

# LHC実験の結果を踏まえたHiggs模型

19th ICEPP Symposium  
宇宙線研究所 伊部昌宏

# Content

---

Part I : 標準模型

Part II : 標準模型の先にあるもの

Part III : 超対称標準模型

# Introduction

LHC 実験において Higgs 粒子と思われる粒子が発見されました。

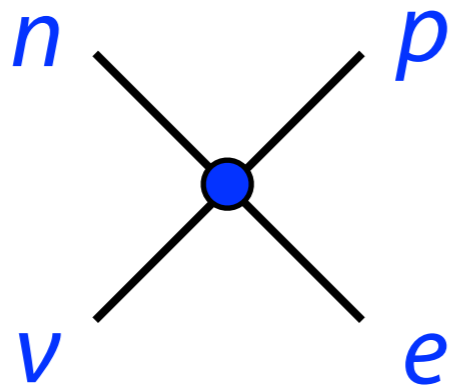
このことが標準模型を越える物理にどんな意味をもっているのかについて考えてみたいと思います。

# Quantum Field Theory in a Minute

{ Particle = Field  $\rightarrow \psi_e, \psi_p, \dots$   
Interactions  $\rightarrow$  Polynomials in “ $\mathcal{L}$ ”

ex) Four Fermi Interaction

$$\mathcal{L} = (G_F/\sqrt{2}) \bar{\psi}_e \gamma^\mu (1-\gamma_5) \psi_\nu \bar{\psi}_p \gamma_\mu (1-g\gamma_5) \psi_n$$



Scattering Amplitude

$$M \sim G_F E^2$$

# Quantum Field Theory in a Minute

{ Particle = Field  $\rightarrow \psi_e, \psi_p, \dots$   
Interactions  $\rightarrow$  Polynomials in “ $\mathcal{L}$ ”

因に理論の人が普段やっていること：

どんな粒子(=場)が存在してどんな相互作用を持っているのか  
ということのルールを決める

実験結果と照らし合わせて矛盾していないかチェックする

矛盾しなかったらどうやって実験、観測からチェック  
するかを考えてみる。

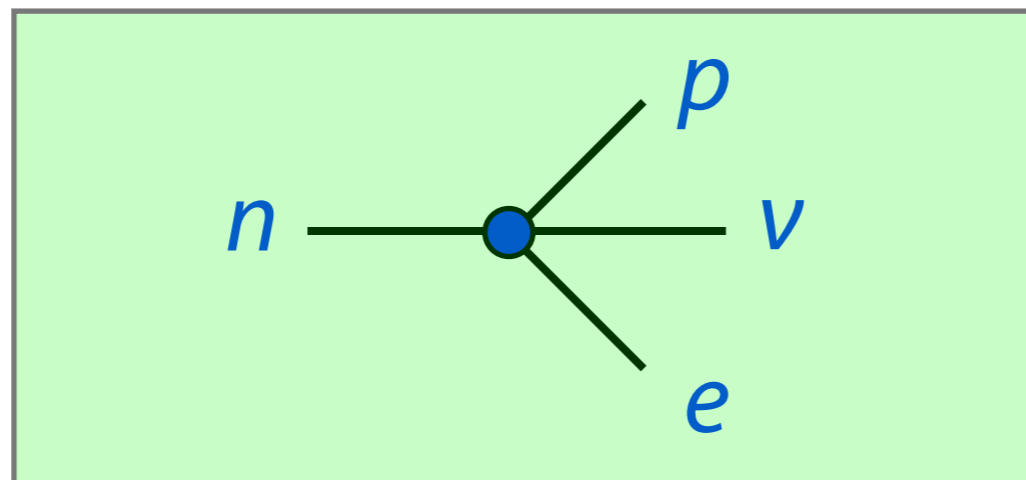
# フェルミ型相互作用から標準模型へ

## Four Fermi Interaction

$$\mathcal{L} = (G_F/\sqrt{2}) \bar{\psi}_e \gamma^\mu (1-\gamma_5) \psi_\nu \bar{\psi}_p \gamma_\mu (1-g\gamma_5) \psi_n$$

$\beta$ 崩壊でのエネルギー非保存？をニュートリノで解決するパウリのアイデアを実現

種々の $\beta$ 崩壊(Fermi遷移、Gamow-Teller 遷移)を定量的に記述するのに成功！

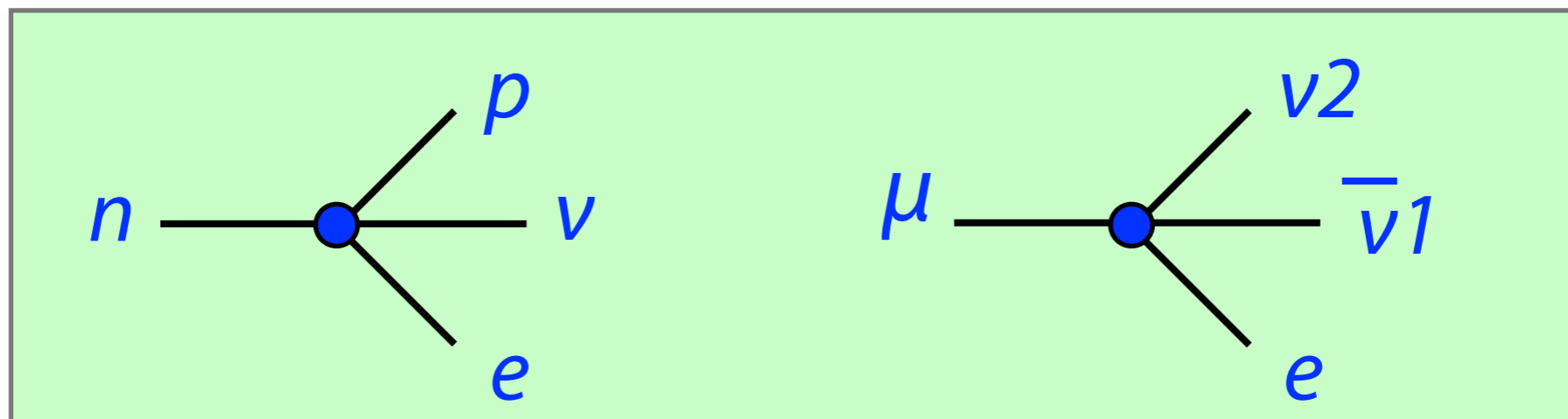


# フェルミ型相互作用から標準模型へ

## Four Fermi Interaction

$$\mathcal{L} = (G_\mu/\sqrt{2}) \bar{\psi}_e \gamma^\rho (1-\gamma_5) \psi_{\nu 1} \bar{\psi}_\mu \gamma_\rho (1-\gamma_5) \psi_{\nu 2}$$

ちょっと変更すると  $\mu$  粒子の崩壊も記述！



しかも  $G_F \simeq G_\mu$  !

→ 普遍的な相互作用？何か理由が？

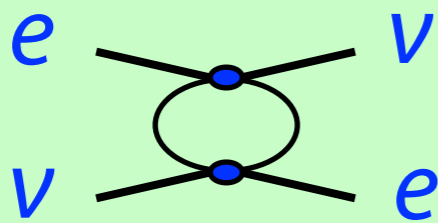
Beyond Four Fermi Theory?

# フェルミ型相互作用から標準模型へ

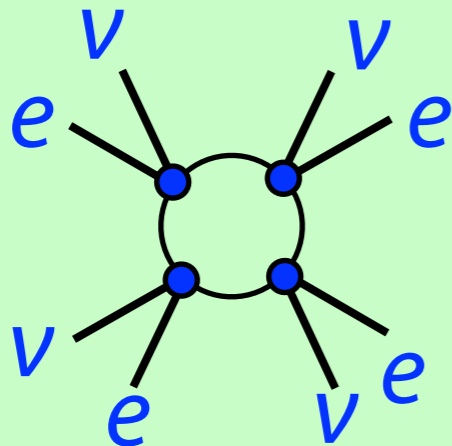
## Four Fermi Interaction の欠点 1

繰り込み可能理論でない

一般にループを持つ散乱振幅(電子の自己エネルギーなど)は発散する。



$$M \sim G_F^2 E^2 \times \infty^2$$



$$M \sim G_F^4 E^4 \times \infty^4$$

(ループを持つダイアグラムは高エネルギーの情報を無限に取り込んでしまう)



# フェルミ型相互作用から標準模型へ

## Four Fermi Interaction の欠点 1

繰り込み可能理論でない

cf.) 繰り込み可能理論とは？

一般にループを持つ散乱振幅(電子の自己エネルギーなど)は発散する。

発散する相互作用の数が模型で与えた相互作用の数より少なければ吸収出来る→繰り込み可能。

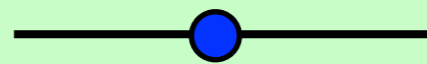
# フェルミ型相互作用から標準模型へ

## Four Fermi Interaction の欠点 1

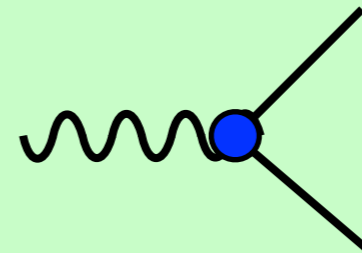
繰り込み可能理論でない

cf.) 繰り込み可能理論とは？

QEDの場合：与えられたパラメータ



運動項



電磁相互作用

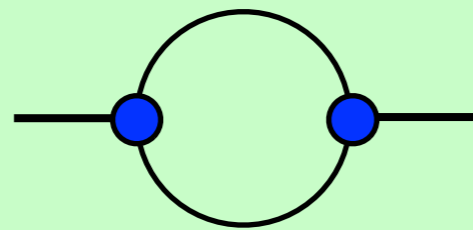
# フェルミ型相互作用から標準模型へ

## Four Fermi Interaction の欠点 1

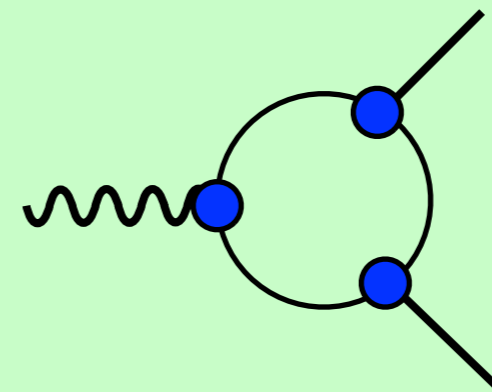
繰り込み可能理論でない

cf.) 繰り込み可能理論とは？

QEDの場合：発散する振幅



2点振幅



3点振幅

発散は元の相互作用の基準点をずらせば吸収出来る

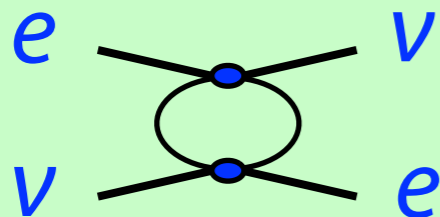
→ 繰り込み可能！

# フェルミ型相互作用から標準模型へ

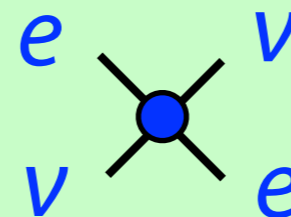
## Four Fermi Interaction の欠点 1

繰り込み可能理論でない

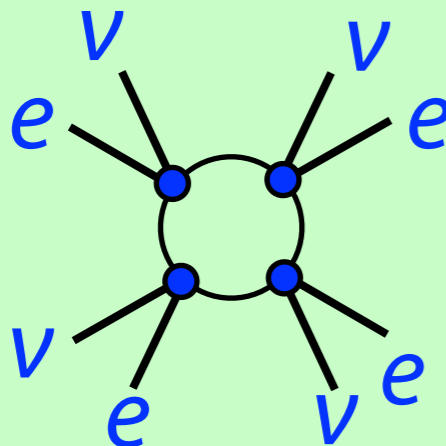
Four Fermi Theory の場合



元の



で吸収可能



吸収不可能 → 繰り込み不可能

もしくは Six, Eight ... Fermi Theory?

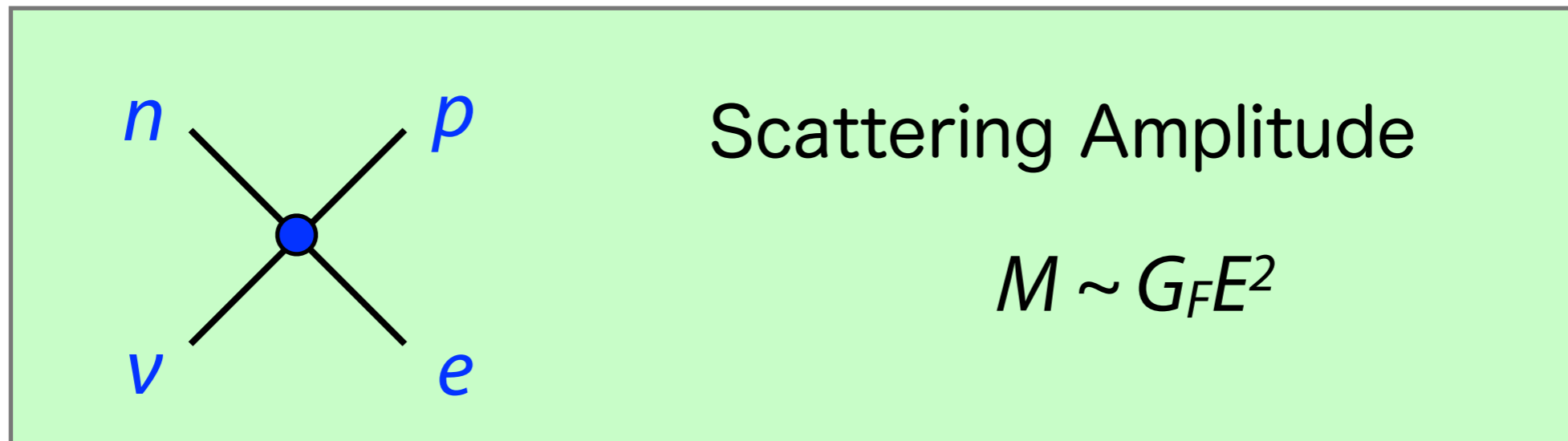
... 無限個のパラメーターが必要?

## Beyond Four Fermi Theory?

# フェルミ型相互作用から標準模型へ

## Four Fermi Interaction の欠点 2

摂動論だと散乱確率 1 を越えてしまう  
(Unitarity limit を越えてしまう)



Unitarity limit :  $M < 1$

$E > G_F^{-1/2} \approx 300 \text{ GeV}$  での記述が破綻している...

## Beyond Four Fermi Theory?

# フェルミ型相互作用から標準模型へ

ここまでのまとめ

## Four Fermi Interaction

$\beta$ 崩壊を含む弱い力を記述するのに成功！

ミューオンの崩壊も記述！

## Beyond Four Fermi Interaction ?

なぜ結合定数が普遍的か？ ( $G_F \approx G_\mu$  ?)

繰り込み可能でないのでより高エネルギーでの理論を定めないと予言力が無い

散乱振幅が高エネルギーで 1 を越えてしまう

# 標準模型

標準模型 =  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  ゲージ理論

ゲージ理論 = ゲージ対称性を持つ理論

SU(N)対称性：

例)  $\varphi = (\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N)^T$

$$\varphi \rightarrow \varphi' = U \times (\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N)^T$$

$U : N \times N$  complex matrix with  $\det[U]=1$ .

この操作の下で理論 = ラグランジアンが不変


$$\varphi^\dagger \varphi$$


$$\varphi \varphi$$

→対称性は相互作用を決めるのに重要！

# 標準模型

標準模型 =  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  ゲージ理論

ゲージ理論 = ゲージ対称性を持つ理論

SU(N)ゲージ対称性：

例)  $\varphi = (\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N)^T$

$$\varphi \rightarrow \varphi' = U \times (\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N)^T$$

U が時空各点で独立 = 局所的対称性

この操作の下で理論 = ラグランジアンが不変


$$\varphi^\dagger \varphi$$


$$\varphi \varphi$$



# 標準模型

標準模型 =  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  ゲージ理論

ゲージ理論 = ゲージ対称性を持つ理論

SU(N)ゲージ対称性：

例)  $\varphi = (\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N)^T$

$$\varphi \rightarrow \varphi' = U \times (\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N)^T$$

U が時空各点で独立 = 局所的対称性

局所対称性は微分(=別の時空点の比較)と相性が悪い

$$\partial_\mu \varphi \rightarrow \partial_\mu \varphi' = U \times \partial_\mu \varphi + \partial_\mu U \times \varphi$$

~~$\partial_\mu \varphi + \partial^\mu \varphi$~~

# 標準模型

標準模型 =  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  ゲージ理論

ゲージ理論 = ゲージ対称性を持つ理論

SU(N)ゲージ対称性：

$$\text{例) } \varphi = (\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N)^T$$

$$\varphi \rightarrow \varphi' = U \times (\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N)^T$$

U が時空各点で独立 = 局所的対称性

代わりにゲージ場  $A_\mu$  を導入し共変微分を使う！

$$D_\mu \varphi = (\partial_\mu + ig A_\mu) \varphi \rightarrow D_\mu \varphi' = U \times D_\mu \varphi$$

$$A_\mu \rightarrow A_\mu' = U A_\mu U^{-1} + ig^{-1} \partial_\mu U \times U^{-1}$$

$$D_\mu \varphi^\dagger D^\mu \varphi$$

# 標準模型

標準模型 =  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  ゲージ理論

ゲージ理論 = ゲージ対称性を持つ理論

SU(N)ゲージ対称性：

例)  $\varphi = (\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N)^T$

$$\varphi \rightarrow \varphi' = U \times (\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N)^T$$

U が時空各点で独立 = 局所的対称性

→ ゲージボゾン(スピン1)の存在が不可欠

ゲージ対称性は相互作用を決めるだけでなく粒子の存在も予言する！

# 標準模型

標準模型 =  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  ゲージ理論

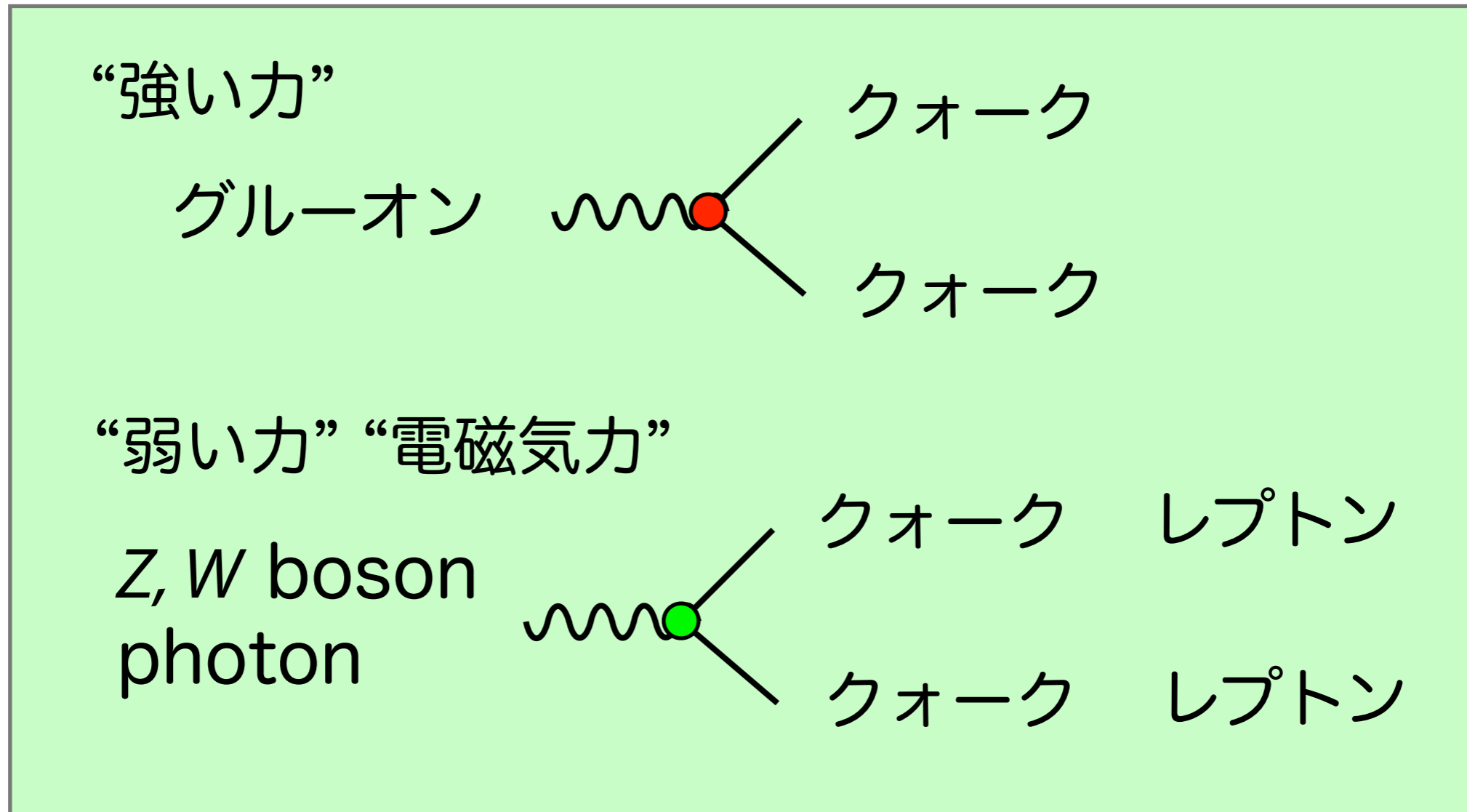
## フェルミオン

	$SU(3)$	$SU(2)$	$U(1)$		
クォーク	$q_L^{1,2,3} = \begin{pmatrix} u_L^{1,2,3} \\ d_L^{1,2,3} \end{pmatrix}$	3	2	1/6	x 3 世代
	$\bar{U}_R^{1,2,3}$ $\bar{D}_R^{1,2,3}$	$3^*$ $3^*$	- -	-2/3 1/3	
レプトン	$l_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$	-	2	-1/2	
	$\bar{E}_R$	-	-	1	

ゲージボゾン { gluon ( $SU(3)$ )  
Z, W boson + photon ( $SU(2) \times U(1)$ )

# 標準模型

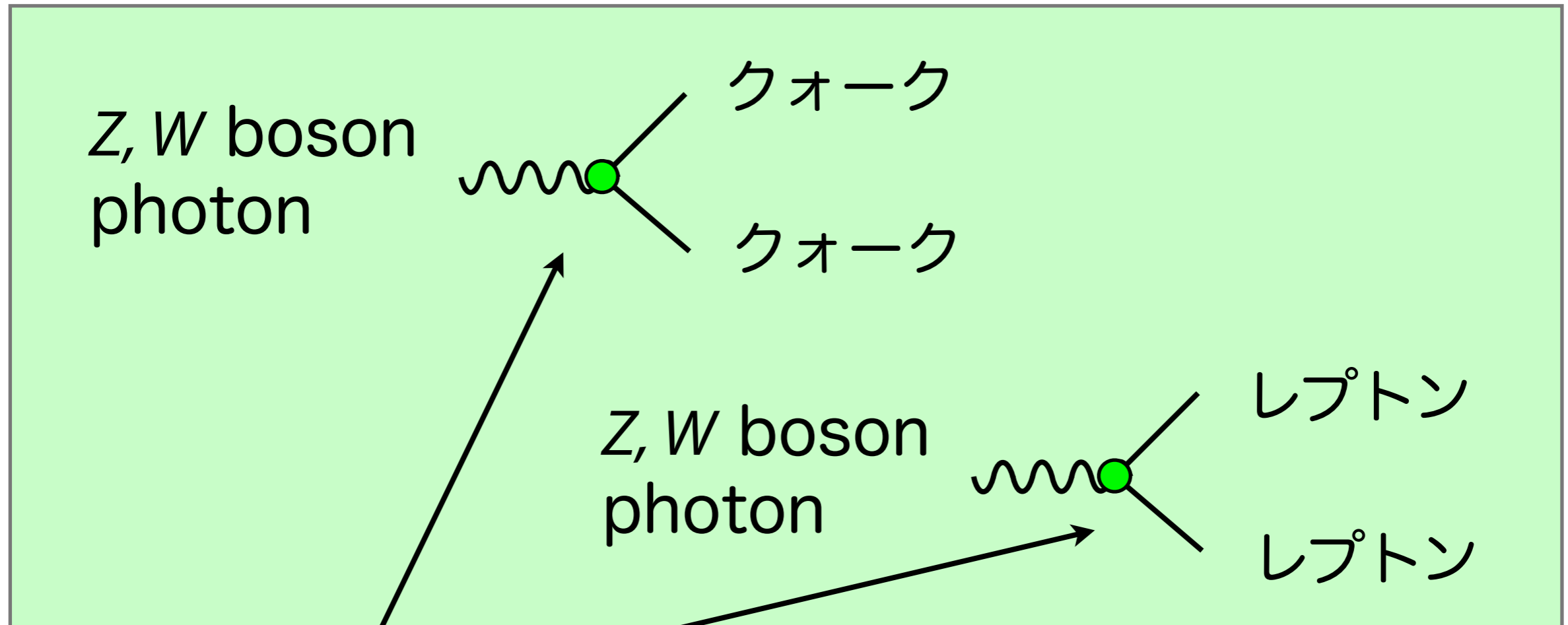
ゲージ理論での相互作用 = “電流” + ゲージボゾン



力の強さはそれぞれのゲージ群ごとに独立の結合定数に比例 ( $g_s > g_2 > g_1$ )

# 標準模型

※ゲージボゾンの相互作用は普遍的！

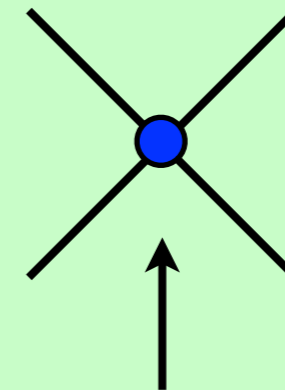
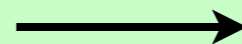
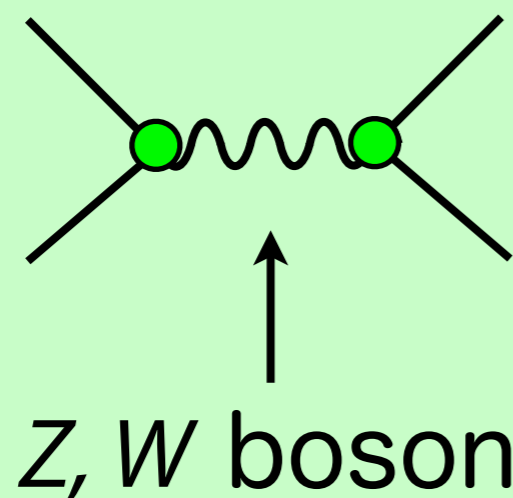


同じ結合定数！

# 標準模型

ゲージ相互作用の普遍性から Four Fermi interaction  
の普遍性を説明できる！

Four Fermi 理論は  $Z, W$  boson が重くて動かない状況で  
の有効理論として得られる



Four Fermi Interaction

$$G_F \approx G_\mu \approx \sqrt{2} g_2^2 / 8m_W^2 !$$

(力の強さが  $Z, W$  boson の質量<sup>2</sup> に反比例)

# 標準模型

標準模型は QED と同様繰り込み可能！

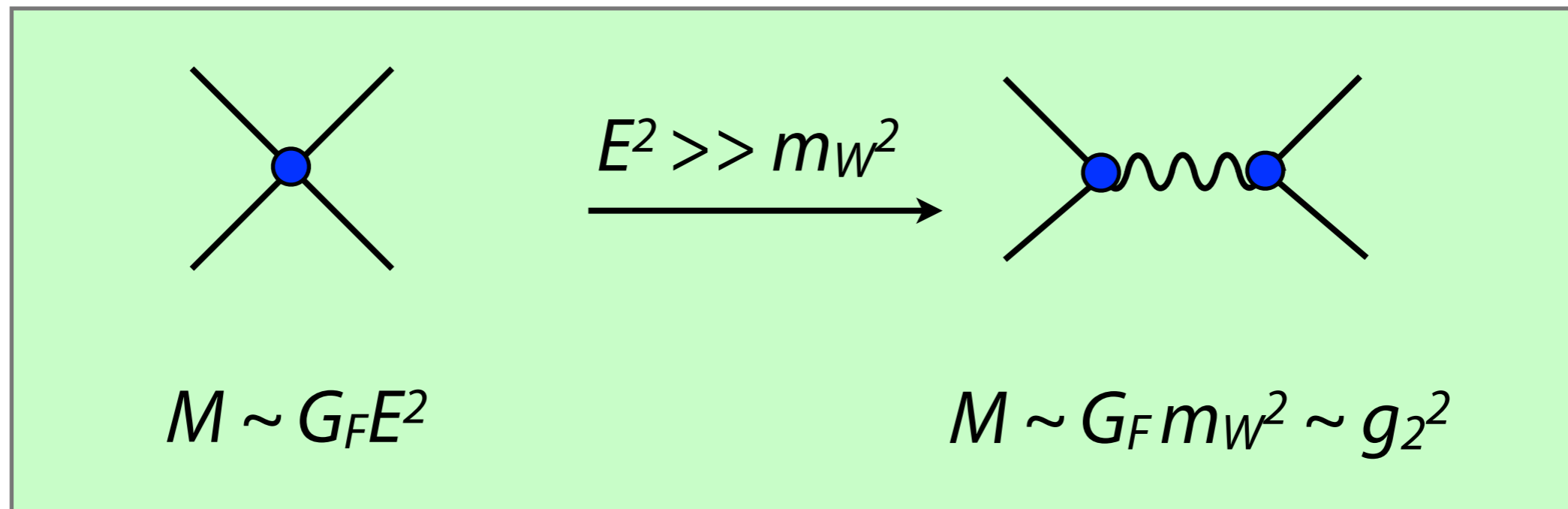
→ それ自身で予言力を持っている！



# 標準模型

標準模型は Unitarity Limit を越えない！

反応のエネルギーを上げて行くと  $Z, W$  boson が動き出して散乱振幅の増加を抑える



$Z, W$  の質量が  $G_F^{-1/2} \approx 300\text{GeV}$  以内に存在すれば問題ない

実際1983年  $W(80\text{GeV}), Z(92\text{GeV})$  boson が発見された！

## ここまでのまとめ

### 標準模型

ゲージ理論で記述

Four Fermi interaction は  $Z, W$  boson が重くて  
動かない状況での有効理論として得られる  
→ 普遍性を説明出来る

繰り込み可能なので self contained

Unitarity limit を越えない！

Four Fermi Theory の欠点を克服！

# Higgs Mechanism

…というのは実は正しくない

ゲージ理論で出てくるゲージボゾン(スピン1)は  
質量を持ってない!

例: Photon は質量を持たない

$$\mathcal{L} = - F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} / 4, \quad (F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)$$

$$\partial^\mu (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) = 0, \quad \partial^\mu A_\mu = 0$$

この理論は U(1) ゲージ対称性

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \lambda$$

を持つ!

# Higgs Mechanism

…というのは実は正しくない

ゲージ理論で出てくるゲージボゾン(スピン1)は  
質量を持ってない!

例：質量を持つスピン1粒子

$$\mathcal{L} = - F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} / 4 + m^2 A^\mu A_\mu / 2,$$

$$\partial^\mu (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) = -m^2 A_\nu, \quad \partial^\mu A_\mu = 0$$

U(1) ゲージ対称性

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \lambda$$

を持たない!

# Higgs Mechanism

…というのは実は正しくない

ゲージ理論で出てくるゲージボゾン(スピン1)は質量を持ってない!

ゲージ対称性を持っていると  $W, Z$  boson は質量を持たないので Four Fermi Theory を再現出来ない…

どうやってゲージボゾンに質量を与えるのか?

→ Higgs Mechanism!

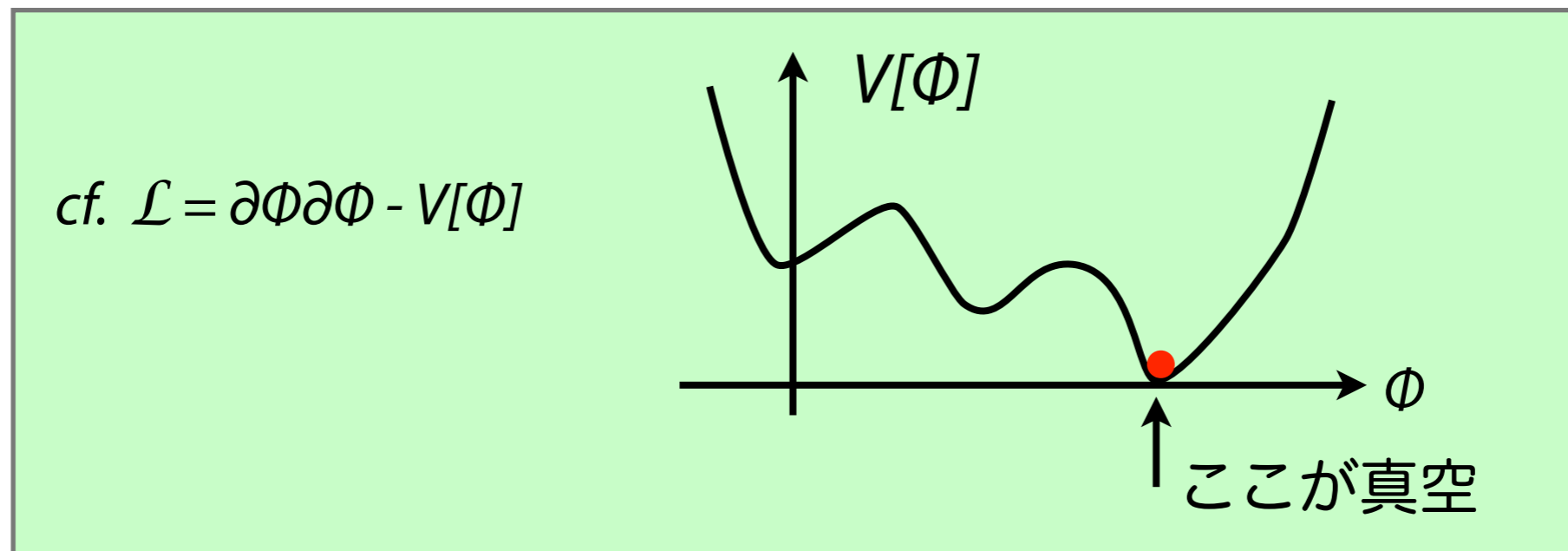
# Higgs Mechanism

Higgs Mechanism = ゲージ対称性の自発的破れ

理論が対称性を持っていても(つまりラグランジアンが不変でも)  
真空がその対称性を破ることがある → 対称性の自発的破れ

真空とは？

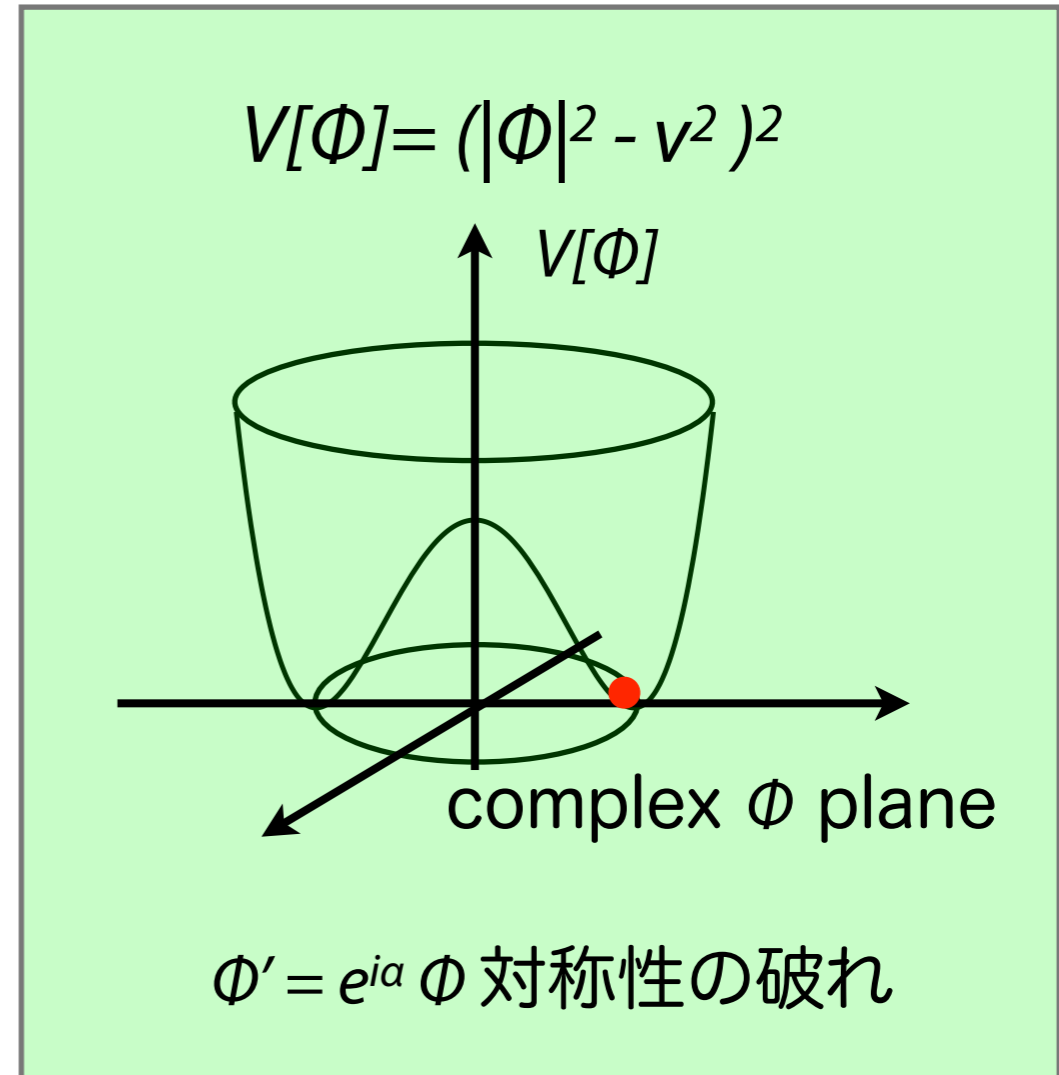
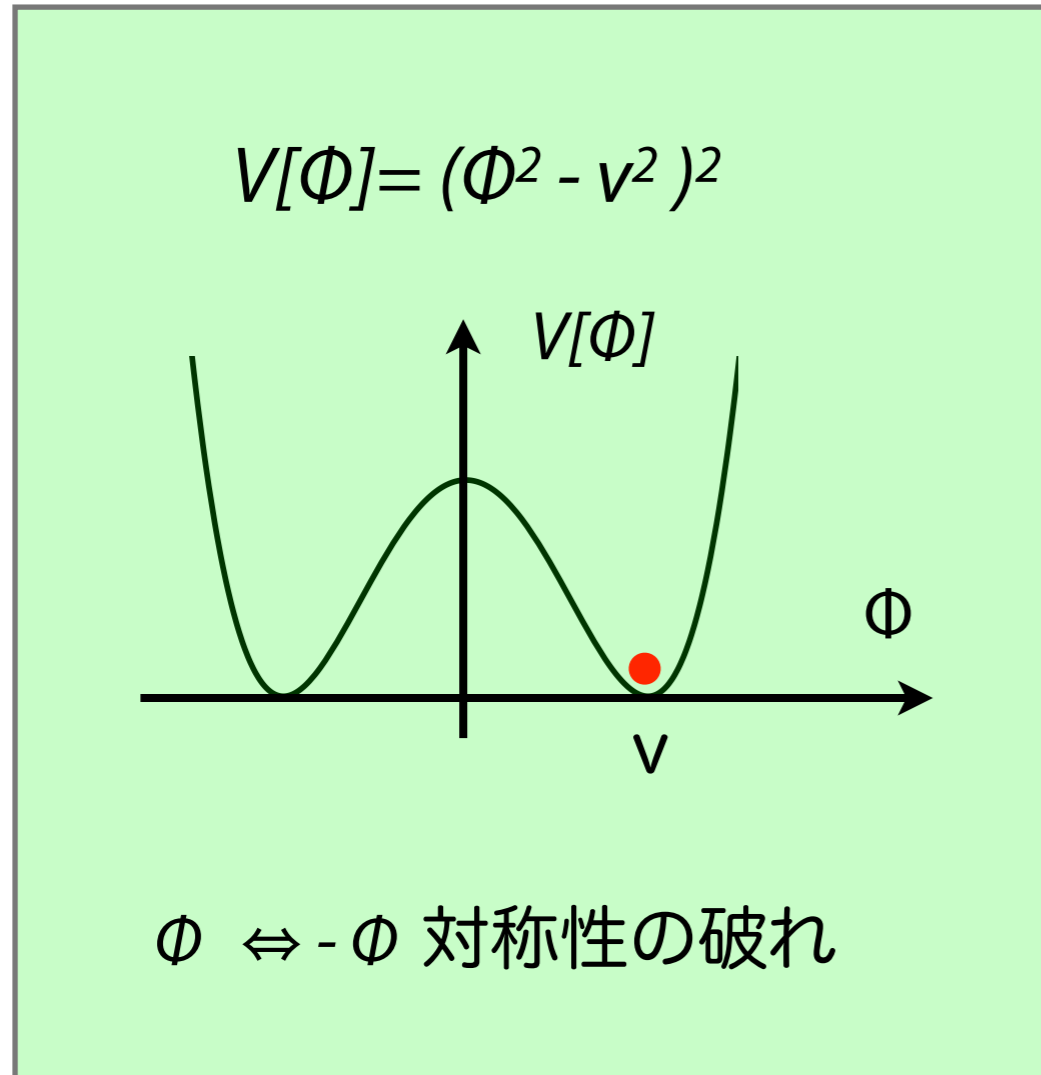
各理論においてエネルギー最低の状態を真空という  
真空は理論が与えられた後に決定される！



(同じ物質場からなる模型でも真空が異なると粒子描像が異なる！)

# Higgs Mechanism

## 自発的対称性の破れの例



理論(=ポテンシャル)自体は対称性を持っていても真空のまわりでは対称性が見えない！ → 自発的に破れている！

# Higgs Mechanism

特にゲージ対称性が自発的に破れた場合

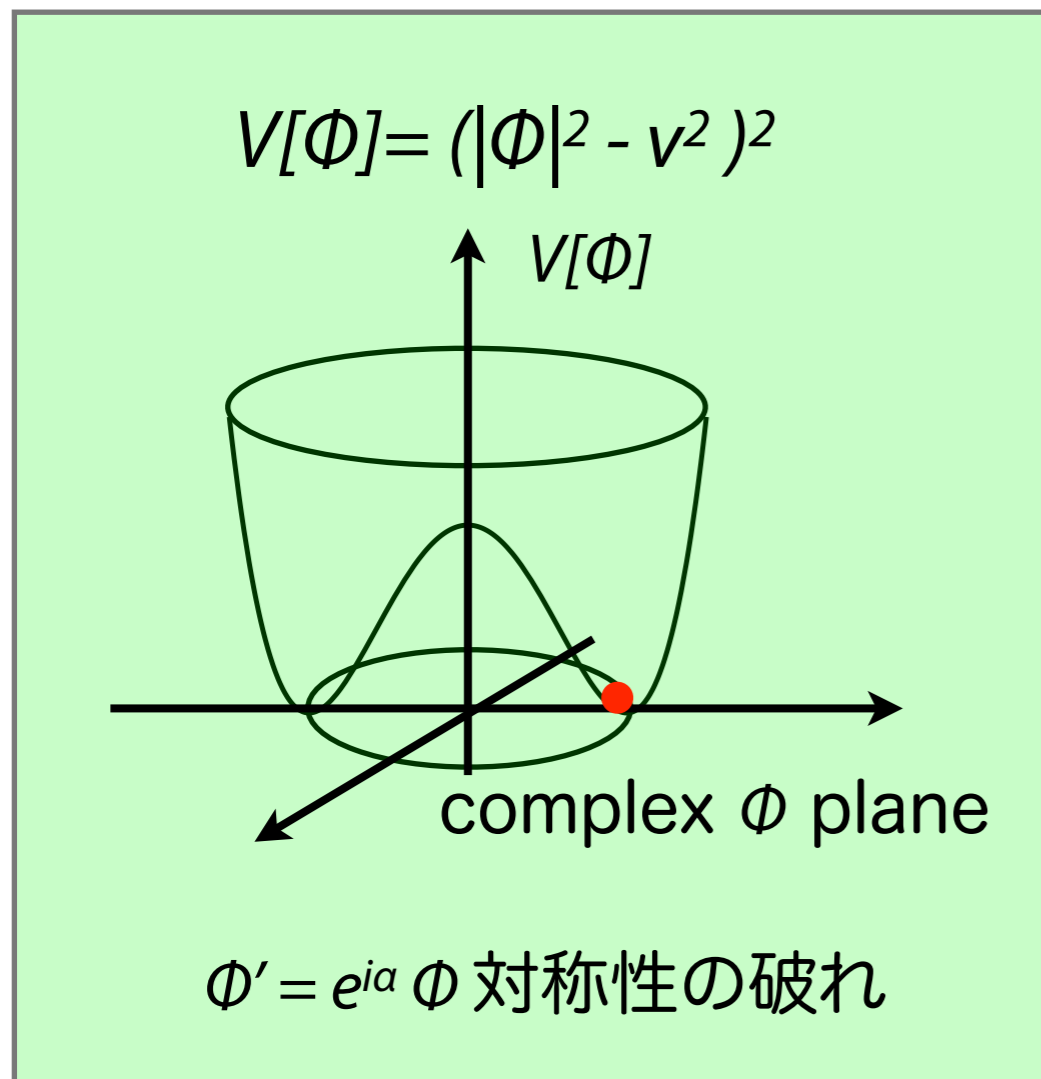
→ ゲージボソンが質量を持つ！

$U(1)$  ゲージ理論の例

真空： $\langle \Phi \rangle = v$

$\mathcal{L} = D_\mu \Phi^\dagger D^\mu \Phi$  に代入すると

$\mathcal{L} = g^2 v^2 A^\mu A_\mu$  として質量が出てくる！ ( $m = gv$ )

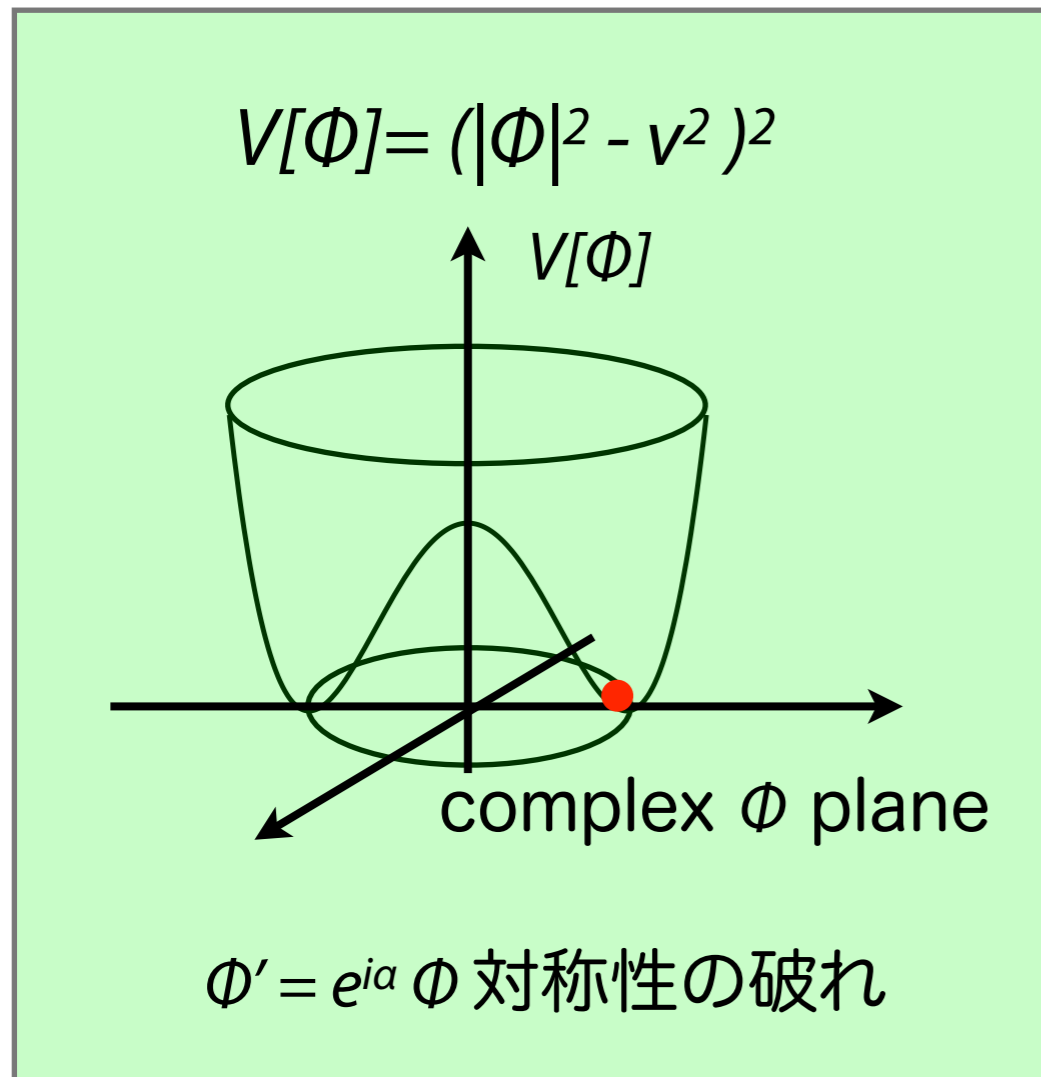




# Higgs Mechanism

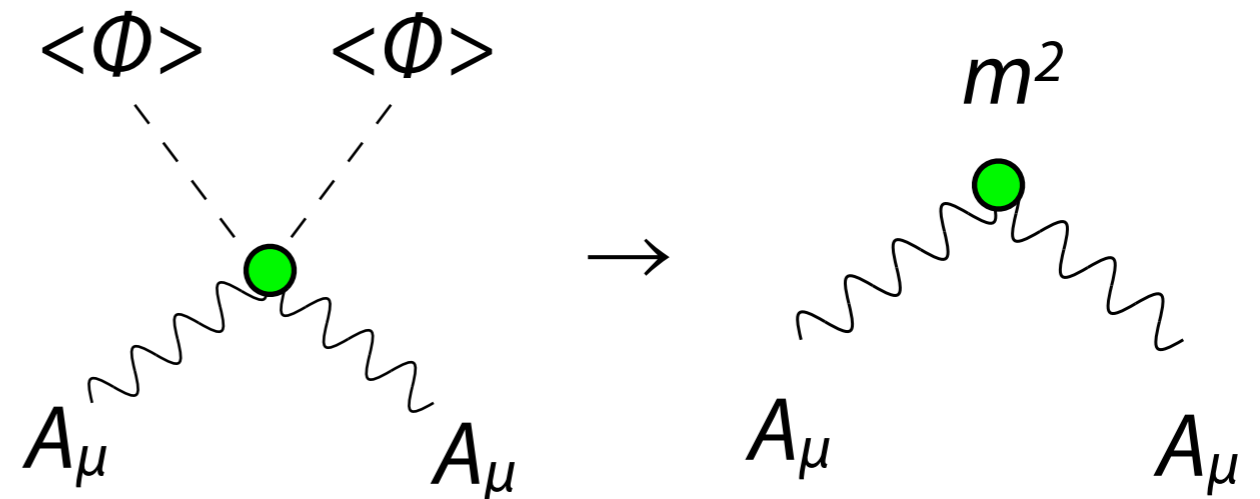
特にゲージ対称性が自発的に破れた場合

→ ゲージボソンが質量を持つ！



$U(1)$  ゲージ理論の例

真空： $\langle \Phi \rangle = v$



2点相互作用 = 質量が生じる

# 標準模型

ここまでのまとめ

標準模型

ゲージ理論で記述

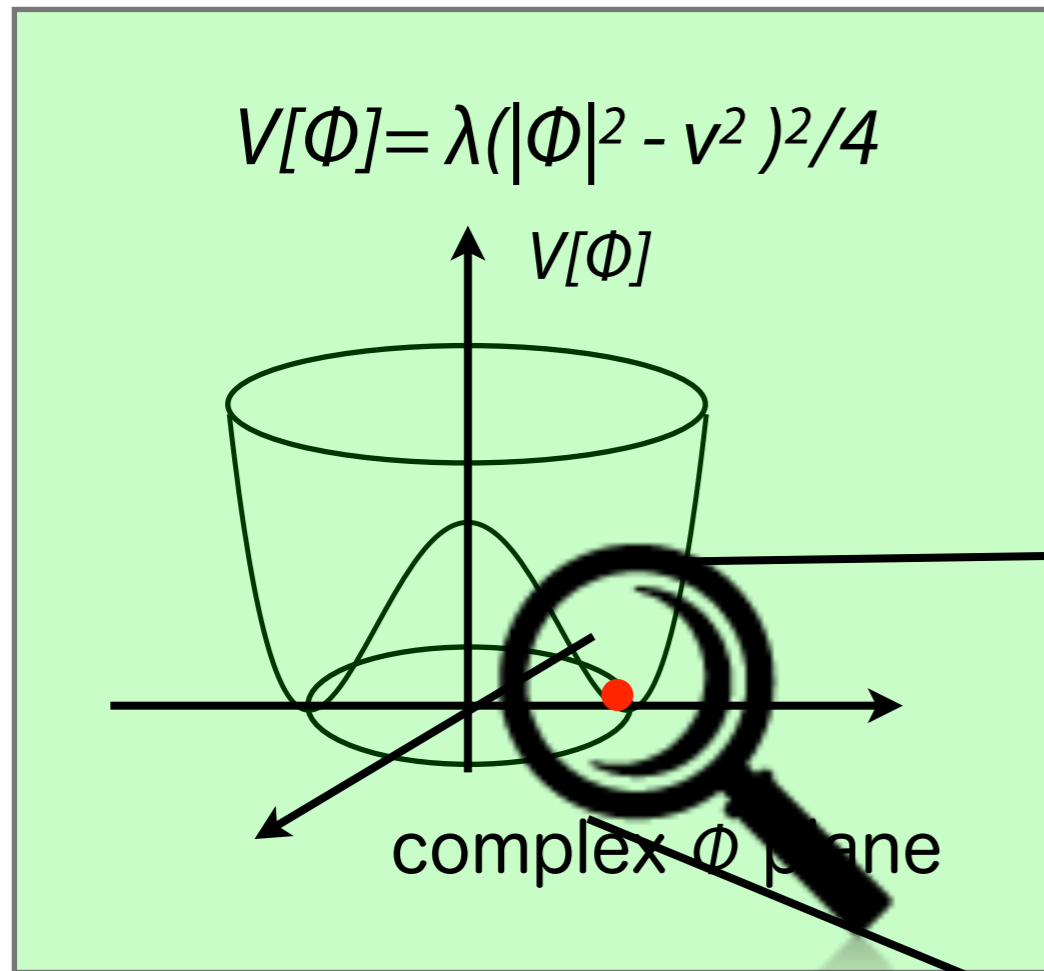
ゲージ対称性があるとゲージボソンは質量を持ってない

ゲージ対称性が自発的に破れると質量が生じる！

→ Higgs Mechanism!

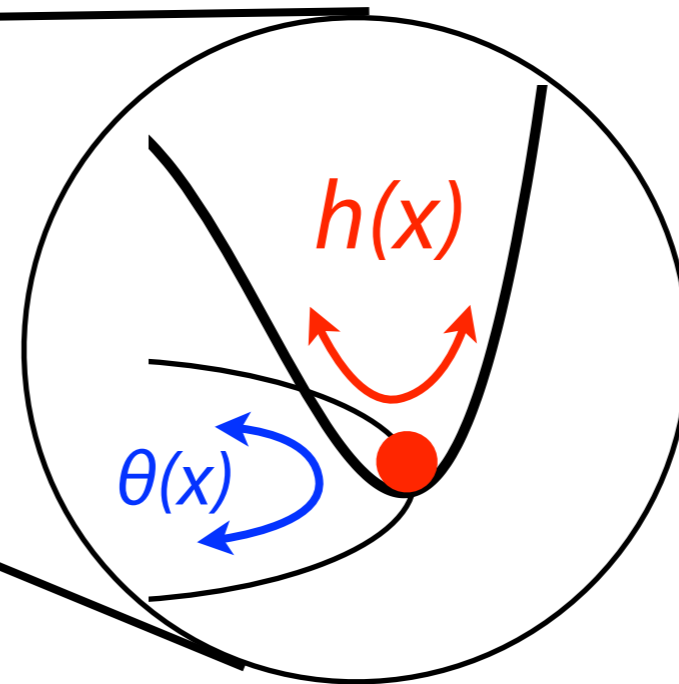
# Higgs 粒子

自発的対称性の破れはスカラー場(= Higgs 場)の凝縮で起こる



その真空期待値の周りのゆらぎ  
= Higgs 粒子!

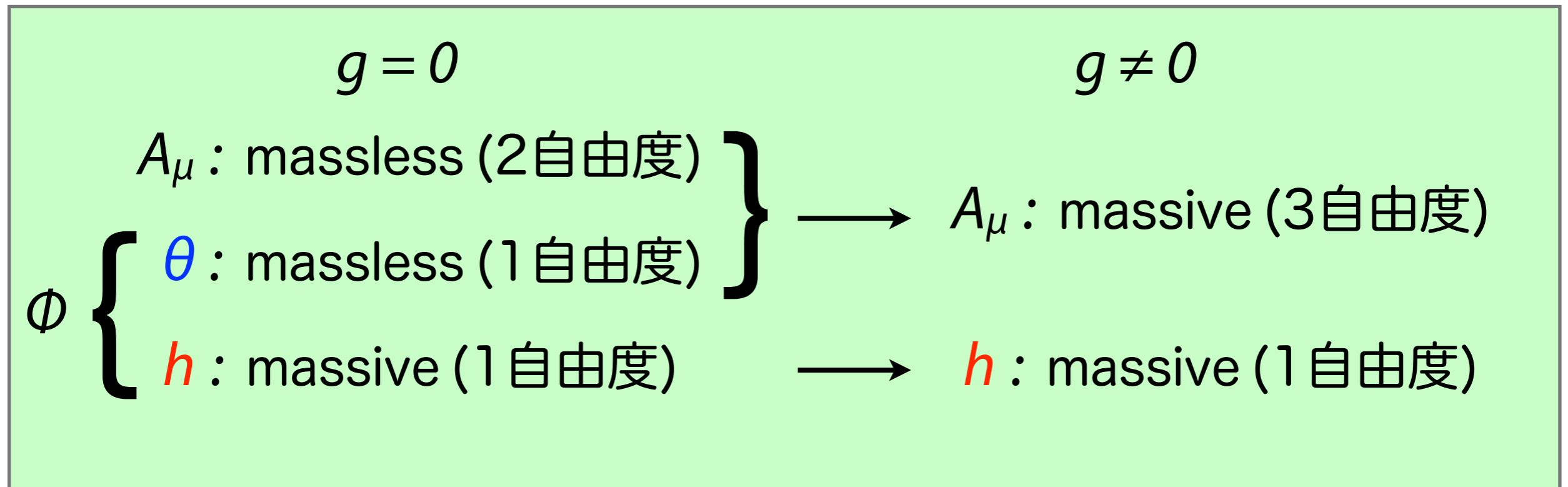
$$\Phi(x) = (v + h(x)/\sqrt{2}) e^{i\theta(x)}$$



$V[\Phi] \rightarrow \lambda^2 v^2 h^2$  : Higgs 粒子は質量を持つ!

# Higgs 粒子

自発的対称性の破れはスカラー場(= Higgs 場)の凝縮で起こる



ゲージボゾン(質量0、横波 = 2自由度)は Higgs 場の位相方向を吸収することで質量を持つ(スピン1 = 3自由度)

# Higgs 粒子

標準模型： $SU(2) \times U(1)$  の場合は少し複雑だが基本は同じ

Higgs場は  $SU(2)$  2重項で  $U(1)$  charge  $1/2$  を持つ

$$H = \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} \quad V[H] = \lambda (H^\dagger H - v^2)^2 / 4$$

真空期待値

$$\langle H \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

によって  $SU(2) \times U(1)$  は  $U(1)_{QED}$  に自発的に破れる

$U(1)_{QED}$  chargeは

$$Q_{QED} = Q_{U(1)} + T_3 \quad (T_3 \in SU(2))$$

# Higgs 粒子

標準模型： $SU(2) \times U(1)$  の場合は少し複雑だが基本は同じ

$$|D^\mu H|^2 = \left| \partial_\mu - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} g_1 B_\mu + g_2 W_\mu^3 & g_2 W_\mu^1 - i g_2 W_\mu^2 \\ g_2 W_\mu^1 + i g_2 W_\mu^2 & g_1 B_\mu - g_2 W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} \right|^2$$

$B_\mu$ :  $U(1)$  ゲージボゾン,  $W_\mu^{1,2,3}$ :  $SU(2)$  ゲージボゾン

$$\begin{array}{l} \text{massive:} \\ \text{massless:} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} W_\mu^\pm = (W_\mu^1 \pm i W_\mu^2) / \sqrt{2} \\ Z_\mu = (\cos\theta_W W_\mu^3 - \sin\theta_W B_\mu) \\ A_\mu = (\sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu) \end{array} \right.$$

$$m_W^2 = g_2^2 v^2 / 2, \quad m_Z^2 = (g_2^2 + g_1^2) v^2 / 2 = m_W^2 / \cos^2 \theta_W$$

$$[\sin\theta_W = g_1 / (g_1^2 + g_2^2)^{1/2}]$$

# Higgs 粒子

標準模型： $SU(2) \times U(1)$  の場合は少し複雑だが基本は同じ

Higgs 粒子

$$H = \begin{pmatrix} G_1 + iG_2 \\ (v + h)/\sqrt{2} + iG_0 \end{pmatrix}$$

Higgs 2重項のスカラー4自由度のうち  
3つは Z, Wボゾンに吸収される！

標準模型ではスピン0の質量を持った粒子の存在が  
予言される！

$$V[H] = \lambda(|H|^2 - v^2)^2/4 \rightarrow m_h^2 = \lambda v^2$$

# Higgs 粒子

ここまでのまとめ

標準模型

ゲージ理論で記述

ゲージ対称性があるとゲージボソンは質量を持ってない

ゲージ対称性が自発的に破れると質量が生じる！

→ Higgs Mechanism!

ヒッグス粒子は対称性が自発的に破れるのに必要な場の生き残り！



# 標準模型のパラメータ

## 標準模型のラグランジアン

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & - F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} / 4 - W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} / 4 - G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} / 4 \\ & + |D^\mu H|^2 - \lambda(|H|^2 - v^2)^2 / 2 + \mathcal{L}_{Fermion} \\ & \text{(フェルミオンは後まわし)}\end{aligned}$$

パラメータ：  $g_s, g_2, g_1, v, \lambda$   
+ フェルミオンの湯川相互作用

これらを決めれば全ての現象を予言可能！

# 標準模型のパラメータ

標準模型： $SU(2) \times U(1)$  セクター

$$U(1)_{QED} \text{ 結合定数} \quad e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} = g_2 \sin\theta_W$$

$$\text{Fermi constant} \quad G_F/\sqrt{2} = g_2^2/8m_W^2 = 1/4v^2$$

$$\text{Z-boson 質量} \quad m_Z^2 = (g_2^2 + g_1^2)v^2/2$$

$$[\sin\theta_W = g_1 / (g_1^2 + g_2^2)^{1/2}]$$

Fermi constant の測定値  $G_F \approx 1.17 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$  から

Higgs の真空期待値が  $v \approx 174 \text{GeV}$  が得られる！

$e, m_Z$  の測定値から  $g_1 \approx 0.36, g_2 \approx 0.65$  が得られる！

( LEP の jet event の精密測定から  $g_s \approx 1.18$  )

# 標準模型のパラメータ

フェルミオンセクターを除いた5パラメータのうち  
4個は分かった！

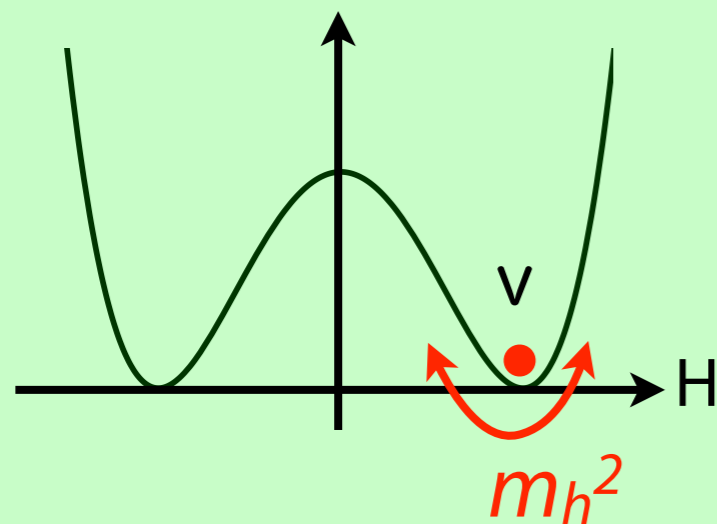
$$g_s, g_2, g_1, v, \lambda$$

残った  $\lambda$  はどうやって決めるのか？

Higgs の質量が分かると  $\lambda$  が決まる！

$$V[H] = \lambda (|H|^2 - v^2)^2 / 4$$

$$m_h^2 = \lambda v^2$$

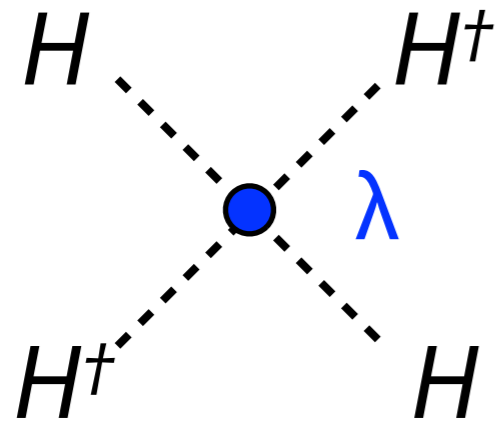


LHCで観測された観測されたボゾンが  
Higgs粒子であるとする

$$\lambda \approx (125\text{GeV}/174\text{GeV})^2 \approx 0.5!$$

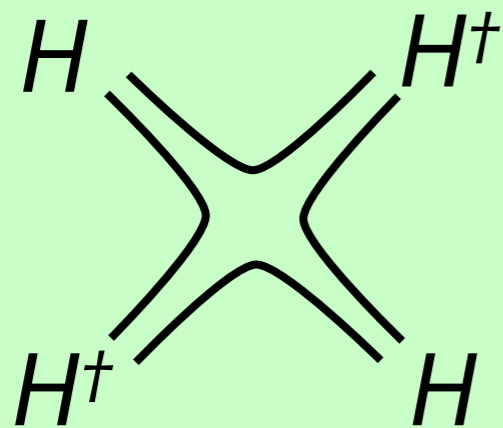
# 標準模型のパラメータ

$\lambda$  は標準模型を越える物理への重要なヒントを与える！



$\lambda$  は Higgs 場の4点相互作用の係数

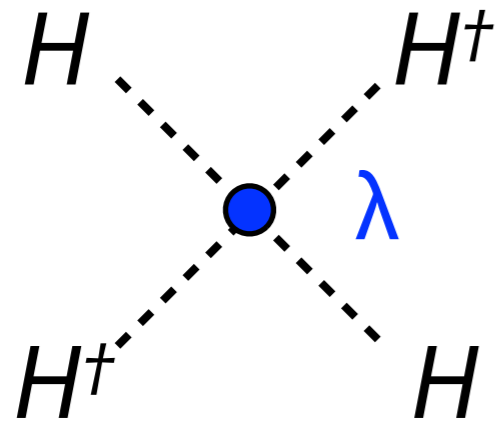
もし Higgs が素粒子ではなく何らかの強い相互作用の結果生じた複合粒子であった場合…



$\lambda$  は大きい( $\approx 4\pi$ )ことが期待される！  
(もちろん例外もあるが)

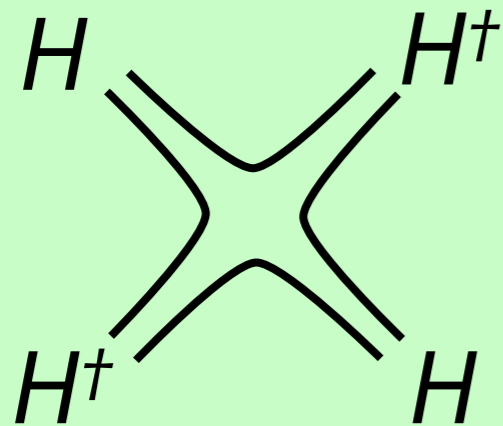
# 標準模型のパラメータ

$\lambda$  は標準模型を越える物理への重要なヒントを与える！



$\lambda$  は Higgs 場の4点相互作用の係数

もし Higgs が素粒子ではなく何らかの強い相互作用の結果生じた複合粒子であった場合…



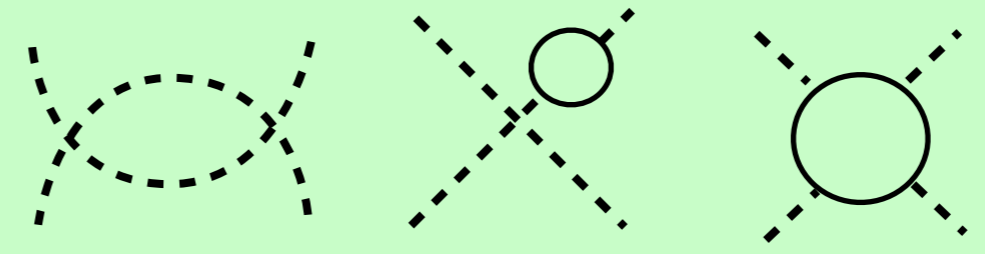
$m_h \approx 125\text{GeV}$  ( $\lambda \approx 0.5$ ) は Higgs が複合粒子ではないことを示唆している！  
これは衝撃的！ (工夫の余地はあるが)

# 標準模型のパラメータ

$\lambda$  は標準模型を越える物理への重要なヒントを与える！

場の理論のパラメータはエネルギースケールによって変化する。

= 繰り込み群の下での変化

$$\frac{d\lambda}{d\ln E/E_0} = \frac{1}{16\pi^2} (12\lambda^2 + 12\lambda y_t^2 - 12y_t^4 + \dots)$$


( $y_t \approx 0.95$  は Higgs-Top quark 相互作用)

の項は  $\lambda$  を高エネルギーで大きくする

の項は  $\lambda$  を高エネルギーで小さくする

# 標準模型のパラメータ

$\lambda$  は標準模型を越える物理への重要なヒントを与える！

$$\frac{d\lambda}{d\ln E/E_0} = \frac{1}{16\pi^2} (12\lambda^2 + 12\lambda y_t^2 - 12y_t^4 + \dots)$$

$\lambda$  が大きすぎるとどんどん大きくなっていき、  
あるエネルギースケールで記述が破綻する

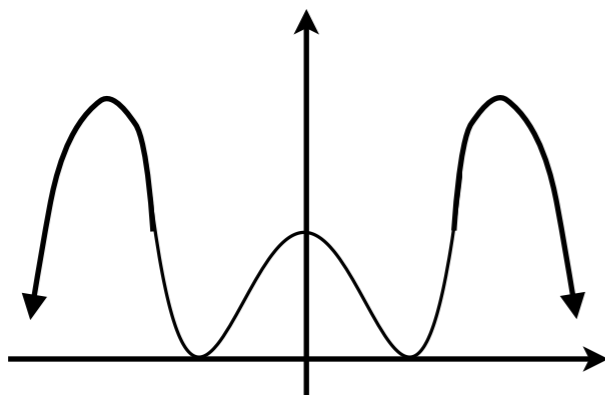
標準模型を越える理論の存在を示唆する!?

# 標準模型のパラメータ

$\lambda$  は標準模型を越える物理への重要なヒントを与える！

$$\frac{d\lambda}{d\ln E/E_0} = \frac{1}{16\pi^2} (12\lambda^2 + 12\lambda y_t^2 - 12y_t^4 + \dots)$$

$\lambda$  が小さすぎるとどんどん小さくなってそのうち負になってしまい、別の真空が現れる！我々の真空が不安定になり得る。

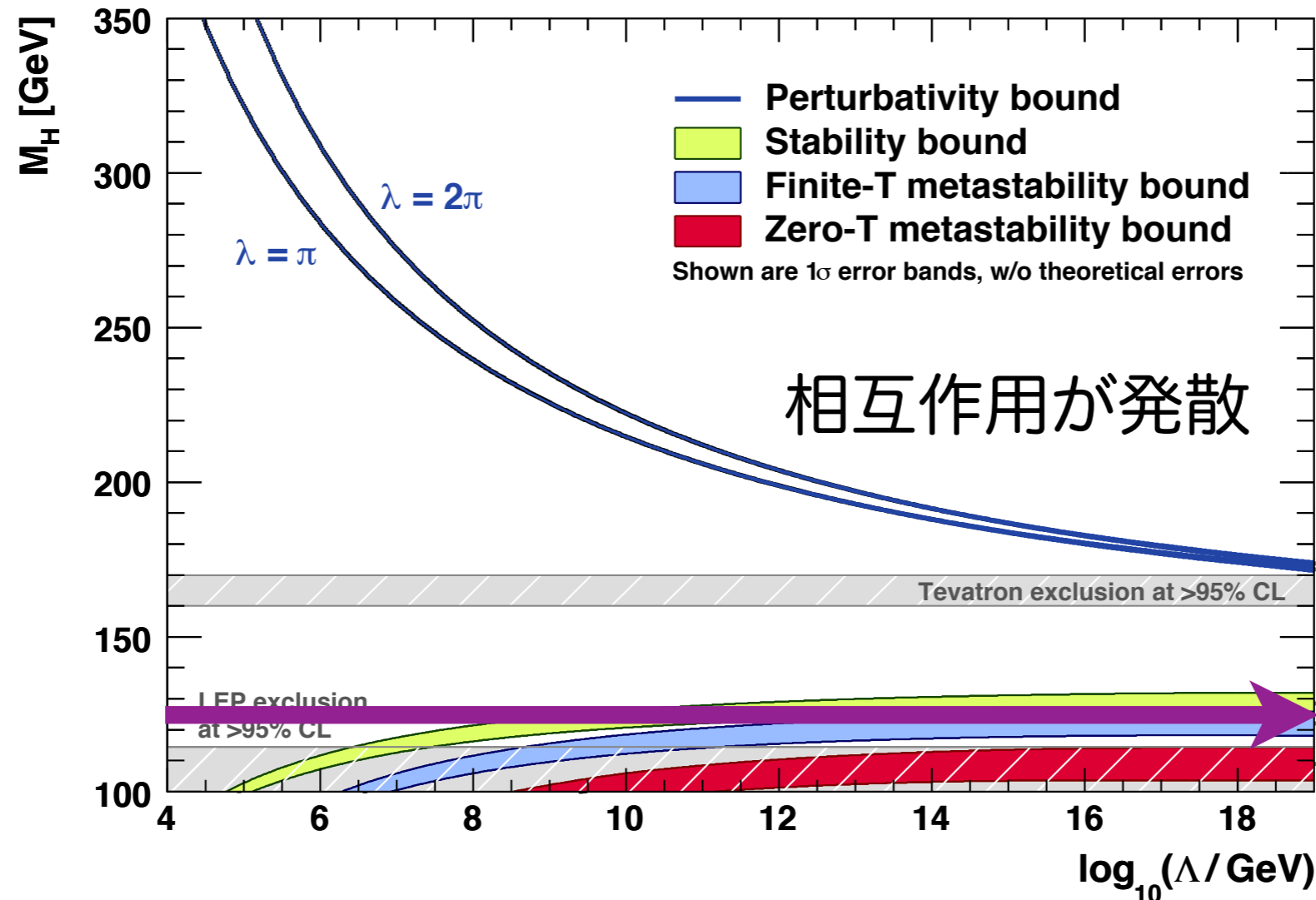


やはり標準模型を越える理論の存在を示唆する!?



# 標準模型のパラメータ

$\lambda$  は標準模型を越える物理への重要なヒントを与える！



$m_h \approx 125 \text{ GeV}$  ( $\lambda \approx 0.5$ ) はプランクスケール ( $\sim 10^{18} \text{ GeV}$ ) 以下に別な真空があるが真空が崩壊しないギリギリ？

標準模型を越える物理の存在の確たる証拠にはならない…

# 標準模型のパラメータ

## ここまでのまとめ

理論のパラメータは  $g_s, g_2, g_1, v, \lambda$  + フェルミオンの湯川相互作用だけ

$g_s, g_2, g_1, v$  はすでに測定から分かっている。

Higgs の 4 点相互作用  $\lambda$  は Higgs の質量から決められる

Higgs の質量が  $125\text{GeV}$  程度なら Higgs は内部構造を持たない素粒子である可能性が大! → 新物理に強い制限!!

Higgs の質量が  $125\text{GeV}$  程度なら  $\lambda$  は高エネルギー領域でも特に悪い振る舞いをしない

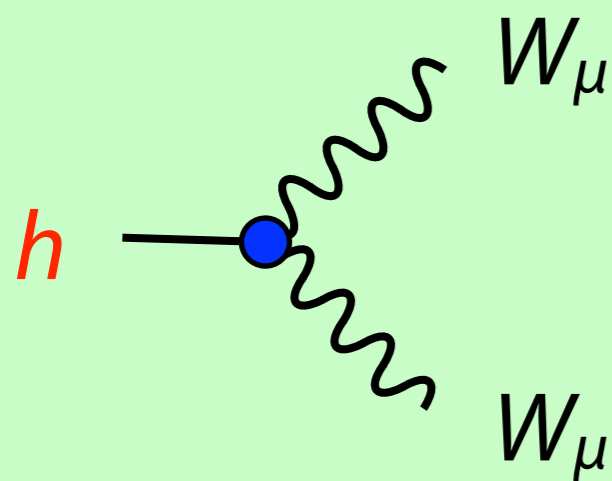
→ 新物理の積極的な示唆はない…

# Higgs 粒子の相互作用

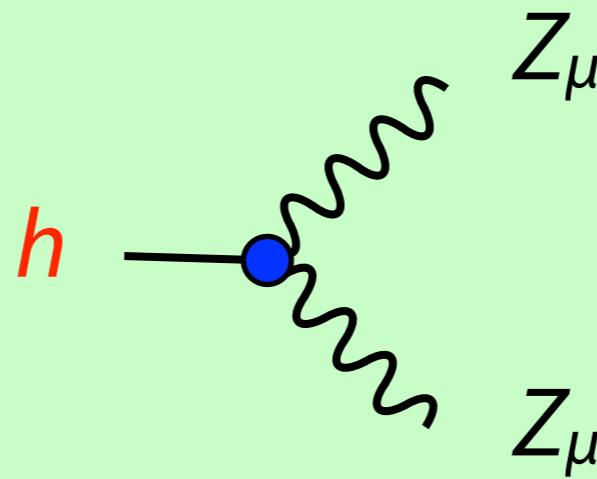
## ウィークゲージボゾンとの相互作用

$$\mathcal{L} = |D^\mu H|^2 \rightarrow$$

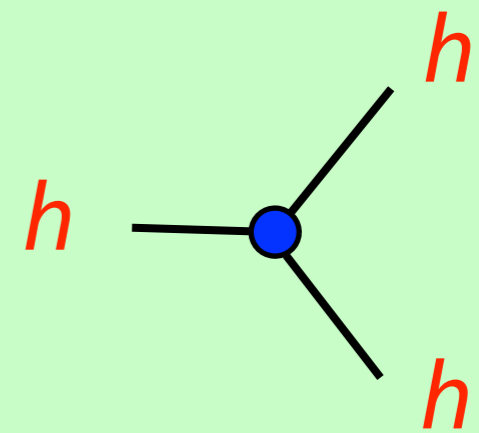
$$\mathcal{L} = (\partial^\mu h)^2/2 + (m_W^2 W_\mu^+ W_\mu^- + m_Z^2 Z_\mu Z_\mu/2) (1 + h/\sqrt{2}v)^2$$



$$\sqrt{2}m_W^2/v$$



$$\sqrt{2}m_Z^2/v$$



$$3m_h^2/\sqrt{2}v$$

結合定数が2乗質量に比例する！

→ Higgs が質量の起源であることの現れ！

# Higgs 粒子の相互作用

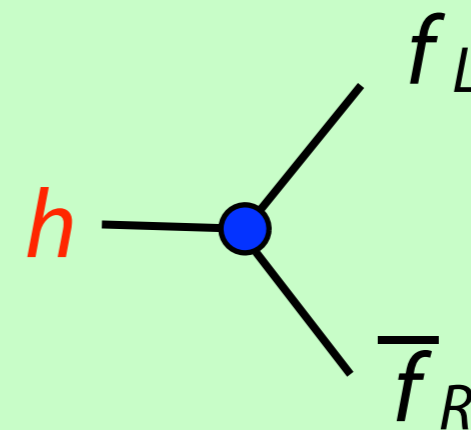
## フェルミオンとの相互作用

$$\mathcal{L}_{Fermion} = \psi^\dagger i \sigma_\mu D^\mu \psi - y_U H Q_L \bar{U}_R - y_D H^\dagger Q_L \bar{D}_R - y_L H^\dagger L_L \bar{E}_R$$

$y_{U,D,E}$  : 3x3 行列の係数

$\langle H \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$  によってフェルミオンも質量を持つ！  
 $m_f = y_f v$

$$\mathcal{L}_{Fermion} \rightarrow -m_f f_L \bar{f}_R (1 + h/\sqrt{2}v)$$



$$m_f / \sqrt{2}v$$

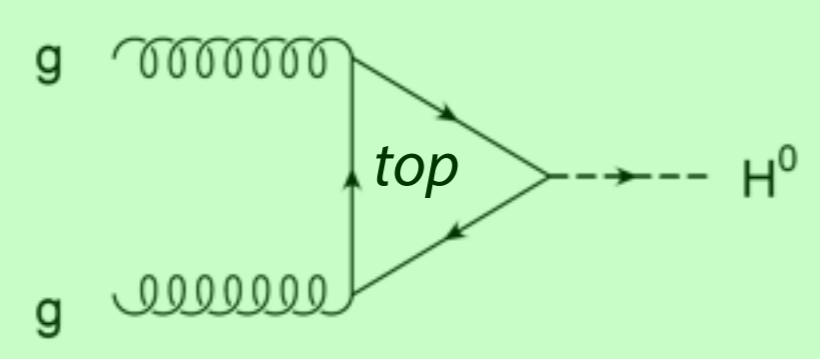
結合定数が質量に比例する！

# Higgs 粒子の相互作用

## gluon, photon との相互作用

gluon も photon も Higgs から質量を貰わない

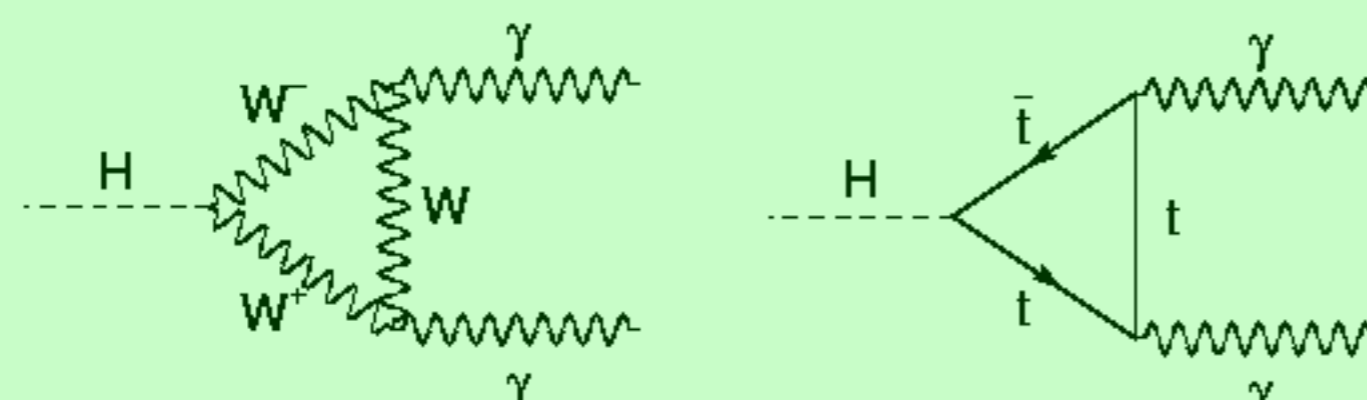
→ Higgs との相互作用は間接的で弱い！



The diagram shows two incoming gluon lines (g) represented by curly lines. These lines meet at a vertex and form a triangular loop of top quarks (top). The top quark loop is represented by straight lines with arrows. The loop then meets at another vertex, from which a dashed line representing a Higgs boson (H<sup>0</sup>) emerges.

$$\frac{\alpha_s}{3\pi\sqrt{2}v} + \dots$$

$\alpha_s \sim 0.12$



The left diagram shows an incoming Higgs boson (H) represented by a dashed line. It splits into two W bosons (W and W<sup>+</sup>), which then meet at a vertex and form a triangular loop of photons (γ). The photon loop is represented by wavy lines. The loop then meets at another vertex, from which a dashed line representing a Higgs boson (H) emerges.

The right diagram shows an incoming Higgs boson (H) represented by a dashed line. It splits into two top quarks (t and t-bar), which then meet at a vertex and form a triangular loop of top quarks (t). The top quark loop is represented by straight lines with arrows. The loop then meets at another vertex, from which a dashed line representing a Higgs boson (H) emerges.

$$\frac{\alpha}{\pi\sqrt{2}v} \frac{47}{18} + \dots$$

$\alpha \sim 1/128$

相互作用自体は弱いが LHC での Higgs search において非常に重要！

# Higgs 粒子の相互作用

## ここまでのまとめ

Higgs 粒子は Higgs Mechanism で質量を与えた粒子たちとは質量(もしくははその2乗)に比例した強さで相互作用する。

(重い Z, W boson, top quark とは割と強く相互作用する。)

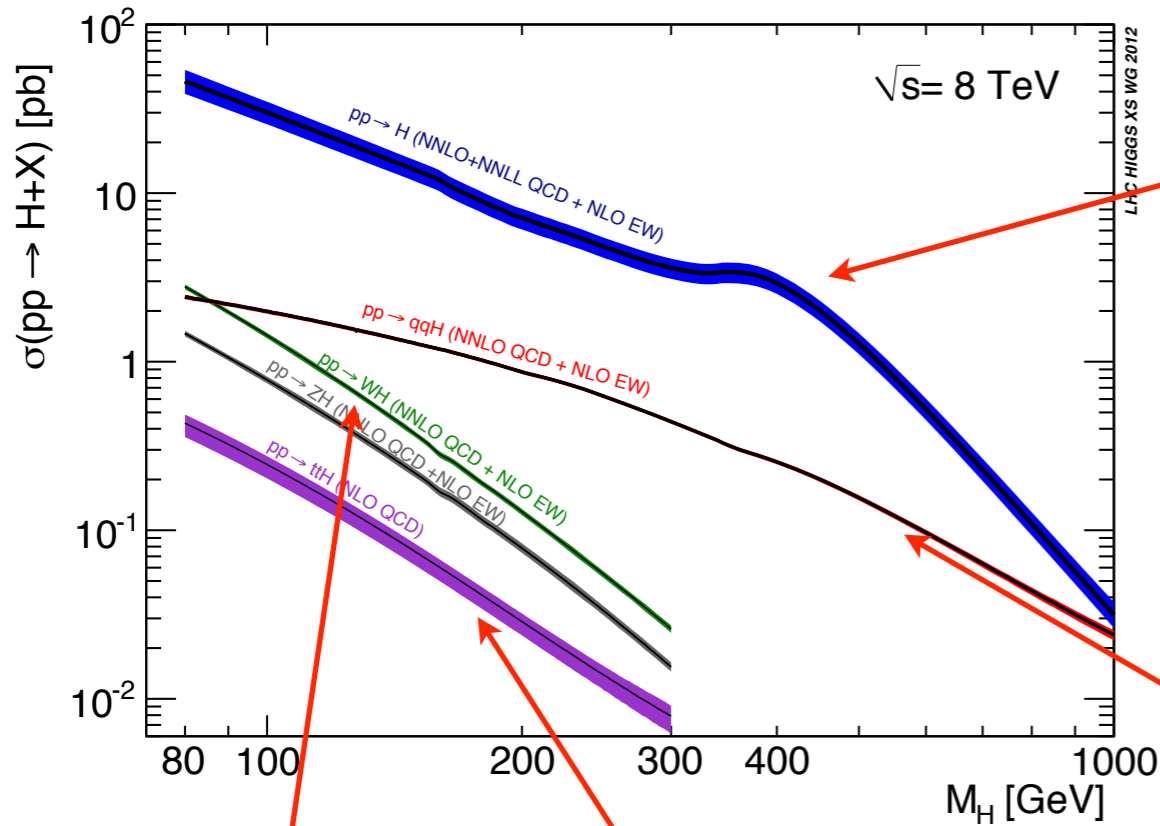
Higgs Mechanism で質量を貰わない gluon, photon は輻射補正を通じた弱い相互作用をする。

Higgs はこれらの相互作用を通して生成されたり崩壊したりする。

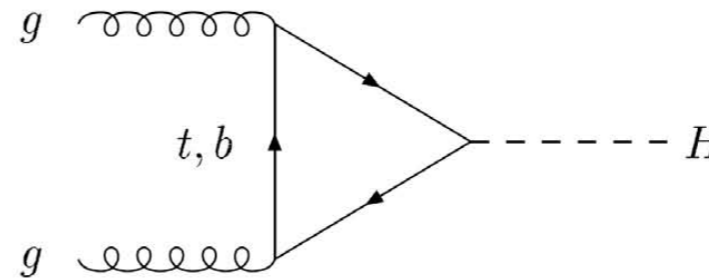
# Higgs Search @ LHC

## 生成断面積

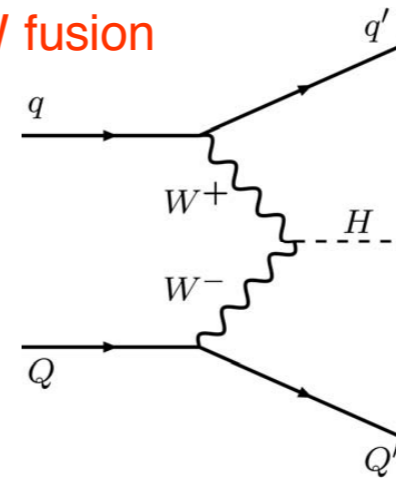
The LHC protons are mainly gluons at this energy



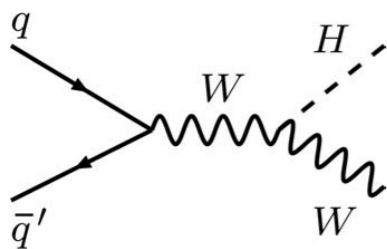
Main production channel is  $gg \rightarrow H$



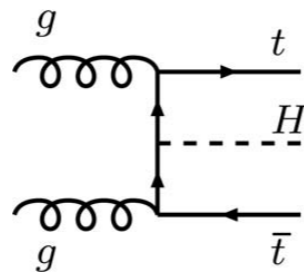
WW fusion



Higgs-strahlung



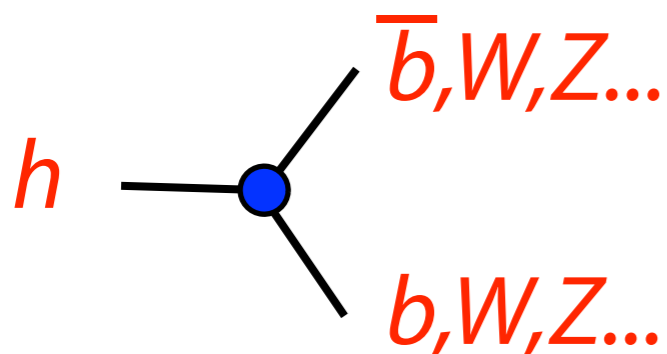
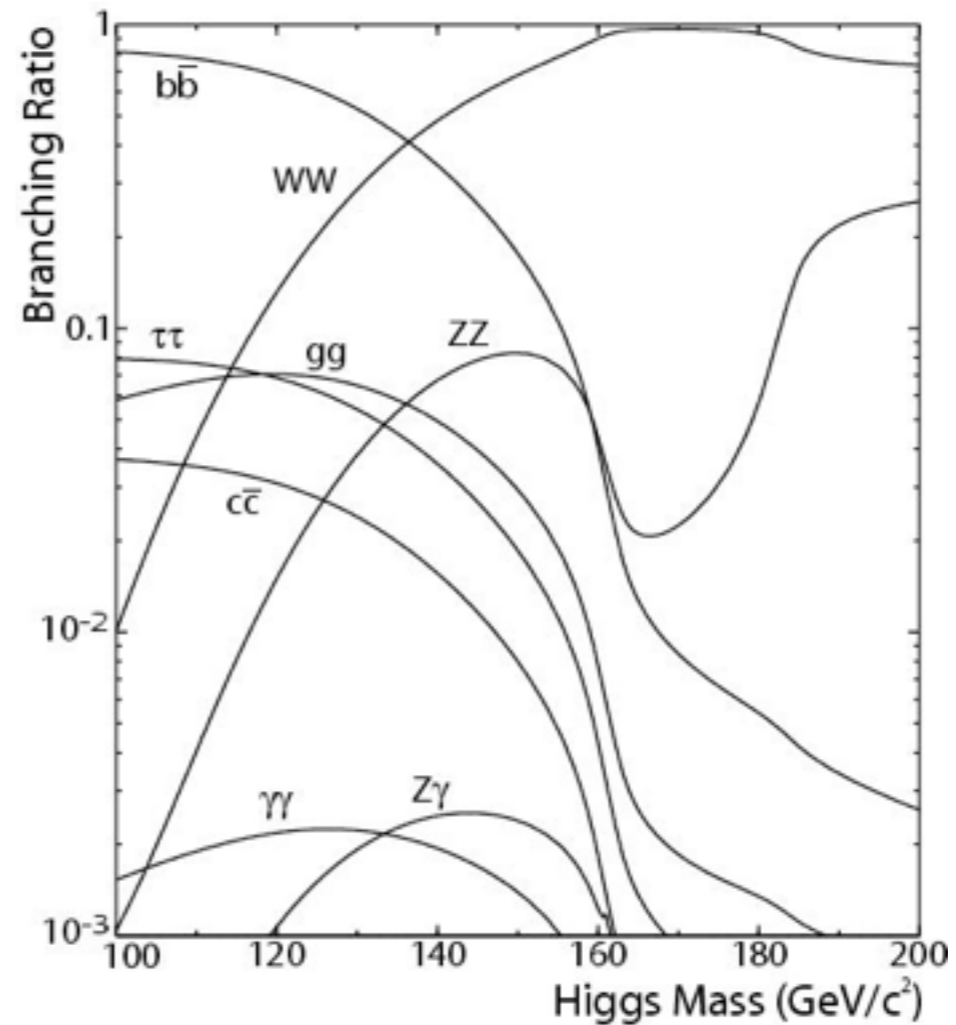
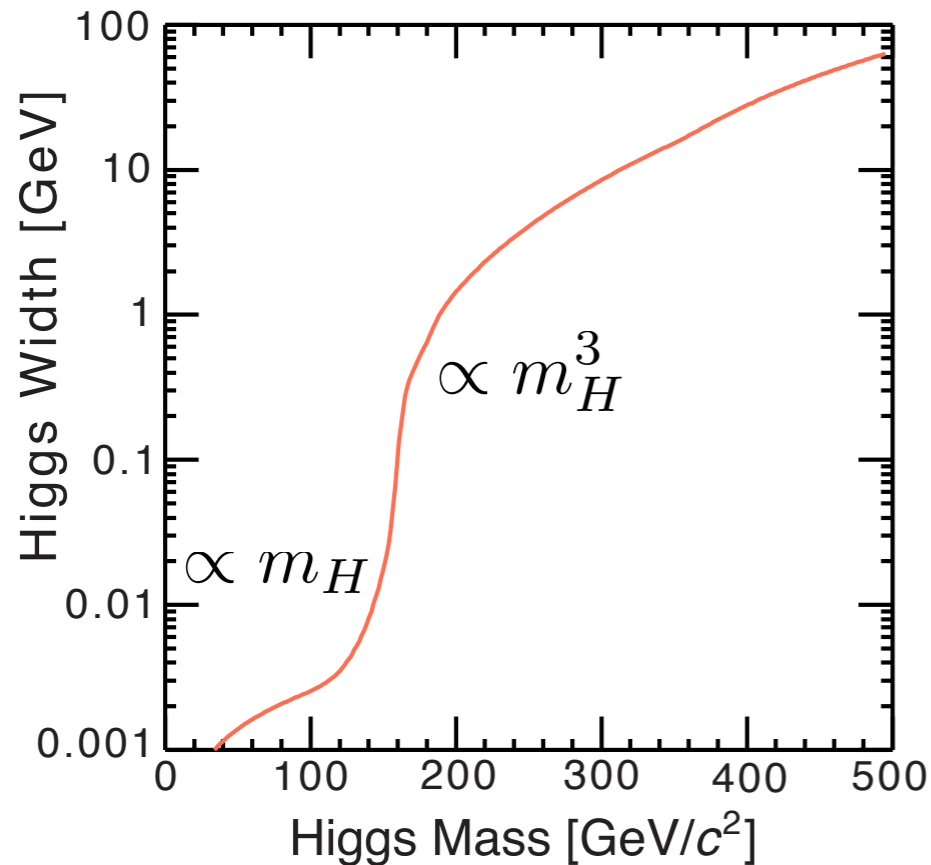
Associated production



LHC では gluon fusion による生成断面積が一番大きい！  
( proton の中身が gluon でいっぱいになっている！)

# Higgs Search @ LHC

作られた Higgs はすぐに崩壊！



$m_h = 120-130 \text{ GeV}$  では主に  $b\bar{b}$  や  $WW$  に崩壊  
Higgs の発見には主に  $\gamma\gamma$  や  $WW$  への  
崩壊モードも重要！



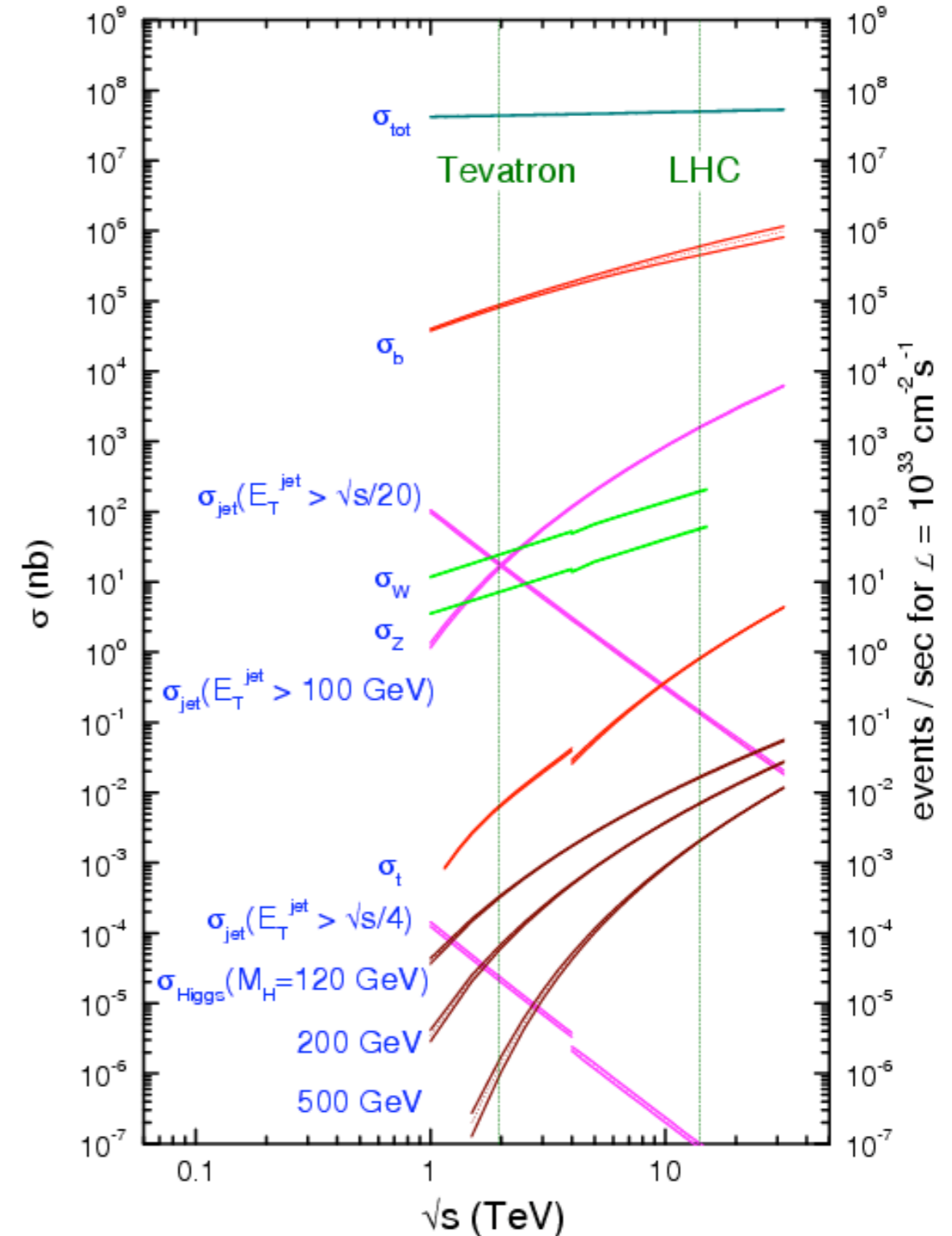
# Higgs Search @ LHC

LHC では Higgs 生成以外のプロセスが山の様に有る！

LHC では強い相互作用で quark, gluon が無数に生成されてジェットになる

シグナルに特徴的なトポロジーや終状態にレプトンを含む様なシグナル過程に注目することで巨大なバックグラウンドを落とす必要がある！

proton - (anti)proton cross sections



# Higgs Search @ LHC

## 1. $H \rightarrow \gamma\gamma$

✓ Signal : two high energetic photons

(崩壊モードとしてはマイナーだが photon は見やすい)

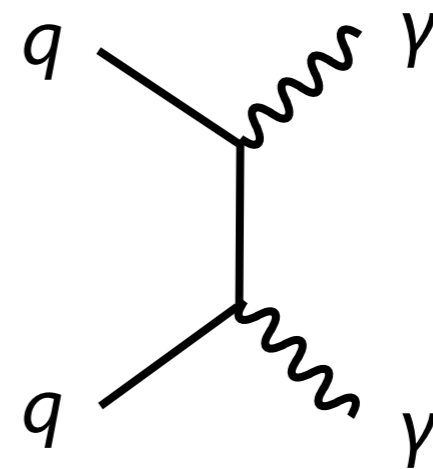
Main Background :

✓ Two photons from quarks  
(irreducible)

→ Two photon の不変質量を使って落とす

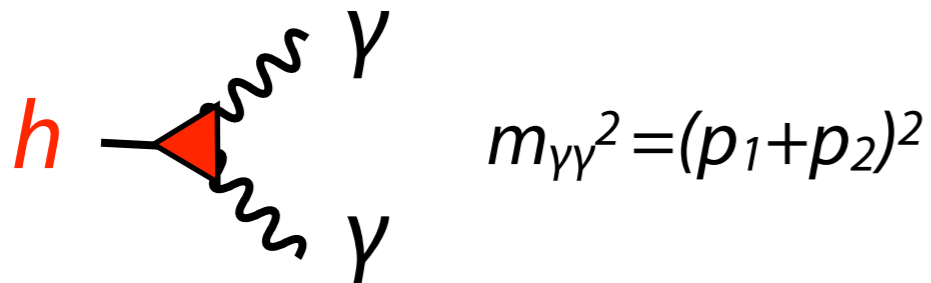
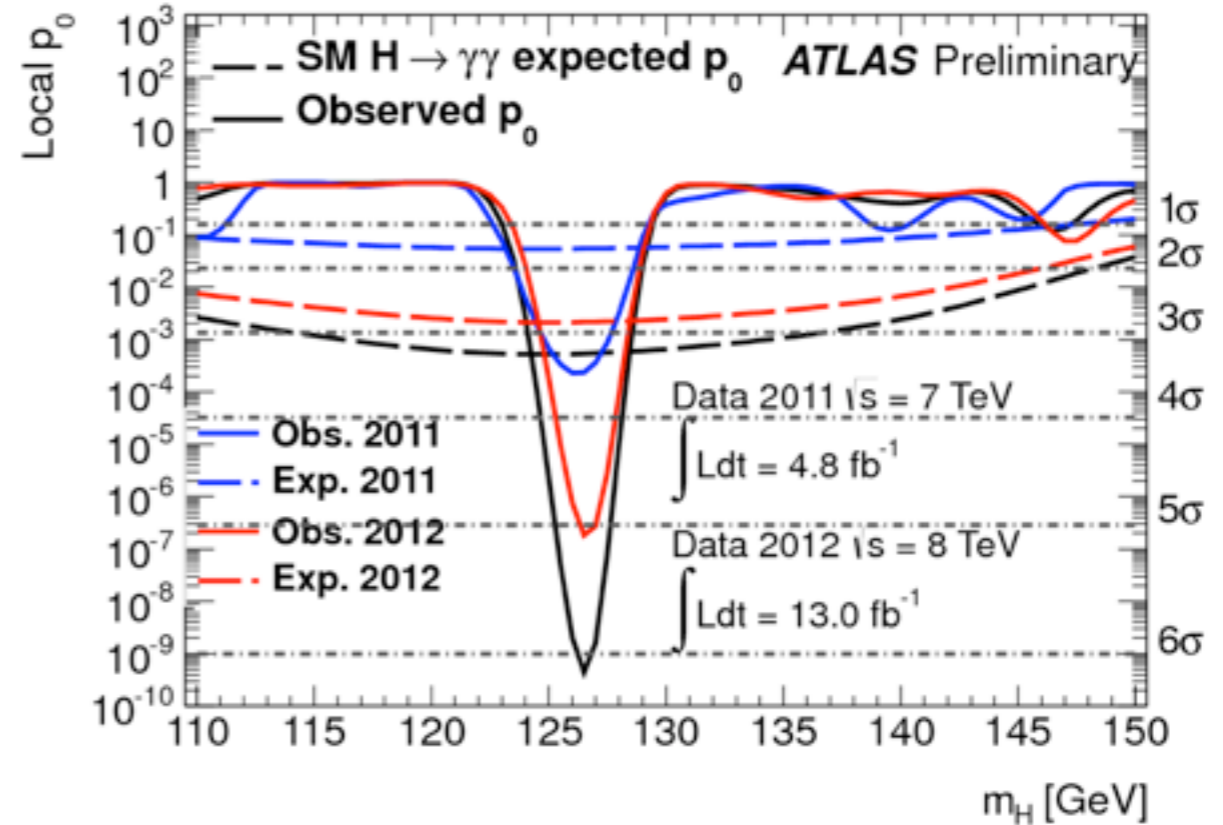
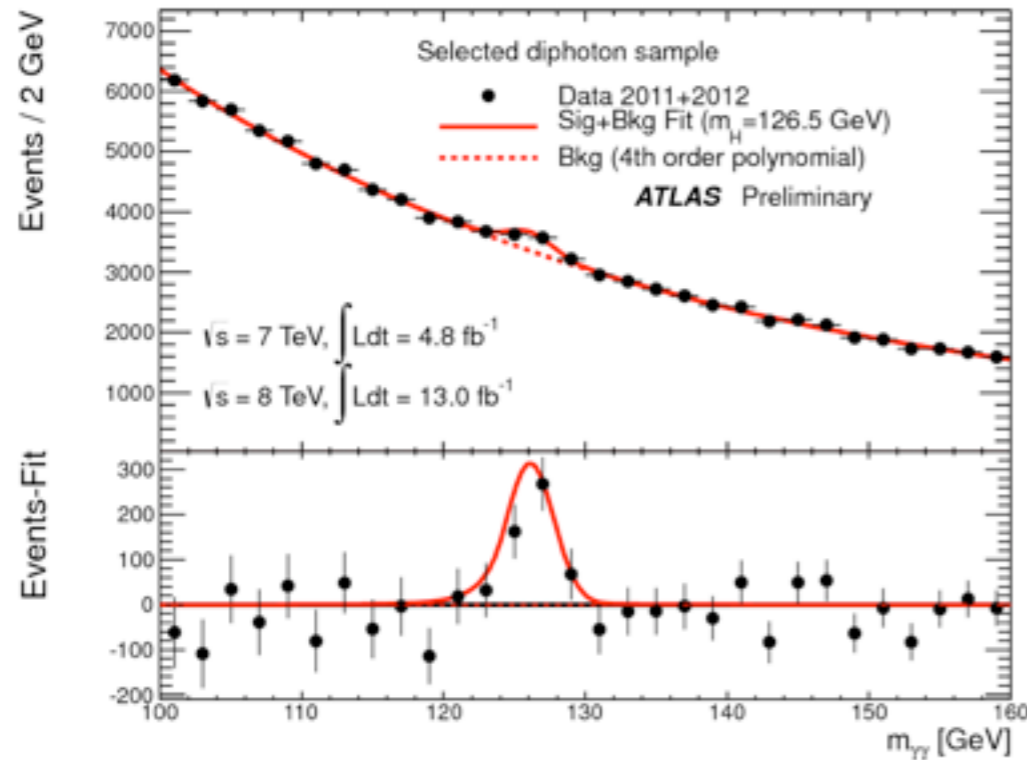
✓ Fake photons (jet), photons in jets  
(reducible)

→ jet と photon を区別する努力



# Higgs Search @ LHC

## 1. $H \rightarrow \gamma\gamma$



Two photon invariant mass 分布にHiggs のピークが見つかった！  
 (125GeV(127?) 付近に Higgs が無いことが  $6\sigma$  で棄却された！)

# Higgs Search @ LHC

## 2. $H \rightarrow ZZ$

✓ **Signal** :  $H \rightarrow Z + Z \rightarrow l^+l^- + l^+l^-$

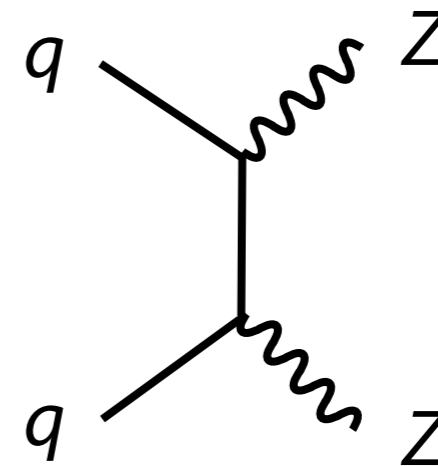
(  $Z$  の崩壊モードとしてはマイナーだが荷電レプトンは見やすい! )

Main Background :

✓ Two  $Z$  bosons from quarks  
(irreducible)

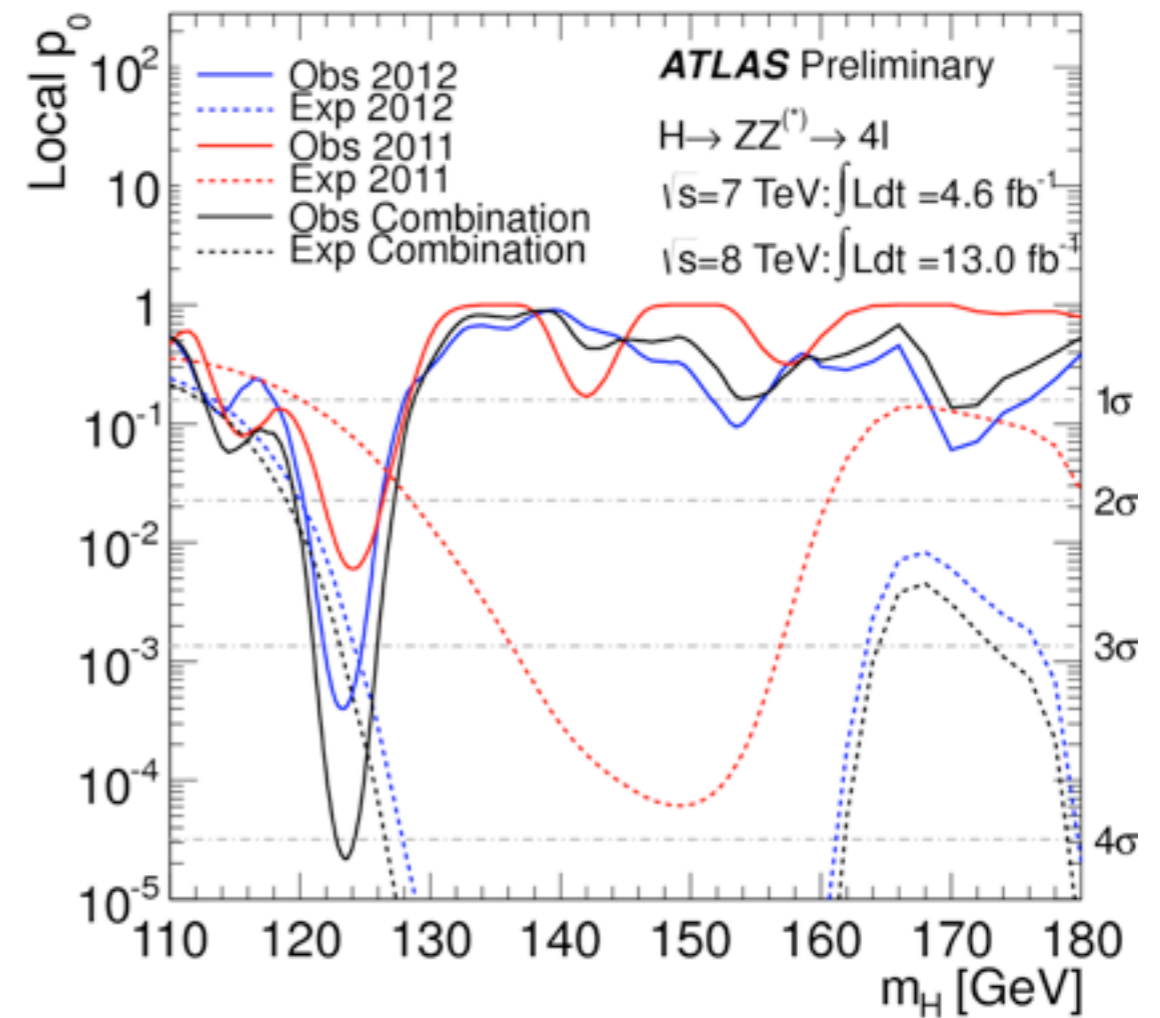
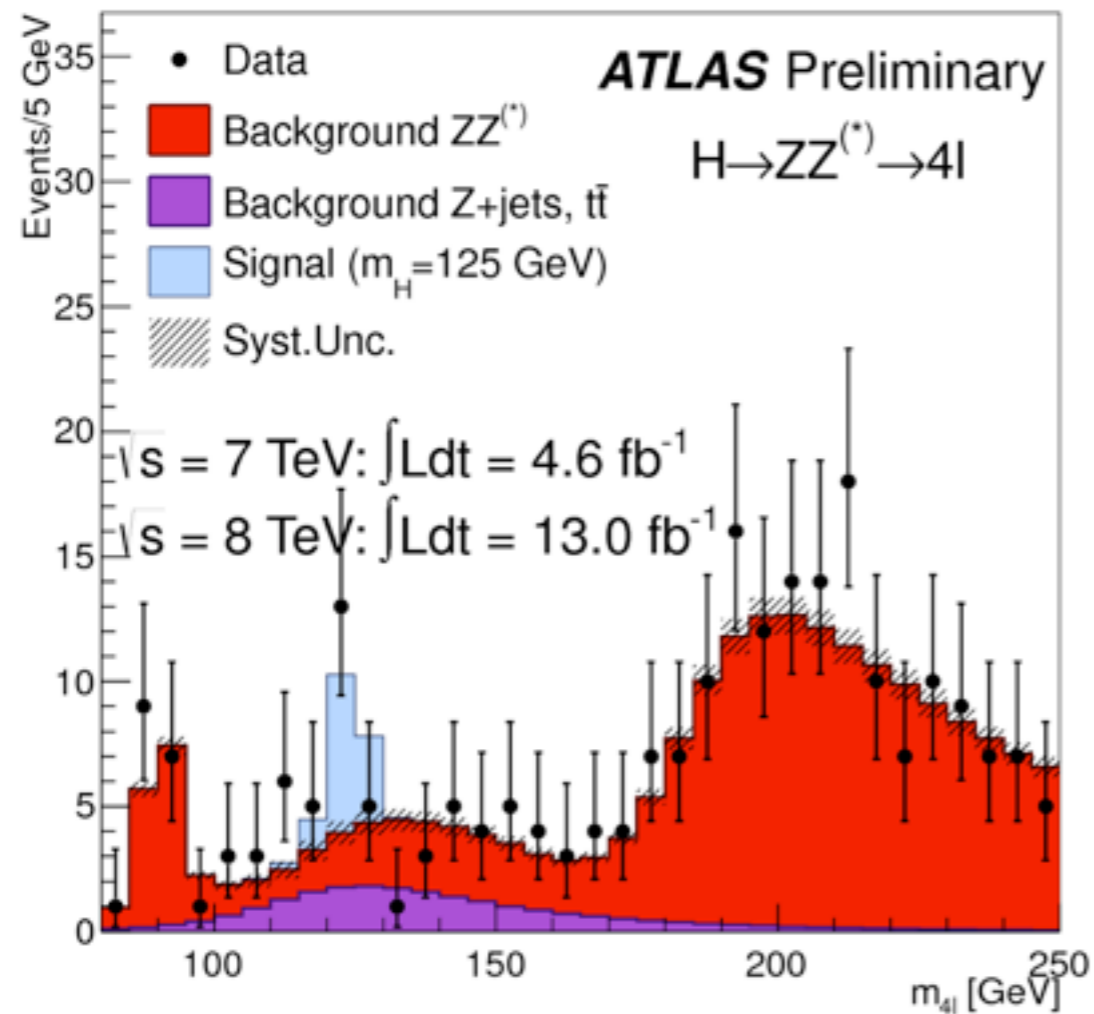
→ 4 lepton の不変質量を使って落とす

✓ Leptons from heavy flavor, fake  
electron, photon conversion...  
(irreducible)



# Higgs Search @ LHC

## 2. $H \rightarrow ZZ$



Four lepton invariant mass 分布にHiggs のピークが見つかった！  
(125GeV(123GeV?) 付近に Higgs が無いことが  $4\sigma$  で棄却された！)

# Higgs Search @ LHC

## 3. $H \rightarrow WW$

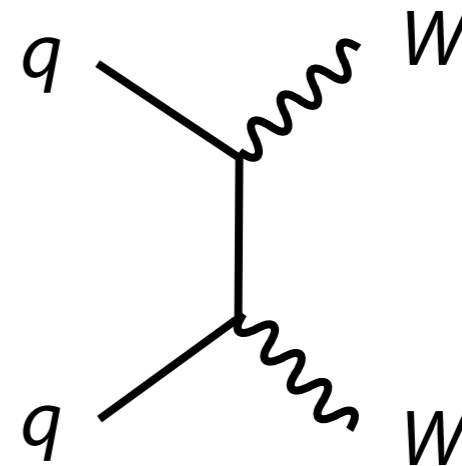
✓ **Signal** :  $H \rightarrow W + W \rightarrow l^+\nu + l^-\nu$

Two high energetic leptons + missing  $E_T$

Main Background :

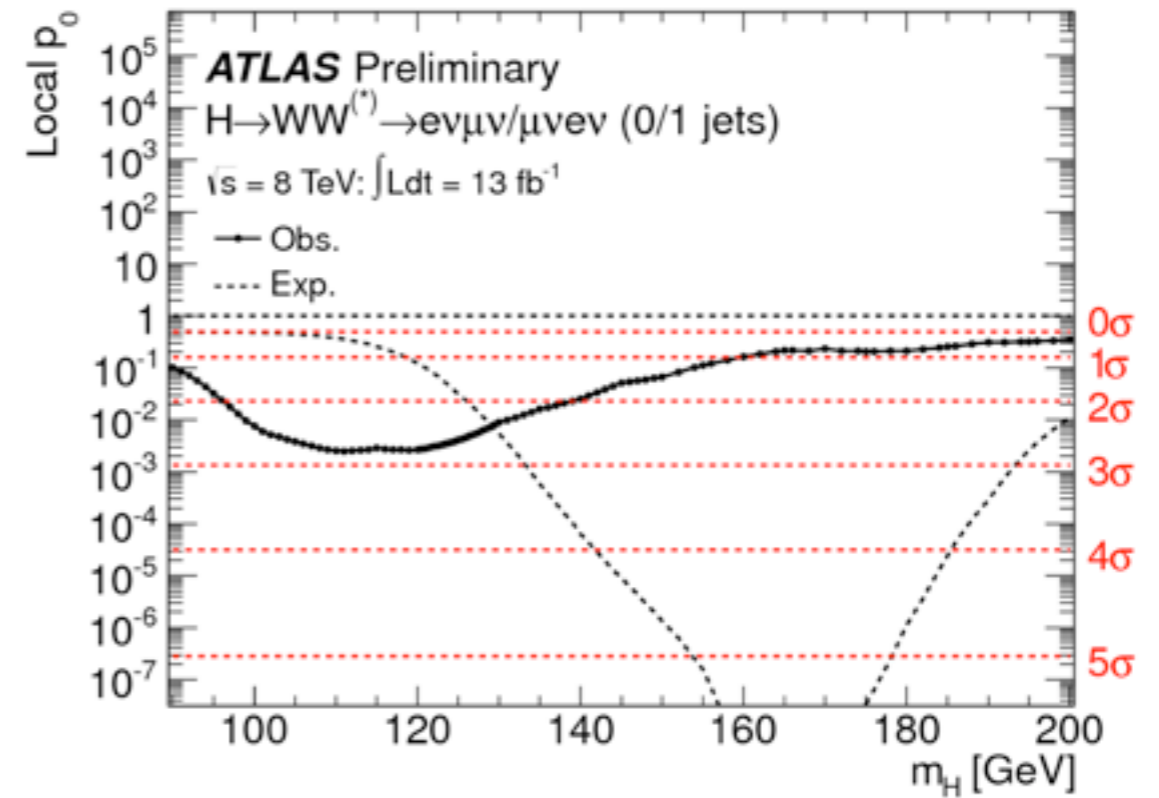
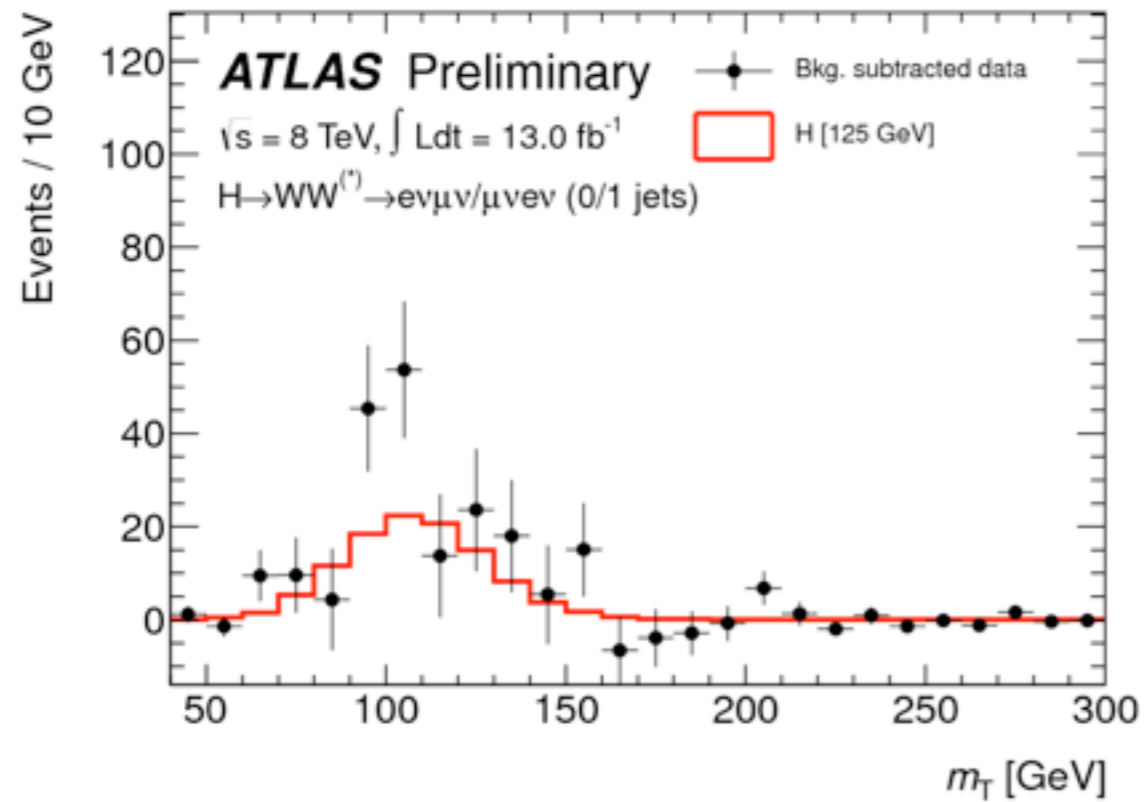
✓ Two  $W$  bosons from quarks  
(irreducible)

✓ Top pair production,  $W + \text{jets}$ ,  $Z + \text{jets}$   
(reducible)



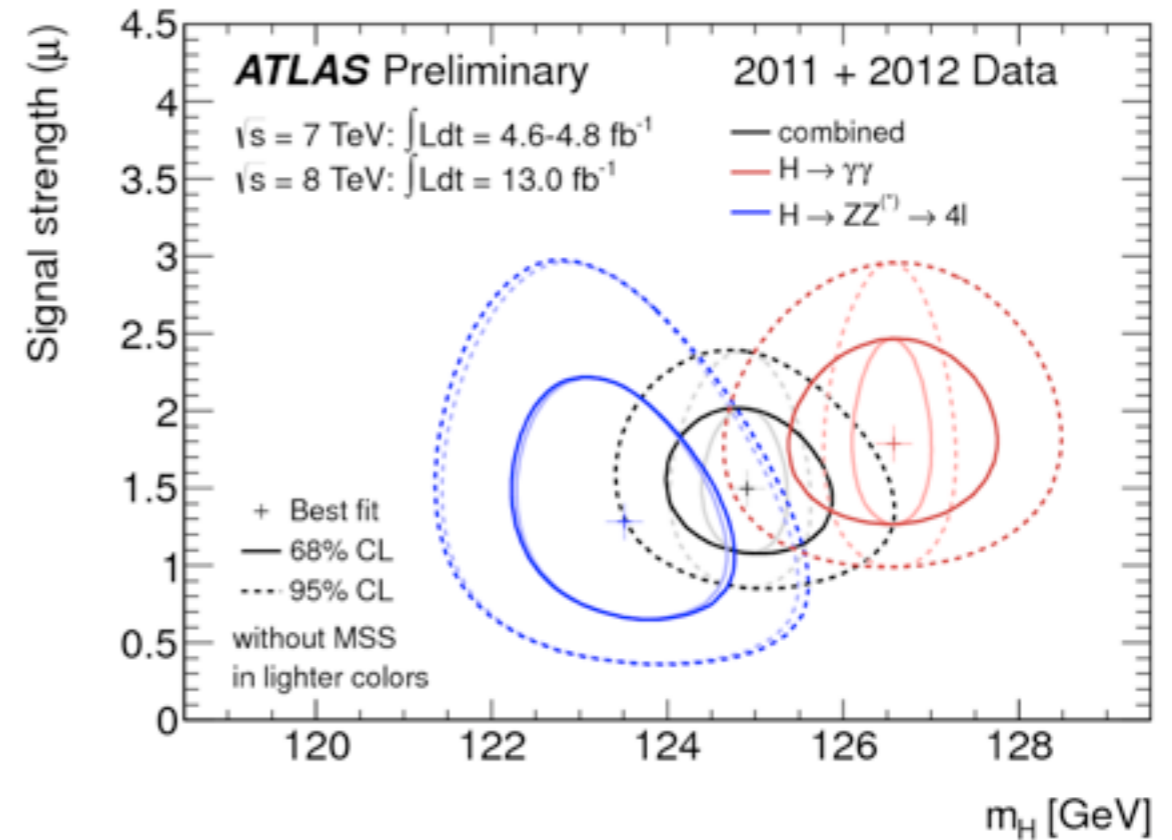
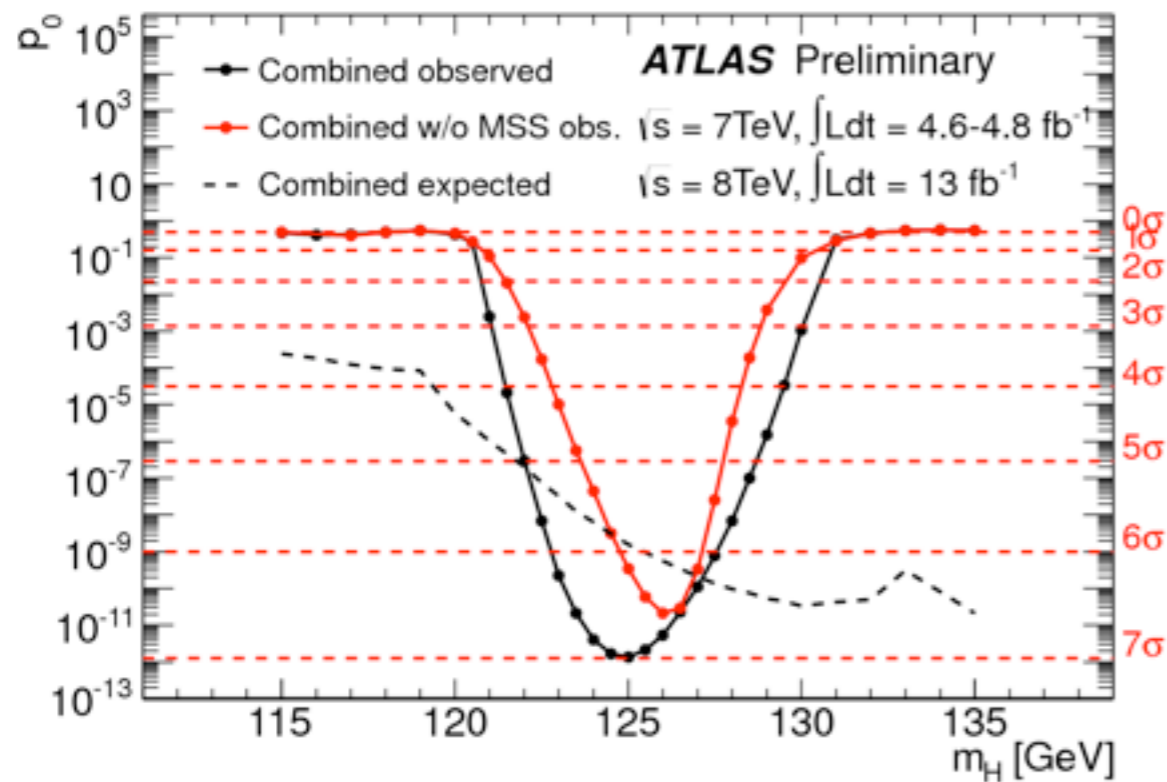
# Higgs Search @ LHC

## 3. $H \rightarrow WW$



$M_T$  分布に excess ( $2.8\sigma$ )がみつかっている!

# Higgs Search @ LHC



$H \rightarrow \gamma\gamma$  peak at 125(127?)GeV ( $6\sigma$ )

$H \rightarrow ZZ(4\text{lepton})$  peak at 125(123?)GeV ( $4\sigma$ )

$H \rightarrow WW$   $2.8\sigma$  excess

$H \rightarrow b\bar{b}$  はまだ (崩壊としてはメインだがバックグラウンドが大変)

$H \rightarrow \tau\tau$  は出始めている

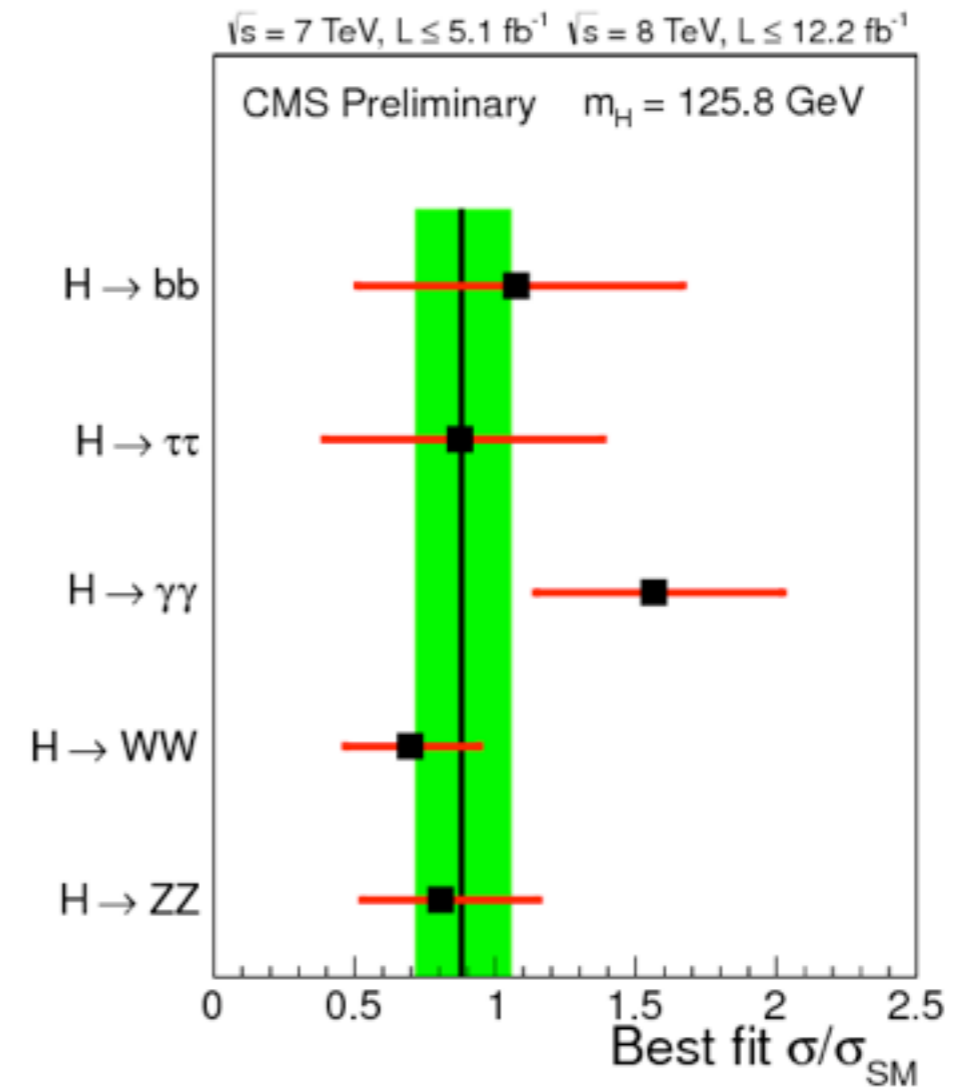
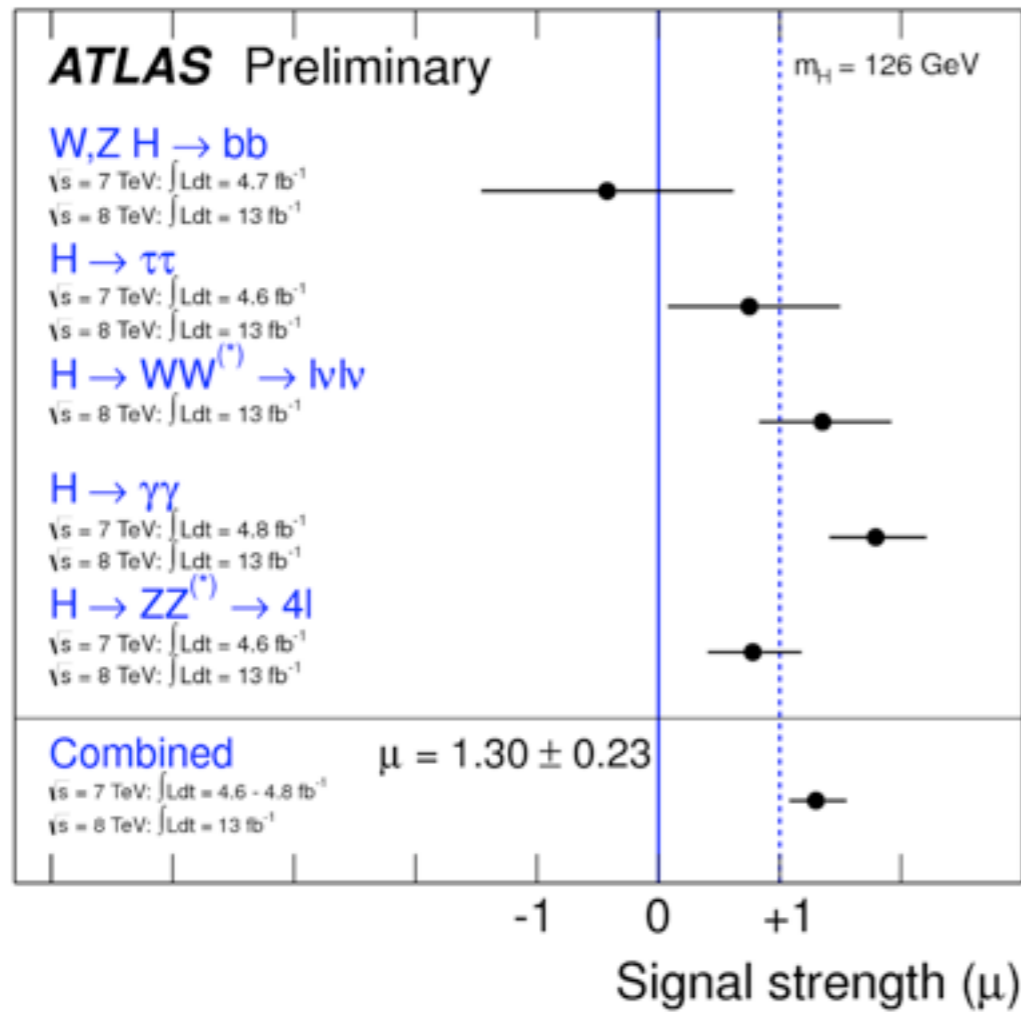
**Higgs 粒子と思われる粒子が発見された！！**

(モード毎の質量が合っていない?)



# Higgs Search @ LHC

$$\mu = \sigma \cdot BR / (\sigma \cdot BR)|_{SM} ,$$



おおむね標準模型と良い一致を示している ( $\mu=1$ )!  
 (もちろん CP, Spin といった性質、結合の強さの詳細  
 はこれからの課題)

# Higgs Search @ LHC

おまけ

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

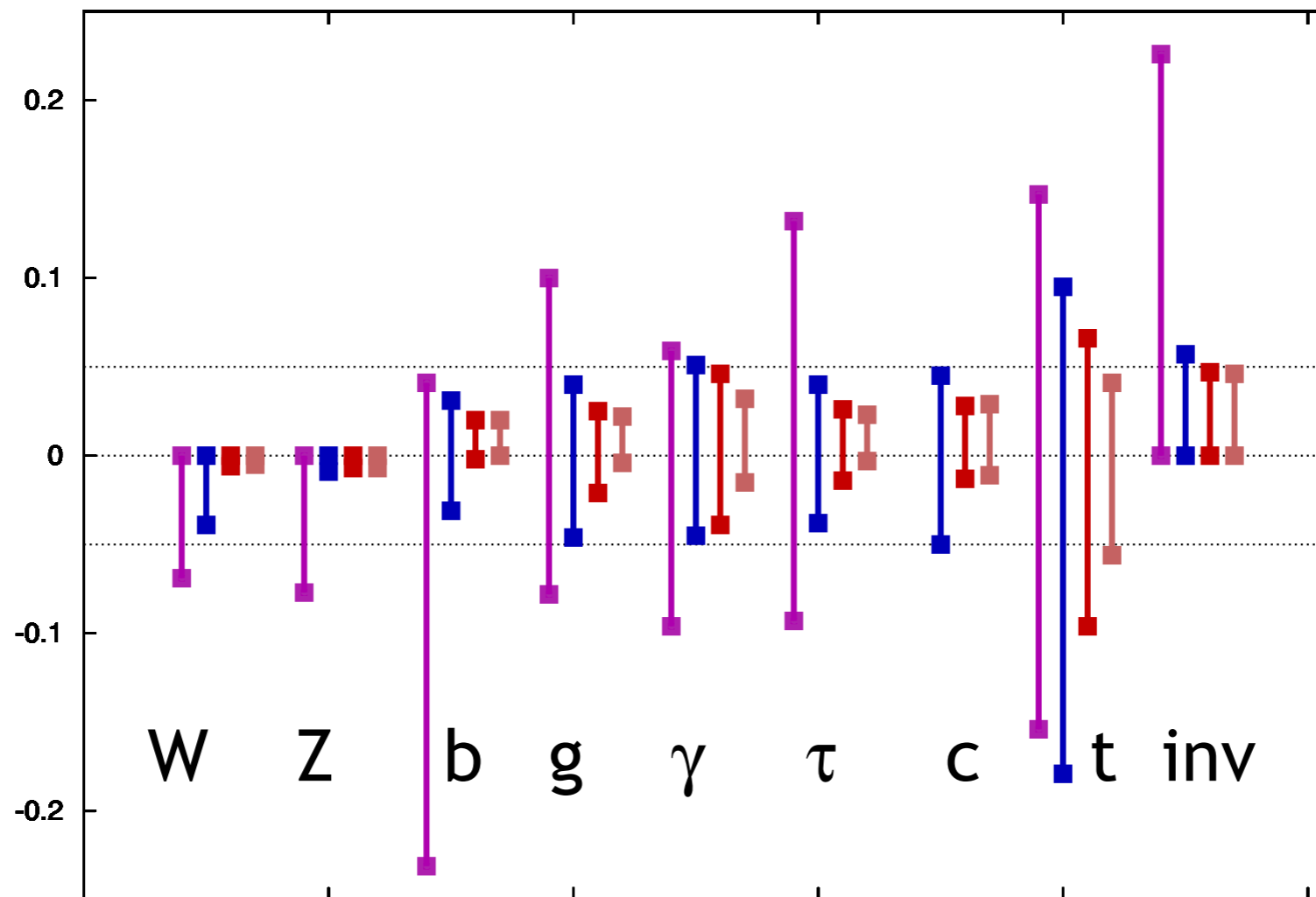


Figure 4: Estimates of the accuracy that can be achieved in Higgs coupling measurements using a model-independent fit to LHC and ILC measurements, from [43]. The estimates are shown as a fraction of the predicted Standard Model value for the Higgs coupling constants. The indicated horizontal lines represent 5% deviations. For the invisible Higgs decay, the quantity plotted is the square root of the branching fraction. The programs shown include (left to right for each entry) LHC at 14 TeV and 300 fb<sup>-1</sup>, ILC at 250 GeV and 250 fb<sup>-1</sup>, ILC at 500 GeV and 500 fb<sup>-1</sup>, ILC at 1000 GeV and 1000 fb<sup>-1</sup>.

LHC : 10-20%程度まで結合定数が分かる！

# Higgs Search @ LHC

## ここまでのまとめ

Higgs 粒子と思われる粒子が発見された！

各モードとも標準模型とおおむね合っている！

CP 変換性や Spin などの基本的な性質はこれから

→これが Higgs 粒子のものとは違ったら大騒ぎ！

→それはそれで面白そう！

Higgs の結合定数の詳細もこれから

→多少のずれは標準模型を越える模型の影響かもしれない

→非常に Welcome！

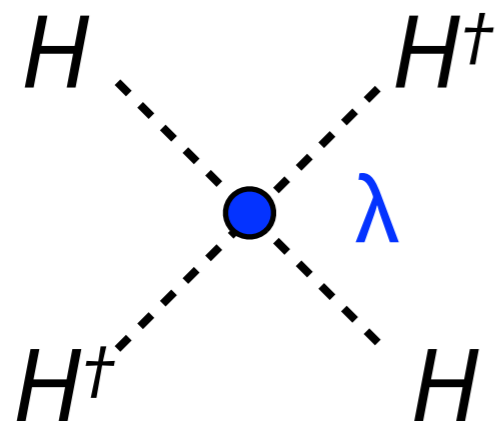
→大きくずれたらそもそも Higgs ではないかもしれない

→それも楽しそう！

# PART II

# 標準模型の先にあるもの

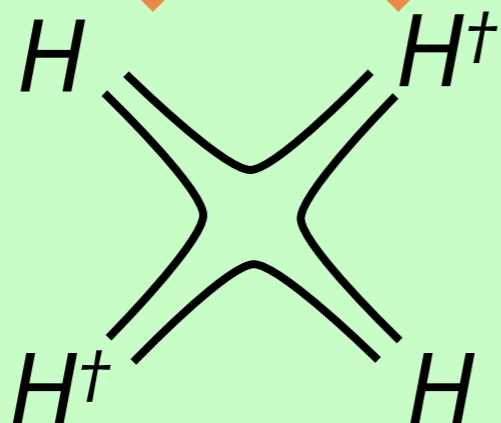
以降は発見された Higgs 粒子と思われる粒子は Higgs 粒子だと思い込みます



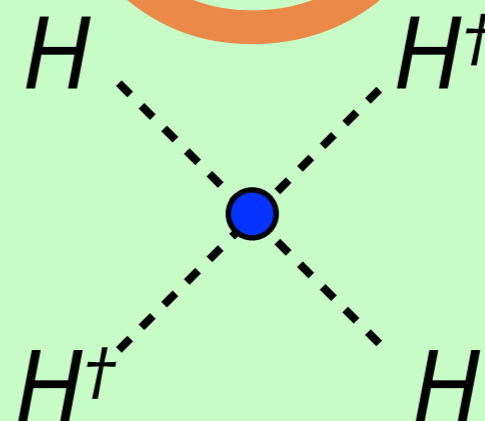
$$m_h^2 = \lambda v^2$$

$$\lambda \approx (125\text{GeV}/174\text{GeV})^2 \approx 0.5!$$

~~複合 Higgs 模型~~

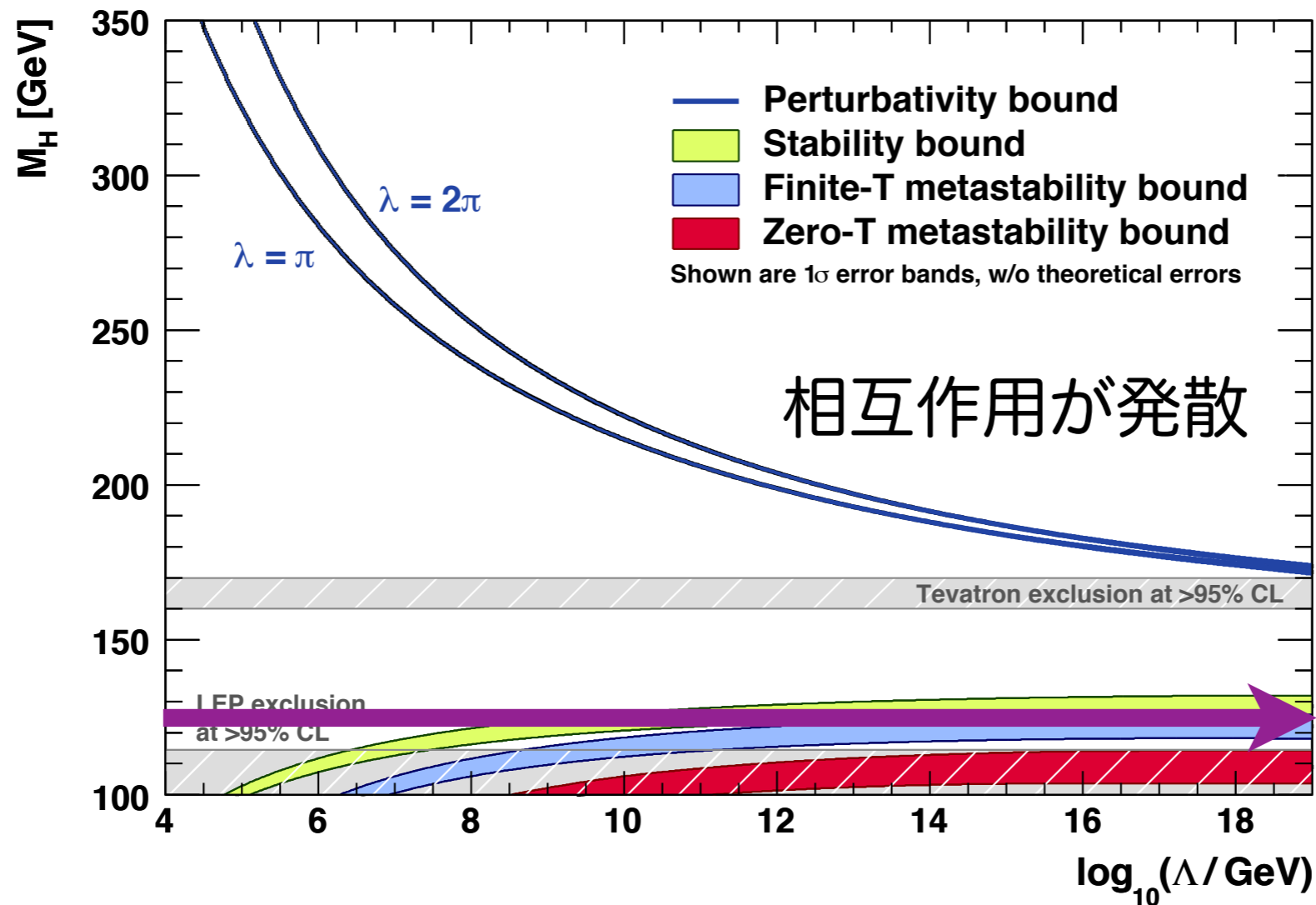


素粒子 Higgs 模型



# 標準模型の先にあるもの

$m_h \approx 125\text{GeV}$  ( $\lambda \approx 0.5$ ) は高エネルギーでの Higgs ポテンシャルの振る舞いも問題無い...

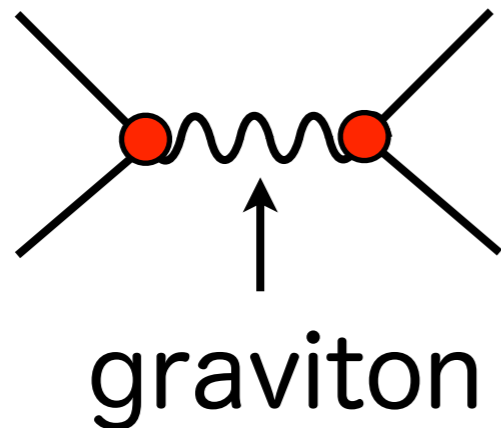


ひょっとして標準模型が最終理論か？

# 標準模型の先にあるもの

High energy physics へのモチベーション

## 1. Gravity



$$M \sim E^2/M_{PL}^2$$

$$(M_{PL} = (8\pi G_N)^{-1/2} \simeq 2.1 \times 10^{18} \text{ GeV})$$

重力は  $E > M_{PL}$  で unitarity limit を越える！

$E > M_{PL}$  までには New Physics が登場するはず

→ String Theory?

# 標準模型の先にあるもの

High energy physics へのモチベーション

## 2. Unification

標準模型のフェルミオン

	$SU(3)$	$SU(2)$	$U(1)$
$q_L^{1,2,3} = \begin{pmatrix} u_L^{1,2,3} \\ d_L^{1,2,3} \end{pmatrix}$	3	2	1/6
$\bar{U}_R^{1,2,3}$	$3^*$	-	-2/3
$\bar{D}_R^{1,2,3}$	$3^*$	-	1/3
$l_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$	-	2	-1/2
$\bar{E}_R$	-	-	1

わりと乱雑



# 標準模型の先にあるもの

High energy physics へのモチベーション

## 2. Unification

$SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  を  $SU(5)$  に埋め込むと…

フェルミオンたちはたった2種類にまとまる!

$$\psi(5^*) = \begin{pmatrix} \bar{D}_R^1 \\ \bar{D}_R^2 \\ \bar{D}_R^3 \\ L_L^1 \\ L_L^2 \end{pmatrix} \quad \psi(10) = \begin{pmatrix} 0 & \bar{U}_R^3 & -\bar{U}_R^2 & U_L^1 & D_L^1 \\ -\bar{U}_R^3 & 0 & \bar{U}_R^1 & U_L^2 & D_L^2 \\ \bar{U}_R^2 & -\bar{U}_R^1 & 0 & U_L^3 & D_L^3 \\ -U_L^1 & -U_L^2 & -U_L^3 & 0 & \bar{E}_R \\ -D_L^1 & -D_L^2 & -D_L^3 & -\bar{E}_R & 0 \end{pmatrix}$$

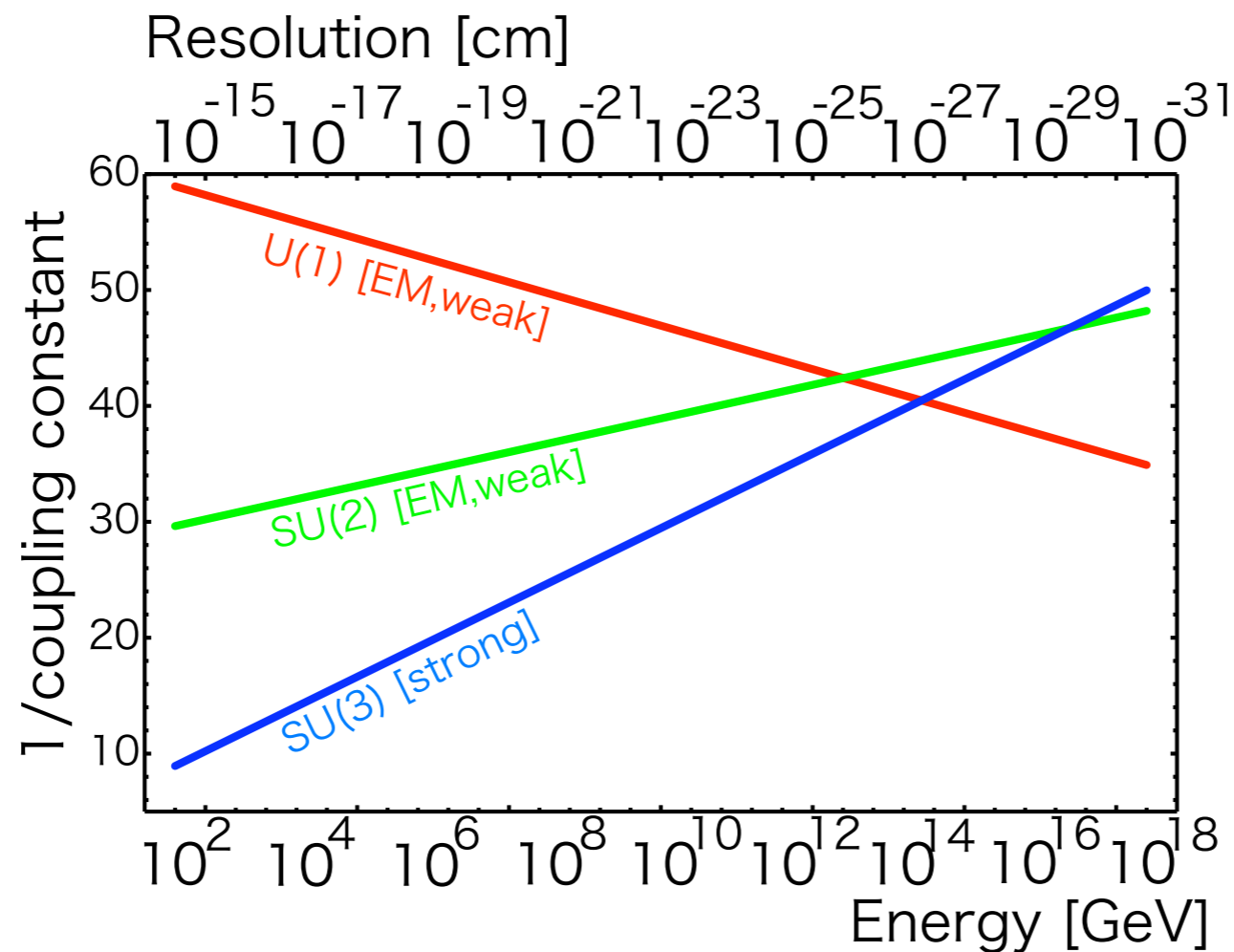
偶然とは思えない!

[これだと原子=陽子+電子が完全に中性であることがゲージ相互作用の普遍性から簡単に理解出来る!]

# 標準模型の先にあるもの

High energy physics へのモチベーション

## 2. Unification



高エネルギー領域に外挿すると3つのゲージ結合定数が近づいて行く！ →  $10^{14-17} \text{ GeV}$  に統一理論？

# 標準模型の先にあるもの

High energy physics へのモチベーション

## 3. Neutrino Mass

$$\mathcal{L}_{Fermion} = -y_L H^\dagger L_L \bar{E}_R$$

$$\langle H \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad \text{によって質量を持てるのは charged lepton のみ！}$$
$$m_l = y_L v \quad (l = e, \mu, \tau)$$

Neutrino 振動  $\rightarrow$  Neutrino は質量を持つ ( $m_\nu \sim 10^{-(3-1)} eV$ ) !

標準模型は Neutrino の質量を持つ様に拡張されなければならない！

# 標準模型の先にあるもの

High energy physics へのモチベーション

## 3. Neutrino Mass

アイデア 1 : 右巻き Neutrino  $\bar{N}_R$  の導入

$$\mathcal{L}_{Fermion} = -y_L H^\dagger L_L \bar{E}_R - y_\nu H L_L \bar{N}_R$$

$\langle H \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$  によって Neutrino も質量を持てる様になる！

$$m_L = y_L v \quad (l = e, \mu, \tau) \quad m_\nu = y_\nu v \quad (l = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$$

Neutrino 質量 = Dirac Type の質量

(何故  $y_\nu \ll y_L$  なのかは謎...)

# 標準模型の先にあるもの

High energy physics へのモチベーション

## 3. Neutrino Mass

アイデア 1 : 高次数相互作用の導入(seesaw-mechanism) !

$$\mathcal{L}_{Fermion} = -y_L H^\dagger L_L \bar{E}_R - (H L_L)(H L_L) / \Lambda$$

$\langle H \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$  によって Neutrino も質量を持てる様になる!

$$m_L = y_L v \quad (l = e, \mu, \tau) \quad m_\nu = v^2 / \Lambda \quad (l = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$$

Neutrino 質量 = Majorana Type の質量

$\Lambda \sim 10^{15} \text{ GeV}$  であれば Neutrino は質量 ( $m_\nu \sim 10^{-(3-1)} \text{ eV}$ )

を説明出来る! → そのエネルギースケールに新物理!

(Dirac type と Majorana type は neutrinoless double beta decay で実験的に区別出来る)

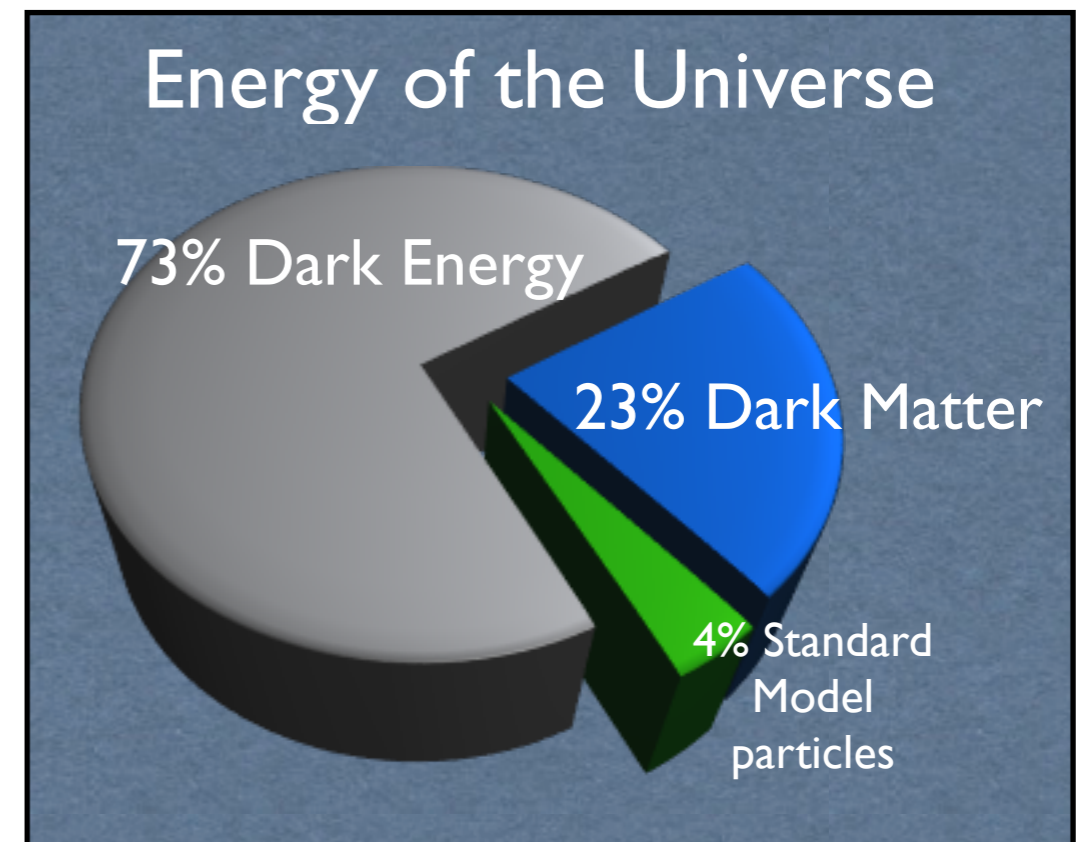
# 標準模型の先にあるもの

## High energy physics へのモチベーション

### 4. 暗黒物質、暗黒エネルギー

近年の宇宙観測から、宇宙は標準模型にない物質で占められていることが明らかになって来た！ → 標準模型を越えた物理がある！

- ✓ 銀河の回転曲線
- ✓ 宇宙背景放射のゆらぎの観測
- ✓ 重力レンズ
- ✓ 宇宙の大規模構造形成  
シミュレーション



# 標準模型の先にあるもの

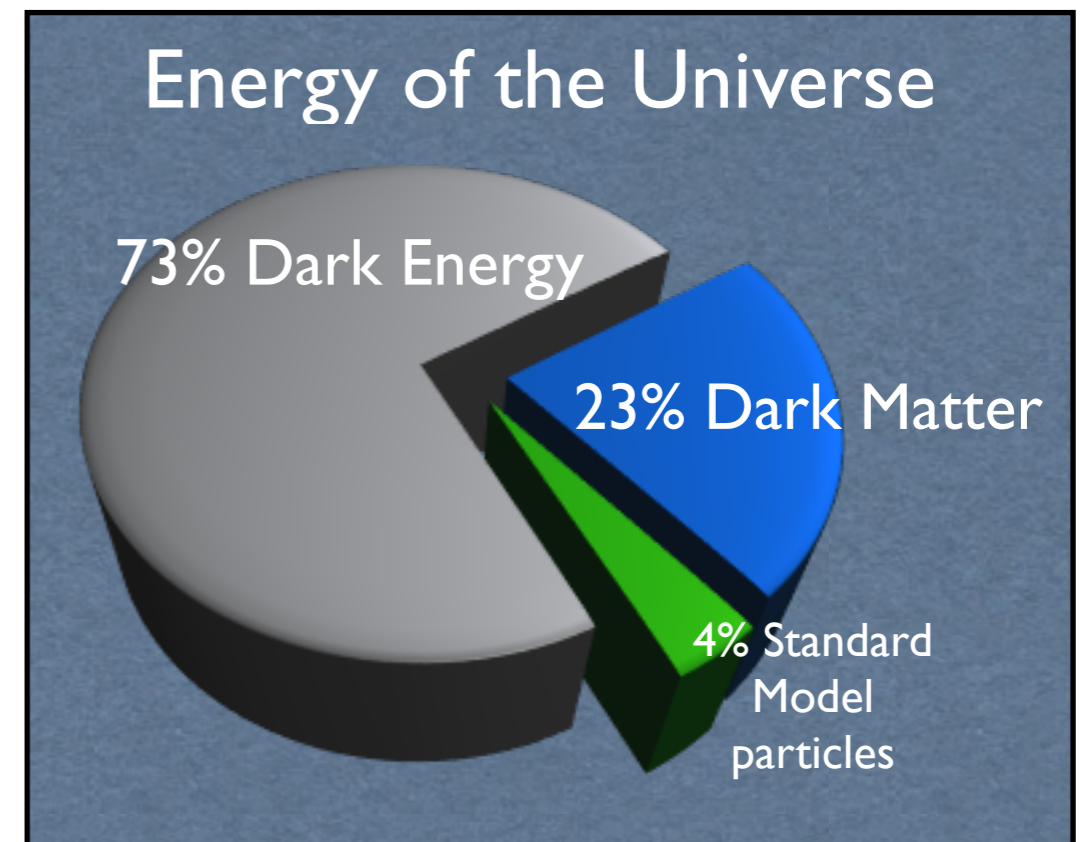
## High energy physics へのモチベーション

### 4. 暗黒物質、暗黒エネルギー

近年の宇宙観測から、宇宙は標準模型にない物質で占められていることが明らかになって来た！ → 標準模型を越えた物理がある！

#### 暗黒物質の候補

- ✓ 電荷を持たない安定粒子
  - WIMP (超対称模型など)
  - アクシオン (strong CPの解)
  - その他いろいろ
- ✓ 原始ブラックホール (もうかなり制限されている)



暗黒エネルギーはもっと謎！

→ 暗黒セクターは標準模型を越えた物理を示唆している！

# 標準模型の先にあるもの

High energy physics へのモチベーション

## 5. インフレーション

### 宇宙の平坦性問題

宇宙の曲率半径  $K^{-1/2}$  は宇宙膨張係数  $a$  に比例

宇宙の見渡せる大きさ  $H^{-1}$  は宇宙膨張  $a^{3(1+\omega)/2}$  で

大きくなる ( $p=\omega\rho$  の物質が支配的の時期)

通常宇宙 ( $\omega = 0, 1/3$ )だとすると宇宙はある時刻に少し曲がっていると相対的にどんどん曲がって行く！

一方観測から今の宇宙は曲がっていない！

→ 過去にはもっともっと平坦な宇宙だった！

→ なんで？ = 平坦性問題



# 標準模型の先にあるもの

High energy physics へのモチベーション

## 5. インフレーション

宇宙の平坦性問題

宇宙の曲率半径  $K^{-1/2}$  は宇宙膨張係数  $a$  に比例

宇宙の見渡せる大きさ  $H^{-1}$  は宇宙膨張  $a^{-3(1+\omega)/2}$  で

大きくなる ( $p=\omega\rho$  の物質が支配的の時期)

宇宙を  $\omega = -1$  の物質が支配していた時期が過去にあれば  
むしろ曲がっていた宇宙を平坦に出来る！

$\omega = -1$  の物質 = インフラトン  $\notin$  標準模型！

( Higgs 場をインフラトンに使うアイデアもあるが)

# 標準模型の先にあるもの

High energy physics へのモチベーション

## 5. インフレーション

宇宙のホライズン問題

宇宙のある時期に見渡せる大きさ  $H^{-1} (\propto a^{3(1+\omega)/2})$  はその後膨張係数  $a$  に比例して広がって行く！

通常宇宙 ( $\omega = 0, 1/3$ ) だとすると“新たに”見渡せる様になる半径は常に過去に見渡せた半径より大きい！

宇宙の晴れ上がりの時期 ( $T \sim 3000\text{K}$ ) の時期に見渡せた半径は現在 **70Mpc** 程度まで引き延ばされている

これは現在見渡せる半径 **3000Mpc** よりずっと小さい！

一方で宇宙背景放射は一様 → 何故？ = **ホライズン問題！**

# 標準模型の先にあるもの

High energy physics へのモチベーション

## 5. インフレーション

宇宙のホライズン問題

宇宙のある時期に見渡せる大きさ  $H^{-1} (\propto a^{3(1+\omega)/2})$  はその後膨張係数  $a$  に比例して広がって行く！

通常宇宙 ( $\omega = 0, 1/3$ ) だとすると“新たに”見渡せるようになる半径は常に過去に見渡せた半径より大きい！

宇宙を  $\omega = -1$  の物質が支配していた時期 “新たに”見渡せるようになる半径は実は過去に見渡せていたことに出来る！

インフレーションで解決できる！

インフラトンの揺らぎから生じる背景放射の揺らぎも観測と良く合っている！

# 標準模型の先にあるもの

High energy physics へのモチベーション

## 6. バリオン非対称性

現在の宇宙は物質ばかりで反物質は残っていない！

$$(n_B - n_{\bar{B}}) / n_\gamma \sim 10^{-9}$$

宇宙の初期では  $n_\gamma \sim n_B$

$$(n_B - n_{\bar{B}}) / n_B \sim 10^{-9}$$

宇宙の初期で僅かに非対称性が生成！

インフレーションがあると粒子はいったん薄まってしまおう！  
→ バリオン対称な宇宙から非対称性を生成！

# 標準模型の先にあるもの

High energy physics へのモチベーション

## 6. バリオン非対称性

バリオン対称な宇宙から非対称性を生成する条件

サハロフ3条件

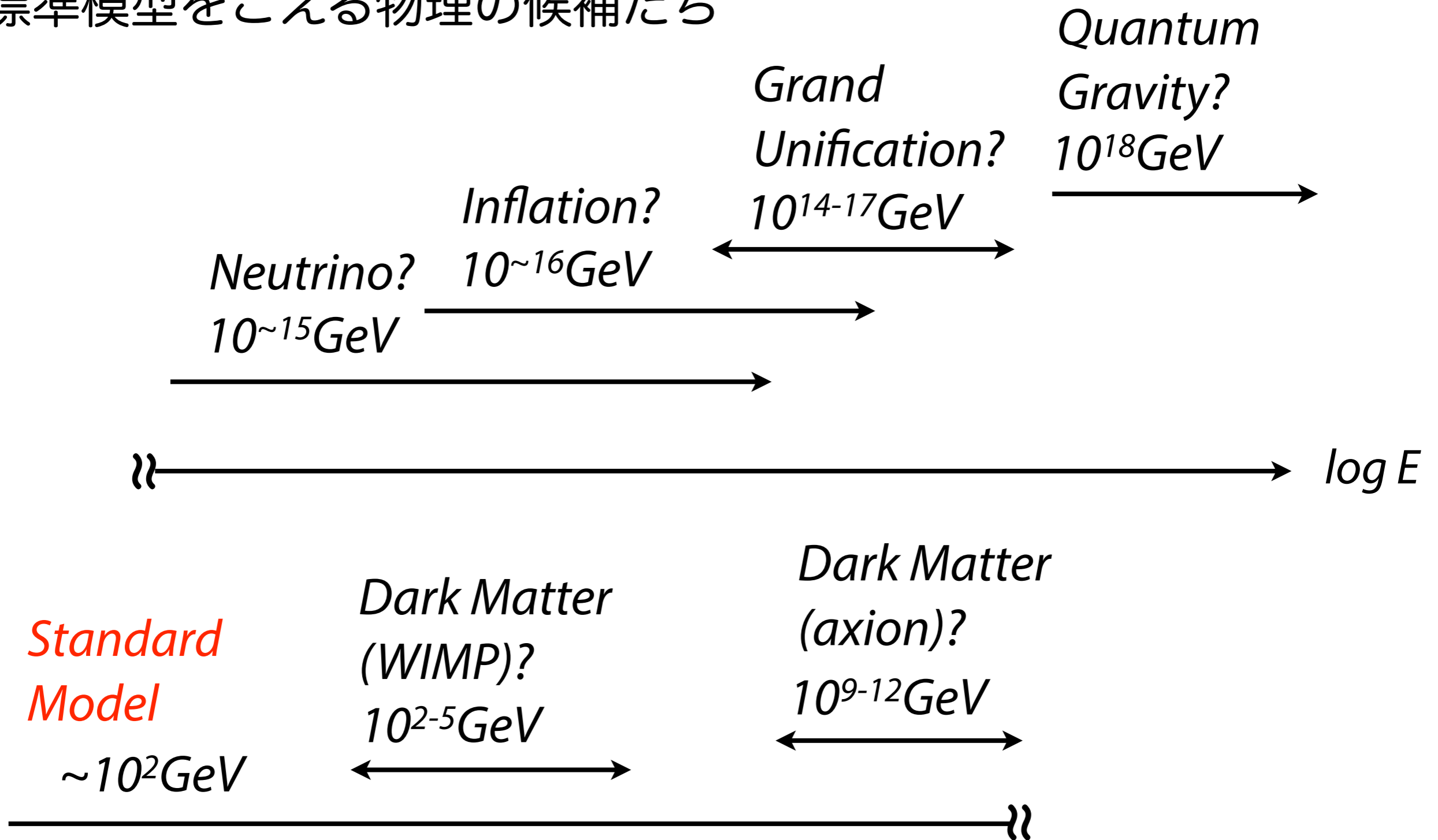
- ✓ バリオン対称性を破る相互作用
- ✓ C, CP 対称性を破る相互作用
- ✓ これらの対称性を破る相互作用が宇宙膨張よりゆっくり

標準模型ではバリオン数が保存する!

→ 新物理の存在を示唆!

# 標準模型の先にあるもの

標準模型をこえる物理の候補たち



これら以外にもまだ考えていない新しい物理の可能性も！

# 標準模型の先にあるもの

標準模型とは異なる構造の理論が非常に高いエネルギースケールに存在することは強く期待されている！

何故標準模型のエネルギースケールは  $10^2 \text{GeV}$  なのか？

重力が強くなるスケールや統一理論のスケールより何故こんなに小さいのか？

**標準模型のスケールの起源 = 階層性問題！**

この問いの根底には“小さいことには理由があるはず”という考え方

例) パイオンの質量  $140 \text{MeV} \ll$  ハドロンの一般的質量  $O(1) \text{GeV}$

小ささは  $SU(2)$  カイラル対称性の自発的破れと陽な破れの組み合わせで説明出来る (by Y.Nambu) !

# 標準模型の先にあるもの

## 階層性問題

どんなパラメータが小さくなれるか？

あるパラメータを 0 にしたときにラグランジアンがある対称性を持つようなパラメータは小さくなくても良い。

例) 電子の質量は標準模型のスケールに比べて小さい  
電子の質量を 0 にすると右巻きと左巻きの電子それぞれで数が保存する様になる → カイラル対称性が生じる！

例) パイオンの質量  $140\text{MeV} \ll$  ハドロンの一般的質量  $O(1)\text{GeV}$   
パイオンの質量を 0 にすると右巻きと左巻きのクォークの数が保存する様になる → カイラル対称性が生じる！

対称性で守られたパラメータは小さくても良い！

(0 に意味がある)



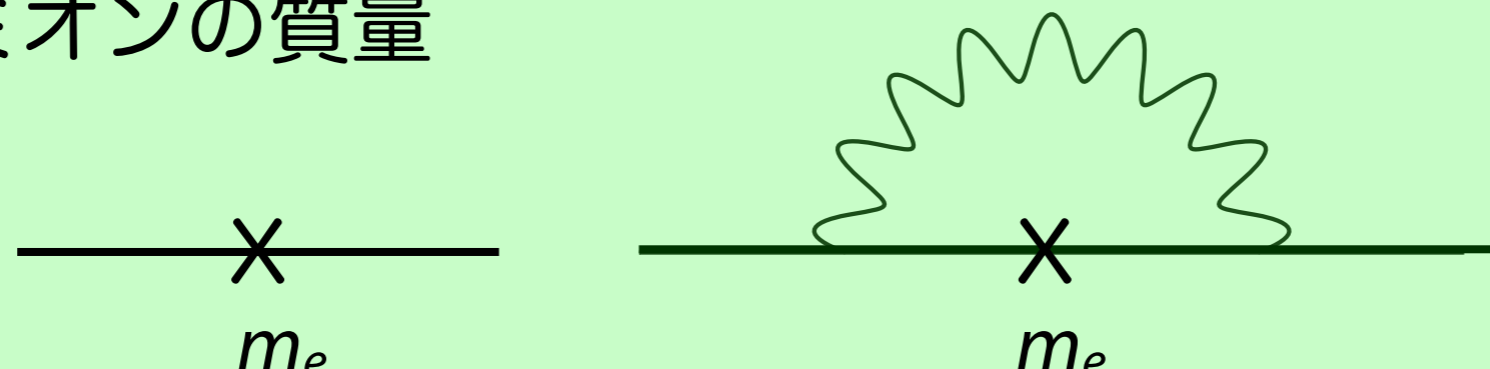
# 標準模型の先にあるもの

## 階層性問題

なんでそう考えるか？

→ 全てのパラメータは輻射補正を受ける！

フェルミオンの質量


$$m_e \quad + \quad 3 \frac{\alpha}{2\pi} m_e \log \frac{\Lambda_{\text{CUT}}}{m_e}$$

対称性で守られたパラメータは輻射補正もそのパラメータに比例する → 輻射補正を受けても大きさはさほど変わらない

小さいインプットで小さい値を持てる！

# 標準模型の先にあるもの

## 階層性問題

なんでそう考えるか？

→ 全てのパラメータは輻射補正を受ける！

スカラー場の質量<sup>2</sup>

$$\begin{array}{ccc} \text{---} \times \text{---} & & \text{---} \bigcirc \text{---} \\ m^2 & & \\ m^2 & - & \frac{y_t^2}{8\pi^2} \Lambda_{\text{CUT}}^2 \end{array}$$

対称性で守られていないパラメータは大きな輻射補正を受けてしまう！

小さいインプットでも大きくなってしまおう！

# 標準模型の先にあるもの

## 階層性問題

標準模型のスケール  $v$  は対称性で守られているか？

→ 特に守られていない…

$$V[H] = \lambda(|H|^2 - v^2)^2/4$$

( $v \rightarrow 0$  の極限でも特に新しい対称性はない)

例えば Unification scale での理論を考え、最終的に標準模型の  $v^2$  となるパラメータを小さく与えても輻射補正で大きくなってしまおう…

$$\begin{array}{ccc} v_{tot}^2 & = & v_{input}^2 + O(M_{unification}^2) \\ \uparrow & & \uparrow \\ O(M_{unification}^2) & & O(100^2 \text{GeV}^2) \end{array}$$

# 標準模型の先にあるもの

## 階層性問題

標準模型のスケール  $v$  は対称性で守られているか？

→ 特に守られていない…

$$V[H] = \lambda(|H|^2 - v^2)^2/4$$

( $v \rightarrow 0$  の極限でも特に新しい対称性はない)

$v_{tot}^2 = O(100^2 GeV^2)$  を実現するには Unification scale での理論において  $v^2$  となるパラメータを大きく与えて輻射補正と丁度相殺させて実現する必要がある!

$$\begin{array}{c} v_{tot}^2 = v_{input}^2 + O(M_{unification}^2) \\ \uparrow \qquad \qquad \uparrow \\ O(100^2 GeV^2) \quad O(M_{unification}^2) \end{array}$$

→ なんだか納得がいかない… (=標準模型の微調整問題)

# 標準模型の先にあるもの

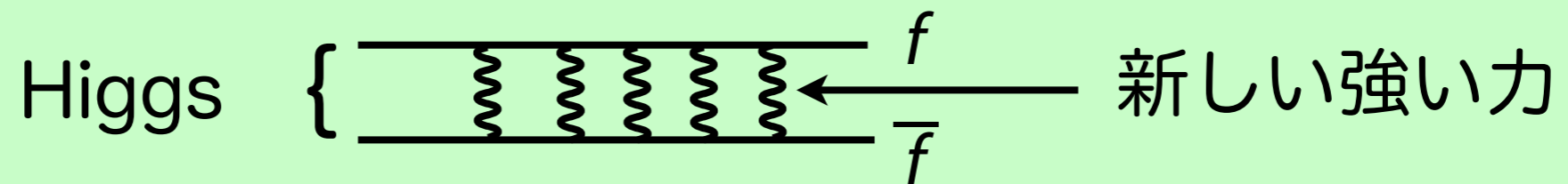
## 階層性問題の解決案？

ヒント：

フェルミオンの質量 = 対称性で守られる  
スカラー場の質量<sup>2</sup> = 対称性で守られない

解決案 1：

Higgs 場がフェルミオンの束縛状態として現れる様にする



(さらなる利点として強い力によってエネルギースケールを  
パラメータとしてインプットしなくても勝手にでてくる  
: Technicolor 模型など)

# 標準模型の先にあるもの

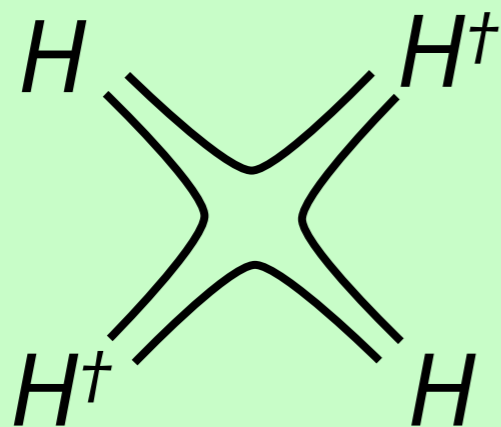
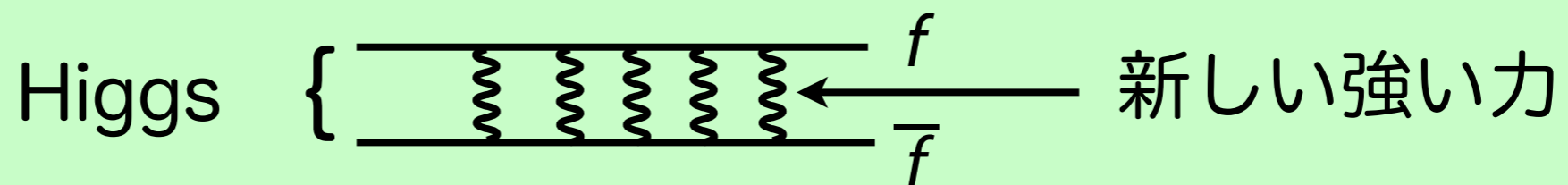
## 階層性問題の解決案？

ヒント：

フェルミオンの質量 = 対称性で守られる  
スカラー場の質量<sup>2</sup> = 対称性で守られない

解決案 1：

Higgs 場がフェルミオンの束縛状態として現れる様にする



一般には 4 点相互作用が強くなり  
Higgs は 125 GeV よりもっと重い  
→ 工夫が必要 (Little Higgs 模型など)

# 標準模型の先にあるもの

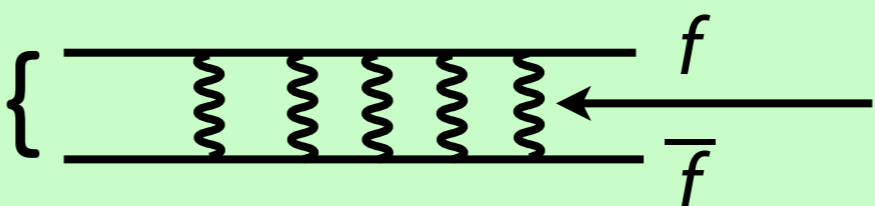
## 階層性問題の解決案？

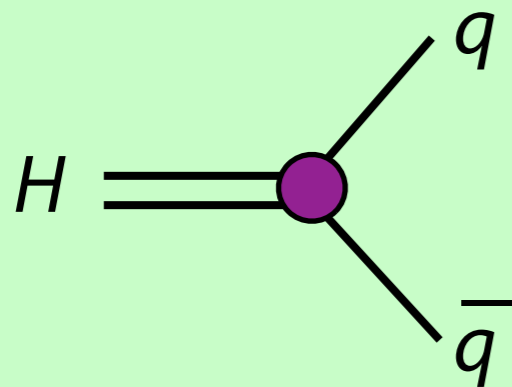
ヒント：

フェルミオンの質量 = 対称性で守られる  
スカラー場の質量<sup>2</sup> = 対称性で守られない

解決案 1：

Higgs 場がフェルミオンの束縛状態として現れる様にする

Higgs {  新しい強い力



ただし標準模型のクォーク、レプトンとくっつけるのが難しい…(小さくなりがち)

# 標準模型の先にあるもの

## 階層性問題の解決案？

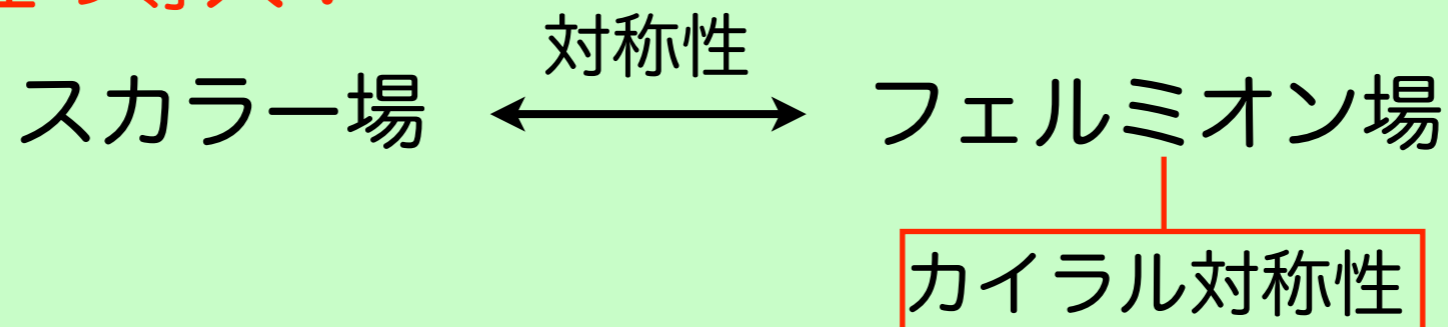
ヒント：

フェルミオンの質量 = 対称性で守られる  
スカラー場の質量<sup>2</sup> = 対称性で守られない

解決案2：

スカラー場にフェルミオン場のカイラル対称性を与えられるようにする！

超対称性の導入！



スカラー場の質量<sup>2</sup>もカイラル対称性で守られる！



# 標準模型の先にあるもの

## 階層性問題の解決案？

ヒント：

フェルミオンの質量 = 対称性で守られる  
スカラー場の質量<sup>2</sup> = 対称性で守られない

解決案2：

Higgs 場に内部構造を与えずに素粒子のまま模型を拡張！

小さい4点相互作用と矛盾しない

クォーク、レプトンとの相互作用もそのまま残る！

# 標準模型の先にあるもの

## 階層性問題の解決案？

ヒント：

フェルミオンの質量 = 対称性で守られる  
スカラー場の質量<sup>2</sup> = 対称性で守られない

解決案 3：

思い切って  $M_{PL}$  や  $M_{Unification}$  を下げてやる

→ 種々の余剰次元模型

ただしクォーク、レプトンとの相互作用は難しい場合が多い

# 標準模型の先にあるもの

## ここまでのまとめ

標準模型を越える物理への示唆は沢山ある

それらを考えるとなぜ標準模型のエネルギースケールがそれらの物理のスケールよりも遥かに小さいのか謎！

標準模型ではこの問題に答えるのは難しい…

標準模型は  $O(100)\text{GeV}$  よりも割とすぐ上のエネルギースケールで変更される可能性が高い！

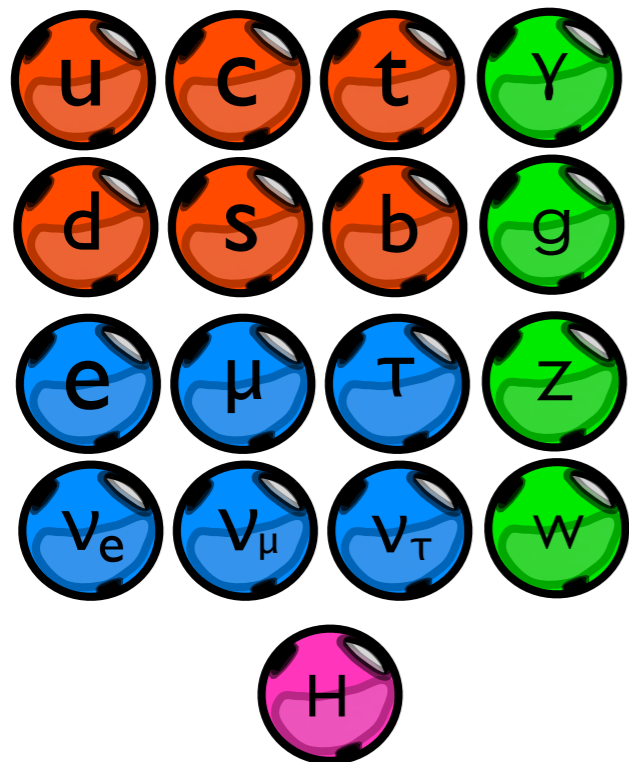
今のところ LHC でそれらの物理の兆候はないがなんらかのヒントが得られることに期待！

# PART III

# 超対称模型

## Supersymmetric Standard Model

### Standard Model



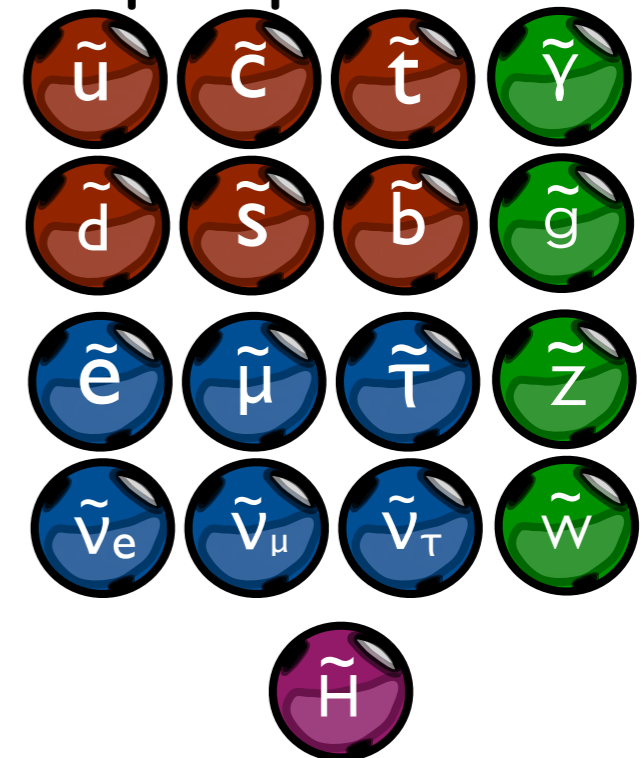
supersymmetry



same properties

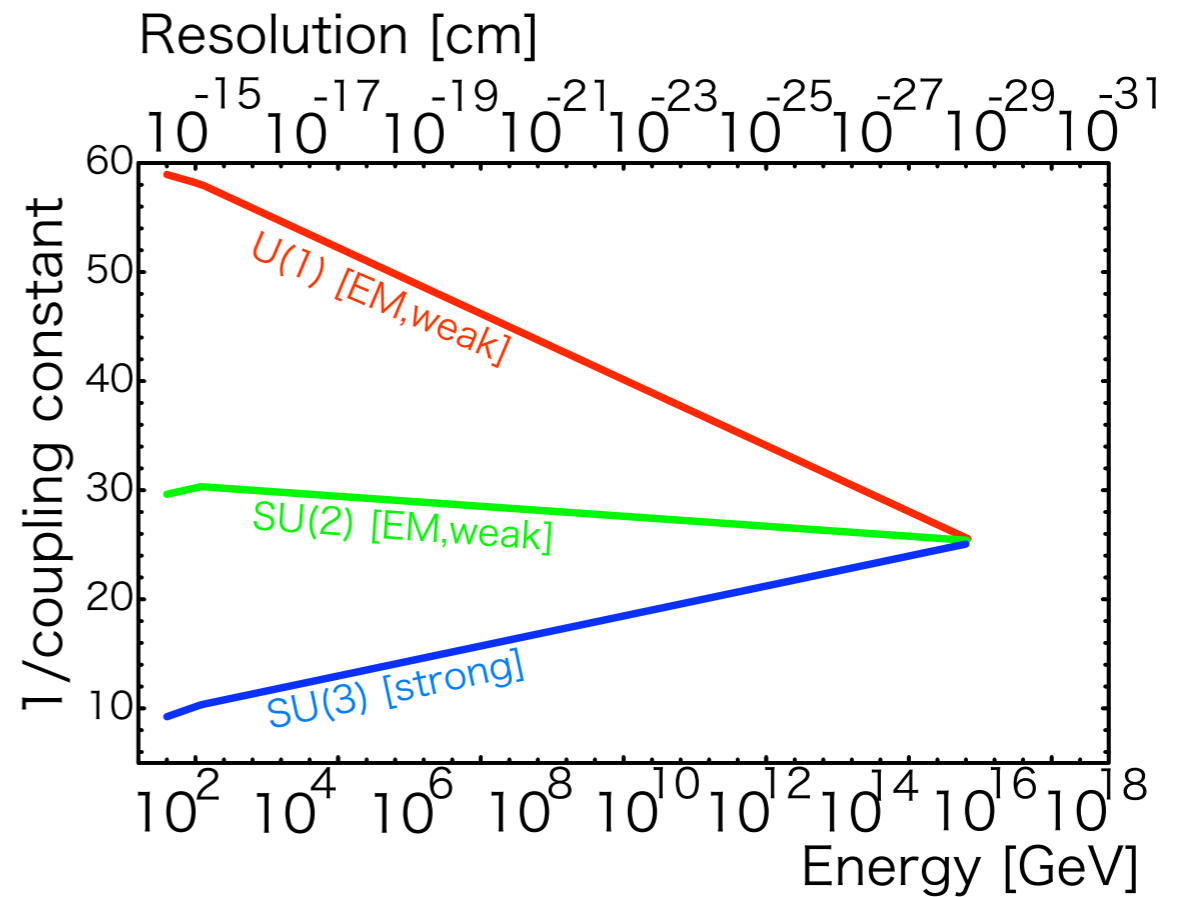
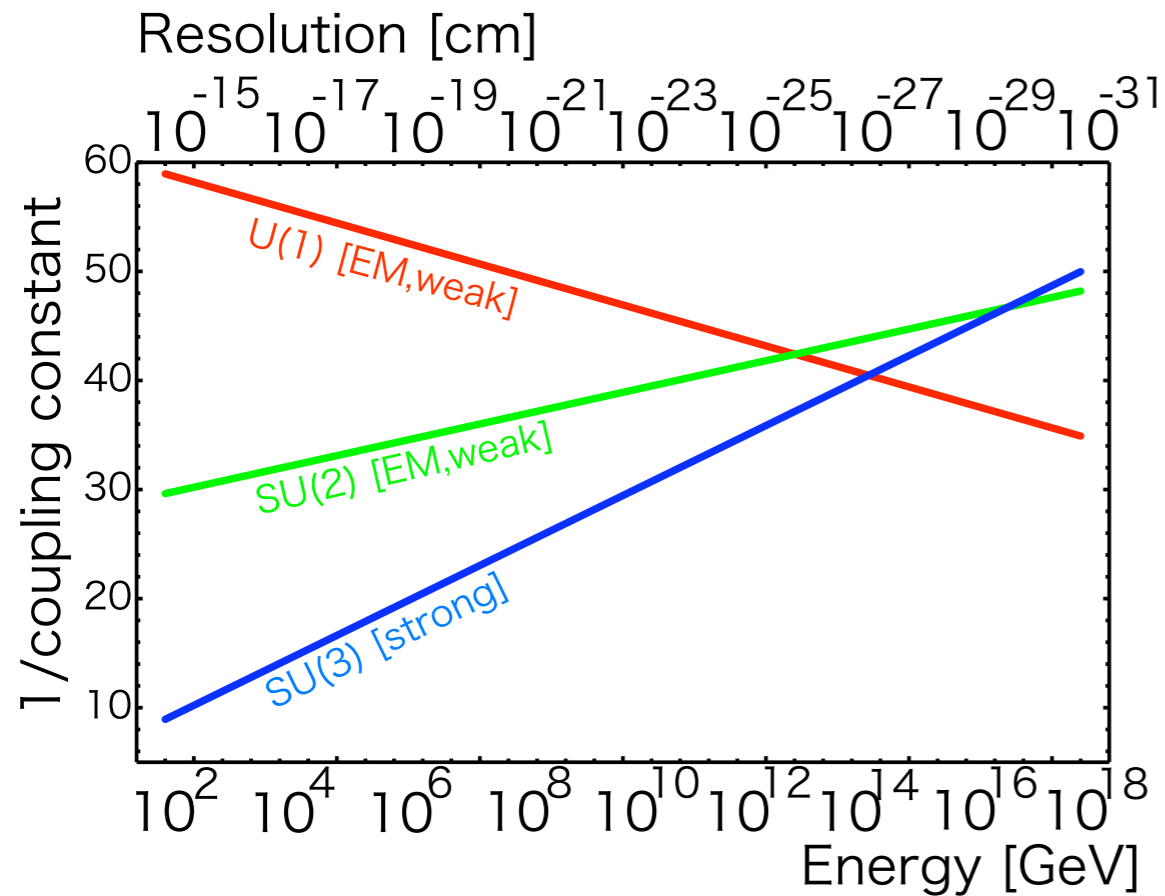
except for spin!

### Superparticles



超対称模型ではこれまで議論した標準模型の粒子  
それぞれに超対称対を導入する

# 超対称模型

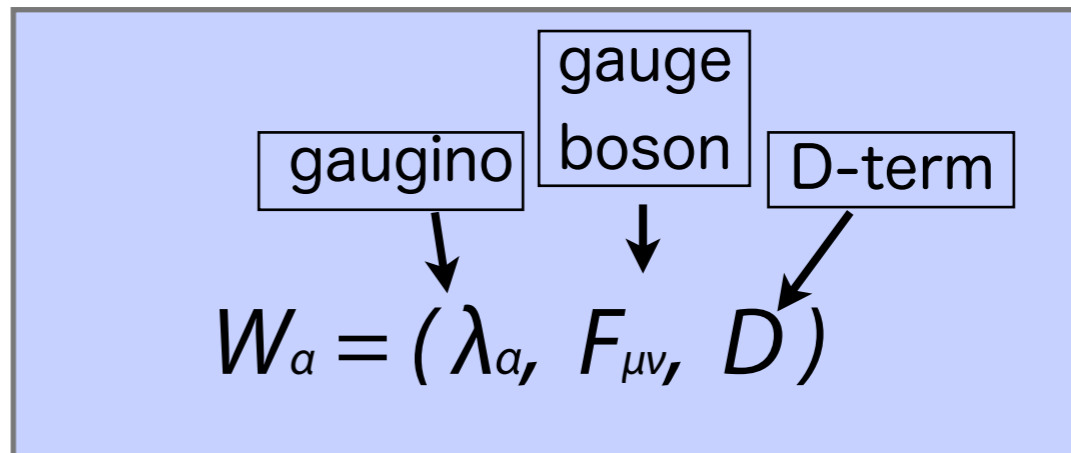
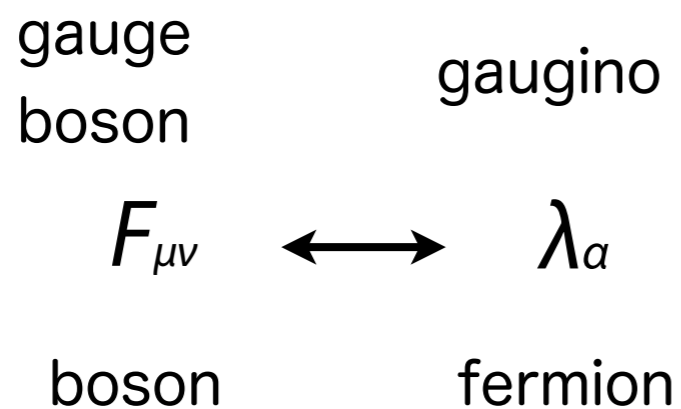
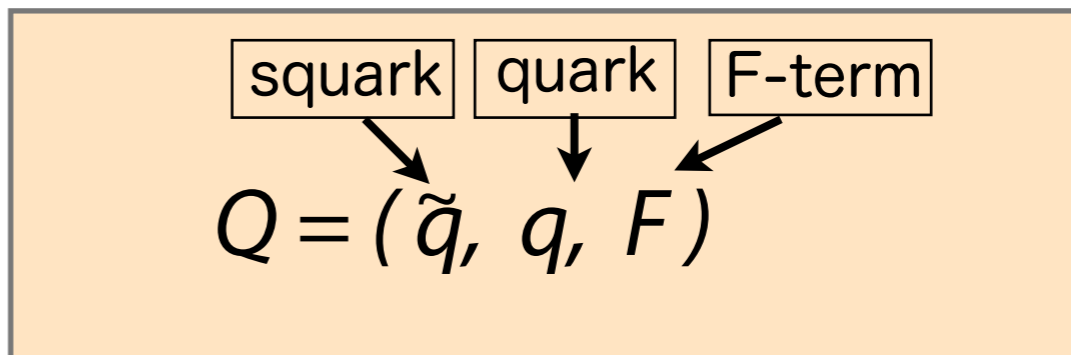
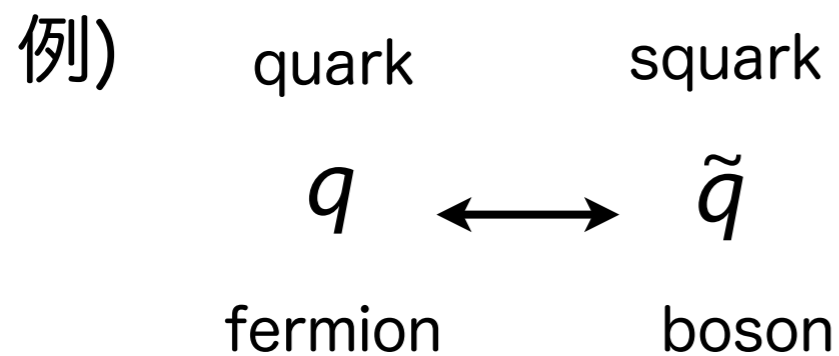


たったそれだけでゲージ結合定数の一致が非常に良くなる！！

→ 偶然とは思いにくい…

# 超対称模型

Quark, Lepton, Higgs, Gauge boson を超対称多重項に  
拡張する！



# 超対称模型

Quark, Lepton, Higgs, Gauge boson を超対称多重項に拡張する！

	$SU(3)$	$SU(2)$	$U(1)$
$Q_L$	3	2	1/6
$\bar{U}_R$	3	1	-2/3
$\bar{D}_R$	3	1	1/3
$L_L$	1	2	-1/2
$\bar{E}_R$	1	1	1
$H_u$	1	2	1/2
$H_d$	1	2	-1/2

x3-generations

**Higgs は2つ必要！**

U(1)-SU(2) anomaly cancelation

相互作用は Superpotential に  
解析関数になるように書く！

$$W = y_u H_u Q_L \bar{U}_R + y_d H_d Q_L \bar{D}_R + y_e H_d L_L \bar{E}_R$$

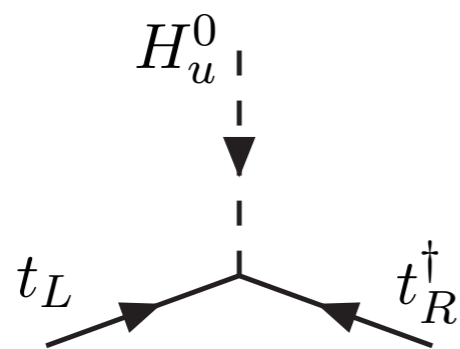
全ての相互作用は超対称対性と無矛盾に簡単に拡張出来る！

超対称模型の Higgs は素粒子のままであることの利点！

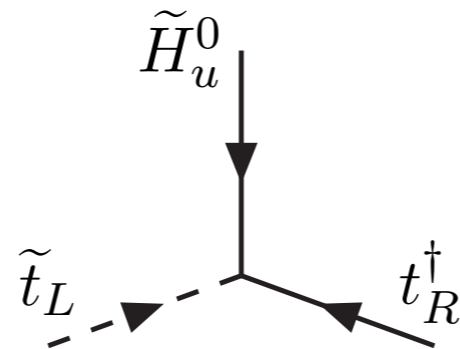


# 超対称模型

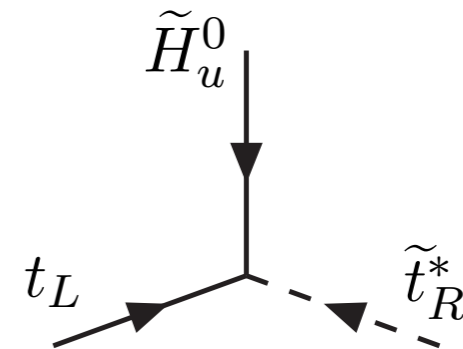
Quark, Lepton, Higgs, Gauge boson を  
超対称多重項に拡張する！



(a)



(b)



(c)

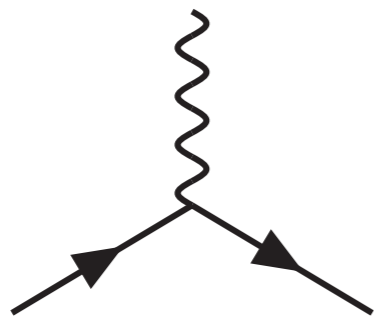
超対称理論に拡張された Yukawa interaction の例

超対称性のため 3つの相互作用の結合定数は同じ！

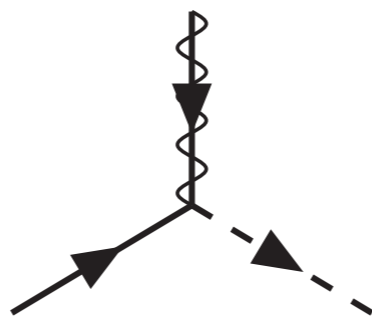
# 超対称模型

Quark, Lepton, Higgs, Gauge boson を  
超対称多重項に拡張する！

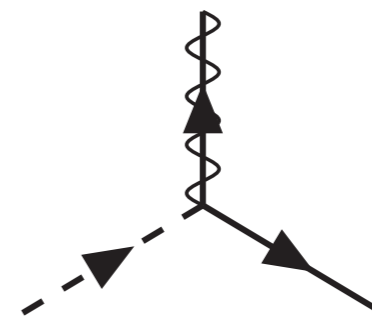
gauge boson



gaugino



gaugino



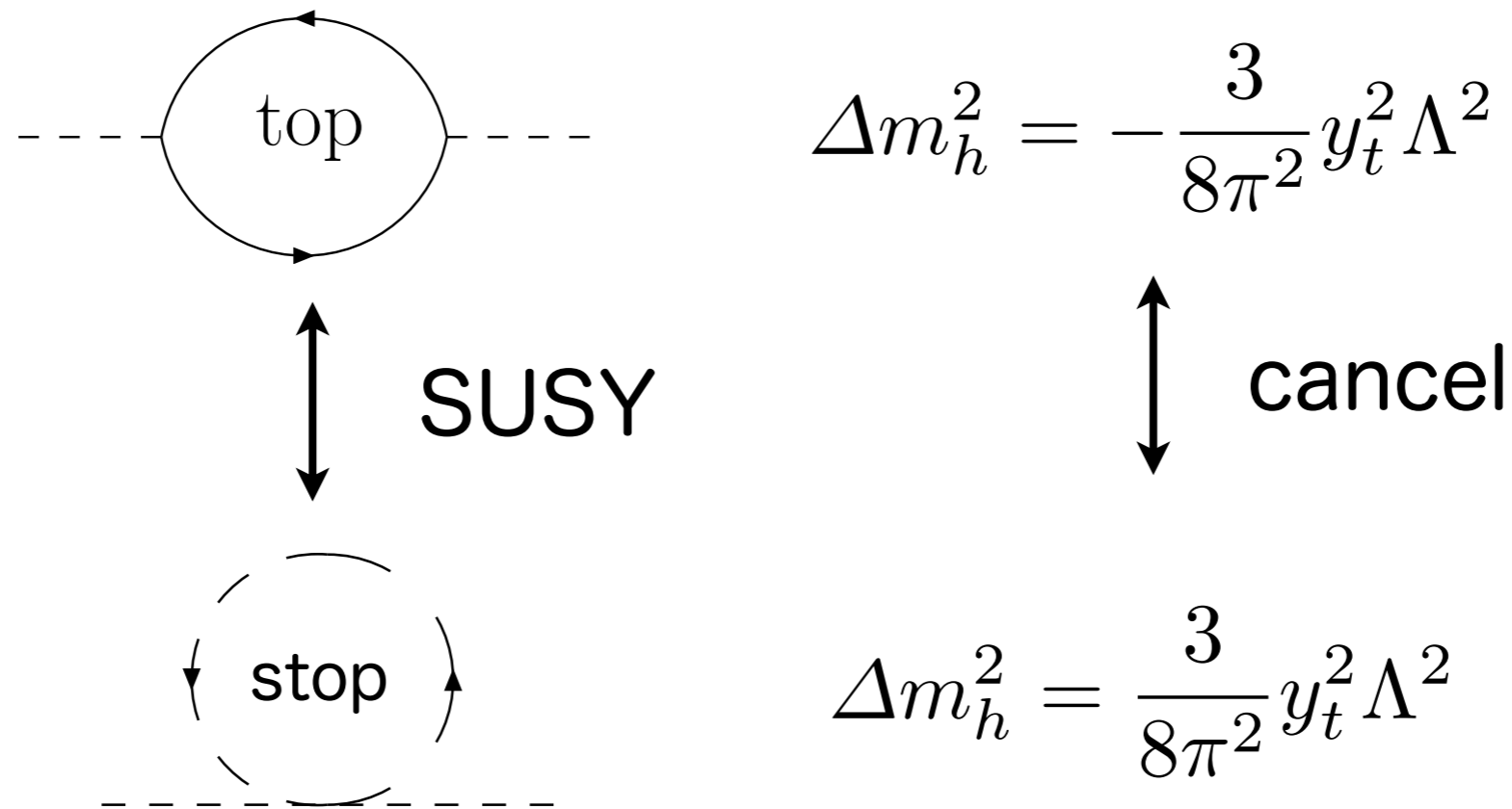
超対称理論に拡張された gauge interaction の例

超対称性のため 3つの相互作用の結合定数は同じ！

# 超対称模型

超対称性の拡張によってスカラーの質量がカイラル対称性で守られる！

実際に輻射補正がキャンセルしてくれる！



(超対称粒子の質量が標準模型のスケールから大きくはずれるとキャンセルが悪くなり微調整問題が生じるので注意)

# 超対称模型

スカラーが増えたせいで余計な相互作用が書けてしまう

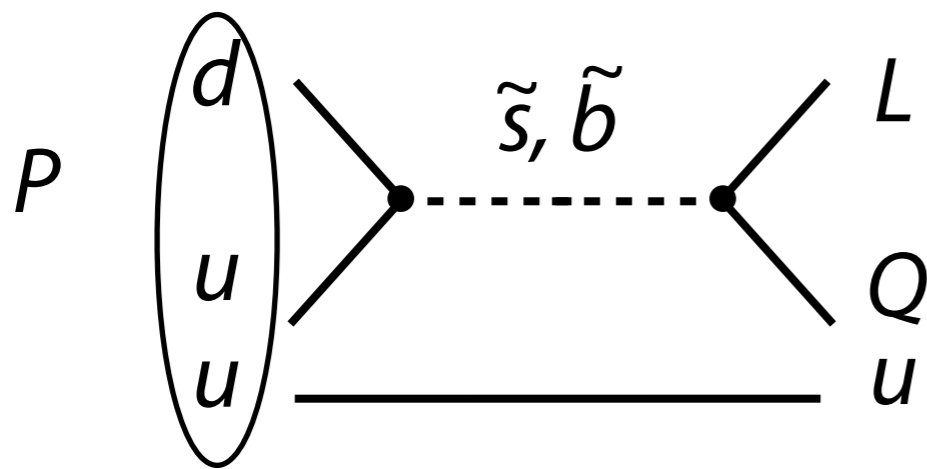
$$\Delta B = 1$$

$$W_{RPV} = \alpha Q_L L_L \bar{D}_R + \beta L_L L_L \bar{E}_R + \delta \bar{D}_R \bar{D}_R \bar{U}_R + \mu' L_L H_u$$

$$\Delta L = 1$$

これらは早すぎる陽子崩壊を予言

$$p \rightarrow e\pi, \nu\pi, eK, \nu K, \dots$$



これらの相互作用は **R-parity** を導入すれば簡単に禁止できる！  
 ( ~ a discrete subgroup of L and B symmetry )

$$R_p = (-)^{3(B-L)+F}$$

$$R[\text{標準模型の粒子}] = +1$$

$$R[\text{超対称対}] = -1$$

# 超対称模型

## R-parity 導入のボーナス

LSP : Lightest supersymmetric particle ( $R_p = -1$ )

LSP は R-parity を持つ超対称模型では安定！  
暗黒物質の候補！

### ex) LSP の候補

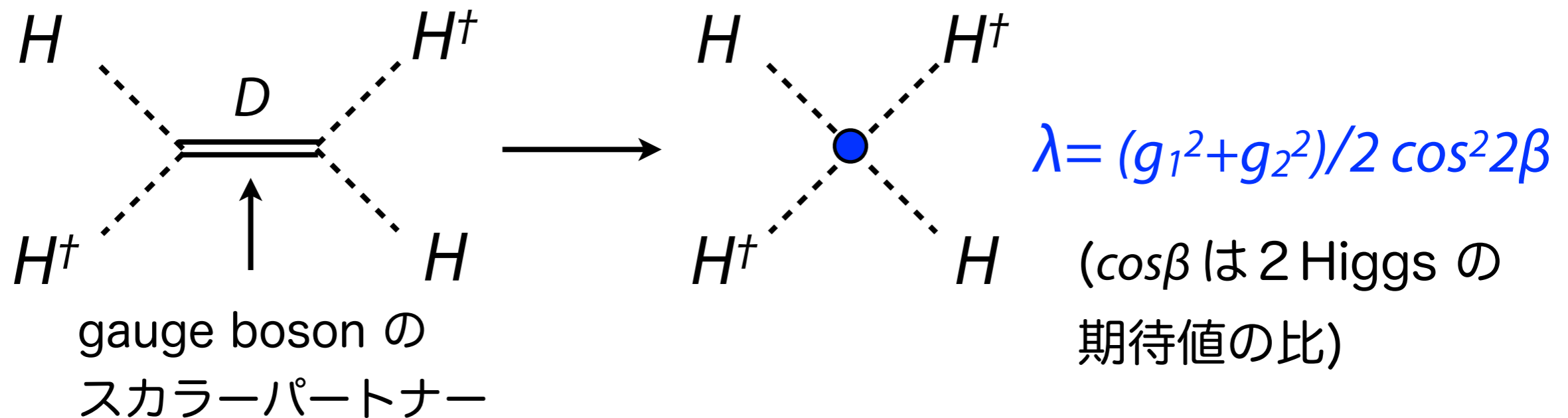
{ 一番軽いニュートラリーノ (Zino, Bino, 2 neutral Higgsino)  
Gravitino (graviton の超対称対)

どれが LSP になるかは超対称性の破れ方による

# 超対称模型

このようにして簡単に超対称模型(MSSM)が作れる！

最大の予言 = Higgs 4点相互作用の大きさがゲージ結合定数  
で決まる！ [ 標準模型では自由なパラメータ ]



Higgs の質量が予言されてしまう！

$$m_{higgs} = \lambda^{1/2} v \sim m_Z \cos 2\beta$$

→ 軽すぎる？

# 超対称模型

もちろんこのままでは現実的ではない！

なぜ？

このままでは標準模型の粒子とその超対称対の質量が同じ  
→ そんなものは見つかっていない！

超対称対だけが重くなっている様にしたい

→ 超対称性の自発的破れを考える

(実は超対称対が重くなると先ほどの Higgs も少し重くなる  
→ Higgs の質量は超対称粒子の質量のプローブ！)

# 超対称模型

SUSY 代数:  $\{Q_\alpha, Q_{\dot{\alpha}}^\dagger\} = 2 \sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu P_\mu$

[超対称性は時空の対称性!]

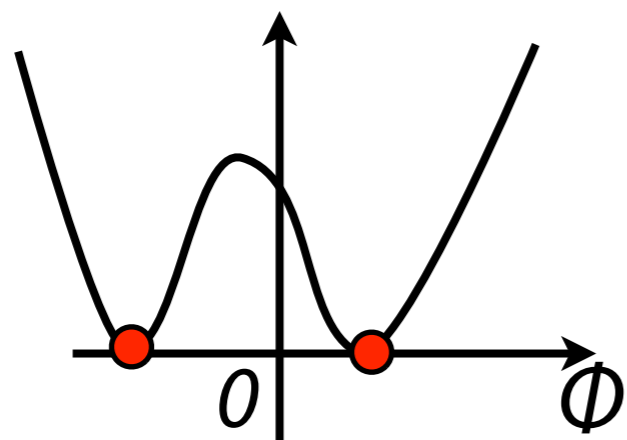
$$H = (Q_1 Q_1^\dagger + Q_1^\dagger Q_1 + Q_2 Q_2^\dagger + Q_2^\dagger Q_2) / 4$$

$$\langle 0 | H | 0 \rangle = (|Q_1 | 0 \rangle|^2 + |Q_2 | 0 \rangle|^2) / 2$$

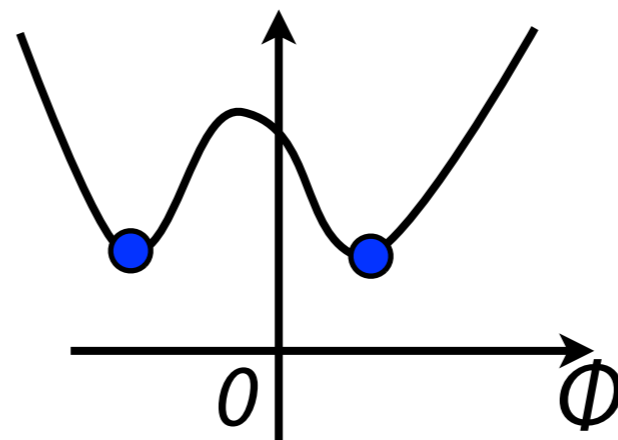
SUSYを保つ真空: vacuum energy = 0 ( $Q_1 | 0 \rangle = 0$ )

SUSYを自発的に破る真空: vacuum energy > 0 ( $Q_1 | 0 \rangle \neq 0$ )

unbroken SUSY



broken SUSY



真空中でエネルギーが0より大きくなる模型を作れば良い!



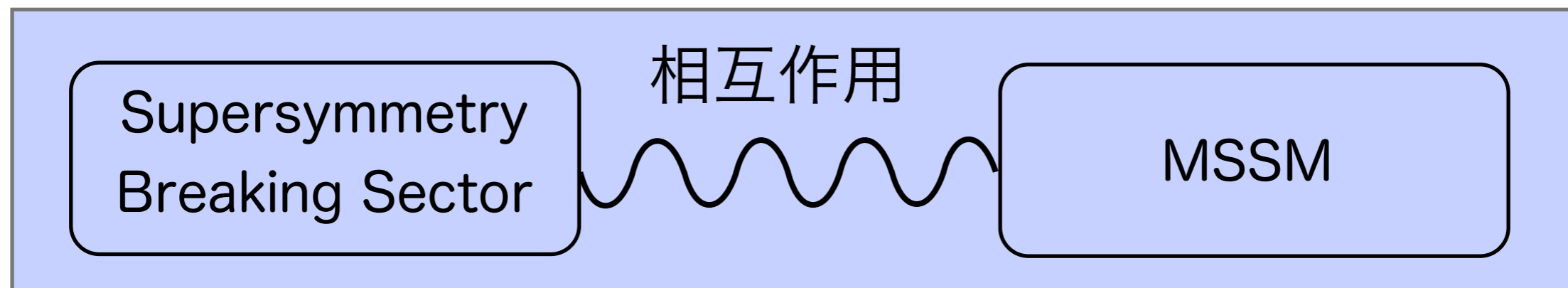
# 超対称模型

ただし MSSM に現れる超対称粒子で超対称性を自発的に破ってはダメ！

(実際にMSSMの場で破れ起こすこと自体も難しいが…)

MSSMの場で超対称性を破ると  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  ゲージ対称性を同時に破って上手く行かない！

超対称性を破るセクター = Hidden セクターが必要！



(MSSM のスペクトルは Hidden sector の構造よりもそれを繋ぐ相互作用の種類に強く依存する。)

# 超対称模型

## ここまでのまとめ

標準模型の粒子に超対称対を導入する

標準模型の相互作用は簡単に超対称に拡張出来る

不要で有害な相互作用は R-parity ( $\approx$  B-L parity) で禁止

→ R-parity のおかげで暗黒物質の候補が出来る！

Higgs の 4 点相互作用はゲージ結合定数で与えられる！

超対称性は Hidden セクターで自発的に破れている

# 超対称模型のスペクトル

超対称性の破れが伝わった後生じる破れの項 = soft terms

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{soft}} = & -\frac{1}{2} \left( M_3 \tilde{g} \tilde{g} + M_2 \tilde{W} \tilde{W} + M_1 \tilde{B} \tilde{B} \right) \\ & - \left( a_u H_u \tilde{Q}_L \tilde{U}_R + a_d H_d \tilde{Q}_L \tilde{D}_R + a_e H_d \tilde{L}_L \tilde{E}_R \right) + c.c. \\ & - m_Q^2 |\tilde{Q}_L|^2 - m_{\tilde{U}}^2 |\tilde{U}_R|^2 - m_{\tilde{D}}^2 |\tilde{D}_R|^2 - m_L^2 |\tilde{L}_L|^2 - m_{\tilde{E}}^2 |\tilde{E}_R|^2 \\ & - m_{H_u}^2 |H_u|^2 - m_{H_d}^2 |H_d|^2 - (B \mu_H H_u H_d + c.c.)\end{aligned}$$

$$M_{1,2,3}, a_{u,d,e}, m_{Q,U,D,E,L,H_u,H_d}, B = O(10^{2-3}) \text{ GeV}$$

超対称性が階層性問題の解であるためには soft term の大きさは(程度問題ではあるが)100GeV-1TeV をそれほど大きく超えないと期待される

# 超対称模型のスペクトル

## crude MSSM スペクトル

squark masses  $\sim M_{Q, \bar{U}, \bar{D}}$

slepton masses  $\sim M_{L, \bar{E}}$  [for large a-terms, LR-mixing]

gluino mass  $\sim M_3$

neutralino  $\leftarrow (\tilde{B}, \tilde{W}^0, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^0)$

$$\mathbf{M}_{\tilde{N}} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -c_\beta s_W m_Z & s_\beta s_W m_Z \\ 0 & M_2 & c_\beta c_W m_Z & -s_\beta c_W m_Z \\ -c_\beta s_W m_Z & c_\beta c_W m_Z & 0 & -\mu \\ s_\beta s_W m_Z & -s_\beta c_W m_Z & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

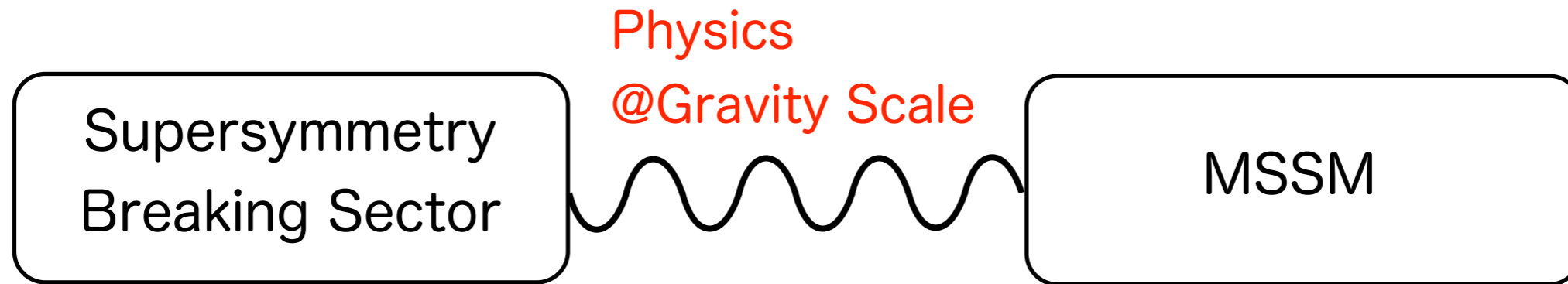
chargino  $\leftarrow (\tilde{W}^+, \tilde{W}^-), \tilde{H}_u^+ (\tilde{H}_d^-)$

$$\mathbf{M}_{\tilde{C}} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} s_\beta m_W \\ \sqrt{2} c_\beta m_W & \mu \end{pmatrix}$$

$$(s_W = \sin \theta_W, c_W = \cos \theta_W) (s_\beta = \sin \beta, c_\beta = \cos \beta, \tan \beta = \langle H_u \rangle / \langle H_d \rangle)$$

# 超対称模型のスペクトル

破れの伝わりの例：mSUGRA



最も単純なスペクトル

$$m_{\text{scalar}}^2 = m_0^2, \quad m_{\text{gaugino}} = m_{1/2}, \quad a_{u,d,e} = y_{y,d,e} \times A_0$$

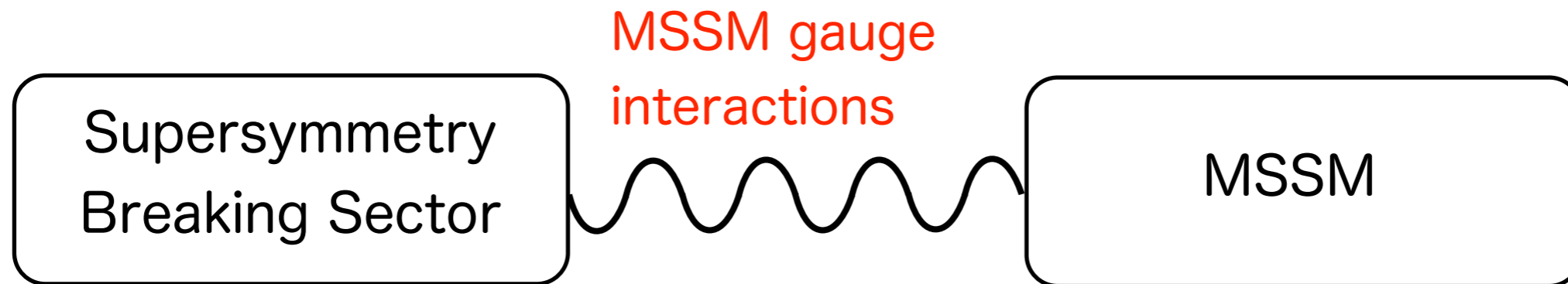
at the Planck scale.

$m_0$  は gravitino mass  $m_{3/2}$  と同程度

(本当は Gravity mediation でも soft masses がユニバーサルになっている理由は全くないので FCNC 問題がある)

# 超対称模型のスペクトル

破れの伝わりの例 : Gauge Mediation



Messenger 場を導入して Hidden セクターでの超対称性の破れを MSSM に伝える

$$m_{\text{gaugino}} = \frac{\alpha_a}{4\pi} \Lambda_{\text{SUSY}} \quad m_{\text{scalar}}^2 = 2 \left( \frac{\alpha_a}{4\pi} \right)^2 C_a \Lambda_{\text{SUSY}}^2$$

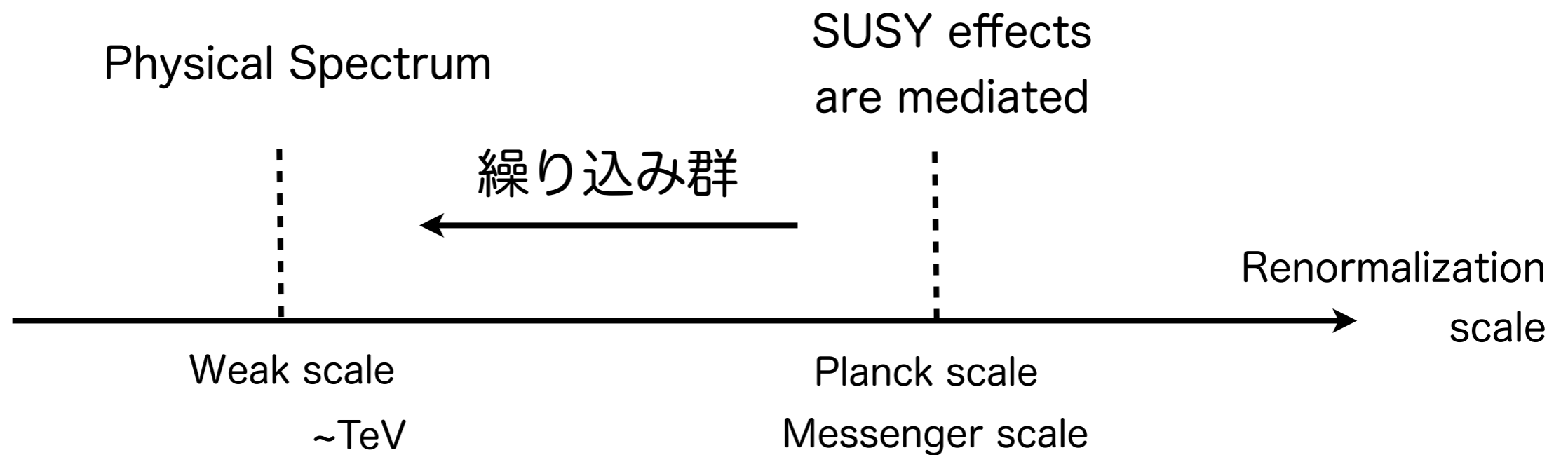
$$\Lambda_{\text{SUSY}} = \frac{F}{M} \quad F : \text{SUSY parameter} \quad M : \text{Messenger scale}$$

at the Messenger scale.

(主に gravitino が LSPになる)

# 超対称模型のスペクトル

これらの soft mass は高いエネルギースケールの物理で伝えられたもの  
→ 実際の質量はさらにそれを繰り込み群でスケールさせたもの



# 超対称模型のスペクトル

## Gaugino Masses

gaugino 質量の繰り込み群方程式

$$\frac{d}{dt}M_a = \frac{1}{8\pi^2}b_a g_a^2 M_a \quad (b_a = 33/5, 1, -3)$$

$$\left(\frac{d}{dt}\alpha_a^{-1} = -\frac{b_a}{2\pi}\right)$$

$$\frac{M_1}{g_1^2} = \frac{M_2}{g_2^2} = \frac{M_3}{g_3^2} \quad \text{at any RG scale}$$

$$M_1 : M_2 : M_3 = 0.5 : 1 : 3.5 \quad \text{at the TeV range}$$

この gaugino の質量比はユニバーサル gaugino mass の重要な帰結！ [Realized in both the mSUGRA and gauge mediation]

この質量比を実験的に確認できれば統一理論の存在の重要なヒントになる。

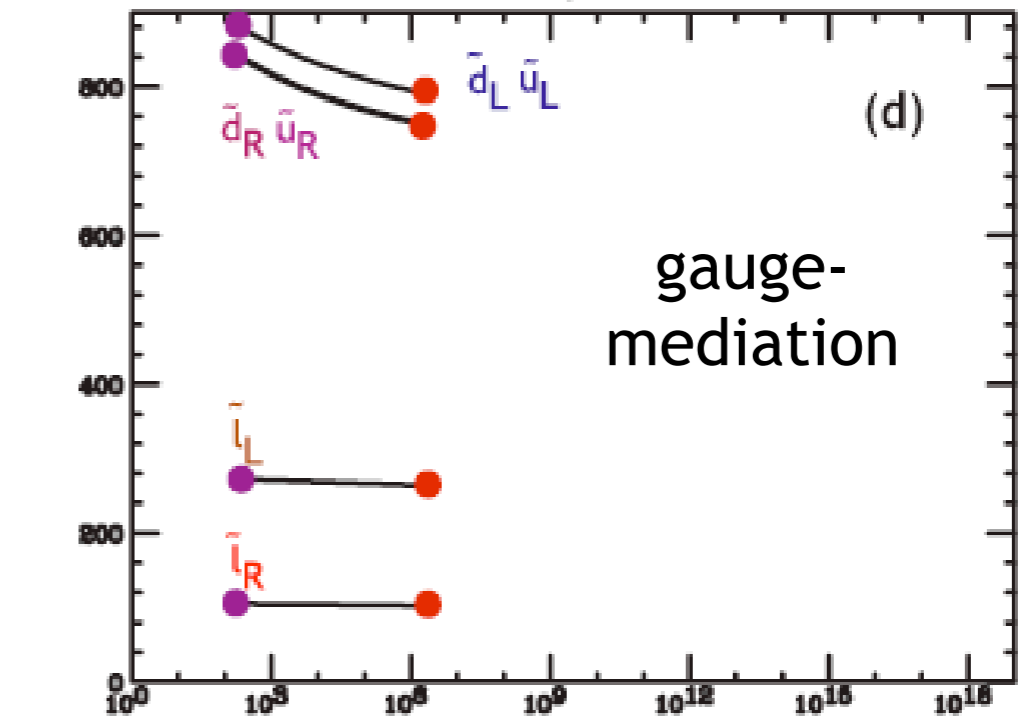
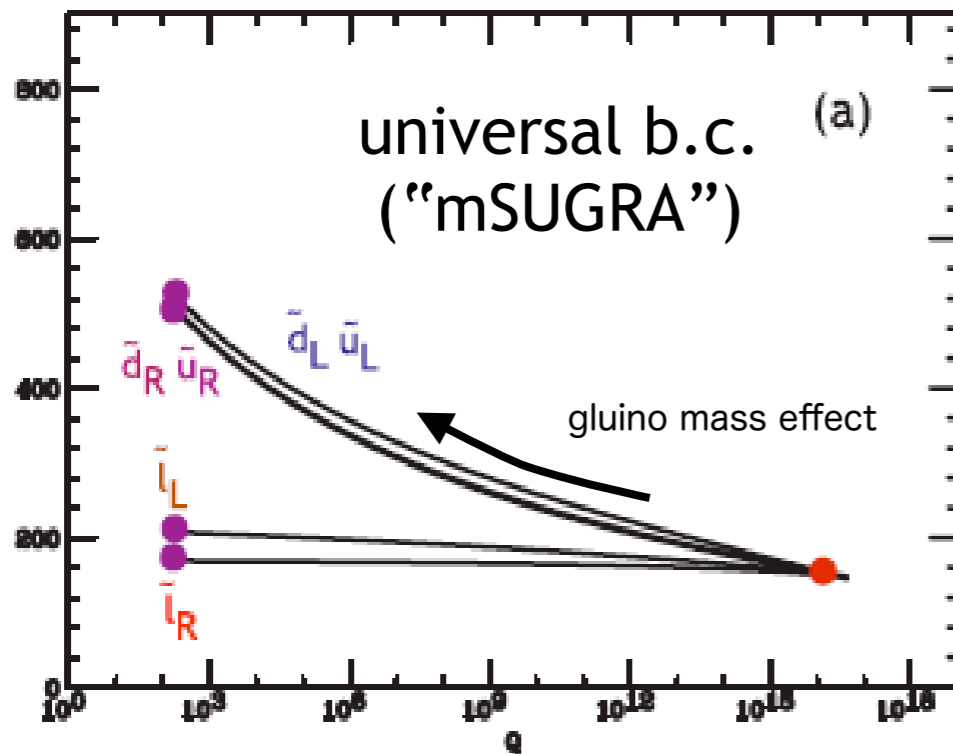


# 超対称模型のスペクトル

## squark/slepton Masses (第1,2世代)

$$16\pi^2 \frac{d}{dt} m_\phi^2 = - \sum_{a=1,2,3} 8g_a^2 C_a^\phi |M_a|^2$$

スカラーの質量は gaugino の質量の効果で低エネルギーで重くなる。

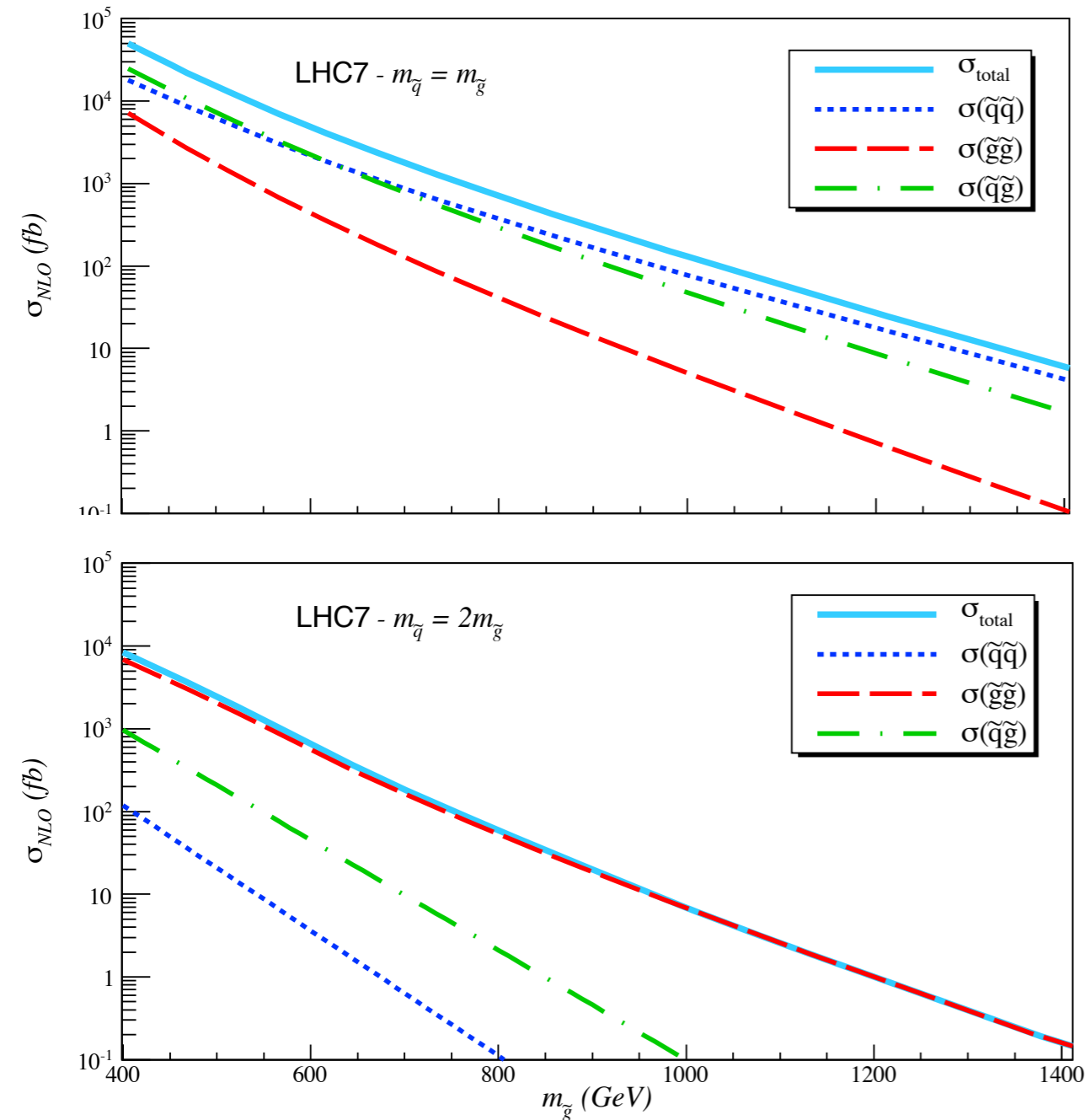


[borrowed from M.Peskin's lecture]

典型的に Squark は Slepton より重い  
典型的に Squark 同士は Slepton 同士よりも縮退している (gluino 質量の効果)

# 超対称模型@LHC

## 超対称粒子の生成断面積 @ LHC



主に gluino と squark が生成！

$$gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}_i\tilde{q}_j^*$$

$$gq \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_i$$

$$q\bar{q} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}_i\tilde{q}_j^*$$

$$qq \rightarrow \tilde{q}_i\tilde{q}_j$$

TeV 以下だと10fb

→ もう見つかってても良い筈

8TeV だと3倍程度 cross section 上がる

# 超対称模型@LHC

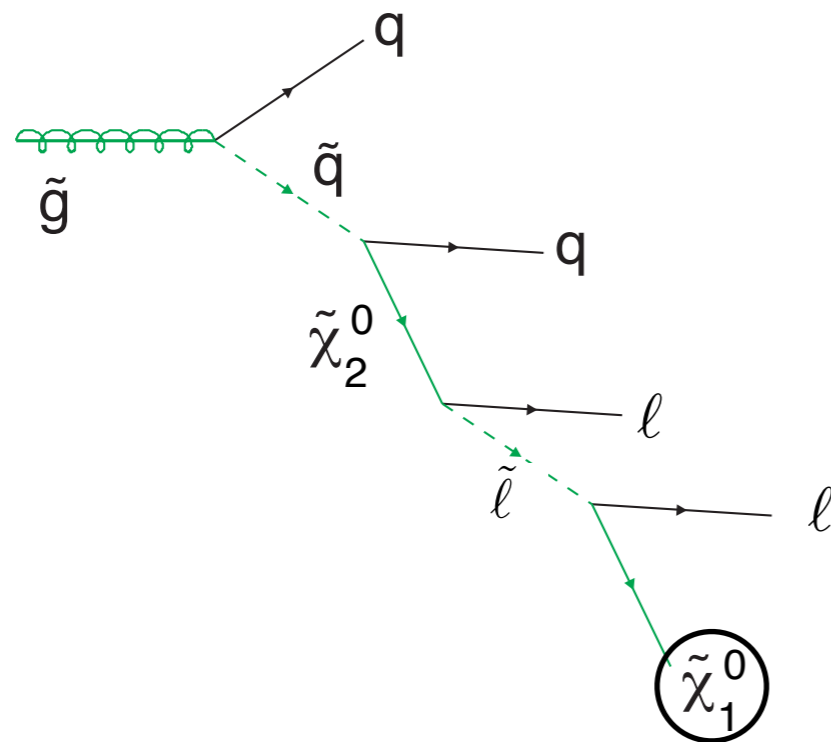
どうやって SUSY を探すか？

LSPの種類による

Neutralino LSP (e.g. mSUGRA), 生成された squark, gluino が最終的に Neutralino LSP へと崩壊して missing  $E_T$  となる。

SUSY events :  $n$  jets +  $m$  leptons + missing  $E_T$

ex)



The LSP escapes the detector and results in the missing  $E_T$ .

# 超対称模型@LHC

gravitino LSP (e.g. gauge mediation) の場合, 次に軽い超対称粒子 (NLSP)が比較的超寿命になる。

Decay length of the NLSP (decaying into gravitino)

$$d/\beta\gamma_{\text{NLSP}} \sim 6 \text{ m} \times \left(\frac{m_{\chi^0}}{100 \text{ GeV}}\right)^{-5} \left(\frac{m_{3/2}}{1 \text{ keV}}\right)^2$$

Prompt decaying NLSP (light gravitino)

SUSY events : n jets + m leptons + missing  $E_T$  (gravitino)  
+ photons (n $\geq$ 0, m $\geq$ 0)

Escaping neutralino NLSP

SUSY events : n jets + m leptons + missing  $E_T$  (neutralino)  
(n $\geq$ 0, m $\geq$ 0)

Escaping charged NLSP

SUSY events : n jets + m leptons + new charged tracks

# 超対称模型@LHC

## 標準模型からの background events

SUSY events :  $n$  jets +  $m$  leptons + missing  $E_T$

QCD multi-jets ( $E_T > 100\text{GeV}$ )  $\sim 1\ \mu\text{b}$

[Suppressed by large missing  $E_T$ ]

$W/Z$  + jets  $\sim 10\text{nb}$  [  $W \rightarrow \tau\nu, l\nu, Z \rightarrow \nu\nu$  ]

Top pair + jets  $\sim 800\text{pb}$

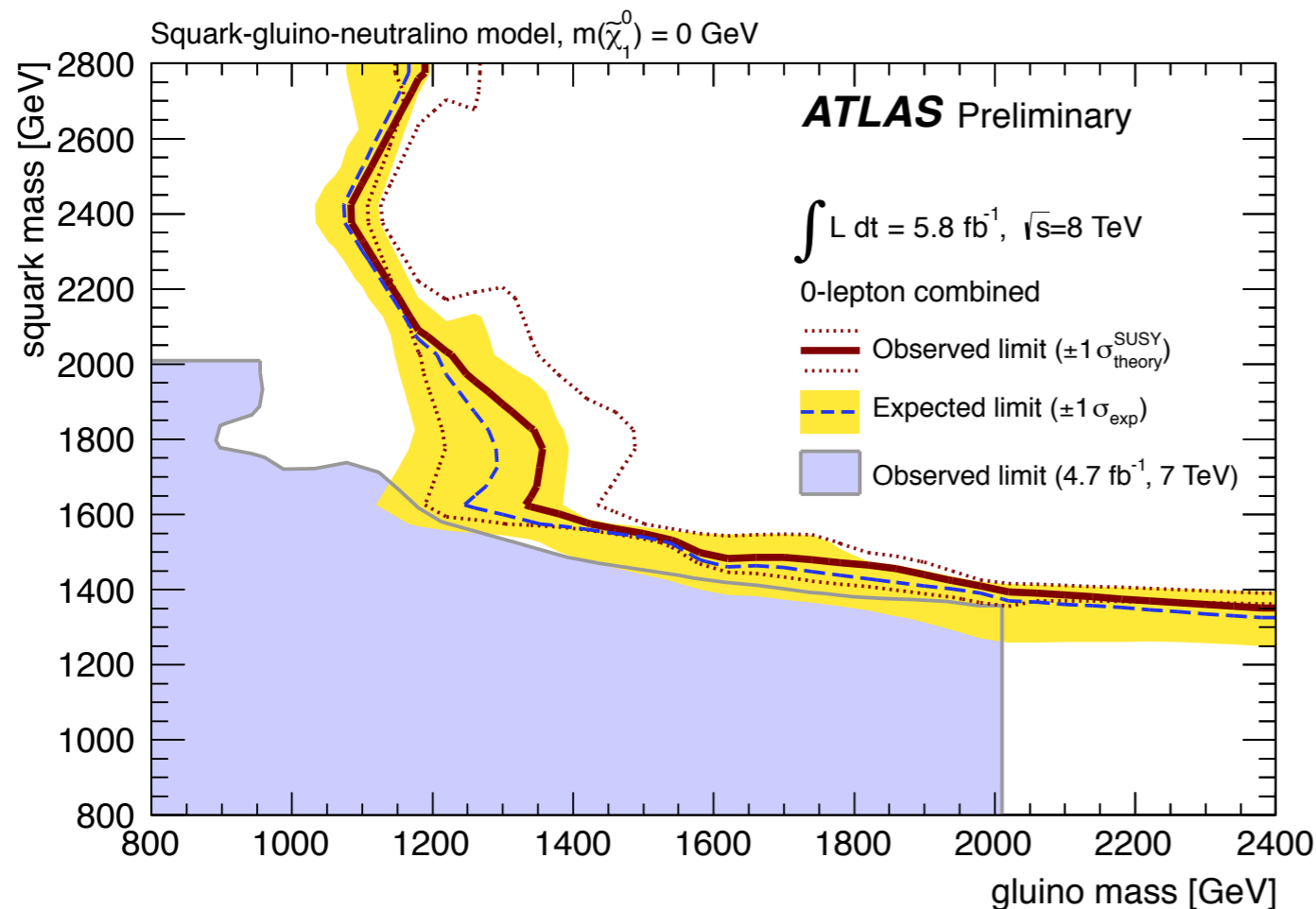
SUSY events can win with larger  $E_T$ , more jets

SUSY events :  $n$  jets +  $m$  leptons + new charged tracks

Collect slow tracks to distinguish the charged tracks from the muon tracks.

# 超対称模型@LHC

## ATLASの結果



ATLASによる

0-lepton + jets + missing  $E_T$

95% exclusion limit

gluino mass  $> 1.2 \text{ TeV}$   
[ $m_{\text{gluino}} \ll m_{\text{squark}}$ ]

gluino mass  $> 1.4 \text{ TeV}$   
[ $m_{\text{gluino}} = m_{\text{squark}}$ ]

元々期待していた領域の多くが exclude された…

標準模型の微調整問題からの要求を厳しく設定しすぎ？

もっと複雑なスペクトル？(stop だけ軽いとか？)

# 超対称模型@LHC

## ここまでのまとめ

超対称対スペクトルの一般的傾向として colored は比較的重い

gluino, squark の対生成 ( $\leftarrow$  R-parity )のカスケード崩壊をさがす

いまのところ兆候無し…

標準模型の微調整問題からの要求を厳しく設定しすぎ？

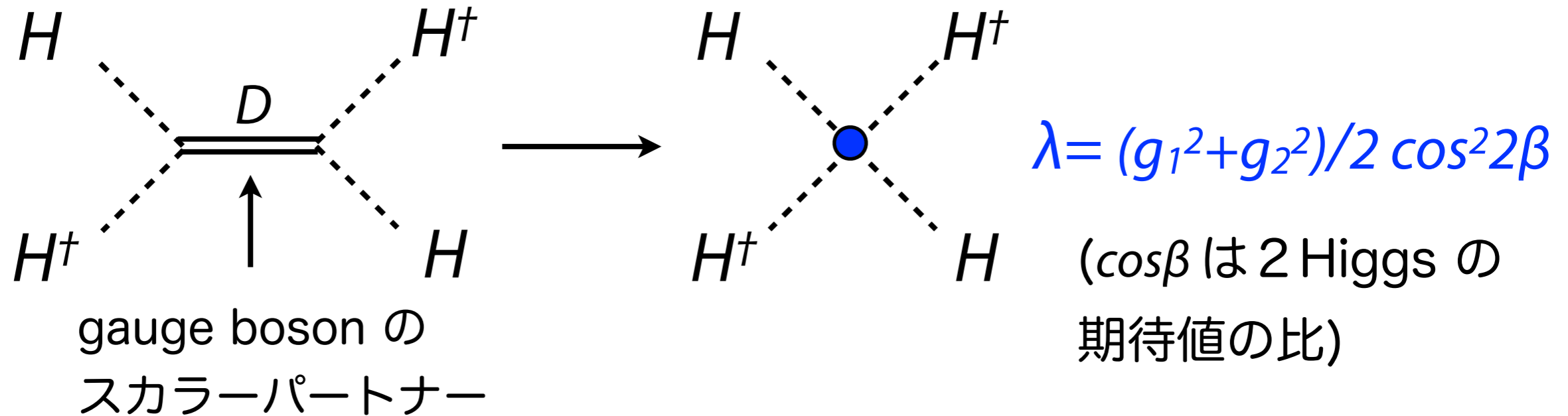
もっと重くてもまだ意味がある？

もっと複雑なスペクトル？(stop だけ軽いとか？)

実は SUSY 直接検出の否定的結果以上に Higgs 質量から超対称模型に強い制限  $\rightarrow$  Next Topic!

# Higgs in the MSSM

MSSM では Higgs 4 点相互作用の大きさがゲージ結合定数で決まる！



Higgs の質量が予言されてしまう！

$$m_{higgs} = \lambda^{1/2} v \sim m_Z \cos 2\beta$$

→ 125 GeV よりずっと軽い！

ただしこれは超対称性が厳密な場合の予言



# Higgs in the MSSM

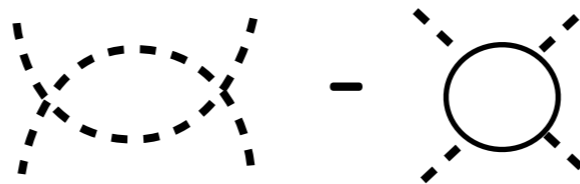
超対称性が実際には破れているため、4点相互作用が輻射補正を受けて Higgs の質量が上がる！

$$m_{h^0}^2 \lesssim m_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3}{4\pi^2} y_t^2 m_t^2 \sin^2 \beta \left( \log \frac{m_{\tilde{t}}^2}{m_t^2} + \frac{A_t^2}{m_{\tilde{t}}^2} - \frac{A_t^4}{12m_{\tilde{t}}^4} \right).$$

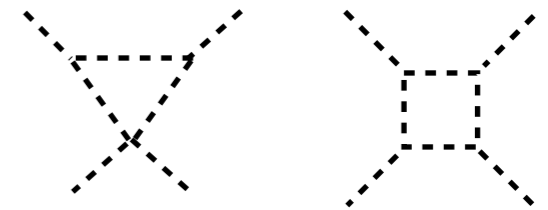
Tree-level quartic term:

$$\lambda = \frac{1}{2} (g_1^2 + g_2^2) \cos^2 2\beta$$

One-loop log enhanced:



One-loop finite:

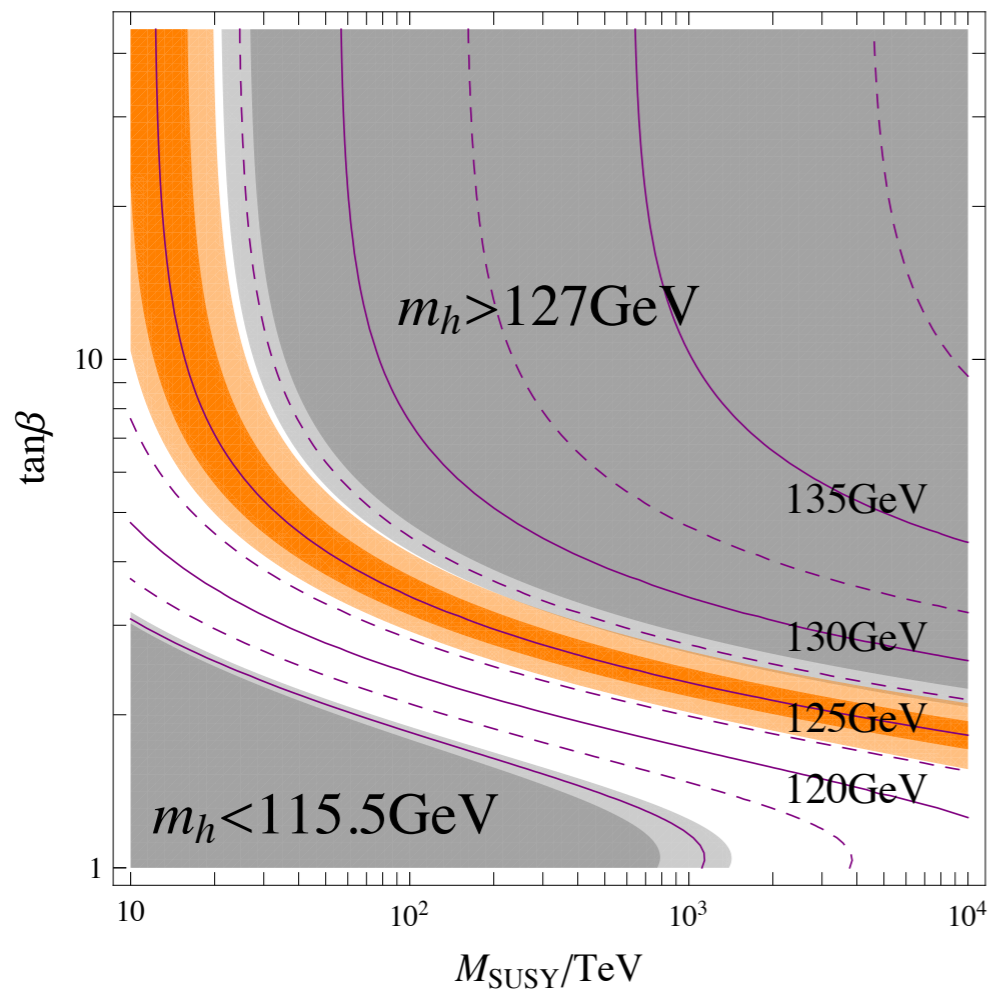


[ '91 Okada, Yamaguchi, Yanagida ]

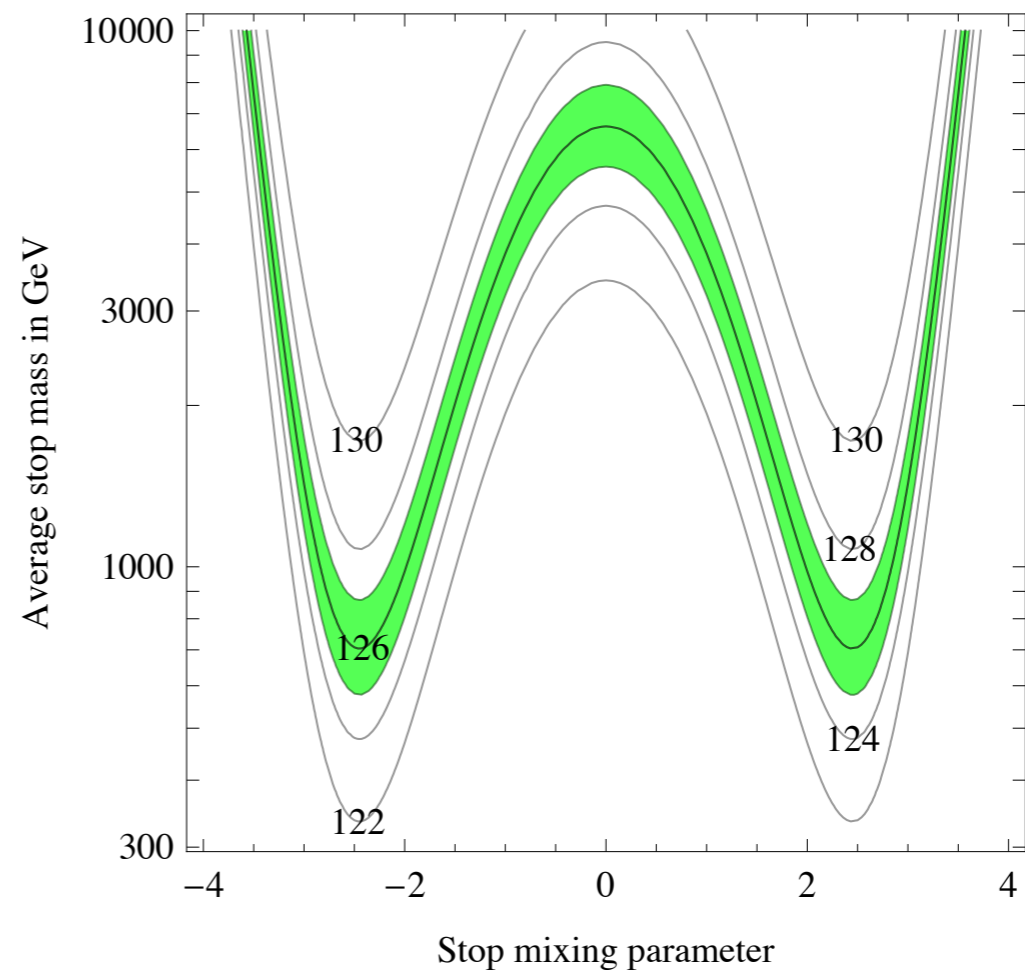
125GeV 付近は実現出来るか？

# Higgs in the MSSM

$$m_{h^0}^2 \lesssim m_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3}{4\pi^2} y_t^2 m_t^2 \sin^2 \beta \left( \log \frac{m_{\tilde{t}}^2}{m_t^2} + \frac{A_t^2}{m_{\tilde{t}}^2} - \frac{A_t^4}{12m_{\tilde{t}}^4} \right).$$



Heavy Stop シナリオ



Large Stop mixing シナリオ

# Higgs in the MSSM

## Heavy Stop シナリオ

125GeV を実現するには  $m_{stop} = O(10)TeV$  以上！

これで微調整問題が解決されたと言えるか？という点を  
除いてはシンプルな可能性

## Large Stop mixing シナリオ

125GeV を  $m_{stop} \approx 1TeV$  でも可能！

微調整問題の解としては上のシナリオよりまし？

ただしこれを実現するモデルはなかなか困難

→ LHC の light stop search に期待がかかる！

# Higgs in the MSSM

もちろん MSSM を色々に拡張して比較的軽い SUSY particle を残しつつ 125GeV を実現するモデルも可能！

✓ NMSSM = MSSM + singlet field S

$$W = \lambda SHH$$

という新たな項をいれて Higgs の 4 点相互作用を強くする。

✓ New gauge interaction

Higgs に新しいゲージ相互作用を導入してそれで持ち上げる

✓ Higgs に複合粒子を少しまぜて重くする

…などなど

# Higgs in the MSSM

## ここまでのまとめ

実は Higgs 質量  $125\text{GeV}$  という結果の方が超対称模型にとってシリアスな条件を突きつけている

最もシンプルにはこれは squark の質量が  $10\text{TeV}$  より重いことを示唆している。

特殊なパラメータ領域ではまだ軽い stop と  $125\text{GeV}$  Higgs は同時に成り立つ

いろいろな拡張も考えられている！

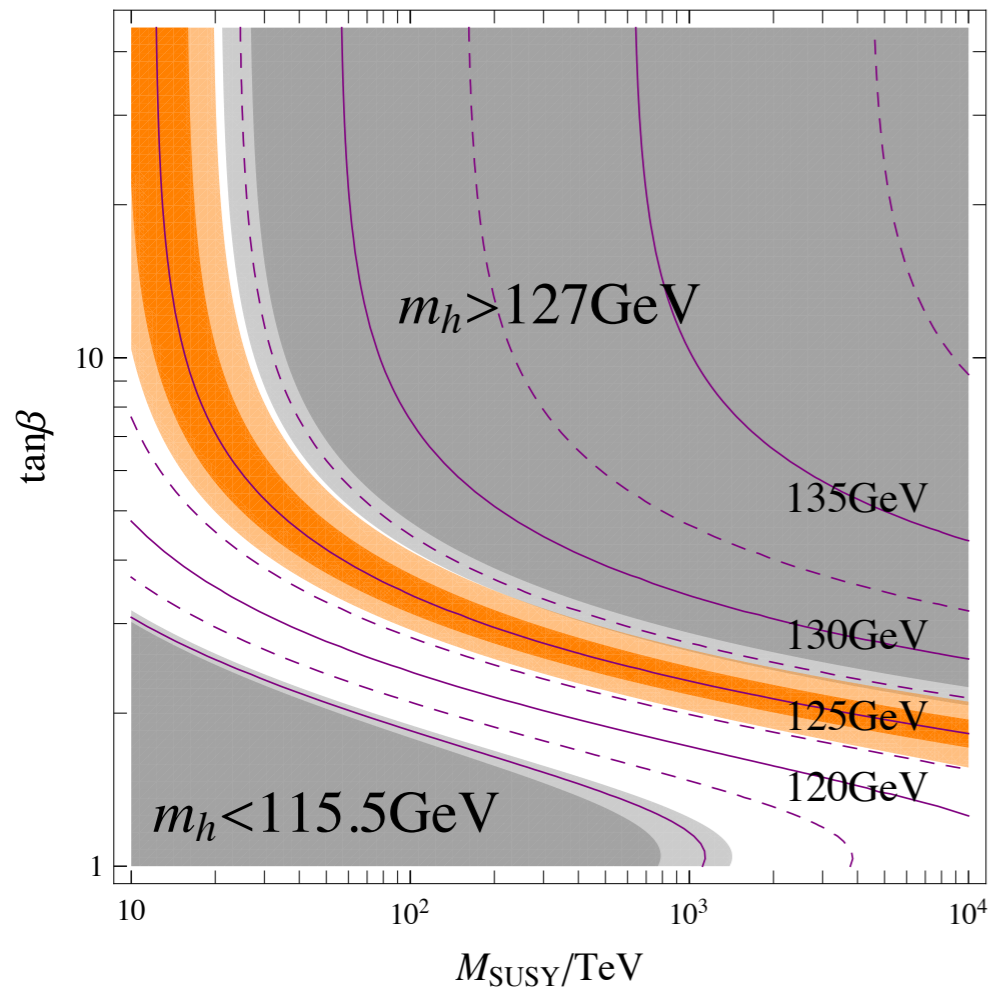
→ やはり SUSY search @ LHC は重要！

# 重い sfermion 模型

125GeV Higgs mass は最も単純に考えると sfermion (stop) の質量が  $O(10-100)\text{TeV}$  程度にあることを示唆している。

→ 実はこのシナリオはそれほど悪くない

[’12, MI, Matsumoto, Yanagida ( $\mu_H=O(M_{\text{susy}})$ )]



✓ SUSY-FCNC/CP 問題は大幅良くなる

$$\sqrt{\tilde{m}_{LL}\tilde{m}_{RR}} \gtrsim 4000 \text{ TeV} \times \sqrt{\left| \text{Im} \left( \frac{m_{12,LL}^{d2}}{\tilde{m}_{LL}^2} \frac{m_{12,RR}^{d2}}{\tilde{m}_{RR}^2} \right) \right|},$$

[’96 Gabbiani, Gabrielli, Masiero, Silvestrini]

✓ もちろん LHC で SUSY が未発見なこととも矛盾しない

( gluino mass  $> 1\text{TeV}$  for  $M_{\text{susy}} \gg \text{TeV}$  )

# 重い sfermion 模型

## 微調整問題は少し厳しい

→  $m_{SUSY} = O(10-100)TeV$  から  $O(100)GeV$  を出すには  $O(10^{-4}-10^{-6})$  精度の微調整

✓ これでも標準模型で必要な  $O(10^{-28}-10^{-32})$  精度の微調整よりはまし…

でもやはり  $O(10-100)TeV$  から  $O(100)GeV$  が出て来るには理由が欲しい?

✓ 現時点では答えをもっていません

そもそも微調整問題を回避する要求がどの程度厳しいのかは不明

(微調整問題は Four Fermi Theory が  $300GeV$  で破綻するといった Unitarity Limit を越えてしまう問題とは違い、理論の破綻を意味してはいない…)

# 重い sfermion 模型

とりあえず  $O(10-100)\text{TeV}$  と  $O(100)\text{GeV}$  の間の微調整を受け入れてみると  
とどういう模型が浮かび上がってくるか？

Sfermion の質量が  $O(10-100)\text{TeV}$  重い場合、非常にシンプルで宇宙論とも矛盾しない模型が構築可能 (Pure Gravity Mediation model)

- ✓ 暗黒物質の良い候補を含む
- ✓ 宇宙論 の gravitino problem が無い！
- ✓ 宇宙論 の Polonyi/Moduli problem が無い
- ✓ gaugino search を通して LHC でチェックできる
- ✓ 宇宙観測を通じてもチェックできる

'06 MI, Moroi, Yanagida, '11 MI, Yanagida, '12 MI, Matsumoto, Yanagida

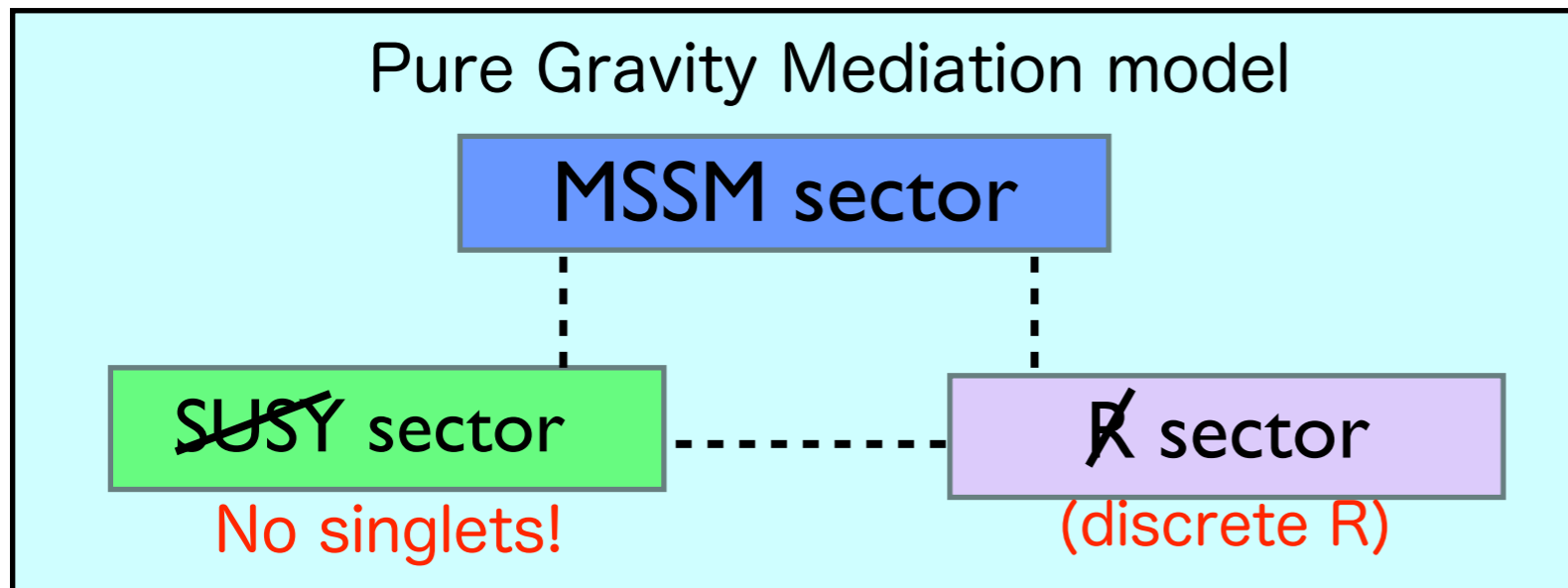
'12 Bhatthacherjee, Feldstein, MI, Matsumoto, Yanagida, '12 MI, Kamada, Matsumoto

近いアイデアはいろんな人たちによって議論されていて結構人気があるシナリオ

(cf. '12 "Simply Unnatural Supersymmetry" Arkani-Hamed et.al.)



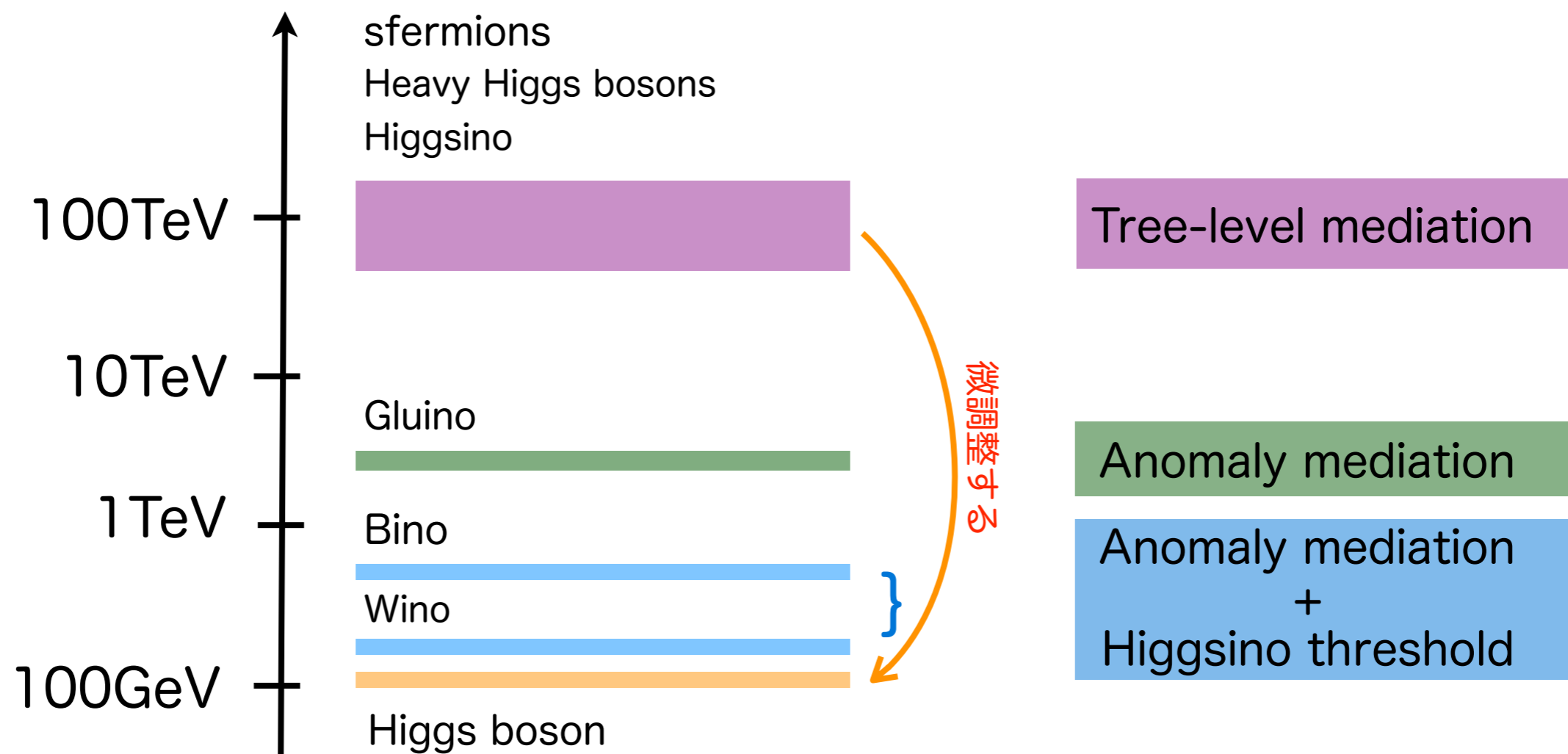
# 重い sfermion 模型



3つのセクターがあってそれらが Gravity scale の物理でつながっている (= Gravity Mediation)

Hidden Sector には完全に中性な場は存在しない

This model has common features with PeV-SUSY, Split-SUSY, G<sub>2</sub>-MSSM, Spread SUSY, the model with strong moduli stabilization etc...



# 重い sfermion 模型

## Conventional な Gravity Mediation とはどちらがうのか？

$$m_{gaugino} = m_{scalar} = O(m_{3/2}) \text{ in conventional Gravity Mediation}$$

実はこのような gaugino mass を出すには Hidden Sector に完全に中性な SUSY breaking field (=Polonyi Field) の存在を仮定する必要がある！

$$W = c/M_{PL} Z W^a W_a + \dots$$

$$\rightarrow m_{gaugino} = c m_{3/2} + \dots$$

[Z : SUSY breaking field]

というわけで conventional な Gravity Mediation はある意味純粋な Gravity Mediation ではない！

- ✓ さらに、完全に中性な SUSY breaking field (=Polonyi Field) は超寿命をもって宇宙論に悪影響を及ぼす → Polonyi 問題！！

# 重い sfermion 模型

## ✓ Polonyi field が無い Gravity Mediation 模型を考える

sfermion mass は conventional Gravity Mediation 同様  $m_{3/2}$  程度  
gaugino mass は出てこない？

実は輻射補正から Gaugino mass が出てくる (anomaly mediation)

[‘92 Dine, MacIntire, ‘99 Randall, Sundram, ‘99 Giudice, Luty, Murayama, Rattazzi]

$$m_{\text{gluino}} = -\frac{3g_3^2}{16\pi^2} m_{3/2} \quad m_{\text{wino}} = \frac{g_2^2}{16\pi^2} m_{3/2} \quad m_{\text{bino}} = \frac{33}{5} \frac{g_1^2}{16\pi^2} m_{3/2}$$

at the sfermion mass scale, i.e.  $m_{3/2}$ .

sfermion mass の 100分の1 程度！

✓ 各係数はゲージ結合定数の繰り込み群の係数であたえられる  
→ 予言力がある！

$$m_{\text{gaugino}} = O(10^{-3}-10^{-2}) \times m_{3/2}$$

$$m_{3/2} = O(10-100) \text{ TeV} \rightarrow m_{\text{gaugino}} = O(1) \text{ TeV}$$

# 重い sfermion 模型

Higgsino (= fermionic Higgs) や Heavy Higgs の質量は？

→ Higgsino の質量は模型による

ここでは最も簡単に出す方法を取る

$$K = c \underline{H_u H_d} + c' / M_{PL}^2 X^\dagger X H_u H_d + h.c. + \dots$$

R-charge of  $H_u H_d = 0$

charged SUSY breaking fields

…その結果

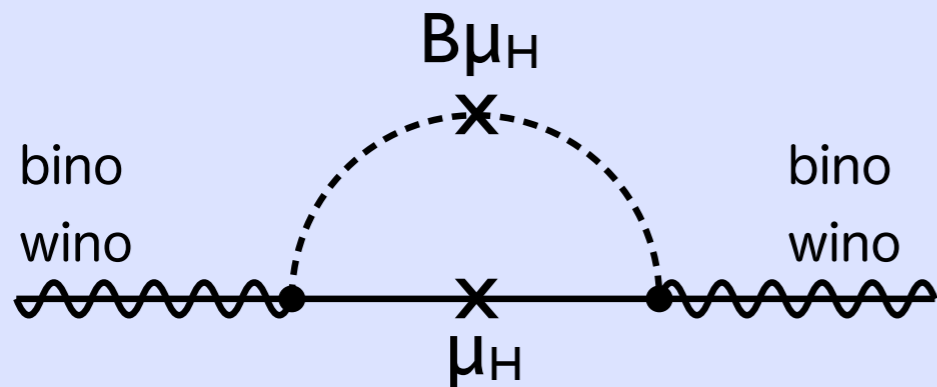
$$\mu_H = c m_{3/2}, \quad B\mu_H = c m_{3/2}^2 + c' m_{3/2}^2.$$

この模型では Higgsino, Heavy Higgs とともに sfermion 同様に  $m_{3/2} = O(100) \text{ TeV}$  程度になっている！

# 重い sfermion 模型

## Gaugino mass への輻射補正その2 (Higgsino threshold effects)

Higgsino からの Gauge Mediation!



$$L = \mu_H \sin 2\beta \frac{m_A^2}{|\mu_H|^2 - m_A^2} \log \frac{|\mu_H|^2}{m_A^2}$$

$$m_{\text{gluino}} = -\frac{3g_3^2}{16\pi^2} m_{3/2}$$

$$m_{\text{wino}} = \frac{g_2^2}{16\pi^2} (m_{3/2} + \underline{L})$$

$$m_{\text{bino}} = \frac{33}{5} \frac{g_1^2}{16\pi^2} \left( m_{3/2} + \frac{\underline{L}}{11} \right)$$

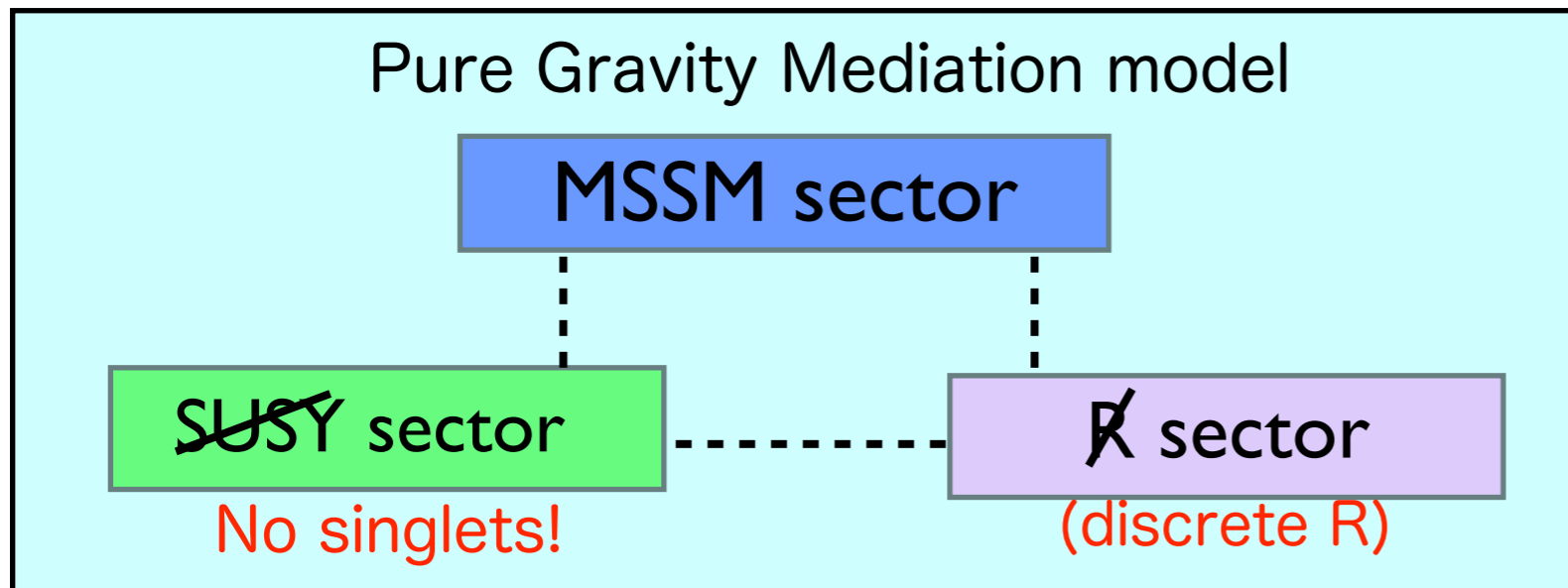
[ '99 Giudice, Luty, Murayama, Rattazzi, '99 Gherghetta, Giudice, Wells ]

この効果は anomaly mediated gaugino mass と同程度になりうる！

$$\tan\beta = O(1), \mu_H, B, m_A = O(m_{3/2})$$

✓ これらの寄与は LHC での gaugino search の重要なパラメータとなる！

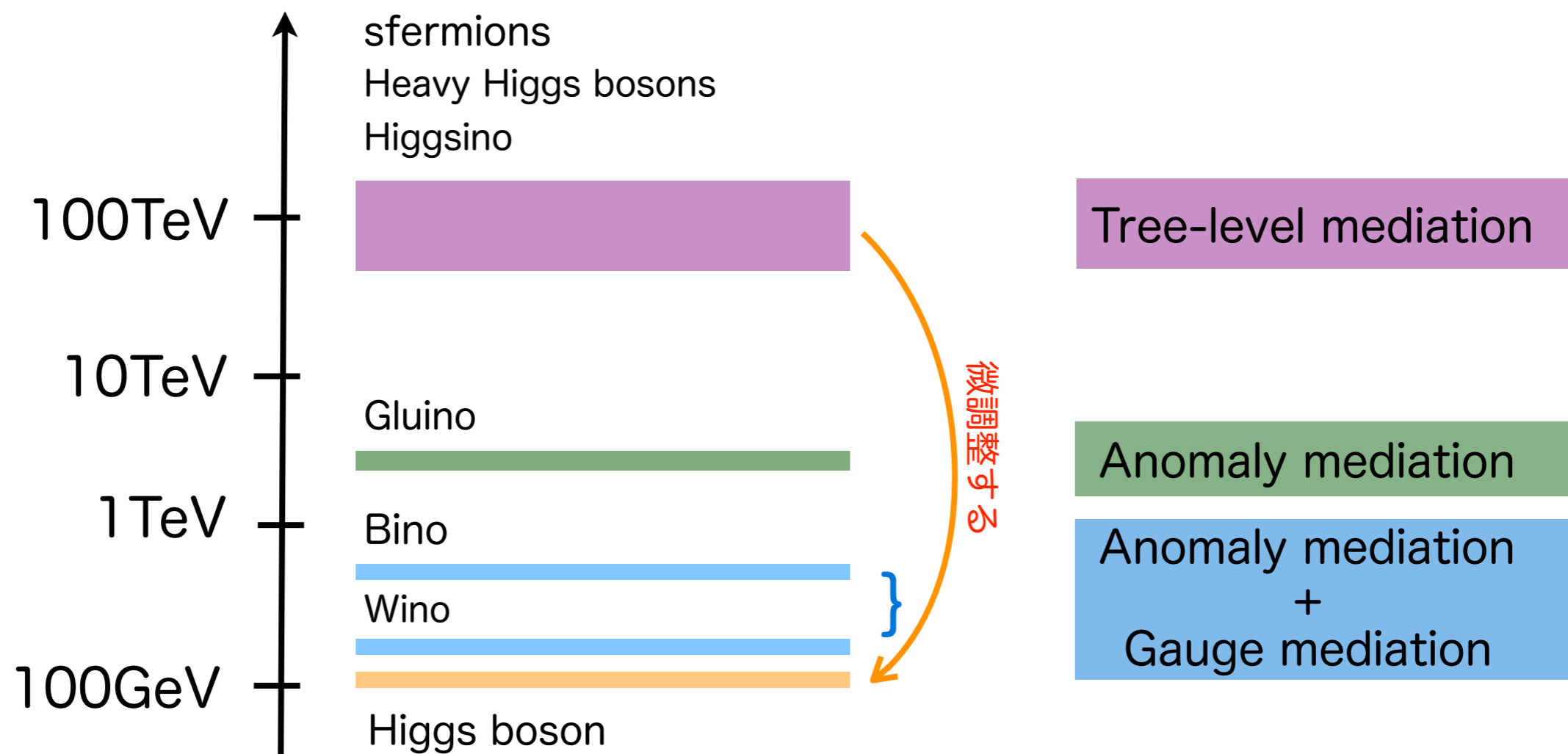
# 重い sfermion 模型



3つのセクターがあってそれらが Gravity scale の物理でつながっている (= Gravity Mediation)

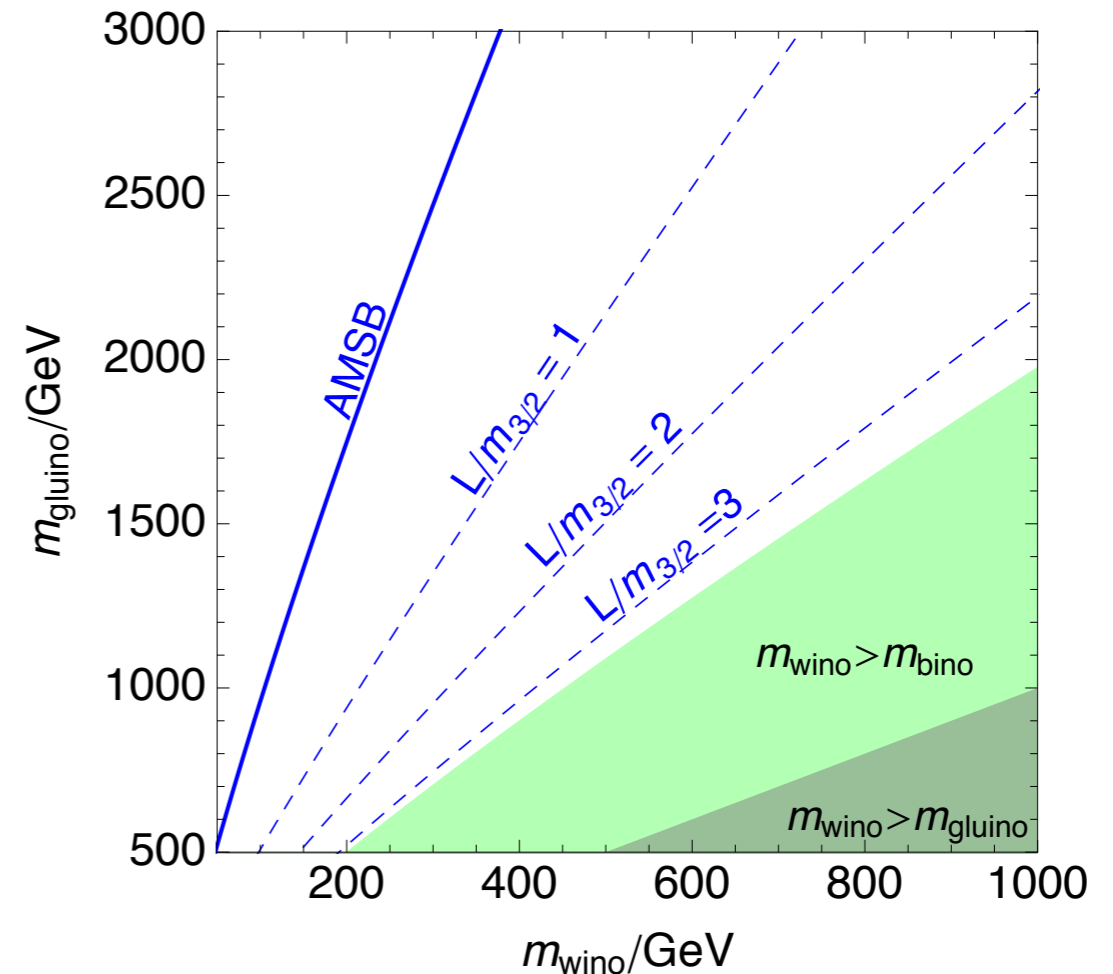
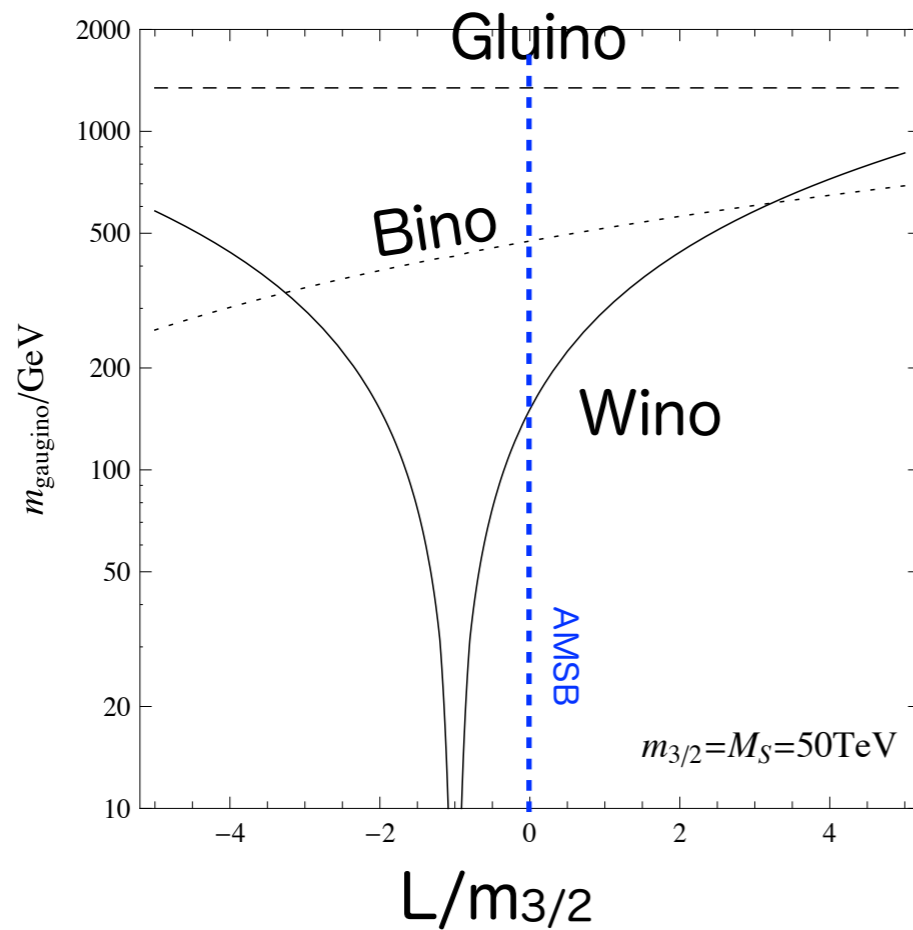
Hidden Sector には完全に中性な場は存在しない

This model has common features with PeV-SUSY, Split-SUSY, G<sub>2</sub>-MSSM, Spread SUSY, the model with strong moduli stabilization etc...



# 重い sfermion 模型

## Gaugino Masses:



[ '12, MI, Matsumoto, Yanagida ( $\mu_H = 0(M_{\text{susy}})$ ) ]

$$m_{\text{gluino}} = 2.5 \times 10^{-2} m_{3/2}$$

$$m_{\text{wino}} = 3.0 \times 10^{-3} (m_{3/2} + L)$$

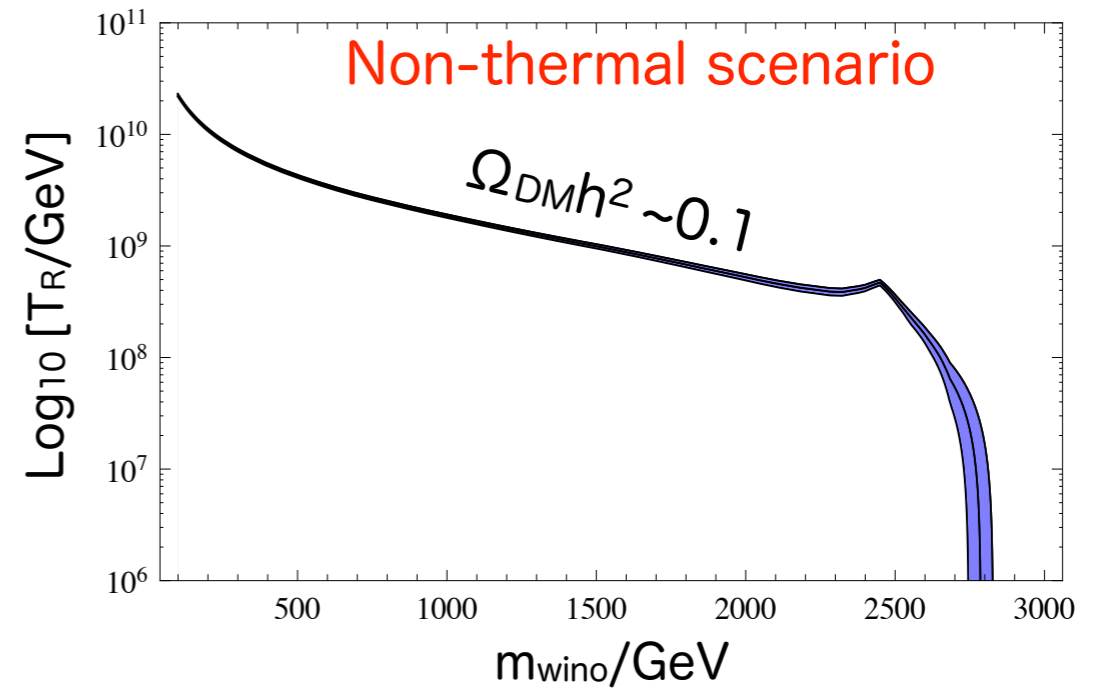
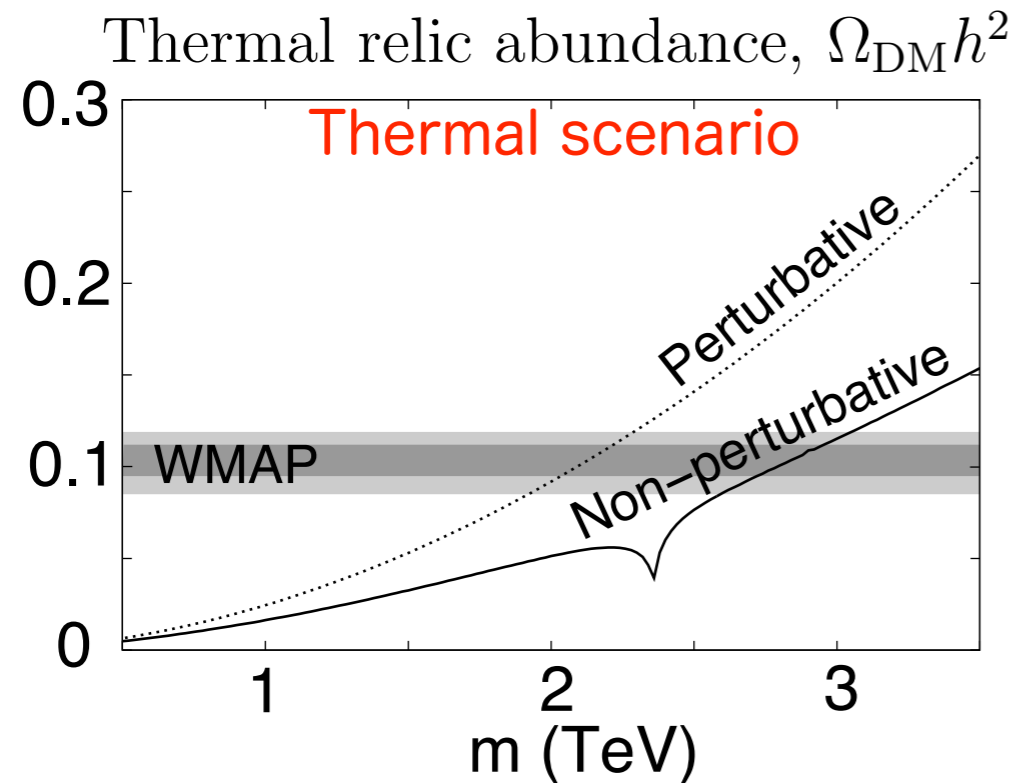
$$m_{\text{bino}} = 9.6 \times 10^{-3} (m_{3/2} + L/11)$$

for  $m_{3/2} = O(100)\text{TeV}$ .

- ✓ 殆どの領域で Neutral Wino が LSP
- ✓ 同じ Wino mass に対して gluino mass が AMSB より軽くなれる

# 重い sfermion 模型

## Wino Dark Matter



[’07 Hisano, Matsumoto, Nagai, Saito, Senarmi]

Wino は W-boson への大きな対消滅断面積を持っている

熱浴に残った量で暗黒物質を説明するには結構重くないとダメ

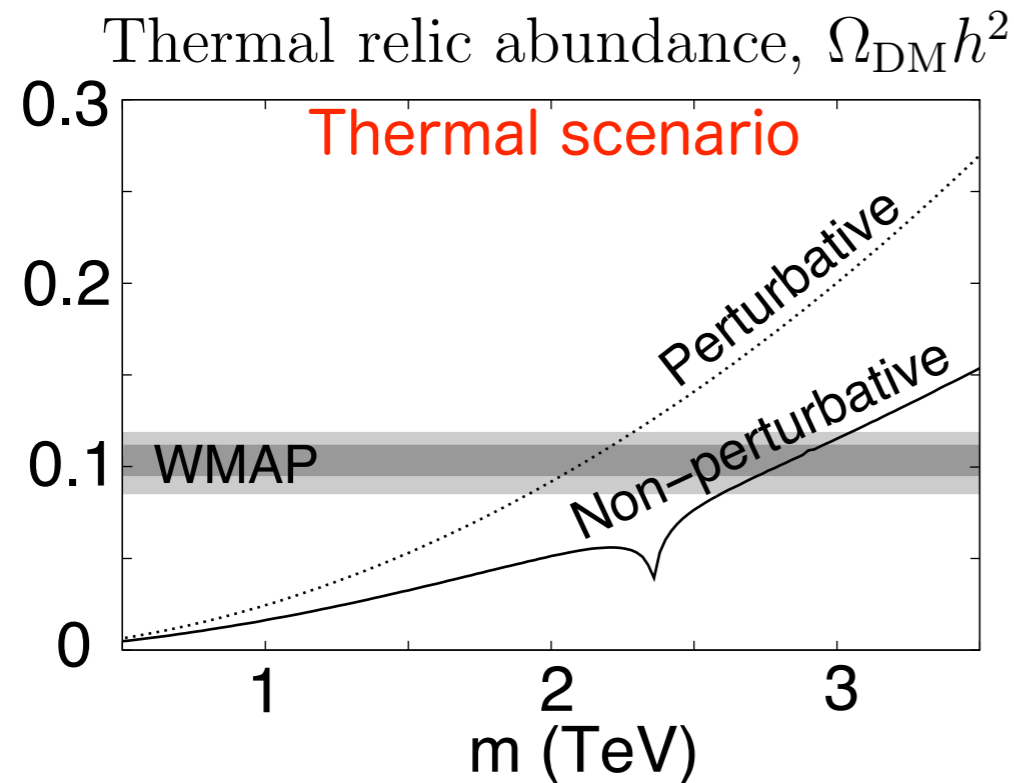
→  $m_{\text{wino}} = 2.7 \text{ TeV}$ .

✓ でもこれだと LHC では何も見えない…

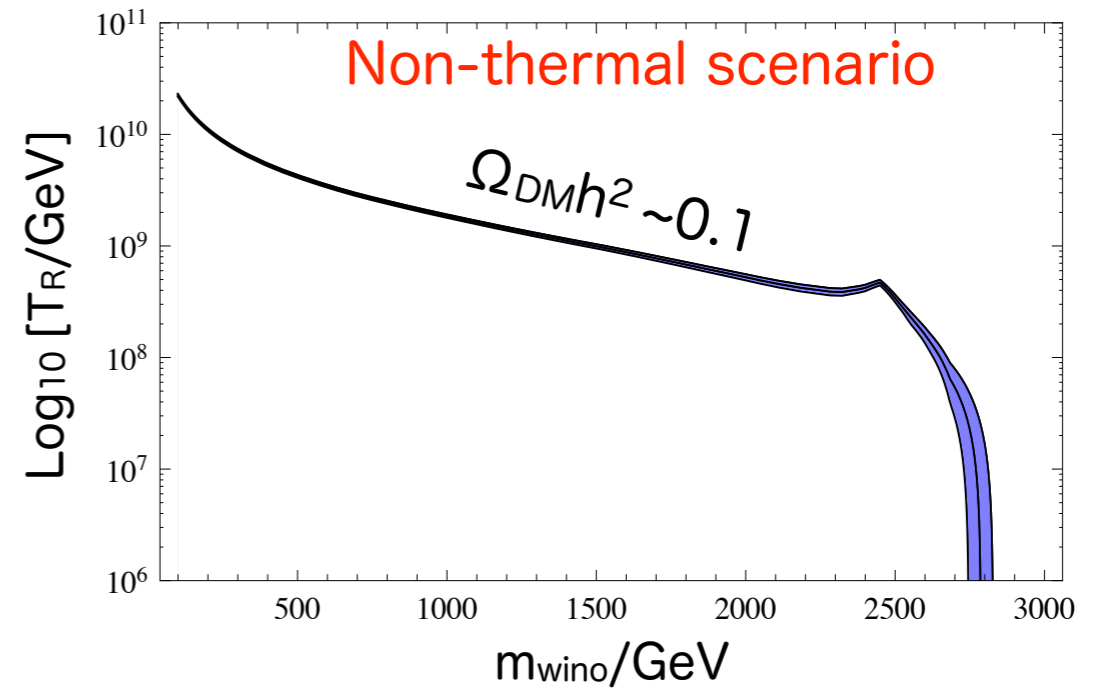


# 重い sfermion 模型

## Wino Dark Matter



[ '07 Hisano, Matsumoto, Nagai, Saito, Senarmi ]



✔ もっと軽い wino も gravitino の崩壊から作られれば暗黒物質の量を説明出来る！

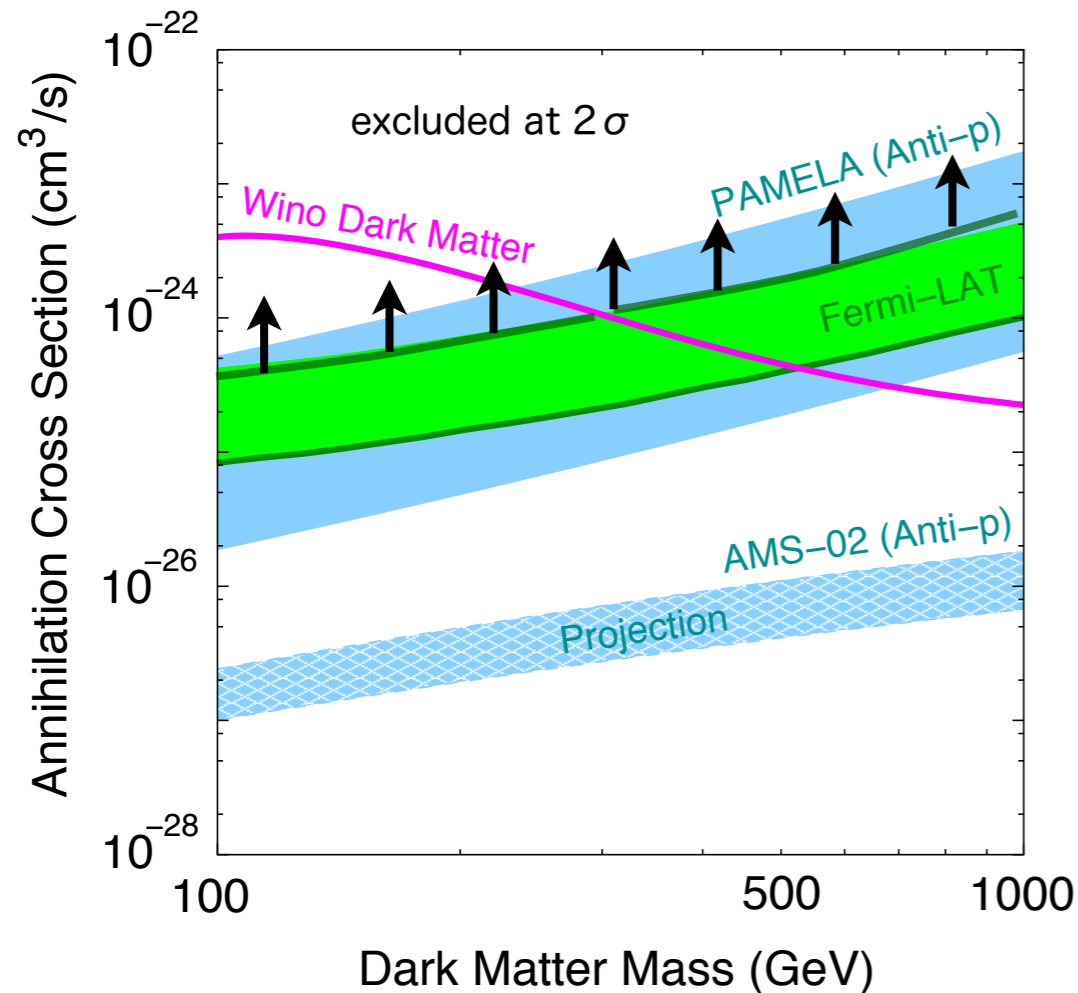
$$\Omega_{\text{DM}}^{\text{NT}} h^2 = 0.16 \left( \frac{m_{\text{wino}}}{300 \text{ GeV}} \right) \left( \frac{T_{\text{R}}}{10^{10} \text{ GeV}} \right)$$

[ '99 Gherghetta, Giudice, Wells, '99 Moroi, Randall ]

さらにバリオン非対称性の起源がレプトジェネシスの場合 ( $T_{\text{R}} > 10^9 \text{ GeV}$ ) むしろ 1 TeV 以下であることが予言される！

# 重い sfermion 模型

## Wino Dark Matter Search (indirect detections, $\chi\chi \rightarrow WW$ )



暗黒物質は Dwarf galaxy 内でWに対消滅し最終的にガンマ線を出す → 今のところ兆候無し

$$m_{wino} > 300-500\text{GeV}$$

銀河内の対消滅による反陽子宇宙線への寄与 → 今のところ兆候無し

$$m_{wino} > 210-700\text{GeV}$$

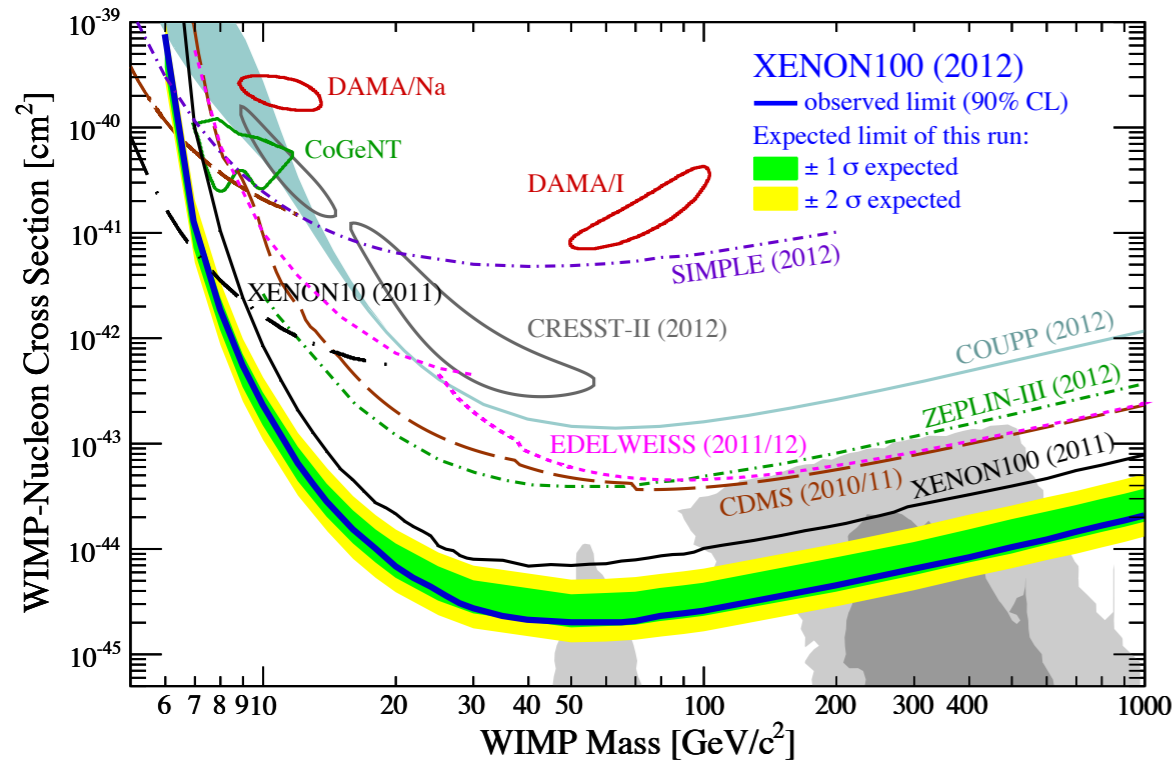
Conservative に見て 300GeV 以下が排除されている！

$$m_{wino} > 300\text{GeV} \rightarrow m_{gluino} > 2.5\text{TeV (AMSB)},$$
$$m_{gluino} > 800\text{GeV (L=2m}_{3/2}\text{ in PGM)}$$

- ✓ AMS-02 (anti-proton detector) は 1TeV 程度の Wino まで見えそう (但し反陽子宇宙線の伝搬模型に大きな不定性あり)

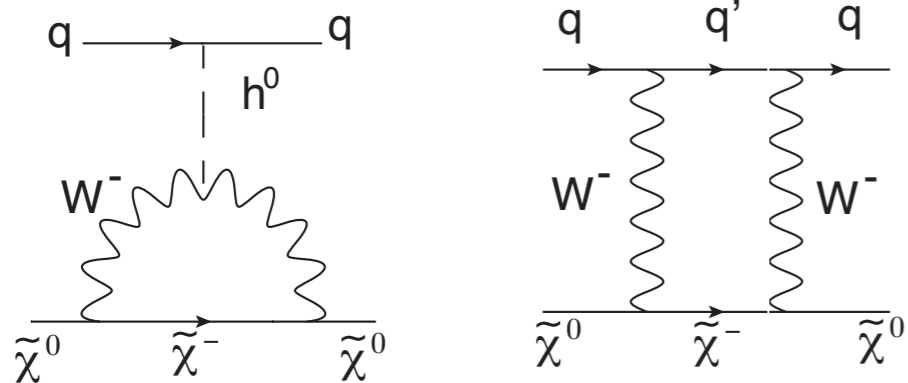
# 重い sfermion 模型

## Wino Dark Matter Search (direct detections, $\chi N \rightarrow \chi N$ )



Wino と Nucleus の相互作用は Higgsino が重い ( $\mu_H = O(10-100) \text{ TeV}$ ) と非常に小さい。

Wino と Nucleon の相互作用は one-loop level のプロセスがきいて  $O(10^{-47}) \text{ cm}^2$ 。  
(これは現在の制限の二桁下)



✓ Darwin (multi-ton Argon detector) 検出器は  $300 \text{ GeV}$  以下の WIMP で  $10^{-47} \text{ cm}^2$  の検出が可能

One-loop diagrams which contribute to the Wino-nucleon scatterings.

[ '10 Hisano, Ishiwata, Nagata ]

# 重い sfermion 模型

## Wino Properties

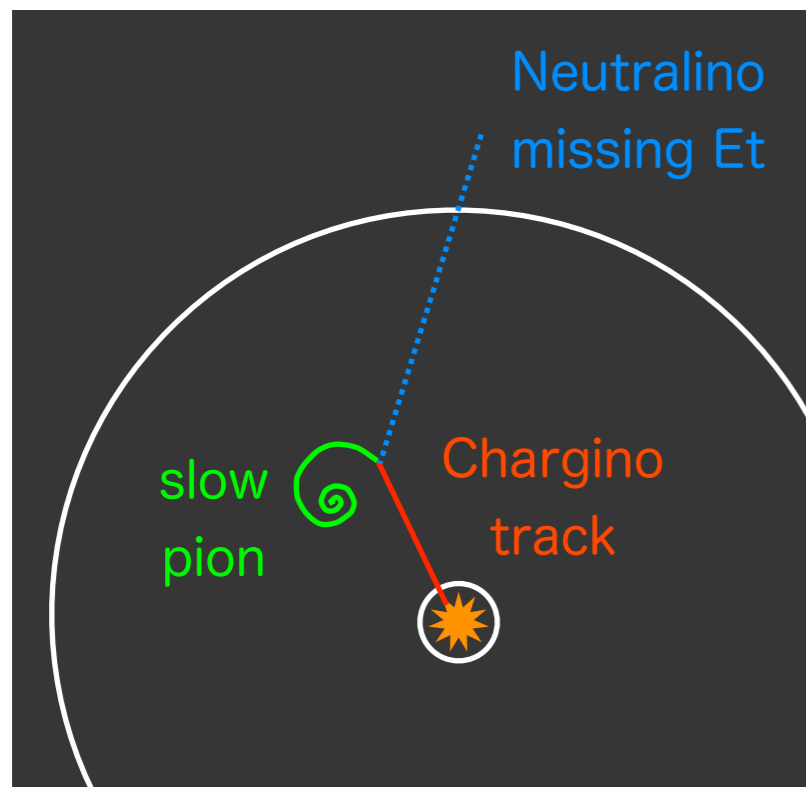
主に Neutral Wino が LSP

Charged Wino と Neutral Wino の質量は縮退している！

✓ gauge boson からの輻射補正によって mass が split する

$$\Delta m_{wino} = m_{chargino} - m_{neutralino} \approx 160-165 \text{ MeV}$$

[’99 Feng, Moroi, Randall, Strassler]



✓ chargino decay :  $\chi^{\pm} \rightarrow \chi^0 + \pi^{\pm}$

$$\tau_{wino} = O(10^{-10}) \text{ sec.}$$

LHC でつくられた charged wino は  
 $O(1-10)cm$  飛んでから崩壊する

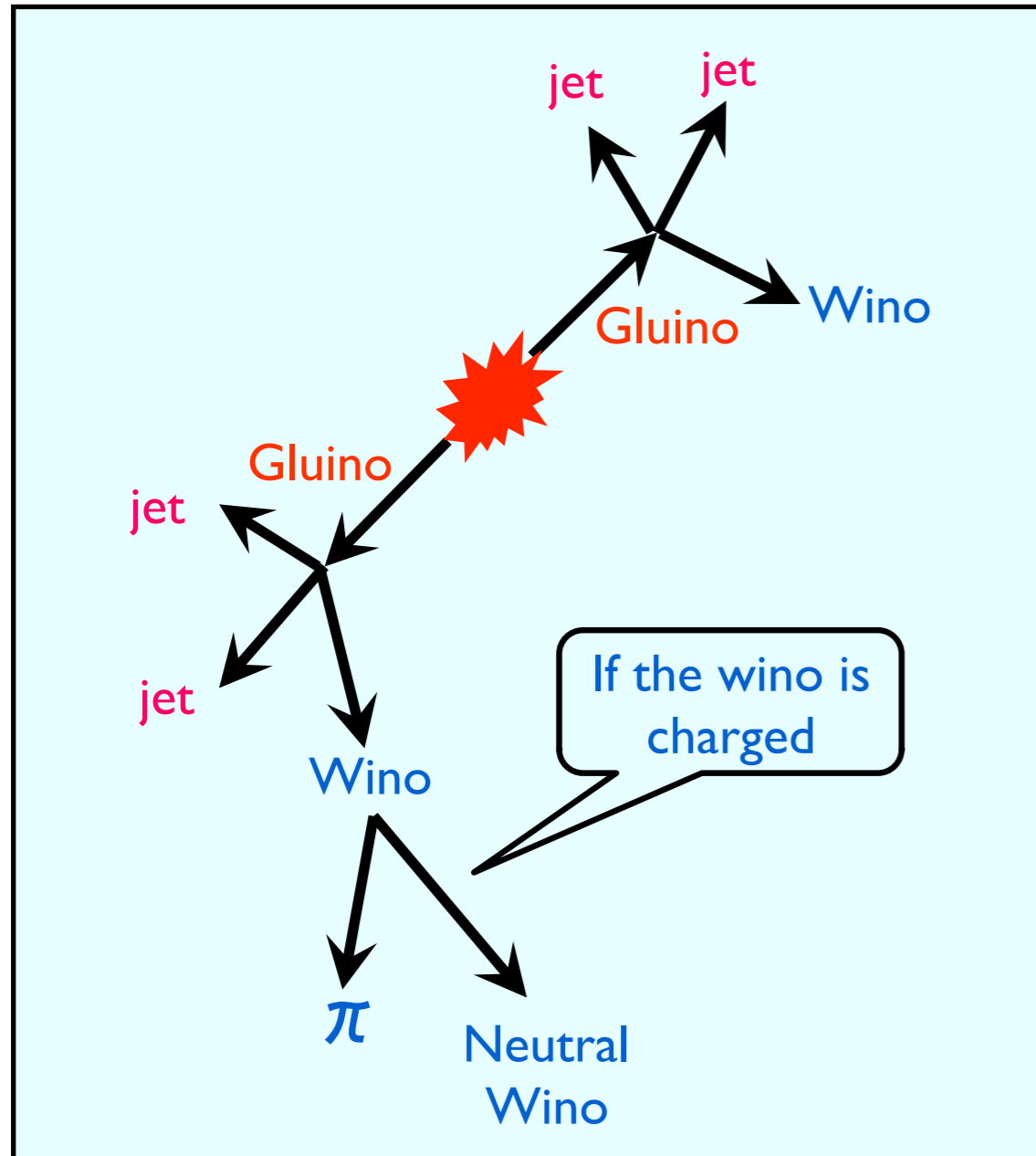
[’06 MI, Moroi, Yanagida]

[’99 Feng, Moroi, Randall, Strassler @Tevatron]

# 重い sfermion 模型

## Glauino Production at the LHC

Event topology at the LHC



$$m_{gluino} > 2.5\text{TeV (AMSB)}$$

$$m_{gluino} > 800\text{GeV (L=2m}_{3/2}\text{)}$$

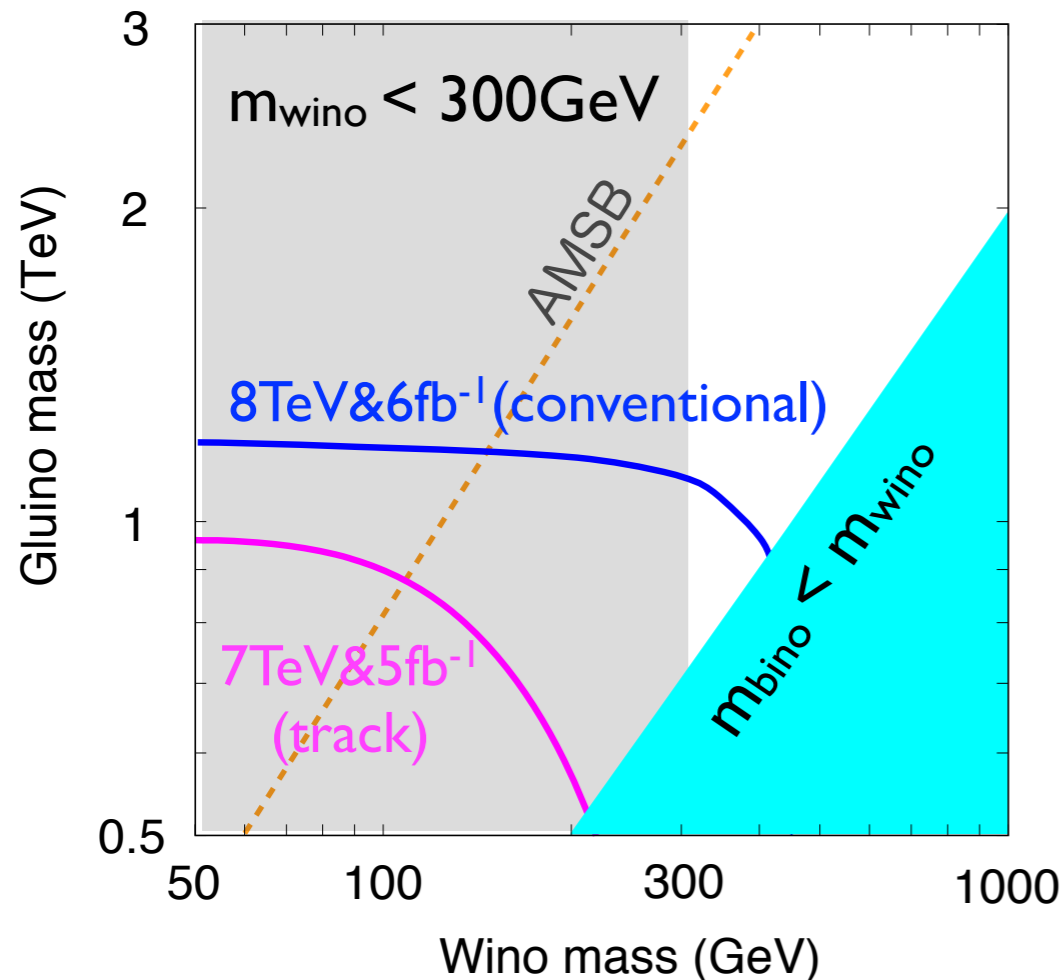
[for  $m_{wino} > 300\text{GeV}$ ]

1. Gluinos が対生成
2. Gluinos  $\rightarrow q + \bar{q} + \text{wino}$
3. Neutral wino は missing  $E_T$  として観測
4. Charged wino はパイオンと neutral wino に崩壊 (decay length 5-10cm).

- ✓ Multi-jets + Missing  $E_T$  search (conventional SUSY search)
- ✓ Disappearing track + Missing  $E_T$

# 重い sfermion 模型

## Current limits



- ✓ Multi-jets + Missing  $E_T$  search (conventional SUSY search)

$$m_{gluino} > 1.2 \text{ TeV} \text{ or } m_{wino} > 350 \text{ GeV}$$

[@2 $\sigma$ : ATLAS-CONF-2012-109]

gluino  $\rightarrow t\bar{t} + \text{wino}$  や  $b\bar{b} + \text{wino}$  が main モードだともう少し厳しい制限

- ✓ Disappearing track search

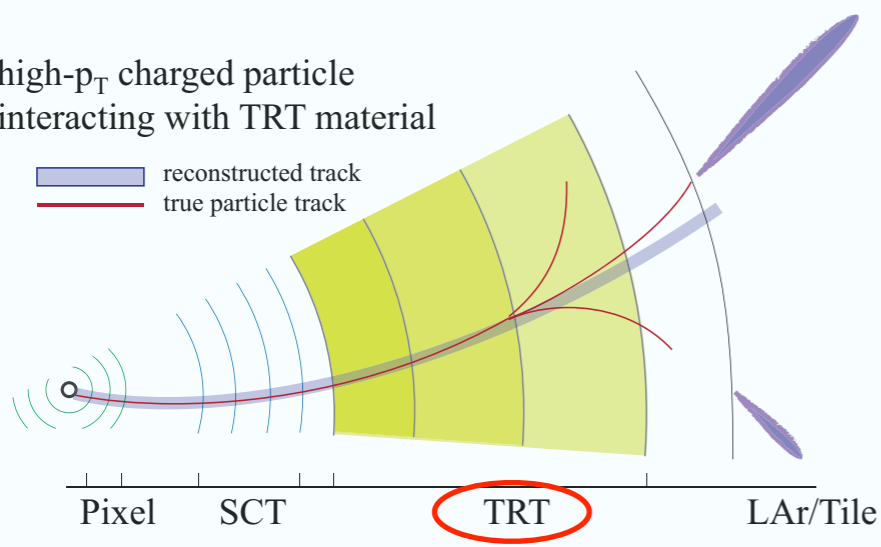
$$m_{gluino} > 0.9 \text{ TeV} \text{ or } m_{wino} > 100 \text{ GeV}$$

[@2 $\sigma$ : ATLAS-CONF-2012-034]

### Disappearing track at TRT.

high- $p_T$  charged particle interacting with TRT material

reconstructed track  
true particle track



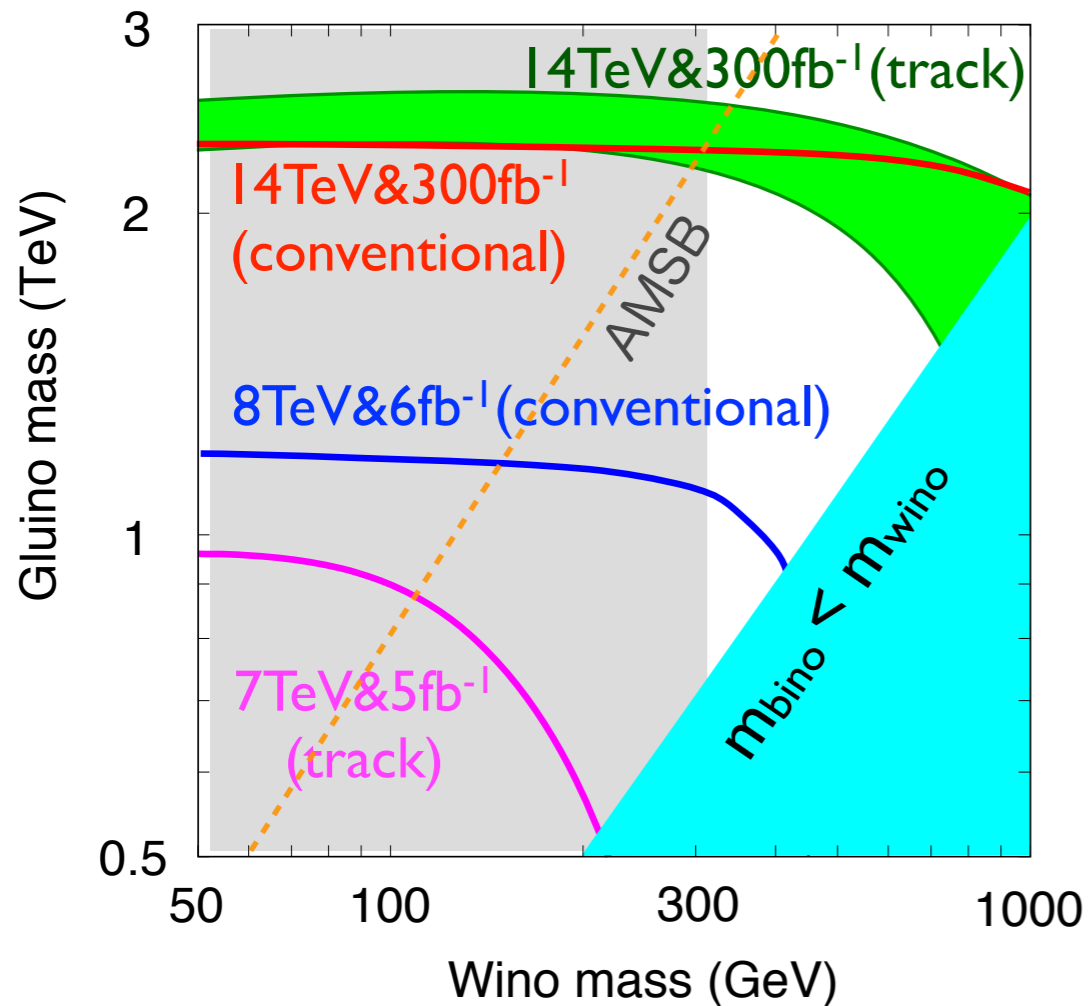
TRT (50-100cm) は結構ビームパイプから遠いので disappearing track search はそれほど良くない。

SCT や Pixel 検出器を使えば disappearing track search はもっと有効になるはず

# 重い sfermion 模型

## Future at the LHC

[‘12, Bhattacharjee, Feldstein, MI, Matsumoto, Yanagida]



✓ Multi-jets + Missing  $E_T$  search  
(conventional SUSY search)

$$m_{gluino} < 2.3 \text{ TeV for } m_{wino} < 1 \text{ TeV}$$

✓ Disappearing track search

$$m_{gluino} < 2.5 \text{ TeV for } m_{wino} < 1 \text{ TeV}$$

ここでは Pixel と SCT による disappearing track search によって background が 0.1-0.01 程度落ちると勝手に仮定

✓ The Higgsino からの Gauge Mediation 効果によって純粋な AMSB よりも testable な模型

# 重い sfermion 模型

## ここまでのまとめ

Higgs 質量  $125\text{GeV}$  を実現する重い sfermion の模型は  
一見すると実験的には非常に厳しい

宇宙論を真剣に考えると実は Gravity Mediation よりも  
シンプルな模型が存在して gaugino mass は  $O(1)\text{TeV}$

LHC search や宇宙線観測を通して調べられる！



## まとめ

LHC 実験において Higgs 粒子と思われる粒子が発見された

これが本当に Higgs であるとする Higgs の4点相互作用は小さく Higgs が内部構造を持たないスカラー粒子の可能性が高い！

これ自身が衝撃的！(今までの素粒子は全て spin を持っていた！)

一方で標準模型を越えたさまざまな物理が高エネルギー領域に存在するのは間違い無さそう！

そうなるとやはりスカラー場の階層性問題が気になる…

TeV スケールにはきっと何かあるはず？

階層性問題は思い込み？

LHC の今後の成果がすごく気になる！

## まとめ

超対称性モデルでは Higgs に内部構造を持たせずに階層性問題を解ける！

今のところ LHC では超対称粒子の兆候は見えず階層性問題の解であることから期待されていたパラメータ領域の多くが排除されつつある

もっと発見しにくいスペクトル？

階層性問題からの要求が厳しすぎた？

より厳しい制限は 125GeV Higgs Mass から来ている

シンプルには重い sfermion @ 10-100TeV か large stop mixing

Stop search および gaugino search に期待！

(ミューオン  $g-2$  は軽い slepton を示唆している？ ILC にも期待)