

標準模型の臨界性と ヒッグス・インフレーション

Standard Model criticality and Higgs inflation

尾田 欣也 (大阪)

[ODA, Kin-ya (Osaka)]

with

◆ 濱田 雄太 (京都) [HAMADA, Yuta (Kyoto)] & 川合 光 (京都) [KAWAI, Hikaru (Kyoto)], *PRD(2013), PTEP(2014) & JHEP(2014)*.

◆ 同 + 朴 盛燦 (成均館) [PARK, Seong Chan (Sungkyunkwan)], *PRL(2014) & more.*

◆ 山田 雅俊 (金沢) [YAMADA, Masatoshi (Kanazawa)], *in progress.*

ヒッグス粒子の発見 (2012)



[Picture from NY Times]

ヒッグス粒子の発見 (2012)



※ pictures from web

[Picture from NY Times]

ヒッグス粒子の発見 (2012)



The Nobel Prize in Physics 2013

François Englert, Peter Higgs

The Nobel Prize in Physics 2013



Photo: Pnicolet via
Wikimedia Commons

François Englert



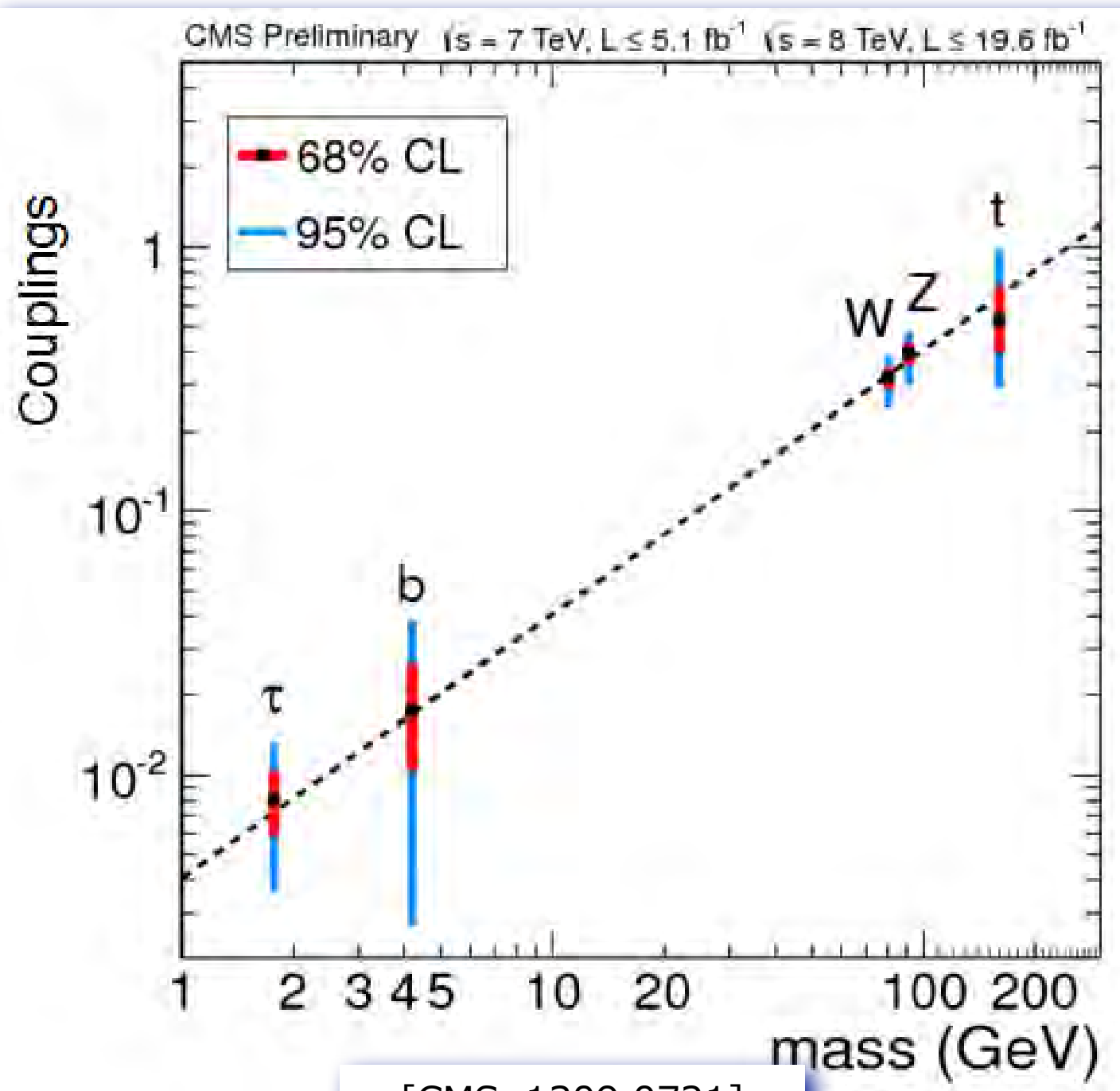
Photo: G-M Greuel via
Wikimedia Commons

Peter W. Higgs

The Nobel Prize in Physics 2013 was awarded jointly to François Englert and Peter W. Higgs *"for the theoretical discovery of a mechanism that contributes to our understanding of the origin of mass of subatomic particles, and which recently was confirmed through the discovery of the predicted fundamental particle, by the ATLAS and CMS experiments at CERN's Large Hadron Collider"*



ヒッグスとても標準模型ぽい



[CMS, 1309.0721]

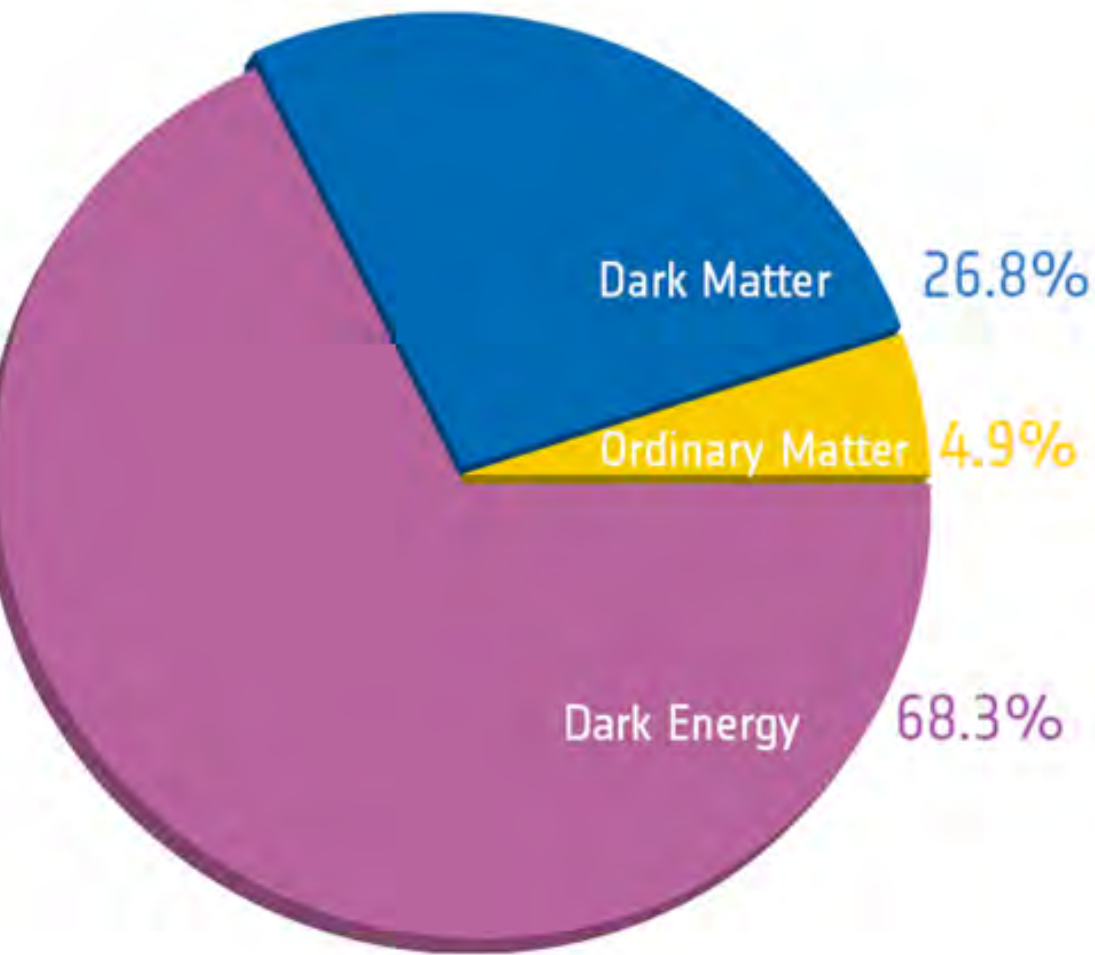
- ◆ ほんとに標準模型のヒッグスなら、**すべての**粒子の質量の源:
 - * 結合/質量 = 真空期待値 (一定)
 - * 図の線上に乗る。
- ◆ 実際 **2桁の範囲**でそうなってる:
 - * W, Z ゲージ・ボソンのみならず
 - * t, b クォークとも
 - * τ レプトンとも。

標準模型

大勝利!!!

明日はどっちだ

◆ これでFinish! ? な訳無いデショ!



←宇宙のこれっぽっちしか僕達はまだ知らない。

◆ が一方、LHC で BSM 物理がまったくもって出ていない。

* 少なくとも TeV スケール付近までは標準模型しかなさそう?

というわけで

- ◆ 未来は混沌としている。
 - * 今まで30年間ぐらい偉い人々の言ってきたことがぜんぶチャラに。
 - * 「まさにみんな横一線」 (浜口@PPP2012? オープニング)
- ◆ このトークでは、
 - * 非常に高い基本スケール ($\sim 10^{17}$ GeV) まで
 - * ヒッグス・ゲージ・第3世代セクターはあまり変更を受けない
- ◆ という前提のもとで、どんな事が言えるかを紹介します。

Outline

1. 標準模型の臨界性
2. 臨界性の原理
3. 臨界性からのヒッグス・インフレーション

事実としての臨界性

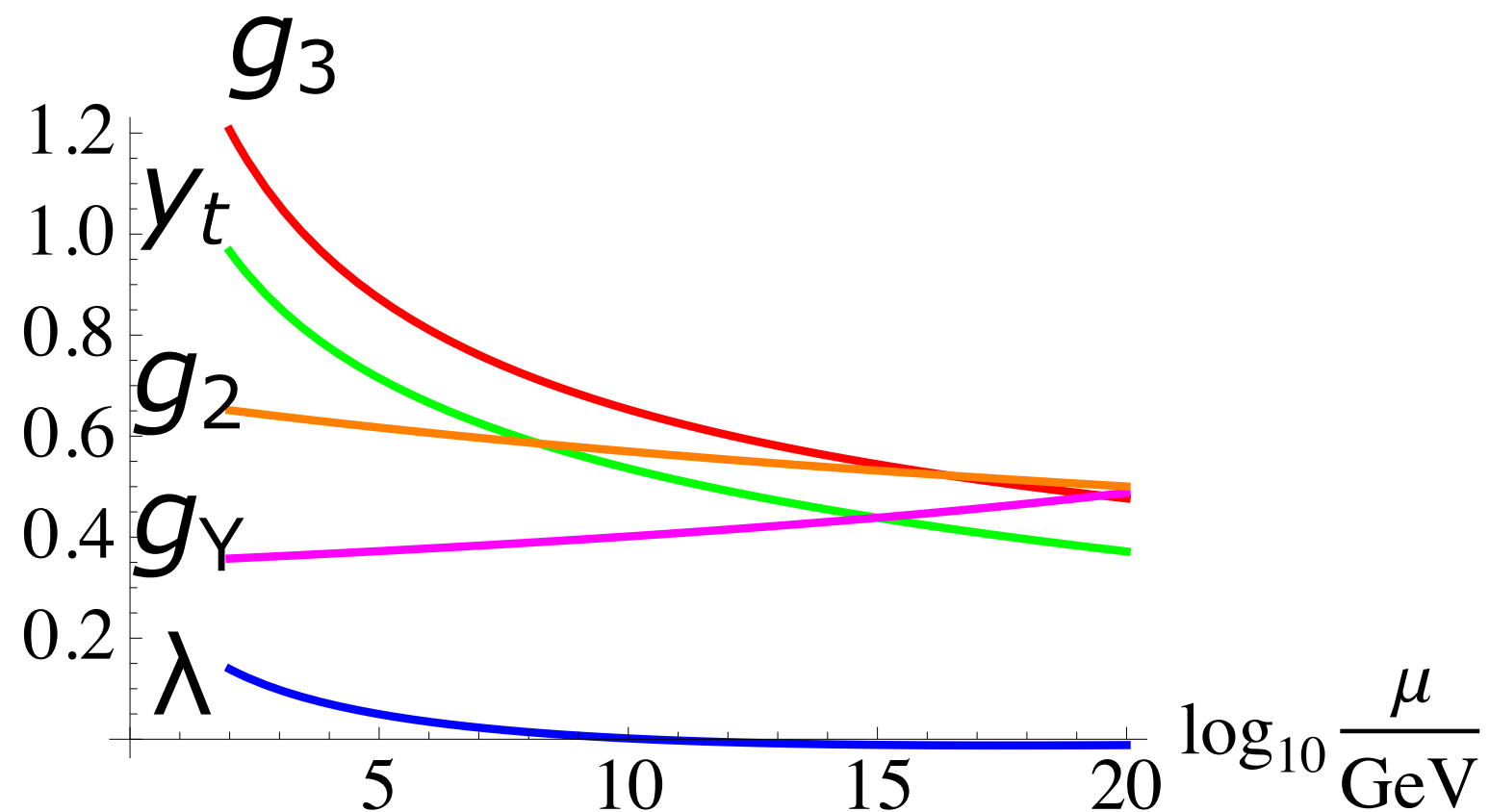
標準模型パラメタが決まった

- ◆ 実測値 $m_H = 125.6 \text{ GeV}$ により、
- ◆ ヒッグス・ポテンシャル $V = m^2 |H|^2 + \lambda |H|^4$ のパラメタがすべて決まった:

* $\lambda = 0.12$ 、

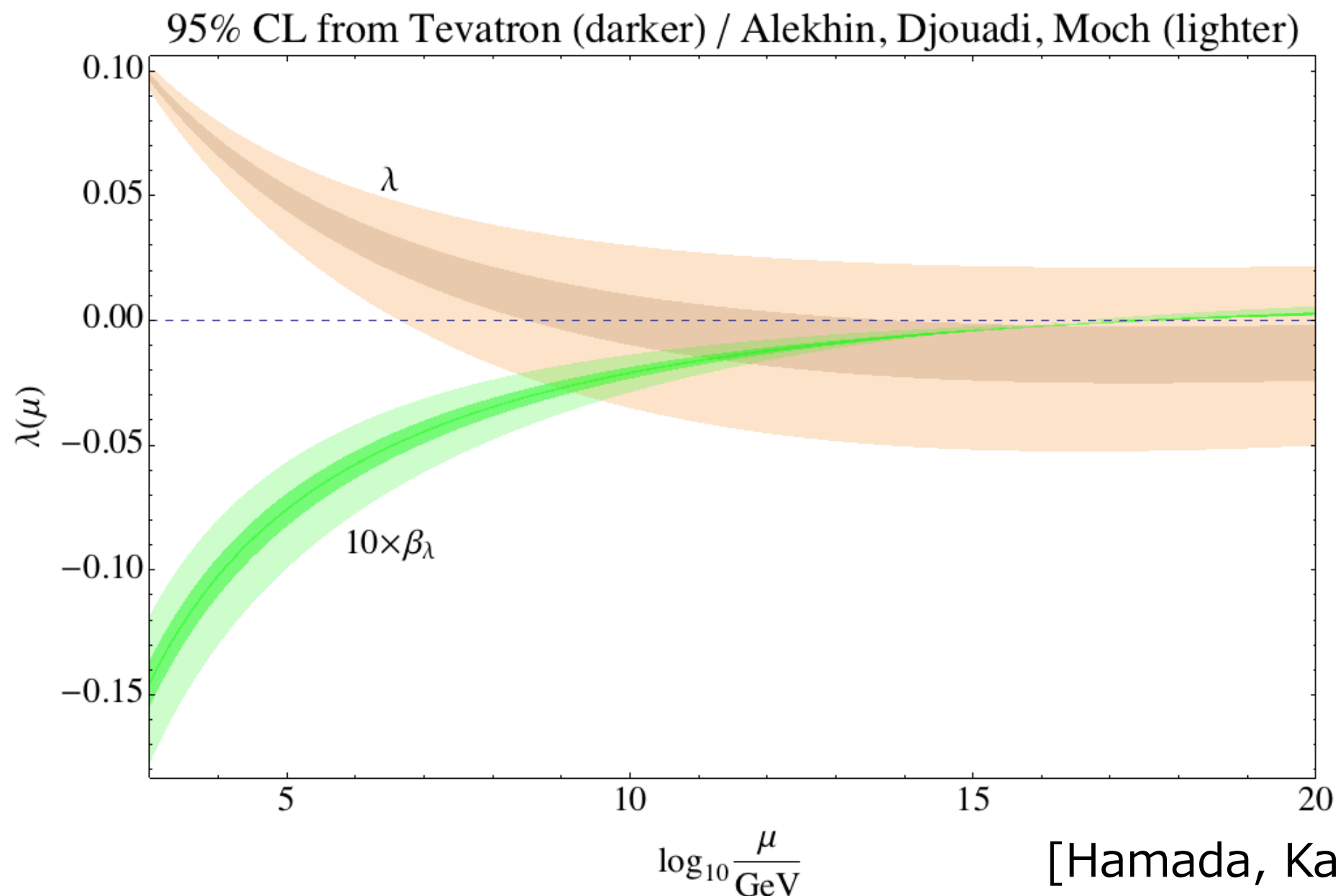
* $m^2 = -(89 \text{ GeV})^2$ 。

- ◆ SMで走らすと→

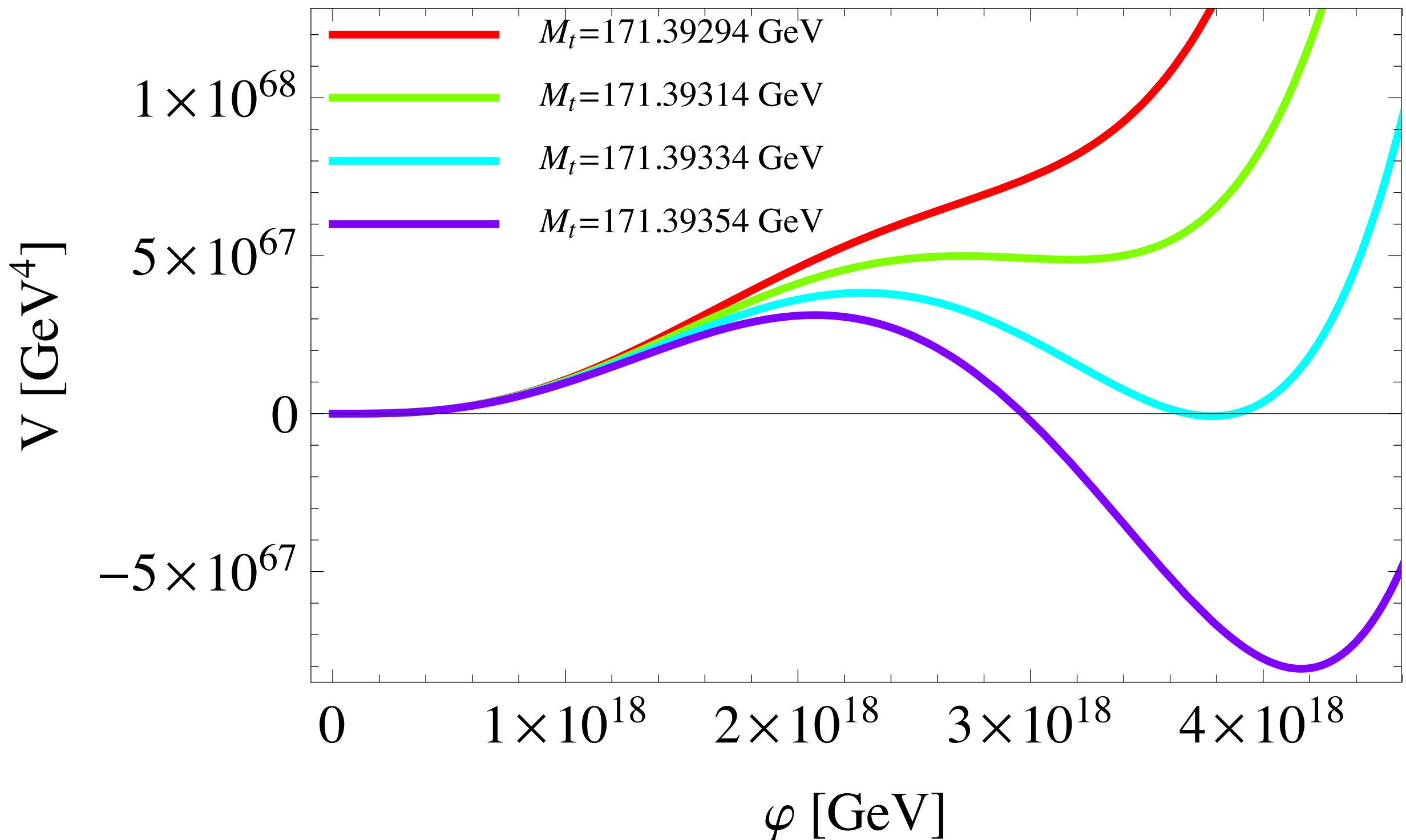


四点結合入の走り

- ◆ 高いスケールでは $V \sim \lambda\phi^4$ 。
- ◆ 典型的な弦スケール 10^{17}GeV で四点結合 λ が底を打つ。



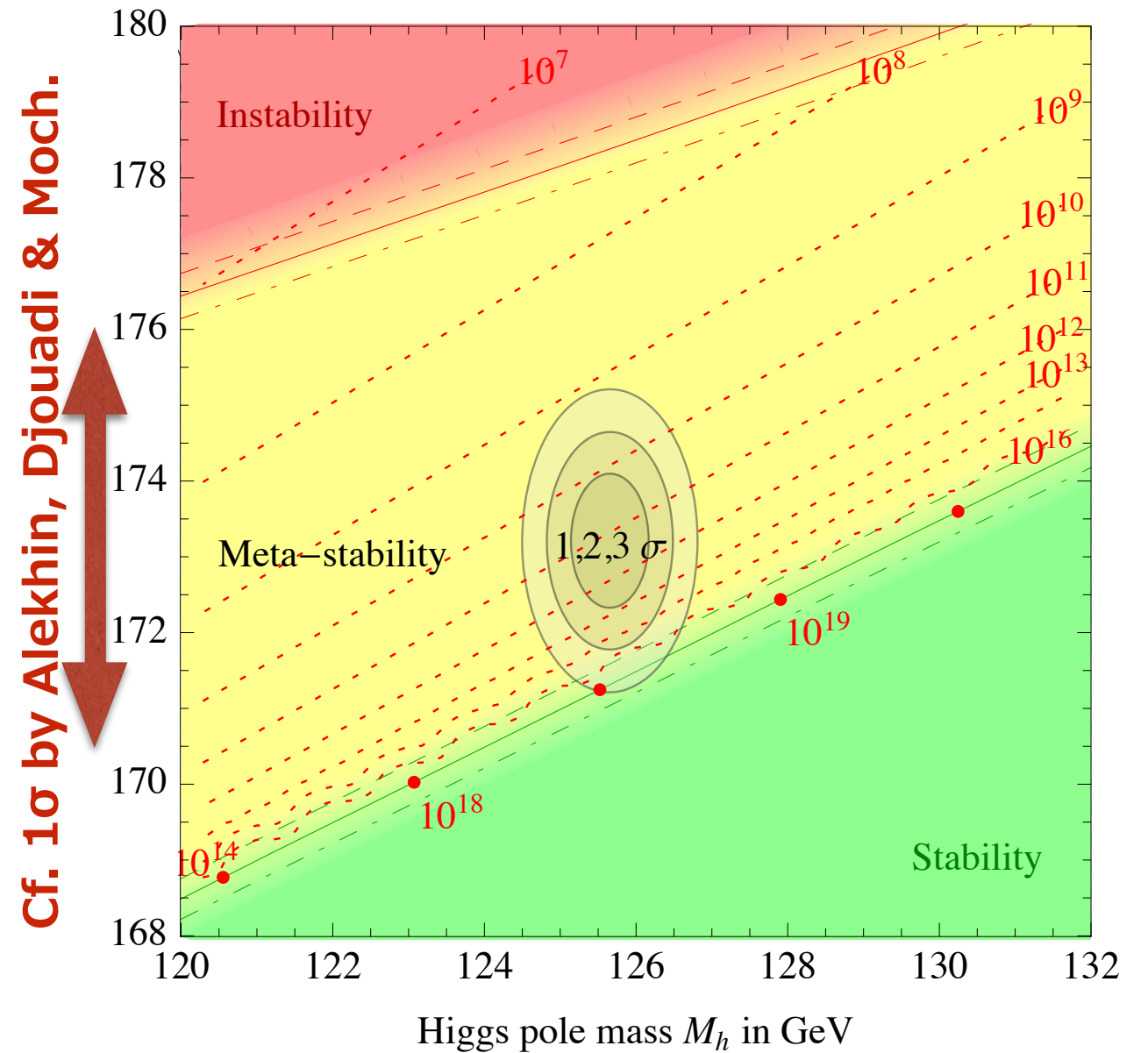
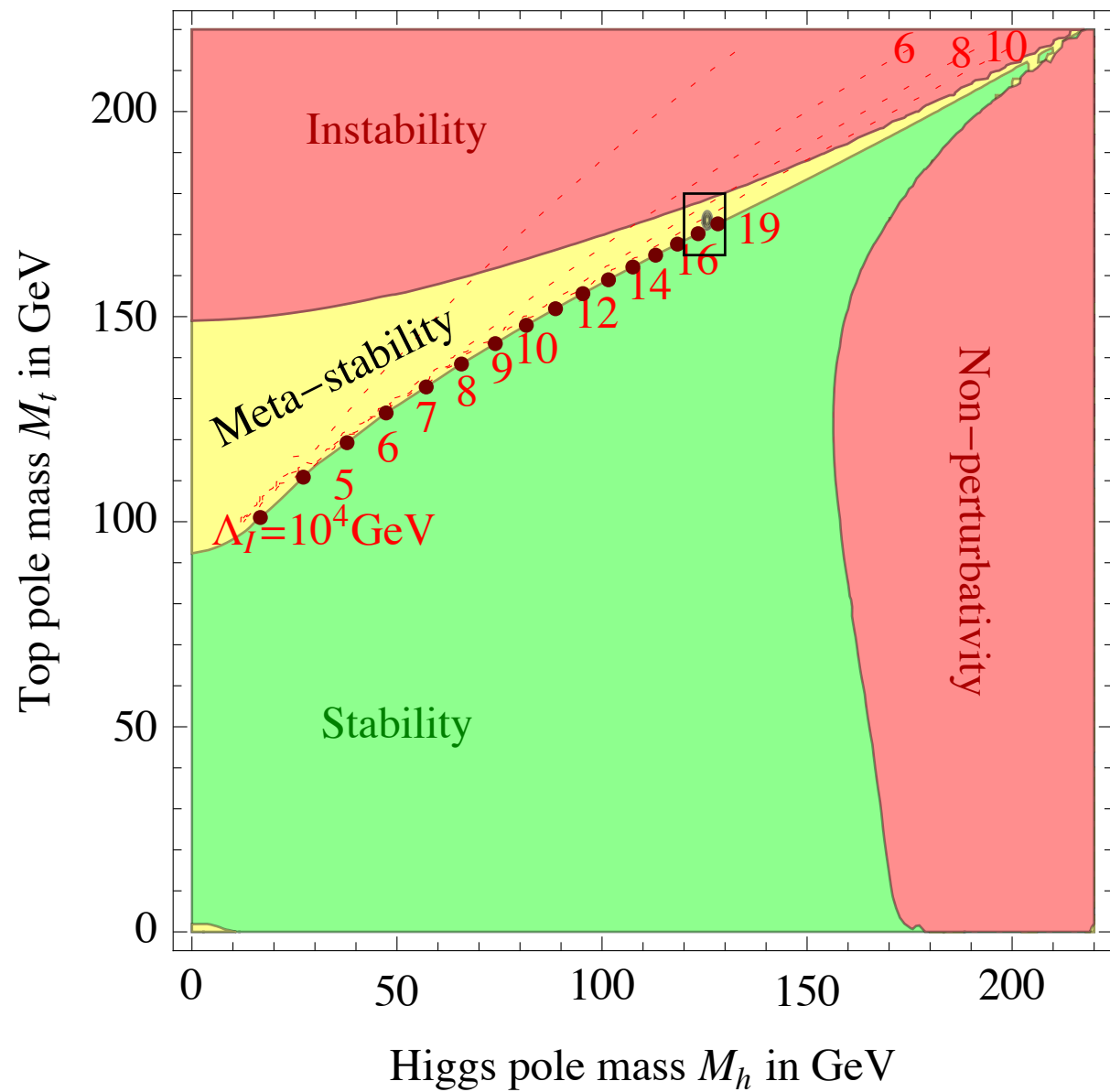
真空の(不)安定性



(m_t numbers given just to show amount of tuning)

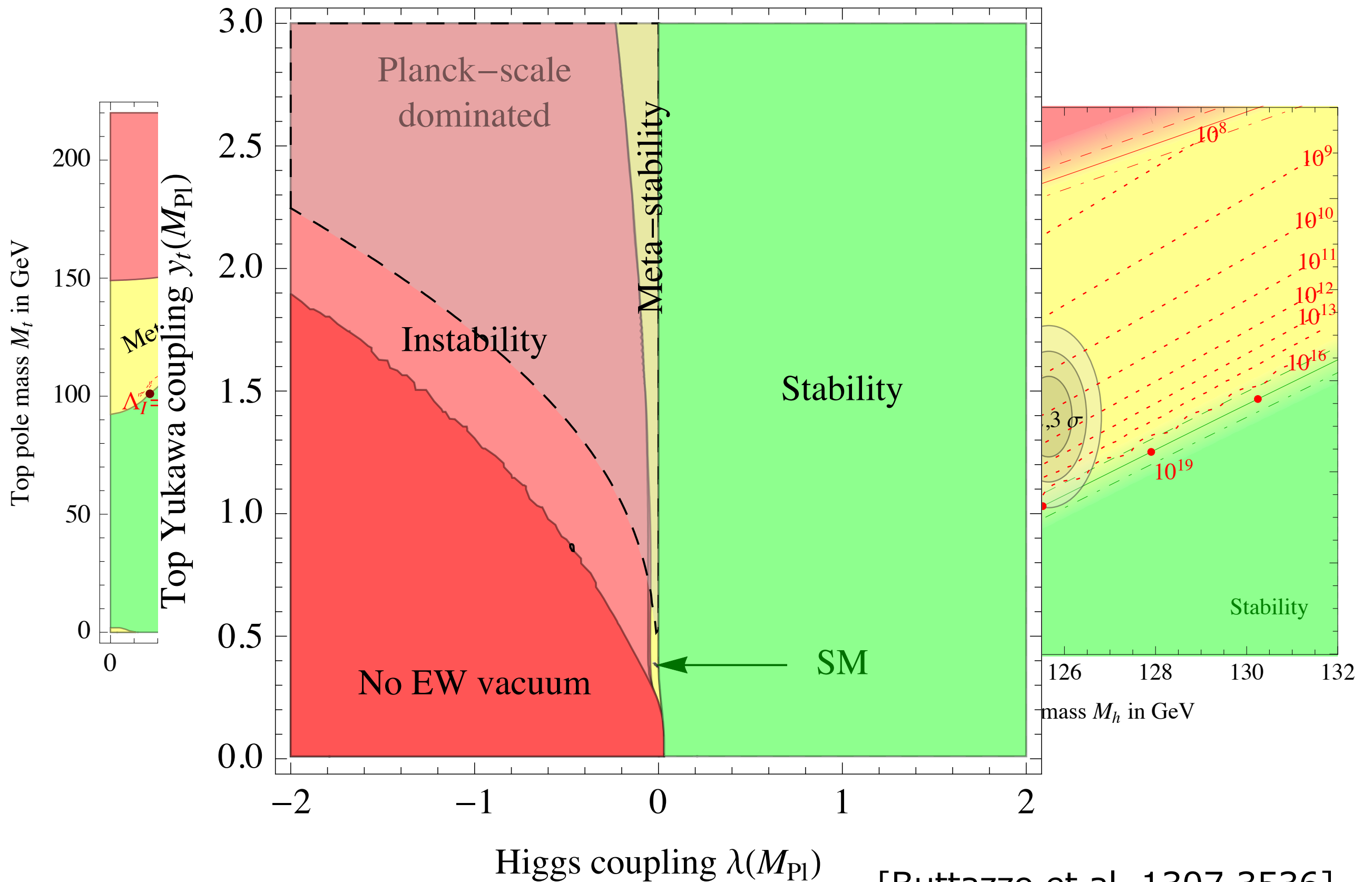
[Hamada, Kawai, **KO**, 2014]

神は我々を超キワキワの所に置いた。



[Buttazzo et al. 1307.3536]

神は我々を超キワキワの所に置いた。



On the edge



On the edge



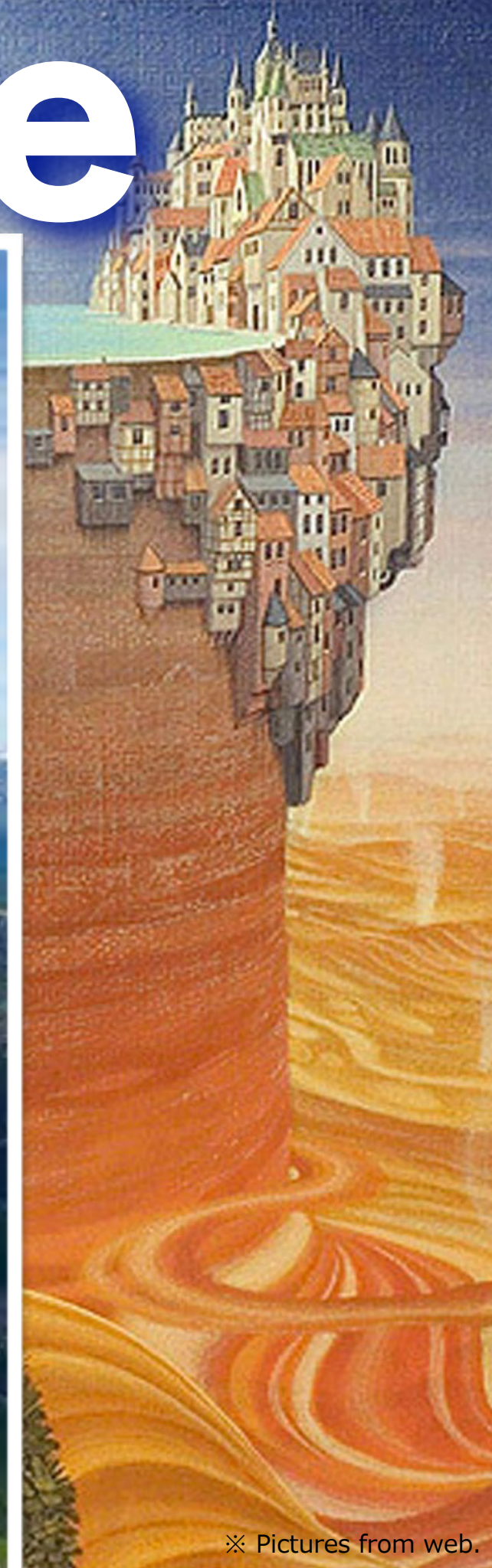
On the edge



On the edge



On the edge



On the edge

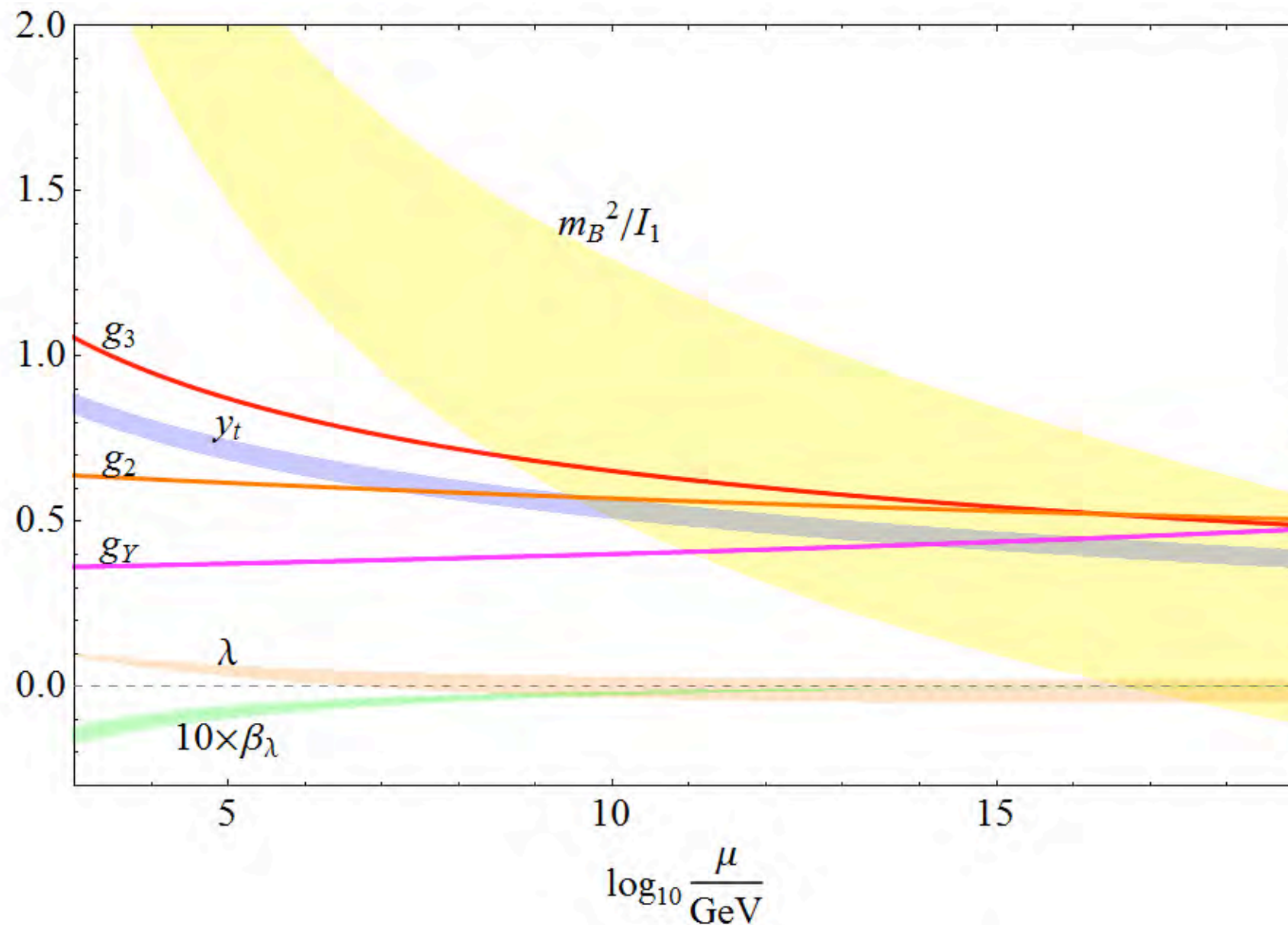


On the edge



ちなみに裸の質量も

- ◆ やはりプランク・スケール付近で小さくなる。



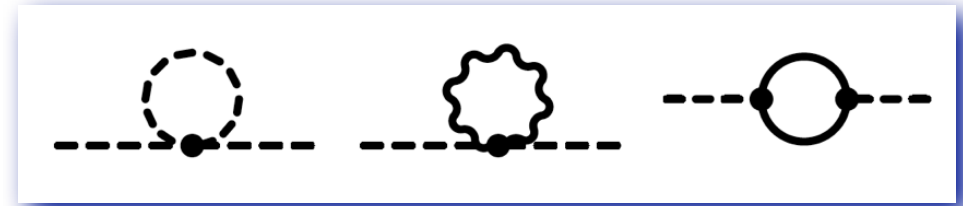
- ◆ これはなにかあるでしょう！

ここで二次発散おさらい

$$\diamond m_R^2 = m_B^2 + (\lambda/16\pi^2 + \dots) \Lambda^2 + \delta m^2.$$

繰込質量 裸質量

輻射補正



◆ Mass independent 繰り込みの企み:

I. m_B^2 を $\delta m^2 = 0$ のとき $m_R^2 = 0$ となるように選ぶ。 (**引き算くりこみ**)

❖ 二次発散の相殺。

❖ 次元正則化ではこの部分が自動的。

II. そうした上で後から δm^2 を摂動的に入れてゆく。

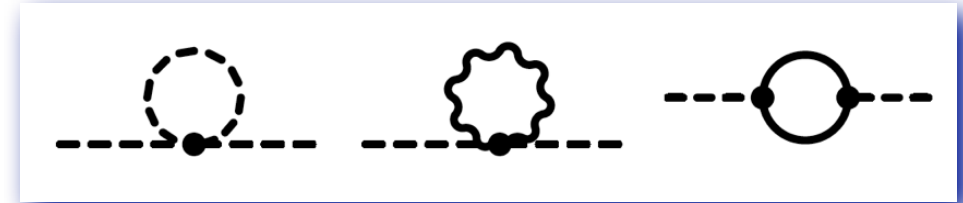
❖ δm^2 は **log Λ** の発散を含む。→**掛け算くりこみ**。

◆ でかいのは II の 走る質量 δm^2 ではなくて I の 裸の質量 m_B^2 の方。

ちなみに Veltman 条件

$$\diamond m_R^2 = m_B^2 + (\lambda/16\pi^2 + \dots) \Lambda^2 + \delta m^2.$$

繰込質量 裸質量 輻射補正



- ◆ 「**ここ**が相殺するスケールで SUSY が現れるだろう」
Veltman (1981)

- * このとき Veltman はふつうの MSSM とは違う相殺の仕方を想定していることになる。
- * 文字どおりとると、SUSY の破れは Planck scale に。

Outline

1. 標準模型の臨界性
2. 臨界性の原理
3. 臨界性からのヒッグス・インフレーション

臨界性の理論的側面

臨界性のいろいろな「原理」

- ◆ 「多点臨界原理」 Nielsenたち (1996,2001,2012) →次頁
- ◆ 「漸近安全性」 Shaposhnikov & Wetterlich (2010); Weinberg が元祖か?
 - * 重力まで入れたUV固定点。山田くん@金沢とこっちの路線も考え中。
- ◆ 「古典的スケール不変性」 Meissner & Nicolai (2007,2008); 磯さん折笠さんたち (2009,2009,2012,2013)
 - * 「2次発散なんて一回引いたらもう出てこねーしww」 Bardeen (1995)
 - * をふまえてさらに、UV切断において、走る質量（と四点結合）がゼロ、と仮定。
- ◆ 「エントロピー最大化原理」 Hamada, Kawana & Kawai (2014)
 - * あるいみ多点臨界原理の一種。宇宙の全エントロピーを最大化。（川名君ポスター）
- ◆ 「隠れた双対性」 川村さん (2013,2013)
 - * S-duality みたいのをもちいて、Bardeen的な意味での二次発散の不在、を説明。

なにかふつづうの場の理論を
ちよつと越えたところに答
があるのではなかるうか。

多点臨界原理の紹介

C. Froggatt, H. B. Nielsen Phys.Lett. **B368** (1996)

(本項ほぼ川合スライドのコピペ)

場の理論 対 統計力学

- ◆ 場の理論では経路積分がもっとも重要な概念。

$$\int [d\varphi] e^{-S[\varphi]}$$

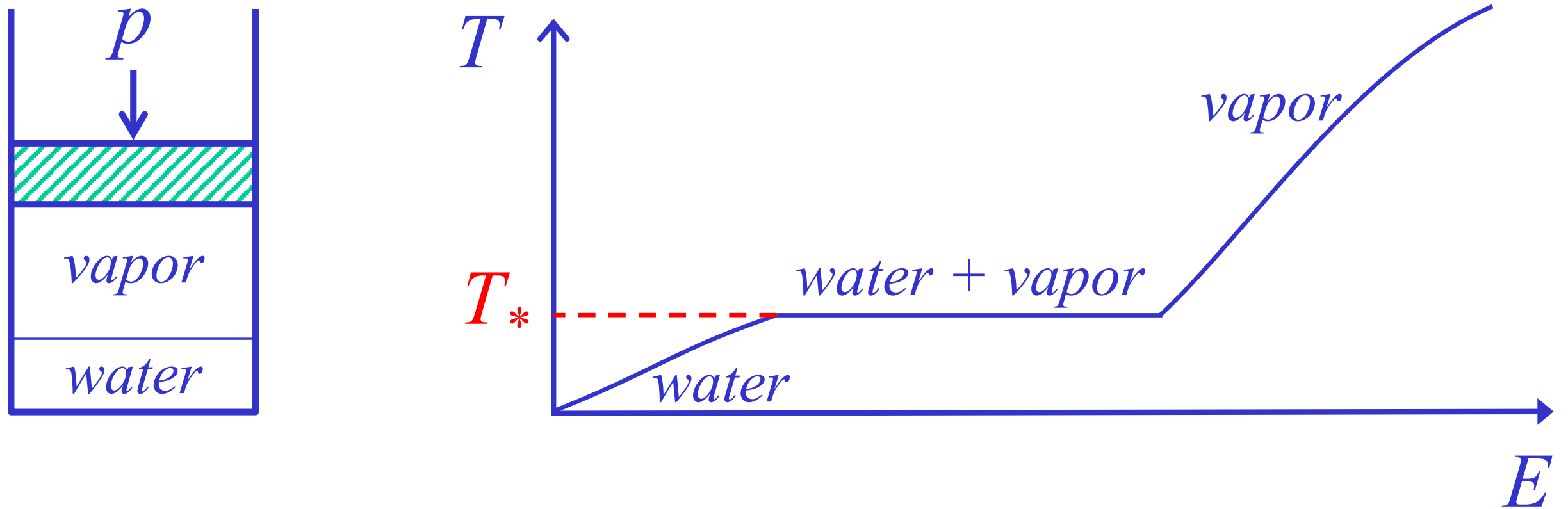
- ◆ いっぽう統計力学では

- * 小正準集団が根本、正準集団はその熱力学極限。

$$\int [d\varphi] \delta(H[\varphi] - E) \quad \Longrightarrow \quad \int [d\varphi] e^{-\beta H[\varphi]}$$

- * 全エネルギー E が先。温度 $T = \beta^{-1}$ は結果。

例：圧力一定の水分子



- ◆ **2相共存**があると、広い範囲の E に対して、温度 T は自動的に特定の値 T_* に**微調整**される。
- ◆ 場の理論版だと T が**結合定数（質量）** に対応することを次で見る。

小正準ぽい場の理論

- ◆ 神様はまず「全エネルギー」たる場の値を I_0 に固定する。

$$Z = \int [d\varphi] e^{iS[\varphi]} \delta \left(\int d^4x |\varphi|^2 - I_0 \right)$$
$$= \int [d\varphi] e^{iS[\varphi]} \int dm^2 e^{im^2 (I_0 - \int d^4x |\varphi|^2)}$$

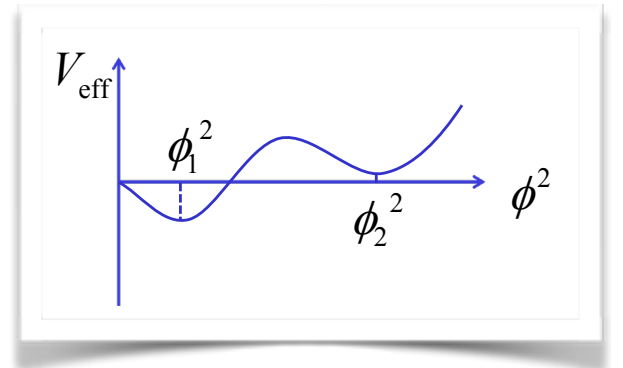
- ◆ 統計力学との類推:

* なんかある「温度」 m^2 の値が支配的になるだろう。

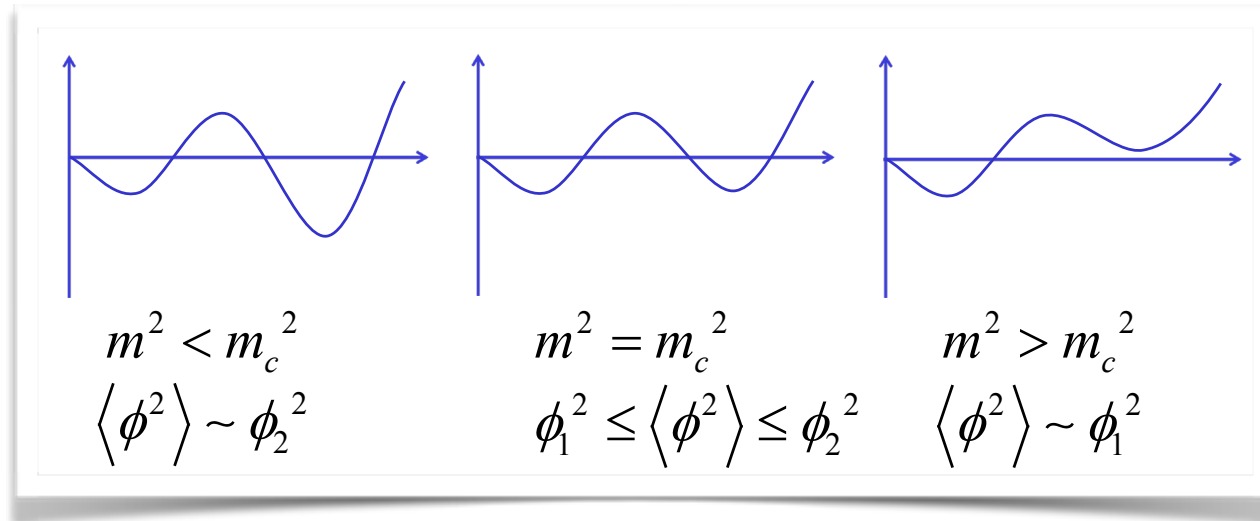
$$Z = \int dm^2 e^{iV F(m^2)}$$

臨界性の起源

◆ 有効ポテンシャルが二つの底を持つとせよ。



◆ m^2 の臨界値:



* $m^2 \sim m_c^2$ なら、「全エネルギー」が $I_0 \in (V\phi_1^2, V\phi_2^2)$ の範囲で、**2相共存**により小正準集団の条件を満たせる:

* m^2 は臨界値 m_c^2 を取りたがる!

$$\left\langle \int d^4x |\varphi|^2 \right\rangle = I_0$$

◆ 「自然な値」 $I_0 \sim M_p^2$ を許すためには、二つ目の真空は取りうる最大値 $\phi_2 \sim M_p$ のあたりにあるだろう。

一般化

- ◆ 勝手な重み関数 $w(m^2)$ を置いてもいいんじゃないね？

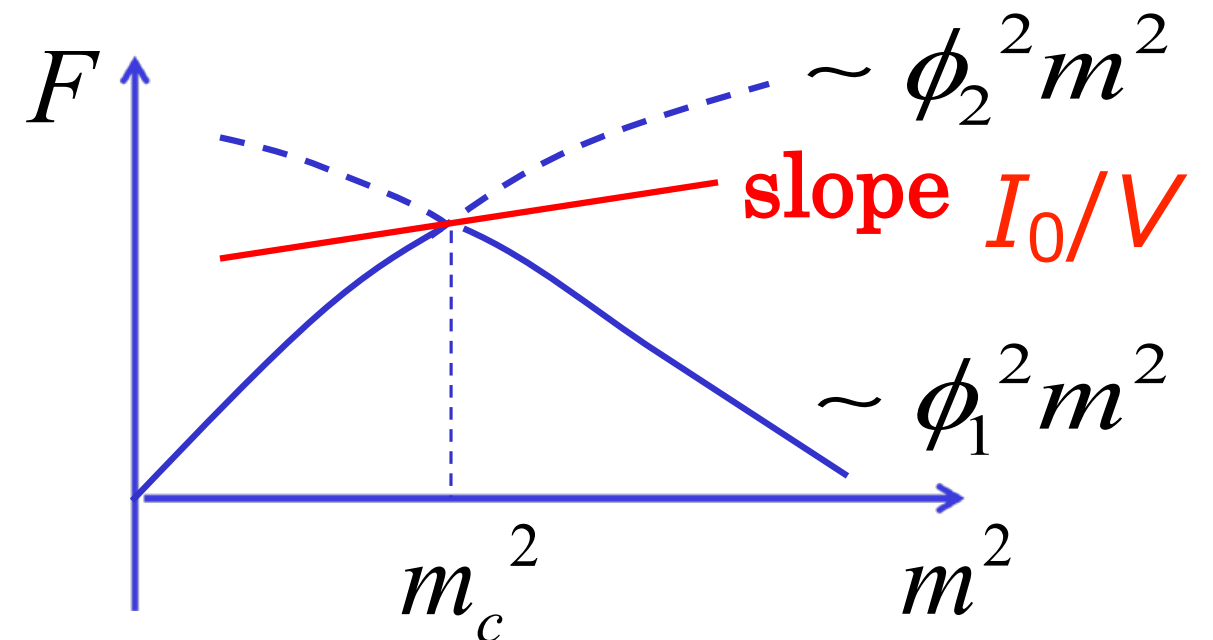
$$Z = \int [d\varphi] e^{iS[\varphi]} \int dm^2 w(m^2) e^{im^2(I_0 - \int d^4x |\varphi|^2)}$$

- * やはり $m^2 = m_c^2$ が支配的に。

$$Z = \int dm^2 w(m^2) e^{iV F(m^2) - iI_0 m^2}$$

- * 2相共存が好まれる。

- ◆ もっとおおざっぱに、なんか $S(m^2)$ を極小化するのを選ぶとかいう議論もしている。



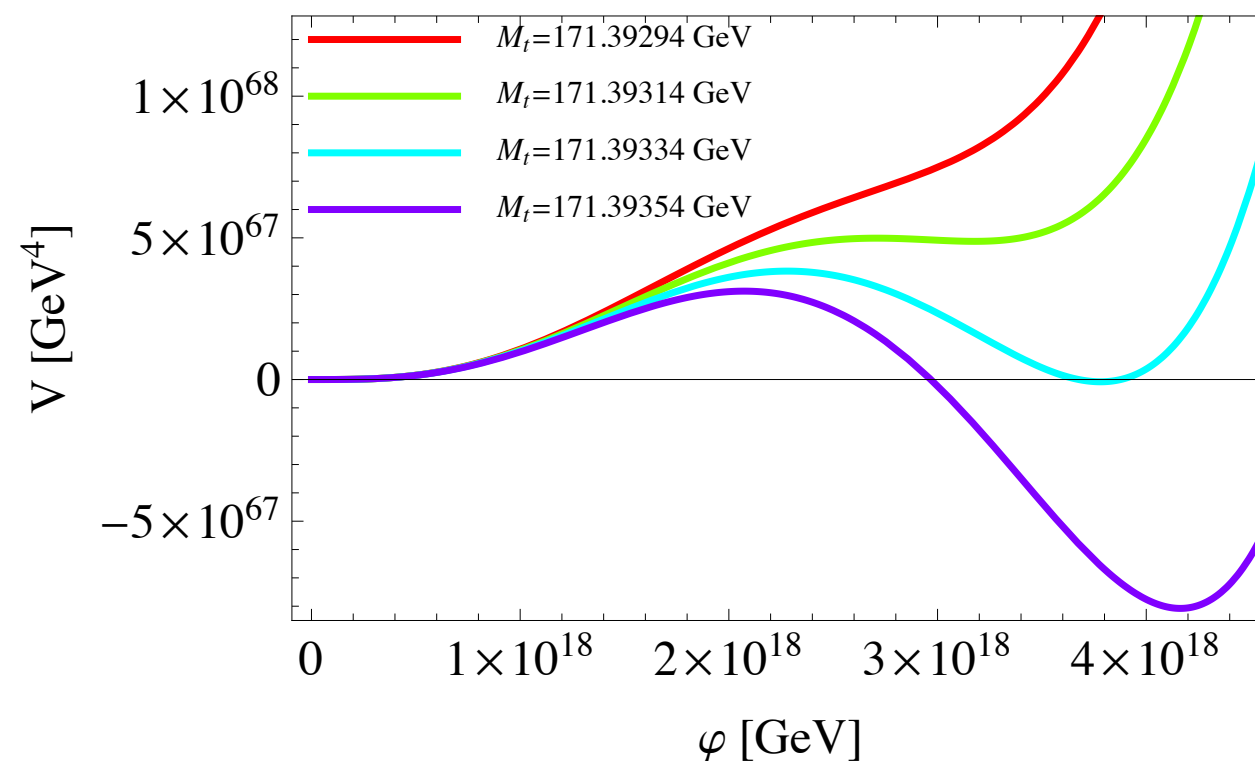
- * →エントロピー極大化原理 Hamada, Kawai, Kawana (2014).

縮退真空か平坦ポテンシャルか

◆ なにか

- * 「ポテンシャルに平らな領域があらわれる」という臨界性原理
- * 「縮退した真空が選ばれる」という臨界性原理

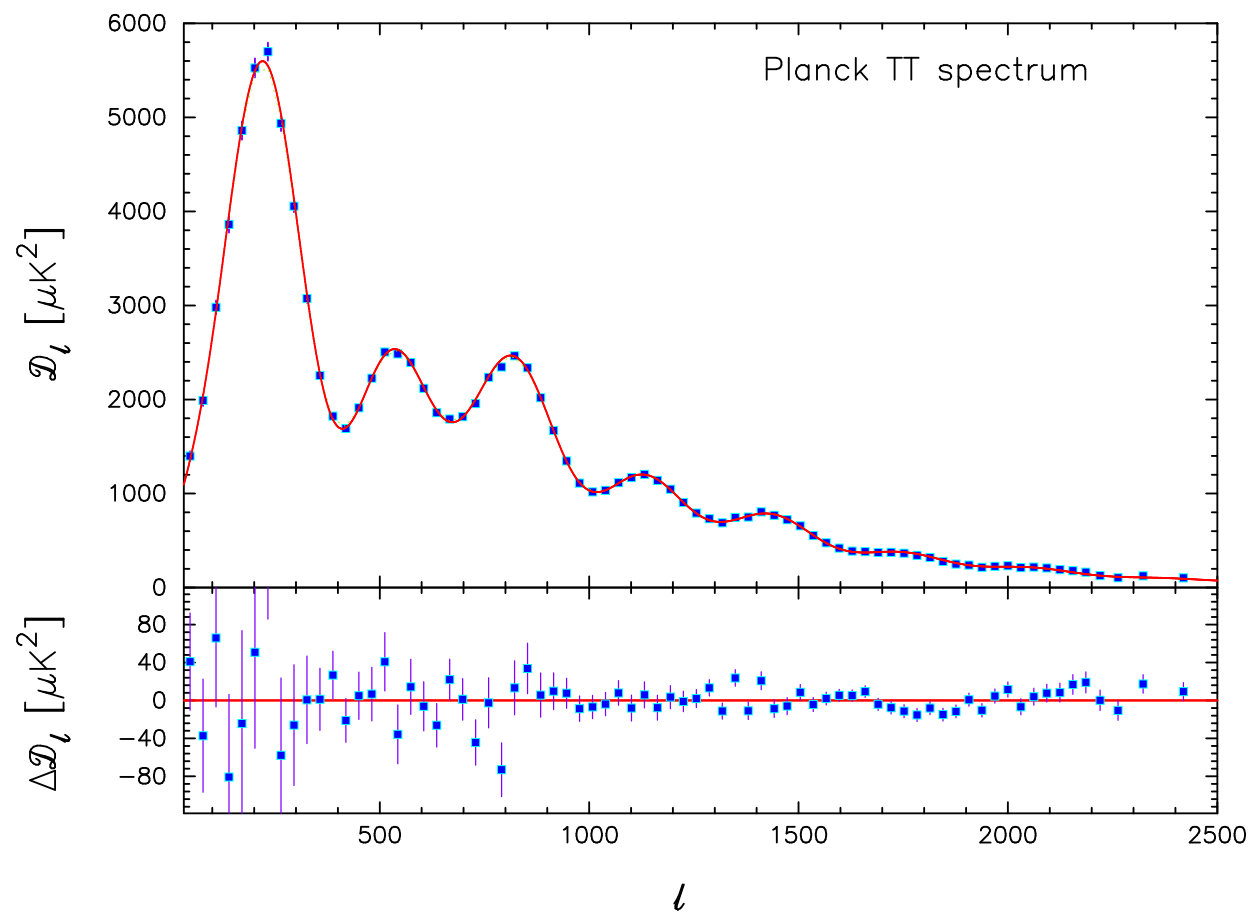
◆ はパラメタ的にはほとんどおなじなので以下では区別せずにごっちゃに扱う。



Outline

1. 標準模型の臨界性
2. 臨界性の原理
3. 臨界性からのヒッグス・インフレーション

インフレーション・パラダイムの確立



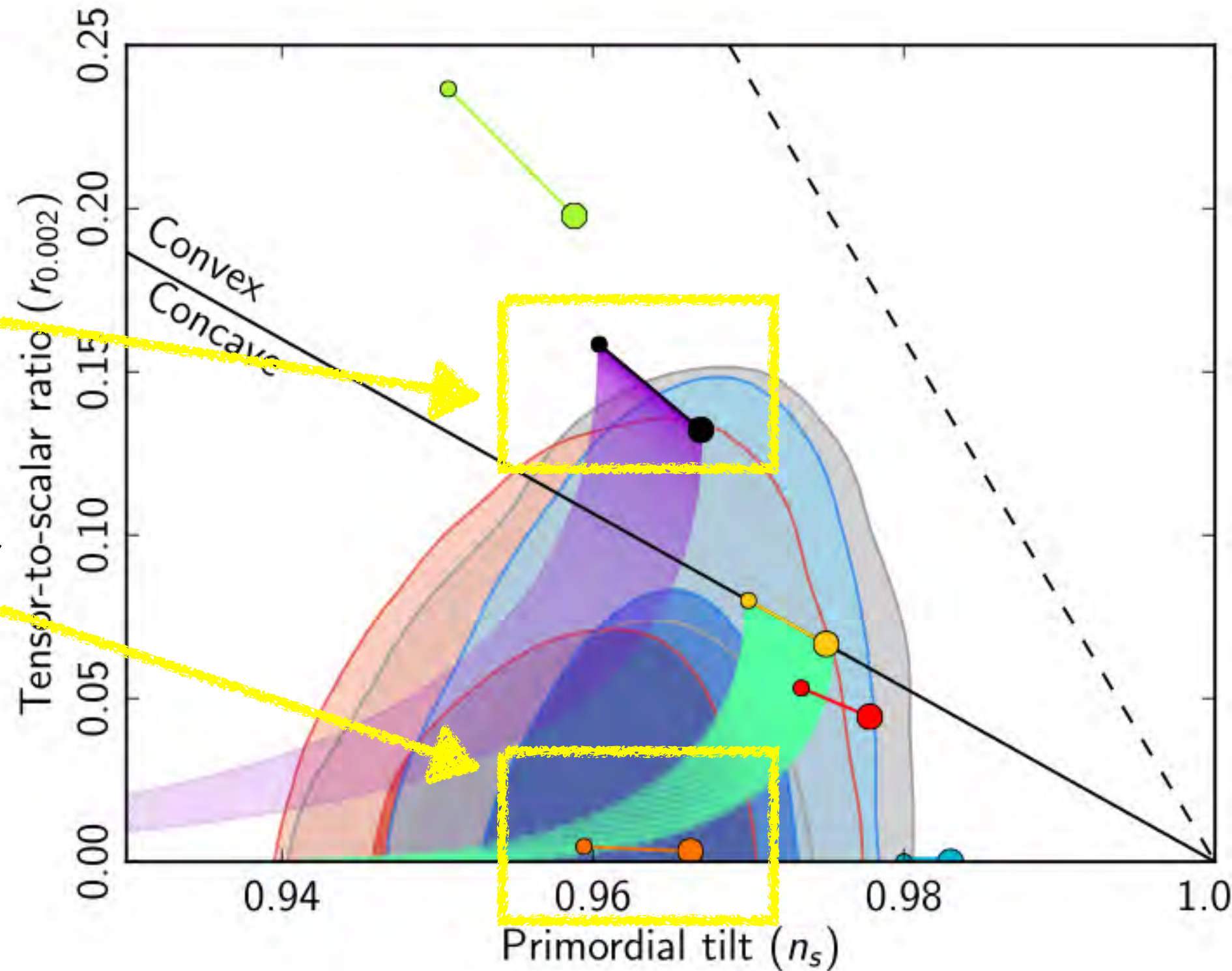
Parameter	<i>Planck</i> +WP	
	Best fit	68% limits
$\Omega_b h^2$	0.022032	0.02205 ± 0.00028
$\Omega_c h^2$	0.12038	0.1199 ± 0.0027
$100\theta_{\text{MC}}$	1.04119	1.04131 ± 0.00063
τ	0.0925	$0.089^{+0.012}_{-0.014}$
n_s	0.9619	0.9603 ± 0.0073
$\ln(10^{10} A_s)$	3.0980	$3.089^{+0.024}_{-0.027}$

- ◆ 標準宇宙論の6個（うち2個がインフレーション由来）のパラメータで、70点ほどをばっちりフィット。
- ◆ 「インフレーションの他にこれができる理論を知らない」サトカツ先生談@本研究会。

BICEP2前後

ビフォー

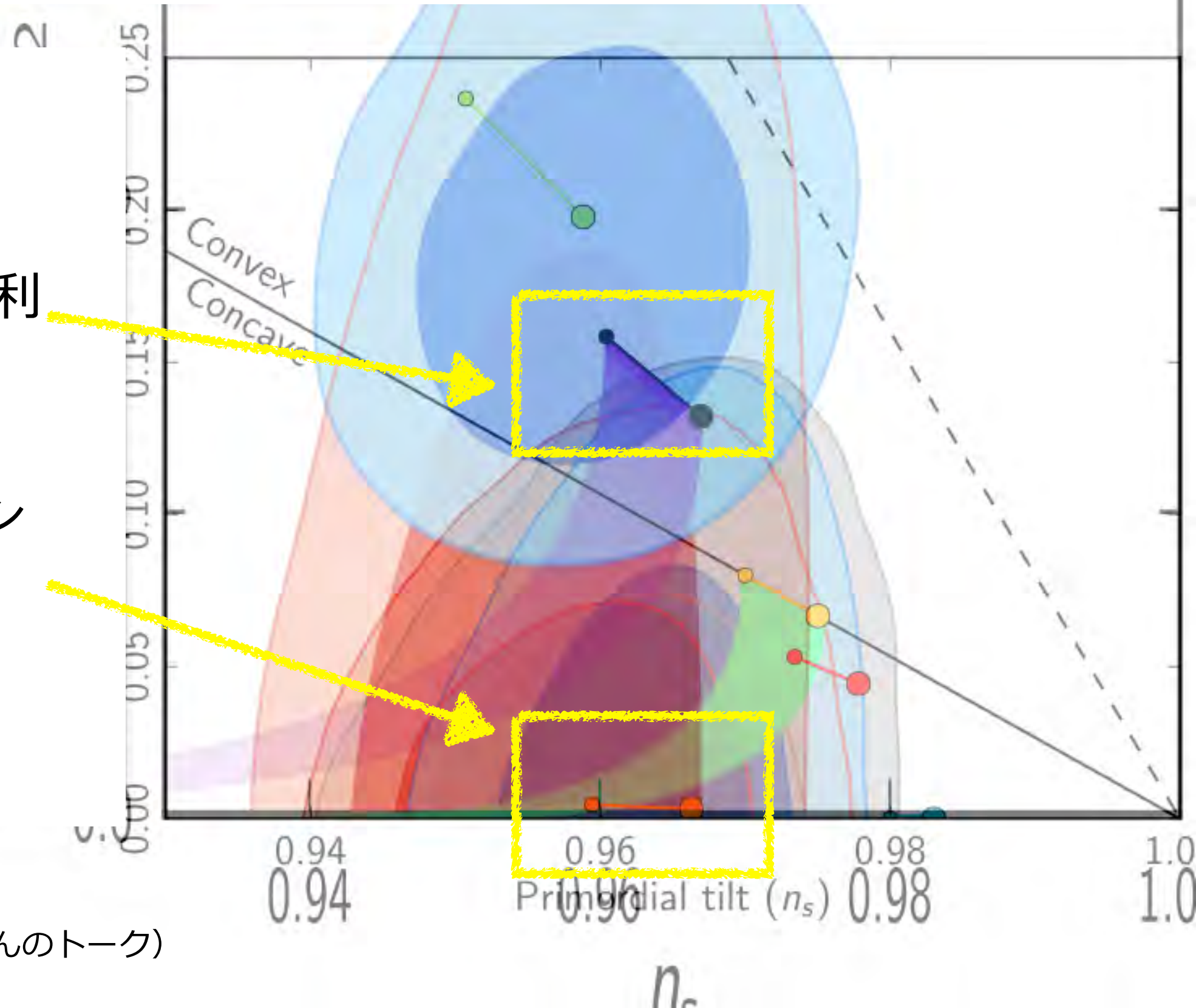
- ◆ ϕ^2 chaotic 瀕死
- ◆ ヒッグス・インフレーション 大勝利



BICEP2前後

アフター

- ◆ ϕ^2 chaotic 大勝利
- ◆ ヒッグス・インフレーション 瀕死



(Issues については羽澄さんのトーク)

まずは普通の
ヒッグス・
インフレーション

一般のヒッグス・重力作用

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\left(1 + \xi \frac{\varphi^2}{M_P^2} + \dots \right) \frac{M_P^2}{2} R - (\partial\varphi)^2 - \left(\frac{\lambda}{4} \varphi^4 + \dots \right) \right]$$

◆ $R \sim g^{\dots} g^{\dots} g^{\dots} \partial g \partial g \propto (g_{\dots})^{-1}$

◆ $\sqrt{-g} \propto (g_{\dots})^2$

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\left(1 + \xi \frac{\varphi^2}{M_P^2} + \dots \right) \frac{M_P^2}{2} R - (\partial\varphi)^2 - \left(\frac{\lambda}{4} \varphi^4 + \dots \right) \right]$$

◆ $R \sim g^{\dots} g^{\dots} g^{\dots} \partial g \partial g \propto (g_{\dots})^{-1}$ ◆ $\sqrt{-g} \propto (g_{\dots})^2$

◆ よって次でアインシュタイン枠に移れる：

$$\left(1 + \xi \frac{\varphi^2}{M_P^2} + \dots \right) g_{\mu\nu} \rightarrow g_{\mu\nu}^E$$

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\left(1 + \xi \frac{\varphi^2}{M_P^2} + \dots \right) \frac{M_P^2}{2} R - (\partial\varphi)^2 - \left(\frac{\lambda}{4} \varphi^4 + \dots \right) \right]$$

$$\left(1 + \xi \frac{\varphi^2}{M_P^2} + \dots \right) g_{\mu\nu} \rightarrow g_{\mu\nu}^E \quad \blacklozenge \quad \frac{\sqrt{-g} \propto (g_{..})^2}{}$$

◆ ポテンシャルの変換 :

$$\left(\frac{\lambda}{4} \varphi^4 + \dots \right) \rightarrow \frac{\frac{\lambda}{4} \varphi^4 + \dots}{\left(1 + \xi \frac{\varphi^2}{M_P^2} + \dots \right)^2}$$

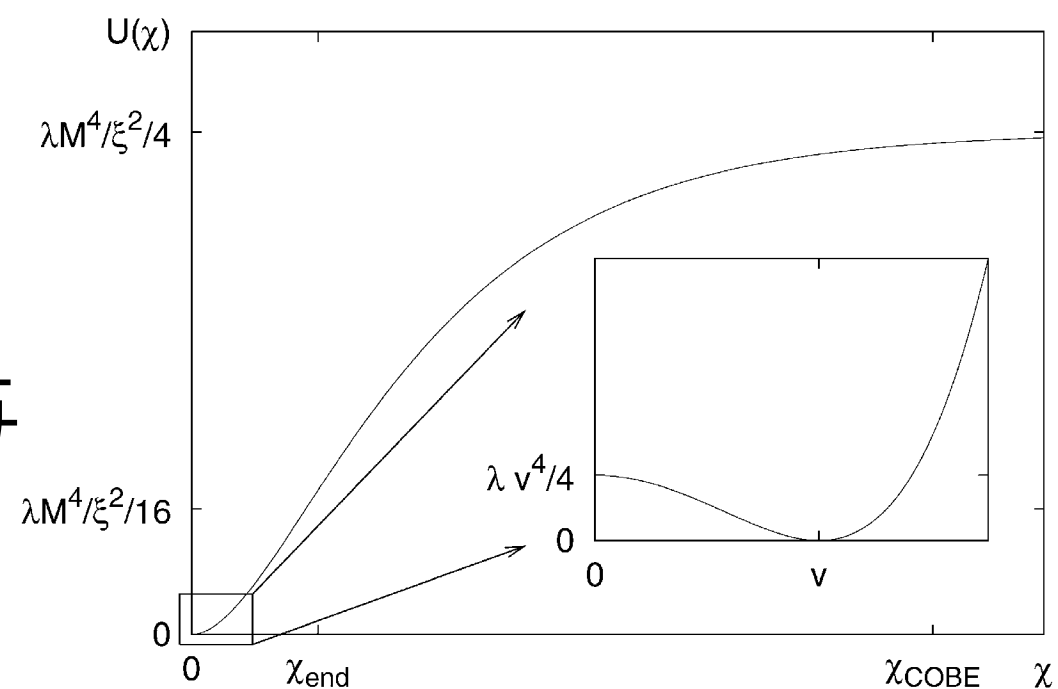
平らなポテンシャル

◆ ポテンシャルの変換：

$$\left(\frac{\lambda}{4} \varphi^4 + \dots \right) \rightarrow \frac{\frac{\lambda}{4} \varphi^4 + \dots}{\left(1 + \xi \frac{\varphi^2}{M_P^2} + \dots \right)^2}$$

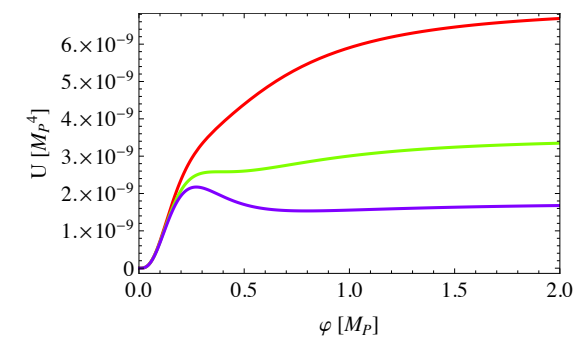
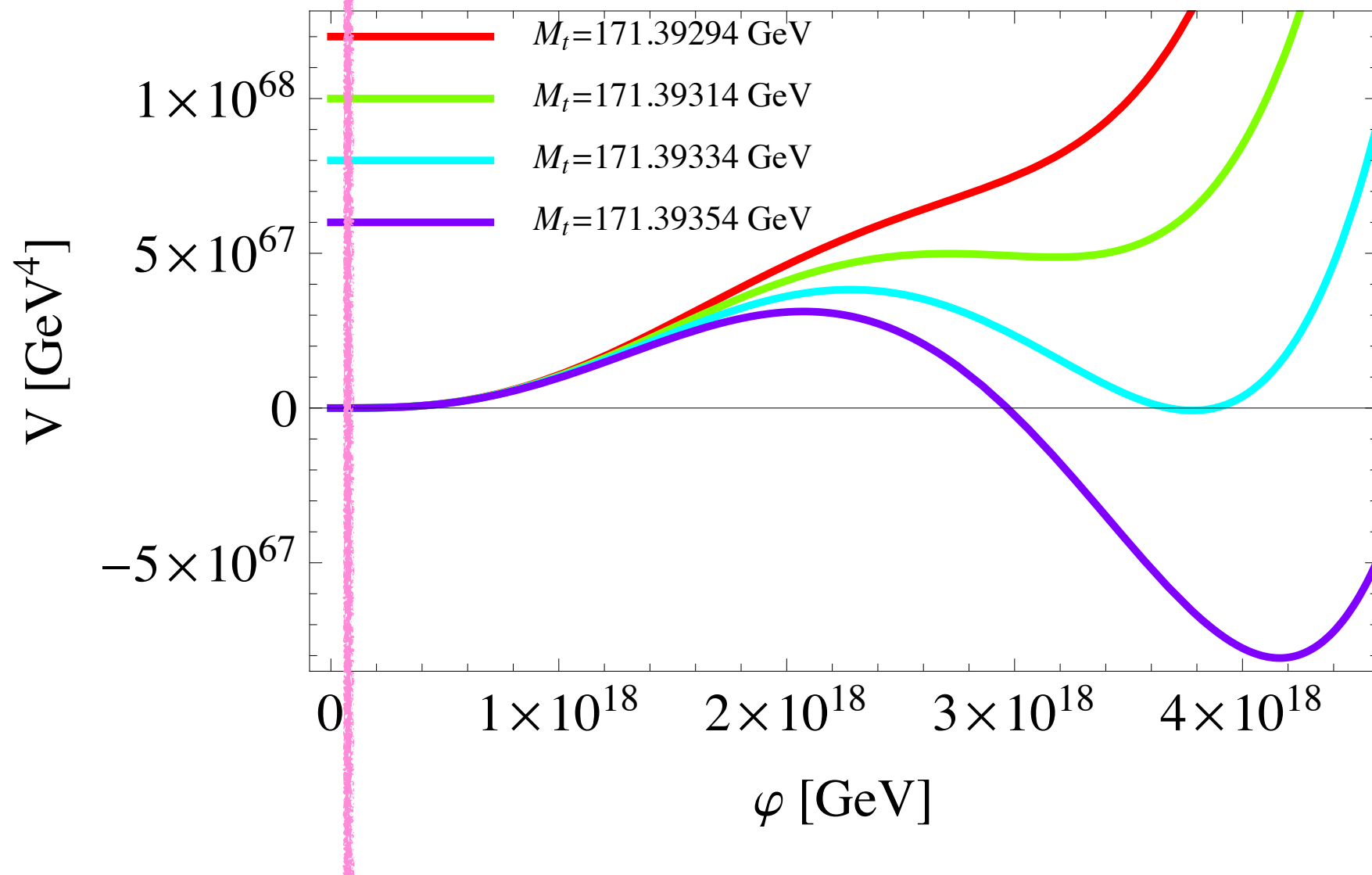
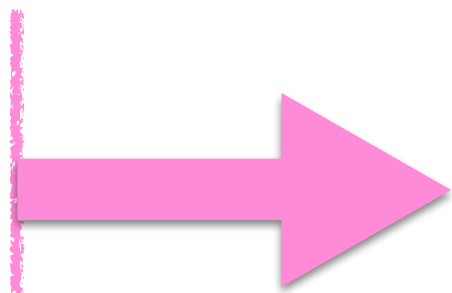
◆ $\varphi \gg M_P/\sqrt{\xi}$ で定数ポテンシャルに。

◆ $\xi \sim 10^5$ でちょうどいい揺らぎを与える。



Bezrukov & Shaposhnikov (2008)

ま要は



参考: $\xi=10$ の絵。

- ◆ ポテンシャルの $\phi > M_P/\sqrt{\xi}$ の部分をニョーンと横に引き伸ばして平らにするようなかんじ。

ありうる問題点

◆ ユニタリティ。

* $E > M_P/\xi$ の散乱はマズイ。

* が、インフレーション模型としては問題ない。

❖ 散乱エネルギー E がでかいのと、場の値 ϕ がでかいのは別概念。

* けど素粒子屋としてはちょっとキモイよね。

インフレーションおさらい

(詳しくは、高橋(史)トークとか)

◆ 予言値は $V(\varphi)$ が決まると完全に決まる。

* この計算自体はアホでもできる。

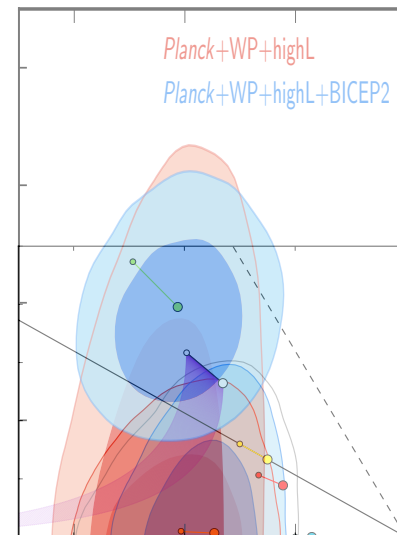
◆ 与えられた $l(k_*)$ に対応する位置 φ_* において、

* 縦軸: テンソル・スカラー比は傾きから、

❖ $r=16\varepsilon \sim 8(V'/V)^2$ 、ここで $\varepsilon = (V'/V)^2 / 2$ 。

* 横軸: スペクトラル指数は凸具合から、

❖ $n_s=1+2\eta-6\varepsilon = 1 + 2V''/V - 3(V'/V)^2$ 、ここで $\eta = V''/V$ 。



Backup: 観測対理論

(高橋(史)スライドのコピペ)

Scalar mode

$$P_{\mathcal{R}} = A_s \left(\frac{k}{k_0} \right)^{n_s - 1}$$

$$A_s = \frac{V^3}{2\sqrt{3}V'^2},$$

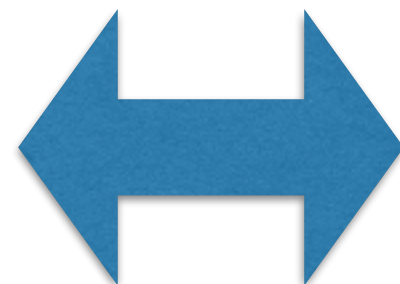
$$n_s = 1 + 2\frac{V''}{V} - 3\left(\frac{V'}{V}\right)^2,$$

Tensor mode

$$P_t = A_t \left(\frac{k}{k_0} \right)^{n_t}$$

$$r = 8\left(\frac{V'}{V}\right)^2$$

$$A_s, n_s, r \equiv \frac{A_t}{A_s}$$



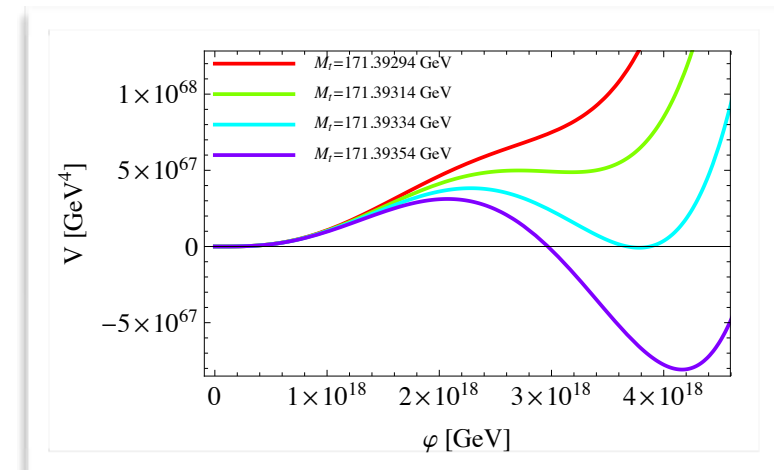
$$V, V', V''$$

我々の立場 (BICEP2前から書いてる)

[Hamada, Kawai, KO (2014)]

◆ **実験事実**の外挿: ヒッグス・ポテンシャルはプランク・スケールで平坦。

* ただし第0近似ではこの図のどれでも「平坦」→



◆ この「平坦」性は、前述のような（場の理論をちょっと越えた）**原理**により、要請される。

* ので標準模型の紫外切断 Λ より上ではポテンシャルは平坦になっているであろう。

* なお緑の場合をそのままは使えない。

❖ $N \sim 50$ を稼ごうとすると $\varepsilon \ll \ll 1$ 、

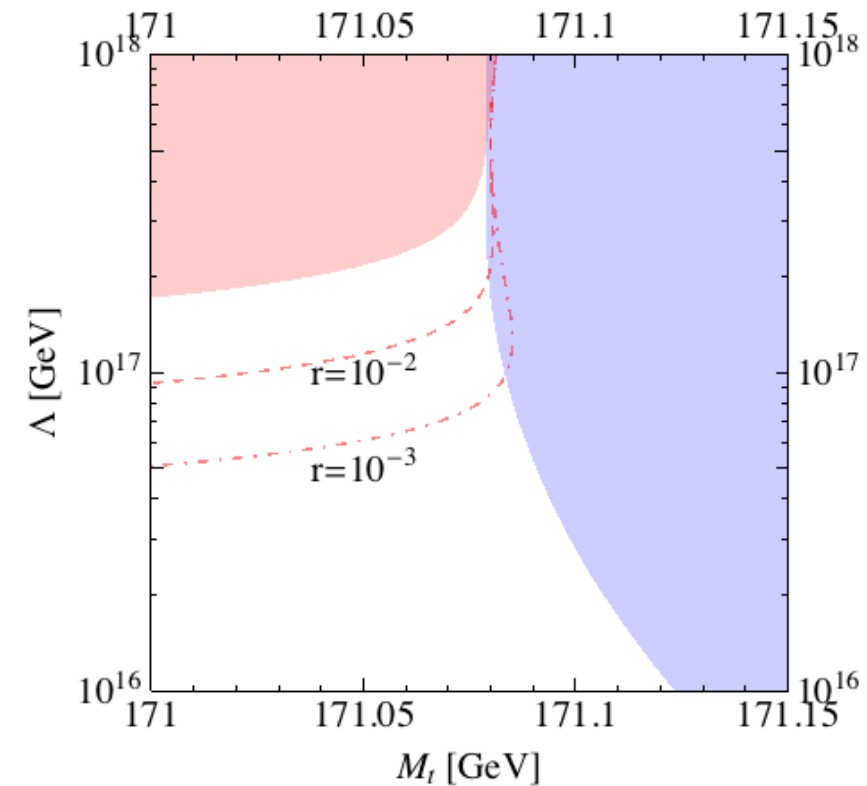
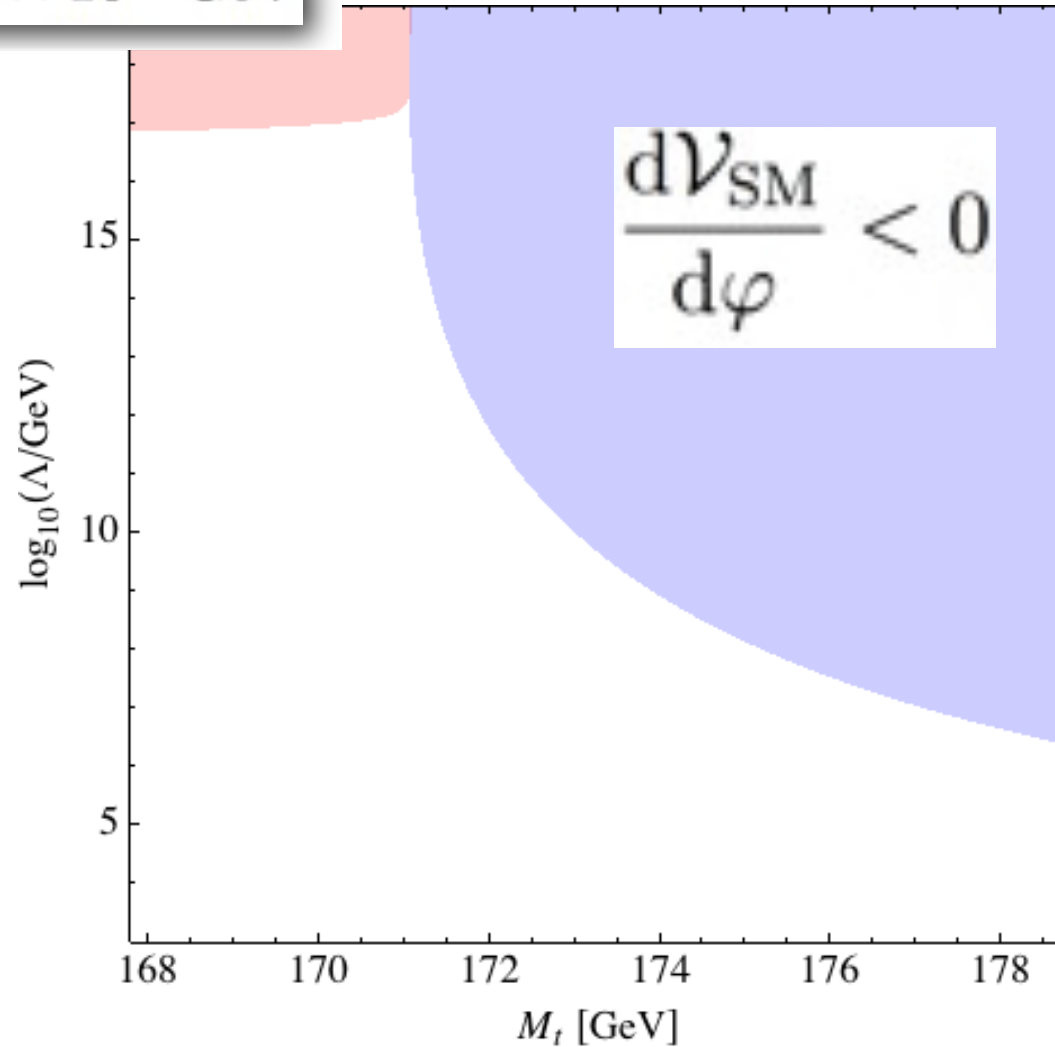
❖ V は決まっているので、

❖ ゆらぎの大きさ $\propto V/\varepsilon$ がでかくなりすぎる。

この立場からくる制限

[Hamada, Kawai, **KO** (2014)]

$$\mathcal{V}_{\text{SM}}(\Lambda) > 1.3 \times 10^{65} \text{ GeV}$$



◆ 標準模型の紫外切断に上限: $\Lambda < 5 \times 10^{17} \text{ GeV}$.

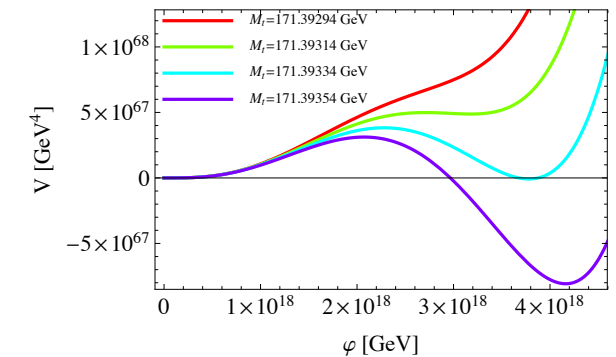
◆ 弦スケールがでてくるのはちょっと面白い。

この立場の、 $r=0.2$ への応用

[Hamada, Kawai, **KO**, Park (2014)]

◆ 普通のヒッグス・インフレーションは、我々の議論では

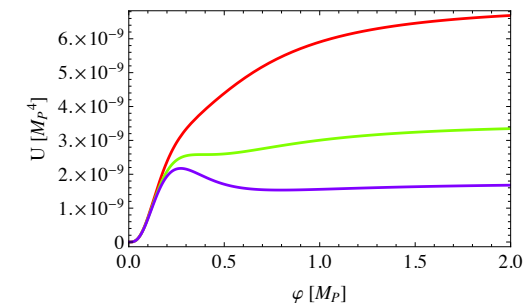
* $\Lambda = M_P / \sqrt{\xi}$ に対応する。



◆ 強い意味の「原理」により緑付近が選ばれたとせよ。

* 平らな領域で e-folding を稼げば、 ξ を大きくしないでもよい。

❖ たとえば $\xi=7$ とかでもよい。

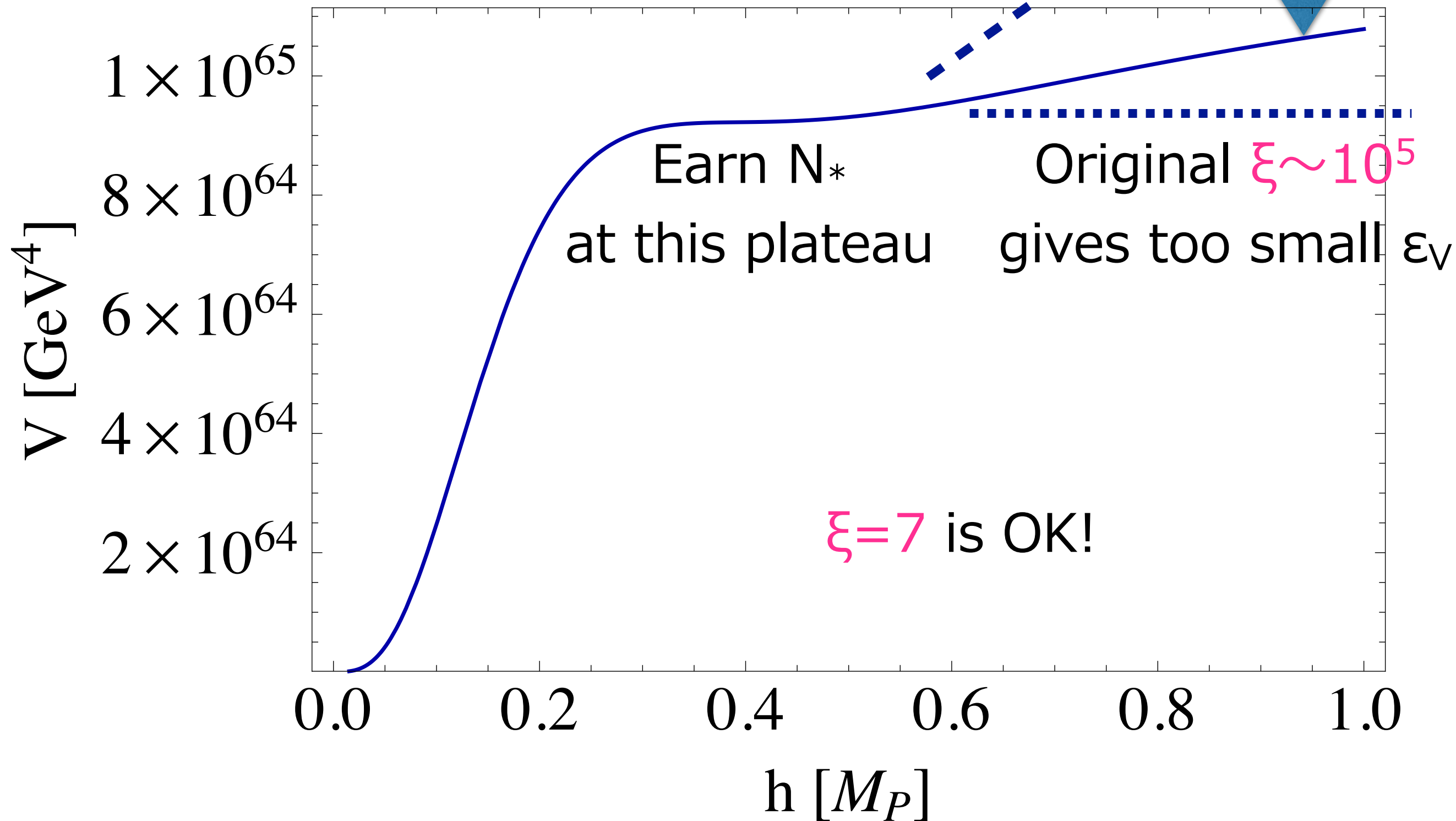


* ξ が小さいので、引き伸ばしさが少なく、傾き ε が小さすぎない。

* 結果じゅうぶん大きな $r=16\varepsilon$ を実現可能。

Backup

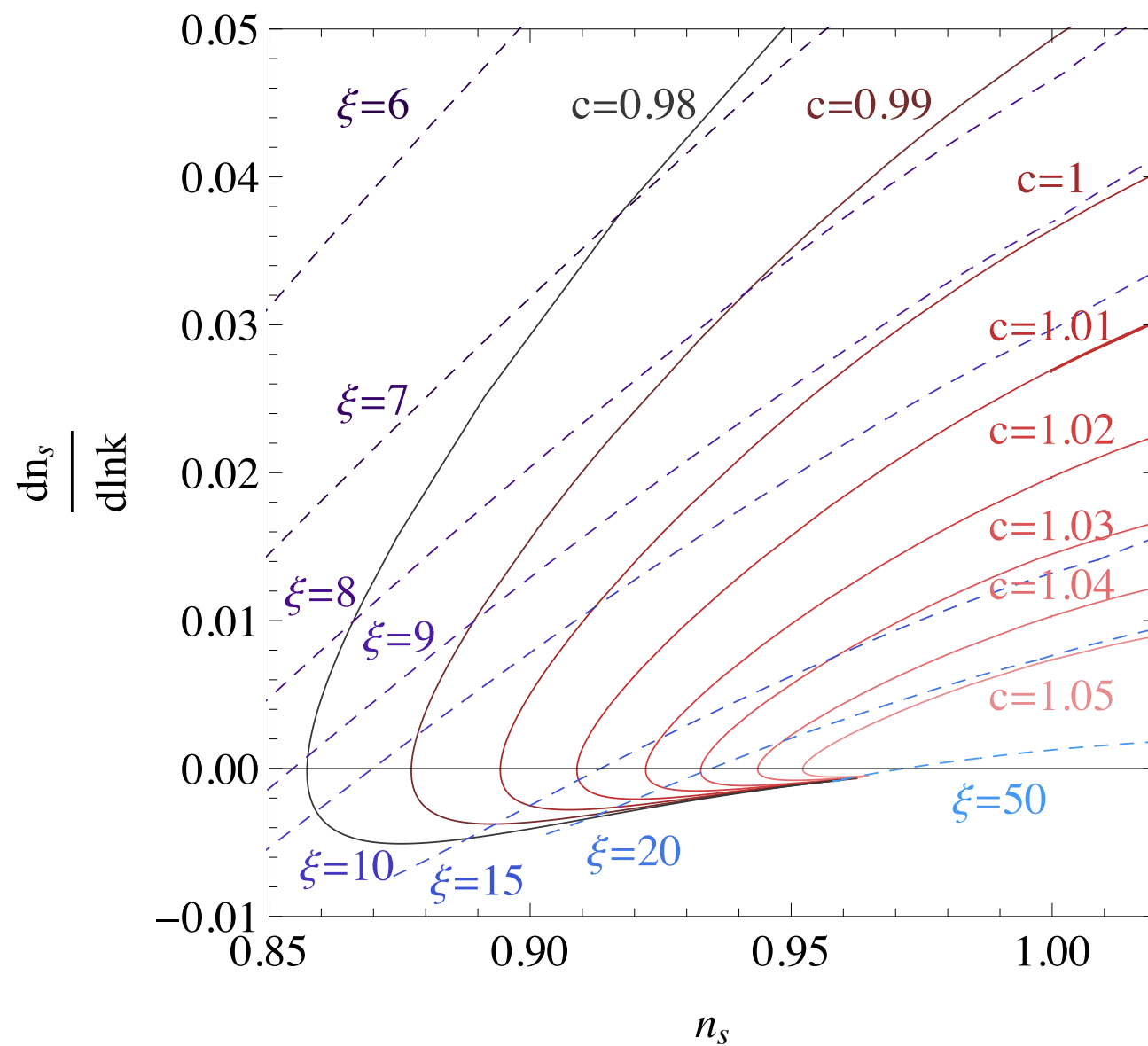
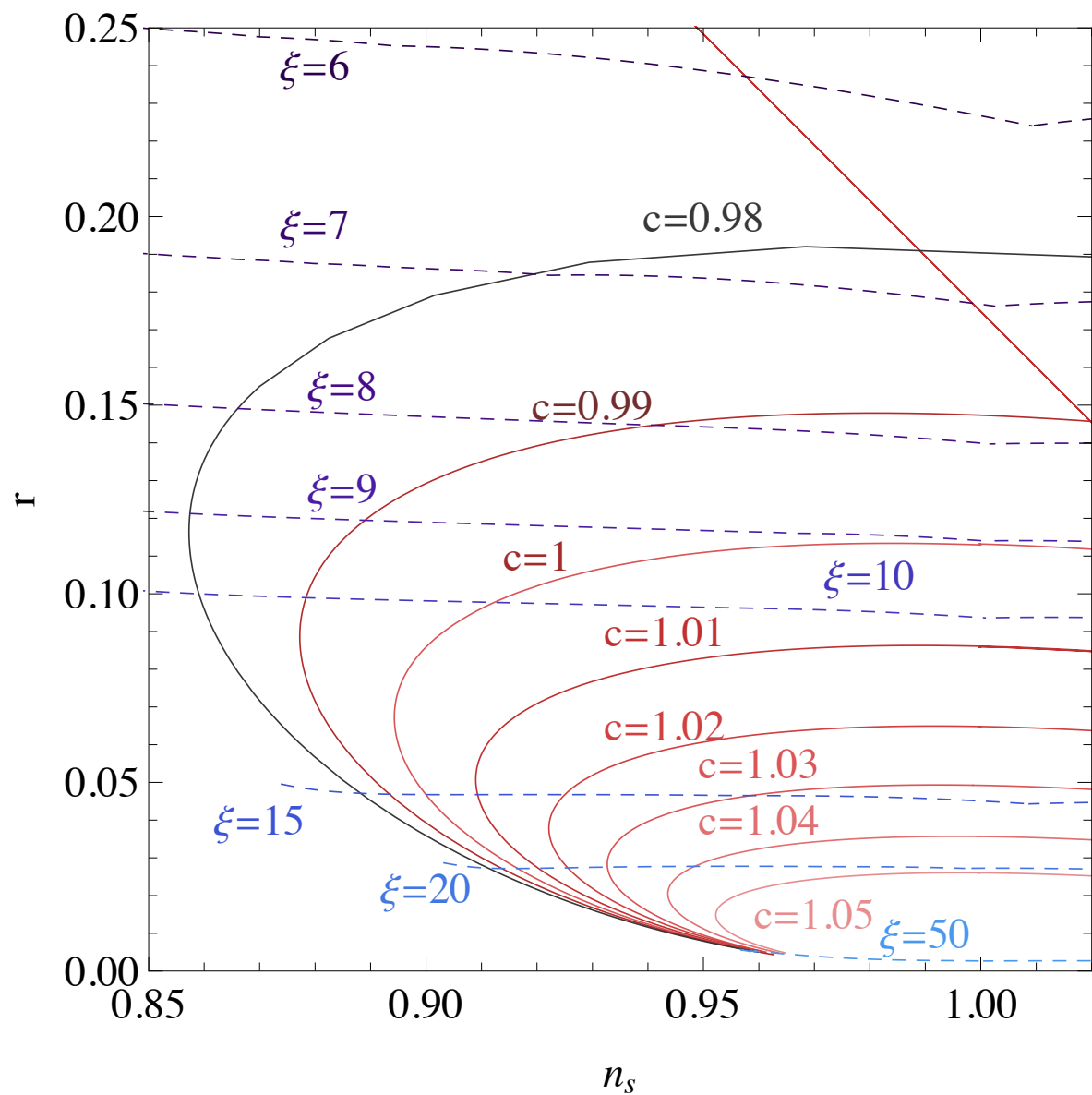
[Hamada, Kawai, **KO**, Park (2014)]



詳細な予言

[Hamada, Kawai, **KO**, Park, to appear]

★ $C = \mu_{\min} / (M_{\text{P}}/\sqrt{\xi})$ としてこんなかんじ。

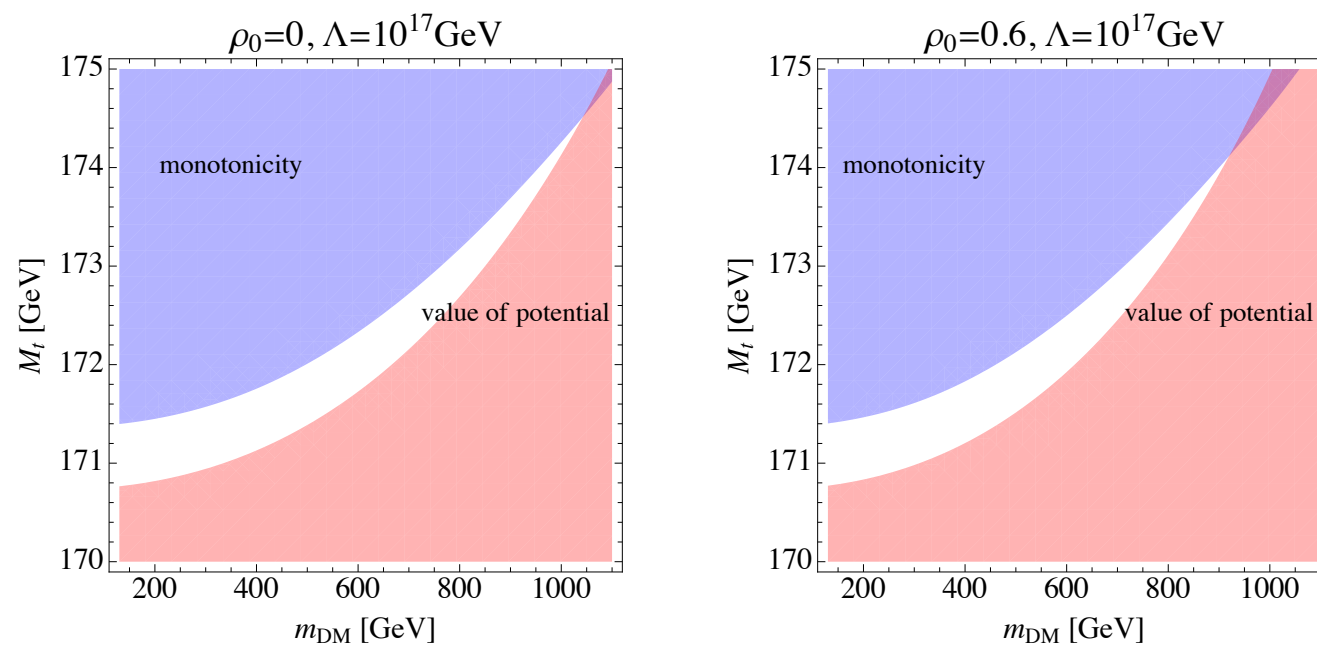


途中でなんか入ったら？

例) Higgs portal DM

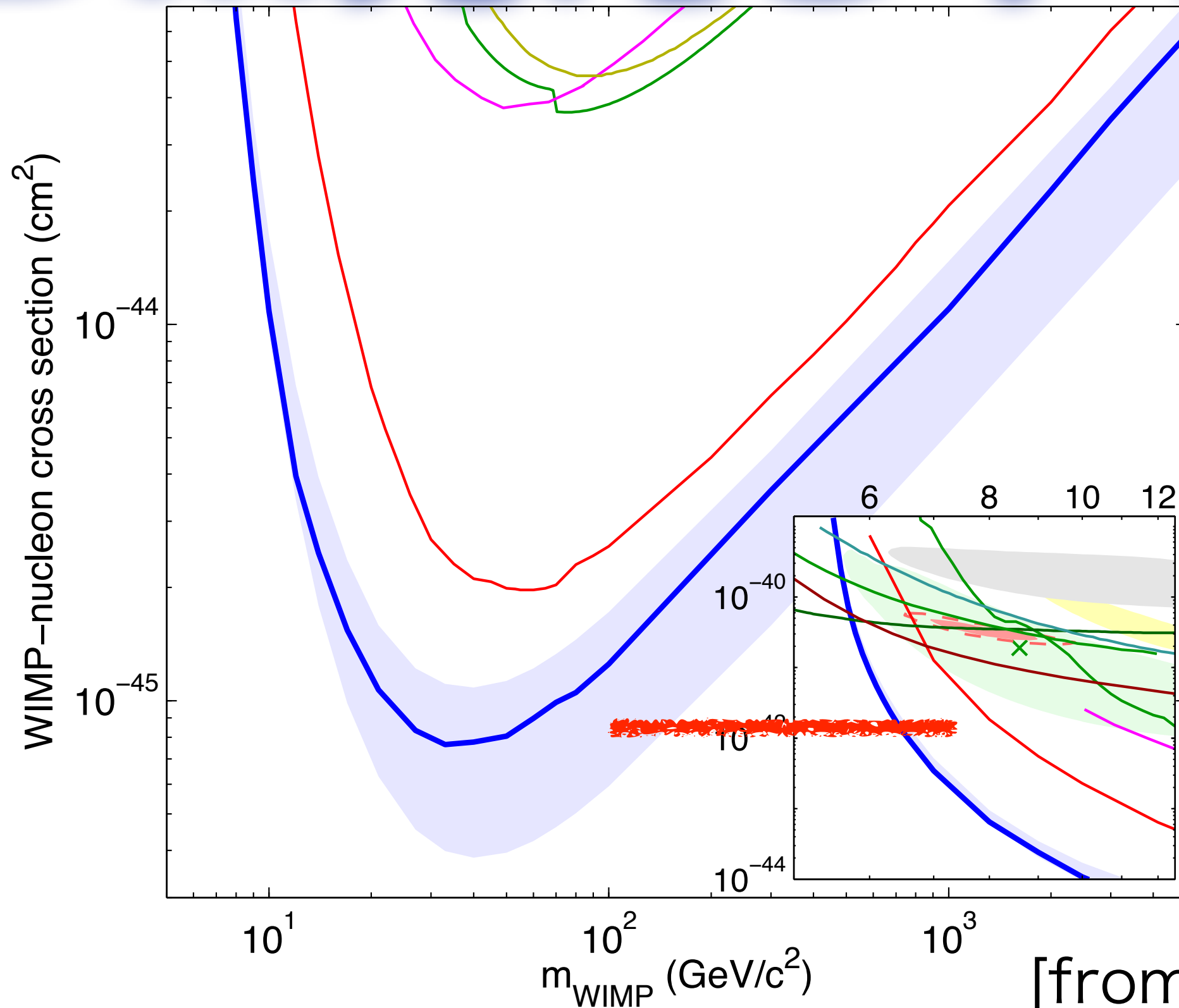
[Hamada, Kawai, **KO** (2014)]

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2}(\partial_\mu S)^2 - \frac{1}{2}m_S^2 S^2 - \frac{\rho}{4!}S^4 - \frac{\kappa}{2}S^2 H^\dagger H.$$



★強い意味の「原理」から平坦性が要請されるとすると、 $m_{\text{DM}} = 400-470$ GeV、 $M_t = 171.2$ GeV。

DM見えちやう！



等々

どんどん参入しましょう

★DM以外にも**右巻きニュートリノ**等々、ヒッグスの4点結合の走りを変えるものが**なんでも**途中にあれば、予言が変わる。(Cf. 高橋亮トーク)

★RGE も $V, V', V'' \rightarrow A_s, n_s, r$ も計算は簡単。

* $dn_s/d\ln k, dn_t/d\ln k$ 等々も同様に簡単に行ける。

★こんごバンバン進歩する宇宙の観測で検証できる(重要)。

まとめ

1. 標準模型の臨界性

2. 臨界性の原理

3. 臨界性からのヒッグス・インフレーション

*普通のだと、傾き r が小さすぎて BICEP2 と合わぬ。

*臨界性（平らな部分の出現）を用いると $\xi=7$ とかでも OKに。→ 傾き r をでかくできる。

まとめ

1. 標準模型の臨界性
2. 臨界性の原理
3. 臨界性からのヒッグス・インフレーション

*普通のだと、傾き r が小さすぎて BICEP2 と合わぬ。

*臨界性（平らな部分の出現）を用いると $\xi=7$ とかでも OK に。→ 傾き r をでかくできる。

「みんな横一線」 (by 浜口) の超絶おもしろい時代。お互い研究がんばりましょう！

Thank you!

