



電弱バリオン数生成の 最近の進展について

瀬名波 栄問 (名古屋大)

2013年11月13日, 於 神戸大学

アウトライン

- * イントロ
- * 電弱バリオジェネシスのレビュー
- * 電弱バリオジェネシスの現状
- * ヒッグス3点自己結合定数
- * まとめと展望

イントロ

ヒッグス物理と宇宙論

ヒッグス物理@コライダー

2012年7月, ヒッグス粒子の発見@LHC $m_h \approx 126$ GeV.

質量生成

ヒッグス粒子と他の粒子の結合定数の測定

例: 標準模型

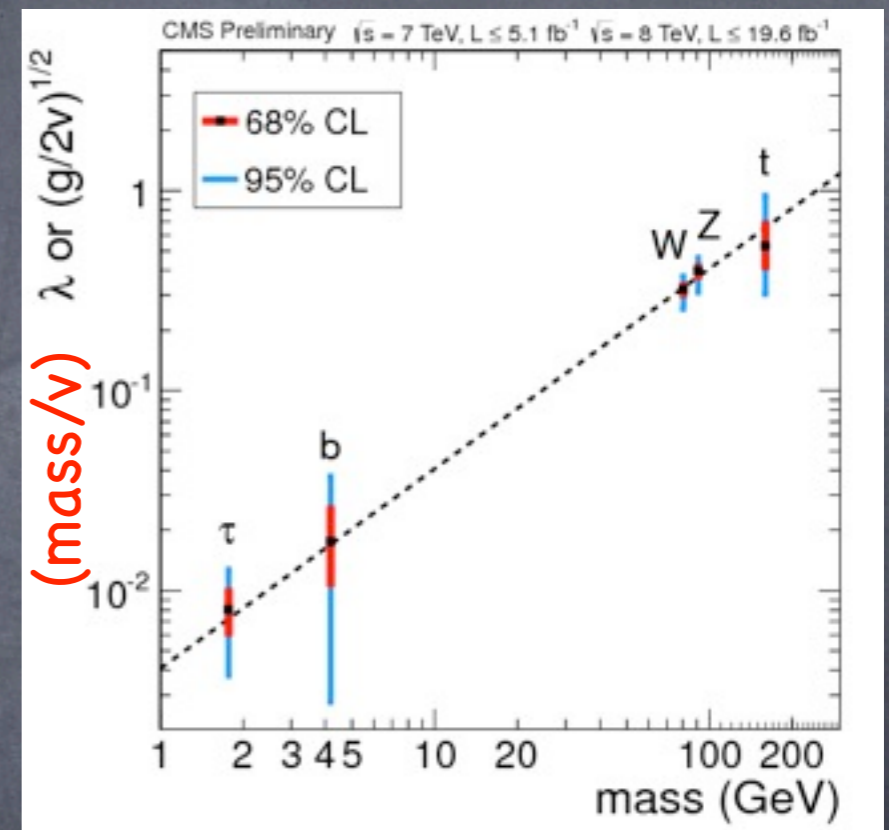
$$|D_\mu \Phi|^2 \rightarrow m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{2m_W^2}{v} h W_\mu^+ W^{-\mu} + \dots$$
$$-\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \rightarrow m_f \bar{f} f + \frac{m_f}{v} h \bar{f} f + \dots$$

電弱対称性の破れ

ヒッグスポテンシャルの形を調べる. (ヒッグス自己結合定数の測定)

例: 標準模型 $V(\Phi) = -\mu \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \rightarrow \frac{m_h^2}{2v} h^3 + \dots$

ヒッグス3点自己結合定数 \Leftrightarrow ヒッグスが期待値を持った後に出現.



ヒッグス物理と宇宙論

□ ヒッグス物理の宇宙論への応用

- バリオン非対称宇宙 \Leftrightarrow 電弱バリオン数生成
- 暗黒物質 \Leftrightarrow イナートヒッグス, ヒッグスポータル等
- その他

電弱物理の枠組みだけでバリオン数生成は可能

- 標準模型はその候補だった.
- ヒッグスセクターの持つ性質がこのシナリオの可否を決定する.

電弱バリオジェネシス

有限温度のヒッグス物理に基づく

\Rightarrow

ゼロ温度のヒッグスセクター
に何らかの名残り?

例: ヒッグス3点自己結合定数にシグナル.

バリオン非対称宇宙

観測事実

[PDG 2012]

$$\eta^{\text{CMB}} = \frac{n_B}{n_\gamma} = 6.23(17) \times 10^{-10}, \quad [\text{CMB}],$$
$$\eta^{\text{BBN}} = \frac{n_B}{n_\gamma} = (5.1 - 6.5) \times 10^{-10}, \quad [\text{BBN}].$$

反バリオン数密度

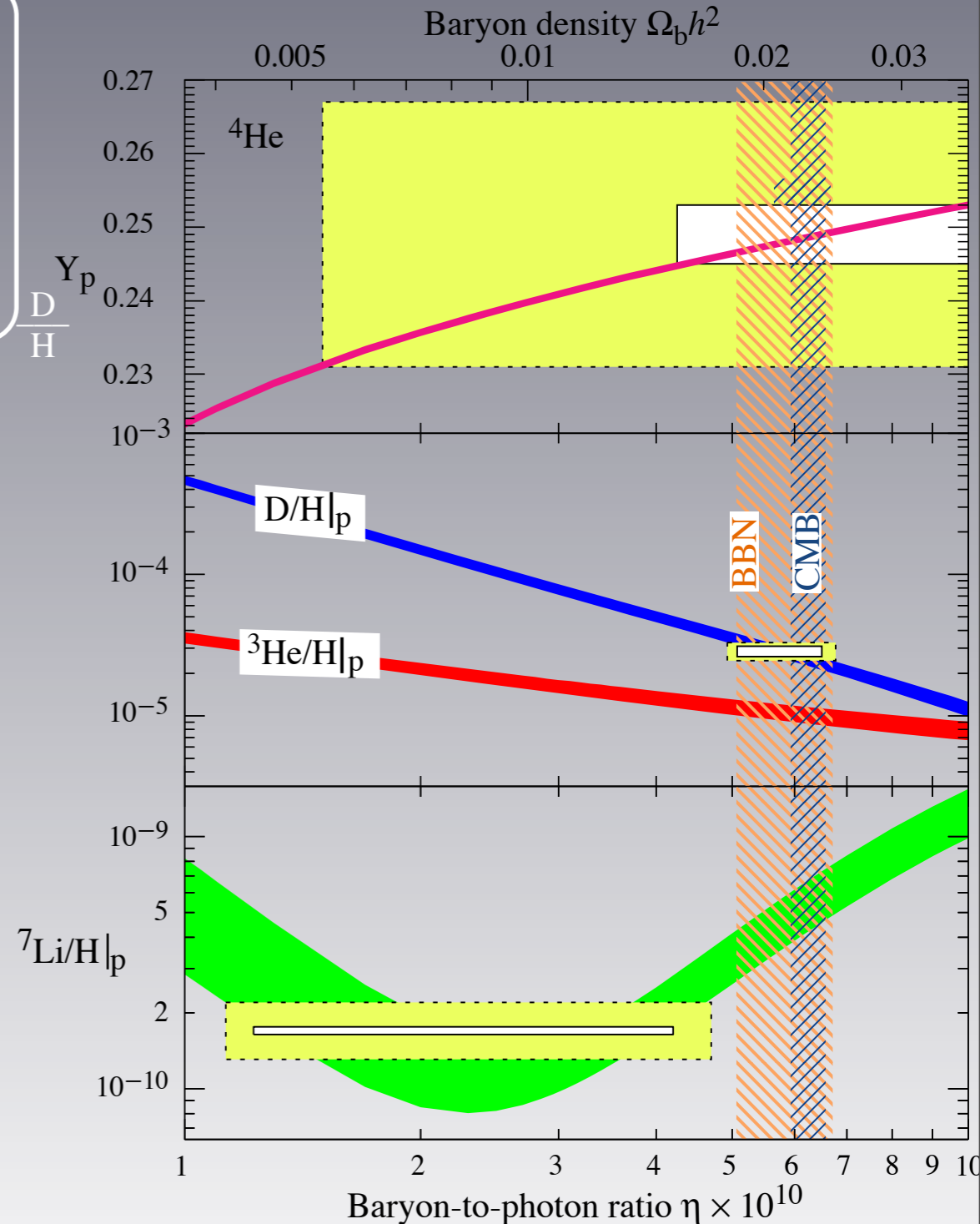


$$n_B = n_b - n_{\bar{b}} \quad n_\gamma : \text{光子数密度}$$



バリオン数密度

■ バリオン非対称(η)が $T \approx 0(1)$ MeV
までに生成されれば、標準ビッグバン理
論で軽元素(D, ^3He , ^4He , ^7Li)の存在比を
説明できる。



正しく η を出す = バリオジェネシス

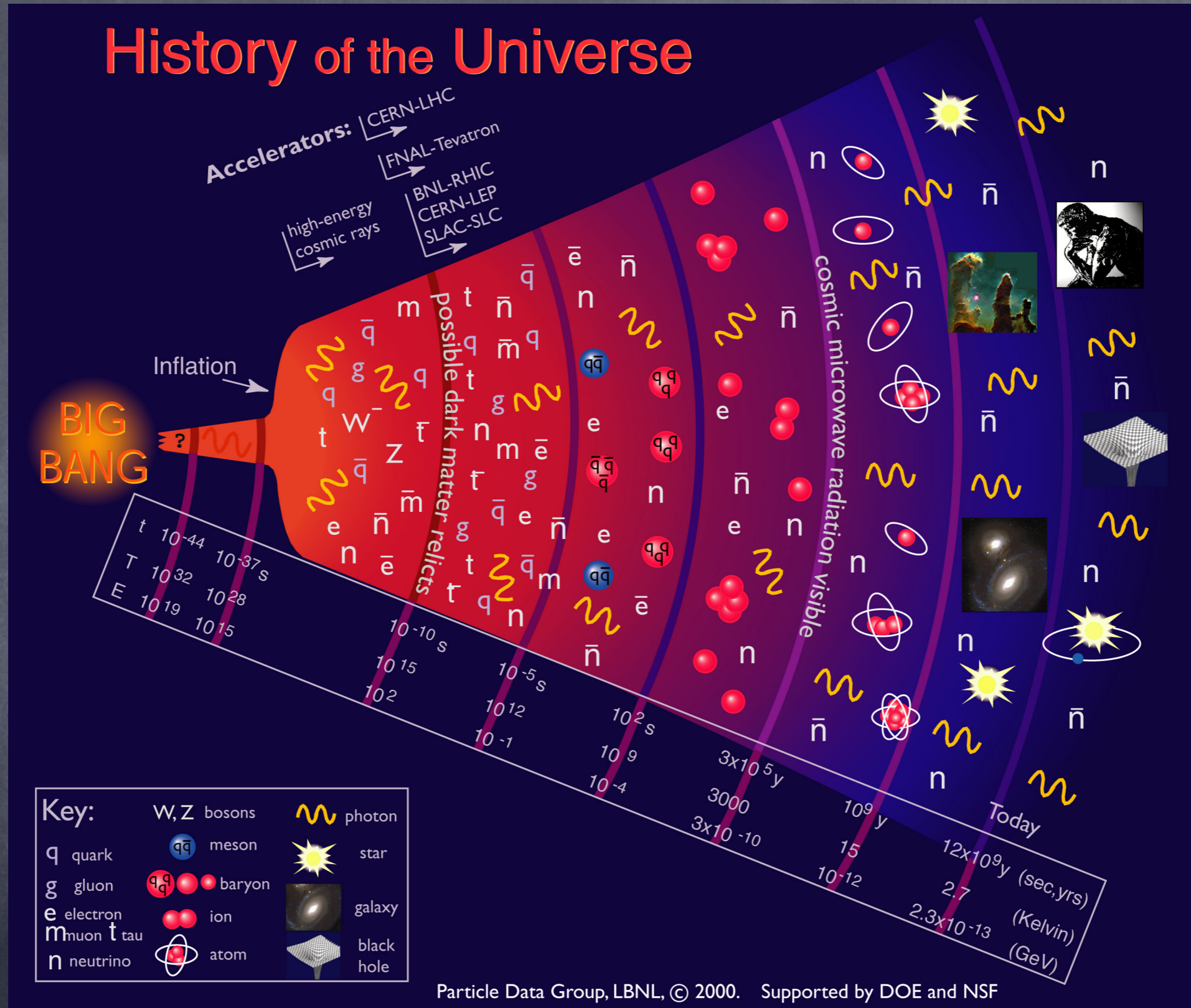
Sakhrovの3条件

□ バリオン対称宇宙($\eta=0$)から, バリオン数($\eta \neq 0$)を作るには次の条件が必要. [Sakharov, '67]

- (1) バリオン数の破れ
- (2) CとCPの破れ
- (3) 非平衡の実現

バリオン数はいつ頃できたのか.

バリオン数生成の時期

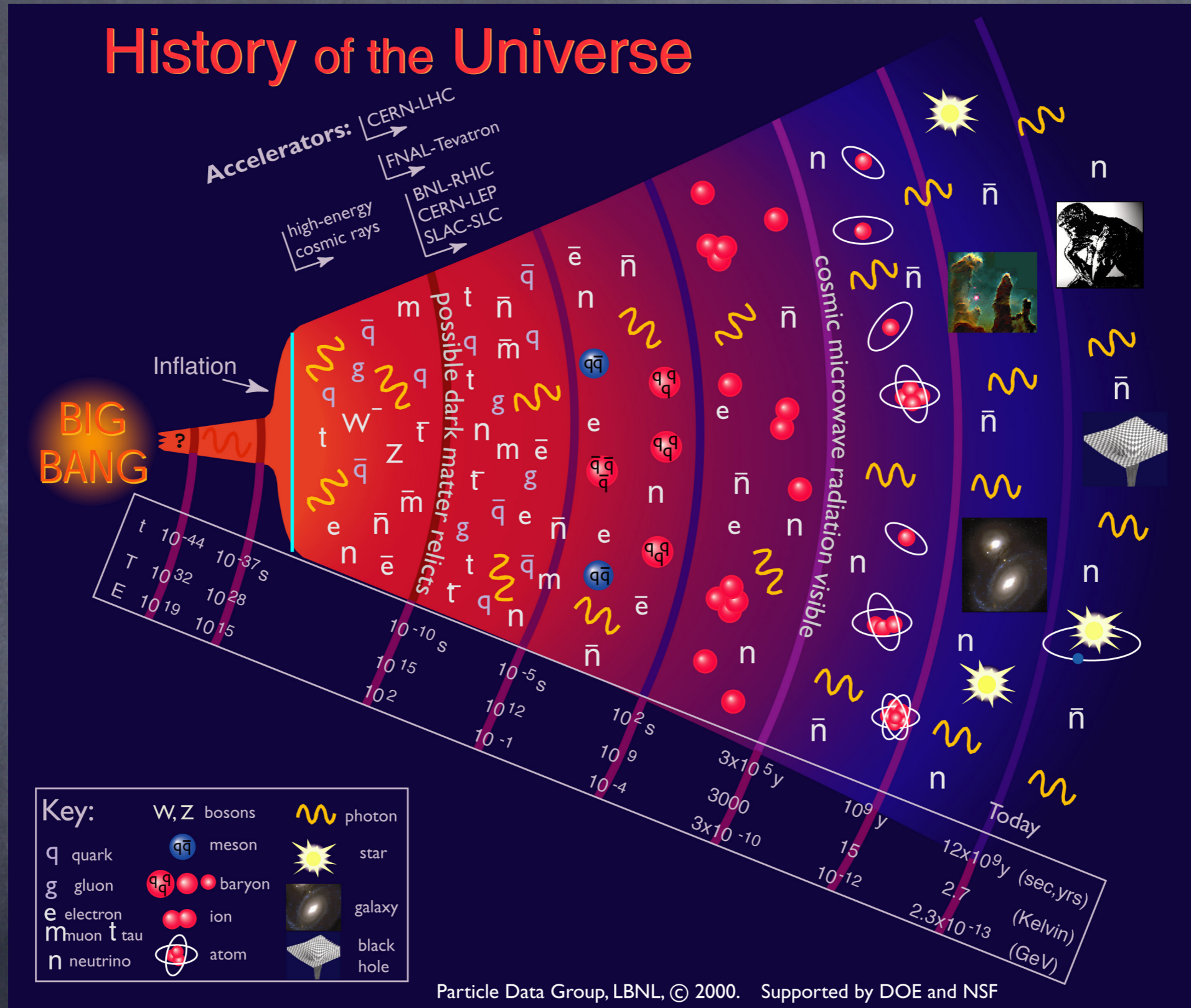


□ インフレーションの後 (スケールは模型に依る)

□ 軽元素合成 ($T \approx 0(1)$ MeV)の前.

どのようなシナリオが可能か.

バリオン数生成の時期

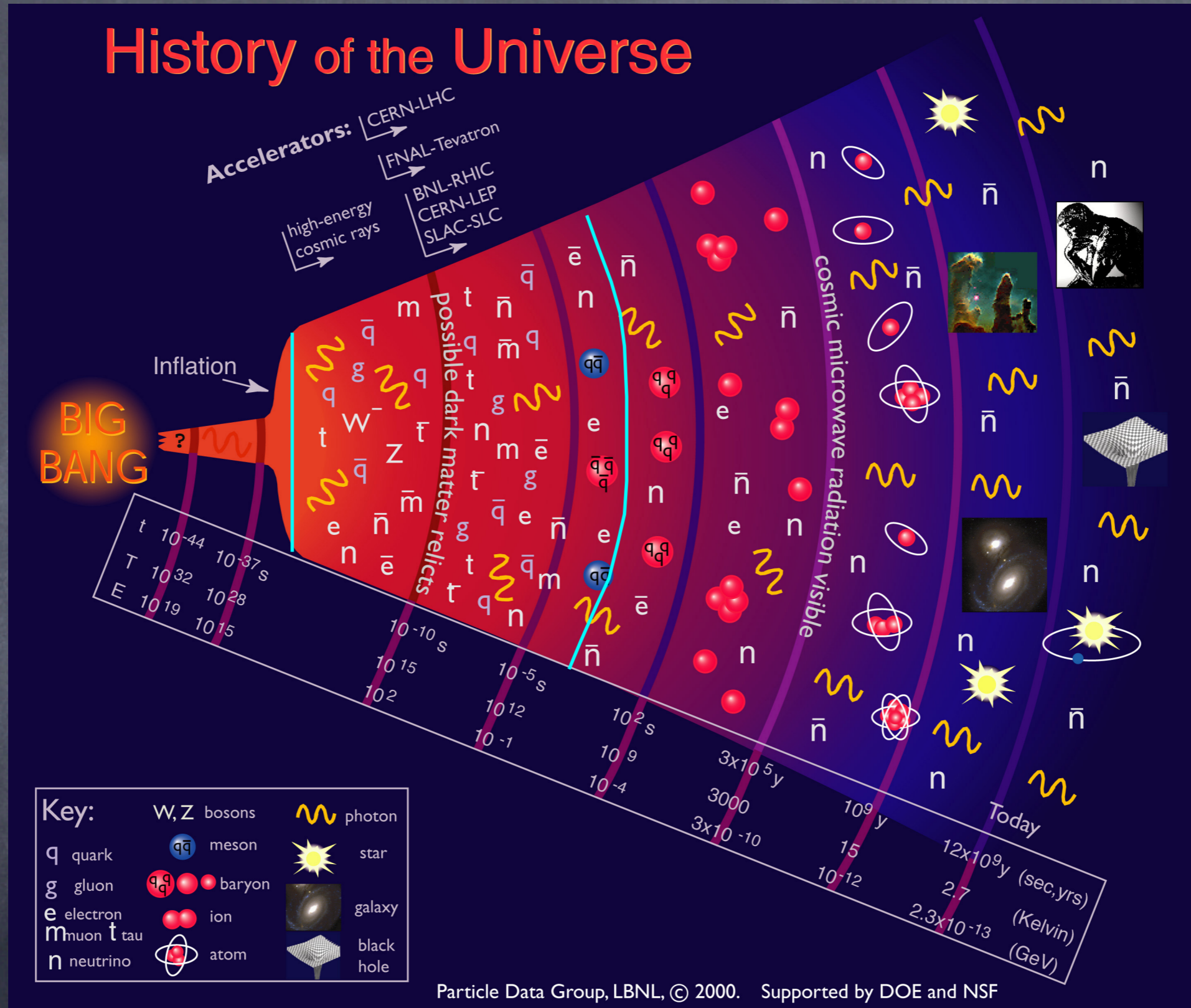


□ インフレーションの後 (スケールは模型に依る)

□ 軽元素合成 ($T \approx 0(1)$ MeV)の前.

どのようなシナリオが可能か.

バリオン数生成の時期



□ インフレーションの後 (スケールは模型に依る)

□ 軽元素合成 ($T \approx 0(1)$ MeV)の前.

どのようなシナリオが可能か.

可能性は無数

[Shaposhnikov, J.Phys.Conf.Ser.171:012005,2009.]

1. GUT baryogenesis. 2. GUT baryogenesis after preheating. 3. Baryogenesis from primordial black holes. 4. String scale baryogenesis. 5. Affleck-Dine (AD) baryogenesis. 6. Hybridized AD baryogenesis. 7. No-scale AD baryogenesis. 8. Single field baryogenesis. 9. Electroweak (EW) baryogenesis. 10. Local EW baryogenesis. 11. Non-local EW baryogenesis. 12. EW baryogenesis at preheating. 13. SUSY EW baryogenesis. 14. String mediated EW baryogenesis. 15. Baryogenesis via leptogenesis. 16. Inflationary baryogenesis. 17. Resonant leptogenesis. 18. Spontaneous baryogenesis. 19. Coherent baryogenesis. 20. Gravitational baryogenesis. 21. Defect mediated baryogenesis. 22. Baryogenesis from long cosmic strings. 23. Baryogenesis from short cosmic strings. 24. Baryogenesis from collapsing loops. 25. Baryogenesis through collapse of vortons. 26. Baryogenesis through axion domain walls. 27. Baryogenesis through QCD domain walls. 28. Baryogenesis through unstable domain walls. 29. Baryogenesis from classical force. 30. Baryogenesis from electrogenesis. 31. B-ball baryogenesis. 32. Baryogenesis from CPT breaking. 33. Baryogenesis through quantum gravity. 34. Baryogenesis via neutrino oscillations. 35. Monopole baryogenesis. 36. Axino induced baryogenesis. 37. Gravitino induced baryogenesis. 38. Radion induced baryogenesis. 39. Baryogenesis in large extra dimensions. 40. Baryogenesis by brane collision. 41. Baryogenesis via density fluctuations. 42. Baryogenesis from hadronic jets. 43. Thermal leptogenesis. 44. Nonthermal leptogenesis.

可能性は無数

[Shaposhnikov, J.Phys.Conf.Ser.171:012005,2009.]

1. GUT baryogenesis. 2. GUT baryogenesis after preheating. 3. Baryogenesis from primordial black holes. 4. String scale baryogenesis. 5. Affleck-Dine (AD) baryogenesis. 6. Hybridized AD baryogenesis. 7. No-scale AD baryogenesis. 8. Single field baryogenesis. 9. Electroweak (EW) baryogenesis. 10. Local EW baryogenesis. 11. Non-local EW baryogenesis. 12. EW baryogenesis at preheating. 13. SUSY EW baryogenesis. 14. String mediated EW baryogenesis. 15. Baryogenesis via leptogenesis. 16. Inflationary baryogenesis. 17. Resonant leptogenesis. 18. Spontaneous baryogenesis. 19. Coherent baryogenesis. 20. Gravitational baryogenesis. 21. Defect mediated baryogenesis. 22. Baryogenesis from long cosmic strings. 23. Baryogenesis from short cosmic strings. 24. Baryogenesis from collapsing loops. 25. Baryogenesis through collapse of vortons. 26. Baryogenesis through axion domain walls. 27. Baryogenesis through QCD domain walls. 28. Baryogenesis through unstable domain walls. 29. Baryogenesis from classical force. 30. Baryogenesis from electrogenesis. 31. B-ball baryogenesis. 32. Baryogenesis from CPT breaking. 33. Baryogenesis through quantum gravity. 34. Baryogenesis via neutrino oscillations. 35. Monopole baryogenesis. 36. Axino induced baryogenesis. 37. Gravitino induced baryogenesis. 38. Radion induced baryogenesis. 39. Baryogenesis in large extra dimensions. 40. Baryogenesis by brane collision. 41. Baryogenesis via density fluctuations. 42. Baryogenesis from hadronic jets. 43. Thermal leptogenesis. 44. Nonthermal leptogenesis.

近い将来, 検証可能なシナリオ

可能性は無数

[Shaposhnikov, J.Phys.Conf.Ser.171:012005,2009.]

1. GUT baryogenesis. 2. GUT baryogenesis after preheating. 3. Baryogenesis from primordial black holes. 4. String scale baryogenesis. 5. Affleck-Dine (AD) baryogenesis. 6. Hybridized AD baryogenesis. 7. No-scale AD baryogenesis. 8. Single field baryogenesis. 9. Electroweak (EW) baryogenesis. 10. Local EW baryogenesis. 11. Non-local EW baryogenesis. 12. EW baryogenesis at preheating. 13. SUSY EW baryogenesis. 14. String mediated EW baryogenesis. 15. Baryogenesis via leptogenesis. 16. Inflationary baryogenesis. 17. Resonant leptogenesis. 18. Spontaneous baryogenesis. 19. Coherent baryogenesis. 20. Gravitational baryogenesis. 21. Defect mediated baryogenesis. 22. Baryogenesis from long cosmic strings. 23. Baryogenesis from short cosmic strings. 24. Baryogenesis from collapsing loops. 25. Baryogenesis through collapse of vortons. 26. Baryogenesis through axion domain walls. 27. Baryogenesis through QCD domain walls. 28. Baryogenesis through unstable domain walls. 29. Baryogenesis from classical force. 30. Baryogenesis from electrogenesis. 31. B-ball baryogenesis. 32. Baryogenesis from CPT breaking. 33. Baryogenesis through quantum gravity. 34. Baryogenesis via neutrino oscillations. 35. Monopole baryogenesis. 36. Axino induced baryogenesis. 37. Gravitino induced baryogenesis. 38. Radion induced baryogenesis. 39. Baryogenesis in large extra dimensions. 40. Baryogenesis by brane collision. 41. Baryogenesis via density fluctuations. 42. Baryogenesis from hadronic jets. 43. Thermal leptogenesis. 44. Nonthermal leptogenesis.

近い将来, 検証可能なシナリオ

可能性は無数

[Shaposhnikov, J.Phys.Conf.Ser.171:012005,2009.]

1. GUT baryogenesis. 2. GUT baryogenesis after preheating. 3. Baryogenesis from primordial black holes. 4. String scale baryogenesis. 5. Affleck-Dine (AD) baryogenesis. 6. Hybridized AD baryogenesis. 7. No-scale AD baryogenesis. 8. Single field baryogenesis. 9. Electroweak (EW) baryogenesis. 10. Local EW baryogenesis. 11. Non-local EW baryogenesis. 12. EW baryogenesis at preheating. 13. SUSY EW baryogenesis. 14. String mediated EW baryogenesis. 15. Baryogenesis via leptogenesis. 16. Inflationary baryogenesis. 17. Resonant leptogenesis. 18. Spontaneous baryogenesis. 19. Coherent baryogenesis. 20. Gravitational baryogenesis. 21. Defect mediated baryogenesis. 22. Baryogenesis from long cosmic strings. 23. Baryogenesis from short cosmic strings. 24. Baryogenesis from collapsing loops. 25. Baryogenesis through collapse of vortons. 26. Baryogenesis through axion domain walls. 27. Baryogenesis through QCD domain walls. 28. Baryogenesis through unstable domain walls. 29. Baryogenesis from classical force. 30. Baryogenesis from electrogenesis. 31. B-ball baryogenesis. 32. Baryogenesis from CPT breaking. 33. Baryogenesis through quantum gravity. 34. Baryogenesis via neutrino oscillations. 35. Monopole baryogenesis. 36. Axino induced baryogenesis. 37. Gravitino induced baryogenesis. 38. Radion induced baryogenesis. 39. Baryogenesis in large extra dimensions. 40. Baryogenesis by brane collision. 41. Baryogenesis via density fluctuations. 42. Baryogenesis from hadronic jets. 43. Thermal leptogenesis. 44. Nonthermal leptogenesis.

近い将来, 検証可能なシナリオ

可能性は無数

[Shaposhnikov, J.Phys.Conf.Ser.171:012005,2009.]

1. GUT baryogenesis. 2. GUT baryogenesis after preheating. 3. Baryogenesis from primordial black holes. 4. String scale baryogenesis. 5. Affleck-Dine (AD) baryogenesis. 6. Hybridized AD baryogenesis. 7. No-scale AD baryogenesis. 8. Single field baryogenesis. 9. Electroweak (EW) baryogenesis. 10. Local EW baryogenesis. 11. Non-local EW baryogenesis. 12. EW baryogenesis at preheating. 13. SUSY EW baryogenesis. 14. String mediated EW baryogenesis. 15. Baryogenesis via leptogenesis. 16. Inflationary baryogenesis. 17. Resonant leptogenesis. 18. Spontaneous baryogenesis. 19. Coherent baryogenesis. 20. Gravitational baryogenesis. 21. Defect mediated baryogenesis. 22. Baryogenesis from long cosmic strings. 23. Baryogenesis from short cosmic strings. 24. Baryogenesis from collapsing loops. 25. Baryogenesis through collapse of vortons. 26. Baryogenesis through axion domain walls. 27. Baryogenesis through QCD domain walls. 28. Baryogenesis through unstable domain walls. 29. Baryogenesis from classical force. 30. Baryogenesis from electrogenesis. 31. B-ball baryogenesis. 32. Baryogenesis from CPT breaking. 33. Baryogenesis through quantum gravity. 34. Baryogenesis via neutrino oscillations. 35. Monopole baryogenesis. 36. Axino induced baryogenesis. 37. Gravitino induced baryogenesis. 38. Radion induced baryogenesis. 39. Baryogenesis in large extra dimensions. 40. Baryogenesis by brane collision. 41. Baryogenesis via density fluctuations. 42. Baryogenesis from hadronic jets. 43. Thermal leptogenesis. 44. Nonthermal leptogenesis.

近い将来, 検証可能なシナリオ

可能性は無数

[Shaposhnikov, J.Phys.Conf.Ser.171:012005,2009.]

1. GUT baryogenesis. 2. GUT baryogenesis after preheating. 3. Baryogenesis from primordial black holes. 4. String scale baryogenesis. 5. Affleck-Dine (AD) baryogenesis. 6. Hybridized AD baryogenesis. 7. No-scale AD baryogenesis. 8. Single field baryogenesis. 9. Electroweak (EW) baryogenesis. 10. Local EW baryogenesis. 11. Non-local EW baryogenesis. 12. EW baryogenesis at preheating. 13. SUSY EW baryogenesis. 14. String mediated EW baryogenesis. 15. Baryogenesis via leptogenesis. 16. Inflationary baryogenesis. 17. Resonant leptogenesis. 18. Spontaneous baryogenesis. 19. Coherent baryogenesis. 20. Gravitational baryogenesis. 21. Defect mediated baryogenesis. 22. Baryogenesis from long cosmic strings. 23. Baryogenesis from short cosmic strings. 24. Baryogenesis from collapsing loops. 25. Baryogenesis through collapse of vortons. 26. Baryogenesis through axion domain walls. 27. Baryogenesis through QCD domain walls. 28. Baryogenesis through unstable domain walls. 29. Baryogenesis from classical force. 30. Baryogenesis from electrogenesis. 31. B-ball baryogenesis. 32. Baryogenesis from CPT breaking. 33. Baryogenesis through quantum gravity. 34. Baryogenesis via neutrino oscillations. 35. Monopole baryogenesis. 36. Axino induced baryogenesis. 37. Gravitino induced baryogenesis. 38. Radion induced baryogenesis. 39. Baryogenesis in large extra dimensions. 40. Baryogenesis by brane collision. 41. Baryogenesis via density fluctuations. 42. Baryogenesis from hadronic jets. 43. Thermal leptogenesis. 44. Nonthermal leptogenesis.

近い将来, 検証可能なシナリオ

- **Electroweak baryogenesis (EWBG)**
- Resonant leptogenesis
- Baryogenesis via neutrino oscillations

可能性は無数

[Shaposhnikov, J.Phys.Conf.Ser.171:012005,2009.]

1. GUT baryogenesis. 2. GUT baryogenesis after preheating. 3. Baryogenesis from primordial black holes. 4. String scale baryogenesis. 5. Affleck-Dine (AD) baryogenesis. 6. Hybridized AD baryogenesis. 7. No-scale AD baryogenesis. 8. Single field baryogenesis. 9. Electroweak (EW) baryogenesis. 10. Local EW baryogenesis. 11. Non-local EW baryogenesis. 12. EW baryogenesis at preheating. 13. SUSY EW baryogenesis. 14. String mediated EW baryogenesis. 15. Baryogenesis via leptogenesis. 16. Inflationary baryogenesis. 17. Resonant leptogenesis. 18. Spontaneous baryogenesis. 19. Coherent baryogenesis. 20. Gravitational baryogenesis. 21. Defect mediated baryogenesis. 22. Baryogenesis from long cosmic strings. 23. Baryogenesis from short cosmic strings. 24. Baryogenesis from collapsing loops. 25. Baryogenesis through collapse of vortons. 26. Baryogenesis through axion domain walls. 27. Baryogenesis through QCD domain walls. 28. Baryogenesis through unstable domain walls. 29. Baryogenesis from classical force. 30. Baryogenesis from electrogenesis. 31. B-ball baryogenesis. 32. Baryogenesis from CPT breaking. 33. Baryogenesis through quantum gravity. 34. Baryogenesis via neutrino oscillations. 35. Monopole baryogenesis. 36. Axino induced baryogenesis. 37. Gravitino induced baryogenesis. 38. Radion induced baryogenesis. 39. Baryogenesis in large extra dimensions. 40. Baryogenesis by brane collision. 41. Baryogenesis via density fluctuations. 42. Baryogenesis from hadronic jets. 43. Thermal leptogenesis. 44. Nonthermal leptogenesis.

近い将来, 検証可能なシナリオ

- **Electroweak baryogenesis (EWBG)** ↔ ヒッグス物理
- Resonant leptogenesis
- Baryogenesis via neutrino oscillations

可能性は無数

[Shaposhnikov, J.Phys.Conf.Ser.171:012005,2009.]

1. GUT baryogenesis. 2. GUT baryogenesis after preheating. 3. Baryogenesis from primordial black holes. 4. String scale baryogenesis. 5. Affleck-Dine (AD) baryogenesis. 6. Hybridized AD baryogenesis. 7. No-scale AD baryogenesis. 8. Single field baryogenesis. 9. Electroweak (EW) baryogenesis. 10. Local EW baryogenesis. 11. Non-local EW baryogenesis. 12. EW baryogenesis at preheating. 13. SUSY EW baryogenesis. 14. String mediated EW baryogenesis. 15. Baryogenesis via leptogenesis. 16. Inflationary baryogenesis. 17. Resonant leptogenesis. 18. Spontaneous baryogenesis. 19. Coherent baryogenesis. 20. Gravitational baryogenesis. 21. Defect mediated baryogenesis. 22. Baryogenesis from long cosmic strings. 23. Baryogenesis from short cosmic strings. 24. Baryogenesis from collapsing loops. 25. Baryogenesis through collapse of vortons. 26. Baryogenesis through axion domain walls. 27. Baryogenesis through QCD domain walls. 28. Baryogenesis through unstable domain walls. 29. Baryogenesis from classical force. 30. Baryogenesis from electrogenesis. 31. B-ball baryogenesis. 32. Baryogenesis from CPT breaking. 33. Baryogenesis through quantum gravity. 34. Baryogenesis via neutrino oscillations. 35. Monopole baryogenesis. 36. Axino induced baryogenesis. 37. Gravitino induced baryogenesis. 38. Radion induced baryogenesis. 39. Baryogenesis in large extra dimensions. 40. Baryogenesis by brane collision. 41. Baryogenesis via density fluctuations. 42. Baryogenesis from hadronic jets. 43. Thermal leptogenesis. 44. Nonthermal leptogenesis.

近い将来, 検証可能なシナリオ

- **Electroweak baryogenesis (EWBG)** ↔ ヒッグス物理
 - Resonant leptogenesis
 - Baryogenesis via neutrino oscillations
- ↔ ニュートリノ物理

電弱バリオンジェネシス

電弱バリオジェネシス

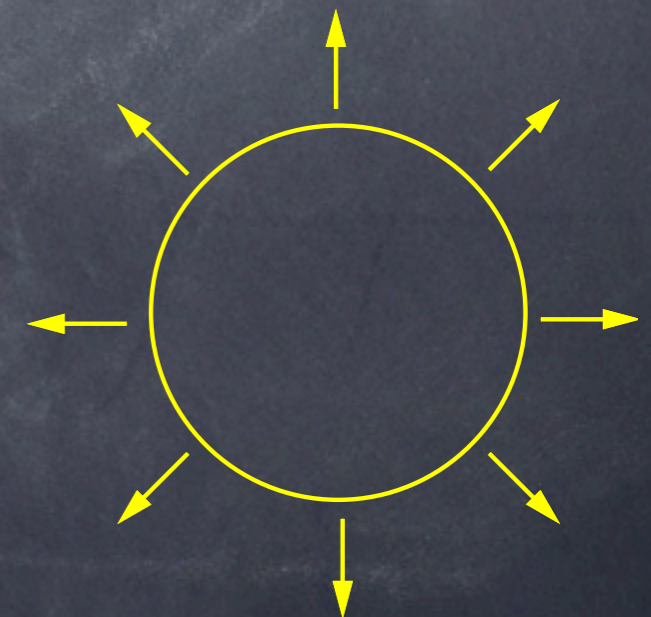
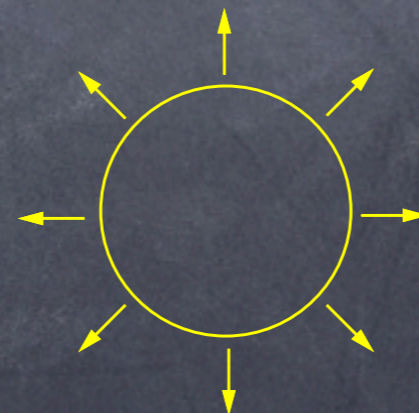
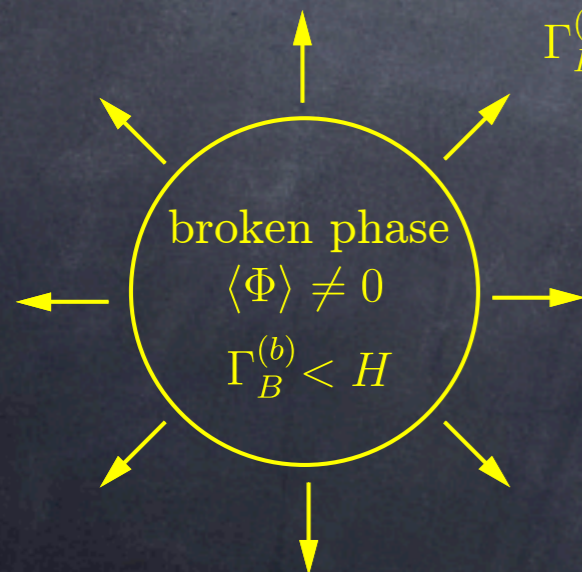
[Kuzmin, Rubakov, Shaposhnikov, PLB155,36 ('85)]

Sakharovの条件

- Bの破れ: スファレロン過程 (次のページで説明)
- Cの破れ: カイラルゲージ相互作用
- CPの破れ: 小林-益川位相, 標準模型の拡張模型では他にも物理的CP位相が存在.
- 非平衡の実現: 電弱相転移が『強い』一次.

symmetric phase $\langle \Phi \rangle = 0$

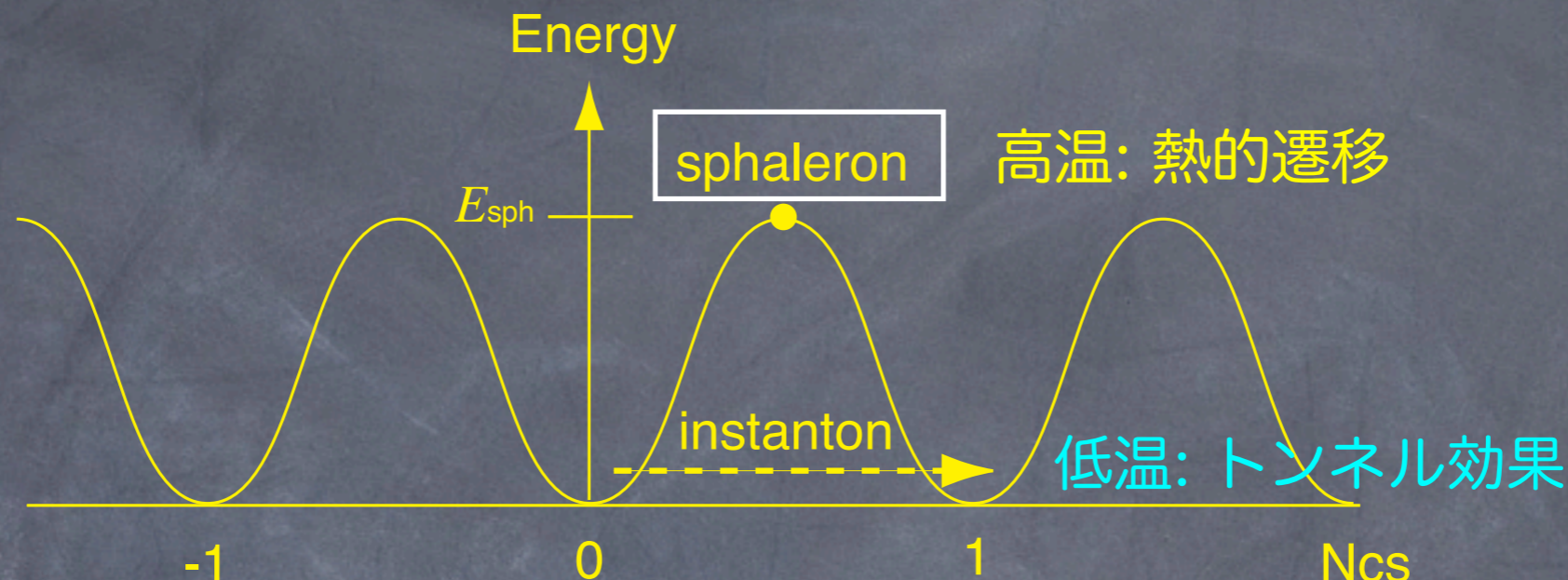
$$\Gamma_B^{(s)} > H$$



□ バリオン数は膨張する泡によって作られる.

(B+L)遷移

(B+L)カレントはアノマリーで破れる. 但し, (B-L)カレントは保存.



$$\Delta B = \Delta L = N_g \Delta N_{CS} \quad N_{CS}(t) = \frac{1}{32\pi^2} \int d^3x \epsilon_{ijk} \left[g_2^2 \text{Tr} \left(F_{ij} A_k - \frac{2}{3} g_2 A_i A_j A_k \right) - g_1^2 B_{ij} B_k \right]$$

例: 1 gen., $0 \leftrightarrow u_L d_L d_L \nu_{eL}$ N_g gen., $0 \leftrightarrow \sum_{i=1}^{N_{CS}} (3q_L^i + l_L^i)$

左巻きフェルミオンのみ

トンネリング確率:

$$\Gamma_{\text{instanton}} \simeq e^{-2S_{\text{instanton}}} = e^{-16\pi^2/g_2^2} \simeq 10^{-162}.$$

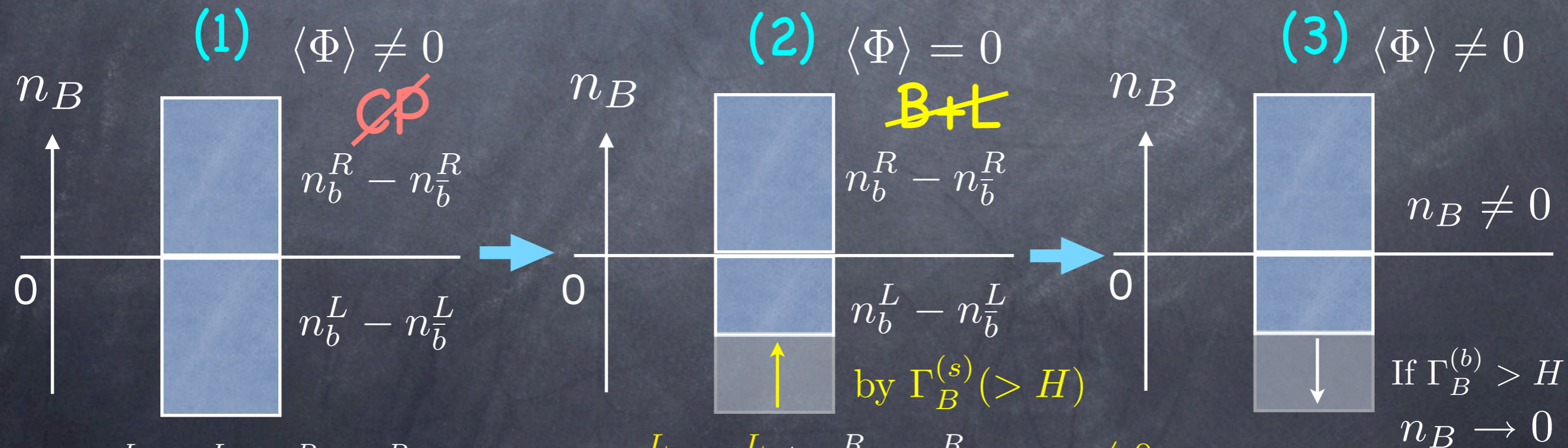
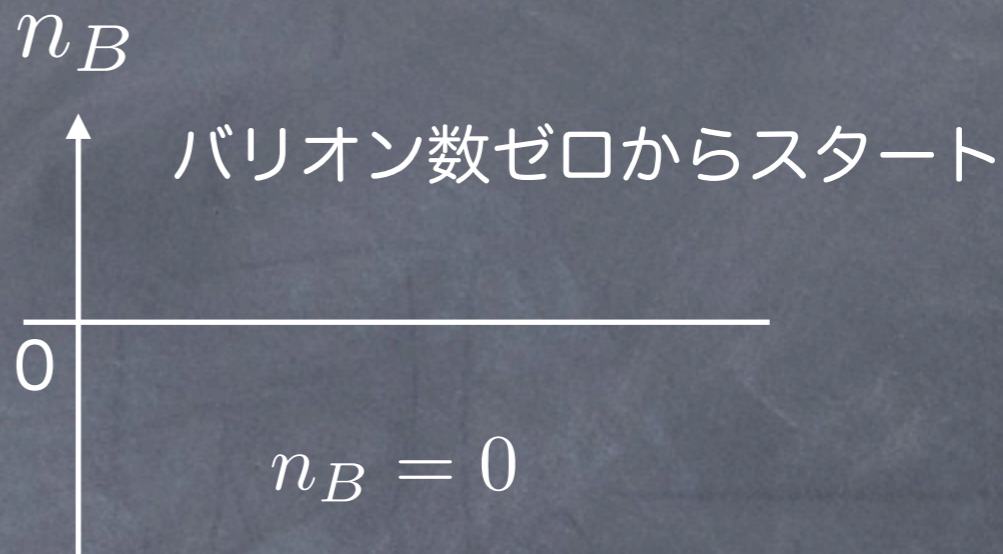
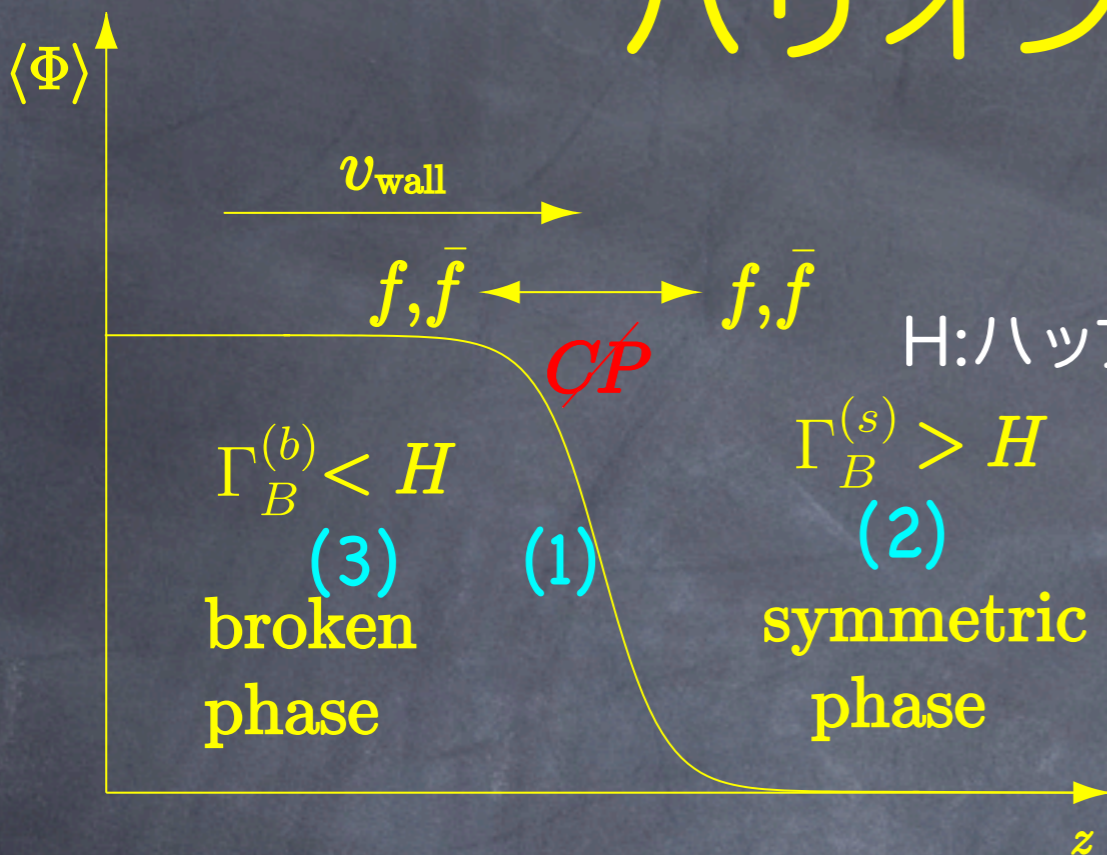
単位時間, 単位体積あたりのスファレロン遷移確率:

broken phase : $\Gamma_{\text{sph}}^{(b)} \simeq T^4 e^{-E_{\text{sph}}/T},$

symmetric phase : $\Gamma_{\text{sph}}^{(s)} \simeq \kappa (\alpha_W T)^4, \quad \alpha_W = g_2^2/(4\pi), \quad \kappa = \mathcal{O}(1)$

□ 高温でバリオン数を破る過程が頻繁に起き, ゼロ度では抑制される.

バリオン数ができるまで



$$n_B = \underbrace{n_b^L - n_{\bar{b}}^L}_{\neq 0} + \underbrace{n_b^R - n_{\bar{b}}^R}_{\neq 0} = 0$$

$$n_B = \underbrace{n_b^L - n_{\bar{b}}^L}_{\text{changed}} + n_b^R - n_{\bar{b}}^R \rightarrow n_B \neq 0$$

e.g., 1 gen. $\bar{u}_L \rightarrow d_L d_L \nu_{eL}$ $\Delta B = +1$
 $\Delta L = +1$

$\Gamma_B^{(b)} < H$ が必要

$$\Gamma_B^{(b)} < H \text{ を満たすには?}$$

破れた相でのバリオン数変化率は以下で与えられる。

$$\Gamma_B^{(b)}(T) \simeq (\text{prefactor}) \frac{\Gamma_{\text{sph}}^{(b)}}{T^3} \simeq (\text{prefactor}) e^{-E_{\text{sph}}/T},$$

E_{sph} =スファレロンエネルギー,
ヒッグスの真空期待値(v)に比例する。

$$E_{\text{sph}} \propto v(T)$$

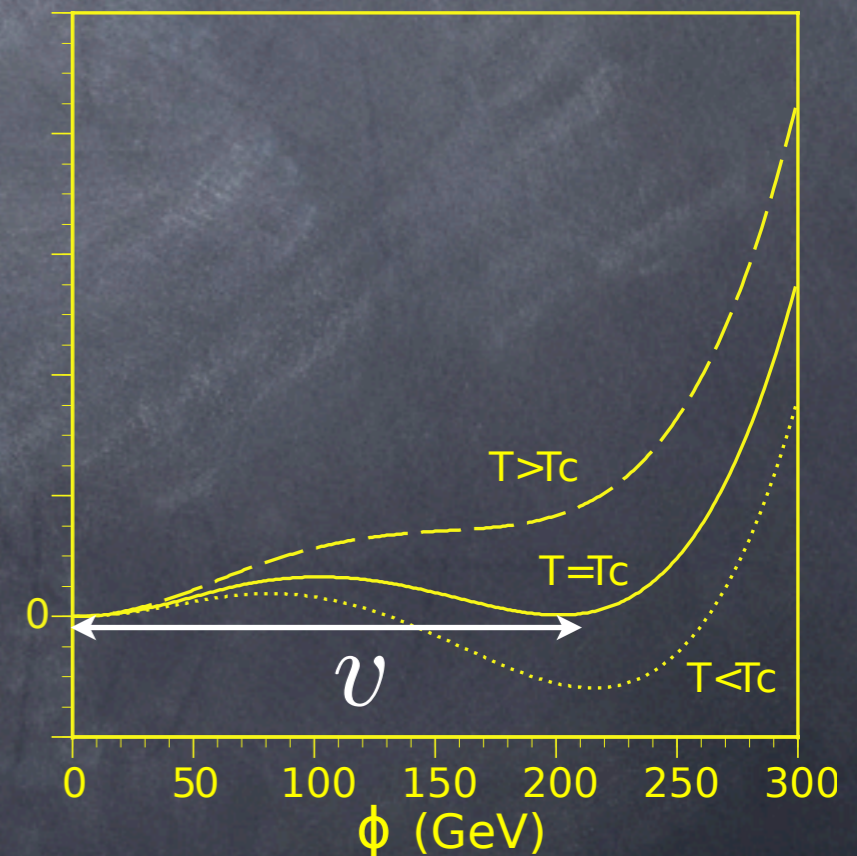
(相転移直後の期待値 $\neq 246$ GeV)

必要なもの:

相転移後ヒッグスの期待値が大きければよい。

(電弱相転移が強い一次であればよい)

V_{eff}



スファレロン脱結合条件

[Arnold, McLerran, PRD36,581 ('87)]

相転移が終わった温度(T_E)でスファレロン過程が抑制される必要がある。

$$\Gamma_B^{(b)}(T) \simeq (\text{prefactor}) e^{-E_{\text{sph}}/T} < H(T) \simeq 1.66 \sqrt{g_*} T^2 / m_{\text{P}}$$

g_* 軽い粒子の自由度, 106.75 (標準模型) m_{P} プランク質量 $\simeq 1.22 \times 10^{19}$ GeV

$E_{\text{sph}} = 4\pi v \mathcal{E} / g_2$ と書くと (g_2 はSU(2)ゲージ結合定数),

$$\frac{v}{T} > \frac{g_2}{4\pi \mathcal{E}} \left[42.97 + \log \text{ corrections} \right]$$

- 脱結合条件はスファレロンエネルギーに最も強く依存する。
- log補正はsubleading (~10%).

スファレロンエネルギー

簡単の為, $T=0$ でのスファレロンエネルギーを求める.

標準模型を例にとる. ($U(1)_Y$ 部分は無視) [Klinkhamer, Manton, PRD30,2212 ('84)]

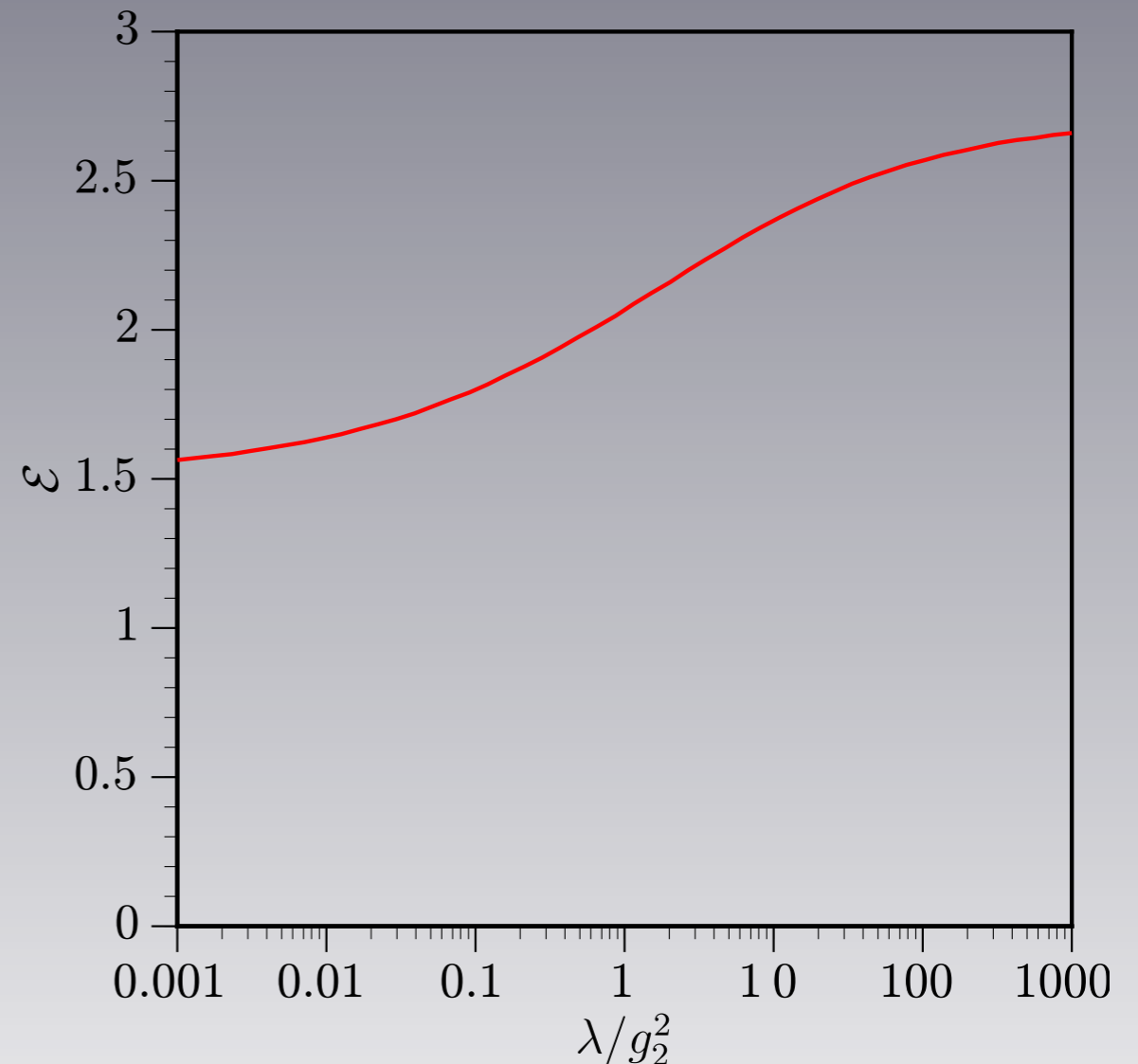
$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + (D_\mu\Phi)^\dagger D^\mu\Phi - V_0(\Phi)$$

$$V_0(\Phi) = \lambda \left(\Phi^\dagger\Phi - \frac{v^2}{2} \right)^2$$

□ スファレロンエネルギーは
 λ/g_2^2 と伴に増加

ヒッグスの質量(λ) ↑

→ スファレロンエネルギー ↑



For $m_h = 126$ GeV ($\lambda = 0.13$), $\varepsilon \simeq 1.92$ →

$$\frac{v}{T} \gtrsim 1.16$$

標準模型のバリオジェネシス

標準模型のバリオジェネシス

標準模型での電弱バリオジェネシスの可能性は以下の2つの理由で否定された。

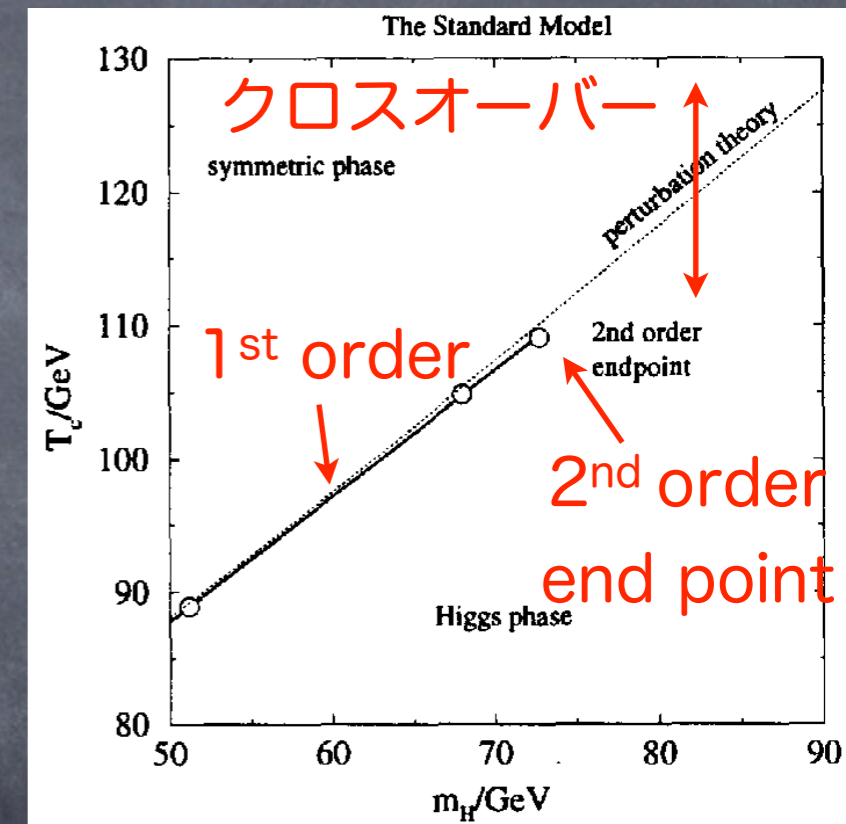
■ 小林-益川位相だけでは十分な非対称性が出ない。

[Gavela et al, NPB430,382 ('94); Huet and Nelson, PRD51,379 ('95).]

■ 電弱相転移は $m_h > 73$ GeVでクロスオーバー

[Kajantie et al, PRL77,2887 ('96); Rummukainen et al, NPB532,283 ('98); Csikor et al, PRL82, 21 ('99); Aoki et al, PRD60,013001 ('99). Laine et al, NPB73,180('99)] (NOTE: $m_h \approx 126$ GeV.)

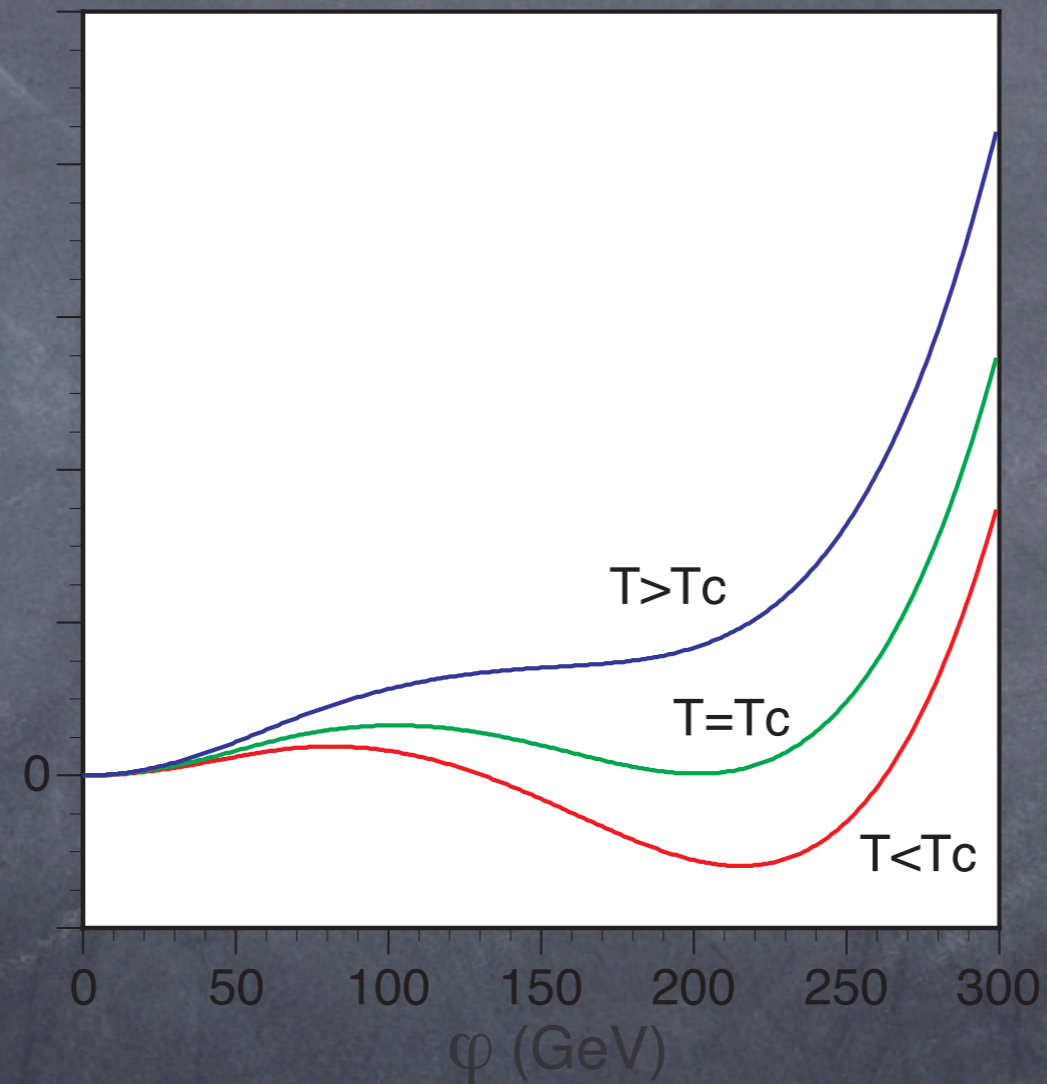
標準模型を拡張する必要がある。



適切な拡張の仕方を知る為に、まず標準模型の例を具体的にみていく。

電弱相転移

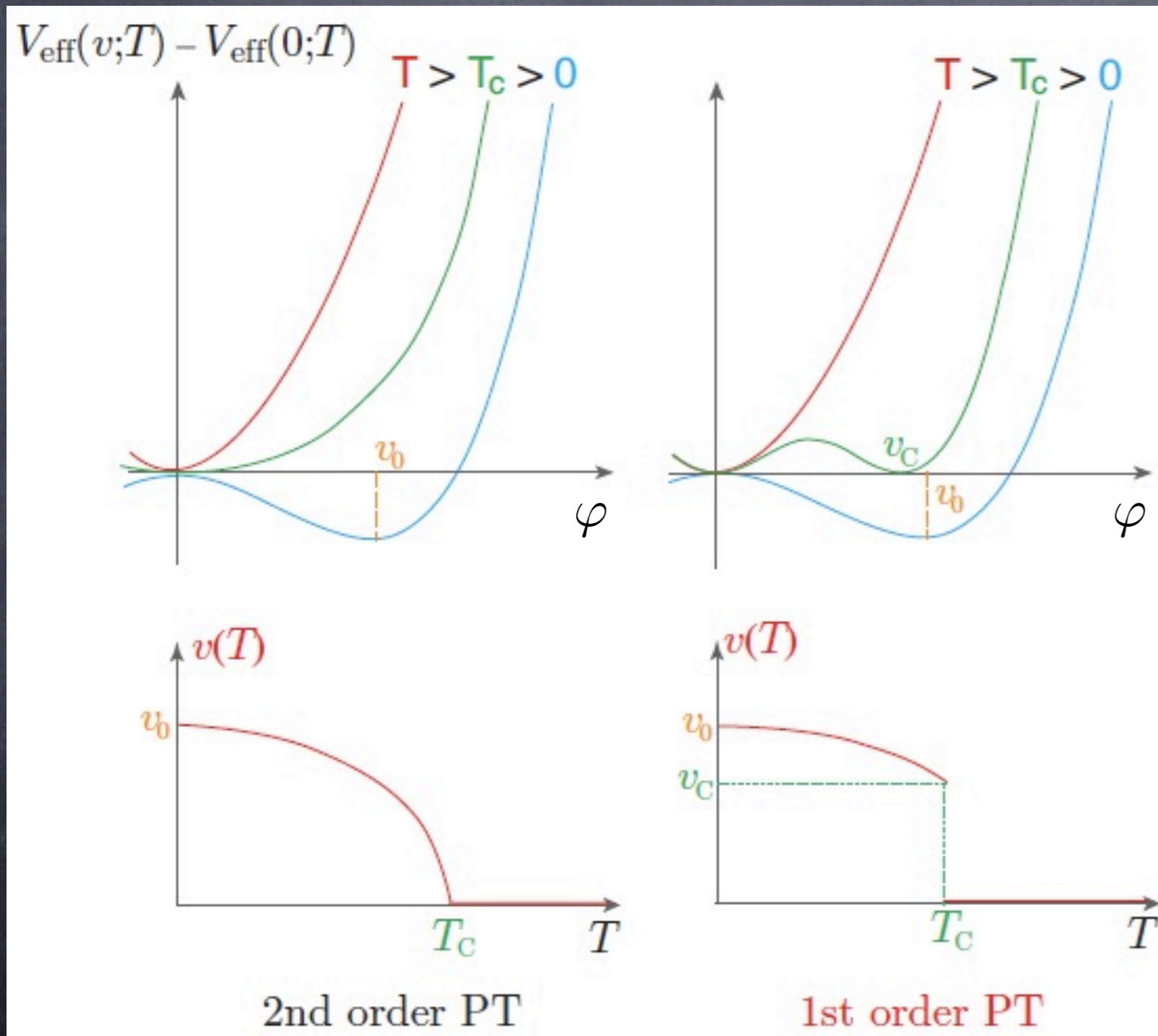
V_{eff}



- 有限温度の有効ポテンシャル(自由エネルギー密度)を用いて相転移の次数を決定する.

一次と二次相転移

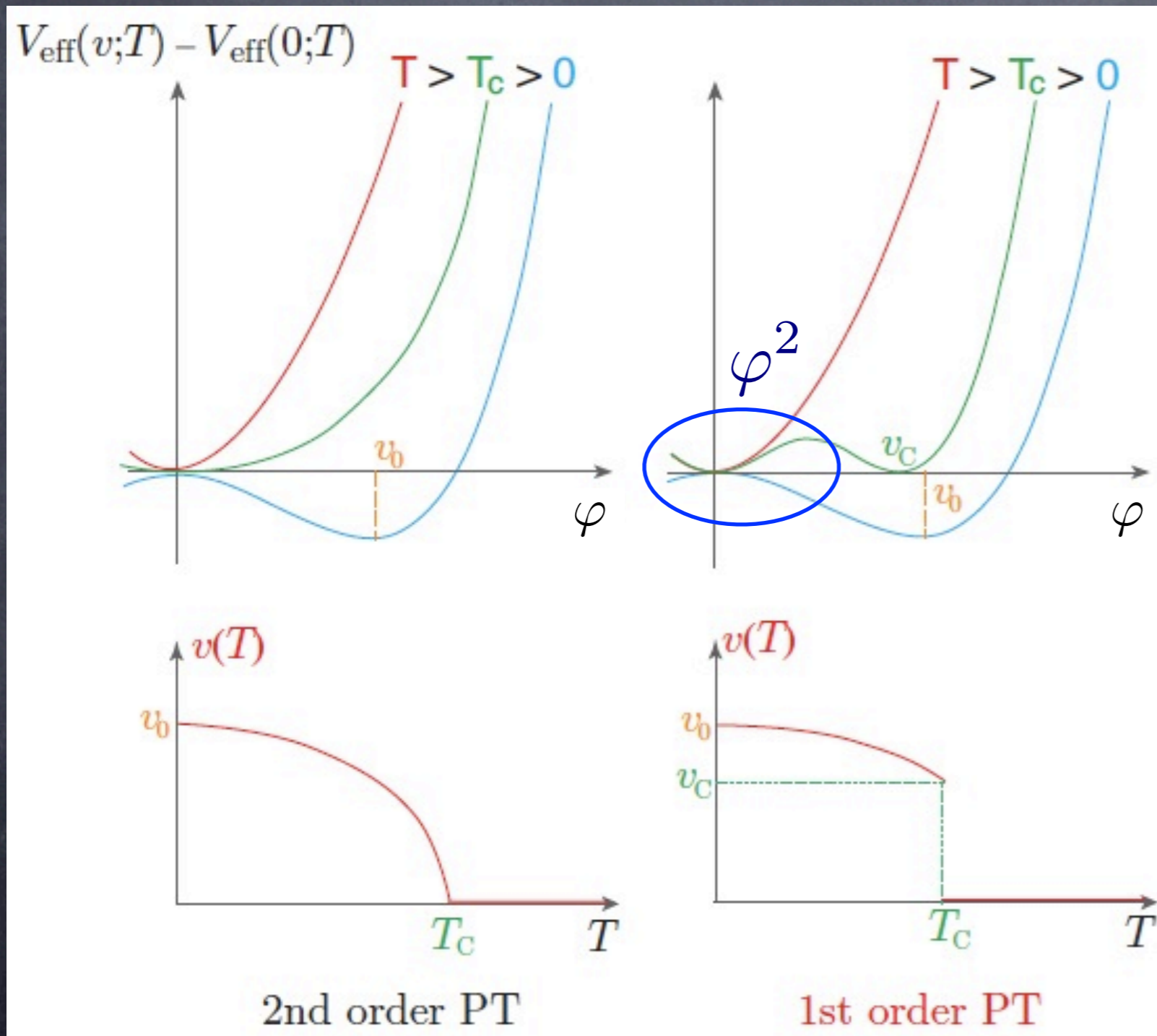
臨界温度(T_c)はヒッグスの期待値がゼロになる温度で決める。
一次相転移の場合, T_c でヒッグスの期待値が不連続。



[From K. Funakubo's slide]

一次と二次相転移

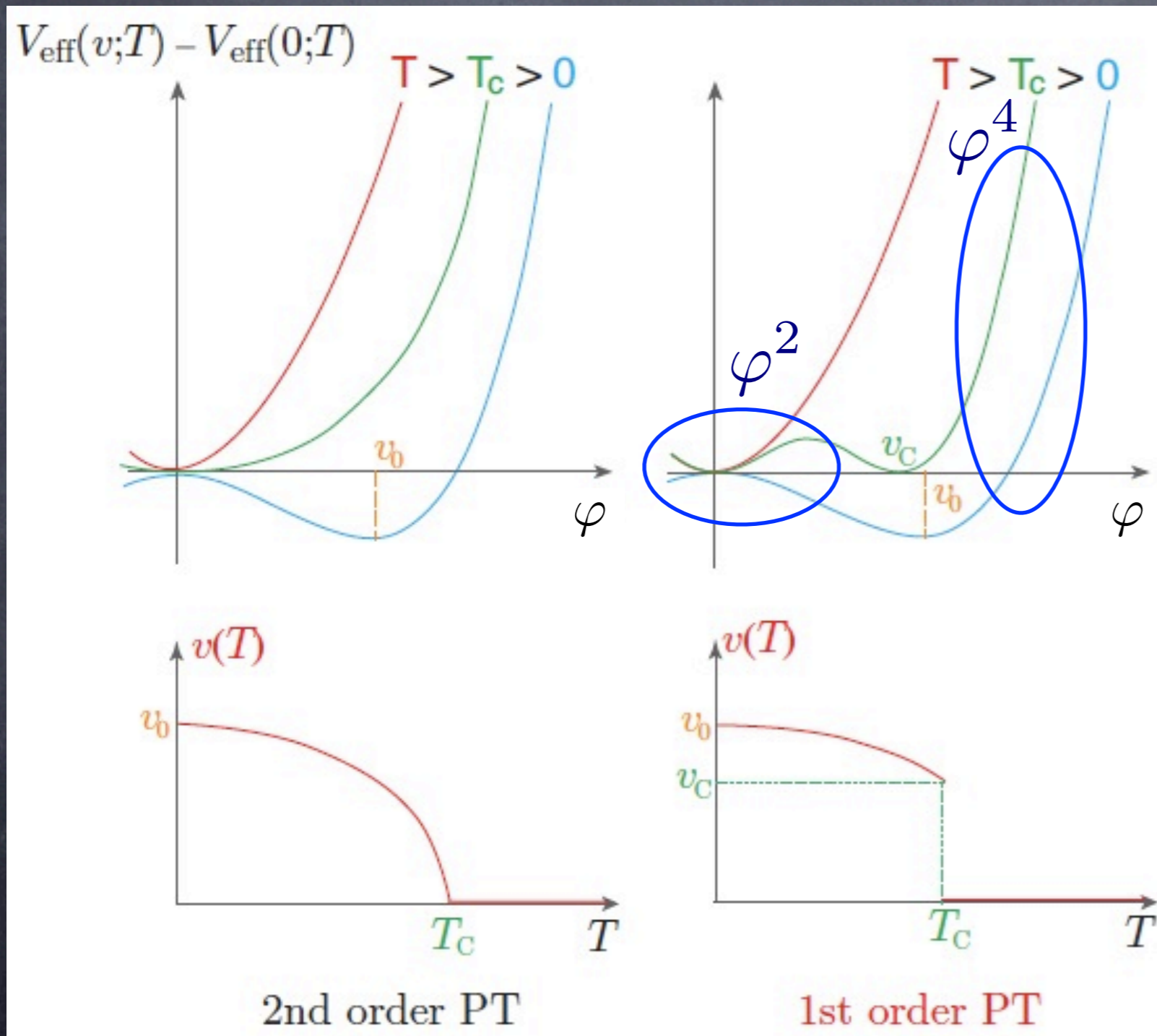
臨界温度(T_c)はヒッグスの期待値がゼロになる温度で決める。
一次相転移の場合, T_c でヒッグスの期待値が不連続。



[From K. Funakubo's slide]

一次と二次相転移

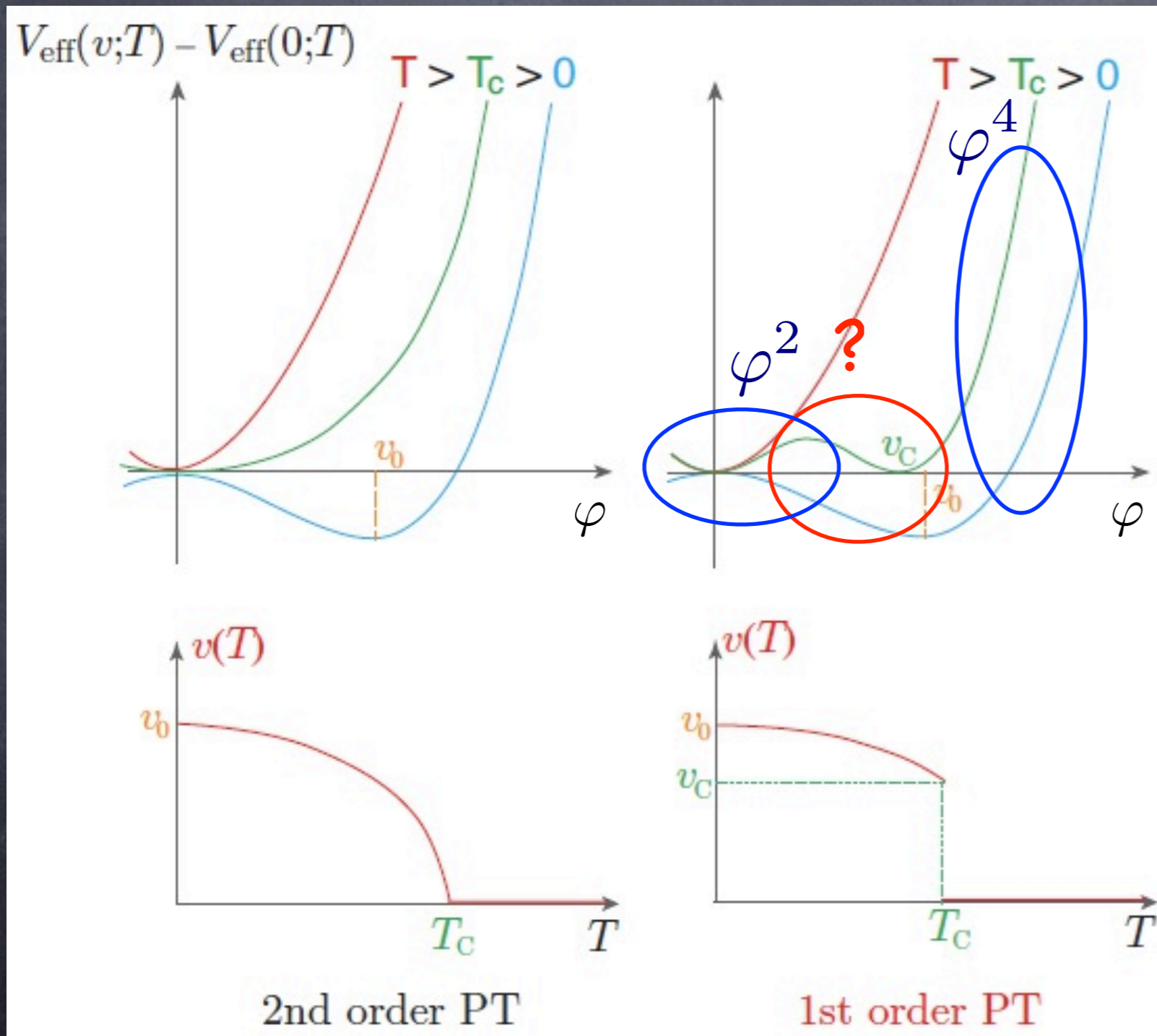
臨界温度(T_c)はヒッグスの期待値がゼロになる温度で決める。
一次相転移の場合, T_c でヒッグスの期待値が不連続。



[From K. Funakubo's slide]

一次と二次相転移

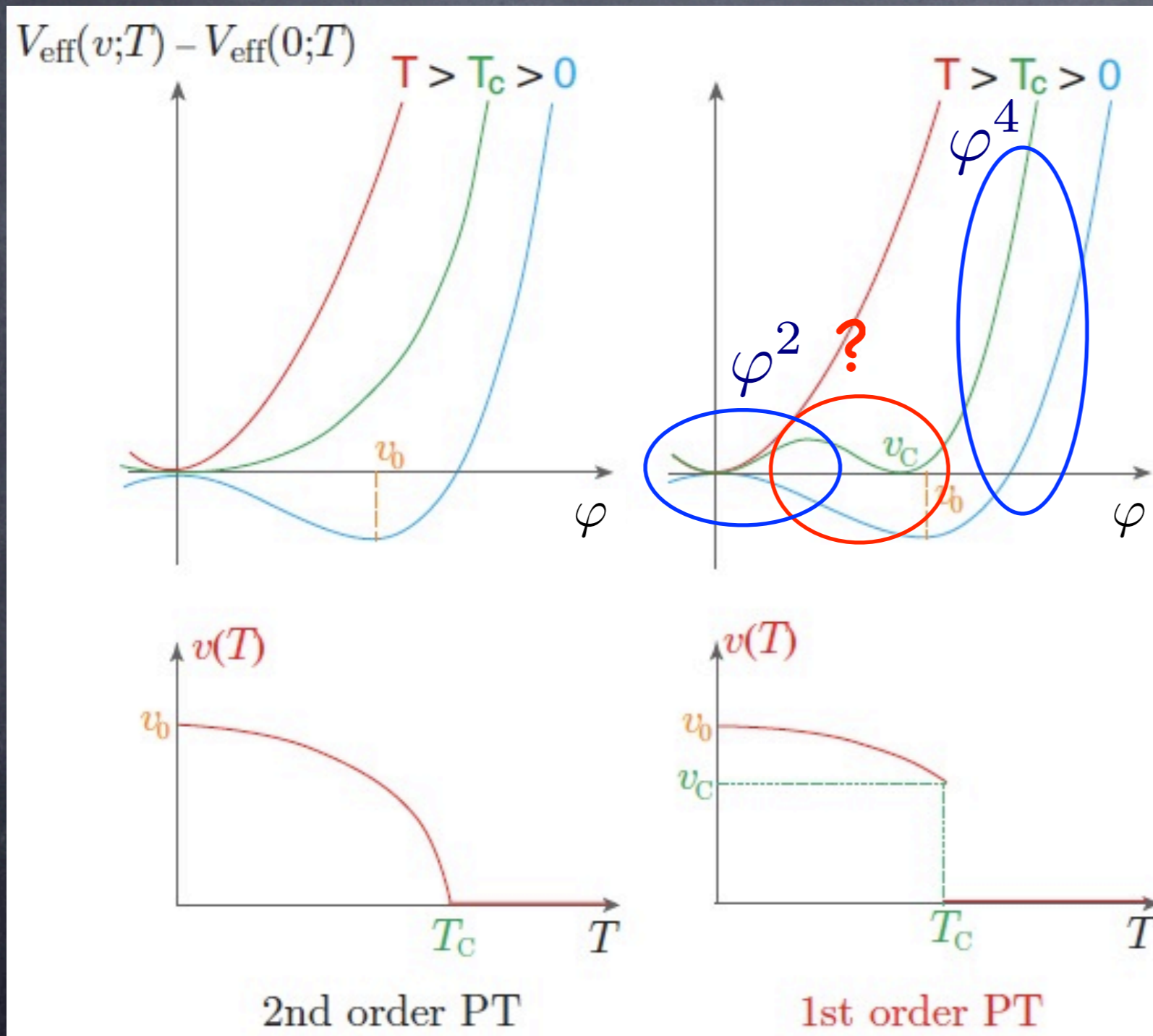
臨界温度(T_c)はヒッグスの期待値がゼロになる温度で決める。
一次相転移の場合, T_c でヒッグスの期待値が不連続。



[From K. Funakubo's slide]

一次と二次相転移

臨界温度(T_c)はヒッグスの期待値がゼロになる温度で決める。
一次相転移の場合, T_c でヒッグスの期待値が不連続。

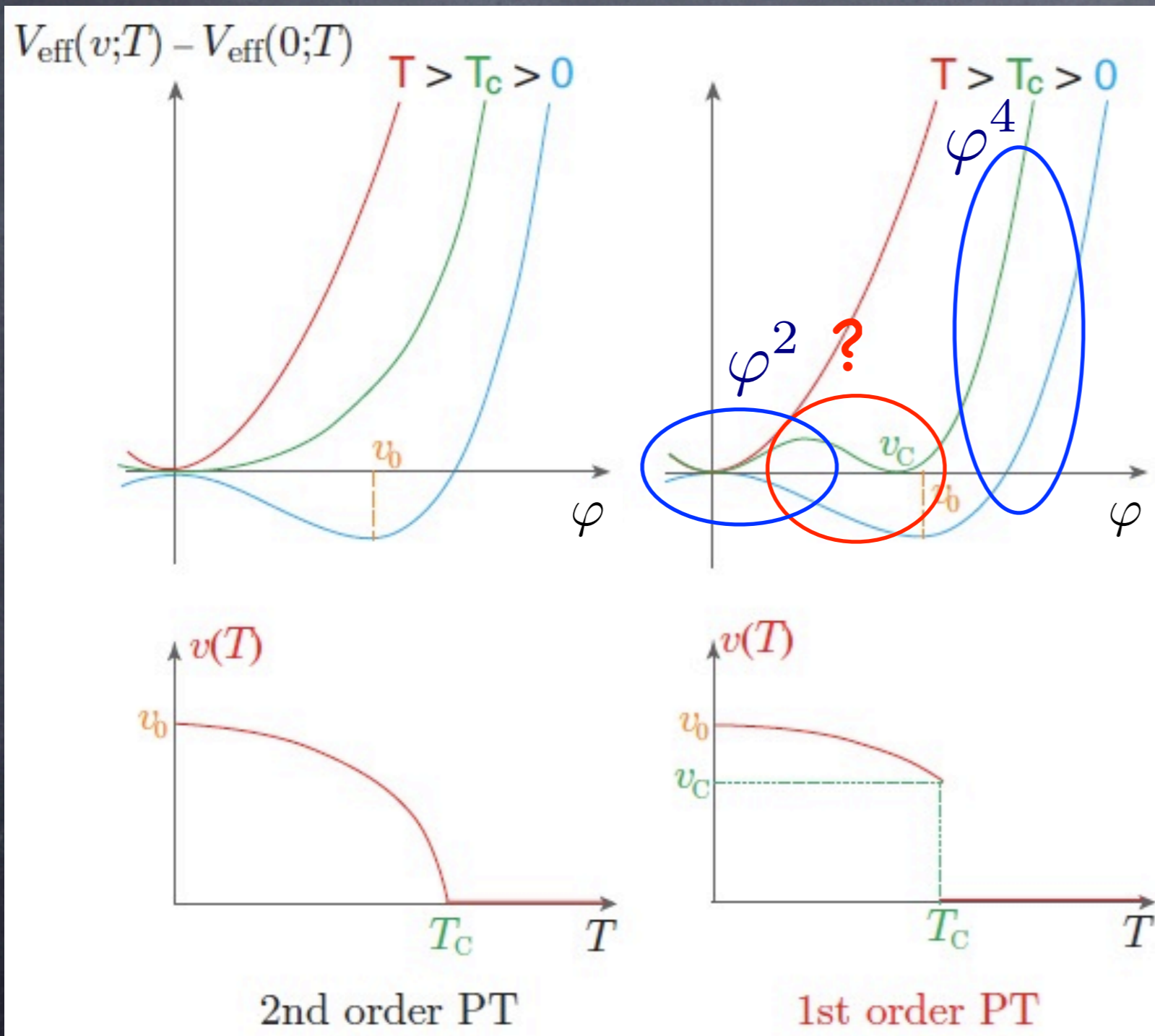


■ 一次相転移となる
為には, ポテンシャル
に負の寄与が必要.

[From K. Funakubo's slide]

一次と二次相転移

臨界温度(T_c)はヒッグスの期待値がゼロになる温度で決める。
一次相転移の場合, T_c でヒッグスの期待値が不連続。



■ 一次相転移となる
為には, ポテンシャル
に負の寄与が必要.

↑

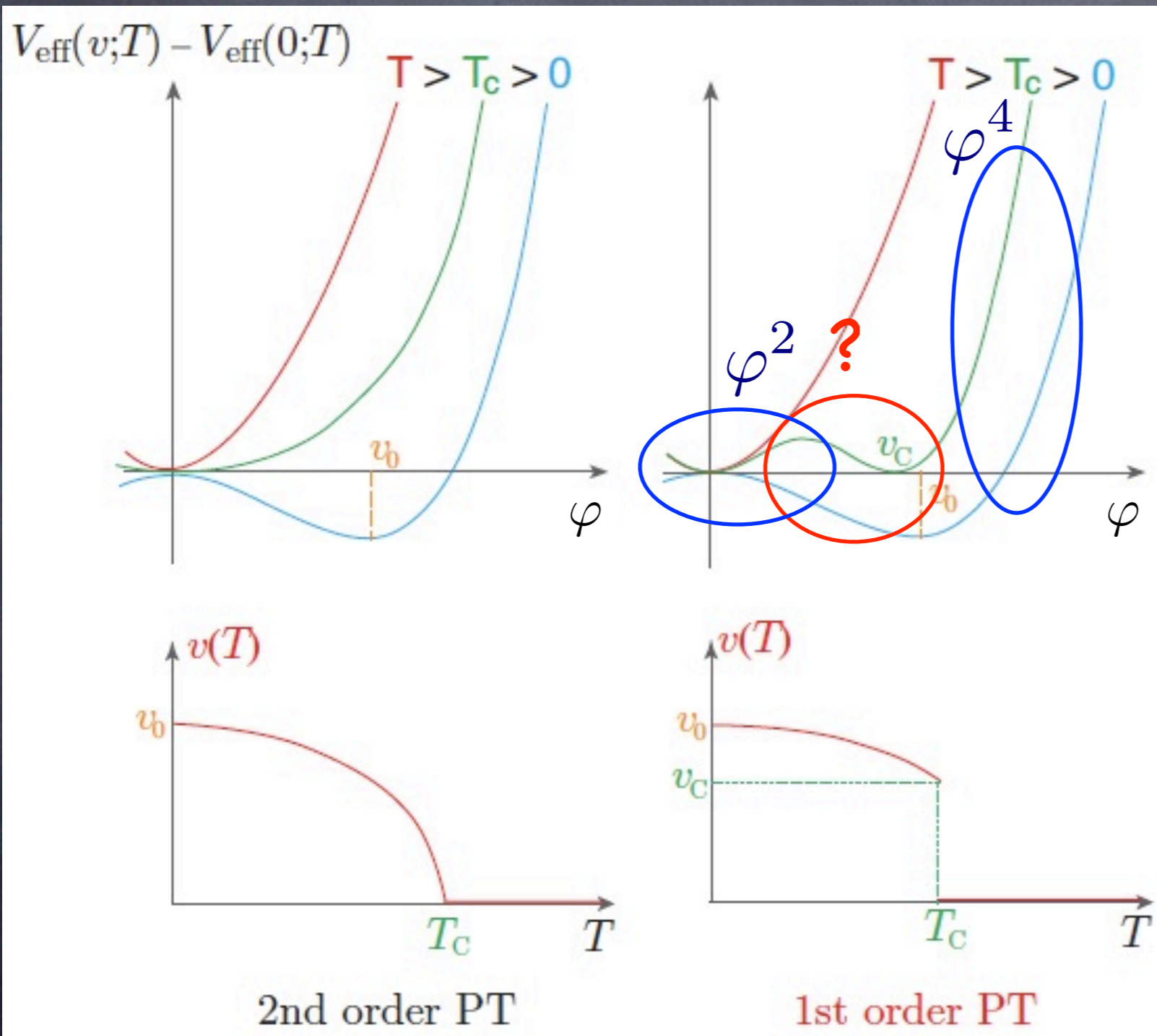
有限温度のボゾンループ
から出る.

[From K. Funakubo's slide]

一次と二次相転移

臨界温度(T_c)はヒッグスの期待値がゼロになる温度で決める。

一次相転移の場合, T_c でヒッグスの期待値が不連続。



■ 一次相転移となる
為には, ポテンシャル
に負の寄与が必要.

↑

有限温度のボゾンループ
から出る.

(一般には別の可能性もあるが,
今回の話はこのケース.)

[From K. Funakubo's slide]

標準模型の1ループ有効ポテンシャル

$$V_{\text{eff}}(\varphi) = V_0(\varphi) + \Delta_g V(\varphi) + \Delta_t V(\varphi) + \Delta V(\varphi, T) + V_{\text{c.t.}}$$

$$\text{ツリー: } V_0(\varphi) = -\frac{\mu^2}{2}\varphi^2 + \frac{\lambda}{4}\varphi^4$$

ゼロ温度1ループ:

$$\Delta_g V(\varphi) = 2 \cdot 3F(m_W^2(\varphi)) + 3F(m_Z^2(\varphi)),$$

$$\Delta_t V(\varphi) = -4 \cdot 3F(m_t^2(\varphi)), \quad F(m^2(\varphi)) = \frac{m^4(\varphi)}{64\pi^2} \left(\ln \frac{m^2(\varphi)}{M_{\text{ren}}^2} - \frac{3}{2} \right)$$

有限温度1ループ:

$$\Delta V(\varphi, T) = \frac{T^4}{2\pi^2} \left[\sum_{i=W,Z} n_i I_B(a_i^2) + n_t I_F(a_t^2) \right], \quad \mathbf{n=d.o.f.}$$

where

$$I_{B,F}(a^2) = \int_0^\infty dx x^2 \ln \left(1 \mp e^{-\sqrt{x^2+a^2}} \right), \quad a^2 = \frac{m^2(\varphi)}{T^2}.$$

高温展開

$a=m(\varphi)/T$ を小さいと仮定し, $I_{B,F}(a)$ を a について展開する.

ボゾン:

$$I_B(a^2) = -\frac{\pi^4}{45} + \frac{\pi^2}{12}a^2 - \frac{\pi}{6}(a^2)^{3/2} - \frac{a^4}{32} \left(\log \frac{a^2}{\alpha_B} - \frac{3}{2} \right) + \mathcal{O}(a^6)$$

フェルミオン:

$$I_F(a^2) = \frac{7\pi^4}{360} - \frac{\pi^2}{24}a^2 - \frac{a^4}{32} \left(\log \frac{a^2}{\alpha_F} - \frac{3}{2} \right) + \mathcal{O}(a^6)$$

$$\log \alpha_B = 2 \log 4\pi - 2\gamma_E \simeq 3.91, \quad \log \alpha_F = 2 \log \pi - 2\gamma_E \simeq 1.14,$$

$$\text{Euler's constant: } \gamma_E \simeq 0.577$$

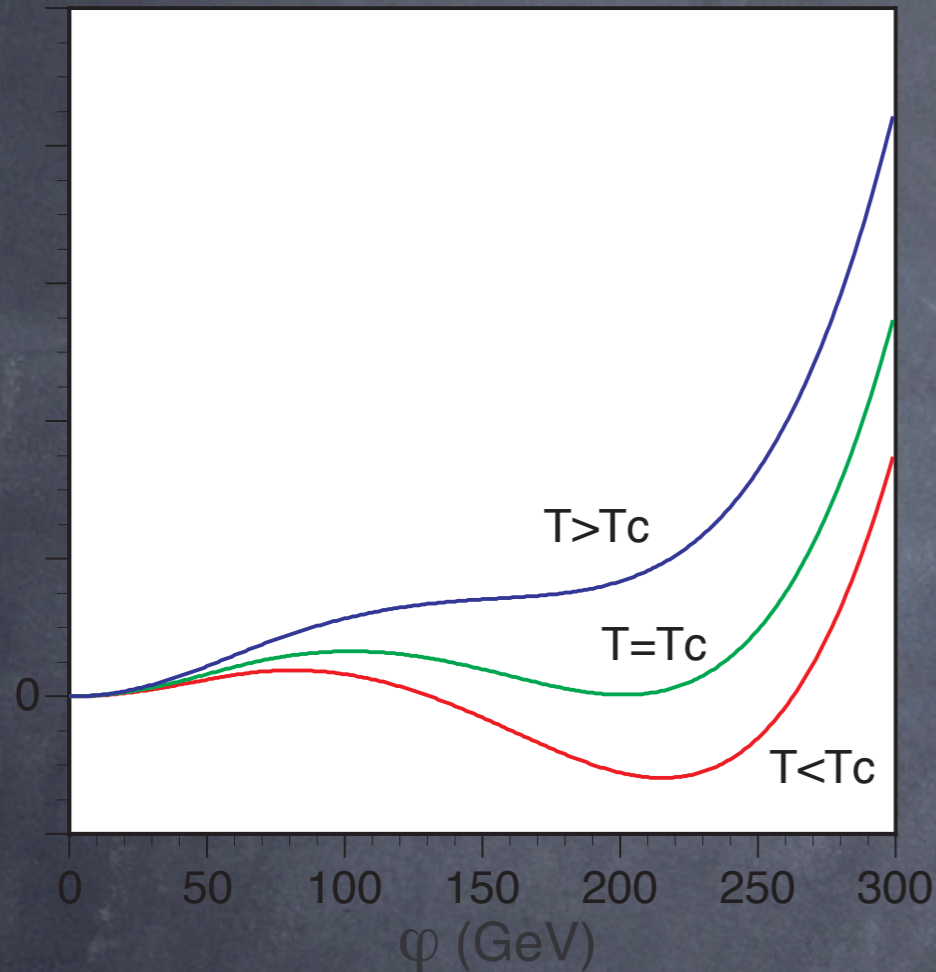
□ $n_{B,F} \frac{T^4}{2\pi^2} I_{B,F}(a^2) \ni +|\text{const}| \cdot m^2 T^2 \rightarrow$ 高温で対称性が回復する理由

□ “ボゾンループ”から負の係数をもつ3次の項が出て来る.

$$n_B \frac{T^4}{2\pi^2} I_B(a^2) \ni -|\text{const}| \cdot |m(\varphi)|^3 T \quad (\text{起源はゼロ振動数なのでフェルミオンループからは出ない。})$$

高温展開された有効ポテンシャルは次で与えられる。

$$V_{\text{eff}} \simeq D(T^2 - T_0^2)\varphi^2 - ET|\varphi|^3 + \frac{\lambda_T}{4}\varphi^4 \xrightarrow{T=T_C} \frac{\lambda_{T_C}}{4}\varphi^2(\varphi - v_C)^2$$



□ 臨界温度(T_C)は2つの真空が縮退する温度で定義。

□ ボゾンループによって一次相転移が実現。

$$E_{\text{SM}} \simeq \frac{1}{4\pi v^3} (2m_W^3 + m_Z^3) \simeq 0.01$$

$$v_C = \frac{2ET_C}{\lambda_{T_C}} \Rightarrow \frac{v_C}{T_C} = \frac{2E}{\lambda_{T_C}} = \frac{\text{3次の係数}}{\text{4次の係数}}$$

$$\lambda_{T_C} \simeq \lambda = m_{h^{\text{SM}}}^2 / (2v^2)$$

スファレロン脱結合条件:

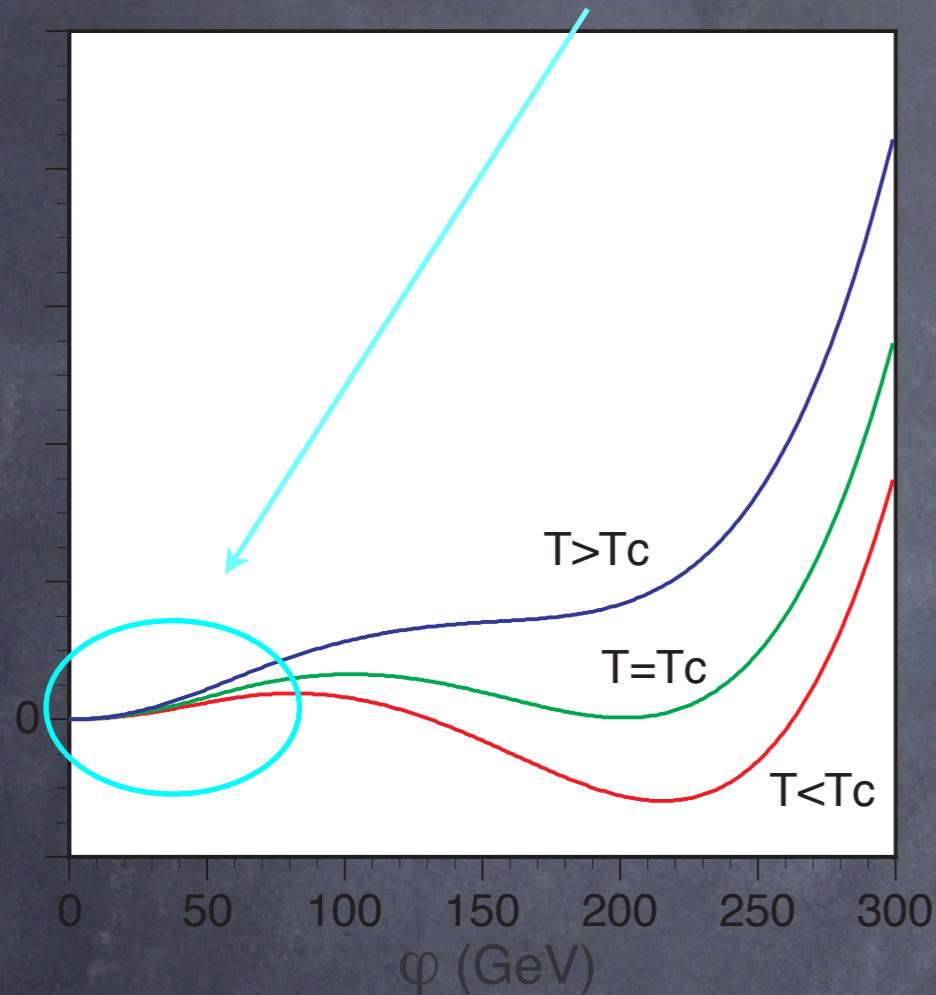
$$\Gamma_B^{(b)} < H \Rightarrow \frac{v_C}{T_C} \gtrsim 1 \Rightarrow m_{h^{\text{SM}}} \lesssim 48 \text{ GeV}$$

LEPで排除された。

解決方法: ボズンを追加し, Eを増大させる。

高温展開された有効ポテンシャルは次で与えられる。

$$V_{\text{eff}} \simeq \boxed{D(T^2 - T_0^2)\varphi^2} - ET|\varphi|^3 + \frac{\lambda_T}{4}\varphi^4 \xrightarrow{T=T_C} \frac{\lambda_{T_C}}{4}\varphi^2(\varphi - v_C)^2$$



□ 臨界温度(T_C)は2つの真空が縮退する温度で定義。

□ ボゾンループによって一次相転移が実現。

$$E_{\text{SM}} \simeq \frac{1}{4\pi v^3} (2m_W^3 + m_Z^3) \simeq 0.01$$

$$v_C = \frac{2ET_C}{\lambda_{T_C}} \Rightarrow \frac{v_C}{T_C} = \frac{2E}{\lambda_{T_C}} = \frac{\text{3次の係数}}{\text{4次の係数}}$$

$$\lambda_{T_C} \simeq \lambda = m_{h^{\text{SM}}}^2 / (2v^2)$$

スファレロン脱結合条件:

$$\Gamma_B^{(b)} < H \Rightarrow \frac{v_C}{T_C} \gtrsim 1 \Rightarrow \boxed{m_{h^{\text{SM}}} \lesssim 48 \text{ GeV}}$$

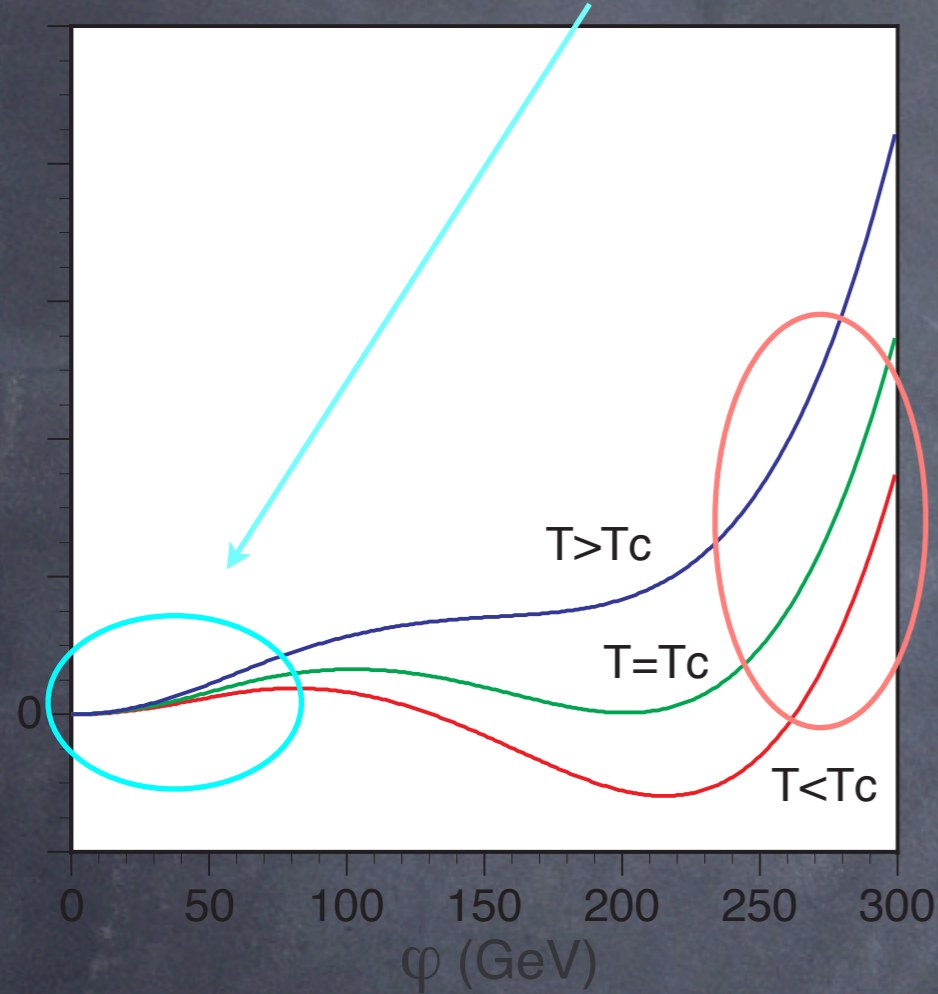
LEPで排除された。

解決方法: ボズンを追加し, Eを増大させる。

高温展開された有効ポテンシャルは次で与えられる。

V_{eff}

$$V_{\text{eff}} \simeq D(T^2 - T_0^2)\varphi^2 - ET|\varphi|^3 + \frac{\lambda_T}{4}\varphi^4 \xrightarrow{T=T_C} \frac{\lambda_{T_C}}{4}\varphi^2(\varphi - v_C)^2$$



□ 臨界温度(T_C)は2つの真空が縮退する温度で定義。

□ ボゾンループによって一次相転移が実現。

$$E_{\text{SM}} \simeq \frac{1}{4\pi v^3} (2m_W^3 + m_Z^3) \simeq 0.01$$

$$v_C = \frac{2ET_C}{\lambda_{T_C}} \Rightarrow \frac{v_C}{T_C} = \frac{2E}{\lambda_{T_C}} = \frac{\text{3次の係数}}{\text{4次の係数}}$$

$$\lambda_{T_C} \simeq \lambda = m_{h^{\text{SM}}}^2 / (2v^2)$$

スファレロン脱結合条件:

$$\Gamma_B^{(b)} < H \Rightarrow \frac{v_C}{T_C} \gtrsim 1 \Rightarrow m_{h^{\text{SM}}} \lesssim 48 \text{ GeV}$$

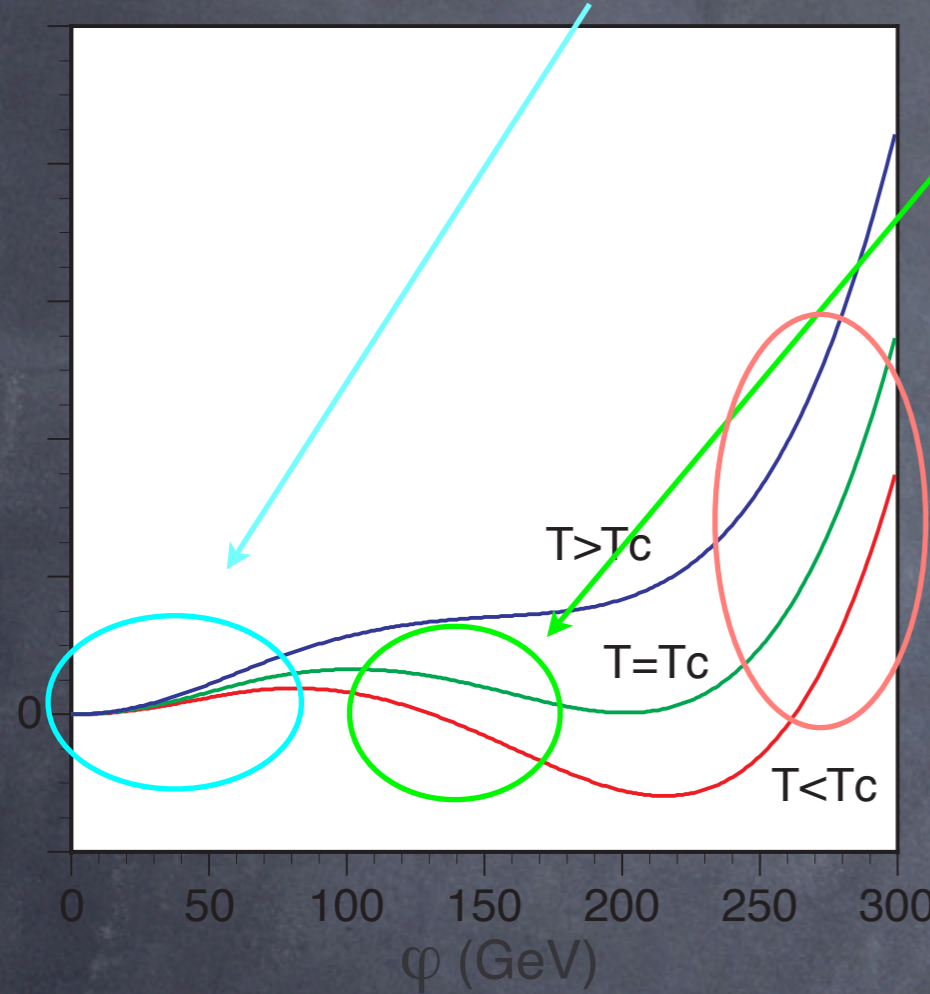
LEPで排除された。

解決方法: ボズンを追加し, Eを増大させる。

高温展開された有効ポテンシャルは次で与えられる。

V_{eff}

$$V_{\text{eff}} \simeq D(T^2 - T_0^2)\varphi^2 - ET|\varphi|^3 + \frac{\lambda_T}{4}\varphi^4 \xrightarrow{T=T_C} \frac{\lambda_{T_C}}{4}\varphi^2(\varphi - v_C)^2$$



- 臨界温度(T_C)は2つの真空が縮退する温度で定義。
- ボゾンループによって一次相転移が実現。

$$E_{\text{SM}} \simeq \frac{1}{4\pi v^3} (2m_W^3 + m_Z^3) \simeq 0.01$$

$$v_C = \frac{2ET_C}{\lambda_{T_C}} \Rightarrow \frac{v_C}{T_C} = \frac{2E}{\lambda_{T_C}} = \frac{\text{3次の係数}}{\text{4次の係数}}$$

$$\lambda_{T_C} \simeq \lambda = m_{h^{\text{SM}}}^2 / (2v^2)$$

スファレロン脱結合条件:

$$\Gamma_B^{(b)} < H \Rightarrow \frac{v_C}{T_C} \gtrsim 1 \Rightarrow m_{h^{\text{SM}}} \lesssim 48 \text{ GeV}$$

LEPで排除された。

解決方法: ボズンを追加し, Eを増大させる。

注意

“スカラーループが常に効くわけではない。”

スカラーの質量が次で与えられるとする。

$$m^2 = M^2 + \lambda_{HS}\varphi^2$$

M : ラグランジアンにある質量次元を持った変数
 λ_{HS} : スカラーとヒッグス粒子の結合定数

$$M^2 \ll \lambda_{HS}\varphi^2 \quad V_{\text{eff}} \ni -\lambda_{HS}^{3/2} T \varphi^3 \left(1 + \frac{M^2}{\lambda_{HS}\varphi^2}\right)^{3/2} \quad \text{寄与する}$$

$$M^2 \gtrsim \lambda_{HS}\varphi^2 \quad V_{\text{eff}} \ni -|M|^3 T \left(1 + \frac{\lambda_{HS}\varphi^2}{M^2}\right)^{3/2} \quad \text{寄与しない}$$

必要なもの: 1. 強結合 λ , 2. 小さな M

$$\text{nondecoupling スカラー} \Rightarrow E = E_{\text{SM}} + \Delta E \Rightarrow \frac{v_C}{T_C} \uparrow$$

電弱バリオジェネシスの現状

電弱バリオン数生成が可能なモデルは？

SUSY: 強い1次相転移OK, CPの破れOK

Minimal Supersymmetric SM (MSSM)

Next-to-MSSM (NMSSM), nearly-MSSM (nMSSM),

U(1)'-MSSM (UMSSM), triplet-MSSM (TMSSM) etc.

SM+ヒッグスセクターの拡張:

	強い1次相転移	CPの破れ(Higgs)
real singlet	OK	X
complex singlet	OK	OK
MHDM ($M \geq 2$)	OK	OK
real triplet	OK	X
complex triplet	OK	X

今のLHCデータで排除されつつあるのはMSSM.

MSSM 軽いstopシナリオ

[Carena, Quiros, Wagner, PLB380 ('96) 81]

必要なもの: 1. 強結合 λ , 2. 小さな M

top湯川結合定数

小さいSUSYソフト質量

LEP bound on m_H
 ρ parameter



$$m_{\tilde{q}}^2 \gg m_{\tilde{t}_R}^2, X_t^2, \quad X_t = A_t - \mu / \tan \beta.$$

stopの質量

$$\bar{m}_{\tilde{t}_2}^2 = m_{\tilde{q}}^2 + \frac{y_t^2 \sin^2 \beta}{2} \left(1 + \frac{|X_t|^2}{m_{\tilde{q}}^2} \right) v^2 + \mathcal{O}(g^2) \simeq m_{\tilde{q}}^2,$$

$$\bar{m}_{\tilde{t}_1}^2 = m_{\tilde{t}_R}^2 + \frac{y_t^2 \sin^2 \beta}{2} \left(1 - \frac{|X_t|^2}{m_{\tilde{q}}^2} \right) v^2 + \mathcal{O}(g^2).$$



At finite T , there is a thermal correction, $\Delta_T m_{\tilde{t}_R}^2 \sim \mathcal{O}(T^2) > 0$.

To have a large loop effect, $m_{\tilde{t}_R}^2 + \Delta_T m_{\tilde{t}_R}^2$ must be small.

$m_{\tilde{t}_R}^2(T) \equiv m_{\tilde{t}_R}^2 + \Delta_T m_{\tilde{t}_R}^2 = 0 \Rightarrow m_{\tilde{t}_R}^2 < 0$ Charge-Color-Breaking vacuum

$$m_{\tilde{t}_1} < m_t$$

topより軽いstopが必要!

$X_t = 0$ (no-mixing) maximizes the loop effect

MSSM 軽いstopシナリオ

高温展開を使って3次の係数を評価すると,

$$V_{\text{eff}} \ni -(E_{\text{SM}} + E_{\tilde{t}_1})T v^3 \quad E_{\tilde{t}_1} \simeq + \frac{y_t^3 \sin^3 \beta}{4\sqrt{2}\pi} \left(1 - \frac{|X_t|^2}{m_{\tilde{q}}^2}\right)^{3/2}.$$

$$E_{\tilde{t}_1} \simeq 0.054, \text{ for } X_t = 0$$

軽いストップによって1次相転移が強められる。

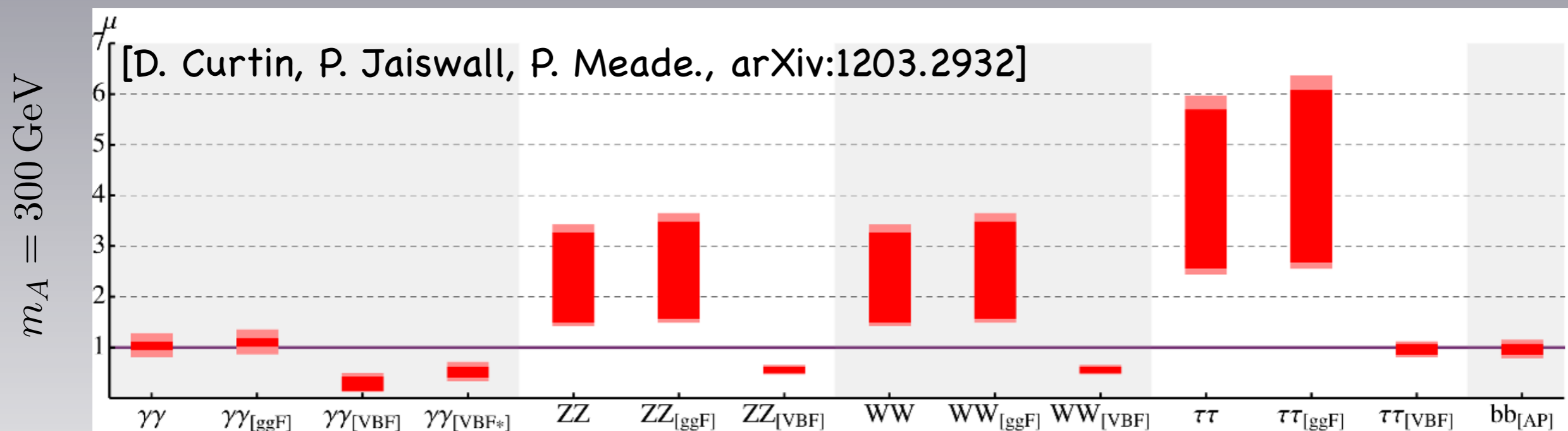
$$E = E_{\text{SM}} + \Delta E \quad \Rightarrow \quad \frac{v_C}{T_C} \quad \curvearrowright$$

MSSM 電弱バリオン数生成

120 GeV以下の(ほぼ)右巻きstopが強い一次相転移を引きこす。
(light stop scenario, LSS)

$$\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0, |m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}| < 35 \text{ GeV} \quad \text{stopの直接検証は難しい.}$$

最近, MSSM EWBGが除外されたと2度宣告された.



Solid red bands: range of predictions for $m_{\tilde{t}_R} \in (80, 115)$ GeV.

Light red bands: theory errors (higher order corrections and $\tilde{\chi}^\pm, \tilde{\chi}^0$ corrections.)

このシナリオは, $m_H \approx 125$ GeVに対して, $m_A > 1$ TeV なら98% CL以上,

$m_A \approx 300$ GeVなら少なくとも90% CLで除外される.

逃げ道

[M. Carena, G. Nardini, M. Quiros, CEM. Wagner, arXiv:1207.6330]

If $m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 60 \text{ GeV}$,

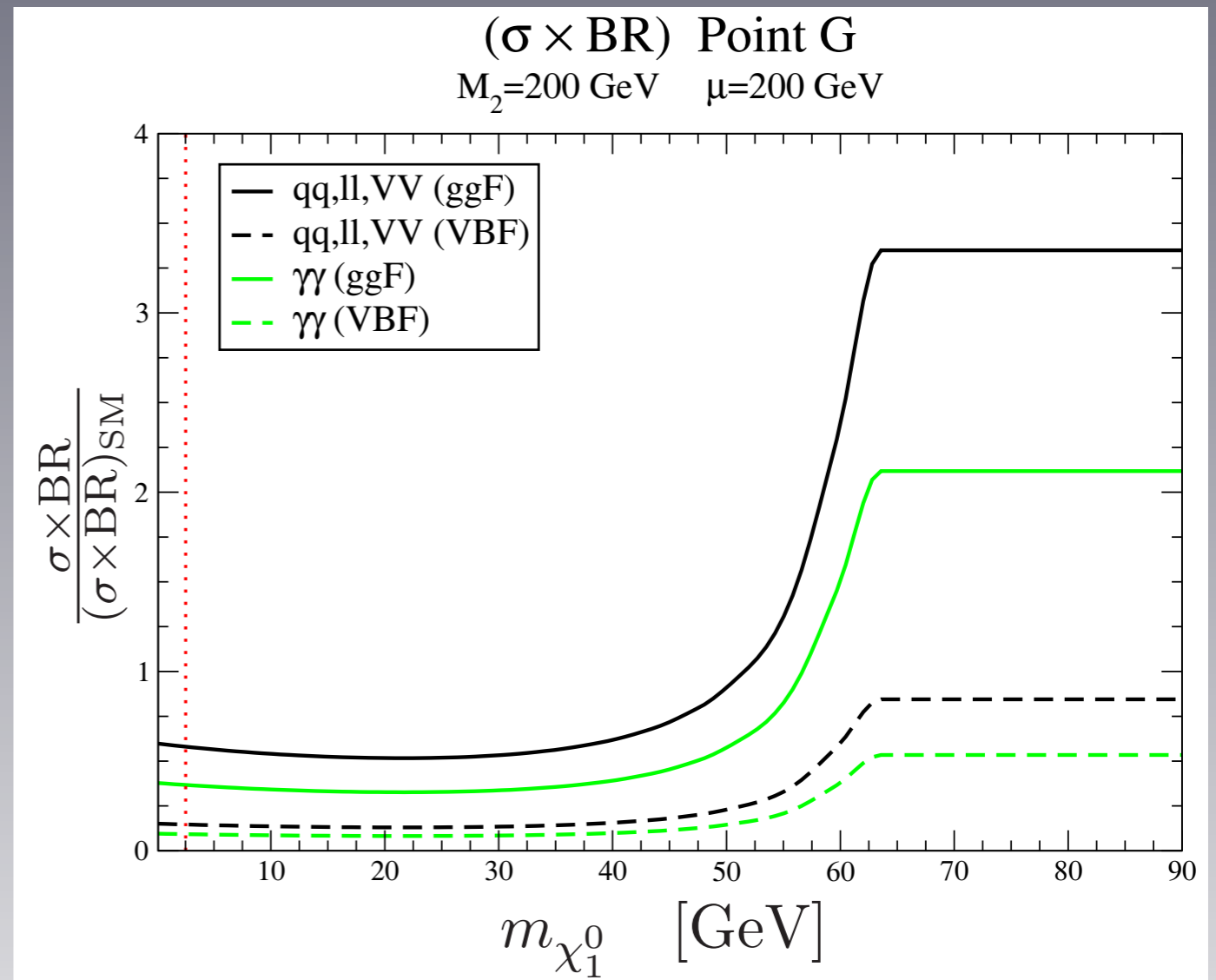
ヒッグスのinvisibleモードが開く.

→ $\sigma(\text{gg} \rightarrow \text{H} \rightarrow \text{VV})$ が減る

→ テンションが緩和.

但し、stopの主要崩壊チャンネルが変わる.

$$\tilde{t}_1 \rightarrow bW^+ \tilde{\chi}_1^0, b\tilde{\chi}_1^0 \bar{f} f'$$



“Very Light Scalar Top Quarks at the LHC, K. Krizka, A. Kumar, D. Morrissey, arXiv:1212.4856”では、次のように結論.

“Ours results suggest that such a state is ruled out by existing LHC analyses, at least if it decays promptly in the FV, 4B or 3B modes.”

理論的な課題

強い一次相転移を実現する為には,

$$m_H \lesssim 127 \text{ GeV}, m_{\tilde{t}_1} \lesssim 120 \text{ GeV}$$

[M. Carena, G. Nardini, M. Quiros, CEM. Wagner, NPB812, (2009) 243]

但し, 以下の部分が明白でない.

□ 有限温度2ループ有効ポテンシャル

高温展開近似が使われている. [P. Arnold, O. Espinosa, PRD47, ('93) 3546, J.R. Espinosa, NPB475, ('96) 273 etc]

疑問1: 2ループレベルの高温展開の妥当性は?

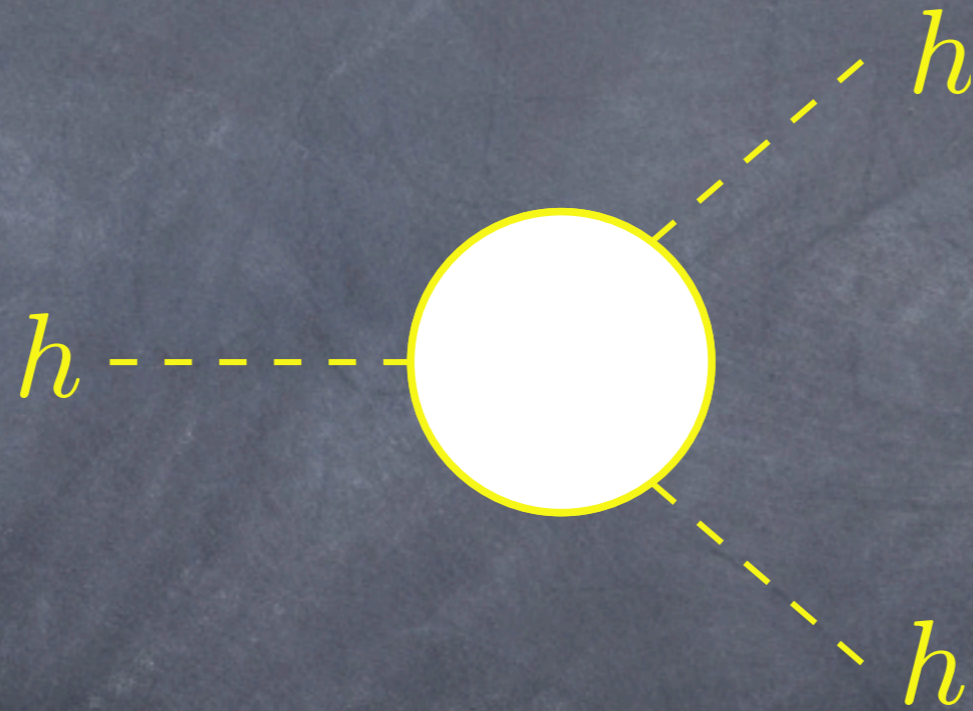
□ スファレロン脱結合条件

解析では, $v_c/T_c > 0.9$ が使われている

疑問2: “0.9”で本当にスファレロン過程は十分に抑制されるのか?

疑問1に対する部分的な答えは, “PRD87, 054003 (2013), K. Funakubo and ES”を参照.

ヒッグス3点自己結合定数



電弱バリオジェネシスのコライダーシグナルとして, ヒッグス3点自己結合定数を考える.

2 Higgs doublet model (2HDM)

標準模型に新しいヒッグス2重項を追加 (新たなCP位相が可能)

FCNCを抑制する為に, 離散的対称性を課す.

$$\Phi_1 \rightarrow \Phi_1, \quad \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2 \quad (\text{Type I, II etc})$$

ヒッグスポテンシャル

$$V_{2\text{HDM}} = m_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - (m_3^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}) \\ + \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 (\Phi_2^\dagger \Phi_1)^2 \\ + \left[\frac{\lambda_5}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.} \right],$$

$$m_3^2, \lambda_5 \in \mathbb{C}$$

$$\Phi_{1,2}(x) = \begin{pmatrix} \phi_i^+(x) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \left(v_i + h_i(x) + i a_i(x) \right) \end{pmatrix}.$$

ヒッグス期待値

CP-evenヒッグス

CP-oddヒッグス

パラメーターは8つ (但し, v と m_h は既知)

$$m_h, m_H, m_A, m_{H^\pm}$$

$$\alpha : h \text{と} H \text{の混合角} \quad \tan \beta = v_2/v_1, \quad (v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \simeq 246 \text{ GeV})$$

$$M^2 = m_3^2 / (\sin \beta \cos \beta)$$

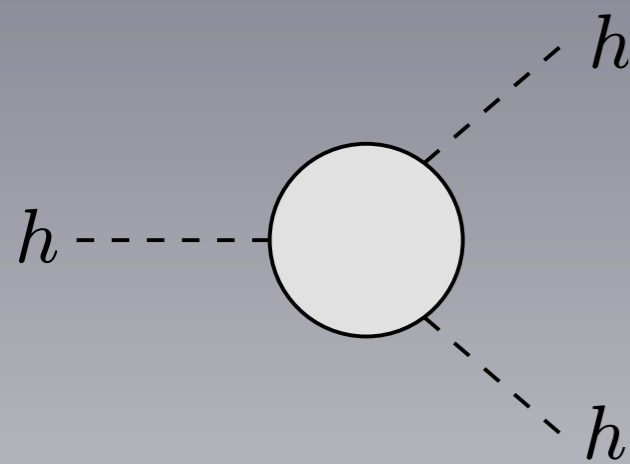
hhh結合定数への量子補正

重いヒッグスのhhh結合定数への量子補正を計算する。

[S. Kanemura, S. Kiyoura, Y. Okada, E.S., C.-P. Yuan, PLB558 (2003) 157]

(ヒッグス-ゲージ結合定数、ヒッグス-湯川結合定数が標準模型と同じになる極限)

For $\sin(\beta - \alpha) = 1$



$$\lambda_{hhh}^{2\text{HDM}} \simeq \frac{3m_h^2}{v} \left[1 + \sum_{\Phi=H,A,H^\pm} \frac{c}{12\pi^2} \frac{m_\Phi^4}{m_h^2 v^2} \left(1 - \frac{M^2}{m_\Phi^2} \right)^3 \right].$$

$c=1(2)$ for neutral (charged Higgs bosons)

重いヒッグスの質量を大きくする極限には2種類ある $m_\Phi^2 \simeq M^2 + \lambda_i v^2$

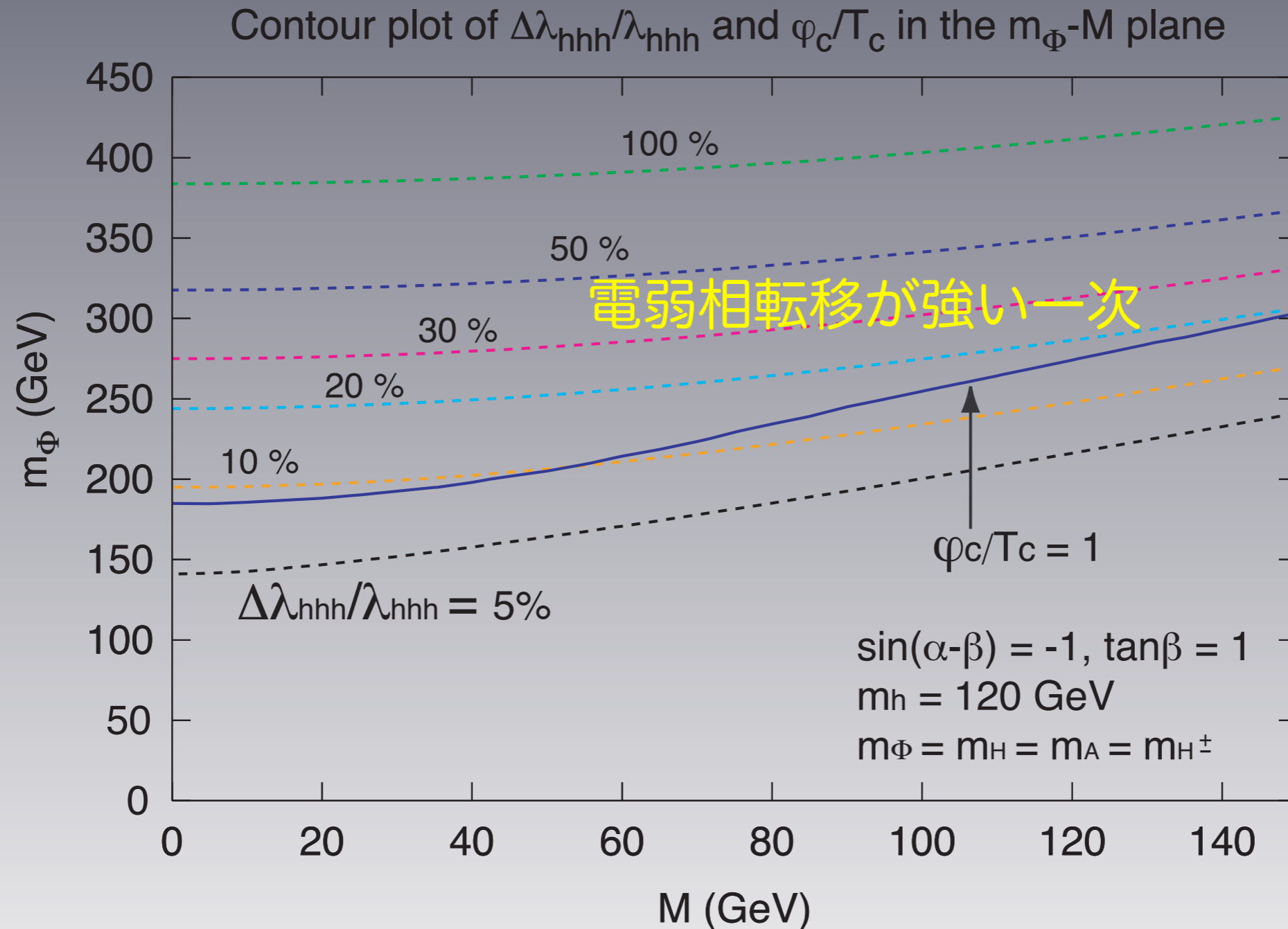
For $M^2 \ll \lambda_i v^2$ ($m_\Phi^2 \simeq \lambda_i v^2$), the quantum corrections would grow with m_Φ^4 .
⇒ nondecoupling極限 (結合定数を大きくする)

For $M^2 \gg \lambda_i v^2$ ($m_\Phi^2 \simeq M^2$), the quantum corrections would be suppressed.
⇒ 通常のdecoupling極限 (1/質量)

重いヒッグス粒子がnondecoupling的なら, hhh結合定数に対して大きな量子補正を与える。

$\Delta\lambda_{hhh}$ と v_C/T_C の間の相関

[S. Kanemura, Y. Okada, E.S., PLB606 (2005) 361]



□ 重いヒッグスが一次相転移を強める $\rightarrow \Delta E_{2\text{HDM}} \uparrow$

□ $v_C/T_C > 1$ ならば, $\Delta\lambda_{hhh}/\lambda_{hhh}^{\text{SM}}$ は10%以上になる.

別の例

□ 4 Higgs doublets+singlets-extended MSSM

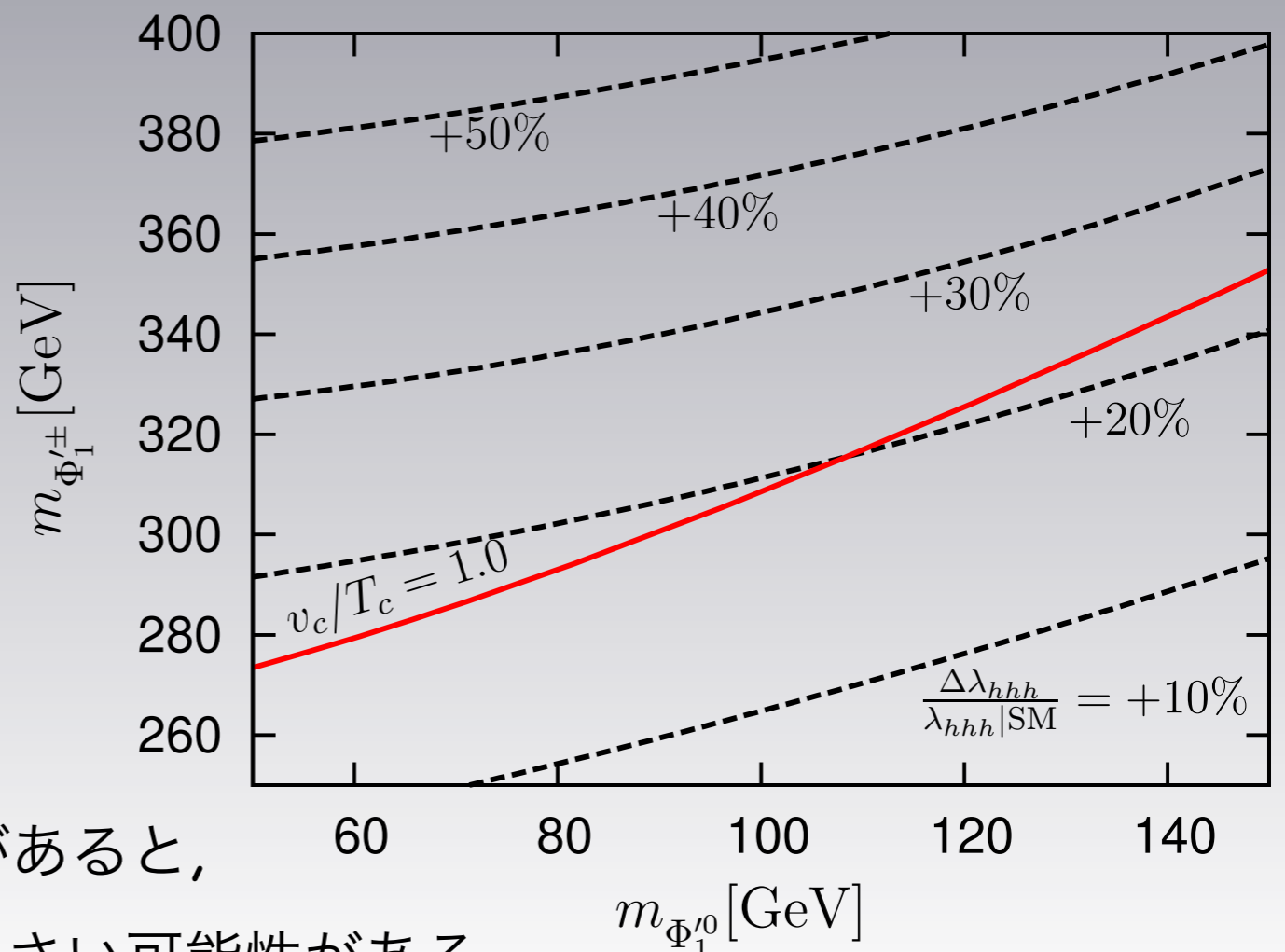
$$W = \lambda \left[H_d \Phi_u \zeta + H_u \Phi_d \eta - H_u \Phi_u \Omega^- - H_d \Phi_d \Omega^+ + n_\Phi \Phi_u \Phi_d + n_\Omega (\Omega^+ \Omega^- - \zeta \eta) \right] \\ - \mu (H_u H_d - n_\Phi n_\Omega) - \mu_\Phi \Phi_u \Phi_d - \mu_\Omega (\Omega^+ \Omega^- - \zeta \eta).$$

[S. Kanemura, E.S., T. Shindou, T. Yamada, JHEP05 (2013) 066]

□ 新しく導入した **charged Higgs** によって強い1次相転移を実現.

□ $v_c/T_c > 1$ ならば,

$\Delta\lambda_{hhh}/\lambda_{hhh}^{\text{SM}}$ は20%以上になる.



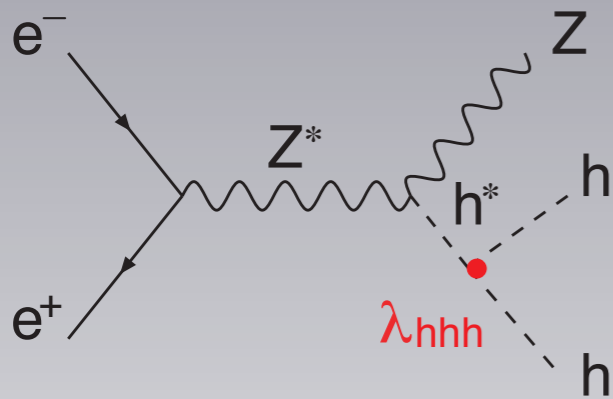
注意: nondecouplingなフェルミオンループがあると,
電弱相転移が強い一次でも $\Delta\lambda_{hhh}/\lambda_{hhh}^{\text{SM}}$ が小さい可能性がある.

λ_{hhh} の測定

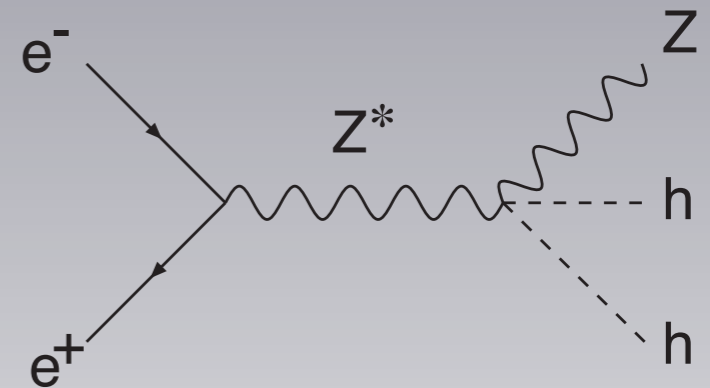
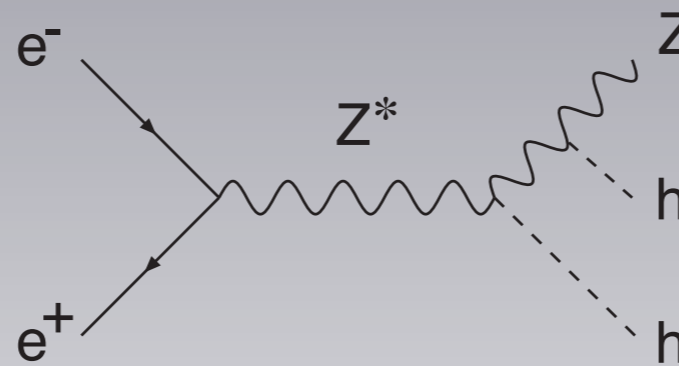
λ_{hhh} は h を2個生成するプロセスに含まれている。

以下ではLCを例にとる。

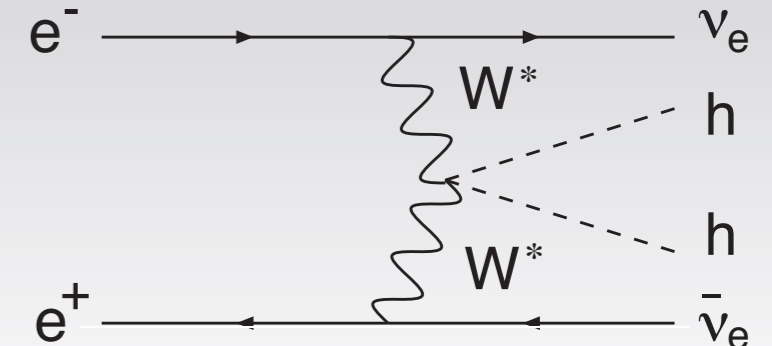
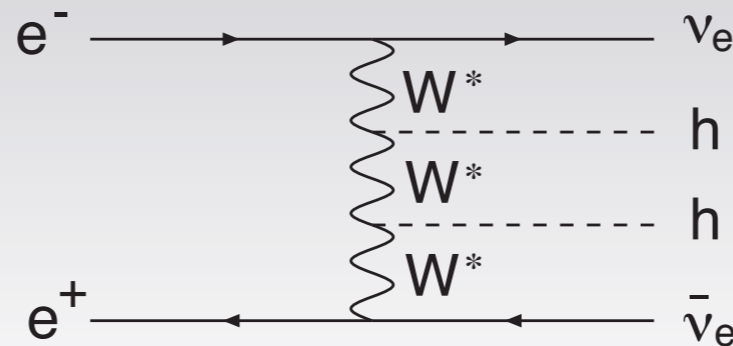
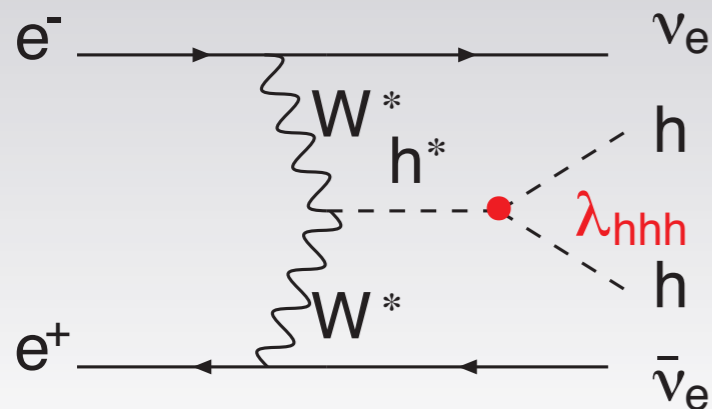
例: @LC



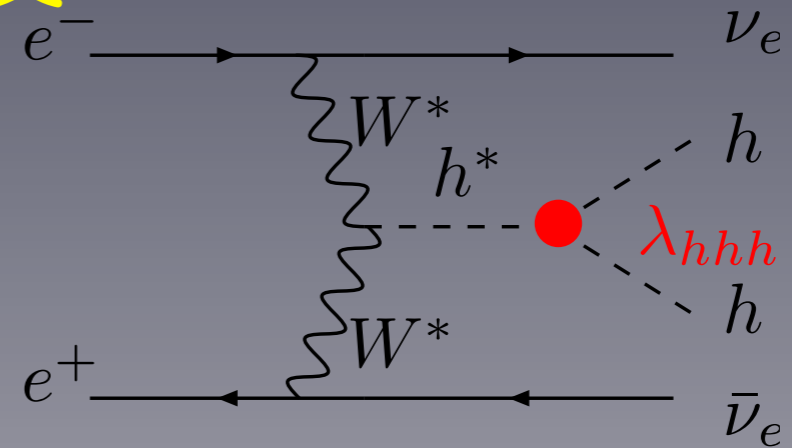
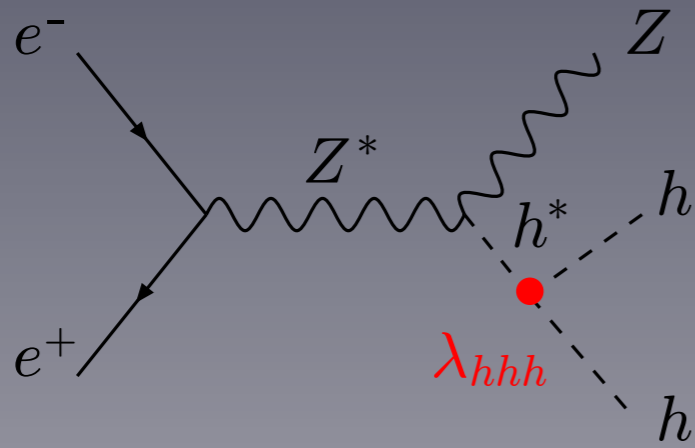
Higgsstrahlung



WW-fusion

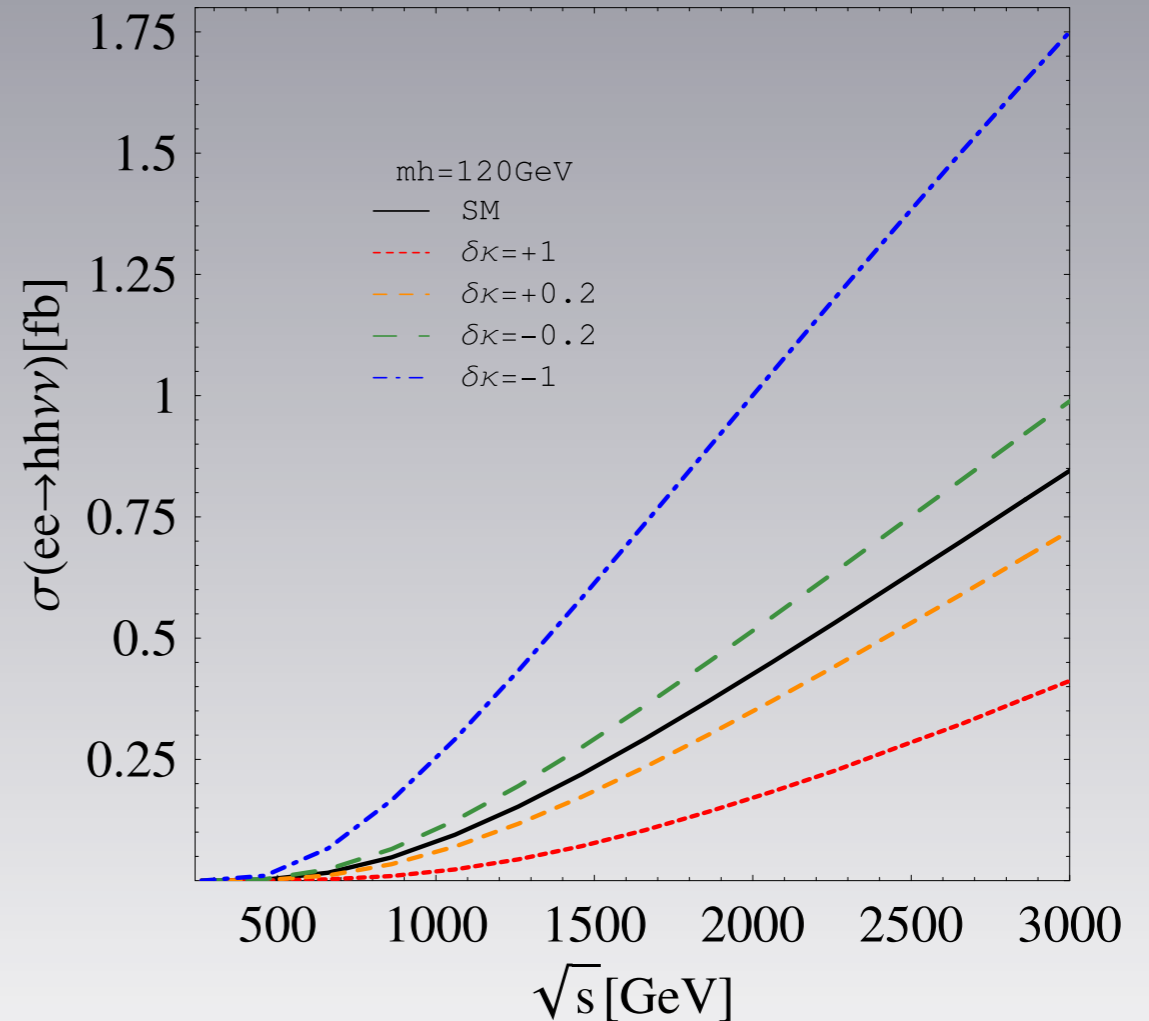
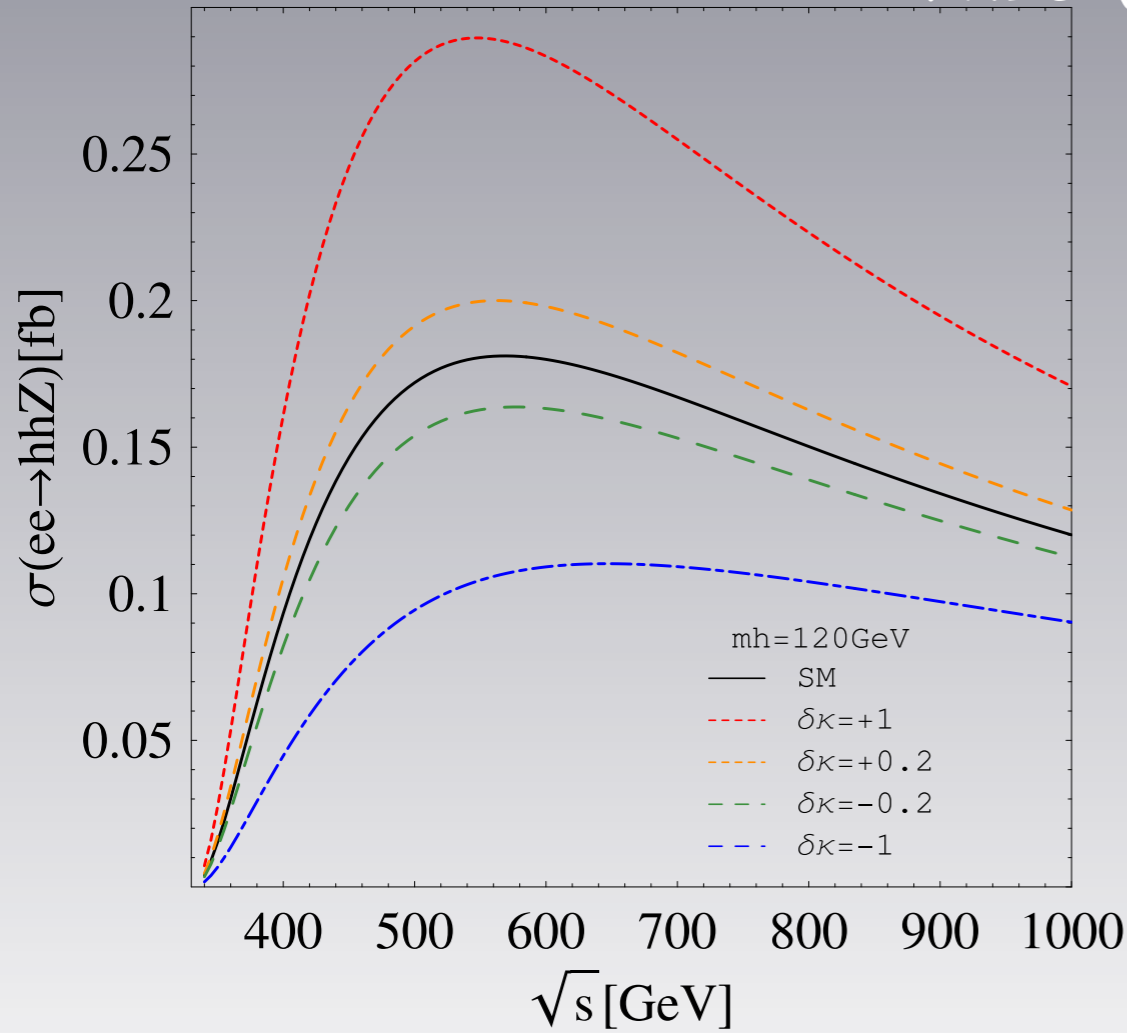


生成断面積



$$\lambda_{hhh} = \lambda_{hhh}^{\text{SM}} (1 + \Delta\kappa),$$

[E.Asakawa, D.Harada, S.Kanemura, Y.Okada, K.Tsumura, PRD82(2010)115002]

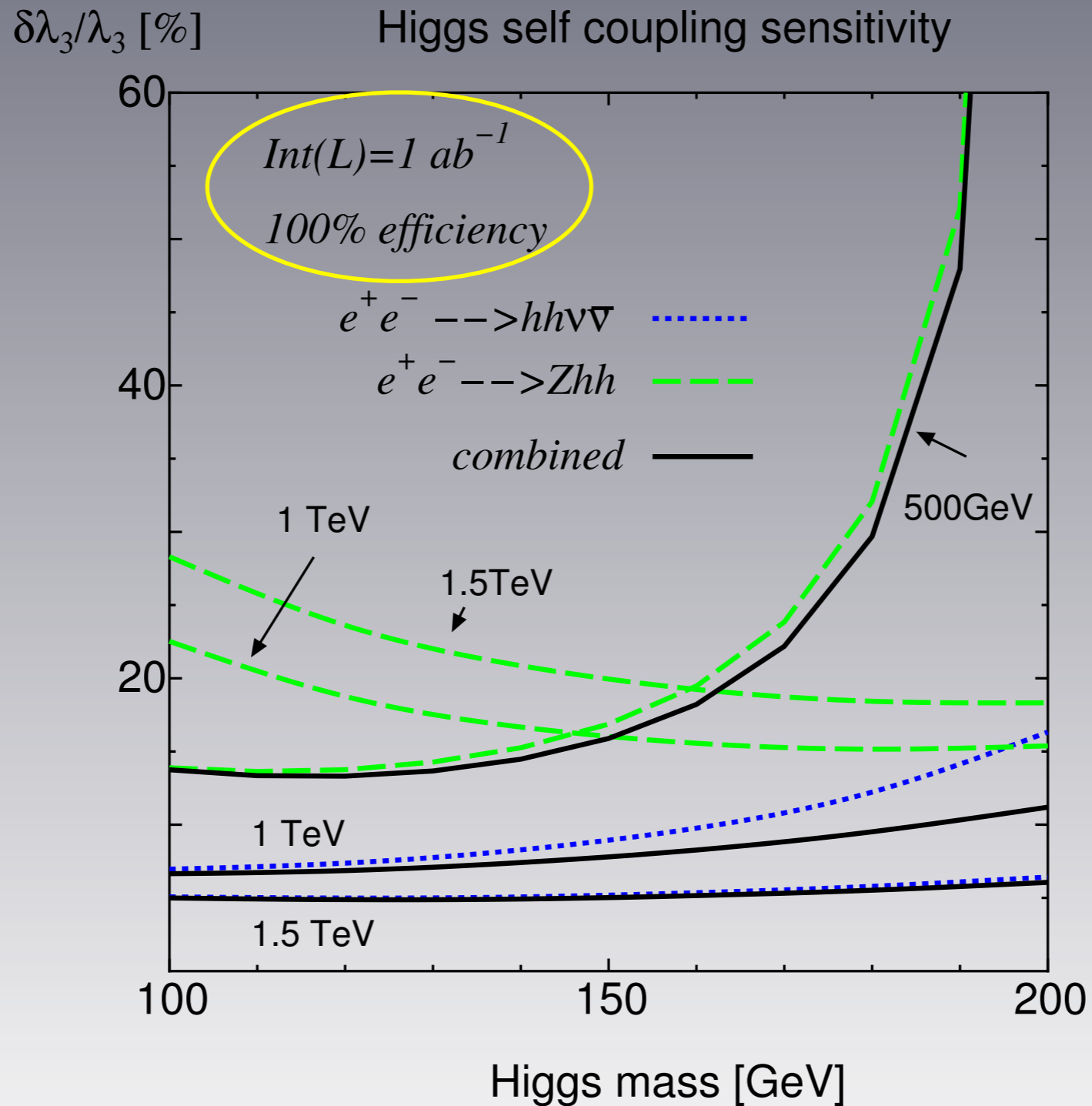


$\sqrt{s} < 1\text{TeV}$ なら, 生成断面積は $O(0.1)\text{fb}$

$\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ だとHiggsstrahlungが効くが, 1TeV くらいになるとWW-fusion過程が効く.

$\delta \lambda / \lambda$

[Y. Yasui et al, hep-ph/0211047]

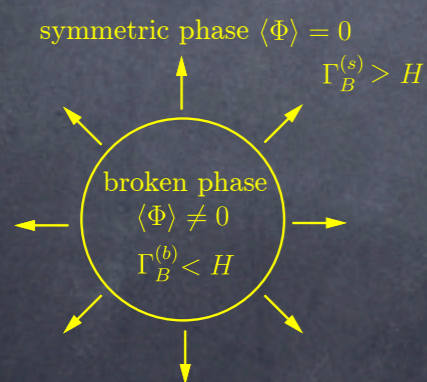


大雑把な計算で $\delta \lambda / \lambda = (10-20)\%$

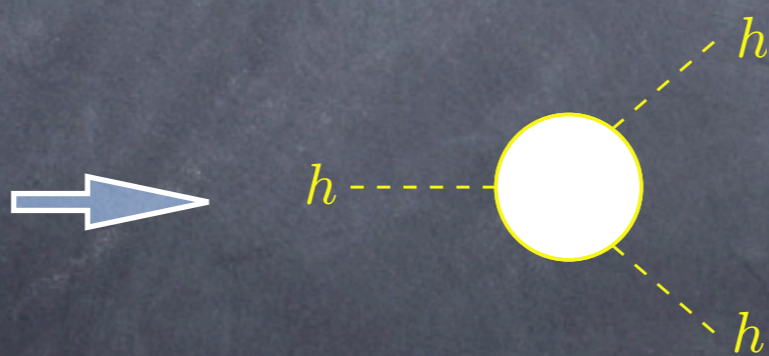
まとめ

- 標準模型ではバリオン数を生成できない。
- MSSMの電弱バリオジェネシスは実験的に相当厳しい。
(∵ LHCのデータは軽いstopシナリオ ($< m_t$) を支持していない.)
- MSSMの拡張モデルでは可能性が残っている。
(強い1次相転移を実現する為に軽いstopを必要としない。例えばNMSSMなど.)
- 電弱バリオジェネシスの名残りがヒッグス3点自己結合定数に現れる可能性がある。

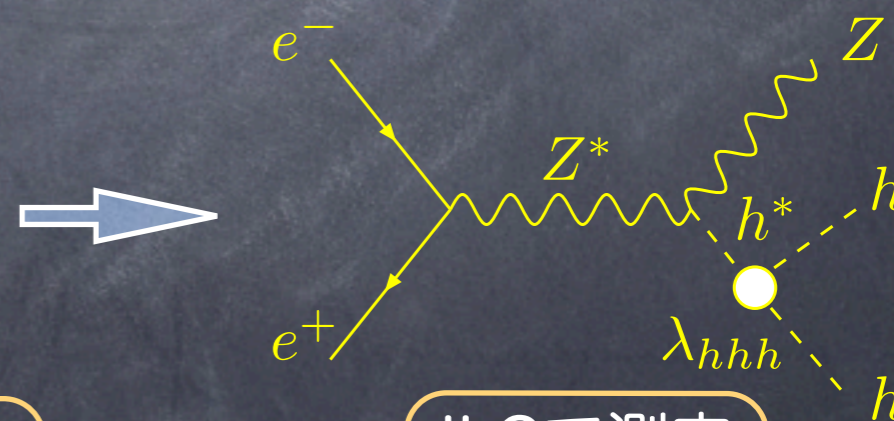
2HDMの場合: 電弱相転移が強い一次ならば, $\Delta\lambda_{hhh}/\lambda_{hhh}^{\text{SM}}$ は10%以上.



電弱バリオジェネシス



λ_{hhh} に大きな量子補正



ILCで測定

注意: λ_{hhh} に対してnondecouplingなフェルミオンループ(ボゾンループと逆符号)があるときは, 電弱相転移が強い一次でも $\Delta\lambda_{hhh}/\lambda_{hhh}^{\text{SM}}$ が小さい可能性がある。

展望と課題

□ 強い一次相転移を実現する為、ヒッグスセクターは必ず拡張されている。

- ヒッグス粒子の生成率と崩壊率を調べる.

$$\frac{\sigma \cdot \text{Br}}{(\sigma \cdot \text{Br})_{\text{SM}}}$$

- ヒッグス粒子の結合定数を精密に測定.

$$g_{HVV}, g_{Hf\bar{f}}, \lambda_{HHH}$$

全て標準模型の予言通りであれば、電弱バリオジェネシスは棄却される。

□ 理論誤差を減らすことが必須。

- non-abelianゲージ理論での高温展開を用いない2ループ計算.

- Sphaleron rateの2ループレベルでの評価.

- 相転移の次数と強さをゲージ不変に決定.

(通常の計算方法で出している v_c や T_c はゲージ不変でない.)

- 精度の良いバリオン数の計算方法. (特に壁が薄いときの近似法)

いずれも有限温度の場の理論の発展が必要.

Backup

MSSMの拡張模型

□ Next-to-MSSM (NMSSM) $W_{\text{NMSSM}} \ni \lambda S H_u H_d + \frac{\kappa}{3} S^3$

□ nearly-MSSM (nMSSM) $W_{\text{nMSSM}} \ni \lambda S H_u H_d + \frac{m_{12}^2}{\lambda} S$

□ U(1)'-extended-MSSM (UMSSM) $W_{\text{UMSSM}} \ni \lambda S H_u H_d$

□ Secluded U(1)'-extended-MSSM (sMSSM)

$$W_{\text{sMSSM}} \ni \lambda S H_u H_d - \lambda_S S_1 S_2 S_3$$

□ 4 Higgs doublets+charged singlets-extended SSM (4HDM Ω)

$$W_{4\text{DSSM}\Omega} \ni \lambda_1 \Omega_1 H_1 H_3 + \lambda_2 \Omega_2 H_2 H_4 - \mu H_1 H_2 - \mu' H_3 H_4 - \mu_\Omega \Omega_1 \Omega_2$$

□ etc.

MSSMの拡張模型

- Next-to-MSSM (NMSSM) $W_{\text{NMSSM}} \ni \lambda S H_u H_d + \frac{\kappa}{3} S^3$
- nearly-MSSM (nMSSM) $W_{\text{nMSSM}} \ni \lambda S H_u H_d + \frac{m_{12}^2}{\lambda} S$
- U(1)'-extended-MSSM (UMSSM) $W_{\text{UMSSM}} \ni \lambda S H_u H_d$
- Secluded U(1)'-extended-MSSM (sMSSM)
 $W_{\text{sMSSM}} \ni \lambda S H_u H_d - \lambda_S S_1 S_2 S_3$
- 4 Higgs doublets+charged singlets-extended SSM (4HDM Ω)
 $W_{4\text{DSSM}\Omega} \ni \lambda_1 \Omega_1 H_1 H_3 + \lambda_2 \Omega_2 H_2 H_4 - \mu H_1 H_2 - \mu' H_3 H_4 - \mu_\Omega \Omega_1 \Omega_2$
- etc.

MSSMの拡張模型では、軽いstopシナリオ以外でも強い一次相転移を実現することができる。

MSSMの拡張模型

- Next-to-MSSM (NMSSM) $W_{\text{NMSSM}} \ni \lambda S H_u H_d + \frac{\kappa}{3} S^3$
- nearly-MSSM (nMSSM) $W_{\text{nMSSM}} \ni \lambda S H_u H_d + \frac{m_{12}^2}{\lambda} S$
- U(1)'-extended-MSSM (UMSSM) $W_{\text{UMSSM}} \ni \lambda S H_u H_d$
- Secluded U(1)'-extended-MSSM (sMSSM) $W_{\text{sMSSM}} \ni \lambda S H_u H_d - \lambda_S S_1 S_2 S_3$ ∴ driven by
singlet Higgs
- 4 Higgs doublets+charged singlets-extended SSM (4HDMΩ)
 $W_{4\text{DSSM}\Omega} \ni \lambda_1 \Omega_1 H_1 H_3 + \lambda_2 \Omega_2 H_2 H_4 - \mu H_1 H_2 - \mu' H_3 H_4 - \mu_\Omega \Omega_1 \Omega_2$
- etc.

MSSMの拡張模型では、軽いstopシナリオ以外でも強い一次相転移を実現することができる。

MSSMの拡張模型

- Next-to-MSSM (NMSSM) $W_{\text{NMSSM}} \ni \lambda S H_u H_d + \frac{\kappa}{3} S^3$
- nearly-MSSM (nMSSM) $W_{\text{nMSSM}} \ni \lambda S H_u H_d + \frac{m_{12}^2}{\lambda} S$
- U(1)'-extended-MSSM (UMSSM) $W_{\text{UMSSM}} \ni \lambda S H_u H_d$
- Secluded U(1)'-extended-MSSM (sMSSM) $W_{\text{sMSSM}} \ni \lambda S H_u H_d - \lambda_S S_1 S_2 S_3$ ∴ driven by
singlet Higgs
- 4 Higgs doublets+charged singlets-extended SSM (4HDMΩ) $W_{4\text{DSSM}\Omega} \ni \lambda_1 \Omega_1 H_1 H_3 + \lambda_2 \Omega_2 H_2 H_4 - \mu H_1 H_2 - \mu' H_3 H_4 - \mu_\Omega \Omega_1 \Omega_2$
- etc. ∴ driven by extra charged Higgs

MSSMの拡張模型では、軽いstopシナリオ以外でも強い一次相転移を実現することができる。

バリオン数

適当な仮定の下で、バリオン数は次のように表される。

$$n_B = \frac{3}{2} \Gamma_B^{(s)} \frac{S^{\text{CPV}}}{\sqrt{\Gamma}} \frac{L_w \sqrt{D}}{v_w^2} r_1$$

$\Gamma_B^{(s)}$: 対称相でのバリオン数変化率 $\Gamma_B^{(s)} \simeq 5 \times 10^{-4}$

v_w : 壁の速度 $v_w = \mathcal{O}(0.01) - \mathcal{O}(0.1)$

D : 拡散係数 $D = \mathcal{O}(0.01) - \mathcal{O}(1)$

S_{CPV} : CPを破る粒子数変化率 \ni CP位相 δ_{CP}

Γ : CPを破らない粒子数変化率

r_1 : 熱浴にいるカラーを持つ粒子で決まる係数。

バリオン数

適当な仮定の下で、バリオン数は次のように表される。

$$n_B = \frac{3}{2} \Gamma_B^{(s)} \frac{S^{\text{CPV}}}{\sqrt{\Gamma}} \frac{L_w \sqrt{D}}{v_w^2} r_1$$

$\Gamma_B^{(s)}$: 対称相でのバリオン数変化率 $\Gamma_B^{(s)} \simeq 5 \times 10^{-4}$

v_w : 壁の速度 $v_w = \mathcal{O}(0.01) - \mathcal{O}(0.1)$

D : 拡散係数 $D = \mathcal{O}(0.01) - \mathcal{O}(1)$

S_{CPV} : CPを破る粒子数変化率 \ni CP位相 δ_{CP}

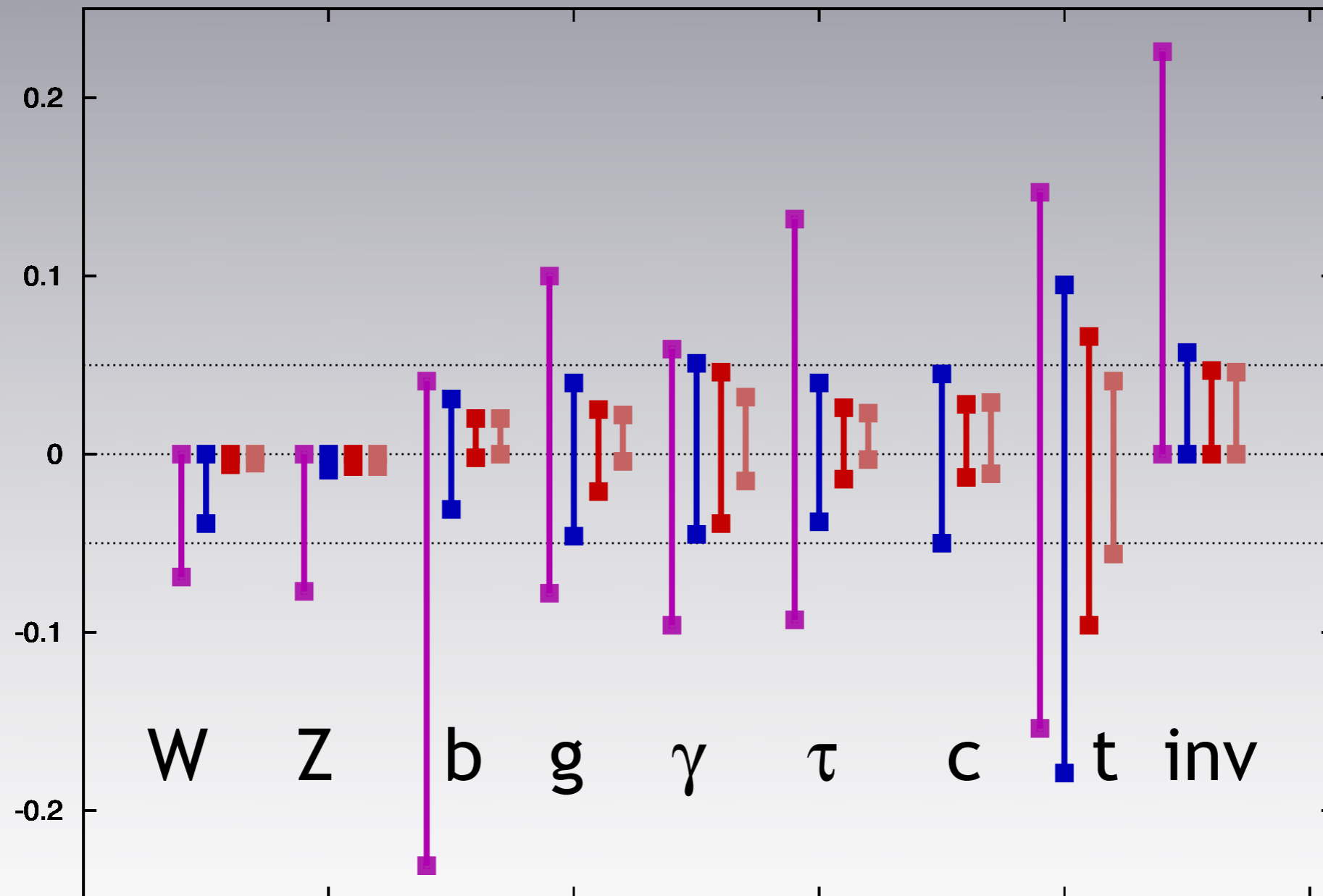
Γ : CPを破らない粒子数変化率

r_1 : 熱浴にいるカラーを持つ粒子で決まる係数。

結合定数の測定@LHC/ILC

[arXiv:1208.5152, M. Peskin]

$g(hAA)/g(hAA)|_{SM}^{-1}$ LHC / ILC1 / ILC / ILC TeV



Review papers

- A.G. Cohen, D.B. Kaplan, A.E. Nelson, hep-ph/9302210
- M. Quiros, Helv.Phys.Acta 67 ('94)
- V.A. Rubakov, M.E. Shaposhnikov, hep-ph/9603208
- K. Funakubo, hep-ph/9608358
- M. Trodden, hep-ph/9803479
- A. Riotto, hep-ph/9807454
- W. Bernreuther, hep-ph/0205279