

超対称性理論とリラクシオン機構

永田 夏海

ミネソタ大学 → 東京大学

基研研究会 PPP 2016

2016年9月9日

京都大学基礎物理学研究所

Outline

- リラクシオン機構
 - ・ オリジナル模型とその問題点
 - ・ 動機, 背景にある考え方
- 超対称性理論とリラクシオン機構
- 今後の課題

Introduction

Relaxion and Electroweak fine-tuning

PRL **115**, 221801 (2015)

 Selected for a **Viewpoint** in *Physics*
PHYSICAL REVIEW LETTERS

week ending
27 NOVEMBER 2015



Cosmological Relaxation of the Electroweak Scale

Peter W. Graham,¹ David E. Kaplan,^{1,2,3,4} and Surjeet Rajendran³

¹*Stanford Institute for Theoretical Physics, Department of Physics,
Stanford University, Stanford, California 94305, USA*

²*Department of Physics and Astronomy, The Johns Hopkins University,
Baltimore, Maryland 21218, USA*

³*Berkeley Center for Theoretical Physics, Department of Physics,
University of California, Berkeley, California 94720, USA*

⁴*Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe (WPI),
Todai Institutes for Advanced Study, University of Tokyo, Kashiwa 277-8583, Japan*

(Received 22 June 2015; published 23 November 2015)

[2015年4月にarXivへ投稿]

- 電弱スケール微調整問題に対する新しいアプローチ
- アクシオンのような場がヒッグス場の質量をスキャンしながら転がり、電弱対称性が破れてすぐに止まる
- TeV スケールに新粒子を（必ずしも）予言せず、LHCの実験制限を回避できる

Relaxion model

See also L. F. Abbott (1985),
G. Dvali and A. Vilenkin (2013)
G. Dvali (2014)

P. W. Graham, D. E. Kaplan, S. Rajendran, Phys. Rev. Lett. **115**, 221801 (2015).

リラクシオン ϕ

- アクシオンのような (ただし $[-\infty, +\infty]$ の値をとる) 場
- ヒッグス場との結合を通じてヒッグス質量をスキャン

ポテンシャル

$$V = \underbrace{-g\Lambda^3\phi}_{\dots\dots\dots} + (\underbrace{\Lambda^2 - g\Lambda\phi}_{\dots\dots\dots}) |H|^2 + \frac{\lambda}{2} |H|^4 + \underbrace{f_\pi^2 m_\pi^2}_{\dots\dots\dots} \cos\left(\frac{\phi}{f}\right)$$

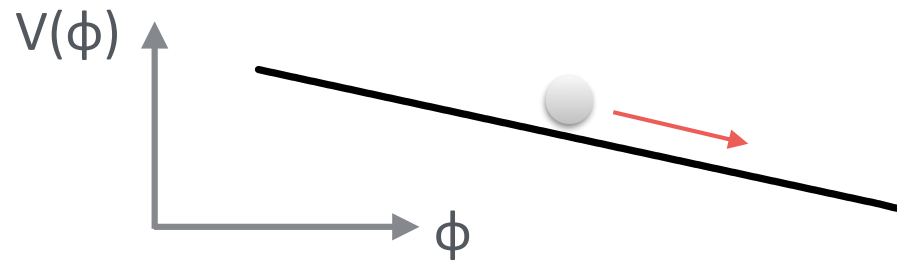
シフト対称性をわずかに破る

→ ϕ はポテンシャル上を転がる

ヒッグス場の真空期待値に比例

→ 電弱対称性の破れの後に
 ϕ に対するバリアを生む

Relaxion model



インフレーション中に転がる。

ポテンシャル

$$V = \underbrace{-g\Lambda^3\phi}_{\dots\dots\dots} + (\underbrace{\Lambda^2 - g\Lambda\phi}_{\dots\dots\dots}) |H|^2 + \frac{\lambda}{2} |H|^4 + \underbrace{f_\pi^2 m_\pi^2}_{\dots\dots\dots} \cos\left(\frac{\phi}{f}\right)$$

シフト対称性をわずかに破る

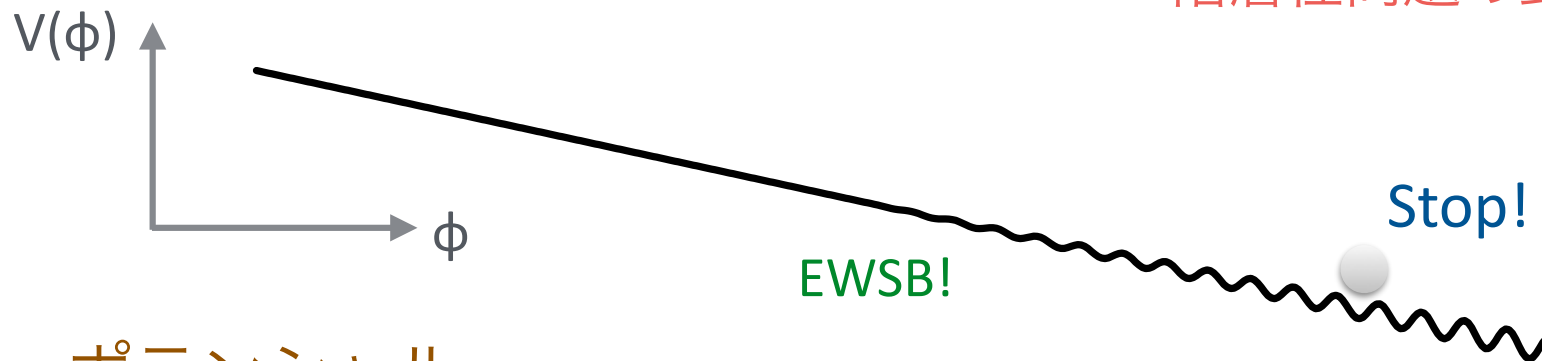
→ φ はポテンシャル上を転がる

ヒッグス場の真空期待値に比例

→ 電弱対称性の破れの後に
φ に対するバリアを生む

Relaxion model

階層性問題の動的な解決案。



ポテンシャル

$$V = \underbrace{-g\Lambda^3\phi}_{\dots\dots\dots} + (\underbrace{\Lambda^2 - g\Lambda\phi}_{\dots\dots\dots}) |H|^2 + \frac{\lambda}{2} |H|^4 + \underbrace{f_\pi^2 m_\pi^2}_{\dots\dots\dots} \cos\left(\frac{\phi}{f}\right)$$

シフト対称性をわずかに破る

ヒッグス場の真空期待値に比例

→ φ はポテンシャル上を転がる

→ 電弱対称性の破れの後に φ に対するバリアを生む

$$g \simeq \frac{f_\pi^2 m_\pi^2}{\Lambda^3 f}$$

← Tuning 非常に小さいが “technically natural”

→ φ は電弱スケールが破れた直後に停止



History

類似の考え方は、もともと非常に小さな宇宙項を説明するために提案された。

A MECHANISM FOR REDUCING THE VALUE OF THE COSMOLOGICAL CONSTANT

L.F. ABBOTT¹

Physics Department, Brandeis University, Waltham, MA 02254, USA

Received 30 October 1984

Phys. Lett. **B150**, 427 (1985)

$$V = \epsilon \frac{\phi}{f} + \Lambda^4 \cos\left(\frac{\phi}{f}\right) + V_0$$

ポテンシャル・エネルギーが十分大きい時は揺らぎの効果により ϕ は転がるが、 $V \sim 3 M_{\text{Pl}}^2 \Lambda^2$ となった時 ϕ は止まる。

$$V \lesssim (0.003 \text{ eV})^4 \quad \longrightarrow \quad \Lambda \lesssim 2 \times 10^{-33} \text{ eV}$$

ただし、現実的な宇宙論模型を構築するのは難しそう。

History

人間原理, multiverse??

特に, “重いヒッグス質量 (~ 125 GeV) ” の発見も相まって, 微調整があるように見える模型も勢力的に調べられた。

一方で, TeVスケールにカラー粒子を预言しないような模型にも脚光が集まるようになった (**Neutral Naturalness**) 。

- Twin Higgs
- Folded Supersymmetry
etc.

カラー量子数を持たないパートナーによって二次発散を打消す。

このような背景のもと, これらとは別のアプローチであるリラクシオン機構が提唱された。

cf.) **Nnaturalness**

Near criticality

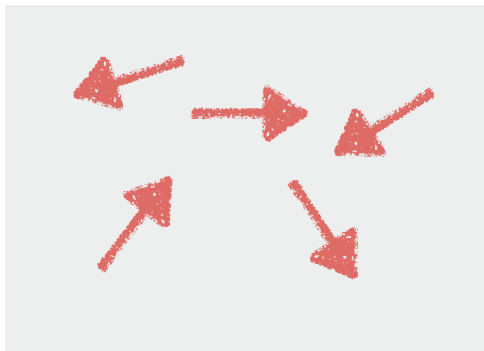
階層性問題に対する別の見方：

ヒッグス機構の場合， $m^2 = 0$ が臨界点。

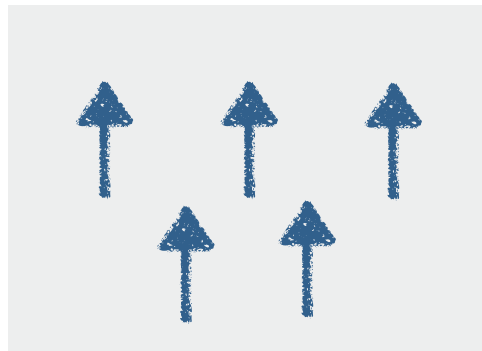
➡ 何故臨界点近傍に選ばれたか？

例: 強磁性体

相転移の臨界点に持って行くには， 温度 T を転移温度 T_c に調整せねばならない。



$T > T_c$



$T < T_c$

このような調整を自然が行っているのだろうか？

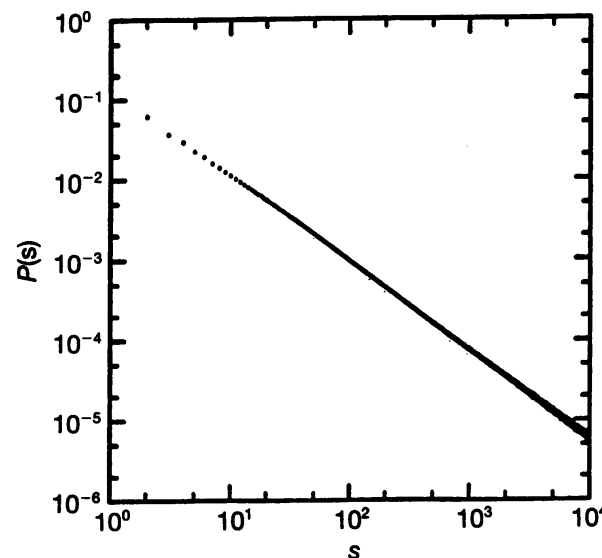
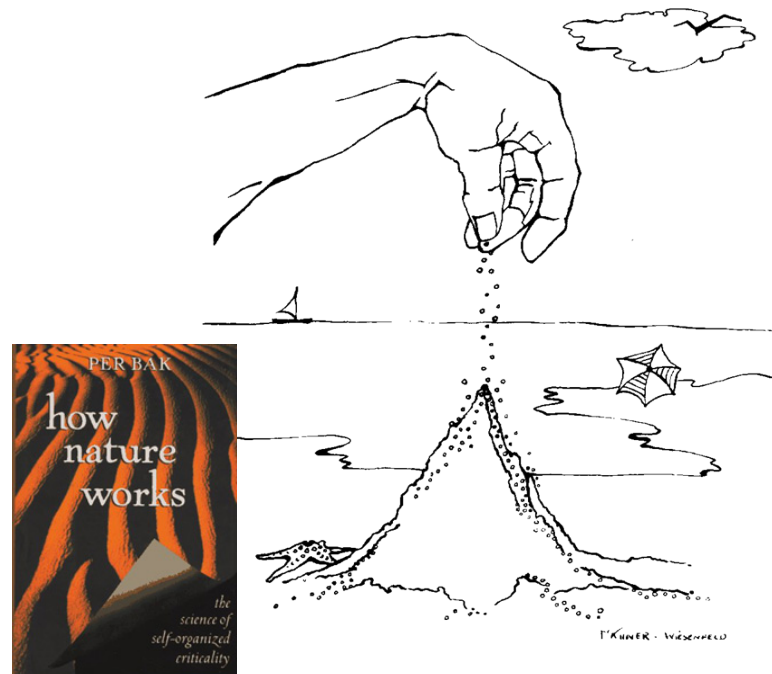
Self-organized criticality

P. Bak, C. Tang, and K. Wiesenfeld, Phys. Rev. Lett. **59**, 381 (1987).

自己組織化臨界現象

外部パラメーターを特別な値に調整しなくても、系自身の動力学に従って自発的に臨界状態へと時間発展していく現象。

例) 砂山



雪崩のサイズの分布はべき乗則に従う。

系は臨界状態へと自動的に発展する。

Self-organized criticality

臨界点近傍にパラメーターが選ばれるような動的な機構がヒッグス・セクターでも起きているのではないか？

自己組織化臨界現象の特徴

① 強い散逸



② 無数の準安定状態



③ ゆっくりとした長時間にわたる過程



リラクシオン機構

ハッブル摩擦

- 簡単に止められる
- 初期条件に依存しない

周期ポテンシャル

- 微調整問題を避ける

大きなe-fold数

- きちんと臨界点に行くように

このようなシナリオにそったモデルは、まだまだ沢山ありうるかもしれない。

Motivation

- 新しいアイデア
- 深遠な思想？
- 多くの課題
 - UV completion
 - Strong CP problem/coincidence problem
 - インフレーション模型etc.

従来の様々なアイデア（SUSY, composite Higgs, ...）に匹敵するほど有望かつ魅力的な模型は作れるか。

Problems in the original model

● Strong CP Problem

もともとの模型は、QCDアクシオンをリラクシオンとして使用していた。

➡ θ_{QCD} が一般には大きくなりすぎてしまう。

● 単純な拡張法

新たな“強い相互作用”をするvector-likeな粒子を導入

➡ リラクシオンを止める周期ポテンシャルはこの新しい相互作用によって生じる。

ヒッグスの真空期待値がリラクシオンのポテンシャルに対し有意な影響を与えるためには、新たな粒子は電弱スケール程度になければならない。

➡ Coincidence problem

● リラクシオン, ないしシフト対称性の破れの起源

アクシオンのような南部・ゴールドストーン粒子と違って, リラクシオンは非コンパクトな場の空間をスキャンする。

➡ 場の理論の枠組みでこのような場を用意するのは困難ではないか？

R. S. Gupta, Z. Komargodski, G. Perez, L. Ubaldi, JHEP **1602**, 166 (2016).

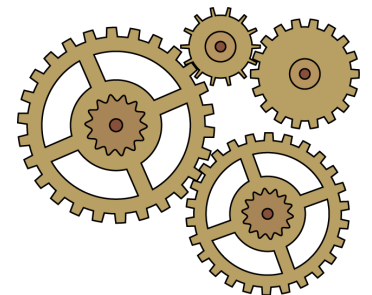
インフレーション模型の研究において良いアイデアが既に提案されている。

● ストリング理論起源 (モノドロミー)

E. Silverstein and A. Westphal, Phys. Rev. D**78**, 106003 (2008); L. McAllister, E. Silverstein, and A. Westphal, Phys. Rev. D**82**, 046003 (2010); N. Kaloper, L. Sorbo, Phys. Rev. Lett. **102**, 121301 (2009).

● 多数のアクシオン場を使う (ぜんまい仕掛け)

J. E. Kim, H. P. Nilles, and M. Peloso (2005); K. Harigabya and M. Ibe (2014);
K. Choi, H. Kim and S. Yun (2014); T. Higaki and F. Takahashi (2014);
K. Choi and S. H. Im (2015); D. E. Kaplan and R. Rattazzi (2015).



● インフレーションモデル

- インフレーション・セクターは別に想定
- リラクシオン機構はインフレーション中に起こる

インフレーション・セクターに対する要請

- リラクシオン場の変化が古典的かつスロー・ロール
- インフラトンのエネルギーが支配的
- アクシオンがヒッグス質量をスキャンできるような十分長くインフレーションが持続

非常に低いインフレーション・スケールかつ莫大なe-fold数が必要とわかる。

$$H_{\text{inf}} < O(1) \text{ MeV}, N_e > 10^{42}, \dots$$

妥当なインフレーションモデルは作れるのだろうか。。

An approach

- UV completion
 - 超対称性
- Strong CP problem/coincidence problem
 - Two-field relaxion mechanism
- インフレーションモデル
 - D-term inflation (preliminary)

SUSY and Relaxion

J. L. Evans, T. Gherghetta, N. Nagata, Z. Thomas, to appear in JHEP (2016).

Supersymmetry and relaxion

もともとのリラクシオンモデルはカットオフ Λ を持つ有効理論を考えている。

- UV completion ?
- カットオフの意味 ?

高エネルギーに超対称性がある場合を考える。

- この場合、カットオフは超対称性の破れのスケール
- リラクシオン場は超対称性を破り、ポテンシャル上を転がる際にsoft massをスキャンする
- 超対称性理論のLittle hierarchyをリラクシオン機構で説明

Two-field relaxion model

リラクシオンを止める周期ポテンシャルを，電弱スケールよりもかなり高いスケールで生成することを考える。

- Coincidence problem を避けられる。
- 電弱対称性が破れると同時にポテンシャルを発動させるにはどうすればよいか。

➡ リラクシオンと共に転がる新しい場 σ を加える。

J. Espinosa, C. Grojean, G. Panico, A. Pomarol, O. Pujolas, G. Servant (2015).

電弱対称性が破れる前の期間，周期ポテンシャルを消すように動く。

ただし， σ とヒッグス場との結合は抑制しておかねばならない。

(ヒッグス質量を変化させてしまう。)

SUSY two-field relaxion model

J. L. Evans, T. Gherghetta, N. Nagata, Z. Thomas (2016).

2つのシングレット場, S, T を含む超対称リラクシオン模型

$$S = \frac{s + i\phi}{\sqrt{2}} + \sqrt{2} \tilde{\phi} \theta + F_S \theta \theta ,$$

$$T = \frac{\tau + i\sigma}{\sqrt{2}} + \sqrt{2} \tilde{\sigma} \theta + F_T \theta \theta ,$$

ϕ : リラクシオン場

σ : 第二の場

シフト対称性

$$\mathcal{S}_S : S \rightarrow S + i\alpha f_\phi ,$$

$$T \rightarrow T ,$$

$$Q_i \rightarrow e^{iq_i \alpha} Q_i ,$$

$$H_u H_d \rightarrow e^{iq_H \alpha} H_u H_d ,$$

$$\mathcal{S}_T : S \rightarrow S ,$$

$$T \rightarrow T + i\beta f_\sigma ,$$

$$Q_i \rightarrow Q_i ,$$

$$H_u H_d \rightarrow H_u H_d ,$$

SUSY two-field relaxion model

スーパーポテンシャル

$$W_{S,T} = \frac{1}{2}m_S S^2 + \frac{1}{2}m_T T^2, \quad (\text{シフト対称性を破る項})$$

$$W_\mu = \mu_0 e^{-\frac{q_H S}{f_\phi}} H_u H_d$$

$$W_{\text{gauge}} = \left(\frac{1}{2g_a^2} - i \frac{\Theta_a}{16\pi^2} - \frac{c_a S}{16\pi^2 f_\phi} \right) \text{Tr}(\mathcal{W}_a \mathcal{W}_a) \quad (\text{a: SM, SU(N)})$$

$$W_N = m_N N \bar{N} + ig_S S N \bar{N} + ig_T T N \bar{N} + \frac{\lambda}{M_L} H_u H_d N \bar{N},$$

- ケーラー・ポテンシャルはシフト対称性を保つ

$$K(S + S^*, T + T^*)$$

- σ はヒッグス場と直接結合しない
- \bar{N}, N はSU(N)相互作用を行う

Scalar potential

ϕ, σ は大きな初期値を持つと仮定。

- シフト対称性を破る項により，これらの場はゆっくりと転がる
- 一方， s, τ はケーラー・ポテンシャルにより固定される

スカラー・ポテンシャル

$$V = \mathbf{m}^\dagger \mathcal{K}^{-1} \mathbf{m} . \quad \mathcal{K} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \kappa}{\partial s^2} & \frac{\partial^2 \kappa}{\partial s \partial \tau} \\ \frac{\partial^2 \kappa}{\partial s \partial \tau} & \frac{\partial^2 \kappa}{\partial \tau^2} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{m} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} m_S (s + i\phi) \\ m_T (\tau + i\sigma) \end{pmatrix} .$$

s, τ に関する極小条件

$$\frac{\partial}{\partial s} \mathcal{K}^{-1}(s, \tau) \simeq \frac{\partial}{\partial \tau} \mathcal{K}^{-1}(s, \tau) \simeq 0 ,$$

ϕ, σ が大きな値をとっている限り， s, τ に関する最小点は ϕ, σ に依存しない。

➡ s, τ は定数とみなせる。

Soft masses

ϕ, σ が転がっている間, ポテンシャル・エネルギーはゼロで無い。

➡ $F_S \neq 0$, $F_T \neq 0$. ➡ これらの場合は超対称性を破る。

スカラー質量

$$\text{(e.g.) } \int d^4\theta \frac{1}{M_*^2} (S + S^*)^2 Q_i Q_i^* \quad \Rightarrow \quad \tilde{m} \sim \frac{F_S}{M_*} \sim \frac{m_S \phi}{M_*}$$

ゲージノ質量

$$\int d^2\theta \frac{c_a S}{16\pi^2 f_\phi} \text{Tr}(\mathcal{W}_a \mathcal{W}_a) \quad \Rightarrow \quad M_a \sim \frac{c_a F_S}{16\pi^2 f_\phi} \sim \frac{c_a m_S \phi}{16\pi^2 f_\phi}$$

“Axion mediation”

A-term

M. Baryakhtar, E. Hardy, J. March-Russell, JHEP **1307**, 096 (2013).

$$\int d^2\theta \frac{S + S^*}{M_*} Q_i Q_j Q_k \quad \Rightarrow \quad A \sim \frac{F_S}{M_*} \sim \frac{m_S \phi}{M_*}$$

リラクシオンはこれらの量をスキャンする

B. Batell, G. F. Giudice, M. McCullough, JHEP **1512**, 162 (2015).

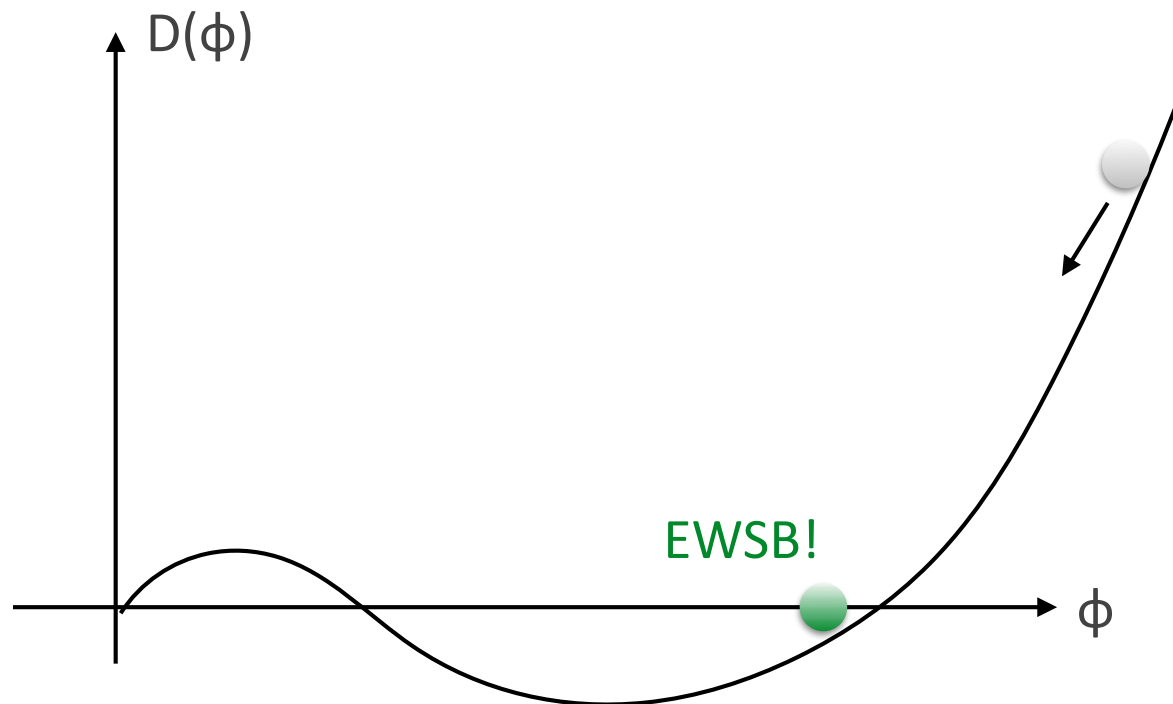
EWSB

電弱対称性の破れの条件

$$D(\phi) \equiv (m_{H_u}^2 + |\mu|^2)(m_{H_d}^2 + |\mu|^2) - |B\mu|^2 < 0$$

リラクシオンが転がり始めた時に $D(\phi) > 0$ とする。

リラクシオンはsoft massをスキャンしながら転がり、ある時上の条件が満たされて電弱対称性が破れる。



臨界値 $[D(\phi_*) = 0]$

$$\mu_0 \sim \frac{m_S \phi_*}{f_\phi} \equiv m_{\text{SUSY}}$$

Cosmological evolution

ポテンシャル

$$V_{\phi,\sigma}(\phi, \sigma, H_u H_d) = \frac{1}{2}|m_S|^2 \phi^2 + \frac{1}{2}|m_T|^2 \sigma^2 + \mathcal{A}(\phi, \sigma, H_u H_d) \Lambda_N^3 \cos\left(\frac{\phi}{f_\phi}\right),$$

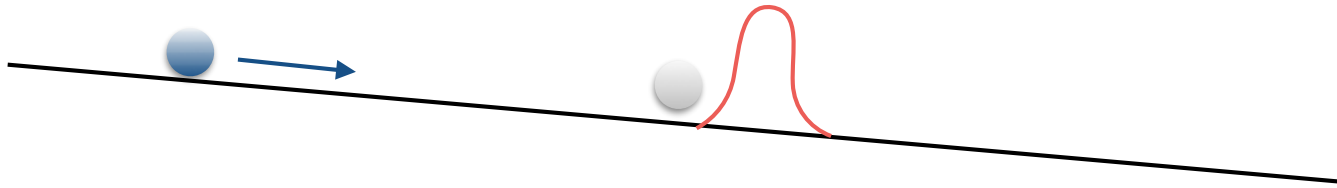
with

$$\mathcal{A}(\phi, \sigma, H_u H_d) = \bar{m}_N - \frac{g_S}{\sqrt{2}}\phi - \frac{g_T}{\sqrt{2}}\sigma + \frac{\lambda}{M_L} H_u H_d.$$

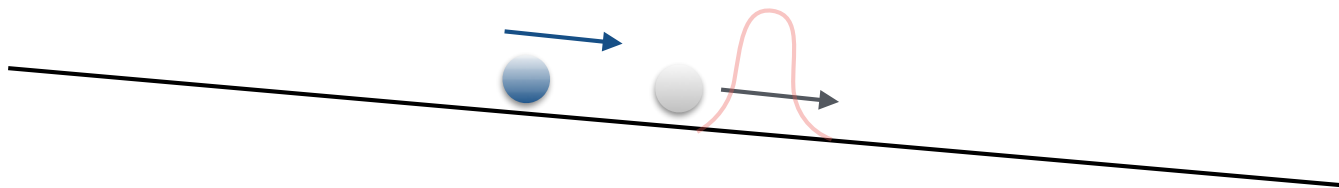
($\bar{m}_N, g_S > 0, g_T < 0, \lambda < 0$)

$\langle \bar{\psi}_N \psi_N \rangle$

① 最初 σ のみが転がっていて、 ϕ は止まっている。



② ある時、周期ポテンシャルが消え共に転がりだす ($A=0$)。

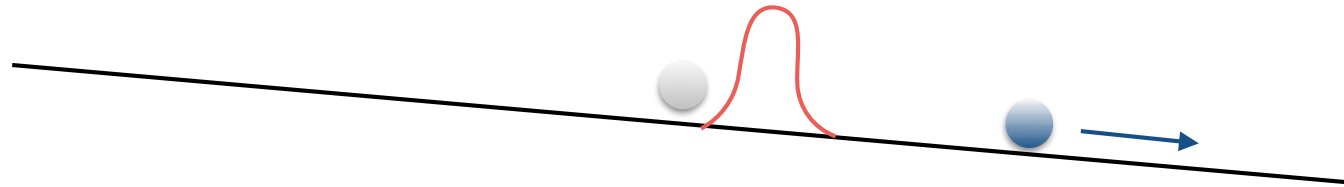


ϕ が σ についていく

$$|m_T| < |m_S|$$

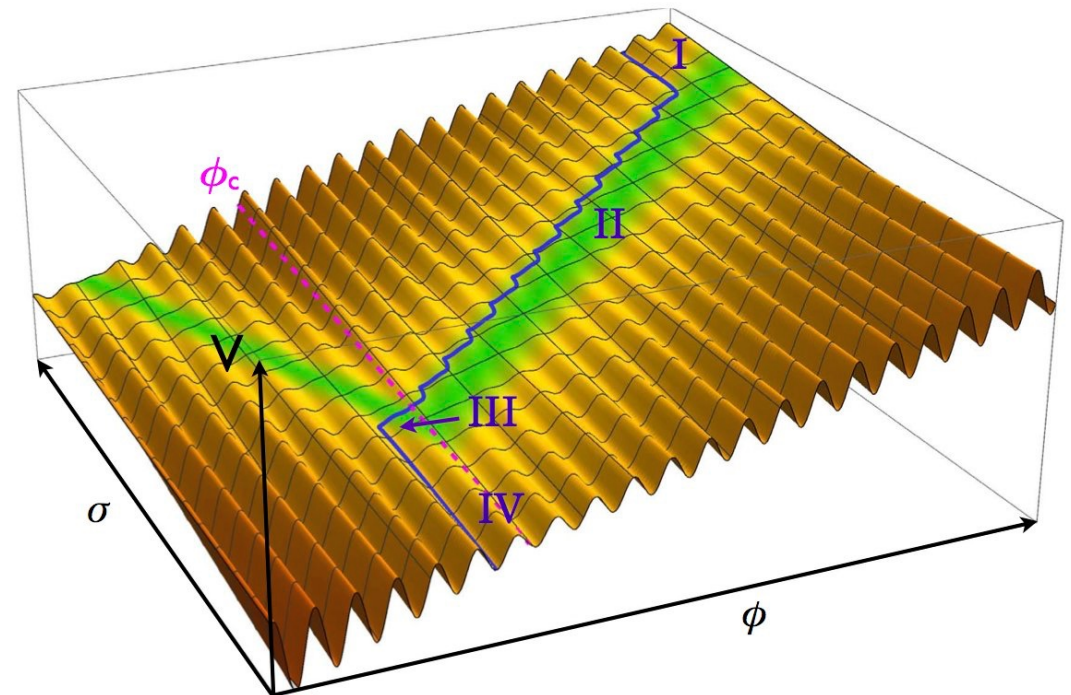
Cosmological evolution

- ③ ある時, $D(\phi) < 0$ となり, 電弱対称性が破れる。
- ④ ϕ は周期ポテンシャルにより止められる。 σ は転がり続ける。



Two-field relaxation mechanism

- ① ϕ は停止し, σ のみ動く
- ② ϕ も σ も動く [$A = 0$]
- ③ EWSB ($D(\phi) < 0$)
- ④ ϕ は停止し, σ は転がり続ける



Constraints

スローロール

$$|m_S| \ll H_I \quad (H_I: \text{ハッブル・パラメーター})$$

インフレーションは別の場によって生じていると仮定。

ϕ, σ のエネルギーはインフラトンのエネルギーと比べて小さい

$$\frac{1}{2}|m_S|^2\phi^2, \frac{1}{2}|m_T|^2\sigma^2 \ll 3H_I^2 M_P^2 \quad (M_P: \text{プランク質量})$$

インフラトンによる超対称性破れの影響が小さい

$$H_I \lesssim v$$

低スケール・インフレーション

ϕ, σ の運動が古典的

$$\left| \frac{d\sigma}{dt} H_I^{-1} \right| \sim \frac{|m_T|^2 \sigma}{3H_I^2} \gg H_I$$

.....

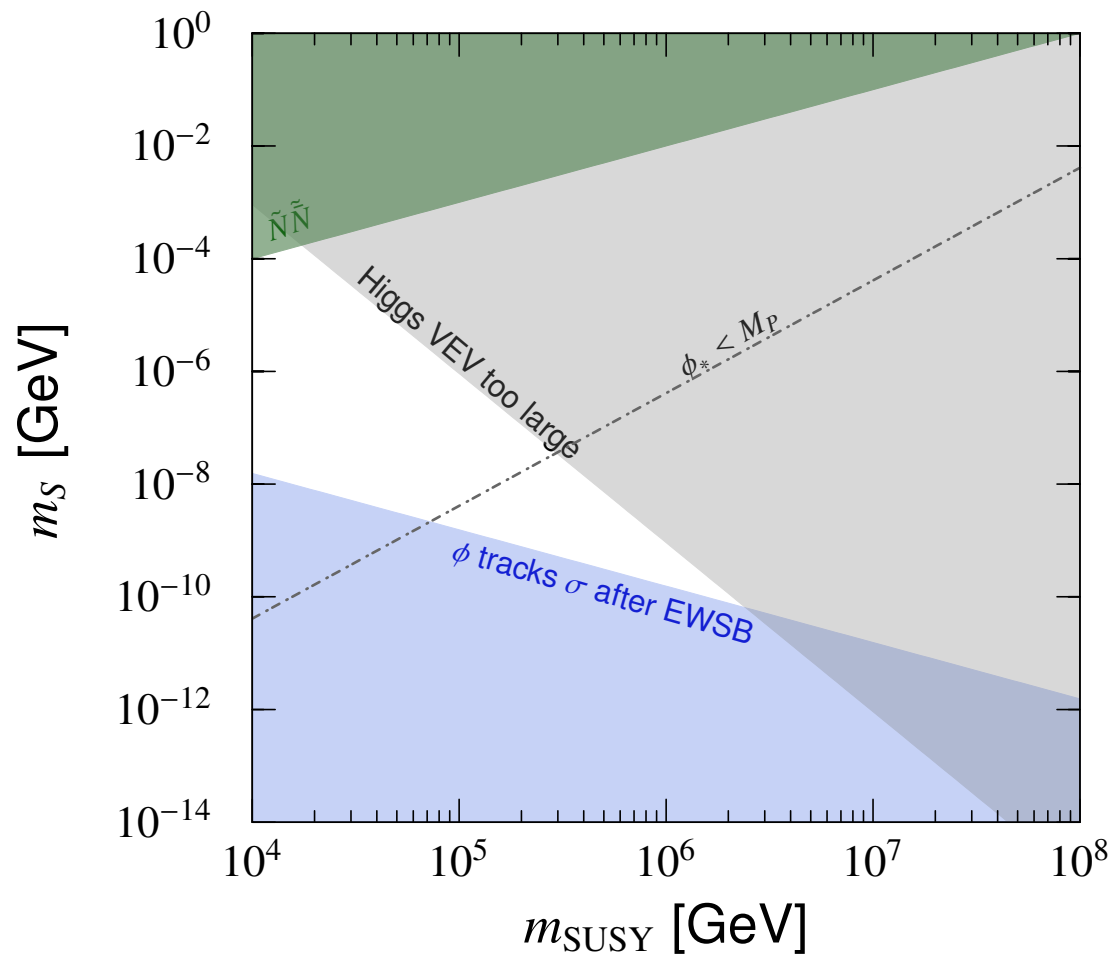
量子揺らぎの典型的な大きさ

ハッブル時間でのシグマの変位

e-fold数

$$N_e \simeq \frac{H_I \Delta\phi}{\left| \frac{d\phi}{dt} \right|} \simeq \frac{3H_I^2 \Delta\phi}{\left| \frac{\partial V}{\partial \phi} \right|} \gtrsim \frac{H_I^2}{|m_S|^2} = 10^{14} \times \left(\frac{H_I}{1 \text{ GeV}} \right)^2 \left(\frac{10^{-7} \text{ GeV}}{|m_S|} \right)^2 .$$

Results



$$m_{\text{SUSY}} = \Lambda_N = M_L = f_\phi = f_\sigma$$

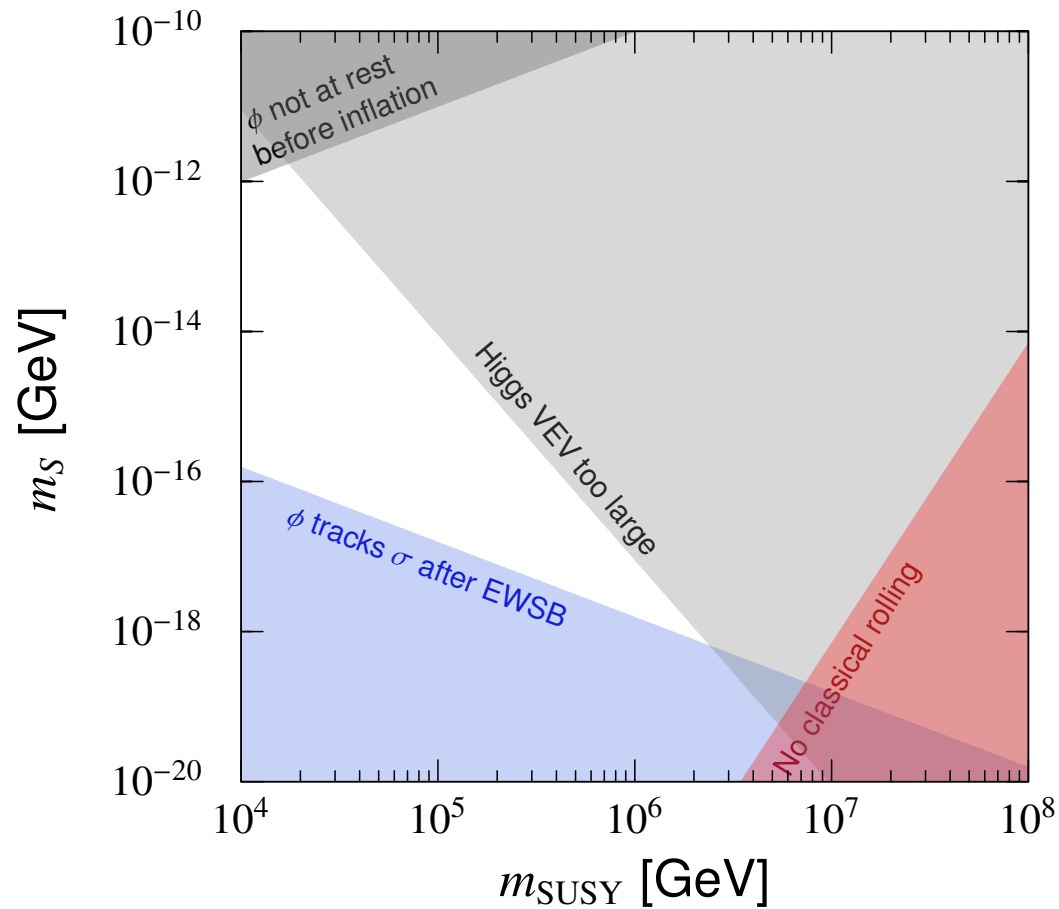
$$m_T = 0.1 m_S$$

$$\frac{g_S f_\phi}{m_S} = \frac{g_T f_\sigma}{m_T} = 10^{-8}$$

$$\phi_* \sim \frac{m_{\text{SUSY}} f_\phi}{m_S}$$

100 TeV 程度の超対称性スケールに伴う『小さな階層性』
をリラクシオン機構によって説明できる。

Results



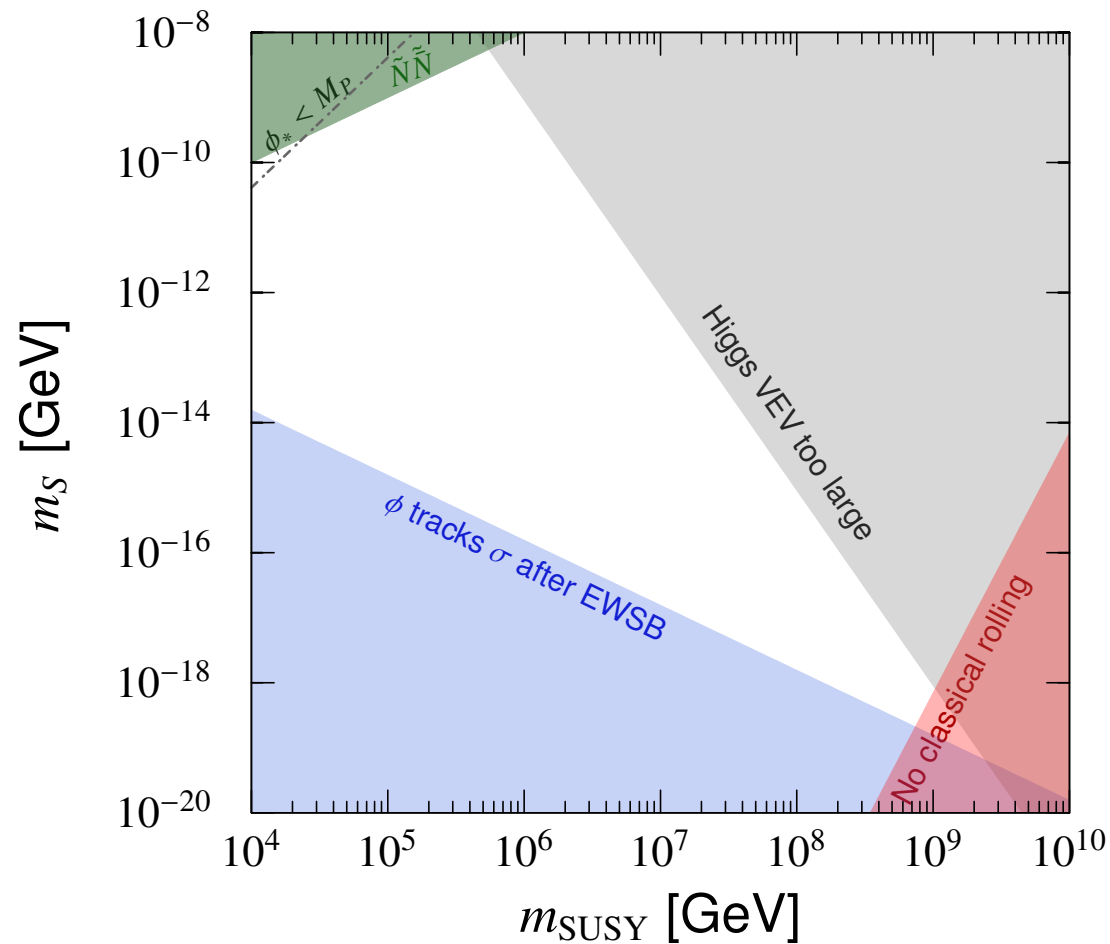
$$m_{\text{SUSY}} = \Lambda_N = M_L = 10^{-4} f_{\phi, \sigma}$$

$$m_T = 0.1 m_S$$

$$\frac{g_S f_\phi}{m_S} = \frac{g_T f_\sigma}{m_T} = 10^{-8}$$

f_ϕ は 10^{10} GeV 程度まで上げられそう。

Results



$$m_{\text{SUSY}} = \Lambda_N = M_L = f_\phi = f_\sigma$$

$$m_T = 0.1 m_S$$

$$\frac{g_S f_\phi}{m_S} = \frac{g_T f_\sigma}{m_T} = 10^{-14}$$

10⁹ GeV 程度まで超対称スケールは上がりうる。

SUSY spectrum

スカラー質量

$$\text{(e.g.) } \int d^4\theta \frac{1}{M_*^2} (S + S^*)^2 Q_i Q_i^* \quad \rightarrow \quad \tilde{m} \sim \frac{F_S}{M_*} \sim \frac{m_S \phi}{M_*}$$

ゲージノ質量

$$\int d^2\theta \frac{c_a S}{16\pi^2 f_\phi} \text{Tr}(\mathcal{W}_a \mathcal{W}_a) \quad \rightarrow \quad M_a \sim \frac{c_a F_S}{16\pi^2 f_\phi} \sim \frac{c_a m_S \phi}{16\pi^2 f_\phi}$$

A-term

$$\int d^2\theta \frac{S + S^*}{M_*} Q_i Q_j Q_k \quad \rightarrow \quad A \sim \frac{F_S}{M_*} \sim \frac{m_S \phi}{M_*}$$

- $M_* \sim f_\phi$

\rightarrow ゲージノ質量はスカラー質量と比べて1ループ分軽い (**mini-split**)

[しかし, A-term は大きい]

- $M_* \gg f_\phi$



スカラー質量等はゲージノ質量項からくりこみ群の効果で誘導される (**gaugino mediation/no-scale scenario**)

Mass spectrum (Relaxion sector)

- ϕ ... 周期ポテンシャルの曲率によって ϕ の質量は与えられる。

$$m_\phi \simeq \sqrt{\frac{\Lambda_N^3 \mathcal{A}(\phi_*)}{f_\phi}} \simeq 10 \text{ GeV} \times \left(\frac{g_S f_\phi / m_S}{10^{-8}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\Lambda_N}{f_\phi} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{m_{\text{SUSY}}}{f_\phi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{f_\phi}{10^5 \text{ GeV}} \right)$$

周期ポテンシャルが最終的に高くなるため、リラクシオンは**重い**。

注) 軽い場合はアクシオン探索の制限に引っかかりうる

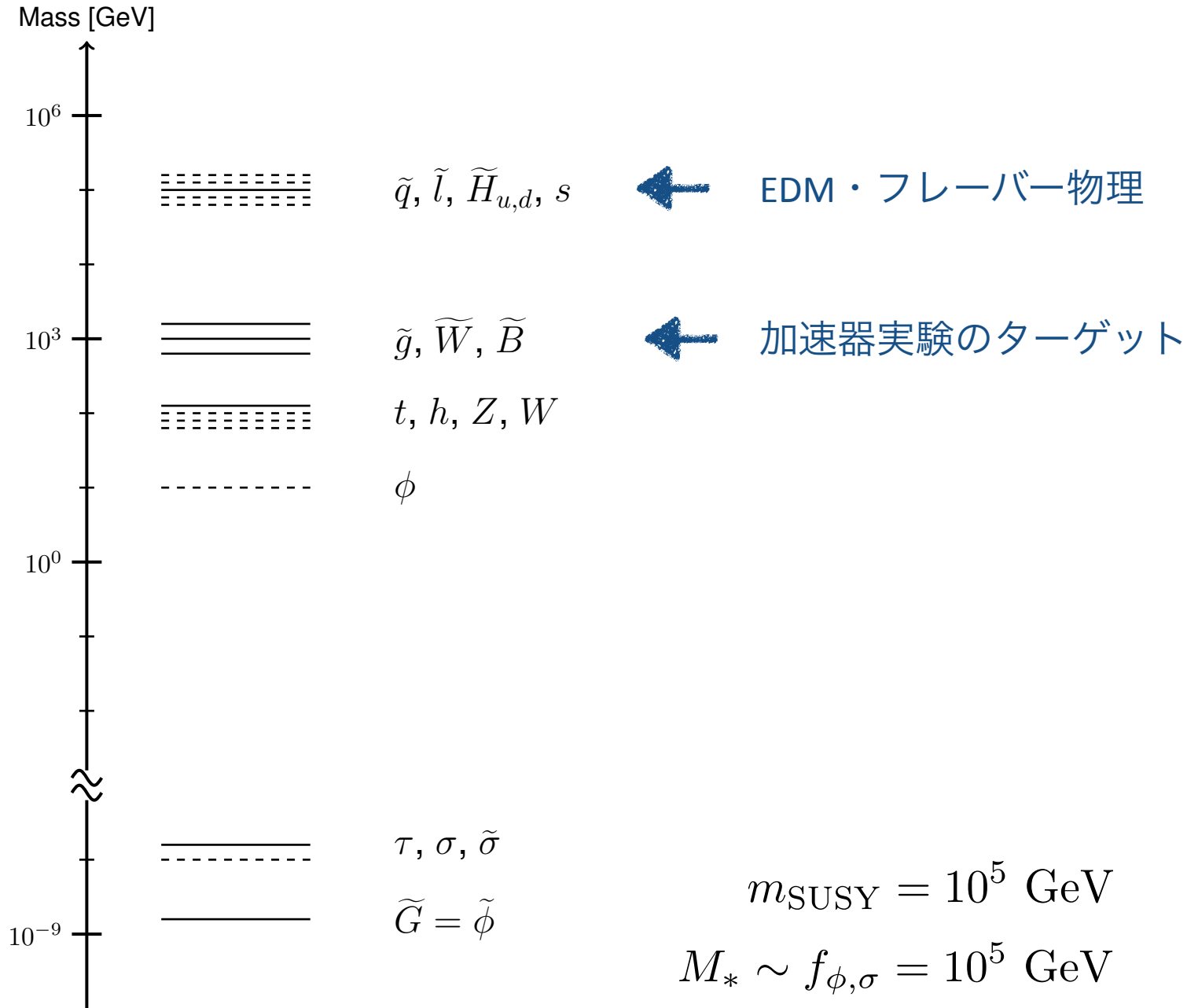
T. Kobayashi, O. Seto, T. Shimomura, and Y. Urakawa [1605.06908].

- $\tilde{\phi}$... グラビティーノに食われる (**ゴールドスティーノ**).

$$m_{3/2} = \frac{F}{\sqrt{3}M_P} \simeq 2 \text{ eV} \times \left(\frac{m_{\text{SUSY}}}{10^5 \text{ GeV}} \right) \left(\frac{f_\phi}{10^5 \text{ GeV}} \right) .$$

- s ... 超対称性の破れのスケール程度の質量
- $\tau, \tilde{\sigma}$... ケーラー・ポテンシャルによるが、グラビティーノくらい軽くなりうる。
- σ ... m_τ

Particle spectrum



Relaxion and Inflation

J. L. Evans, T. Gherghetta, N. Nagata, M. Peloso, in preparation.

Inflation models

リラクシオン機構に適合したインフレーションモデルはあるか？

第二の場 σ をインフラトンとして使えないか？

ハッブル・パラメーター

$$H_I < \min \left\{ v, 4.6 \text{ GeV} \times \left(\frac{m_T/m_S}{0.1} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{f_\phi}{m_{\text{SUSY}}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{|m_S|}{10^{-7} \text{ GeV}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{m_{\text{SUSY}}}{10^5 \text{ GeV}} \right)^{\frac{2}{3}} \right\} .$$

e-fold 数

$$N_e \gtrsim 10^{14} \times \left(\frac{H_I}{1 \text{ GeV}} \right)^2 \left(\frac{10^{-7} \text{ GeV}}{|m_S|} \right)^2 .$$

注) 他のアプローチ

- 粒子生成に基づくリラクシオンモデル

A. Hook and G. Marques-Tavares, [arXiv: 1607.01786];

W. Tangarife, K. Tobioka, L. Ubaldi, and T. Volansky, in preparation.

- インフレーション後にリラクシオン機構が起こるモデル

T. Higaki, N. Takeda, Y. Yamada [arXiv: 1607.06551].

D-term inflation

E. D. Stewart (1995); P. Binetruy and G. R. Dvali (1996); E. Halyo (1996).

新しいU(1) ゲージ相互作用を導入。

スーパーポテンシャル

$$W = \kappa T \Phi_+ \Phi_-$$

Φ_{\pm} はU(1) 電荷 ± 1 を持ち、残りの場はU(1)相互作用をしない。

ポテンシャル (tree-level)

$$V_{\text{tree}} = \kappa^2 \left[\frac{\tau^2 + \sigma^2}{2} (|\phi_-|^2 + |\phi_+|^2) + |\phi_+ \phi_-|^2 \right] + \frac{g^2}{2} \left[|\phi_+|^2 - |\phi_-|^2 - \xi \right]^2.$$

Fayet-Iliopoulos (FI) 項

σ が大きな値を取る時, $\phi_+ = \phi_- = 0$ が極小値となる。

ϕ_{\pm} の質量

臨界値

$$m_{\pm}^2 = \frac{\kappa^2 \sigma^2}{2} \mp g^2 \xi.$$

$$\sigma_c \equiv \frac{g}{\kappa} \sqrt{2\xi}.$$

$\sigma > \sigma_c$ で

$$V_{\text{tree}} = \frac{g^2 \xi^2}{2}$$

D-term inflation

E. D. Stewart (1995); P. Binetruy and G. R. Dvali (1996); E. Halyo (1996).

ポテンシャル (1-loop)

$$V \simeq \frac{g^2 \xi^2}{2} \left[1 + \frac{g^2}{8\pi^2} \ln \left(\frac{\kappa^2 \sigma^2}{2Q^2} \right) \right]$$

Coleman-Weinberg ポテンシャル

スローロール・パラメーター

$$\epsilon = \frac{M_P^2}{2V^2} \left(\frac{\partial V}{\partial \sigma} \right)^2 = \frac{g^4}{32\pi^4} \left(\frac{M_P}{\sigma} \right)^2, \quad \eta = \frac{M_P^2}{V} \frac{\partial^2 V}{\partial \sigma^2} = -\frac{g^2}{4\pi^2} \left(\frac{M_P}{\sigma} \right)^2.$$

$$\epsilon \ll \eta$$

CMB

$$\sigma_{\text{CMB}} \simeq \frac{g M_P}{\pi} \sqrt{\frac{N_{\text{CMB}}}{2}}$$

$$\epsilon_{\text{CMB}} = \frac{g^2}{16\pi^2} \frac{1}{N_{\text{CMB}}}, \quad \eta_{\text{CMB}} = -\frac{1}{2N_{\text{CMB}}}.$$

$$n_s - 1 = 2\eta_{\text{CMB}} - 6\epsilon_{\text{CMB}} \simeq 2\eta_{\text{CMB}} = -\frac{1}{N_{\text{CMB}}}$$

Low-scale D-term inflation

N_{CMB} はハッブル・パラメーターと再加熱エネルギー・スケールの関数として与えられる。

e-fold 数

$$e^{N_e(k)} \equiv \frac{a_{\text{end}}}{a_k}$$

a_{end} : インフレーション終了時のスケール因子
 $a_k \equiv k/H_I$

N_{CMB}

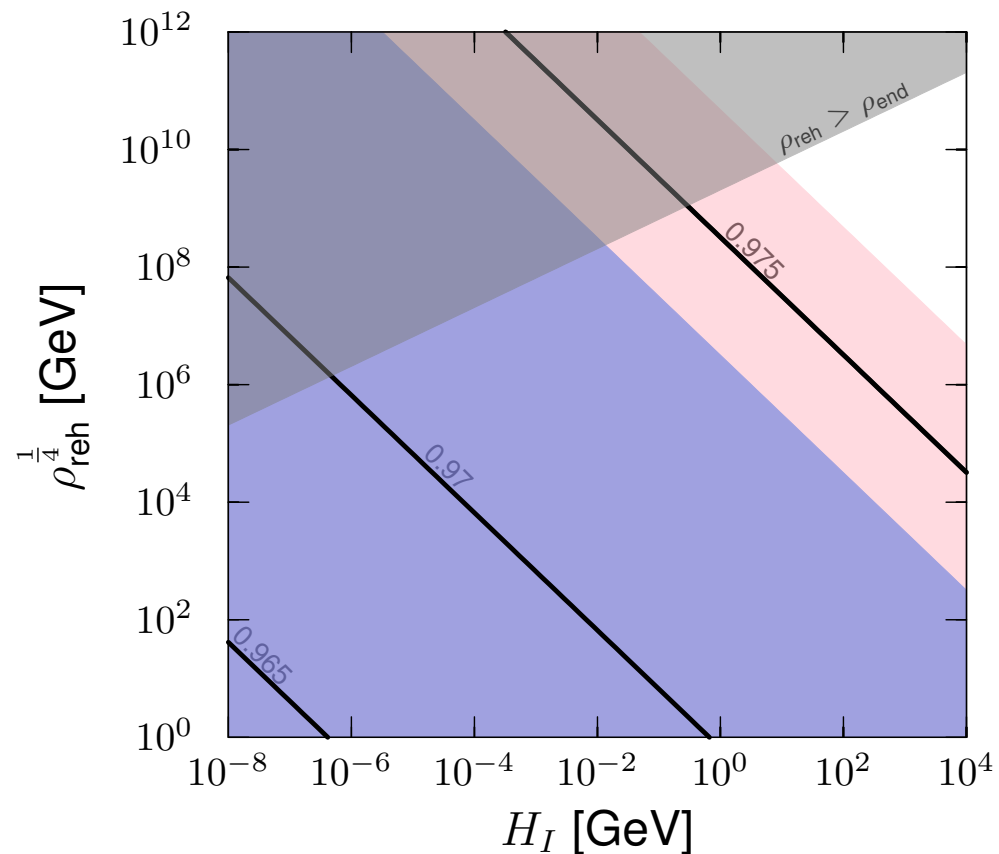
$$N_{\text{CMB}} \equiv N_e(k = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}) \simeq 35.8 + \frac{1}{3} \ln \left(\frac{H_I}{1 \text{ GeV}} \right) + \frac{1}{3} \ln \left(\frac{\rho_{\text{reh}}^{\frac{1}{4}}}{1 \text{ TeV}} \right)$$

.....
Planck衛星の観測値に対応

$$n_s - 1 = -\frac{1}{N_{\text{CMB}}}$$

観測値を説明できるパラメーター領域を調べる。

Low-scale D-term inflation



低いインフレーション・スケールは観測値と無矛盾。

Low-scale D-term inflation

FI項 ξ とゲージ結合定数 g は以下の量から決定。

パワー・スペクトル

$$A_s \simeq \frac{V}{24\pi^2 M_P^4 \epsilon_{\text{CMB}}} \simeq \frac{\xi^2}{3(1-n_s)M_P^4}$$

→
$$\sqrt{\xi} \simeq 9 \times 10^{15} \times \left(\frac{1-n_s}{0.03} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{A_s}{2.1 \times 10^{-9}} \right)^{\frac{1}{4}} \text{ GeV} .$$

インフレーションのエネルギー・スケール

$$3M_P^2 H_I^2 \simeq \frac{g^2 \xi^2}{2}$$

→
$$g \simeq \sqrt{6} \frac{M_P H_I}{\xi} \simeq 7.3 \times 10^{-14} \times \left(\frac{H_I}{1 \text{ GeV}} \right) \left(\frac{1-n_s}{0.03} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{A_s}{2.1 \times 10^{-9}} \right)^{-\frac{1}{2}} .$$

D-term inflation and relaxion

第二の場合 σ をインフラトンとして利用する。

- $N_e > 10^{14}$ ではリラクシオン機構に参加する
- $N_e \sim 35$ がCMBの揺らぎに対応

インフレーション中は $\phi_+ = \phi_- = 0$ なので、新たに足したスーパーポテンシャルはリラクシオン機構に直接影響しない。

量子効果によるシフト対称性破れの寄与は、超対称性に守られているため十分小さい。

Cosmic string problem

ポテンシャル (tree-level)

$$V_{\text{tree}} = \kappa^2 \left[\frac{\tau^2 + \sigma^2}{2} (|\phi_-|^2 + |\phi_+|^2) + |\phi_+ \phi_-|^2 \right] + \frac{g^2}{2} \left[|\phi_+|^2 - |\phi_-|^2 - \xi \right]^2 .$$

$\tau = \sigma = \phi_- = 0, \phi_+ = \sqrt{\xi}$ で最小値をとる。

インフレーション後にU(1)対称性が破れるため、**宇宙ひも**が生成される。

単位長さあたりの宇宙ひもの質量

$$\mu = 2\pi \langle \phi_+ \rangle^2 = 2\pi \xi$$

➡ $G\mu \simeq 3.4 \times 10^{-6} \times \left(\frac{1 - n_s}{0.03} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{A_s}{2.1 \times 10^{-9}} \right)^{\frac{1}{2}} .$

プランクの制限

$$G\mu < 3.3 \times 10^{-7}$$

[Planck 2015]

Cosmic string problem

いろいろな解決法が提案されている。

- **Curvaton**

M. Endo, M. Kawasaki, and T. Moroi (2003).

- **Non-minimal Kahler potential**

O. Seto and J. Yokoyama (2006); J. Rocher and M. Sakellariadou (2006).

- **Sub-critical D-term inflation**

W. Buchmuller and K. Ishiwata (2014).

- **Dynamical FI-term generation**

V. Domcke, K. Schmitz and T. T. Yanagida (2014).

- **Semi-local string**

J. Urrestilla, A. Achucarro, and A. C. Davis (2004).

低スケール・インフレーションおよびリラクシオン機構と適合する解を見出すのは容易ではない。

Semi-local string や texture もCMBからの制限をうける。

J. Urrestilla, N. Bevis, M. Hindmarsh, M. Kunz, and A. R. Liddle (2007).

Conclusion

Conclusion

- リラクシオン機構

新しいアイデアで興味深いが、模型としてまだまだ未熟。開拓する余地はたくさん残されている。

- Two-field SUSY relaxion model

Coincidence problem を解決し、既存の模型を（部分的に）UV complete する模型を与えた。

- Inflation, cosmology

リラクシオン機構に適合する宇宙論のシナリオ、インフレーション模型を見つけ出すことは今後の課題の一つ。

Backup

The Twin Higgs

Z. Chacko, H. Goh, and R. Harnik, Phys. Rev. Lett. **96**, 231802 (2006).

Higgs potential

$$V(H) = -m^2 |H|^2 + \frac{\lambda}{2} |H|^4$$

H: a **4** of a global SU(4)



Breaking pattern

SU(4) \rightarrow SU(3) : 7 NG bosons

$$H = \begin{pmatrix} h_A \\ h_B \end{pmatrix}$$

Explicit breaking

SU(2)_A \times SU(2)_B 部分をゲージ化 \rightarrow 2次発散に寄与

$$\delta V = \frac{9}{64\pi^2} \Lambda^2 (g_A^2 h_A^2 + g_B^2 h_B^2)$$

Z₂ 対称性 (A \leftrightarrow B: g = g_A = g_B)

$$\delta V = \frac{9g^2}{64\pi^2} \Lambda^2 |H|^2$$

SU(4) 対称的なのでNG bosonの質量項
二次発散に (1-loopで) 寄与しない。

Z₂ 対称性に伴い, トップ・パートナーが導入される。

Folded SUSY

G. Burdman, Z. Chacko, H. Goh, and R. Harnik, JHEP **0702**, 009 (2007).

$SU(3)_c$ カラー量子数を持たない stop を導入。

Gauge symmetry

$$SU(3)_C \otimes SU(3)'_C$$

超対称性を高いスケールで破り, $SU(3)_c$ のクォークと $SU(3)'_c$ のスクォークのみを低エネルギーに残す。

Orbifold とかを使って頑張る。

湯川結合を共通にとれば, “accidentalなSUSY” により二次発散が1-loopで打ち消し合う。

Lagrangian

Kahler potential

$$K = \kappa(S + S^*, T + T^*) + Z_i(S + S^*, T + T^*)\Phi_i^* e^{2V} \Phi_i + \left[U(S + S^*, T + T^*) e^{-\frac{q_H S}{f_\phi}} H_u H_d + \text{h.c.} \right] ,$$

where $\Phi_i = Q_i, H_u, H_d, N, \bar{N}$

Super potential

$$W_{\text{gauge}} = \left(\frac{1}{2g_a^2} - i \frac{\Theta_a}{16\pi^2} - \frac{c_a S}{16\pi^2 f_\phi} \right) \text{Tr} \mathcal{W}_a \mathcal{W}_a ,$$

$$W_{\text{Yukawa}} = y_u Q \bar{U} H_u + y_d Q \bar{D} H_d + y_e L \bar{E} H_d ,$$

$$W_\mu = \mu_0 e^{-\frac{q_H S}{f_\phi}} H_u H_d ,$$

$$W_{S,T} = \frac{1}{2} m_S S^2 + \frac{1}{2} m_T T^2 ,$$

$$W_N = m_N N \bar{N} + i g_S S N \bar{N} + i g_T T N \bar{N} + \frac{\lambda}{M_L} H_u H_d N \bar{N} .$$

Absence of the σ -Higgs coupling

In the two-field relaxion mechanism, σ should not have a direct coupling to the Higgs fields. (Otherwise, the late time excursion of σ changes the Higgs mass.)



In our model, there is no such a coupling at renormalizable level.

(The Kahler potential depends on $T + T^*$.)

The σ -Higgs couplings are generated by **SUSY-breaking effects**.

- $m_T \ll m_S$

$F_T \ll F_S$. In this case, F_S is the dominant source of the SUSY-breaking.

- $M_* \gg f$

Again, F_S is the dominant source of the SUSY-breaking.