



輻射シーソー模型での ヒッグスインフレーションとそのILCでの検証

松井俊憲(富山大学)

共同研究者: 兼村晋哉、鍋島偉宏

S.Kanemura, T.Matsui, T.Nabeshima, Phys. Lett. B **723**, 126(2013)

1. ビッグバン宇宙論 ~素粒子と宇宙~

10万年 (10^{-9} GeV)
↓ 宇宙背景放射

観測

137億年 (10^{-13} GeV)
↓ 現在

Big Bang
 10^{-44} 秒 (10^{19} GeV)

インフレーション ↑

⇒ 標準宇宙論

電弱スケール ↑
 10^{-10} 秒 (100 GeV)

素粒子標準模型 ⇒ ヒッグスボソン発見!!

○残された問題
[暗黒物質の存在]
: 宇宙の構成要素の約20%
[ニュートリノ質量生成機構]
: 標準模型では質量を持たない

宇宙背景放射

Big Bang

-44

↓ インフレーション 電弱スケール ↓

ヒッグスインフレーション?!

-10

↑ 加速器実験で検証!!

↓

5

$\log_{10} t$ [sec]

↓ 現在

9

2

標準宇宙論

標準宇宙論

: 膨張する宇宙の発展を説明するのに成功した理論。

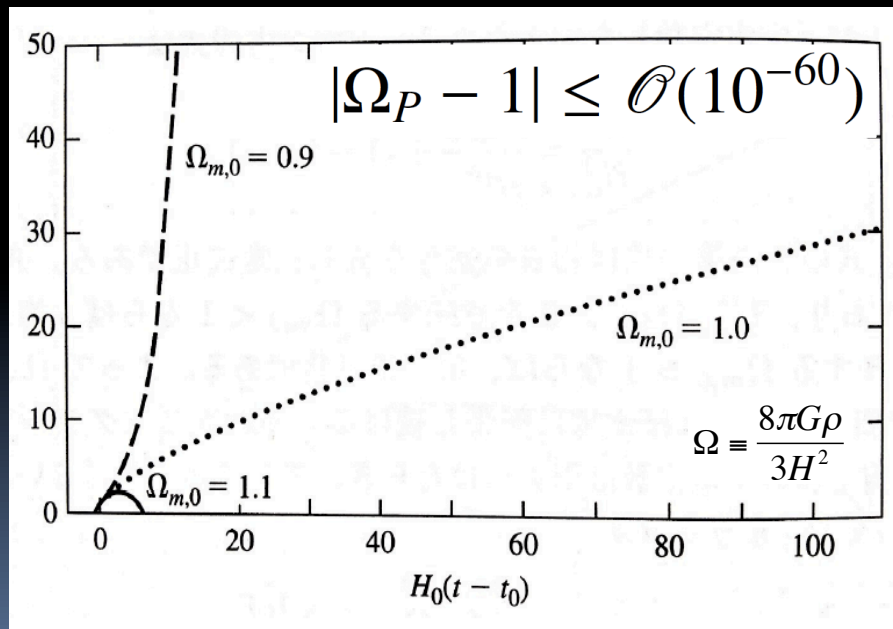
フリードマン方程式:
$$H^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2}$$

$H \equiv \frac{\dot{a}}{a}$: ハッブルパラメーター, a : スケールファクター, ρ : エネルギー密度, k : 曲率

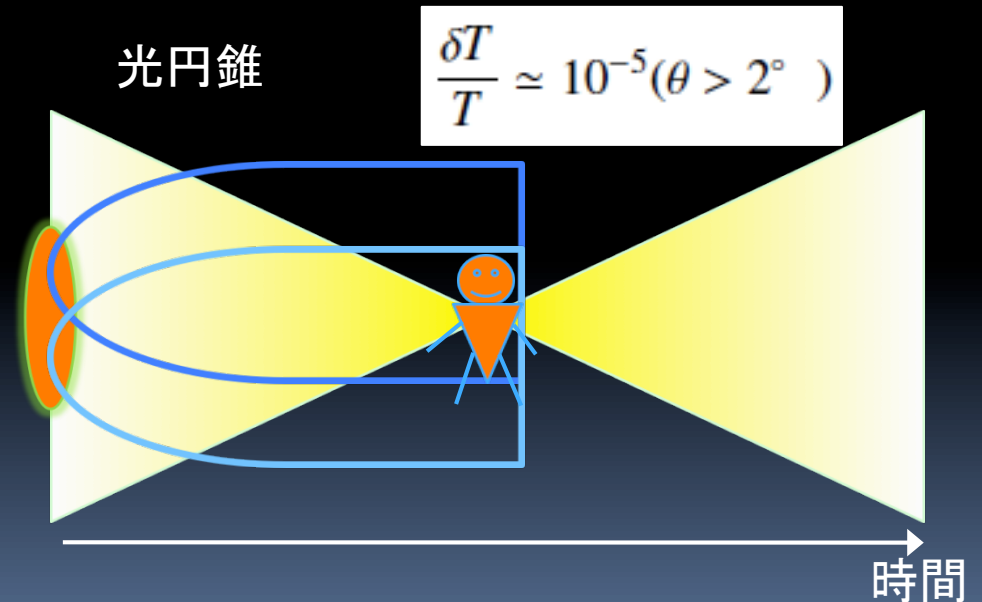
○次の不自然さを除いて, 標準宇宙論は宇宙観測の結果を見事に説明できる。

[平坦性問題]: 初期宇宙は, 非常に平坦である。

[地平線問題]: CMBゆらぎは, ほぼ同じ値である。



→自然に説明できない極端な平坦さ!!



→光円錐の外側で性質がほとんど同じ!!

インフレーション宇宙論

インフレーションシナリオ : 宇宙最初期の指数関数的発展で解決できる。

フリードマン方程式:
$$H^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} \quad k \simeq 0$$

$H \equiv \frac{\dot{a}}{a}$: ハッブルパラメーター, a : スケールファクター, ρ : エネルギー密度, k : 曲率

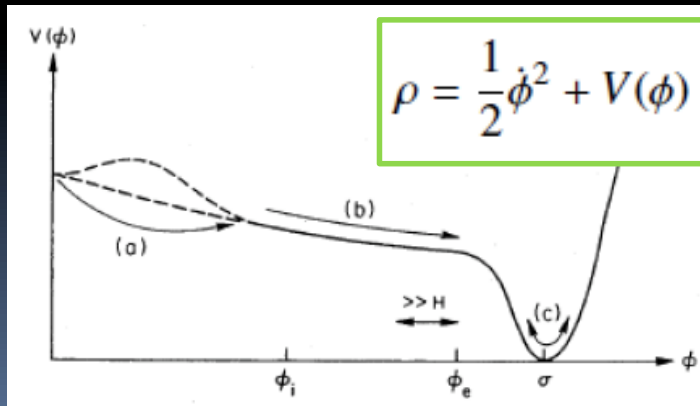
$\rho_\Lambda \equiv \frac{\Lambda}{8\pi G}$: ρ が定数として振る舞う場合 →

$a_\Lambda = \exp\left(\frac{\Lambda}{3} t\right)$ Guth(1981), Sato(1981)

[スローロールインフレーション]: インフラトンと呼ばれるスカラー粒子 ϕ で説明される。

↓ 典型的なポテンシャル

Linde(1981)



スローロール条件

$$\varepsilon \equiv \frac{1}{2} M_P^2 (V'/V)^2 \ll 1 \quad \eta \equiv M_P^2 V''/V \ll 1$$

→ 宇宙観測から制限により, 検証可能なインフレーションのシナリオである。

2. ヒッグスインフレーションシナリオ

インフラトン=ヒッグスボソン

- ヒッグスボソンの質量: $m_h = 126 \text{ GeV}$
- スローロール条件: $\epsilon \equiv \frac{1}{2} M_P^{-2} (V'/V)^2 \ll 1$ $\eta \equiv M_P^{-2} V''/V \ll 1$
- CMB温度揺らぎ: $P_R = (2.430 \pm 0.091) \times 10^{-9}$ WMAP

最小模型 “The Standard Model Higgs boson as the inflaton”
→ヒッグス場と重力の結合項を導入する。

F. L. Bezrukov, M. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **659**, 703 (2008)

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} - \frac{1}{2} M_P^2 R - \xi h^2 R \quad R: \text{リッチスカラー}$$

宇宙観測
からの制限

$\xi = 5 \times 10^4 \sqrt{\lambda}$: ヒッグス場と重力の結合定数は非常に大きい!
⇒ヒッグスインフレーションの可能性に期待できる。

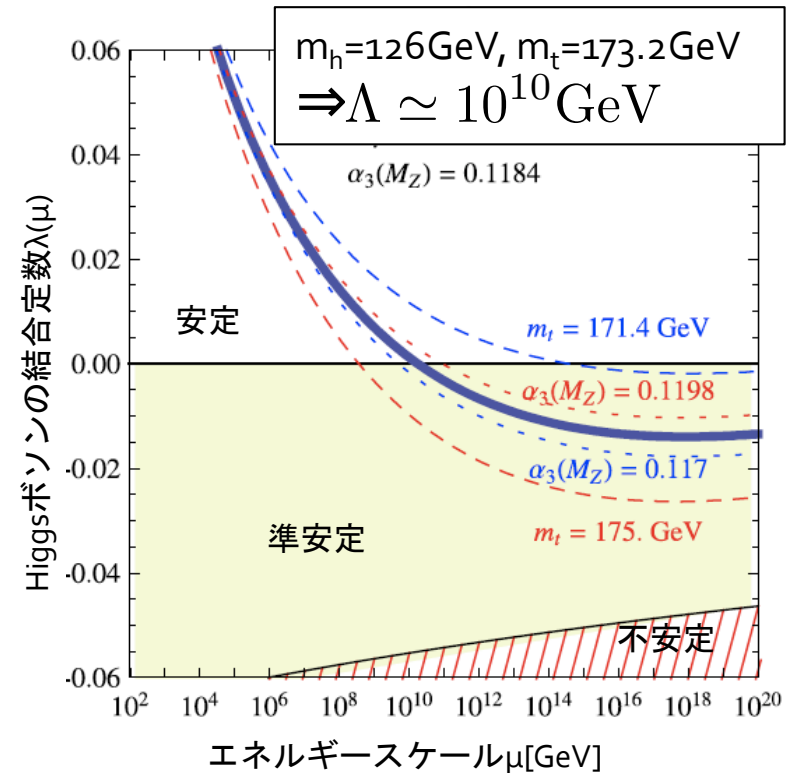
最小模型での問題点

真空安定性の問題

- 結合定数 λ は, エネルギースケール μ に依存する。
- 繰り込み群方程式を計算すると結合定数のエネルギー依存性が得られる。
- 電弱スケール μ_{EW} では $\lambda(\mu_{EW})=0.262$ であるが,
 $\mu \sim 10^{10}$ GeV付近で $\lambda(\mu)=0$ となり,
真空が安定でなくなる。

⇒標準模型のHiggsポテンシャルでは,
インフレーションスケール $M_P/\sqrt{\xi} \cong 10^{17}$ GeV
まで真空が安定であることは難しい。

(※)ユニタリティー性からも難しい



J.Elias-Miro et al, Phys. Lett. B 709, 222 (2012)

Our Model

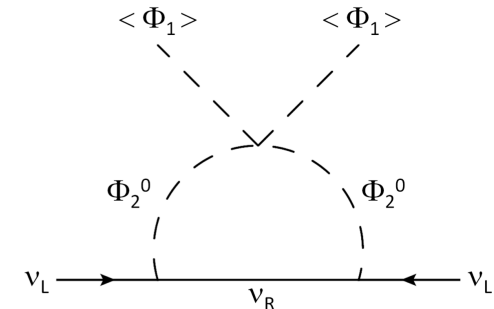
3. 輻射シーソー模型への拡張

- Z_2 対称性を課した二重項場 Φ_2 と右巻きニュートリノ ν_R を新たに導入する。
- Z_2 対称性によりループレベルでニュートリノ質量が、最も軽い中性粒子が暗黒物質として説明できる。

構成粒子

$$\underbrace{h, H, A, H^\pm, \nu_R}_{Z_2\text{-even}}$$

今回、Aが暗黒物質



E.Ma, PRD73, 077301(2006)

- このシナリオの枠組みで、インフレーションを同時に説明する。
- 付加的なスカラーボソンの効果で、真空安定性を解決できる。
- 真空安定性を満たし、スローロール条件と暗黒物質の残存量・直接検出実験、ニュートリノ振動実験が説明できるパラメータ領域を発見した。

⇒特徴的な質量スペクトル

$$m_h = 126\text{GeV}$$

$$128\text{GeV} \leq m_A \leq 138\text{GeV}$$

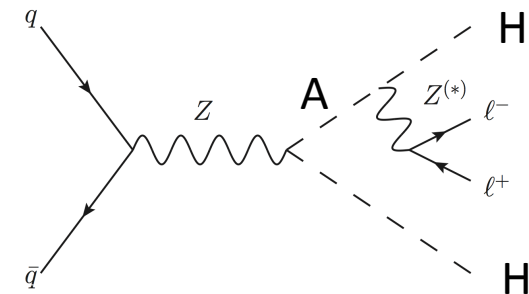
$$m_H \simeq m_A \quad m_{H^\pm} \simeq m_A + 40\text{GeV}$$

4. 加速器実験での検証方法

LHCでの検証

E.Dolle, X.Miao, S.Su, B.Thomas, PRD81, 035003(2010)

- LHCでの優勢な過程は、AH生成。
- この文献では、AとHの質量差を [100, 70, 50, 10]GeVにとっている。



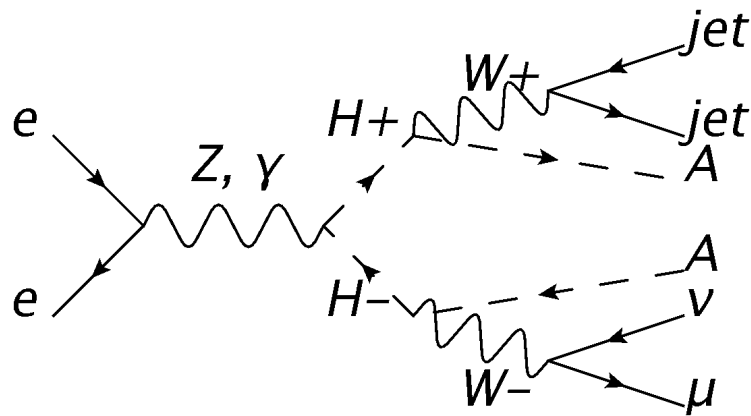
$$pp \rightarrow Z^* \rightarrow AH \rightarrow HHZ^* \rightarrow HH\ell^+\ell^-$$

- 結果では、質量差が小さいとき断面積はトータルの標準模型バックグラウンドに対して非常に小さくなる。
- 我々のシナリオでは、HとAの質量差はほとんど縮退しているのでLHCで検証するのは難しいといえる。

ILCでの検証

$$\sqrt{s} = 500\text{GeV}$$

荷電スカラーボソン対生成過程

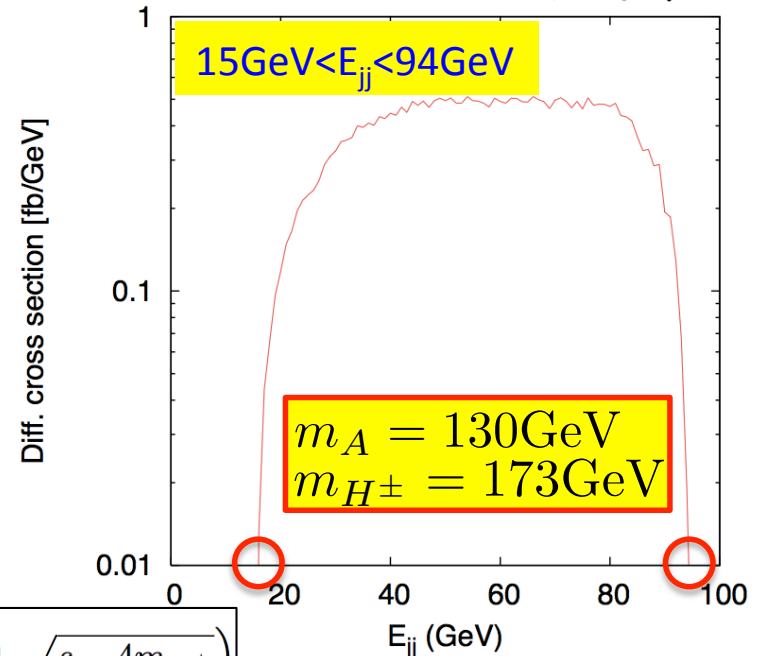


2ジェットエネルギーは運動学的に見積もることができる。↓

$$\frac{m_{H^\pm}^2 - m_A^2}{4m_{H^\pm}^2} (\sqrt{s} - \sqrt{s - 4m_{H^\pm}^2}) < E_{jj} < \frac{m_{H^\pm}^2 - m_A^2}{4m_{H^\pm}^2} (\sqrt{s} + \sqrt{s - 4m_{H^\pm}^2})$$

⇒エネルギー分布のエンドポイントを見ることで検証できる。

2ジェットエネルギーの分布↓



また、 H^\pm が検出できAH生成が検出できなかつたら、AとHの質量はほとんど同じであると理解できる。

$$m_H \simeq m_A$$

結論

- ヒッグスインフレーションの最小モデルでは、真空安定性を満たすことが難しい。
- 輻射シーソーの枠組みでは、ニュートリノ質量、暗黒物質だけでなく、インフレーションも同時に説明することが可能である。
- このシナリオの特徴的な質量スペクトルは、ILCで検証することができる。

Back Up

The Standard Model Higgs boson as the inflaton

F. L. Bezrukov, M. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **659**, 703(2008)

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} - \frac{M_P^2}{2} R - \xi H^\dagger H R$$

$$\equiv \mathcal{L}_{SM} - \frac{1}{2} M_P^2 \Omega(h)^2 R$$

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h + v \end{pmatrix} \quad \Omega^2 = 1 + \frac{\xi h^2}{M_P^2}$$

Conformal translation: $g_{\mu\nu}^E = \Omega^2 g_{\mu\nu}^J$

$$\frac{d\chi}{dh} = \sqrt{\frac{\Omega^2 + 6\xi^2 h^2/M_P^2}{\Omega^4}}$$

$$U(\chi) = \frac{1}{\Omega(\chi)^4} \frac{\lambda}{4} (h(\chi)^2 - v^2)^2$$

• EW symmetry breaking at 10^2 GeV

$$h \sim \chi$$

$$U(\chi) = \frac{\lambda}{4} (\chi^2 - v^2)^2$$

• Inflation at $h \gg M_P/\sqrt{\xi} \sim 10^{17}$ GeV

$$h \sim \frac{M_P}{\sqrt{\xi}} \exp\left(\frac{\chi}{\sqrt{6}M_P}\right)$$

$$U(\chi) = \frac{\lambda M_P^4}{4\xi^2} \left(1 + \exp\left(-\frac{2\chi}{\sqrt{6}M_P}\right)\right)^{-2}$$

$$\epsilon = \frac{M_P^2}{2} \left(\frac{dU/d\chi}{U}\right)^2 \simeq \frac{4M_P^4}{3\xi^2 h^4},$$

$$\eta = M_P^2 \frac{d^2U/d\chi^2}{U} \simeq -\frac{4M_P^2}{3\xi h^2},$$

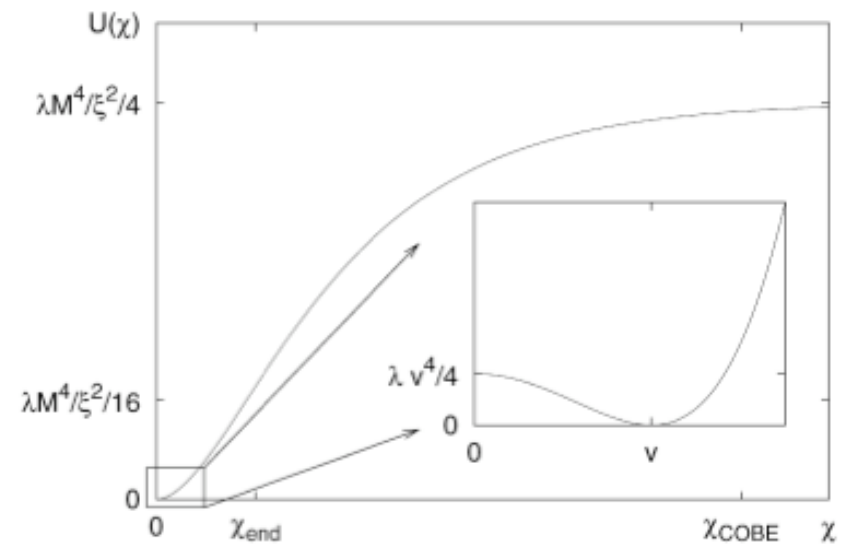


Fig. 1. Effective potential in the Einstein frame.

Planck実験の結果

ヒッグスインフレーション: $n \simeq 0.97$ $r \simeq 0.003$

arXiv:1303.5082 [astro-ph.CO]

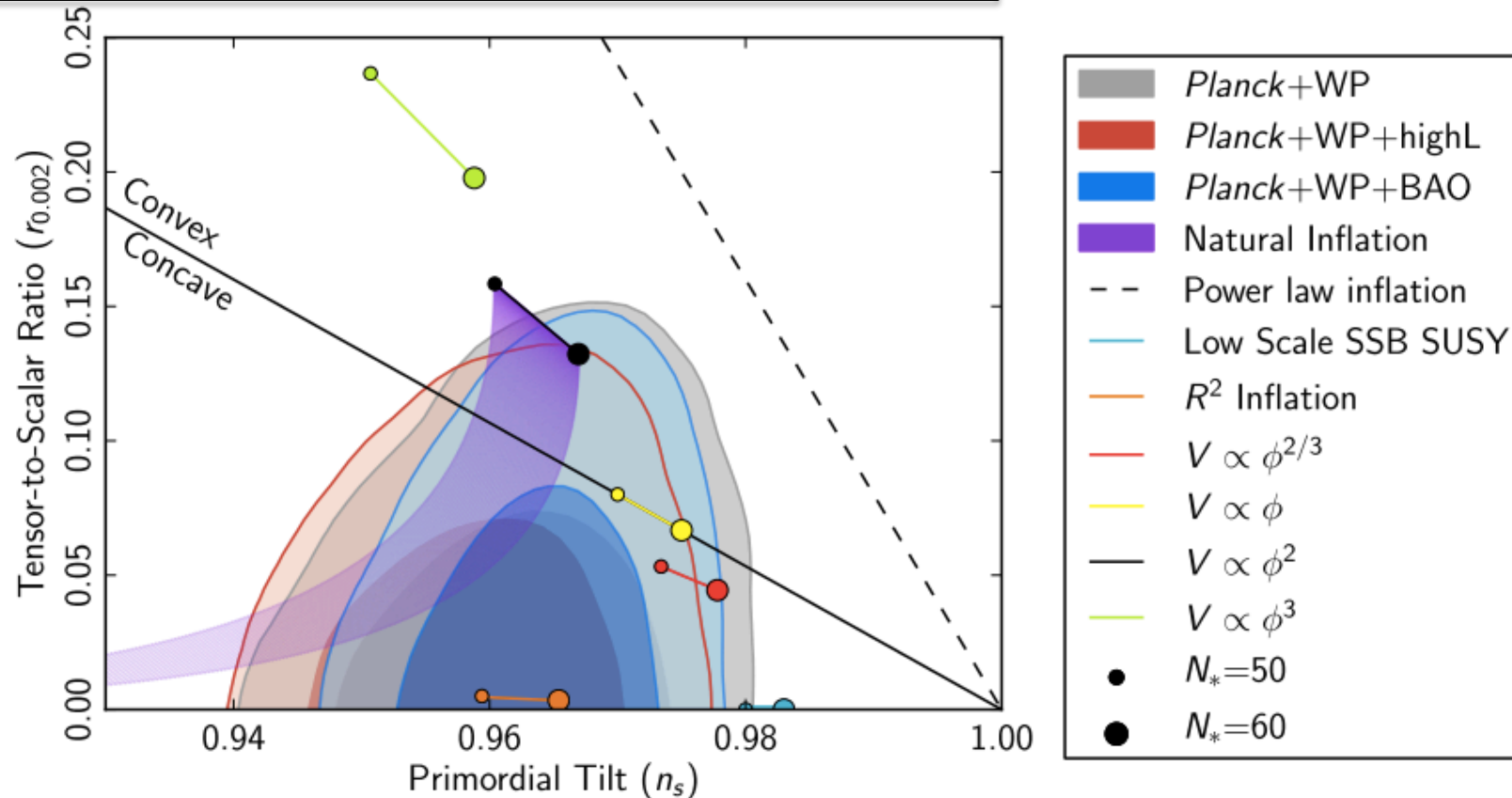
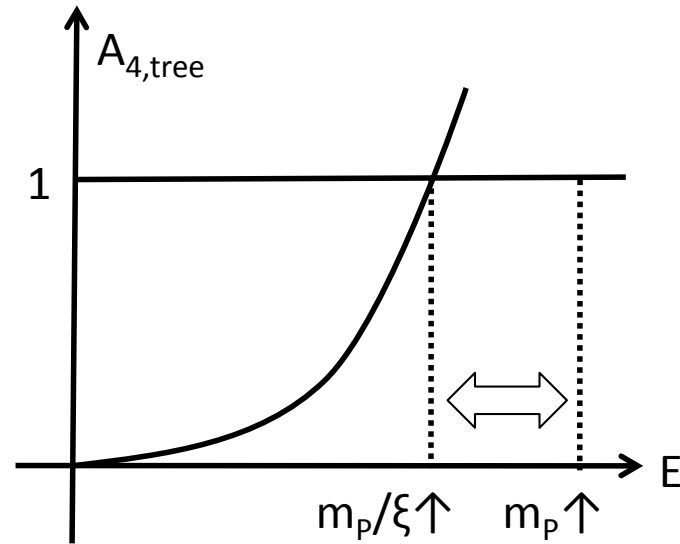


Fig. 1. Marginalized joint 68% and 95% CL regions for n_s and $r_{0.002}$ from *Planck* in combination with other data sets compared to the theoretical predictions of selected inflationary models.

(※)ユニタリティーの問題

C.P.Burgess et al., JHEP **0909**, 103(2009)

グラビトン交換のスカラースカattering振幅: $A_{4,\text{tree}} = \text{diagram} = \xi^2 E^2 / m_p^2$



$$R = \frac{\partial_\mu \partial_\nu \gamma^{\mu\nu}}{m_p}$$

R: リッチスカラー
 $\gamma^{\mu\nu}$: グラビトン

プランクスケールまでにユニタリティーが破れる:

$$\Lambda \sim m_p / \xi; \xi = \mathcal{O}(10^4)$$

The result of unitarity prablem

G.F.Giudice, H.M.Lee, Phys.Lett.B **694**, 294(2011)

Introducing singlet scalar field σ

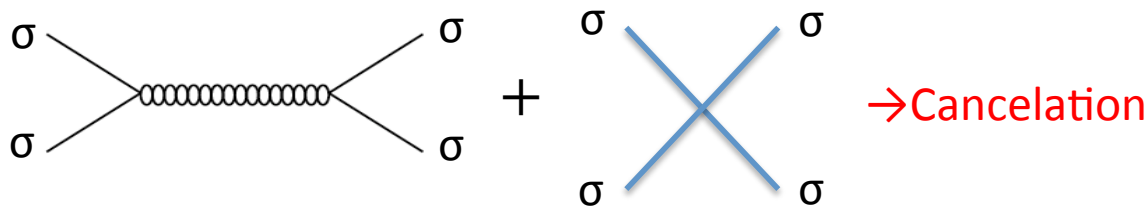
$$\frac{\mathcal{L}_J}{\sqrt{-g_J}} = \frac{1}{2}(\xi\sigma^2 + \zeta\phi^2)R - \frac{\sigma^2}{2(\sigma^2 - M^2)}(\partial_\mu\sigma)^2 - \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)^2 + \frac{1}{4}\kappa(\sigma^2 - \Lambda^2 - \alpha\phi^2)^2 + \frac{\lambda}{4}(\phi^2 - v^2)^2$$

$$\Lambda = \frac{M_P}{\sqrt{\xi}}$$

Coupling of ϕ : ζ

$$\zeta=O(1) \Rightarrow \Lambda \sim m_p / \zeta = m_p$$

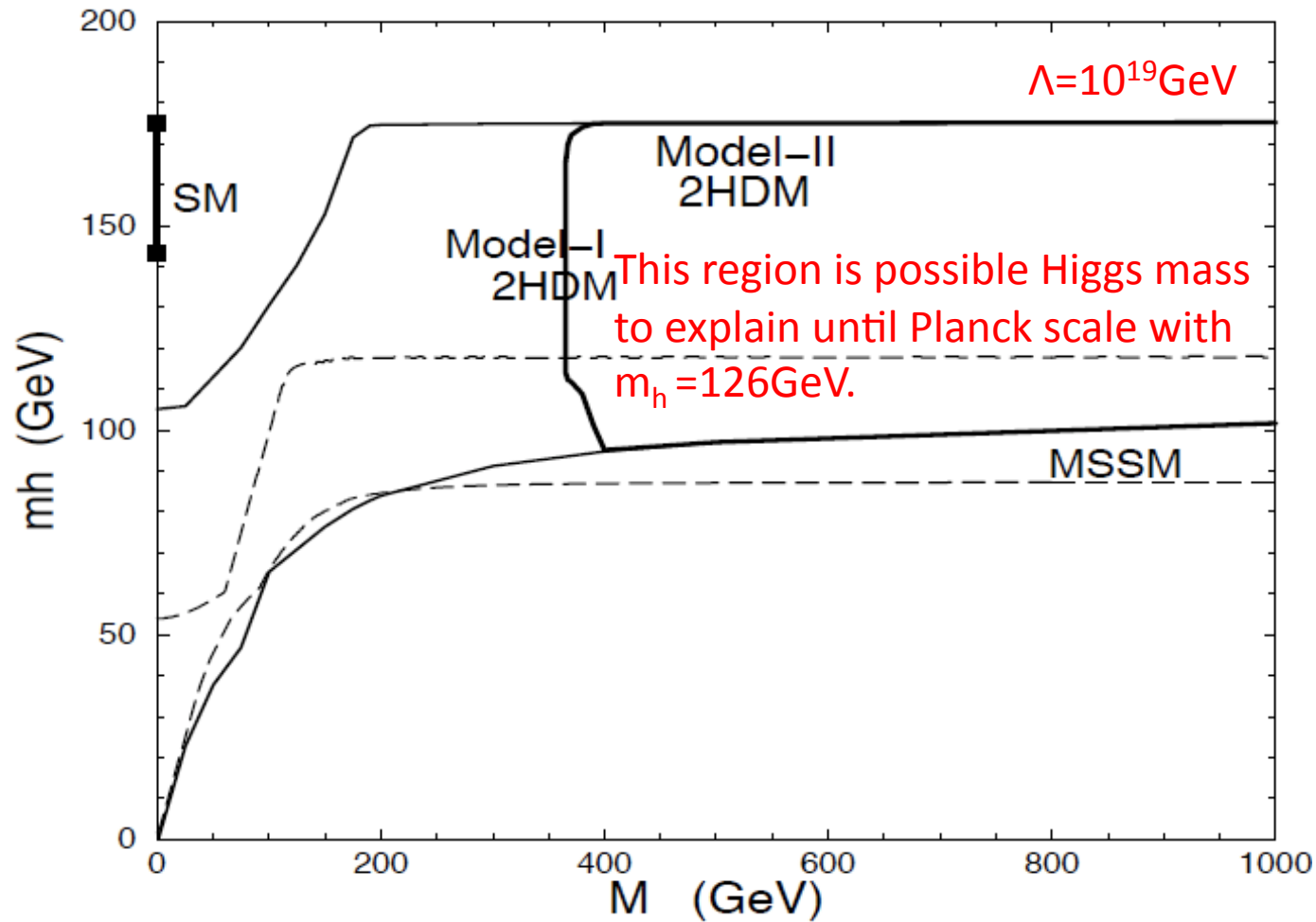
Coupling of σ : $\xi=O(10^4)$



⇒ We can explain until inflation scale.

Vacuum stability of Two Higgs Doublet Model

S.Kanemura, T.Kasai, Y.Okada, PLB471, 182(1999)



イナート二重項模型での場合

N. G. Deshpande, E. Ma, Phys. Rev. D **18**, 2574(1978)

真空安定性の解決

Z_2 対称性を課した Φ_2 (イナート二重項場)を導入

$$V_{2HDM} = \mu_1^2 |\Phi_1|^2 + \mu_2^2 |\Phi_2|^2 + \frac{1}{2} \lambda_1 |\Phi_1|^4 + \frac{1}{2} \lambda_2 |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \frac{1}{2} \lambda_5 [(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + (\Phi_2^\dagger \Phi_1)^2]$$

$$\beta(\lambda_1) \simeq \frac{1}{16\pi^2} \left[\underbrace{12\lambda_1^2}_{+} - \underbrace{12y_t^4}_{-} + \underbrace{\{2\lambda_3^2 + 2(\lambda_3 + \lambda_4)^2 + 2\lambda_5^2\}}_{+} \right]$$

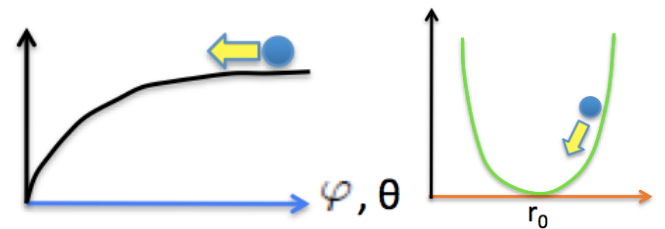
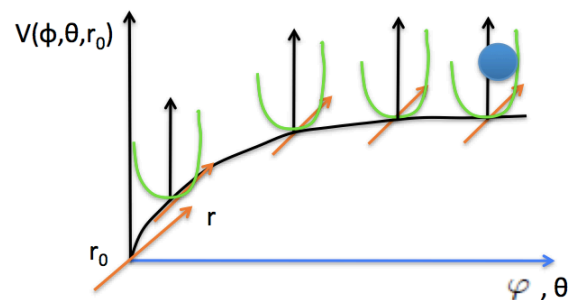
→標準模型的ヒッグスボソン4次結合の β 関数に付加的なスカラーボソンの結合定数の項が加わる。

S.Kanemura, T.Kasai, Y.Okada, arXiv: 9903289 [hep-ph]

⇒この項の寄与により、インフレーションスケールまで安定な真空にできる。

インフラトンとしてのヒッグス場の振る舞い

$$V = V_{2HDM} + \frac{M_P^2}{2} \mathcal{R} + (\xi_1 \Phi_1^2 + \xi_2 \Phi_2^2) \mathcal{R}$$



2つのヒッグス場(Φ_1, Φ_2)がインフラトンとして振る舞う描像

⇒先行研究では、片方のヒッグス場のみがインフラトンとなる

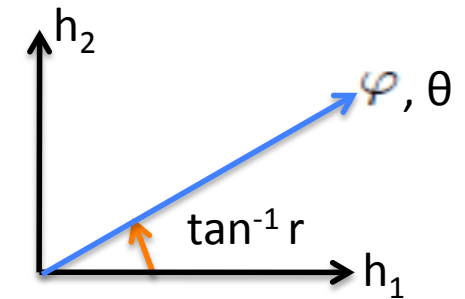
特殊な場合のみ議論されていた。 J.-O.Gong, H.M.Lee, S.K.Kang, JHEP **1204**, 128(2012)

イナート二重項模型での ヒッグス-インフレーションへの応用

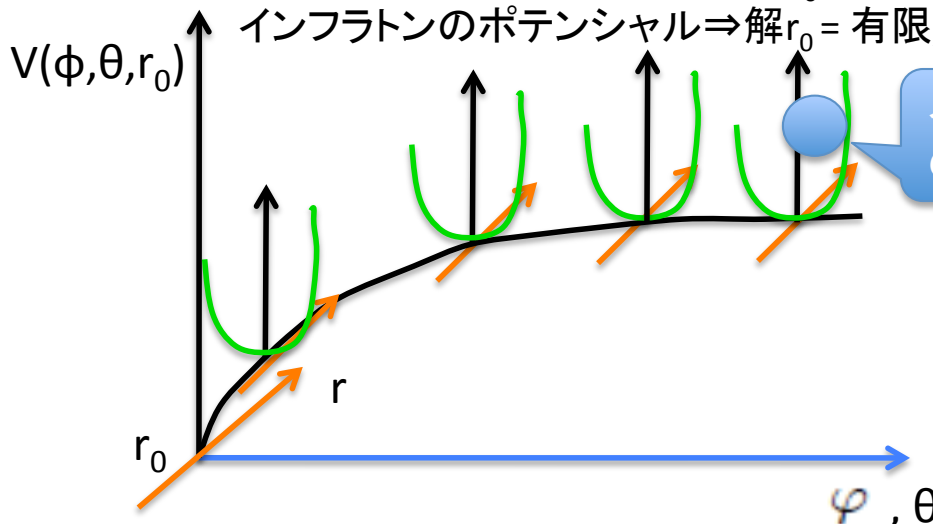
先行研究: J.-O.Gong, H.M.Lee, S.K.Kang, JHEP **1204**, 128(2012)

$$V = V_{2\text{HDM}} + \frac{M_P^2}{2} R + (\xi_1 |\Phi_1|^2 + \xi_2 |\Phi_2|^2) R$$

$$\begin{cases} \Phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h_1 \end{pmatrix} \\ \Phi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h_2 e^{i\theta} \end{pmatrix} \end{cases} \rightarrow \begin{cases} r = \frac{h_2}{h_1} \\ \varphi = \sqrt{\frac{3}{2}} \log(1 + \xi_1 h_1^2 + \xi_2 h_2^2) \end{cases}$$

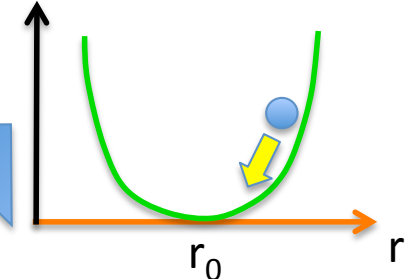


ポテンシャルVのr方向の安定点 r_0 で転がる
インフラトンのポテンシャル \Rightarrow 解 $r_0 =$ 有限, $0, \infty$

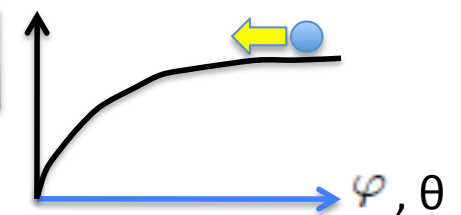


インフラトン場の初期条件

r方向のポテンシャル



ϕ, θ 方向のポテンシャル



- rの有限解は, 複数のインフラトン
- $0, \infty$ であれば, Φ_1 か Φ_2 の片方のみ \Rightarrow 先行研究では, 後者のみ説明している。

輻射シーソー模型

ニュートリノ質量

$$(m_\nu)_{ij} = \sum_k \frac{(Y_\nu)_i^k (Y_\nu)_j^k M_R^k}{16\pi^2} \left[\frac{m_H^2}{m_H^2 - (M_R^k)^2} \ln \frac{m_H^2}{(M_R^k)^2} - \frac{m_A^2}{m_A^2 - (M_R^k)^2} \ln \frac{m_A^2}{(M_R^k)^2} \right]$$

$$\simeq \sum_k \frac{(Y_\nu)_i^k (Y_\nu)_j^k M_R^k}{16\pi^2} \frac{\lambda_5 v^2}{(M_R^k)^2}$$

$$\frac{(Y_\nu)_i^k (Y_\nu)_j^k}{M_R^k} \simeq \mathcal{O}(10^{-7}) \text{GeV}$$



$$M_R^k \simeq \mathcal{O}(10^3) \text{GeV} \Rightarrow (Y_\nu)_i^k \simeq \mathcal{O}(10^{-2})$$

$$M_R^k \simeq \mathcal{O}(10^7) \text{GeV} \Rightarrow (Y_\nu)_i^k \simeq \mathcal{O}(1)$$

インフレーションからの制限

真空安定性条件($\mu=10^2-10^{17}$ GeV):

$$\lambda_1 > 0, \quad \lambda_2 > 0, \quad \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5 + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2} > 0$$

トリビアルティバウンド: $\lambda_i(\mu_{\text{inf}}) \leq 2\pi (i=1 \sim 5)$

結合定数のランニングに置いて
これらの条件を課す。

・CMB温度揺らぎ:

$$\xi_2 \sqrt{\frac{2\{\lambda_1 + a^2 \lambda_2 - 2a(\lambda_3 + \lambda_4)\}}{\lambda_1 \lambda_2 - (\lambda_3 + \lambda_4)^2}} \simeq 5 \times 10^4$$

$$\mu_{\text{inf}} = 10^{17} \text{ GeV}$$

・インフラトンとしてCP-oddスカラーボソンAに課されるCMBからの制限:

$$\frac{\lambda_5}{\xi_2} \frac{a \lambda_2 - (\lambda_3 + \lambda_4)}{\lambda_1 + a^2 \lambda_2 - 2a(\lambda_3 + \lambda_4)} \leq 4 \times 10^{-12}$$

$$a \equiv \xi_1 / \xi_2$$

・複数のヒッグス場がインフラトンとして振る舞う条件:

$$\lambda_1 \xi_2 - (\lambda_3 + \lambda_4) \xi_1 > 0$$

$$\lambda_2 \xi_1 - (\lambda_3 + \lambda_4) \xi_2 > 0$$

$$\lambda_1 \lambda_2 - (\lambda_3 + \lambda_4)^2 > 0$$

・DM直接検出実験を満たすために要求される:

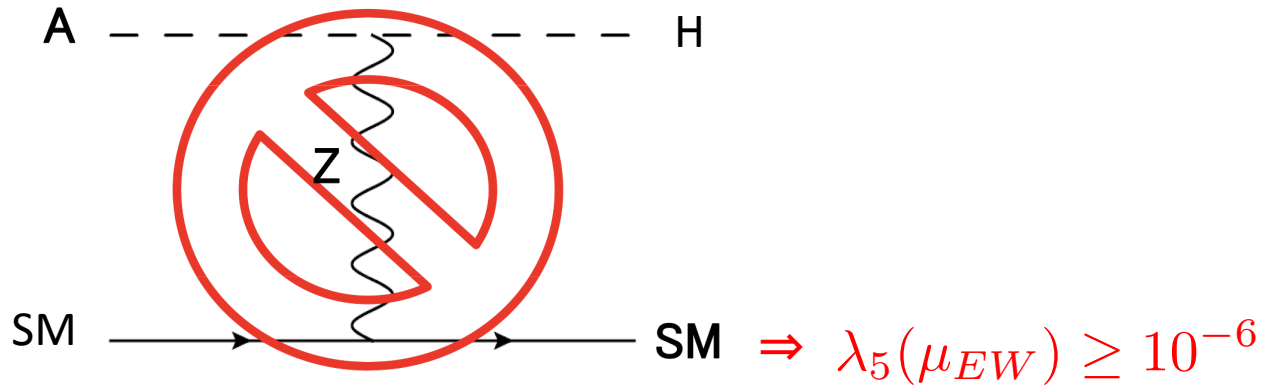
$$a \lambda_2(\mu_{\text{inf}}) - [\lambda_3(\mu_{\text{inf}}) + \lambda_4(\mu_{\text{inf}})] \cong 10^{-1}$$

⇒EWからインフレーションスケールまで $\lambda_5 \simeq \mathcal{O}(10^{-6})$ が保たれ、
AとHの質量がほぼ縮退する。

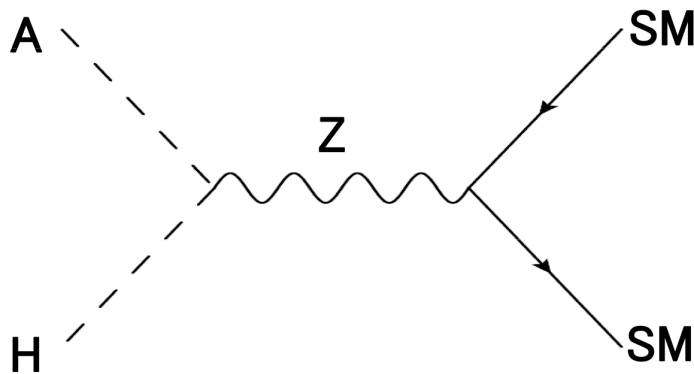
暗黒物質からの制限

$$\mu_{EW} = 10^2 \text{ GeV}$$

- DM直接検出実験 XENON100, PRL109, 181301(2012)

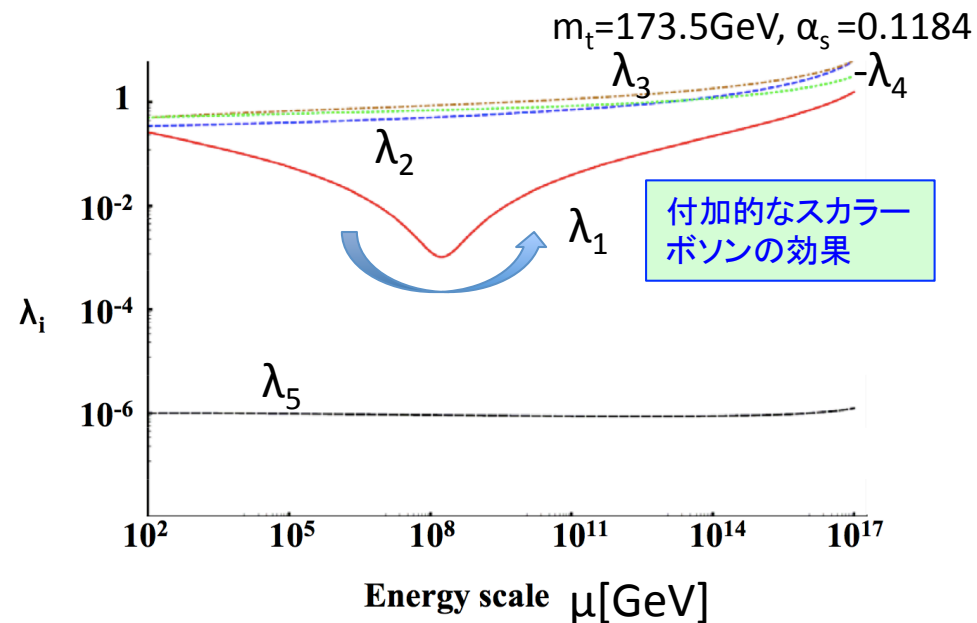


- DM残存量: $\Omega_{DM} h^2 = 0.1138 \pm 0.0045$ WMAP



Boltzmann方程式を解くと、
 $128 \text{ GeV} < m_A (\simeq m_H) < 138 \text{ GeV}$

RGE analysis



• Higgs self couplings:

$$\beta(\lambda_1) = \frac{1}{16\pi^2} \left[12\lambda_1^2 + 4\lambda_3^2 + 2\lambda_4^2 + 2\lambda_5^2 + 4\lambda_3\lambda_4 - 12y_t^4 + 12y_t^2\lambda_1 + \frac{9}{4}g^4 + \frac{3}{2}g^2g'^2 + \frac{3}{4}g'^4 - 3\lambda_1(3g^2 + g'^2) \right]$$

SM-like Higgs boson Scalar boson Top quark

• gauge coupling
& top Yukawa coupling

$$\beta(g_s) = \frac{-7g_s^3}{16\pi^2}, \quad \beta(g) = \frac{-3g^3}{16\pi^2}, \quad \beta(g') = \frac{7g'^3}{16\pi^2},$$

$$\beta(y_t) = \frac{y_t}{16\pi^2} \left[\frac{9}{2}y_t^2 - 8g_s^2 - \frac{9}{4}g^2 - \frac{17}{12}g'^2 \right],$$

$$\beta(\lambda_i) = \mu \frac{\partial \lambda_i}{\partial \mu}$$

$$\beta(\lambda_2) = \frac{1}{16\pi^2} \left[12\lambda_2^2 + 4\lambda_3^2 + 2\lambda_4^2 + 2\lambda_5^2 + 4\lambda_3\lambda_4 + \frac{9}{4}g^4 + \frac{3}{2}g^2g'^2 + \frac{3}{4}g'^4 - 3\lambda_2(3g^2 + g'^2) \right]$$

$$\beta(\lambda_3) = \frac{1}{16\pi^2} \left[6\lambda_1\lambda_3 + 2\lambda_1\lambda_4 + 6\lambda_2\lambda_3 + 2\lambda_2\lambda_4 + 4\lambda_3^2 + 2\lambda_4^2 + 2\lambda_5^2 + \frac{9}{4}g^4 + \frac{3}{4}g'^4 - \frac{3}{2}g^2g'^2 - 3\lambda_3(3g^2 + g'^2) + 6\lambda_3y_t^2 \right],$$

$$\beta(\lambda_4) = \frac{1}{16\pi^2} \left[2\lambda_4(\lambda_1 + \lambda_2 + 4\lambda_3 + 2\lambda_4) + 8\lambda_5^2 + 3g^2g'^2 - 3\lambda_4(3g^2 + g'^2) + 6\lambda_4y_t^2 \right]$$

$$\beta(\lambda_5) = \frac{1}{16\pi^2} \left[2\lambda_5(\lambda_1 + \lambda_2 + 4\lambda_3 + 6\lambda_4) - 3\lambda_5(3g^2 + g'^2) + 6\lambda_5y_t^2 \right].$$

K.Inoue et al., Prog. Theor. Phys. **63**, 234(1980)

制限を満たす特徴的な質量スペクトル

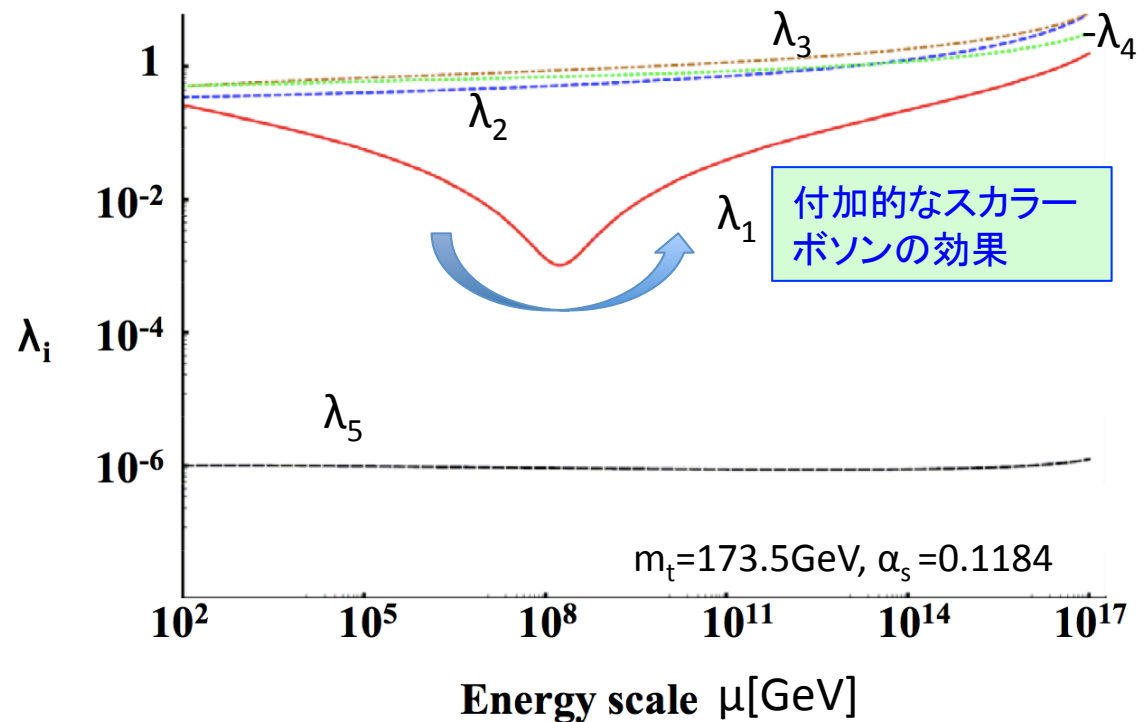
繰り込み群方程式の解析結果

	10^2GeV	10^{17}GeV
λ_1	0.26	1.6
λ_2	0.35	6.3
λ_3	0.51	6.3
λ_4	-0.51	-3.2
λ_5	1.0×10^{-6}	1.2×10^{-6}



質量公式

$$\begin{aligned}
 m_h^2 &= \lambda_1 v^2 \\
 m_{H^\pm}^2 &= \mu_2^2 + \frac{1}{2} \lambda_3 v^2 \\
 m_H^2 &= \mu_2^2 + \frac{1}{2} (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) v^2 \\
 m_A^2 &= \mu_2^2 + \frac{1}{2} (\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5) v^2
 \end{aligned}$$



$$m_h = 126\text{GeV}$$

$$128\text{GeV} \leq m_A \leq 138\text{GeV}$$

$$m_H \simeq m_A$$

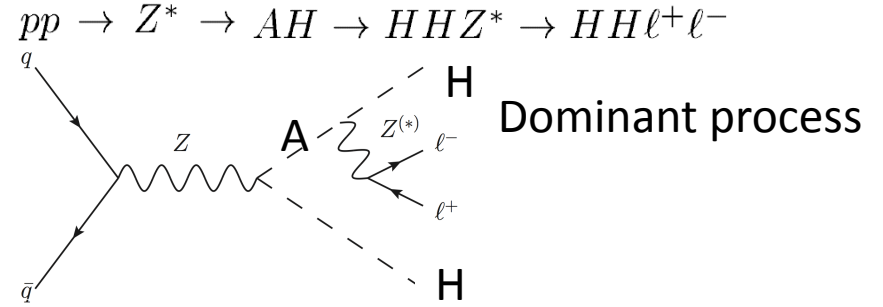
$$m_{H^\pm} \simeq m_A + 40\text{GeV}$$

⇒すべての制限を満たす特徴的な質量スペクトル

Testability at the LHC

$\sqrt{s} = 14\text{TeV}$

Benchmark	m_h (GeV)	m_A (GeV)	δ_1 (GeV)	δ_2 (GeV)	λ_L
LH1	150	40	100	100	-0.275
LH2	120	40	70	70	-0.15
LH3	120	82	50	50	-0.20
LH4	120	73	10	50	0.0
LH5	120	79	50	10	-0.18



$\delta_1 \equiv m_{H^\pm} - m_A$
 $\delta_2 \equiv m_H - m_A$
 $\lambda_L \equiv \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$



Level I Cuts

Benchmark	Level I Cuts			Level I+II Cuts			SM Backgrounds	Level I Cuts	Level I+II Cuts
	σ_{AH} (fb)	σ_{H+H^-} (fb)	σ_{hZ} (fb)	σ_{AH} (fb)	σ_{H+H^-} (fb)	σ_{hZ} (fb)		σ_{BG} (fb)	σ_{BG} (fb)
LH1	9.61	0.82	2.90	6.03	0.46	1.79	WW	621.44	316.97
LH2	10.28	1.06	5.75	6.53	0.51	3.47	ZZ/ γ^*	132.09	76.46
LH3	2.32	0.34	0.01	1.47	0.13	0.01	$t\bar{t}$	4531.51	58.87
LH4	3.84	0.19	0	2.07	0.02	0	WZ/ γ^*	113.97	51.85
LH5	0.38	~ 0	0.01	~ 0	0.14	0.01	Wt	709.14	52.11
							Total SM Background	6108.15	556.26

- Exactly two electrons or muons with opposite charge.
- $p_T^\ell \geq 15$ GeV and $|\eta_\ell| \leq 2.5$ for each of these charged leptons.
- For lepton isolation, we require $\Delta R_{\ell\ell} \geq 0.4$ for the charged-lepton pair, and $\Delta R_{\ell j} \geq 0.4$ for each combination of one jet and one charged lepton.

Level II Cuts

- No jets with $p_T^j > 20$ GeV and pseudorapidity within the range $|\eta_j| < 3.0$.
- $\cancel{E}_T > 30$ GeV.

Because the masses of H and A degenerate, it is difficult to test at the LHC.

E.Dolle, X.Miao, S.Su, B.Thomas, PRD81, 035003(2010)

Testability at the LHC

$$\sqrt{s} = 14\text{TeV}$$

$$L = 100\text{fb}^{-1}$$

E.Dolle, X.Miao, S.Su, B.Thomas, PRD81, 035003(2010)

Benchmark	Level III Cuts									S/B	S/\sqrt{B}
	σ_{SA} (fb)	σ_{H+H^-} (fb)	σ_{hZ} (fb)	σ_{WW} (fb)	σ_{ZZ/γ^*} (fb)	$\sigma_{t\bar{t}}$ (fb)	σ_{WZ/γ^*} (fb)	σ_{Wt} (fb)	$\sigma_{BG}^{\text{comb}}$ (fb)		
LH1	3.42	0.04	1.28	11.59	36.99	4.55	19.52	3.82	77.79	0.04	3.87
LH2	0.89	~ 0	0.01	0.07	0.24	0.11	0.08	0.07	0.58	1.53	11.66
LH3	0.18	~ 0	~ 0	0.03	0.15	0.05	0.04	0.06	0.34	0.52	3.04
LH4	0.19	~ 0	0	0.03	0.15	0.05	0.04	0.06	0.34	0.57	3.29
LH5	0.004	~ 0	~ 0	0.13	0.04	~ 0	0.04	0.01	0.23	0.02	0.02

Level III Cuts

Benchmark	$M_{\ell\ell}^{\min}$	$M_{\ell\ell}^{\max}$	$\Delta R_{\ell\ell}^{\max}$	$\cos \phi_{\ell\ell}^{\min}$	H_T^{\min}	\cancel{E}_T^{\min}	$p_{T\ell}^{\max}$
LH1	80 GeV	100 GeV	—	—	150 GeV	50 GeV	—
LH2	—	70 GeV	1.2	0.7	200 GeV	100 GeV	—
LH3	20 GeV	50 GeV	0.8	0.7	200 GeV	90 GeV	—
LH4	20 GeV	50 GeV	0.8	0.7	200 GeV	90 GeV	—
LH5	—	10 GeV	0.6	0.9	—	30 GeV	25 GeV

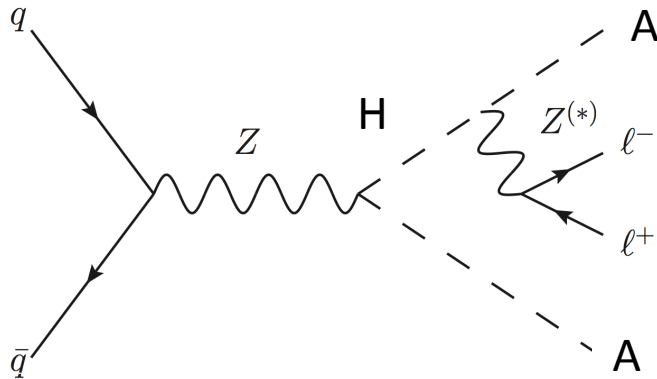
Testability at the LHC

$$\sqrt{s} = 14\text{TeV}$$

$$L = 300\text{fb}^{-1}$$

Q.H.Cao, E.Ma, G.Rajasekaran, PRD76,095011(2007)

$$pp \rightarrow Z^* \rightarrow AH \rightarrow HHZ^* \rightarrow HH\ell^+\ell^-$$



$$15 \text{ GeV} \leq P_T^\ell \leq 40 \text{ GeV} \quad |\eta^\ell \leq 3.0|$$

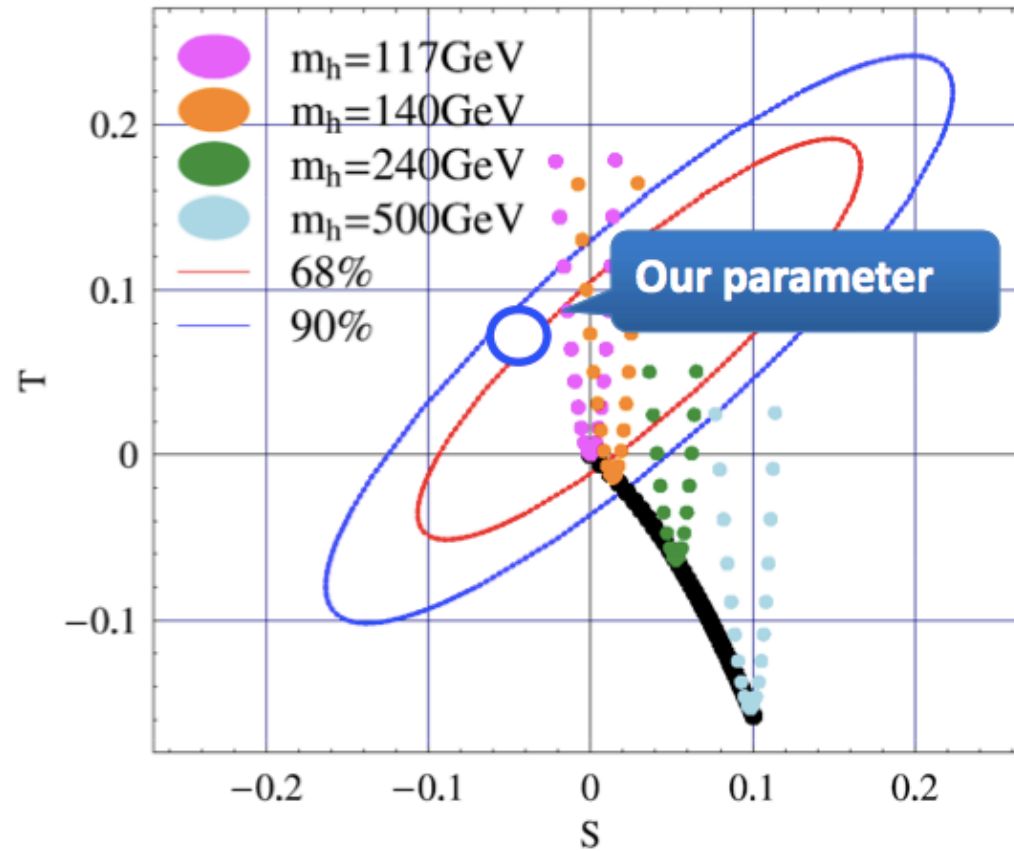
$$\cos \theta_{\ell\ell} \geq 0.9 \quad \cos \phi_{\ell\ell} \geq 0.9$$

$$E_{T\text{miss}} \leq 60 \text{ GeV} \quad m_{\ell\ell} \leq 10 \text{ GeV}$$

BKGD	basic	optimal	$m_{\ell\ell} < 10 \text{ GeV}$
WW	1.1×10^5	110	62
ZZ	2.1×10^4	3	0
total	1.3×10^5	113	62

Signal (m_{H^0}, m_{A^0})	basic	optimal	$m_{\ell\ell} < 10 \text{ GeV}$
(50, 60)	117	37	37
S/B	9×10^{-4}	0.33	0.60
S/\sqrt{B}	0.32	3.48	4.70
(50, 70)	433	56	50
S/B	3.3×10^{-3}	0.50	0.81
S/\sqrt{B}	1.20	5.27	6.35
(50, 80)	680	38	26
S/B	5.2×10^{-3}	0.34	0.42
S/\sqrt{B}	1.89	3.57	3.3

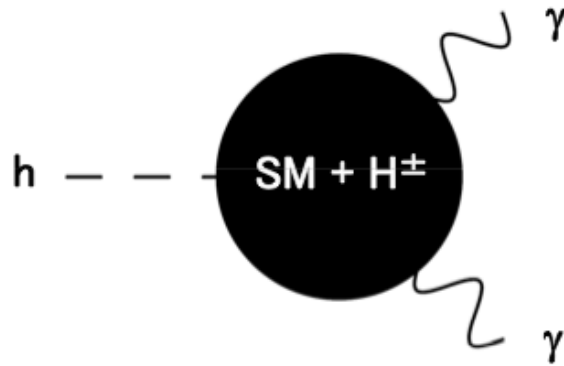
LEP bound



Our parameter consistent with LEP bound

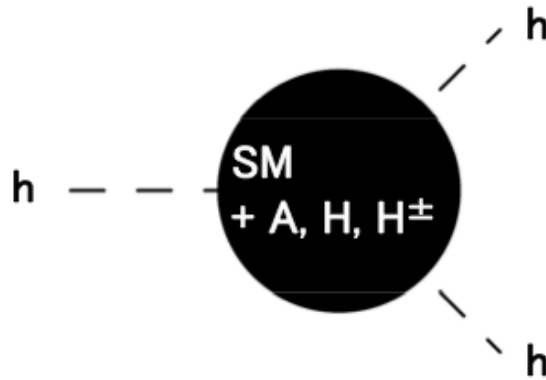
崩壊分岐比、ヒッグス3点結合

h to $\gamma\gamma$



$$\frac{BR[h_1 \rightarrow \gamma\gamma]}{BR[h_{SM} \rightarrow \gamma\gamma]} \approx 0.95$$

λ_{hhh}



$$\frac{\lambda_{hhh} - \lambda_{hhh}^{SM}}{\lambda_{hhh}^{SM}} \approx 0.01$$

崩壊分岐比 $h \rightarrow \gamma\gamma$

$$\frac{BR(h_1 \rightarrow \gamma\gamma)}{BR(h_{\text{標準模型}} \rightarrow \gamma\gamma)} = \frac{|F_1(\tau_w) + 3(\frac{2}{3})^2 F_{1/2}(\tau_t) + \frac{\lambda_3 v^2}{2m_{H^\pm}^2} F_0(\tau_{m_{H^\pm}})|^2}{|F_1(\tau_w) + 3(\frac{2}{3})^2 F_{1/2}(\tau_t)|^2}$$

$\Rightarrow \sim 95\%$

$$m_W = 80.2 \text{ GeV}, m_t = 173 \text{ GeV}, m_h \sim 126 \text{ GeV}, m_{H^\pm} \sim 173 \text{ GeV}$$

$$F_1 = \frac{2\tau_i^2 + 3\tau_i + 3(2\tau_i - 1)f(\tau_i)}{\tau_i^2} \quad F_{1/2} = -\frac{2[\tau_i + (\tau_i - 1)f(\tau_i)]}{\tau_i^2} \quad F_0 = \frac{\tau_i - f(\tau_i)}{\tau_i^2}$$

$$f(\tau_i) = \begin{cases} \arcsin^2 \sqrt{\tau_i} & \tau_i \leq 1 \\ -\frac{1}{4} \left[\log \frac{1 + \sqrt{1 - \tau_i^{-1}}}{1 - \sqrt{1 - \tau_i^{-1}}} - i\pi \right]^2 & \tau_i > 1 \end{cases} \quad \tau_i = \left(\frac{m_h}{2m_i} \right)^2$$

$i = W, t, H^\pm$

P.Posch, Phys. Lett. B **558**, 157(2003)

λ_{hhh}

$$\frac{\Delta\lambda_{hhh}^{2HDM}}{\lambda_{hhh}^{SM}} = \frac{\lambda_{hhh}^{2HDM} - \lambda_{hhh}^{SM}}{\lambda_{hhh}^{SM}} \sim 0.01$$

$$m_t=173\text{GeV}, m_h\sim 126\text{GeV}, m_{h^\pm}\sim 130\text{GeV}, m_A\sim m_{H^\pm}\sim 130\text{GeV}, m_H\sim 173\text{GeV}$$

$$\lambda_{hhh}^{SM} = \frac{3m_h^2}{v} \left(1 - \frac{m_t^4}{\pi^2 m_h^2 v^2} \right)$$
$$\lambda_{hhh}^{2HDM} = \frac{3m_h^2}{v} \left(1 - \frac{m_t^4}{\pi^2 m_h^2 v^2} + \frac{m_H^4}{12\pi^2 m_h^2 v^2} + \frac{m_A^4}{12\pi^2 m_h^2 v^2} + \frac{m_{H^\pm}^4}{6\pi^2 m_h^2 v^2} \right)$$