

Results on the Electroweak Phase Transition in the NMSSM with Explicit CP Violation

田尾周一郎 (九州大学)

Abstract

NMSSM の有限温度での振舞いを数値的に調べることによって、この模型で電弱相転移がどのように起こるのかを調べた。その結果、電弱相転移が一次の相転移である場合は四タイプに分類できることが判った。そのうちの一つは非常に強い一次の相転移を起こし、しかも軽い stop を必要としない。従って NMSSM は電弱バリオン生成にとって非常に望ましい模型であると言える。

1 Introduction

高エネルギー物理学の着実な発展により電弱スケールの物理について我々はかなり詳細まで理解できている。このスケールの物理を記述する理論は標準模型 (SM) である。SM で予言される粒子のうち唯一 Higgs 粒子のみがまだ観測されていない粒子として残っており、Tevatron や現在建設中の LHC (Large Hadron Collider) ではその発見が主たる目標となっている。一方、宇宙に目を転じると、近年の観測技術の急速な発展により様々な観測データが提供されるようになってきている。しかし暗黒エネルギー、暗黒物質や宇宙の物質反物質の非対称性 (Baryon Asymmetry of the Universe, BAU);

$$\eta = \frac{n_B}{n_\gamma} = 6.1 \times 10^{-10},$$

の起源を説明する決定的な理論はまだ得られていない。これら宇宙の大域的な観測事実を説明する宇宙論と極小スケールの現象を説明する素粒子理論は密接に繋がっており表裏一体の関係にある。BAU はビッグバン元素合成の理論に入る重要なインプットパラメーターであり、電弱スケール以上のエネルギースケールの物理が関係している。

我々のグループではこれまで宇宙初期の BAU を生成するメカニズムについて理論的側面から研究を行ってきた。そこでは幾つか提案されている BAU 生成メカニズムの中でも特に電弱バリオン生成 (Electroweak Baryogenesis, EWBG) に注目している。ビッグバン後、宇宙の温度は徐々に下がっていき、電弱の $SU(2) \times U(1)$ 対称性はある温度で $U(1)_{em}$ に破れる。そのとき SM のバリオン数を破る反応は電弱の対称性の破れた相 (broken phase) の bubble の中では止まってしまう。この相転移が十分に強い一次の相転移であれば EWBG で作られた BAU は broken phase に残り、ビッグバン元素合成の材料となる。このようなメカニズムが実現するためには電弱の相転移が強い一次相転移であることが必要条件である。しかし SM で強い一次の相転移は Higgs の質量 m_H が軽くなければ起こらず、LEP の制限 $m_H > 114\text{GeV}$ とは相容れない。また、実際に観測されるバリオン数を導くには十分な強さの CP の破れ (CP -Violation, CPV) も必要となるが、これも SM の CKM 行列に含まれる CPV では不十分であることが判っている。つまり SM で EWBG を説明することは難しい。従って BAU が EWBG で生成されたという立場を取る限り、自然を記述する理論は SM ではなく、SM を含みつつ実験と矛盾すること無いように拡張された模型でなければならない。その拡張模型が満たすべき条件は

- 一次相転移が実現可能である
- 十分な大きさの CPV を含む

の二つである。

本発表では SM を超対称に拡張した模型を用い、その相転移の様子と CPV について議論した。具体的には最小超対称標準模型 (MSSM) にさらに gauge singlet を加えた模型である、NMSSM (Next-to-MSSM) を用いた。MSSM には superpotential の Higgs self coupling に

μ という次元を持つパラメーターを含むという問題がある。この問題は μ -parameter の代わりに gauge singlet を入れてその真空期待値に μ -parameter の働きを担わせることで回避できる。NMSSM とはそのような gauge singlet n を superpotential W と超対称性を破る項 $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ に

$$W = -\lambda N H_d H_u - \frac{\kappa}{3} N^3, \quad \mathcal{L}_{\text{soft}} = \lambda A_\lambda n \Phi_d \Phi_u - \frac{\kappa}{3} A_\kappa n^3 + \text{h.c.}, \quad (1)$$

(N は singlet の superfield で、その scalar 成分が n) の形で含む模型である [1]。一般の NMSSM は superpotential に N^2 の項も含みうるが、上の問題を回避するためにここでは Z_3 対称性を持った模型を採用した。この Z_3 対称性は、 $\kappa = 0$ or $\langle n \rangle = 0$ で $U(1)$ に回復する。その場合に模型は PQ-axion として知られる質量ゼロの粒子を含む。また、 W は次元を持つカップリングを含まないので理論を特徴づけるスケールは超対称性を破る項に含まれるスケールのみとなる。さらに、tree-level の Higgs ポテンシャルに場の再定義で除去できない位相が残ることも NMSSM の特徴である。

NMSSM での電弱相転移が強くなる事は tree-level の Higgs ポテンシャルに場の三次の項を含んでいることから容易に予想できるが、singlet を加えたことが相転移に興味深い影響を与えることも同時に予想される。この singlet の Higgs 場が加わったことで Higgs の質量スペクトルが MSSM のそれと大きく変わりうる。その結果、NMSSM は実験とも無矛盾に、軽い Higgs を含むことが可能となる [2]。 $\langle n \rangle = \mathcal{O}(100)$ GeV で、 κ が小さいパラメーターセットでは、最も軽い Higgs boson, h_1 と Z (W) boson との coupling が非常に小さくなり、 h_1 は加速器実験で捉える事が困難となる [3]。従ってこの場合、 h_1 の質量は 114 GeV よりも小さな値をとることが可能である。実験で最初に確認される Higgs boson は二番目に軽い Higgs boson, h_2 となる。もっと正確に言えば、SM と同程度の ZZh_i -coupling を持つ Higgs boson のうち最も軽い Higgs boson が実験で最初に確認されると期待される。我々は上で述べた軽い Higgs boson が電弱相転移を強い一次相転移にすると予想し、実際にそうなることを確かめた。

本発表は NMSSM の相転移について、CPV のある場合も含めて議論した Ref. 4 の論文を基に行った。以下では、相転移が一次の相転移となる場合は四タイプに分類でき、そのうちの三つでは二段階の転移が起きていることについて具体的に説明する。

2 Phase Transition in the NMSSM

モデルは前章で説明した NMSSM を採用し、Ref. 3 で求めた軽い Higgs となるパラメーターセットを中心に計算した。我々は有限温度の有効ポテンシャルをオーダーパラメーター v ,

$$v = (v, v_n), \quad \left(v \equiv \sqrt{v_d^2 + v_u^2} \right)$$

の関数として数値的に計算し、ポテンシャルが最小値をとる v, v_n の値を求めた (実際には v_d, v_u の相対位相と、 v_n の位相があるためオーダーパラメーターは五つあり、五次元空間での最小値問題として数値計算したが、ここでは簡単のため上のようにその絶対値を二つに纏めたものを使って説明する)。このようにして理論の真空を求め、温度を変えることで真空の動きを観察した。

低温ではゼロ温度の真空 $v = 246$ GeV, $v_n = \mathcal{O}(100)$ GeV に連続的につながる真空、 $v \neq 0, v_n \neq 0$, が実現しており、我々はこの真空を持つ相を EW 相と呼ぶ。さらに温度を上げていくと、これとは別の縮退した真空が現れ、そこに不連続に真空が遷移し、違う相に移る (一次相転移) ことがある。広くパラメーターを振り、このように一次相転移が起こる場合を取り上げて調べていくことで、Table 1 に示す五つの相の組み合わせで一次相転移が起こっていることが判った。このうち、I 相と I' 相は v_n の大きさで区別している。I 相では $v_n = \mathcal{O}(100)$ GeV, I' 相では $v_n = \mathcal{O}(1)$ TeV となる。

Table 1: 有限温度で NMSSM が取りうる相

phase	order parameters	symmetries
EW	$v \neq 0, v_n \neq 0$	fully broken
I, I'	$v = 0, v_n \neq 0$	local $SU(2)_L \times U(1)_Y$
II	$v \neq 0, v_n = 0$	global $U(1)$
SYM	$v = v_n = 0$	$SU(2)_L \times U(1)_Y, \text{ global } U(1)$

Table 2: タイプ B のパラメーターセットでの Higgs 質量

	h_1	h_2	h_3	h_4	h_5
mass (GeV)	38.89	75.31	131.11	625.61	627.95
$g_{ZZh_i}^2$	6.213×10^{-8}	0	0.999	6.816×10^{-5}	0

これらの相の間の一次相転移は次の A ~ D の四タイプに分類できる。

A: $\text{SYM} \rightarrow \text{I} \Rightarrow \text{EW}$,

B: $\text{SYM} \rightarrow \text{I}' \Rightarrow \text{EW}$,

C: $\text{SYM} \Rightarrow \text{II} \Rightarrow \text{EW}$,

D: $\text{SYM} \Rightarrow \text{EW}$,

但し、左側が高温相、右側が低温相である。二重矢印は $v = 0 \rightarrow v \neq 0$ の一次相転移、つまり一次の電弱相転移であることを意味する。タイプ A では v_n がほとんど一定の値をとったまま電弱相転移が起こることから、これは MSSM の電弱相転移と本質的に変わらない。タイプ B では大きな v_n の値から転移するので軽い stop 無しで非常に強い一次の相転移が起こる。タイプ C では II 相で $v_n = 0$ となり、前章で述べたようにそこでは global $U(1)$ 対称性が回復し、EWBG を考えたときには、bubble の壁で CP 位相が不定となる。従って BAU を生成することはできず、EWBG には不適當である。通常考えられる一段階の相転移はタイプ D に分類される。しかしこれが強い一次の相転移である為には軽い stop が必要条件となる。

以下、タイプ B の具体例を挙げる。パラメーターはそれぞれ $\tan \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 600$ GeV, $A_\kappa = -100$ GeV, $v_n = 200$ GeV, $\lambda = 0.85$, $\kappa = -0.1$, $m_{\tilde{q}} = 1000$ GeV, $m_{\tilde{t}(\tilde{b})_R} = 800$ GeV という値をとる。このときの質量スペクトルを Table 2 に示す。この例では CP 位相はゼロとしているので h_2 と h_5 は CP -odd の固有状態であることが ZZh_i coupling からわかる。一番軽い Higgs boson h_1 は Z との coupling が非常に小さくなっているため加速器実験で生成されることは稀である。表には示していないが、bottom quark との coupling は MSSM と殆ど同じとなる。しかし、Yukawa process で Higgs boson を同定するのは現在の所非常に難しい。従って、SM Higgs boson に対応する Higgs boson は h_3 となることがわかる。

Figure 1 は上と同じパラメーターで Higgs ポテンシャルの幾つかの極小値を温度依存性を横軸にとってプロットしたものである。右側の図は左側の図の温度 110 – 111 GeV を拡大してプロットしている。ポテンシャルの高さは $v = v_n = 0$ の原点で高さが 0 となるように引き算してある。部分的に線が切れているのは極小値が数値計算の minimum search にかからなかったせいである。一番小さい値をとる極小値が理論の真空に相当することから、実線が一番低くなっているとき、理論は EW 相にあり、破線が一番低くなっているときは I' 相に、点線のときは II 層、一点破線のときは SYM 相にあることが言える。この図の場合はゼロ温度の EW 相が温度 110.2 GeV 付近まで続き、I' 相に相転移していることが見て取れる。さらに温度を上げていくと最終的には SYM 相が実現する。この図はオーダーパラメーターについては表示していないが、実際 v, v_n は $T_C = 110.26$ GeV で

$$(v, v_n) = (208.13 \text{ GeV}, 248.85 \text{ GeV}) \rightarrow (0, 599.93 \text{ GeV}),$$

のように転移している。これは $v_C/T_C \sim 2$ であり、非常に強い一次の電弱相転移であることがわかる。これは EWBG にとって非常に望ましい性質である。

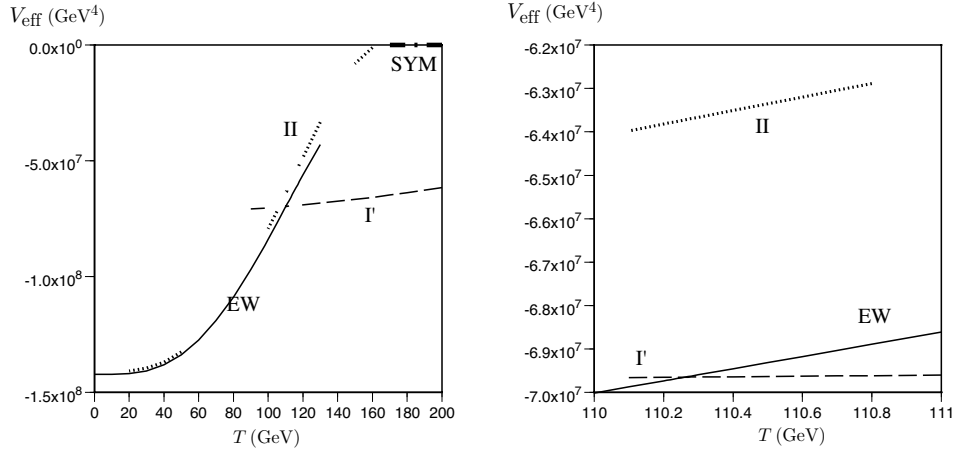


Figure 1: タイプ B のパラメーターセットでの Higgs ポテンシャルの極小値の温度依存性

最後に、CPV について簡単に議論する。SM の KM 位相では十分な BAU を作り出すことが難しいので新たな位相を導入する必要があることは前章の初めに述べた。しかし、MSSM で squark の A -term のカップリングに位相を導入して CP を破った場合には、その影響で一次の相転移が弱くなってしまふことが判っている [5]。NMSSM の場合にも squark の A -term の位相は相転移を弱くする方向に働くことは同様に予想できるので、我々はこれとは別の NMSSM 特有の位相に注目して、この位相による CPV が一次相転移にどのように働くかを調べた。この位相は Higgs の tree-level ポテンシャルに含まれ、場の再定義で取り除くことができない位相であり、ゼロにしておく理由も無い。結果だけを述べておくと、この位相により一次の相転移は強くなることの方が多いたことが判った。また、 I' 相に相当する極小が深くなり、EWBG に適していなかったタイプ C の相転移がこの位相の効果でタイプ B の強い一次の相転移になってしまう現象も見られた。

このように NMSSM は μ -problem を解決する、という理論の美しさとともに、Higgs mass の問題も解決することができ、さらに EWBG にとっても強い一次相転移、CPV の両方に望ましい模型であると結論できる。

References

- [1] P. Fayet, “Supergauge Invariant Extension of the Higgs Mechanism and a Model for the Electron and its Neutrino”, Nucl. Phys. B**90** (1975), 104.
- [2] D. J. Miller, R. Nevzorov, and P. M. Zerwas, “The Higgs sector of the next-to-minimal supersymmetric standard model”, Nucl. Phys. B**681** (2004), 3, hep-ph/0304049.
- [3] K. Funakubo and S. Tao, “The Higgs sector in the Next-to-MSSM”, to be published in Prog. Theor. Phys. **113** No.4, hep-ph/0409294.
- [4] K. Funakubo, S. Tao and F. Toyoda, “Phase Transitions in the NMSSM”, hep-ph/0501052.
- [5] K. Funakubo, S. Tao and F. Toyoda, “CP Violation in the Higgs Sector and Phase Transition in the MSSM”, Prog. Theor. Phys. **109** (2003), 415, hep-ph/0211238.