

超対称理論の現在と未来

奥村 健一 (九州大学)

2013年7月22日 ILC合宿@富山



Introduction

「超対称理論」の研究とは結局何の研究なのか
トークを準備しながらつらつら考えてみると.....

我々はどうしてこんなに軽いのか？

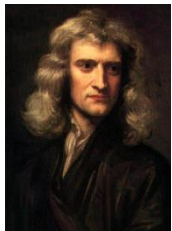


私（と多くの同僚）の研究テーマは結局の所これに尽きると思います。

我々はどうしてこんなに軽いのか？

物理学の歴史は単位の統一の歴史だった。 次元を持った基本定数の発見

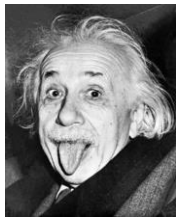
組み立て単位： 距離，時間，質量



I. Newton (1687)

$$F = G_N \frac{m_1 m_2}{r^2}$$

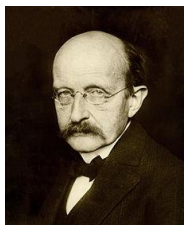
$$[G_N] = \frac{[\text{距離}]^3}{[\text{質量}][\text{時間}]^2}$$



A. Einstein (1905)

$$E = mc^2$$

$$[c] = \frac{[\text{距離}]}{[\text{時間}]}$$



M. Planck (1900)

$$E = \hbar\omega$$

$$[\hbar] = [\text{エネルギー}][\text{時間}]$$

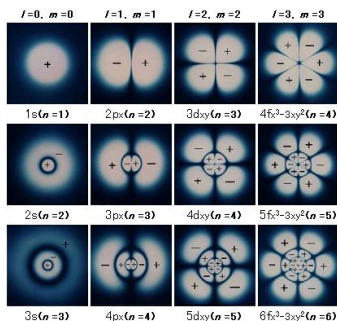
我々はどうしてこんなに軽いのか？

質量の基本単位：プランク質量

$$\sqrt{\frac{\hbar c}{G_N}} \equiv M_P = 2.18 \times 10^{-5} g = 1.22 \times 10^{19} GeV$$



ゾウリムシ



陽子： $m_p = 1.67 \times 10^{-24} g = 0.938 GeV$

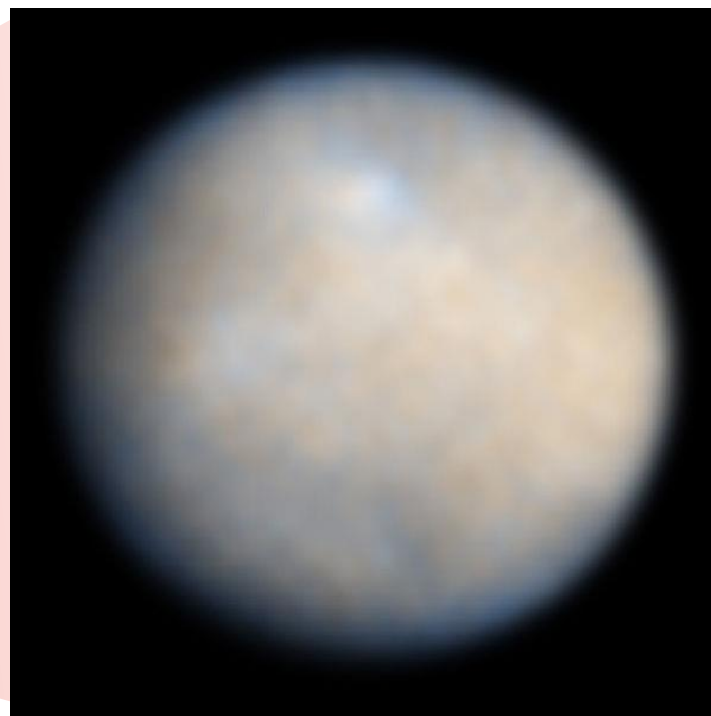
電子： $m_e = 9.11 \times 10^{-28} g = 0.511 MeV$

陽子や電子の質量はあるべき「質量の基本単位」と比較して極端に軽い。

我々はどうしてこんなに軽いのか？



m_p



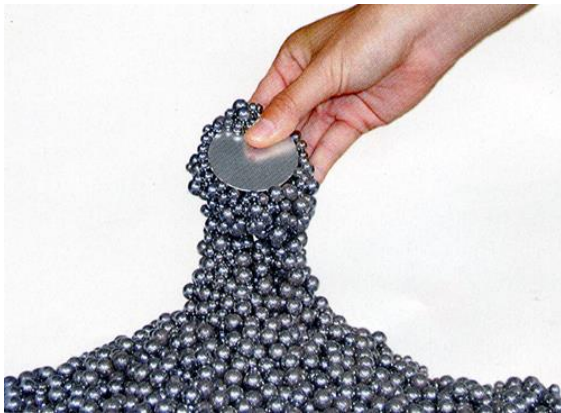
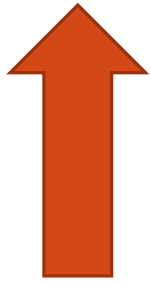
小惑星ケレス
(Hubble Space Telescope)

M_P

我々はどうしてこんなに軽いのか？

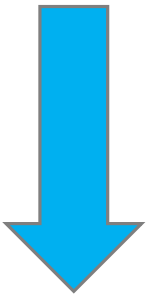
別の言い方をすると、なぜ重力は他の力と比較して極端に弱いのか？

(電) 磁力



$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = \hbar c \frac{\alpha_e}{r^2}$$

微細構造定数： $\alpha_e \approx \frac{1}{137}$



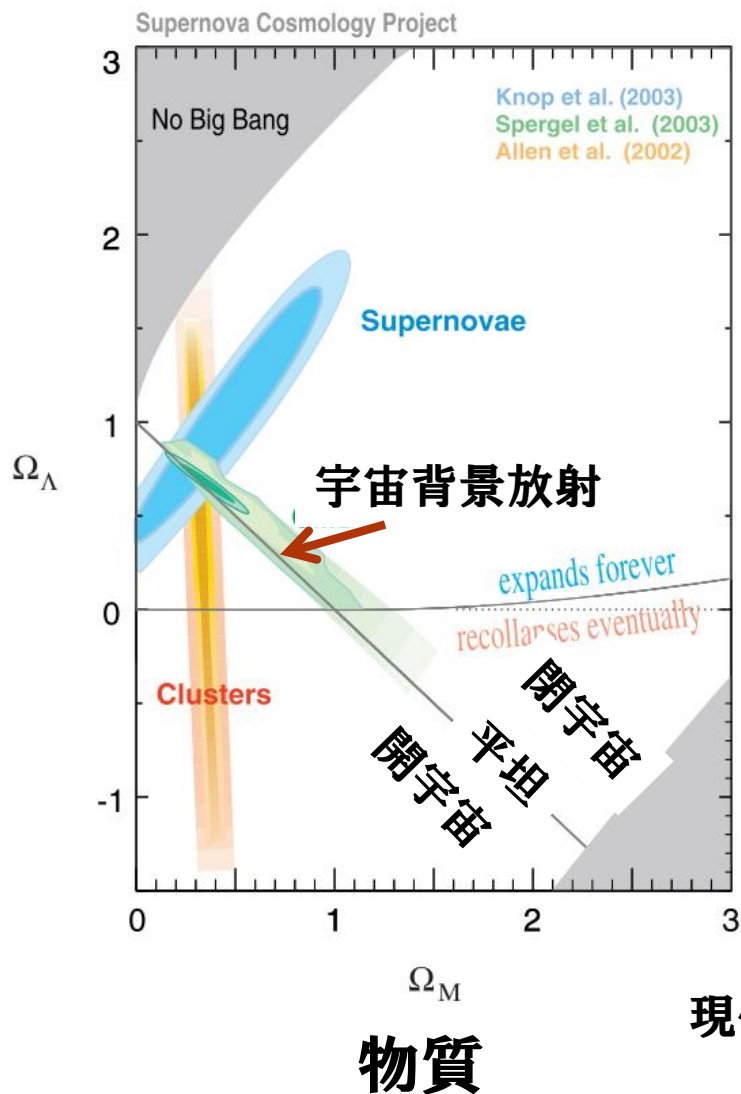
$$F = G_N \frac{m^2}{r^2} = \hbar c \left(\frac{m}{M_P} \right)^2 \frac{1}{r^2}$$

$$\left(\frac{m_p}{M_P} \right)^2 \approx 6.0 \times 10^{-39}$$

重力

現代物理学最大の謎。 実はとても難しい。

宇宙はどうしてこんなに軽いのか？



宇宙定数



$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}R g_{\mu\nu} = 8\pi^2 G_N T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}$$

$$\frac{\Lambda}{M_P^2} \sim 10^{-120}$$

現代物理学最大の謎。 実はとても難しい。

そもそも我々はどうして重いのか？

まずこちらを理解する必要がある。



こちらは少し分かってきた。

Higgs candidate discovered!



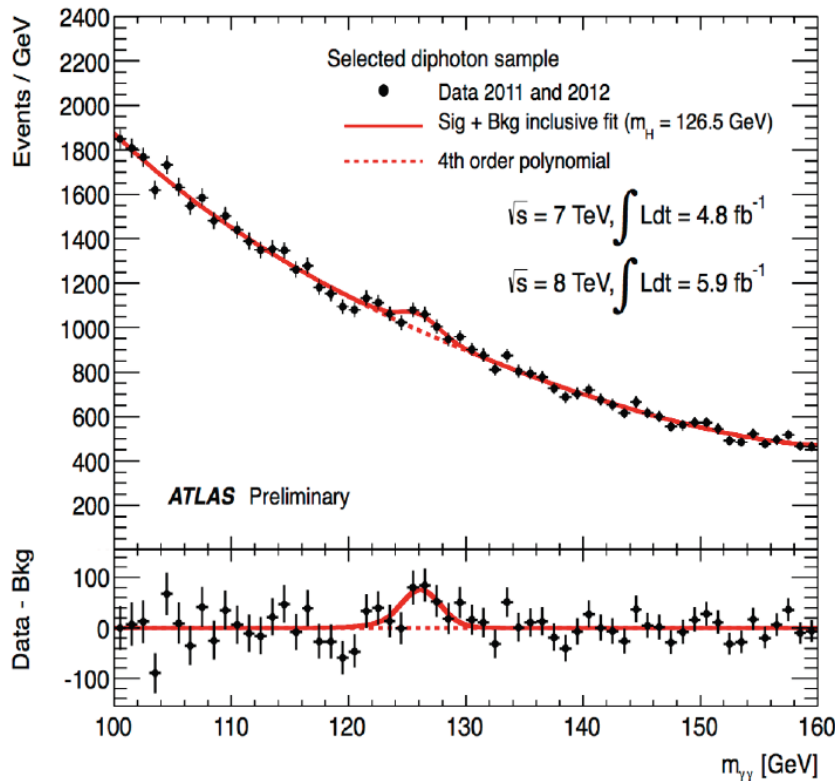
4 July 2012

© New York Times

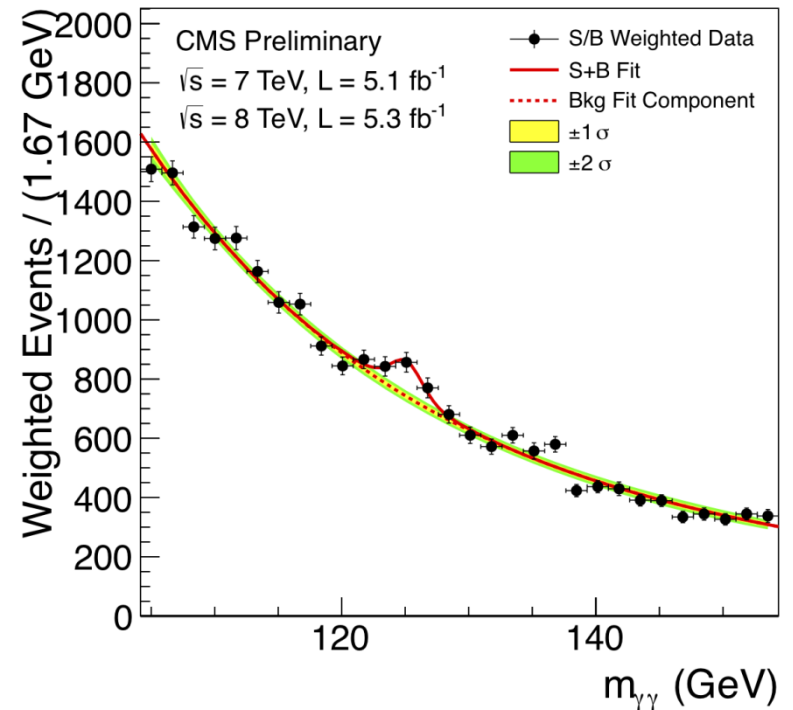
Higgs candidate discovered!

$$h \rightarrow \gamma\gamma$$

ATLAS



CMS



こいつが“すべて”の
質量を決めている！



$$m_h \approx 125 \text{ GeV}$$

標準理論

$\epsilon_{\alpha\beta}$: $SU(2)$ 不変テンソル

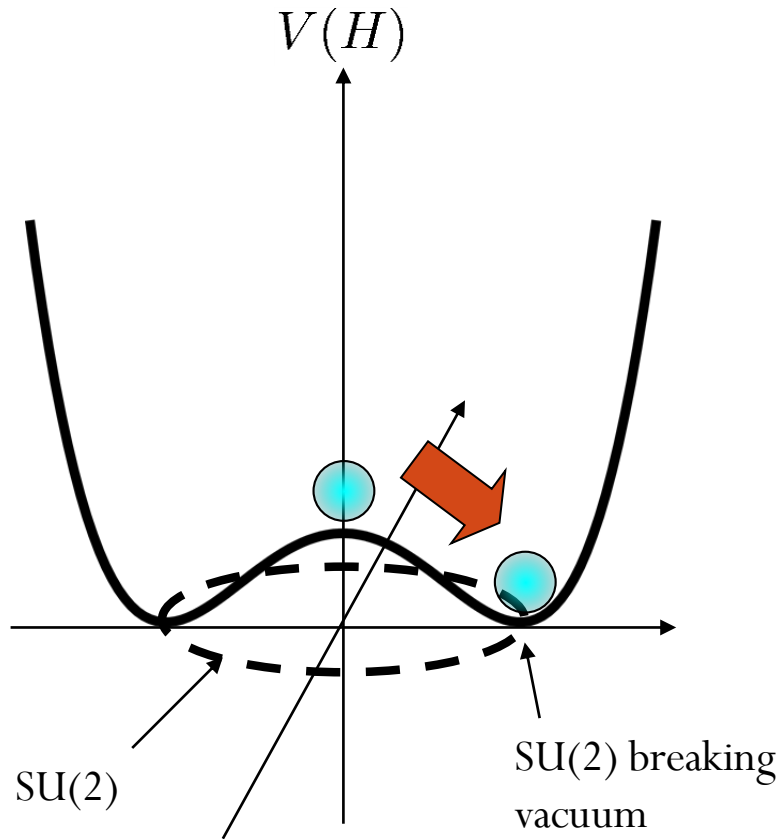
$$S = \int d^4x \left[\begin{aligned} & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^A F^{A\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^p F^{p\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ & + \bar{q}_\alpha^a i D_\mu \gamma^\mu q_\alpha^a + \bar{u}^a i D_\mu \gamma^\mu u^a + \bar{d}^a i D_\mu \gamma^\mu d^a \\ & + \bar{\ell}_\alpha i D_\mu \gamma^\mu \ell_\alpha + \bar{e} i D_\mu \gamma^\mu e \\ & + (D_\mu H_\alpha)^\dagger D^\mu H_\alpha + \mu^2 |H|^2 - \frac{\lambda}{4} |H|^4 \\ & + (Y_u \bar{u}^a \epsilon_{\alpha\beta} q_\alpha^a H_\beta + Y_d \bar{d}^a q_\alpha^a H_\alpha^\dagger + Y_e \bar{e} \ell_\alpha H_\alpha^\dagger + \text{h.c.}) \end{aligned} \right]$$

ゲージ粒子はゲージ対称性により質量ゼロ

$SU(2)$ 対称性はカイラルなのでフェルミ粒子の質量は書けない。

質量次元を持ったパラメータはヒッグス質量項のみ。

ヒッグス機構



$$V = -\mu^2 |H|^2 + \frac{1}{4} \lambda |H|^4$$

$$\frac{\partial V}{\partial |H|} = -2\mu^2 |H| + \lambda |H|^3 = 0$$

$$\Rightarrow |H|^2 = \frac{2\mu^2}{\lambda}$$

$$m_h^2 = \frac{\partial^2 V}{\partial |H|^2} = -2\mu^2 + 3\lambda |H|^2 = 2\lambda |H|^2$$

$$m_W^2 = g_2^2 |H|^2 \Rightarrow |H| \equiv v = 246 \text{ GeV}$$

$$m_Z^2 = (g_2^2 + g'^2) |H|^2$$

- (1) $\mu = \mathcal{O}(100) \text{ GeV}$
- (2) $\lambda \longleftrightarrow$ Higgs mass

湯川結合 \Rightarrow フェルミオン質量

ヒッグス機構

別の見方、

$$S = \int d^4x \left[-\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^A F^{A\mu\nu} \right. \\ \left. + \overline{\psi}_L^a i D_\mu \psi_L^a - \left(m_{ab} \overline{(\psi_L^a)} \psi_L^b + \text{h.c.} \right) \right. \\ \left. + (D_\mu \phi^a)^\dagger D^\mu \phi^a - m_a^2 |\phi^a|^2 - V(\phi) \right. \\ \left. - \left(Y_{abc} \phi^a \overline{(\psi_L^b)}^c \psi_L^c + \text{h.c.} \right) + (\text{高次の項}) \right]$$

重い粒子は観測できない。

質量の逆幂で抑制

標準理論は基本スケール M_P よりも非常に低いスケールでの有効理論。
対称性により質量ゼロの場とたまたま？ 軽かったヒッグス場が見えている。

~~我々~~はどうしてこんなに軽いのか？

ヒッグス場



私（と多くの同僚）の研究テーマは結局の所これに尽きると思います。

階層性問題

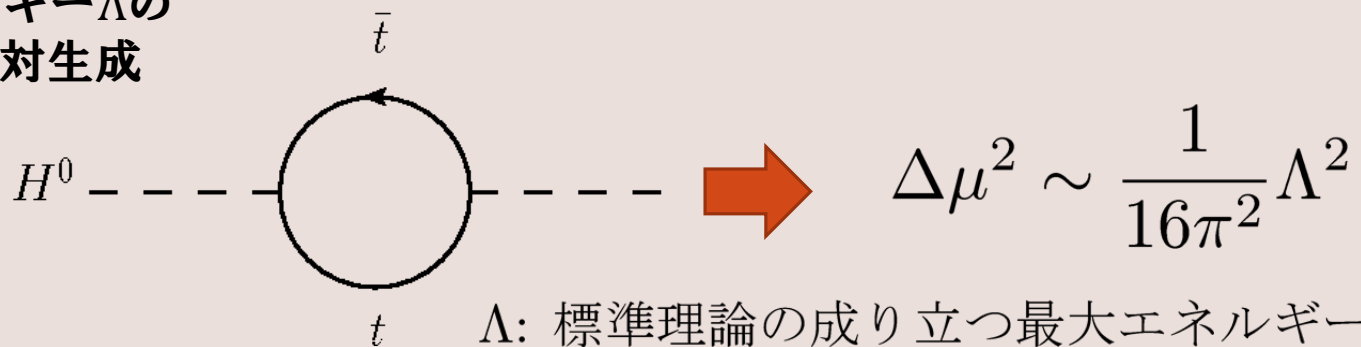
量子効果を考えると問題は非常に深刻であることが分かる。

我々が観測する素粒子の質量（＝エネルギー）は相互作用による量子補正を含んでいる。（中間状態の寄与をすべて加える。）

$$\mu^2 = \mu_0^2 + \Delta\mu^2$$

量子補正

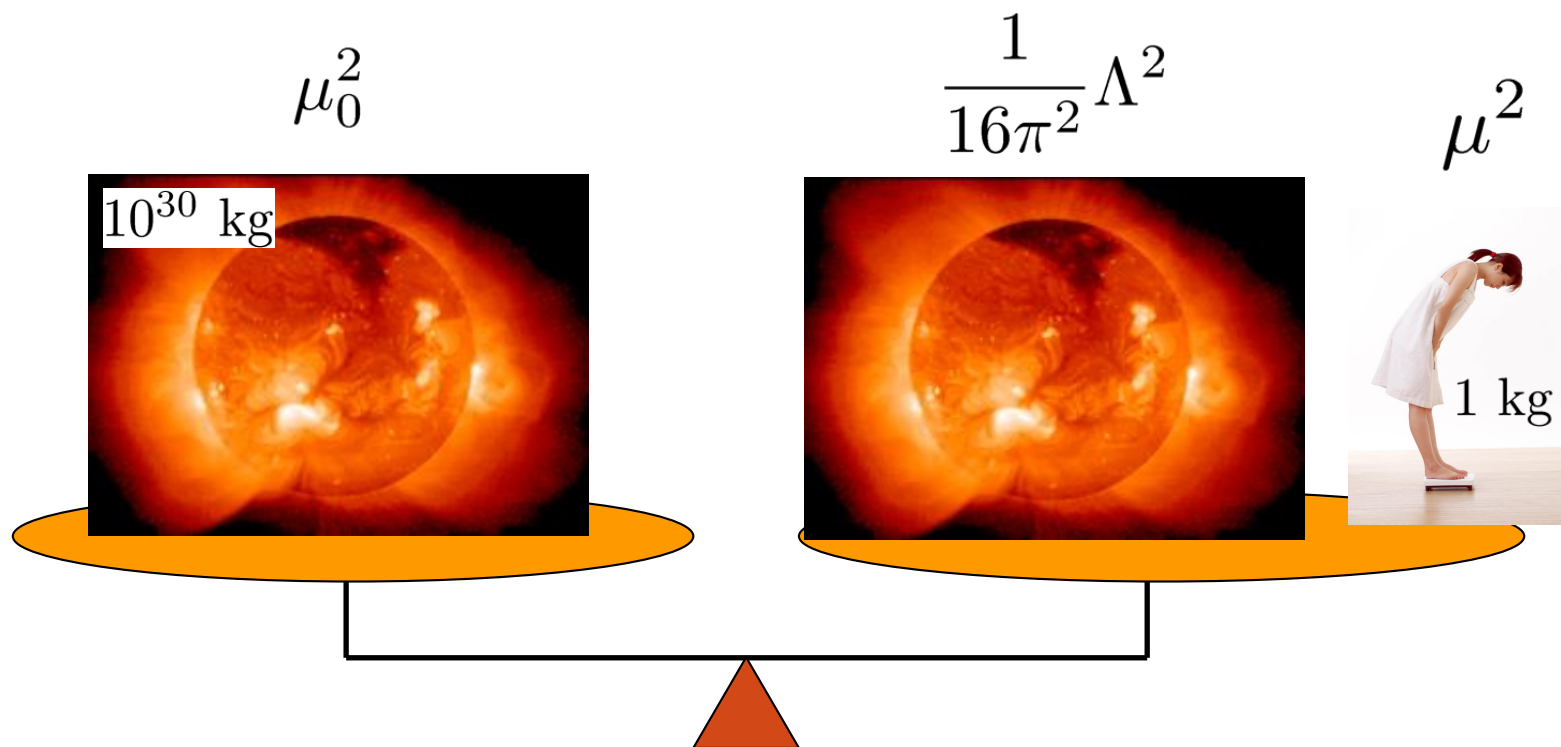
エネルギー Λ の
粒子が対生成



Λ : 標準理論の成り立つ最大エネルギー

もし標準理論がプランク質量まで正しいとすると



➡ 二つの星が1 kg 差で釣り合っているぐらい異常



星が沢山あれば“たまたま”そんなこともあるという理論家もいる。

超対称性とは何か

超対称性とはフェルミ粒子とボース粒子を入れ替える対称性

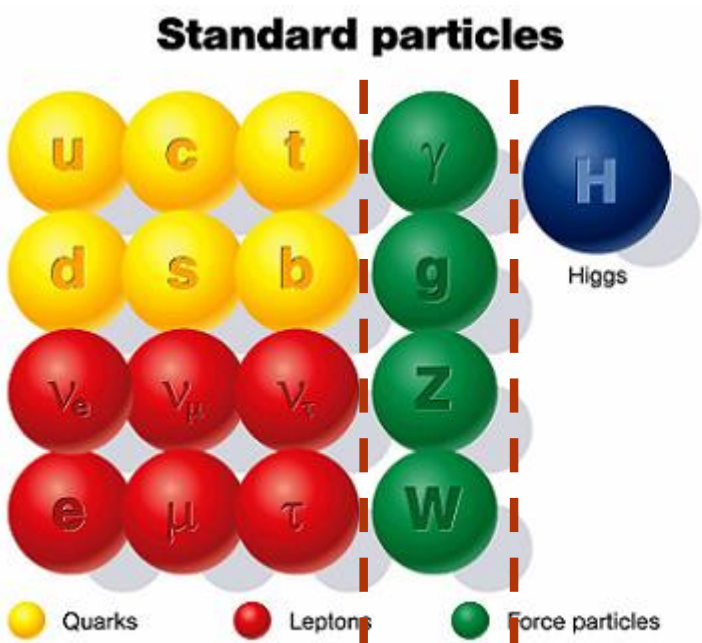
フェルミ粒子			ボース粒子	
スピン	$1/2$		スピン	0
スピン	$1/2$		スピン	1

スピン以外の性質が同じ相棒（超対称パートナー）が必要
質量と結合定数が相棒のそれと関係がつく。

対称性により相棒の質量を禁止することでスカラーの質量も禁止できる。

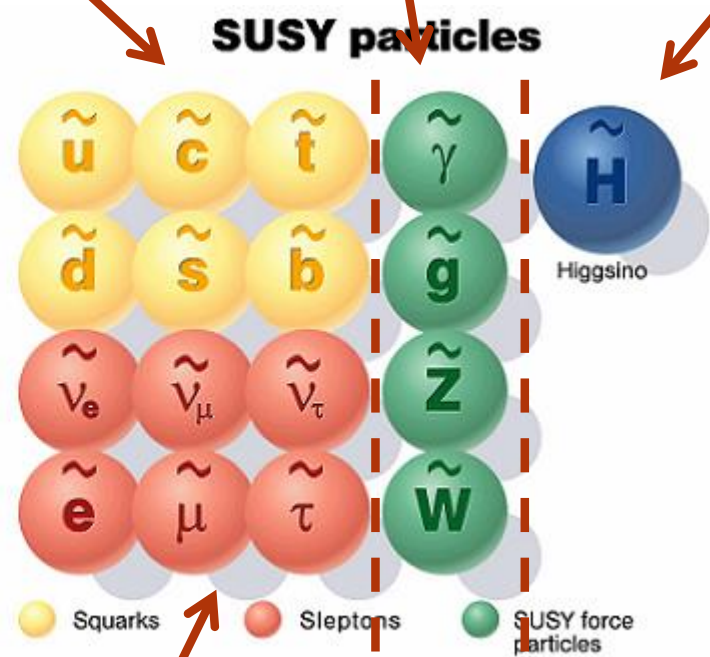
超対称標準理論

標準理論の粒子



超対称パートナー

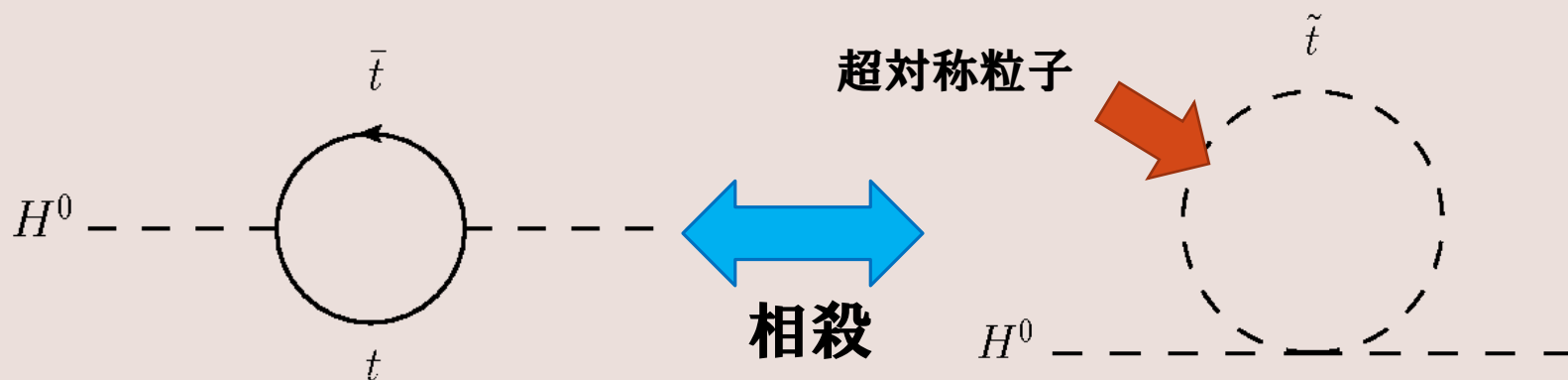
“スクォーク” “ゲージーノ” “ヒッグシーノ”



“スレプトン”

スピ	1/2	1	0	0	1/2	1/2
----	-----	---	---	---	-----	-----

超対称理論とヒッグス粒子の質量



超対称性により結合定数の間に厳密な関係が存在。

大きなエネルギー Λ^2 が質量に現れない。

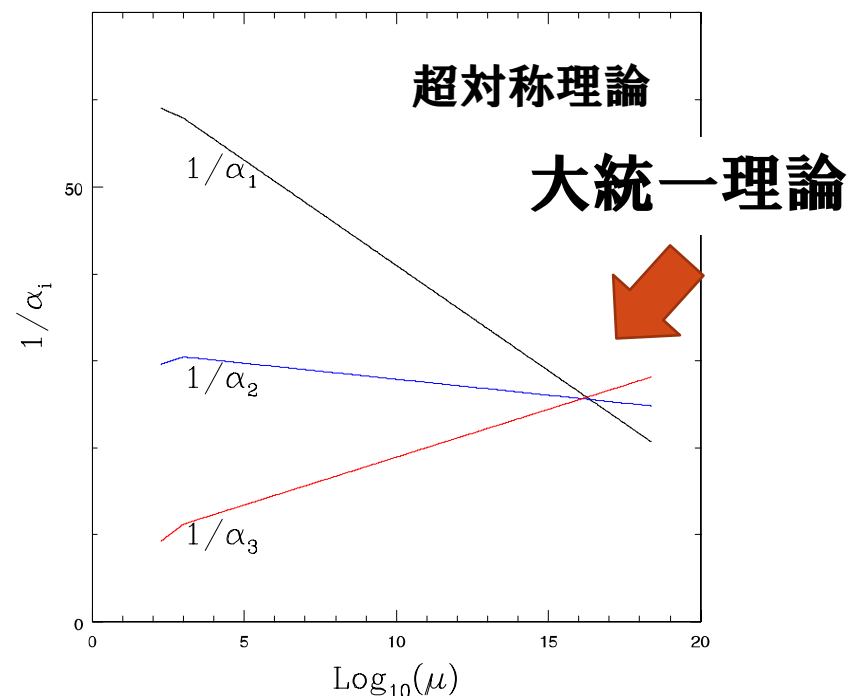
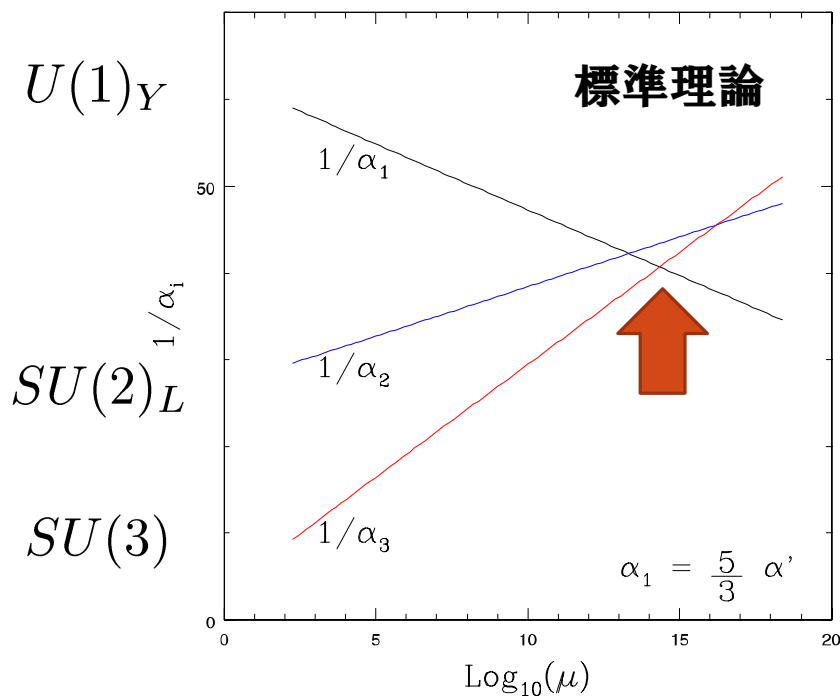
超対称粒子の質量
(超対称性の破れ)

$$m_{H^0}^2 = m_{H^0}^{(0)2} - \frac{3}{4\pi^2} y_t^2 m_{\tilde{t}}^2 \ln \frac{\Lambda}{m_{\tilde{t}}}$$

しかし微調整を避けるには超対称粒子はヒッグス粒子よりもあまり重くなれない

超対称理論の証拠？

$$\alpha_i = \frac{g_i^2}{4\pi}$$

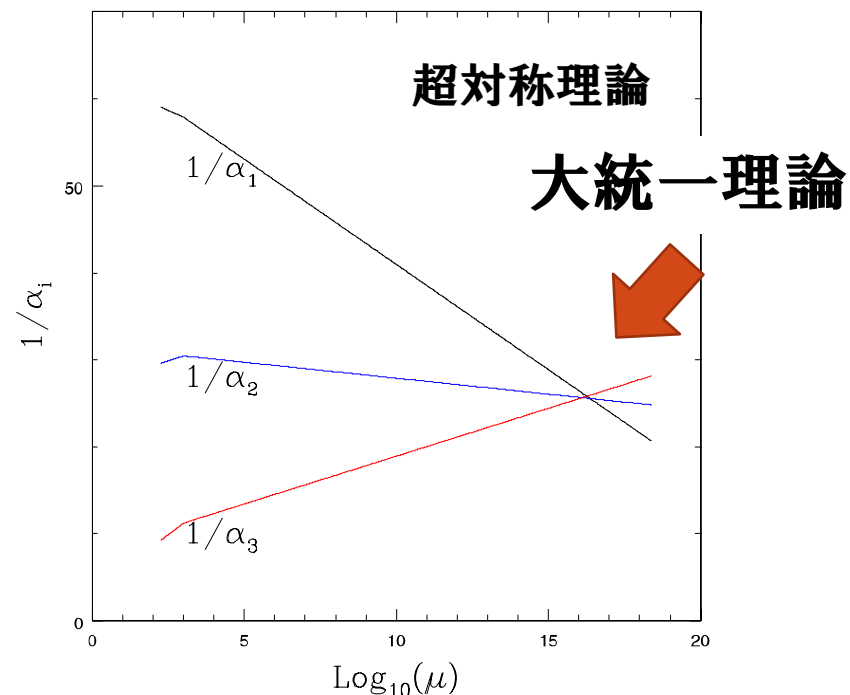
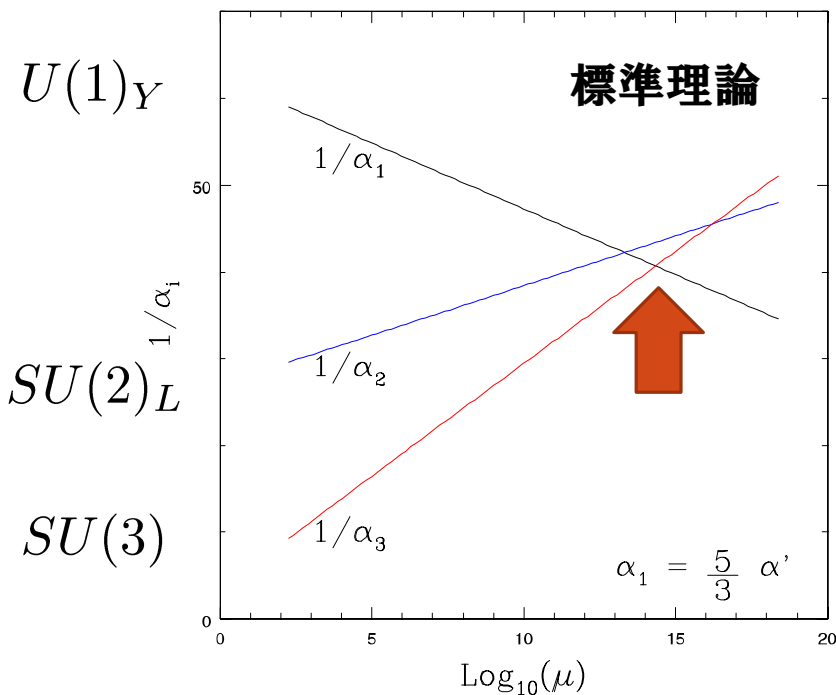


結合定数は量子補正のため、測定するエネルギーにより変化する。

独立な測定によって求められたゲージ結合定数は 2×10^{16} GeV で一致する。

超対称理論の証拠？

$$\alpha_i = \frac{g_i^2}{4\pi}$$



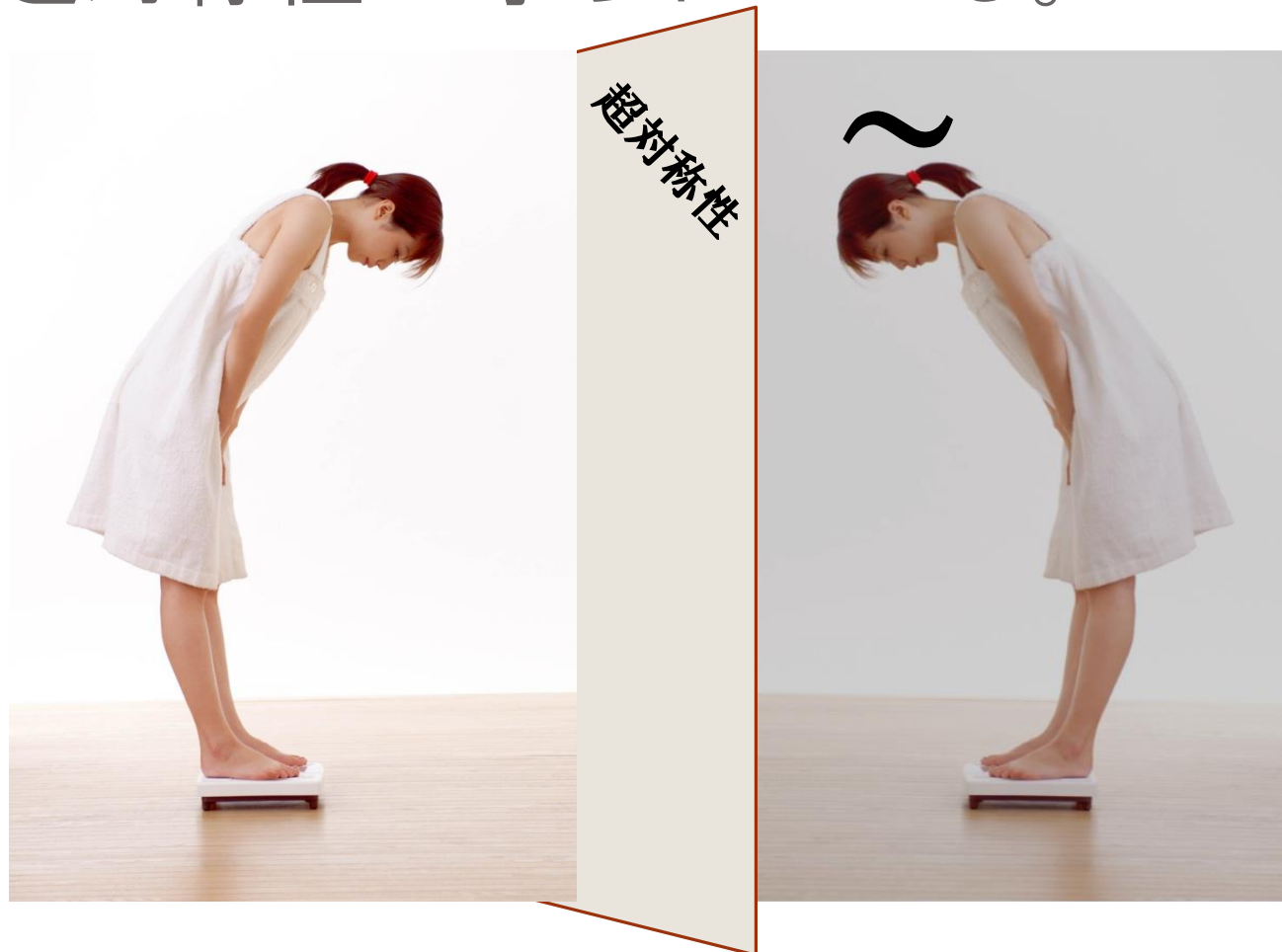
結合定数は量子補正のため、測定するエネルギーにより変化する。

独立な測定によって求められたゲージ結合定数は 2×10^{16} GeV で一致する。

ヒッグス質量は
超対称性で守られている。

~~M_P~~

M_{SUSY}



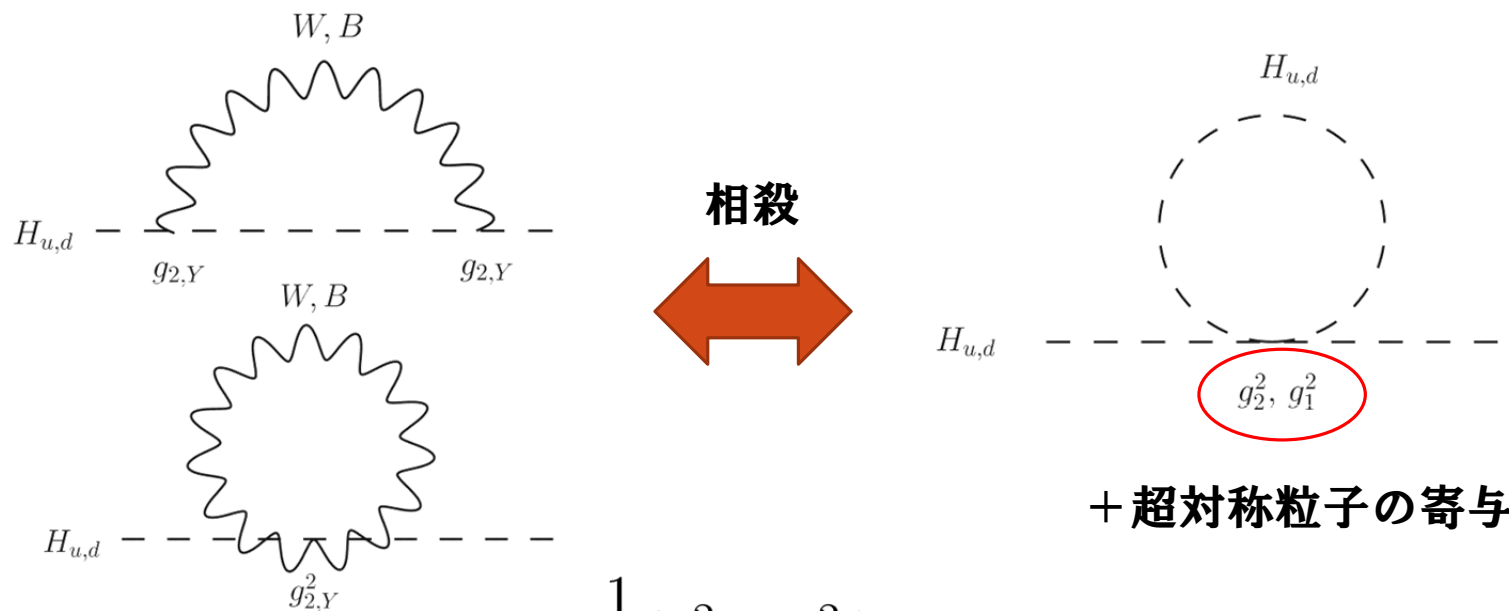
超対称性の破れの質量スケールより軽すぎなければOK



1 TeV 近辺に超対称粒子が見つかるはず。

超対称標準理論のヒッグス粒子

超対称標準理論のヒッグス4点結合定数はゲージ結合定数で決まっている。



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

$$m_h^2 = 2\lambda v^2 = M_Z^2 \cos 2\beta < (91 \text{ GeV})^2$$

$$\tan \beta = \frac{\langle H_u \rangle}{\langle H_d \rangle}$$

λ への量子補正によって125 GeVを実現しなければならない。

Y.Okada, M.Yamaguchi, T.Yanagida (1991) & Others

超対称理論の小さな階層性問題

$$m_{h^0}^2 \simeq M_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3m_t^4}{(4\pi)^2 v^2} \left[\ln \left(\frac{m_t^2}{m_{\tilde{t}}^2} \right) + \frac{X_t^2}{m_{\tilde{t}}^2} \left(1 - \frac{1}{12} \frac{X_t^2}{m_{\tilde{t}}^2} \right) \right]$$

量子補正 \rightarrow

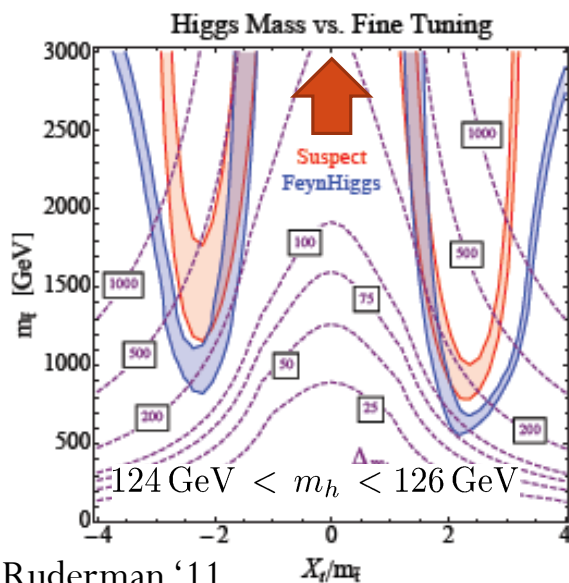
$$m_{\tilde{t}}^2 = m_{U_3}^2 = m_{Q_3}^2 \quad X_t \equiv A_t - \mu \cot \beta$$

$$\frac{M_Z^2}{2} \approx (|m_{H_u}^2| - \mu^2)$$

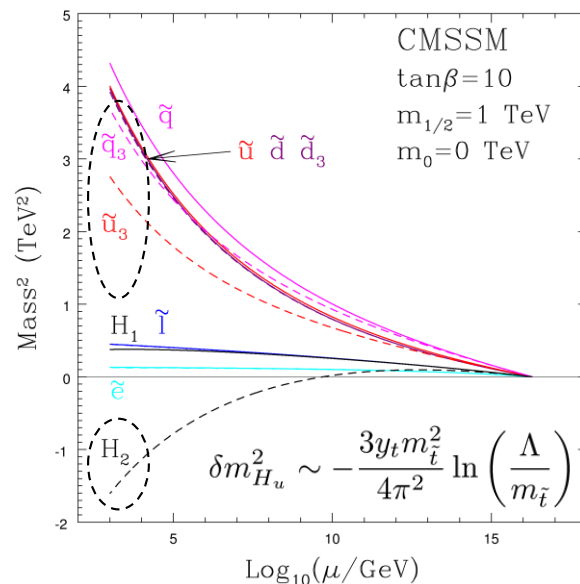
$$|m_{H_u}^2| \sim m_{U_3, Q_3}^2$$

繰り込み群の効果による混合

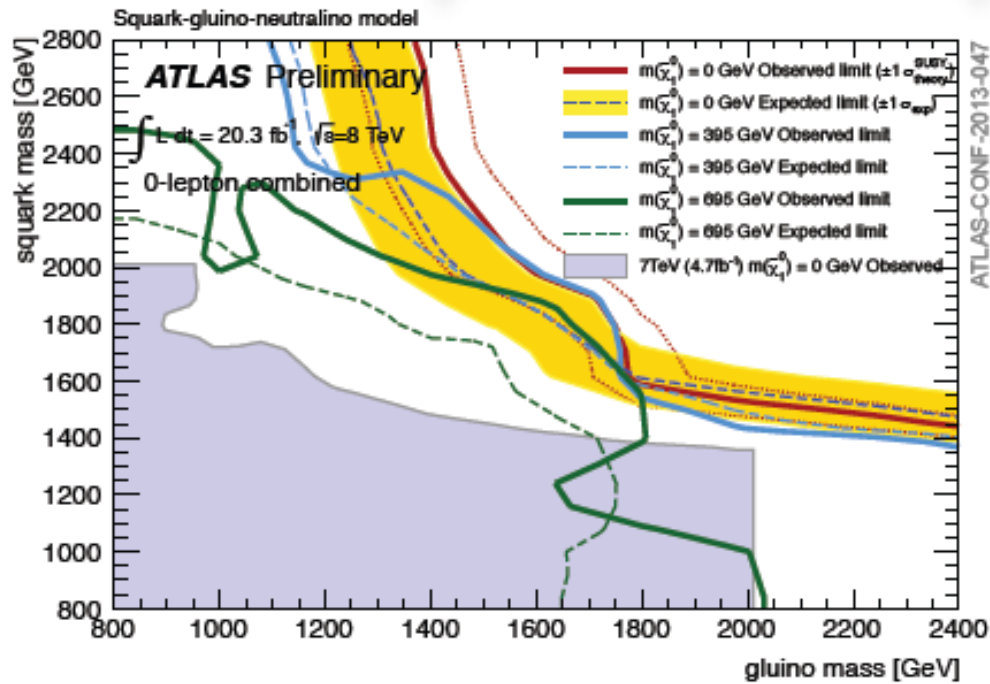
\rightarrow Fine-tuning $\lesssim 1\%$



Hall, Pinner, Ruderman '11



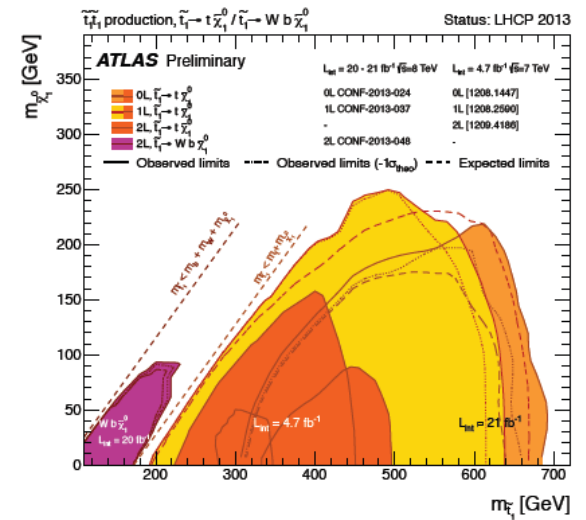
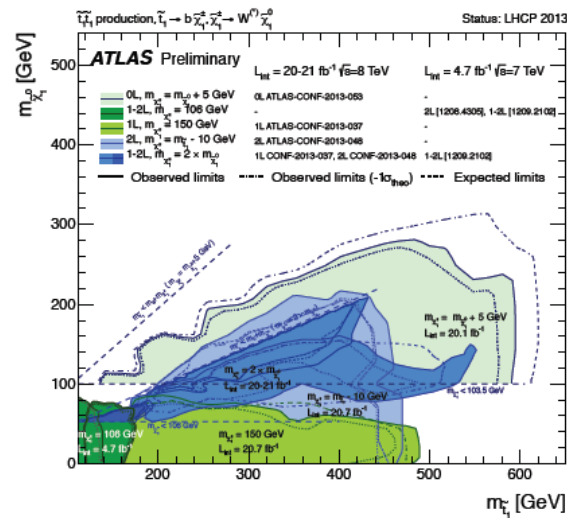
超対称性の破れと電弱対称性の破れの間の階層性



直接探索でも.....

Lepton Photon 2013

A.Hoecker



ATLAS deeply mines SUSY signatures & models

ATLAS SUSY Searches* - 95% CL Lower Limits

Status: LP 2013

ATLAS Preliminary

$\int \mathcal{L} dt = (4.4 - 22.9) \text{ fb}^{-1}$ $\sqrt{s} = 7, 8 \text{ TeV}$

Extended MSSM LLP + RPV
 Natural SUSY
 Incl. searches

Model	e, μ, τ, γ	Jets	E_T^{miss}	$\int \mathcal{L} dt [\text{fb}^{-1}]$	Mass limit	Reference		
Inclusive Searches	MSUGRA/CMSSM	1 e, μ	3-6 jets	Yes	20.3	\tilde{g} 1.2 TeV	any $m(\tilde{g})$	ATLAS-CONF-2013-082
	MSUGRA/CMSSM	0	7-10 jets	Yes	20.3	\tilde{g} 1.1 TeV	any $m(\tilde{g})$	ATLAS-CONF-2013-054
	$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}\tilde{g}$	0	2-6 jets	Yes	20.3	\tilde{q} 740 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 0 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-047
	$g\bar{g} \rightarrow g\bar{g}\tilde{g}$	0	2-6 jets	Yes	20.3	\tilde{g} 1.3 TeV	$m(\tilde{q}) \geq 0 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-047
	$g\bar{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{g}$	1 e, μ	3-6 jets	Yes	20.3	\tilde{g} 1.19 TeV	$m(\tilde{q}) < 200 \text{ GeV}, m(\tilde{\tau}) = 0.5(m(\tilde{q}) + m(\tilde{g}))$	ATLAS-CONF-2013-062
	$g\bar{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{g} + \text{gluon jets}$	2 e, μ (SS)	3 jets	Yes	20.7	\tilde{g} 1.1 TeV	$m(\tilde{q}) \geq 650 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-007
	GMSB (\tilde{Z} NLSP)	2 e, μ	2-4 jets	Yes	4.7	\tilde{g} 1.24 TeV	$\tan\beta < 15$	1208.4689
	GMSB (\tilde{Z} NLSP)	1-2 τ	0-2 jets	Yes	20.7	\tilde{g} 1.4 TeV	$\tan\beta > 18$	ATLAS-CONF-2013-026
	GGM (bino NLSP)	2 γ	0	Yes	4.8	\tilde{g} 1.07 TeV	$m(\tilde{q}) \geq 50 \text{ GeV}$	1209.0753
	GGM (wino NLSP)	1 $e, \mu + \gamma$	0	Yes	4.8	\tilde{g} 619 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 50 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2012-144
GGM (higgsino-bino NLSP)	γ	1 b	Yes	4.8	\tilde{g} 900 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 220 \text{ GeV}$	1211.1167	
GGM (higgsino NLSP)	2 e, μ (Z)	0-3 jets	Yes	5.8	\tilde{g} 690 GeV	$m(\tilde{H}) \geq 200 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2012-152	
Gravitino LSP	0	mono-jet	Yes	10.5	\tilde{g} 645 GeV	$m(\tilde{g}) \geq 10^{-4} \text{ eV}$	ATLAS-CONF-2012-147	
3 rd gen. \tilde{g} med.	$g \rightarrow b\bar{b}\tilde{g}$	0	3 b	Yes	20.1	\tilde{g} 1.2 TeV	$m(\tilde{q}) < 600 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-061
	$g \rightarrow t\bar{t}\tilde{g}$	0	7-10 jets	Yes	20.3	\tilde{g} 1.14 TeV	$m(\tilde{q}) < 200 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-054
	$g \rightarrow t\bar{t}\tilde{g}$	0-1 e, μ	3 b	Yes	20.1	\tilde{g} 1.34 TeV	$m(\tilde{q}) < 400 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-061
	$g \rightarrow b\bar{b}\tilde{g}$	0-1 e, μ	3 b	Yes	20.1	\tilde{g} 1.3 TeV	$m(\tilde{q}) < 200 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-061
3 rd gen. squarks direct production	$\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{g}$	0	2 b	Yes	20.1	\tilde{b}_1 100-630 GeV	$m(\tilde{q}) < 100 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-053
	$\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{g}$	2 e, μ (SS)	0-3 b	Yes	20.7	\tilde{b}_1 430 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 2 m(\tilde{q})$	ATLAS-CONF-2013-007
	$\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{g}$ (light), $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{g}$	1-2 e, μ	1-2 b	Yes	4.7	\tilde{b}_1 167 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 65 \text{ GeV}$	1208.4305, 1209.2102
	$\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{g}$ (light), $\tilde{t}_1 \rightarrow Wb\tilde{g}$	2 e, μ	0-2 jets	Yes	20.9	\tilde{b}_1 220 GeV	$m(\tilde{q}) = m(\tilde{t}_1) - m(W) - 50 \text{ GeV}, m(\tilde{b}_1) < m(\tilde{q})$	ATLAS-CONF-2013-048
	$\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{g}$ (medium), $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{g}$	2 e, μ	0-2 jets	Yes	20.9	\tilde{b}_1 150-440 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 0 \text{ GeV}, m(\tilde{b}_1) - m(\tilde{q}) \geq 10 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-048
	$\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{g}$ (medium), $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{g}$	0	2 b	Yes	20.1	\tilde{b}_1 150-580 GeV	$m(\tilde{q}) < 200 \text{ GeV}, m(\tilde{t}_1) - m(\tilde{q}) \geq 5 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-053
	$\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{g}$ (heavy), $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{g}$	1 e, μ	1 b	Yes	20.7	\tilde{b}_1 200-610 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 0 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-037
	$\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{g}$ (heavy), $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{g}$	0	2 b	Yes	20.5	\tilde{b}_1 320-660 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 0 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-024
	$\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{g}$ (natural GMSB)	2 e, μ (Z)	1 b	Yes	20.7	\tilde{b}_1 500 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 150 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-025
	$\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{g}$	3 e, μ (Z)	1 b	Yes	20.7	\tilde{b}_1 520 GeV	$m(\tilde{b}_1) = m(\tilde{q}) + 180 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-025
EW direct	$\tilde{L}_R \rightarrow L_R \tilde{g}$	2 e, μ	0	Yes	20.3	\tilde{L} 85-315 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 0 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-049
	$\tilde{X}_1^0 \rightarrow \tilde{Z} \tilde{g}$	2 e, μ	0	Yes	20.3	\tilde{X}_1^0 125-450 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 0 \text{ GeV}, m(\tilde{\tau}) \geq 0.5(m(\tilde{q}) + m(\tilde{g}))$	ATLAS-CONF-2013-049
	$\tilde{X}_1^{\pm} \rightarrow \tilde{W} \tilde{g}$	2 τ	0	Yes	20.7	\tilde{X}_1^{\pm} 190-330 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 0 \text{ GeV}, m(\tilde{\tau}) \geq 0.5(m(\tilde{q}) + m(\tilde{g}))$	ATLAS-CONF-2013-028
	$\tilde{X}_1^0 \rightarrow \tilde{Z} \tilde{g}$	3 e, μ	0	Yes	20.7	\tilde{X}_1^0 600 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 0 \text{ GeV}, m(\tilde{\tau}) \geq 0.5(m(\tilde{q}) + m(\tilde{g}))$	ATLAS-CONF-2013-035
	$\tilde{X}_1^0 \rightarrow \tilde{Z} \tilde{g}$	3 e, μ	0	Yes	20.7	\tilde{X}_1^0 315 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 0 \text{ GeV}, m(\tilde{\tau}) \geq 0.5(m(\tilde{q}) + m(\tilde{g}))$	ATLAS-CONF-2013-035
Long-lived particles	Direct $\tilde{X}_1^0 \tilde{X}_1^0$ prod., long-lived \tilde{X}_1^0	0	1 jet	Yes	4.7	\tilde{X}_1^0 220 GeV	$1 < \tau(\tilde{X}_1^0) < 10 \text{ ns}$	1210.2852
	Stable, stopped \tilde{g} R-hadron	0	1-5 jets	Yes	22.9	\tilde{g} 957 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 100 \text{ GeV}, 10 \mu\text{s} < \tau(\tilde{g}) < 100 \text{ s}$	ATLAS-CONF-2013-057
	GMSB, stable \tilde{g}	1-2 μ	0	-	15.9	\tilde{g} 385 GeV	$5 < \tan\beta < 50$	ATLAS-CONF-2013-058
	Direct $\tilde{t}\tilde{t}$ prod., stable \tilde{t} or \tilde{b}	1-2 μ	0	-	15.9	\tilde{t} 395 GeV	$m(\tilde{q}) = m(\tilde{g})$	ATLAS-CONF-2013-058
	GMSB, $\tilde{X}_1^0 \rightarrow \gamma \tilde{g}$, long-lived \tilde{X}_1^0	2 γ	0	Yes	4.7	\tilde{X}_1^0 230 GeV	$0.4 < \tau(\tilde{X}_1^0) < 2 \text{ ns}$	1304.6310
$\tilde{X}_1^0 \rightarrow q\bar{q}$ (RPV)	1 μ	0	Yes	4.4	\tilde{X}_1^0 700 GeV	$1 \text{ mm} < c\tau < 1 \text{ m}, \tilde{g}$ decoupled	1210.7451	
RPV	LFV $pp \rightarrow \tilde{\nu}_e + X, \tilde{\nu}_e \rightarrow e + \mu$	2 e, μ	0	-	4.8	$\tilde{\nu}_e$ 1.61 TeV	$\lambda_{321} = 0.1, \lambda_{332} = 0.05$	1212.1272
	LFV $pp \rightarrow \tilde{\nu}_e + X, \tilde{\nu}_e \rightarrow e(\mu) + \tau$	1 $e, \mu + \tau$	0	-	4.8	$\tilde{\nu}_e$ 1.1 TeV	$\lambda_{321} = 0.1, \lambda_{332} = 0.05$	1212.1272
	Bilinear RPV CMSSM	1 e, μ	7 jets	Yes	4.7	\tilde{q}, \tilde{g} 1.2 TeV	$m(\tilde{q}) = m(\tilde{g}), c_{\tau 12} < 1 \text{ mm}$	ATLAS-CONF-2012-140
	$\tilde{X}_1^0 \tilde{X}_1^0 \rightarrow W\tilde{Z}, \tilde{X}_1^0 \rightarrow e\tilde{\nu}_e, q\tilde{q}$	4 e, μ	0	Yes	20.7	\tilde{X}_1^0 760 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 300 \text{ GeV}, \lambda_{312} > 0$	ATLAS-CONF-2013-036
	$\tilde{X}_1^0 \tilde{X}_1^0 \rightarrow W\tilde{Z}, \tilde{X}_1^0 \rightarrow \tau\tilde{\nu}_\tau, e\tilde{\nu}_e$	3 $e, \mu + \tau$	0	Yes	20.7	\tilde{X}_1^0 350 GeV	$m(\tilde{q}) \geq 80 \text{ GeV}, \lambda_{332} > 0$	ATLAS-CONF-2013-036
	$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}q$	0	6 jets	-	4.8	\tilde{g} 666 GeV	-	1210.4813
Other	$\tilde{g} \rightarrow \tilde{b}_1 \tau, \tilde{b}_1 \rightarrow b\tau$	2 e, μ (SS)	0-3 b	Yes	20.7	\tilde{g} 880 GeV	-	ATLAS-CONF-2013-007
	Scalar gluon	0	4 jets	-	4.8	\tilde{g} gluon 100-267 GeV	Incl. limit from 1110.2693	1210.4825
WIMP interaction (D6, Dirac χ)	0	mono-jet	Yes	10.5	\tilde{g} scale 704 GeV	$m_{\tilde{g}} \geq 80 \text{ GeV}, \text{ limit of } 687 \text{ GeV for D6}$	ATLAS-CONF-2012-147	

√s = 7 TeV full data
√s = 8 TeV partial data
√s = 8 TeV full data

*Only a selection of the available mass limits on new states or phenomena is shown. All limits quoted are observed minus 1 σ theoretical signal cross section uncertainty.

我々はどうしてこんなに軽いのか？

超対称理論でも

$$M_h \ll M_{\text{SUSY}}$$



ナイーブな超対称標準理論以上の物理が存在する可能性！
若手理論家のチャンス

NMSSM

$$W_H = -\lambda S H_d H_u + \frac{\kappa}{3} S^3 \quad (Z_3)$$

$$V_{\text{soft}} = m_{H_d}^2 |H_d|^2 + m_{H_u}^2 |H_u|^2 + m_S^2 |S|^2 \\ - \lambda A_\lambda S H_d H_u + \frac{\kappa}{3} A_\kappa S^3 + \text{H.c.}$$

Dimensionless : $A_\lambda \sim A_\kappa \sim \mathcal{O}(M_0)$ \longrightarrow μ - B_μ problem 😊

$$V_F = |\lambda S|^2 (|H_d|^2 + |H_u|^2) + |\lambda|^2 |H_d H_u|^2 + |\kappa|^2 |S|^4 \\ - \left\{ \kappa^* \lambda S^{*2} H_d H_u + \text{H.c.} \right\}$$

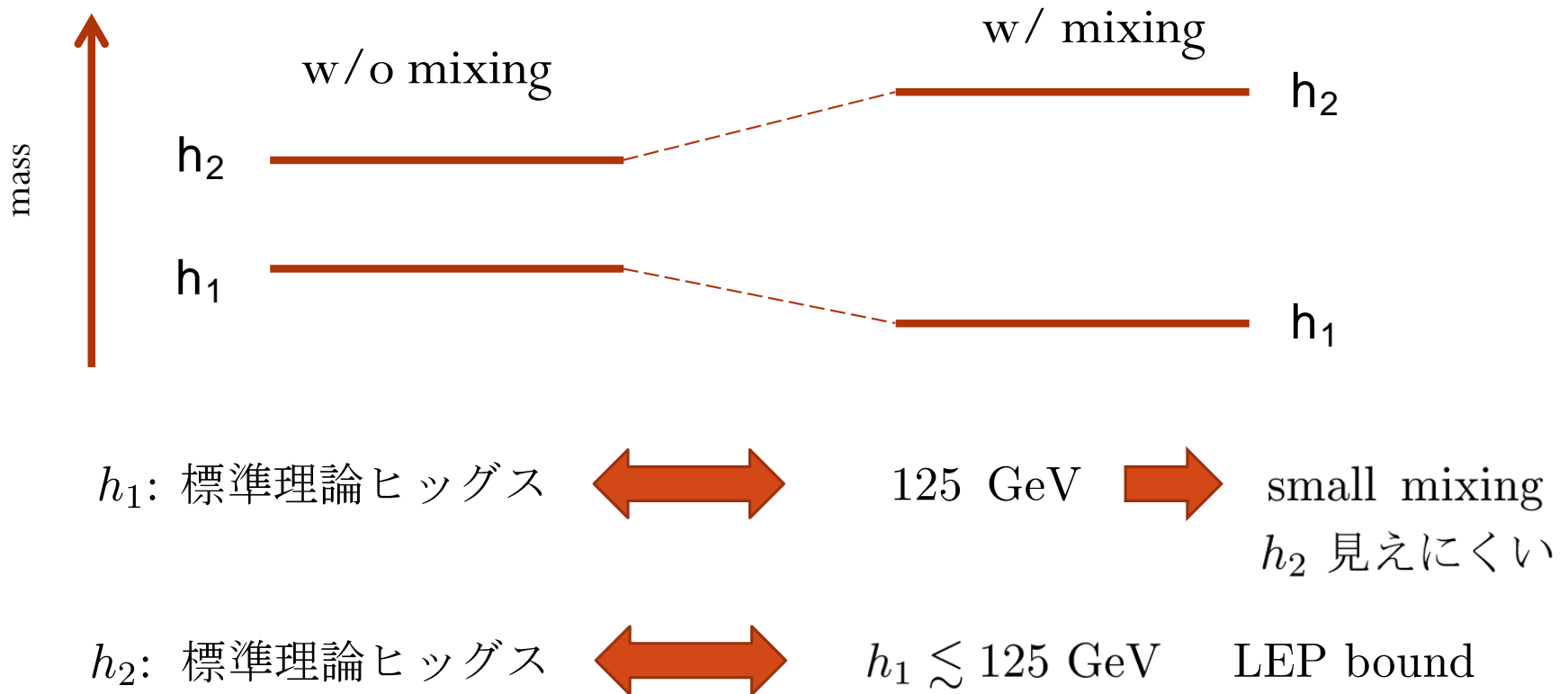
\nwarrow
New quartic
coupling

$$\mu_{\text{eff}} = \lambda \langle S \rangle \quad B_{\text{eff}} = A_\lambda + \kappa^* \langle S^* \rangle$$

\longrightarrow Higgs mass 😊

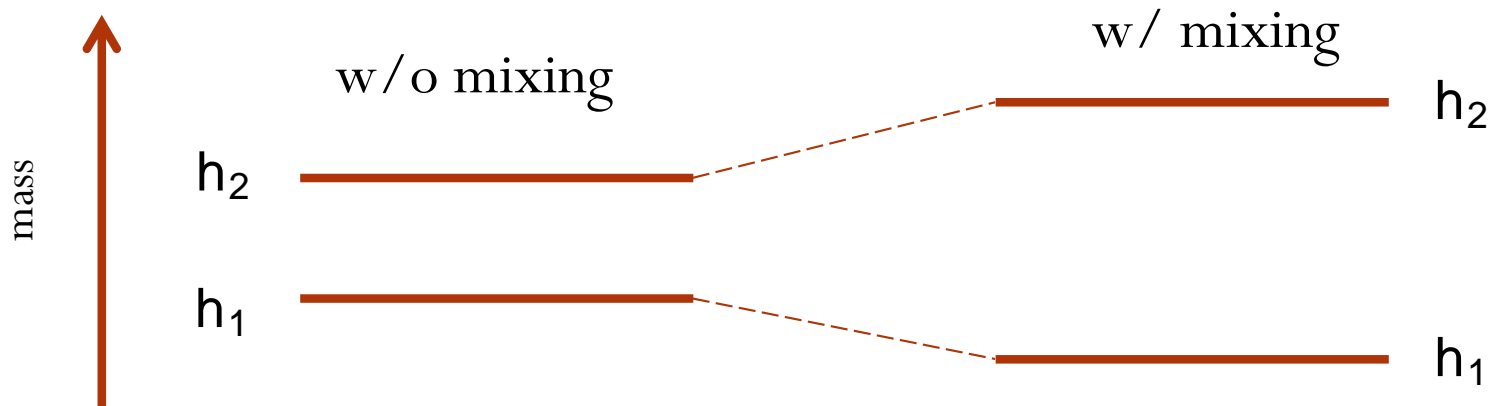
Doublet-Singlet mixing

If the doublet-singlet mixing in mass matrix is large,



Doublet-Singlet mixing

If the doublet-singlet mixing in mass matrix is large,



h_1 : 標準理論ヒッグス \longleftrightarrow 125 GeV \longrightarrow small mixing
 h_2 見えにくい

h_2 : 標準理論ヒッグス \longleftrightarrow $h_1 \lesssim 125$ GeV LEP bound

\longrightarrow I L C !

NMSSM in TeV scale Mirage Mediation

T.Kobayashi, H.Makino, K.O, T.Shimomura, T.Takahashi (2013)

$$\mathcal{M}_H^2 = \begin{matrix} & \begin{matrix} H_d & H_u \end{matrix} \\ \begin{matrix} H_d \\ H_u \end{matrix} & \begin{pmatrix} M_0^2 + \mu^2 & -M_0 \mu \\ -M_0 \mu & \mu^2 \end{pmatrix} \end{matrix} \quad \begin{matrix} \swarrow \\ \leftarrow \end{matrix} B_\mu \approx A_\lambda$$

$$\text{Det}(\mathcal{M}_H^2) = M_H^2 M_h^2 = (M_0^2 + \mu^2)\mu^2 - M_0^2\mu^2 = \mu^4$$

$$M_H \approx M_0 \rightarrow M_h \approx \mu \frac{\mu}{M_0} \quad !$$

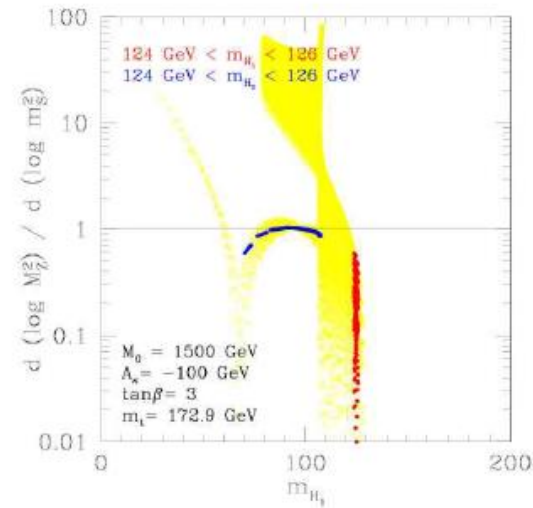
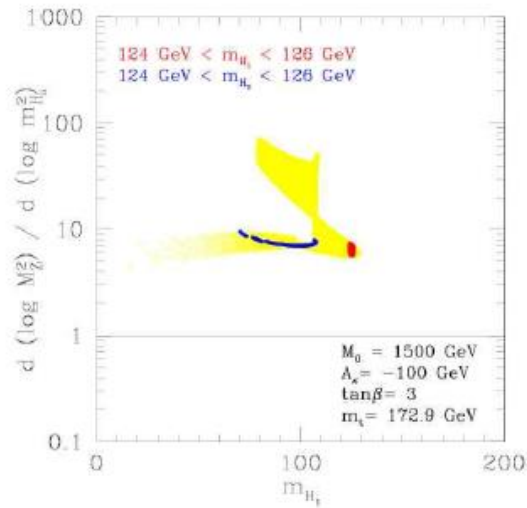
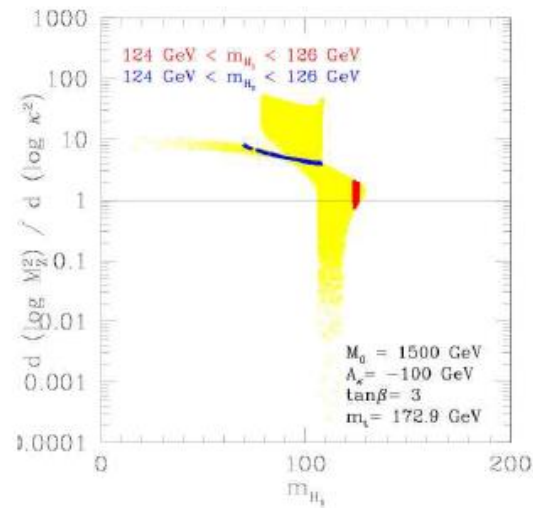
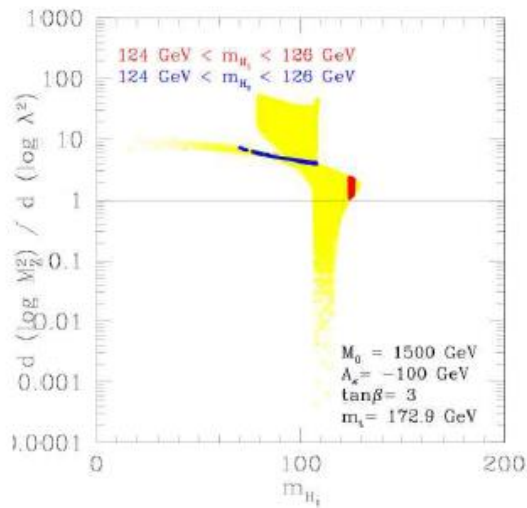
Pot. minimum chooses:



$$\frac{M_Z^2}{2} \simeq \underbrace{|m_{H_u}^2|}_{\text{Cancel}} + \left(-\mu^2 + \frac{m_{H_d}^2}{\tan^2 \beta} \right)$$

Doublet-Singlet mixing is automatically suppressed by $\tan^{-1} \beta$.

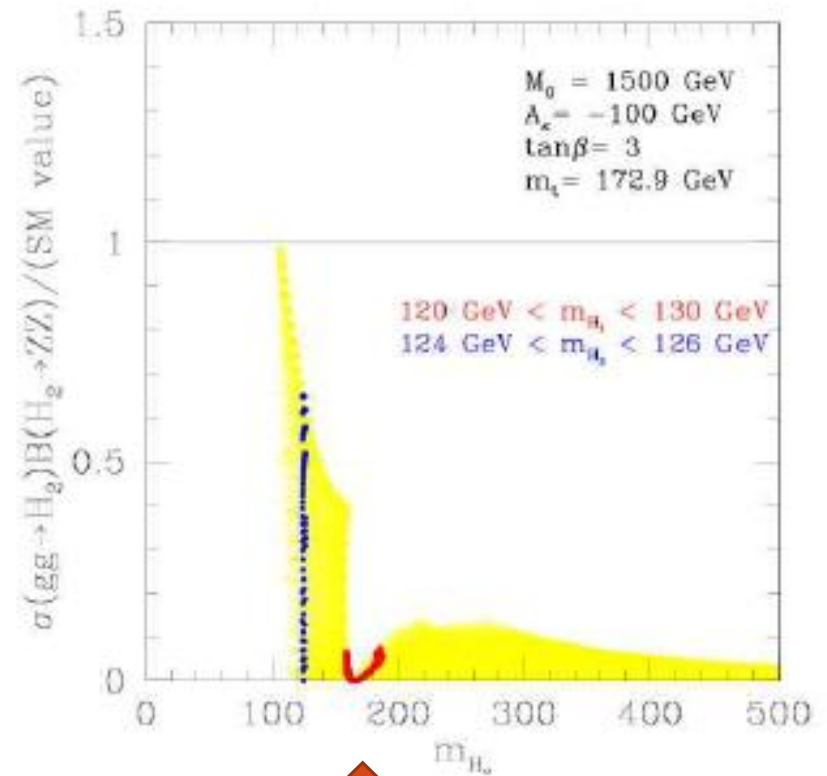
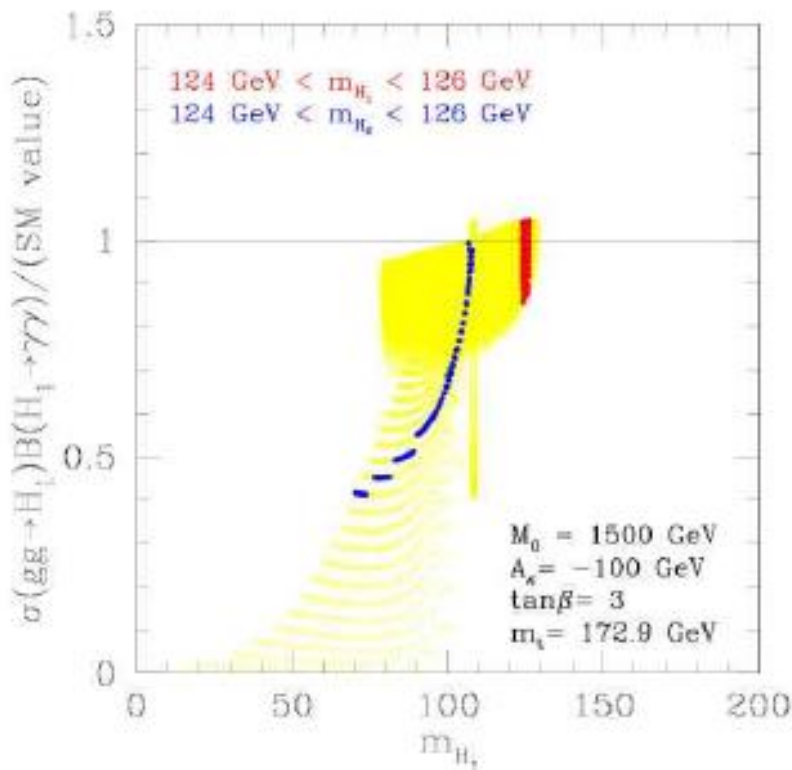
$$\simeq \frac{M_0^2}{8\pi^2} : \text{mirage unification}$$



Fine-tuning is better than 10% for a few TeV M_{SUSY} .

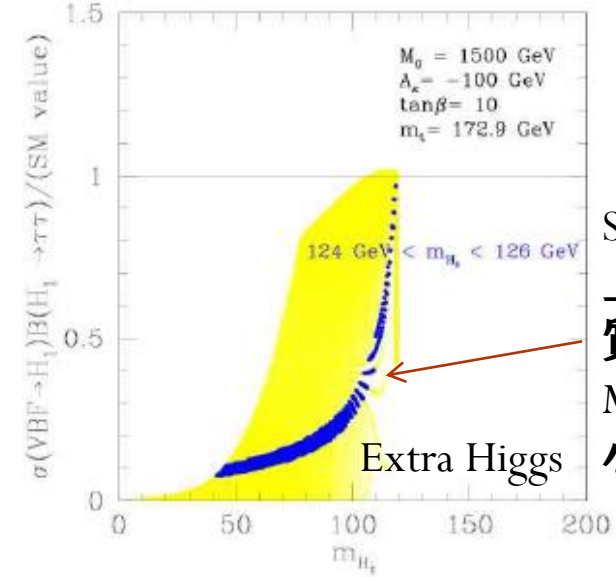
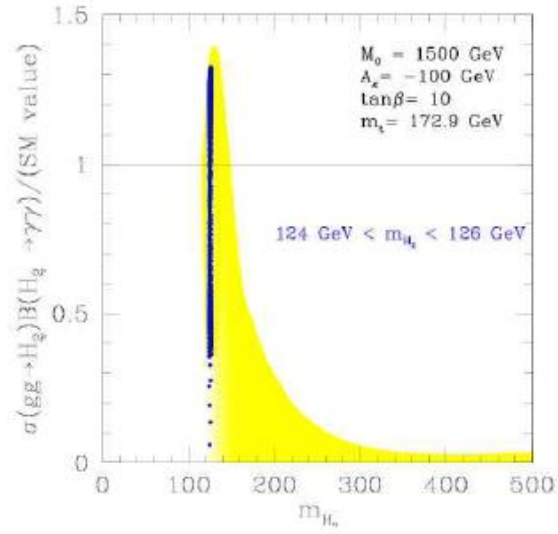
Signal strength of the singlet Higgs

$$\tan \beta = 3$$

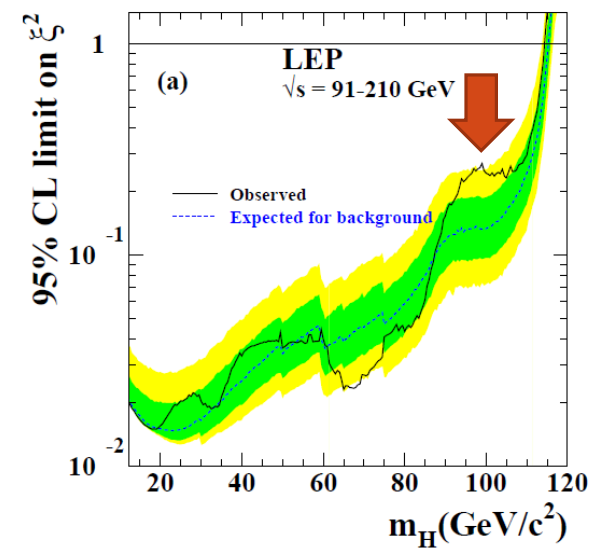
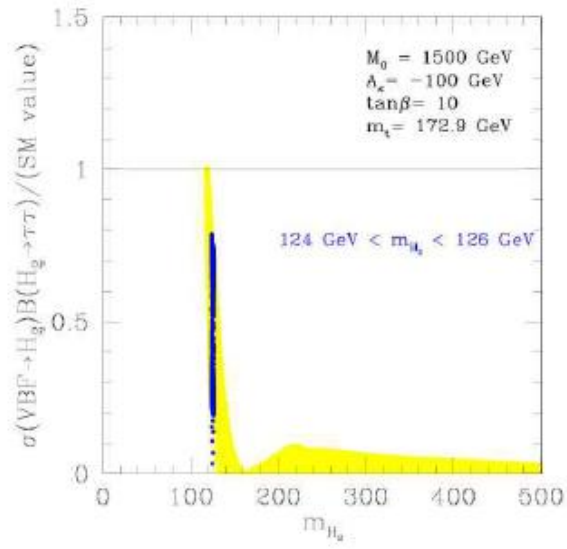


Extra Higgs

$\tan \beta = 10$



SUSY scaleが
上がればHiggs
質量は楽になり
Mixingはさらに
小さくなる。



ILCでの
再探索が重要

まとめ

- 我々の構成単位は質量の基本単位であるプランク質量よりとても軽い。
- これはヒッグス場の質量パラメータがプランク質量と比較してとても小さいためであり、量子補正に対して極めて不安定。
- 超対称性があればヒッグス質量を量子補正に対して安定化することができる。
- 超対称粒子の質量下限が上昇しているため、超対称理論は我々がナイーブに考えている以上の物理を含んでいる可能性がある。
- 新粒子が見つければ大きな進展の可能性