stop A term (A_t)
chargino/neutralino の質量行列 (μ パラメーター)

Chargino が最も重要な寄与を与える。

特徴的な質量スペクトラム

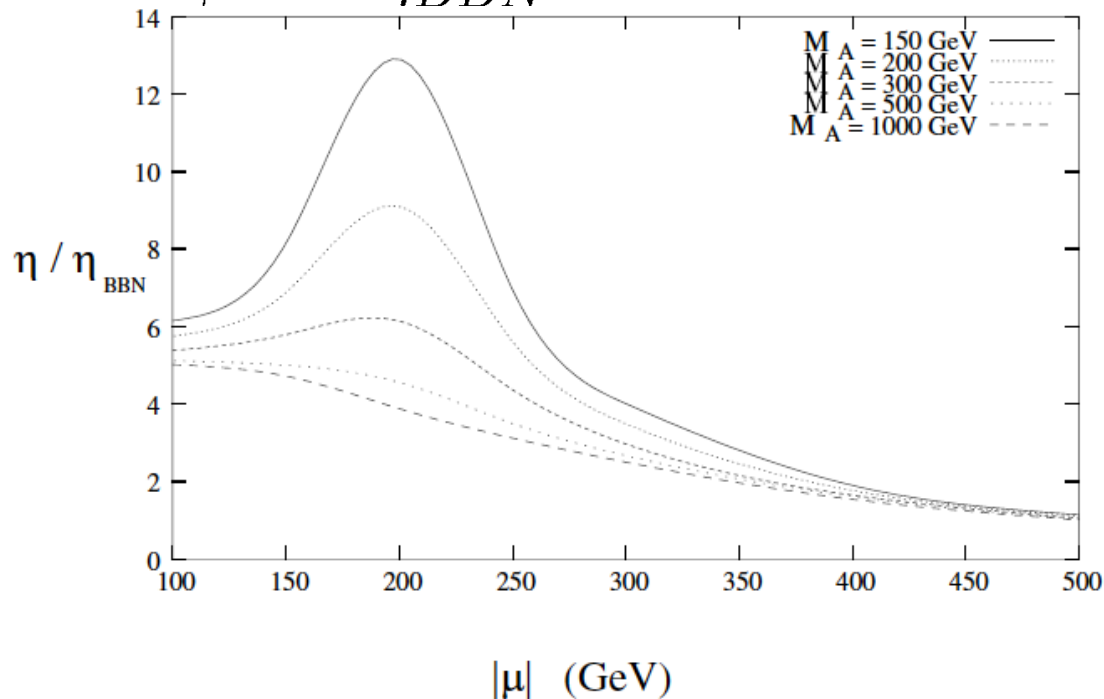
Right-handed stop (< top mass) LSP neutralino, chargino (< ~ 200 GeV)

Left-handed stop, multi TeV

バリオン数の値の例

$$\frac{n_B}{n_\gamma} = \left(\frac{\eta}{\eta_{BBN}} \sin \phi_\mu \right) \times \eta_{BBN}$$

$$M_2 = 200 \text{ GeV}$$
$$\tan \beta = 5$$



C.Balazs, M.Carena, A.Menon, D.E.Morrissey, C.E.M.Wagner 2005

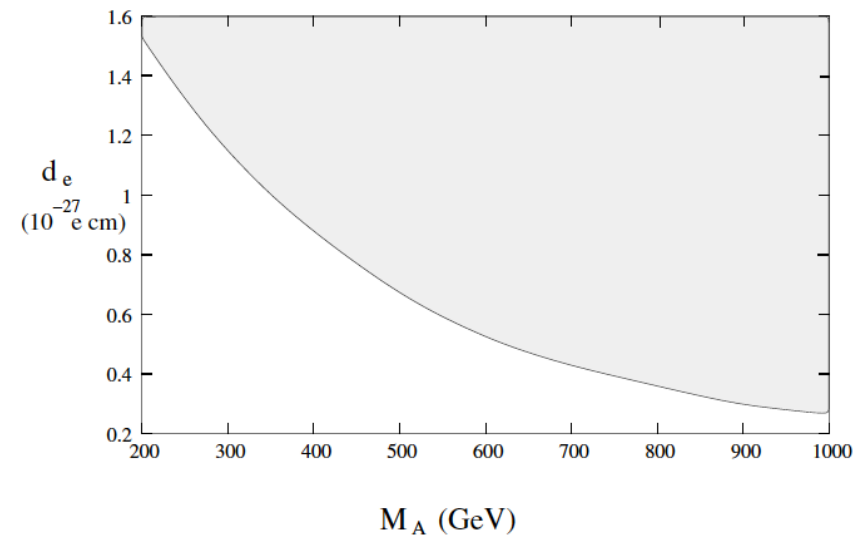
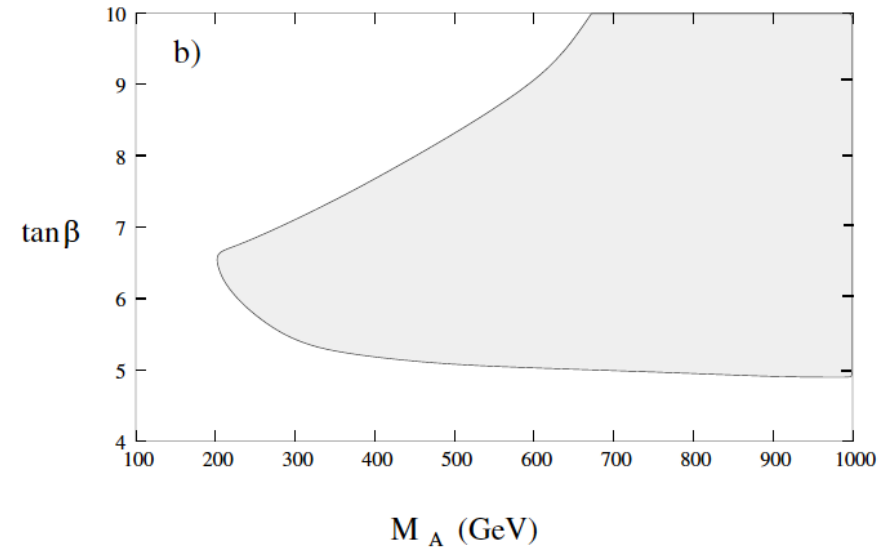


EWBG と EDM で許されるパラメーター

■ 現象論的特徴

軽いright-handed stop
軽い chargino/neutralino
で大きなCP位相 ($\sin \phi_\mu > 0.1$)

電気双極子モーメントが実験
の上限に近い



他の模型の例

SUSY U(1)' model

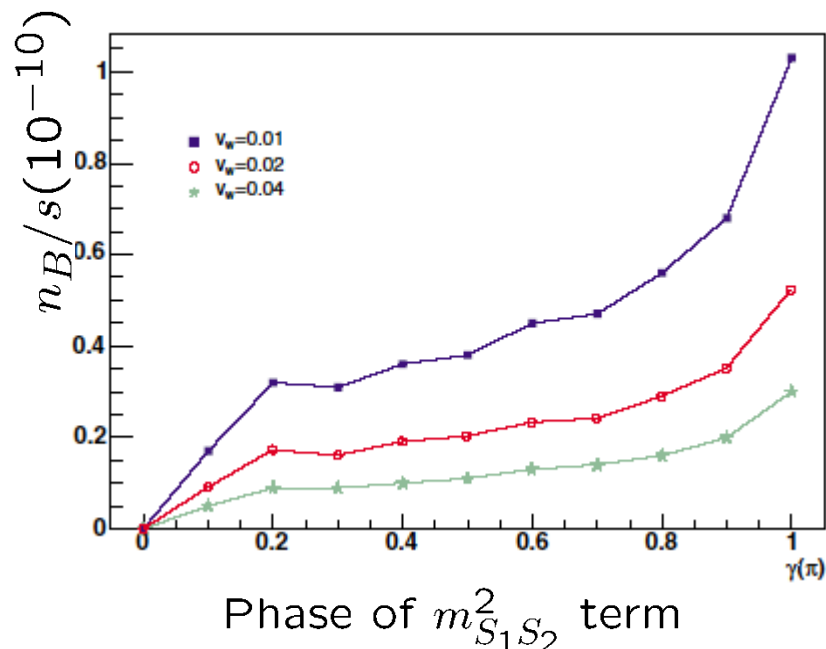
J.Kang, P.Langacker, T.Li, T.Liu, 2005

$$V_{\text{soft}}^H = m_{H_d}^2 |H_d|^2 + m_{H_u}^2 |H_u|^2 + m_S^2 |S|^2 + \sum_{i=1}^3 m_{S_i}^2 |S_i|^2$$

$$- (A_h h S H_d H_u + A_\lambda \lambda S_1 S_2 S_3 + m_{SS_1}^2 S S_1$$

$$+ m_{SS_2}^2 S S_2 + m_{S_1 S_2}^2 S_1^\dagger S_2 + \text{H.c.}).$$

SHdHuの項による一次相転移



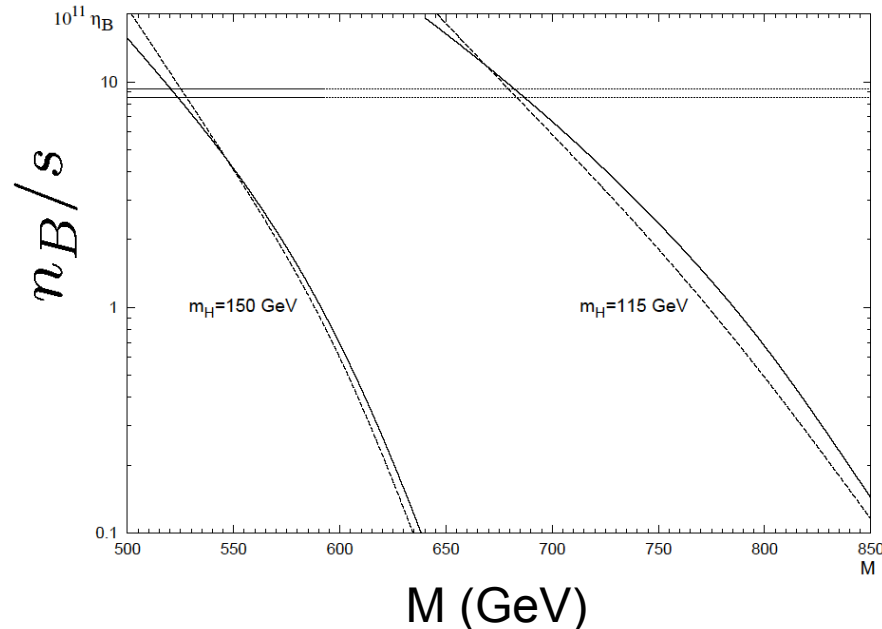
SM with a low cut-off

D.Bodeker, L.Fromme, S.J.Huber, M.Seniuch, 2005

$$V(\phi) = -\frac{\mu^2}{2} \phi^2 + \frac{\lambda}{4} \phi^4 + \frac{1}{8M^2} \phi^6$$

トップの相互作用に関するCPの破れ

$$\frac{x_{ij}^u}{M^2} (\Phi^\dagger \Phi) \Phi u_i^c q_j$$



Electroweak Baryogenesis と Higgs self-coupling

S.Kanemura, Y. Okada, E.Senaha

強い一次相転移=> 有限温度ヒッグスポテンシャルに大きな補正
=> ゼロ温度のポテンシャルにも量子補正がある。
=> Higgs self-coupling の測定で検証可能

2HDM の場合

$$V_{\text{eff}}(\varphi, T) = V_{\text{tree}}(\varphi) + \Delta V(\varphi) + \Delta V^{(T)}(\varphi, T)$$

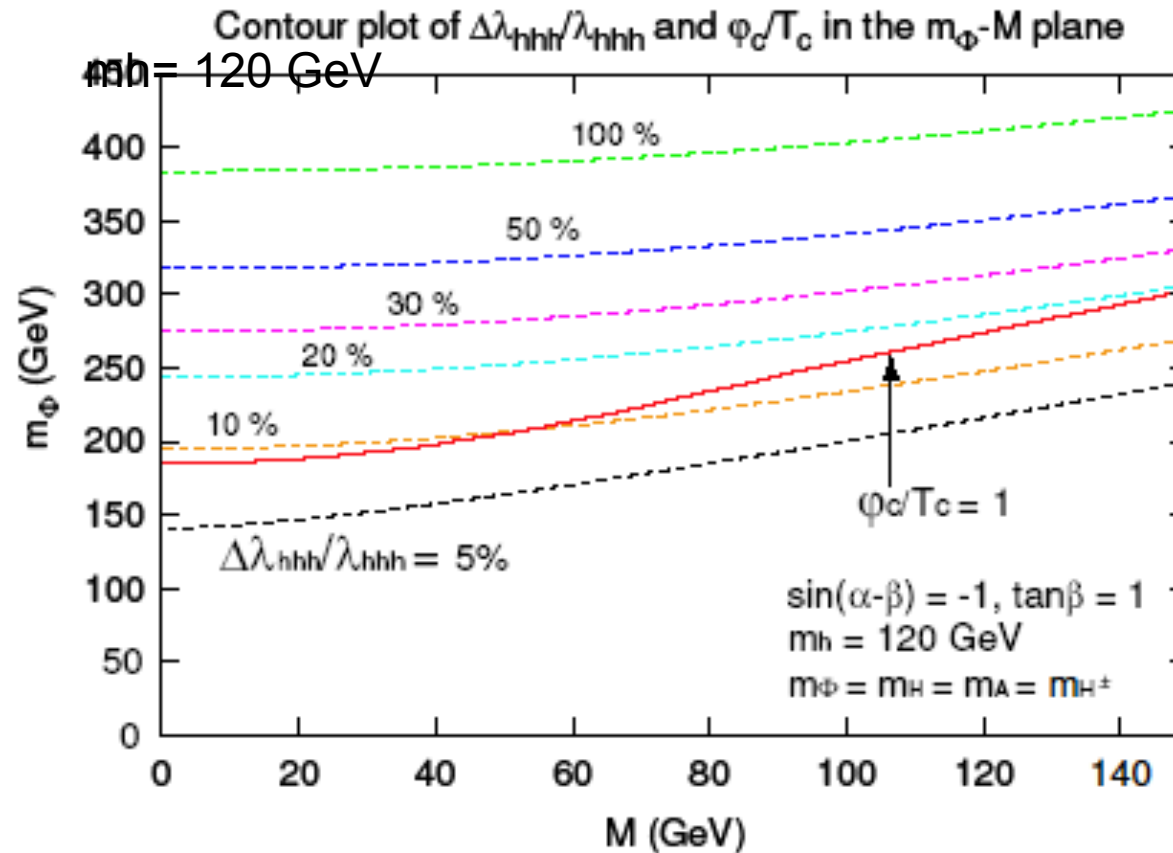
高温展開で3次の項に対する補正 (M=0)

$$V_T(\phi, T) = D(T^2 - T_0^2)\phi^2 - ET\phi^3 + \frac{\lambda_T}{4}\phi^4 + \dots$$
$$E = \frac{1}{12\pi v^3}(6m_W^3 + 3m_Z^3 + m_H^3 + m_A^3 + 2m_{H^\pm}^3)$$
$$\phi_c/T_c = 2E/\lambda_{T_c}$$

このとき $\Delta V(\phi)$ にも大きな補正がでる。

$$V_{\text{eff}}(\phi) \leftrightarrow V_T(\phi, T)$$

Higgs 3点結合定数に対する量子補正



Electroweak Baryogenesis がうまくいく場合には少なくとも

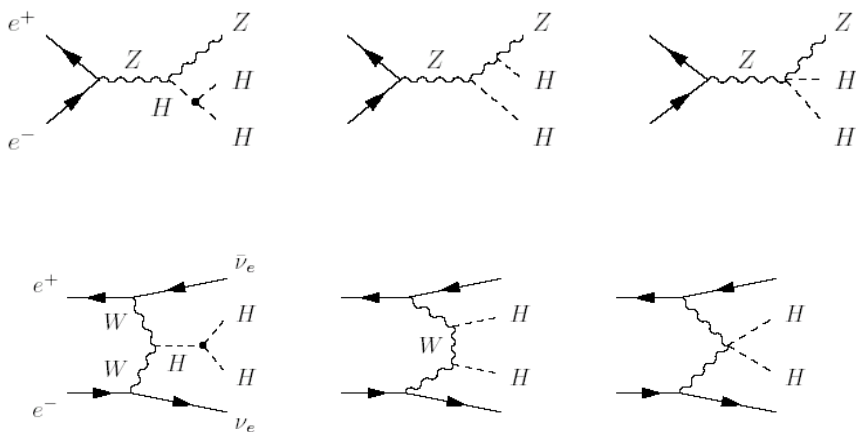
$$\Delta\lambda_{hhh}/\lambda_{hhh} \gtrsim 10\%$$

MSSM のときは

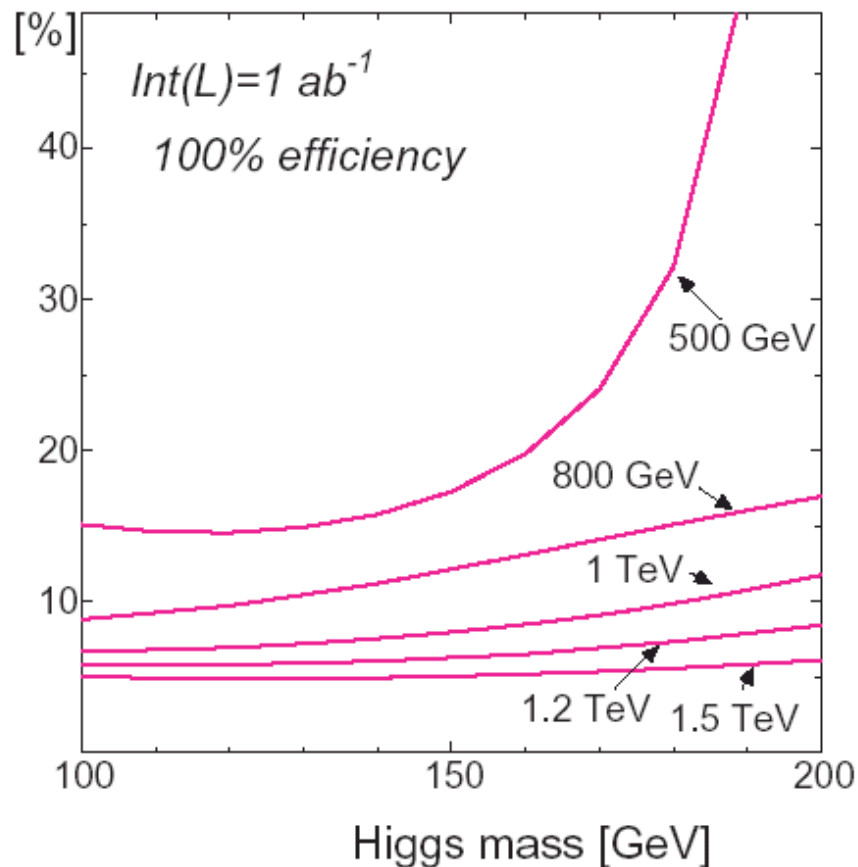
$$\frac{\Delta\lambda_{hhh}(MSSM)}{\lambda_{hhh}(SM)} \simeq \frac{6v^4}{m_t^2 m_h^2 N_c} (\Delta E_{\tilde{t}_1})^2 \sim 6\%$$

ILC実験でのヒッグス3点結合定数の決定

電子陽電子リニアークライダー実験
のdouble Higgs production 過程により 10-20%の精度で決定できる。



$\delta\lambda/\lambda$ Higgs self coupling sensitivity



Expected efficiency : 40 %, S.Yamashita et.al, LCWS 04.

Y. Yasui, et.al. GLC report

TeV物理のシナリオとバリオン数生成機構

バリオン数生成 TeVシナリオ	Leptogenesis	Electroweak Baryogenesis
SUSY	△ (インフレーションの 再加熱温度に制限)	○ (特殊なパラメータ 軽いstop)
複合ヒッグス	X?	○? (特殊なヒッグスセクター)
余分な次元	X?	○? (特殊なヒッグスセクター)
ヒッグス粒子 ひとつだけ	○	X



まとめ

- バリオン数生成の問題は素粒子と宇宙論を結ぶ重要な課題。
- 電弱相転移でバリオン数生成をするシナリオが成功するためには、ヒッグスセクターに関連した新しい物理があるはず。
 - ヒッグスセクターの拡張
 - ヒッグスポテンシャルの変形
 - ヒッグス場と関わりのあるCPを破る相互作用
- Electroweak baryogenesis は、これからのエネルギーフロンティア実験(LHC/ILC)で解明される物理と直接的な関連がある。