Phenomenologies in non-decoupling MSSM scenarios - focusing on light stops

Junya Nakamura
Graduate univ. for Adv. study and KEK Theory

19th ICEPP Symposium 02/18,

非常におおまかな流れ

- Non-decoupling シナリオを考えると、軽い stop が自然
- ぱっとみ LHC での Direct search ですでに exclude され
  えるけど、それも現在の観測結果を満たすことを要請
  することができる。

Non-decoupling シナリオについてと注目するもの

- 超対称標準模型 (MSSM) がもつ二つの CP even なヒ
  ち、重いほうのヒッグス粒子を 126 GeV のスカラー粒
- Decay width $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ を大きくすることで、 $\gamma\gamma$ 生
  する。
- 軽い charged Higgs による radiative bottom quark tran
  strange quark, "$b \to s\gamma$" , の増大を、 chargino-stop の寄
  を試みる。

Decoupling case,

$$m_h(=126\mathrm{GeV}) \ll m_H \sim m_A \sim m_{H^\pm}.$$

Non-decoupling case,

$$m_h < m_H(=126\mathrm{GeV}) \sim m_A \sim m_{H^\pm},$$

$\Rightarrow$ 五つあるヒッグス粒子がどれも 126 GeV 近辺に存在！
特に軽い $H^\pm$ の寄与が興味深い。

ただし、単に 126 GeV の質量をもっているだけではなく、S
state - weak boson と max にカップルする状態 - でないとい
でないと、そもそも LHC で観測されていないからです。

m_H への **stop** の効果は？

m_H は確かにいくらでも重くなれます、ただし Non SM-
に限る。

- large $\tan\beta$, $(\tan\beta = v_u/v_d)$, $M^2 \sim +m_Z^2 \cos^2 2\beta$
- large stop mass, $M^2 \sim +\frac{3v^2}{8\pi^2} y_t^4 \sin^2\beta \ln \frac{m_{\tilde{Q}}^2 + m_t^2}{m_t^2}$
- large stop mixing, $M^2 \sim +\frac{3v^2}{8\pi^2} y_t^4 \sin^2\beta \bar{A}_t^2 \left(1 - \frac{\tilde{A}_t^2}{12}\right)$

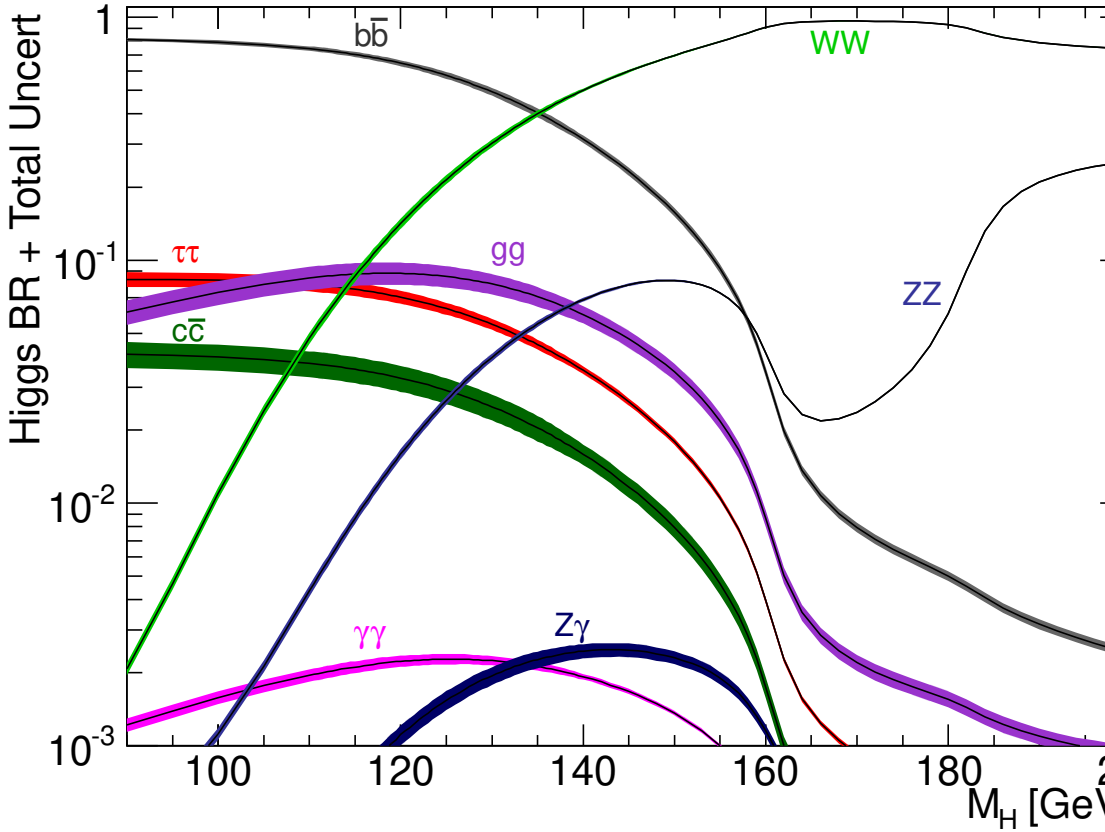
(Okada, Yamaguchi, Yanagida(1990)) 確かにこれらの条件で
得られるというのは間違いなく正しいが、より性格には SM
粒子の上限値がこれで得られる、というのが正しい。

$\Rightarrow \tan\beta$ は大きくて、あと stop はやはり今の場合もある程度
ない。

- 超対称標準模型 (MSSM) がもつ二つの CP even なヒ
  ち、重いほうのヒッグス粒子を 126 GeV のスカラー粒

- Decay width $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ を大きくすることで、 $\gamma\gamma$ 生
  する。

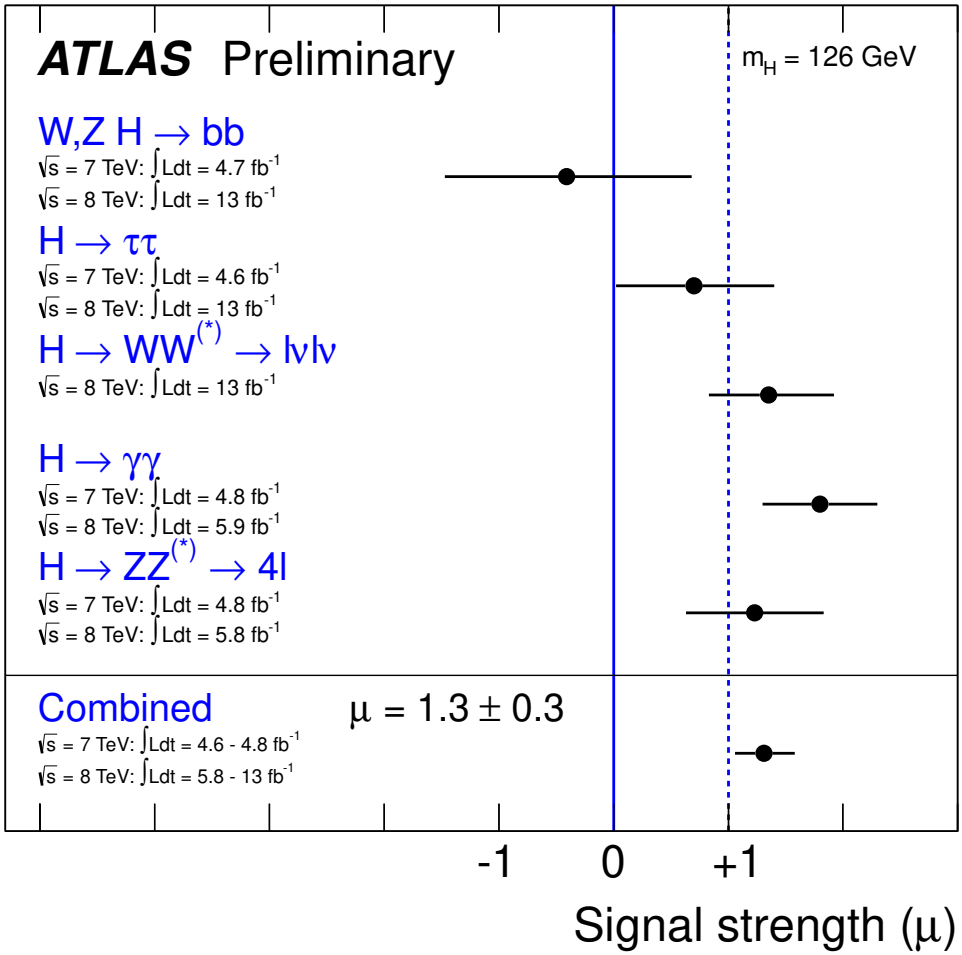
- 軽い charged Higgs による radiative bottom quark tran
  strange quark, "$b \to s\gamma$" , の増大を、 chargino-stop の寄
  を試みる。



by LHC Higgs Cross Section Working Grou

(https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections)

$b\bar{b}$ が下がると、$\gamma\gamma$ だけではなく他のすべての崩壊モードが

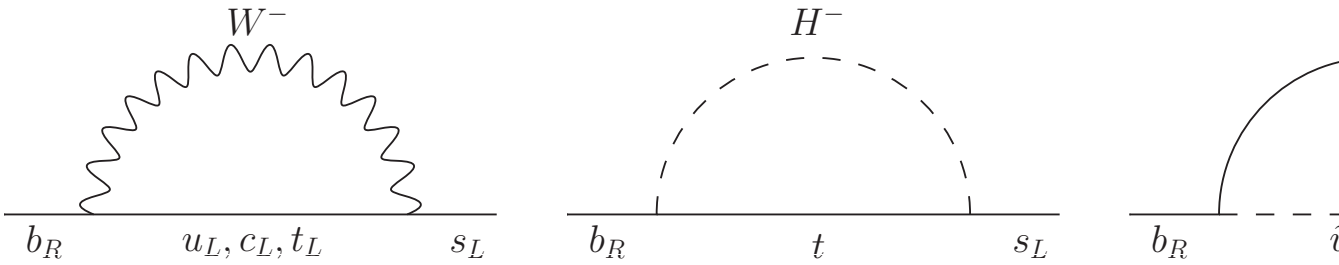


http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CONFNOTES/ATL
162/

$\gamma\gamma$ だけ上げたい。

- 超対称標準模型 (MSSM) がもつ二つの CP even なヒ
  ち、重いほうのヒッグス粒子を 126 GeV のスカラー粒
- Decay width $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ を大きくすることで、 $\gamma\gamma$ 生
  する。
- 軽い charged Higgs による radiative bottom quark tran
  strange quark, "$b \to s\gamma$" , の増大を、 chargino-stop の寄
  を試みる。

The radiative bottom transition to strange.

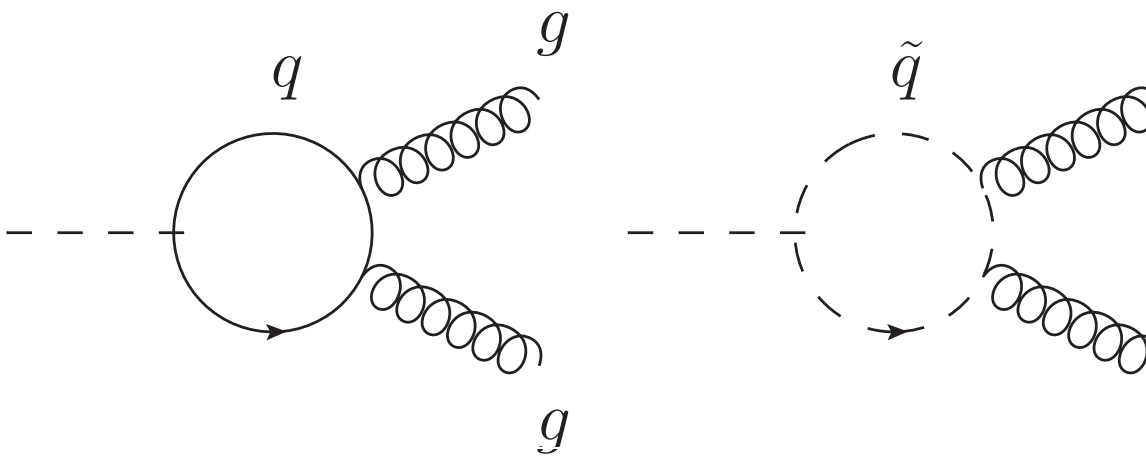


W loop effect, $H^{\pm}$ loop effect, and the chargino $\tilde{\chi}^{\pm}$ - squark
$H^{\pm}$ loop は常に W loop と同じ方向に効く。

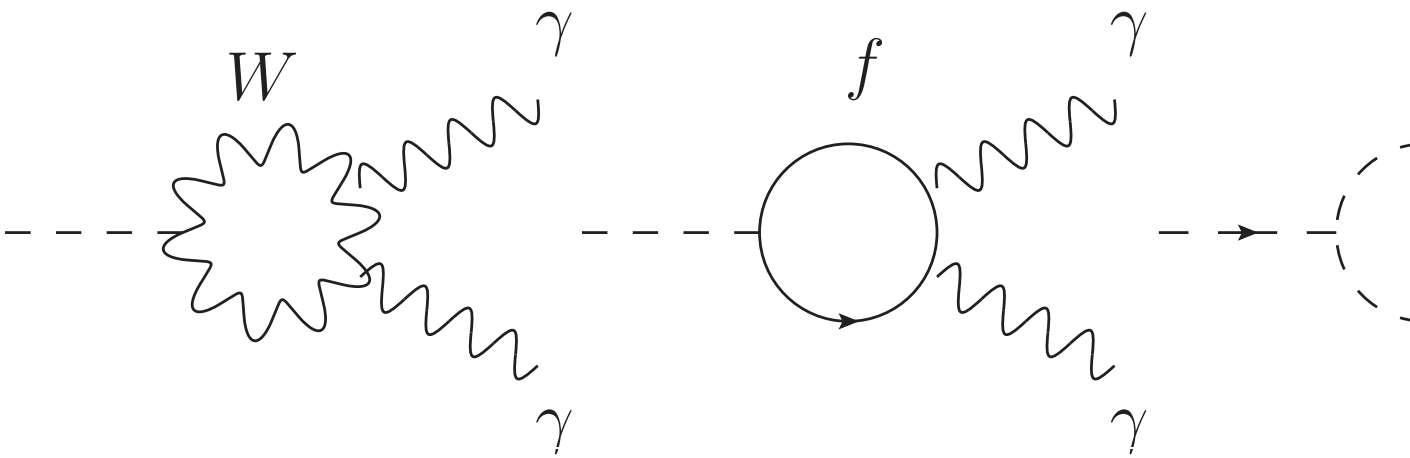
現在の標準模型の予言と観測データはエラーの範囲内で一致

$$BR^{\mathrm{SM}} = (2.98 \pm 0.26) \times 10^{-4} \ \ (\mathrm{Becher,\ Neubert(2007)}),$$
$$BR^{\mathrm{Measured}} = (3.55 \pm 0.24 \pm 0.09) \times 10^{-4} \ \ (\mathrm{Heavy\ Flavor\ Avera}$$

$H^{\pm}$ の寄与を $\tilde{\chi}^{\pm}$ の寄与で打ち消している必要がある。
$\Rightarrow$ stop の質量の上限が得られる !!



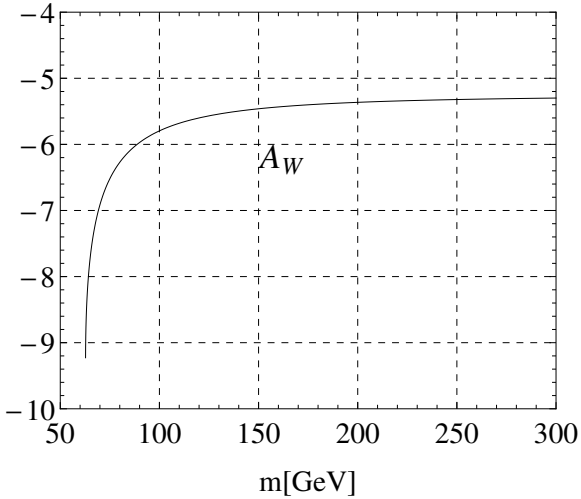
ヒッグスの生成と $\gamma\gamma$ への崩壊

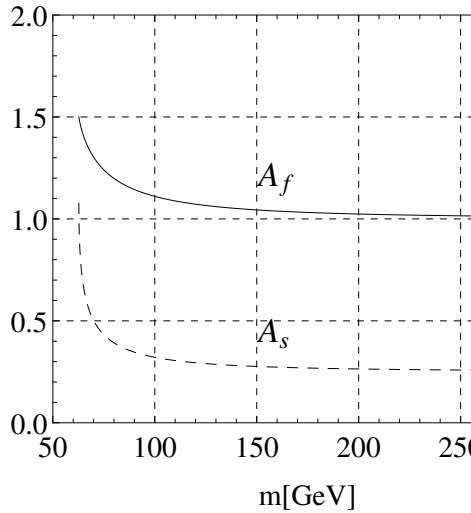


ヒッグスの生成と $\gamma\gamma$ への崩壊

$$\Gamma(\phi \to gg)^{SM} = \frac{G_F \alpha_S^2 m_\phi^3}{36\sqrt{2}\pi^2} \left| A_f(\tau_q) \right|^2,$$

$$\Gamma(\phi \to \gamma\gamma)^{SM} = \frac{G_F \alpha^2 m_\phi^3}{72\sqrt{2}\pi^2} \left| A_W(\tau_W) + N_{cf} e_f^2 A_f(\tau \right.$$





	Γ_{gg}^{SM}	$\Gamma_{\gamma\gamma}^{SM}$
W	0	$+^*$
Top	$+^*$	$-$
Bottom	$-$	$+$

*:dominant contribution

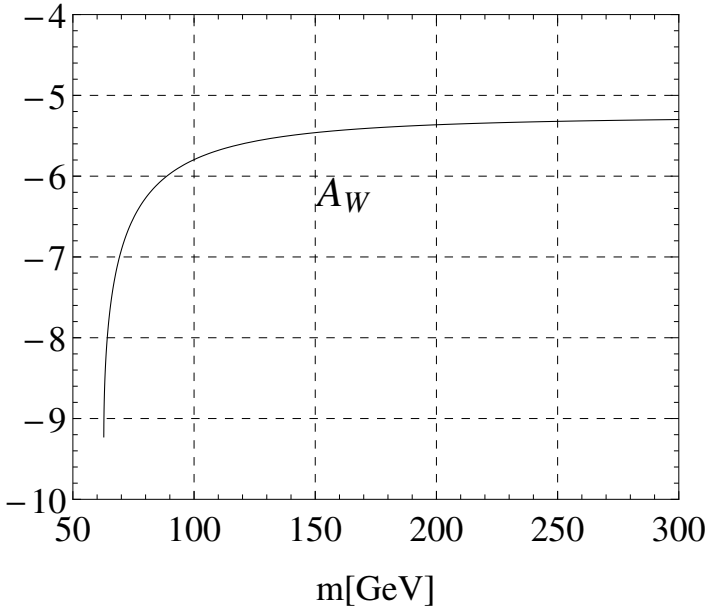
Top と bottom は実は反対に効く、ただし $m_{H_{SM}} > 30$

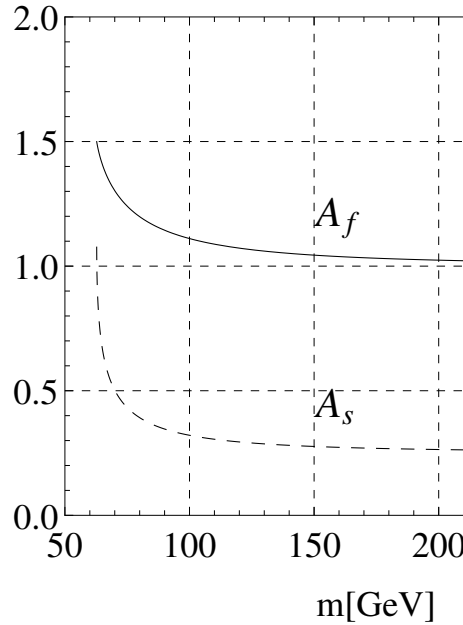
ヒッグスの生成と $\gamma\gamma$ への崩壊

$$\Gamma(\phi \to gg)^{MSSM} = \frac{G_F \alpha_S^2 m_\phi^3}{36\sqrt{2}\pi^2} \left| g_q^\phi A_f(\tau_q) + g_{\tilde{q}}^\phi A_s(\tau_{\tilde{q}}) \right|^2,$$

$$\Gamma(\phi \to \gamma\gamma)^{MSSM} = \frac{G_F \alpha^2 m_\phi^3}{72\sqrt{2}\pi^2} \left| g_W^\phi A_W(\tau_W) + N_{cf} e_f^2 g_f^\phi A_f(\tau \right.$$

$$\left. + N_{c\tilde{f}} e_{\tilde{f}}^2 g_{\tilde{f}}^\phi A_s(\tau_{\tilde{f}}) + g_{H^\pm}^\phi A_s \right.$$





$$|A_W| > A_f > A_s$$

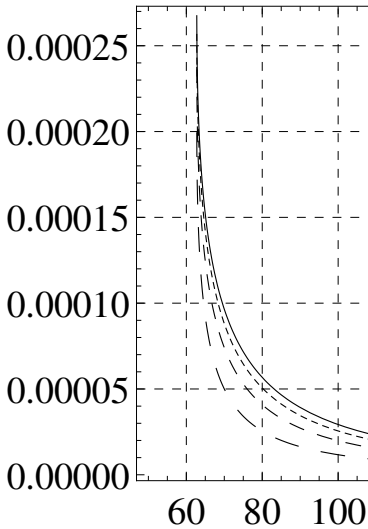
$\gamma\gamma$ への **sfermion** $\tilde{f}$ の効果？

H state が SM-like Higgs である場合、 up-type sfermion と sfermion のカップリングはそれぞれ、

$$\frac{g^H_{\tilde{u}_{1,2}}}{g^H_W} \simeq \mp \frac{m_u}{2m^2_{\tilde{u}_{1,2}}}|A_u|,$$
$$\frac{g^H_{\tilde{d}_{1,2}}}{g^H_W} \simeq \mp \frac{m_d}{2m^2_{\tilde{d}_{1,2}}}|\mu| \tan\beta.$$

W と同じ方向に効くし、A とか μ は大きい値をとれるから大きくできそう！

$$F_s(m_1, m_s) = + \frac{1}{m_1^2} A_s(4m_1^2/m_H^2) - \frac{1}{m_2^2} A_s(4m_2^2/m_H^2)$$



$\gamma\gamma$ と gg への sfermion $\tilde{f}$ の効果？

	H^{SM}		h		H	
	Γ_{gg}	$\Gamma_{\gamma\gamma}$	Γ_{gg}	$\Gamma_{\gamma\gamma}$	Γ_{gg}	Γ_{γ}
W	0	$+^*$	0	$+^*$	0	$+$
Top	$+^*$	$-$	$+^*$	$-$	$+^*$	$-$
Bottom	$-$	$+$	$-$	$+$	$+$	$-$
Squark	0	0	$-$	$+$	$-$	$+$
Slepton	0	0	0	$+$	0	$+$

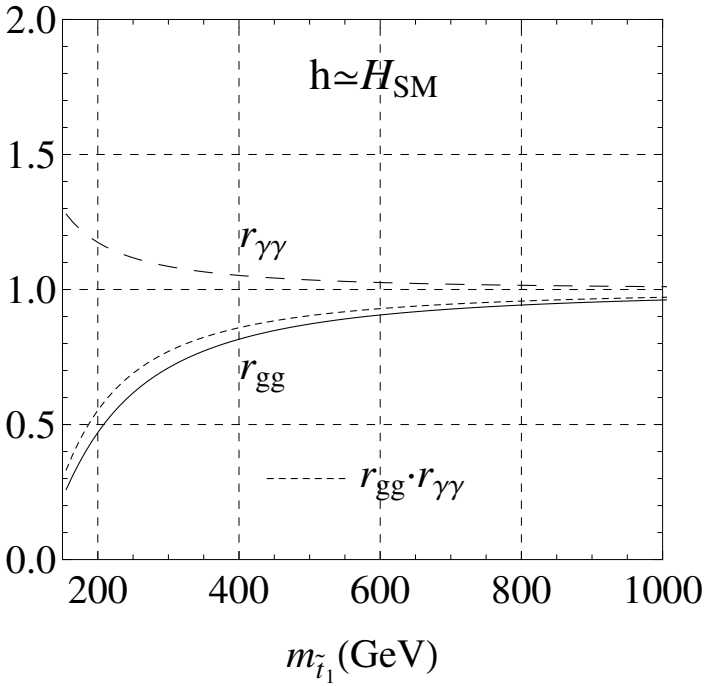
たしかに sfermion は $\Gamma_{\gamma\gamma}$ を大きくできるのだが、同時に Γ_{g}
まう、しかもこっちの小さくする効果の方がおおきい、、、
一方で、slepton は $SU(3)_c$ のチャージを持っていないので、
なく、$\Gamma_{\gamma\gamma}$ を大きくすることができる！

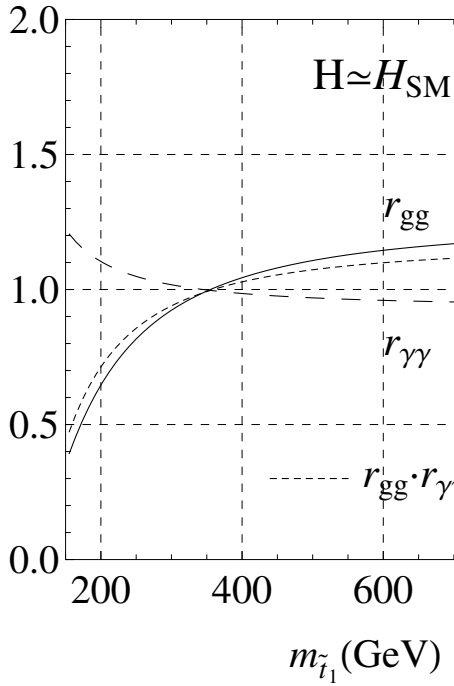
$$\frac{g^H_{\tilde{l}_{1,2}}}{g^H_W} \simeq \mp \frac{m_l}{2m^2_{\tilde{l}_{1,2}}} |\mu| \tan\beta.$$

対応するレプトンの質量がかかっているから、タウオンの
stau が軽い場合を考えましょう。

$\gamma\gamma$ と gg への sfermion $\tilde{f}$ の効果？

$$r_{aa} = \frac{\Gamma_{aa}^{MSSM}}{\Gamma_{aa}^{SM}}$$





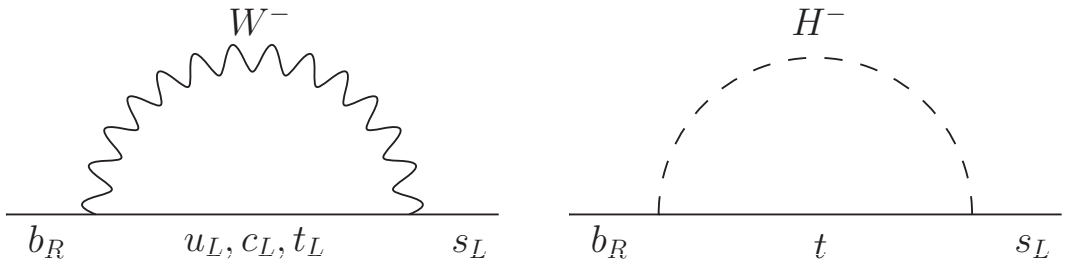
もともと bottom quark が 10% くらい下げていたのが、10%
とになるため、標準模型の予言に対して、約 1.2 倍になる。

$\Rightarrow$ stop が軽くても大丈夫！

ここまでのまとめ

- ヒッグスの質量が 126 GeV を得るには、ある程度 stop
  けない、ただし mixing の効果を最大にすることで、ち
  きそう
- slepton なら cross section を小さくすることなく $\gamma\gamma$ を
- 軽いほうのヒッグス h ではなく、重い方のヒッグス H
  である場合には、stop が結構かるくても、$gg \to H$ の
  準模型にくらべてそれほど小さくならない

Chargino and stop effect to $b \to s\gamma$



Wilson coefficient への chargino の主な寄与は、

$$C_{7,8}^{\tilde{\chi}} = +\frac{1}{\sqrt{2}\cos\beta} D_{2i} U_{1i} \frac{m_W m_{\tilde{\chi}_i}}{m_{\tilde{u}}^2} G_{7,8}^{(3)} \left(\frac{m_{\tilde{\chi}_i}^2}{m_{\tilde{u}}^2} \right)$$

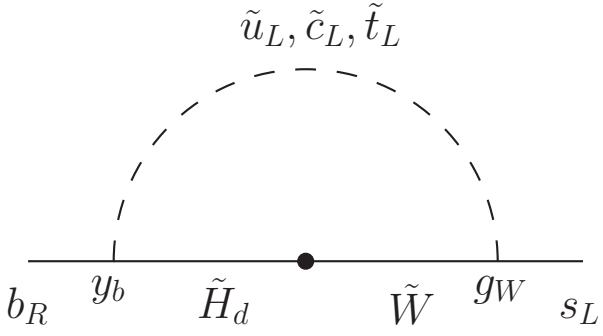
$$- \frac{1}{\sqrt{2}\cos\beta} \tilde{U}_{Lj}^2 D_{2i} U_{1i} \frac{m_W m_{\tilde{\chi}_i}}{m_{\tilde{t}_j}^2} G_{7,8}^{(3)} \left(\frac{m_{\tilde{\chi}_i}^2}{m_{\tilde{t}_j}^2} \right)$$

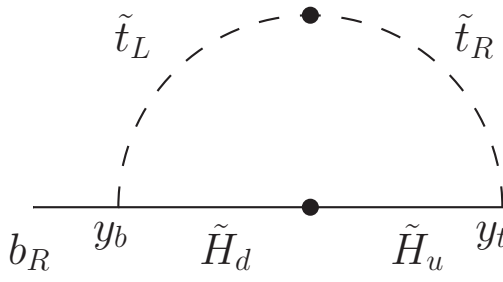
$$+ \frac{1}{\sin 2\beta} \tilde{U}_{Lj} \tilde{U}_{Rj} D_{2i} U_{2i} \frac{m_t m_{\tilde{\chi}_i}}{m_{\tilde{t}_j}^2} G_{7,8}^{(3)} \left(\frac{m_{\tilde{\chi}_i}^2}{m_{\tilde{t}_j}^2} \right)$$

(Bertolini, Borzumati, Masiero, Ridolfi(1991))

mixing のせいで複雑、、、

Chargino and stop effect to $b \to s\gamma$





$$C^a_{7,8} = -m_W^2 \frac{\mu M_2 \tan\beta}{m^4_{\tilde{u}}} F^a_{7,8}\left(\frac{M_2^2}{m^2_{\tilde{u}}}, \frac{\mu^2}{m^2_{\tilde{u}}}\right),$$

$$C^b_{7,8} = +m_W^2 \frac{\mu M_2 \tan\beta}{2m^4_{\tilde{t}_j}} F^a_{7,8}\left(\frac{M_2^2}{m^2_{\tilde{t}_j}}, \frac{\mu^2}{m^2_{\tilde{t}_j}}\right),$$

$$C^c_{7,8} = -\frac{m_t}{4} \frac{\mu A_t \tan\beta}{|\mu|^2 |A_t|} F^b_{7,8}\left(\frac{\mu^2}{m^2_{\tilde{t}_1}}, \frac{\mu^2}{m^2_{\tilde{t}_2}}\right).$$

Lagrangian に入っているパラメーターで書いてやることで
存性が明らかに！W と $H^\pm$ の寄与が、$C_{7,8} < 0$ なことを考

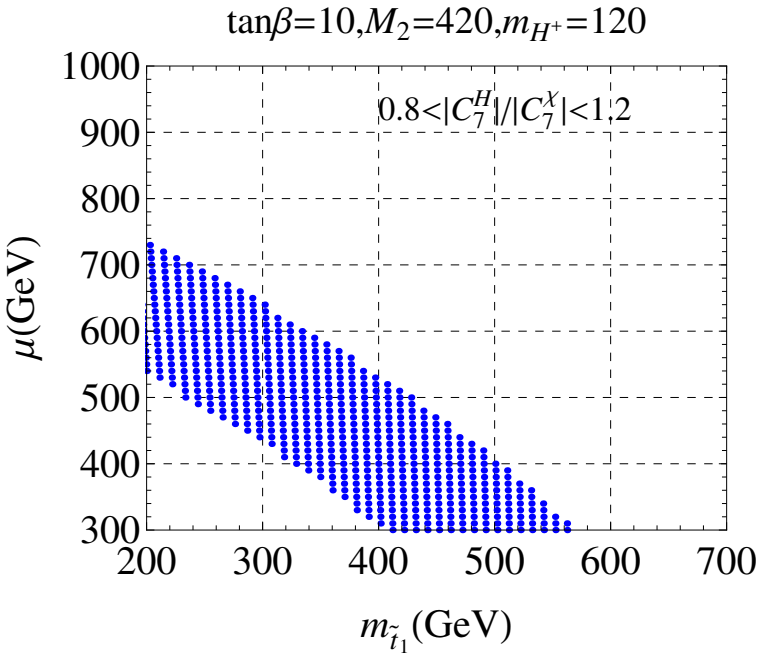
- $\mu \times M_2 > 0$, $\mu \times A_t < 0$ (実は $\mu \times M_2 > 0$ は正方向の
  をだすためにほぼ不可欠, $\mu \times M_1 > 0$ も (Cho, Hagiwa
  Nomura (2011)))

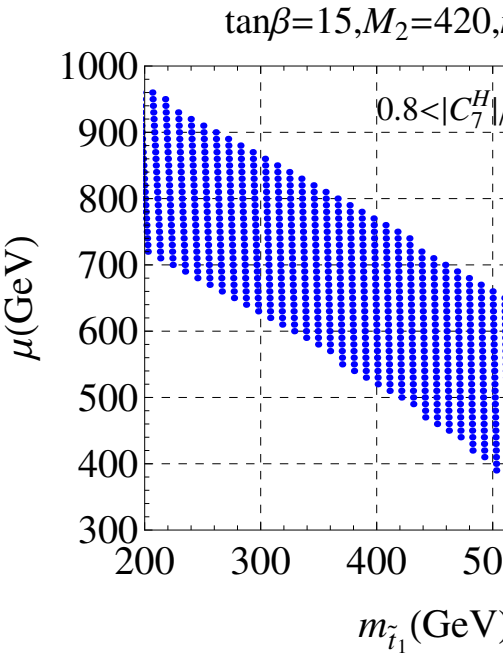
- 第 1、 2 世代の up-type quark の susy partner は重い方

Chargino and stop effect to $b \to s\gamma$

$$C_{7,8}^{(H^\pm)} = \frac{1}{\tan^2\beta} F_{7,8}^{(1)}(x_H) + F_{7,8}^{(2)}(x_H)$$

Leading order での $H^\pm$ の寄与は $\tan\beta$ によって増大しない
(実は SUSY NLO の寄与は $\tan\beta$ 依存性大きい (Degrassi, Gambin



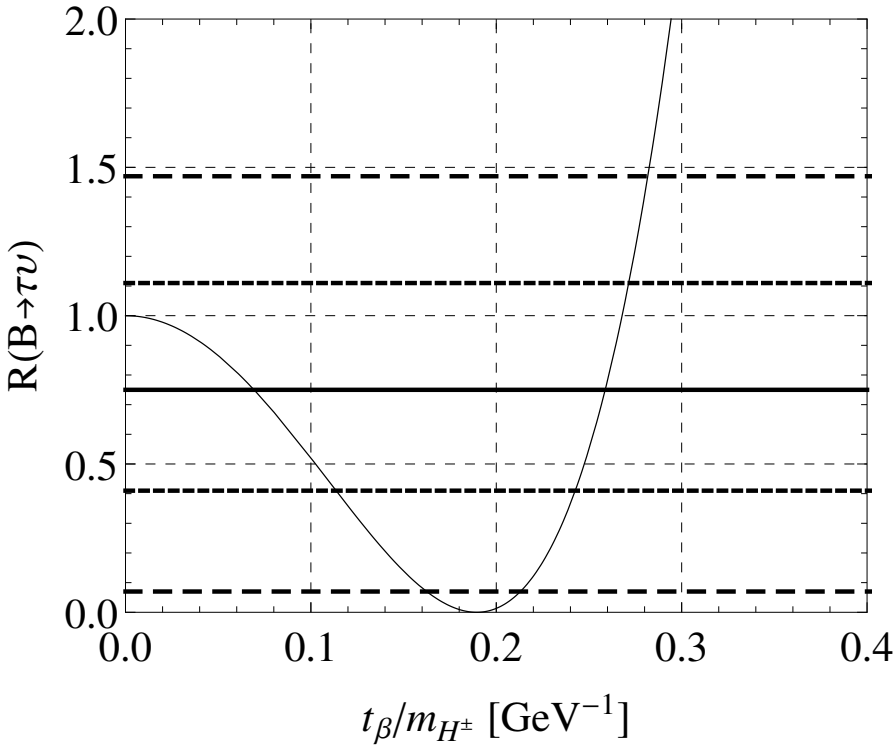


一方で $\tilde{\chi}^-$ の寄与は $\tan\beta$ によって増大。
$\Rightarrow \tan\beta$ が大きいときは、stop or (and) chargino が多少重く

Chargino and stop effect to $b \to s\gamma$

$\tan\beta$ は $B^-(b\bar{u}) \to \tau\bar{\nu}$ の制限により上から bound される。
て何かでキャンセルができない。

$$BR^{SM} = (0.96 \pm 0.24) \times 10^{-4} \text{ (PDG2012)}$$
$$BR^{EXP} = \left(0.72^{+0.29}_{-0.27}\right) \times 10^{-4} \text{ (Belle Collaboration(2}$$

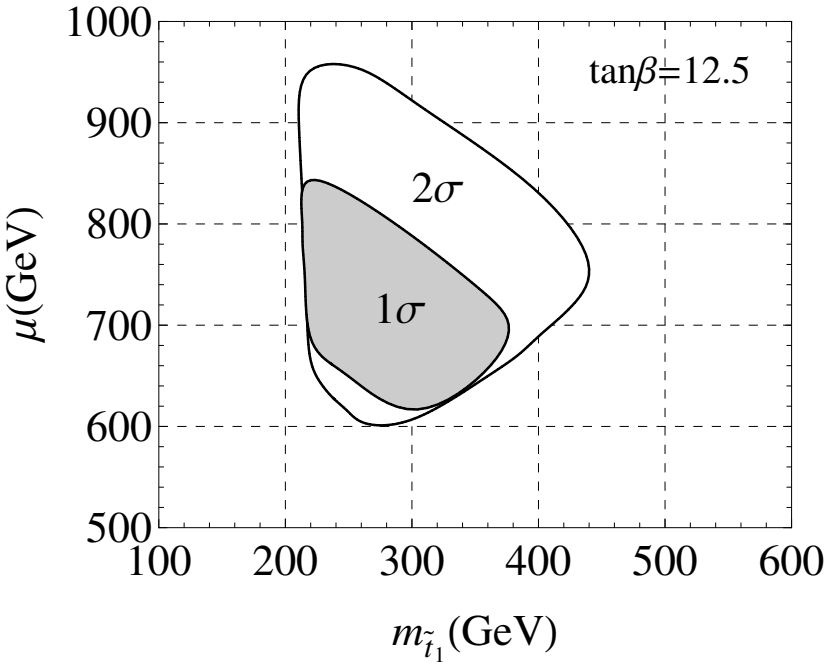


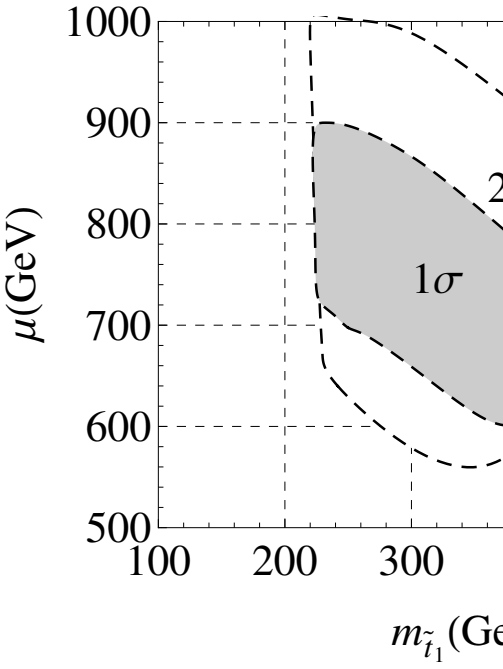
$$e.g.\ \tan\beta/m_H^{\pm} = 15/110 \simeq 0.14$$

いくつか assumption

- $124.5 < m_H < 127$ GeV
- Stau の質量は 85 GeV に固定 (LEP bound 82 GeV)
- anomalous magnetic of muon の標準模型の予言からの
  3.3σ (Hagiwara, Liao, Martin, Nomura, Teubner (2011)
  めに、Wino の質量を、$M_2 = 460$ GeV for $\tan\beta = 12.4$
  for $\tan\beta = 15$ に固定。これは muon g-2 の観測地を 1σ
  できる最低値。
- gaugino の質量、M_1:M_2:M_3=1:2:6 を仮定。
- 第一、第二世代 quark の susy partner の SUSY breaking
  に固定。

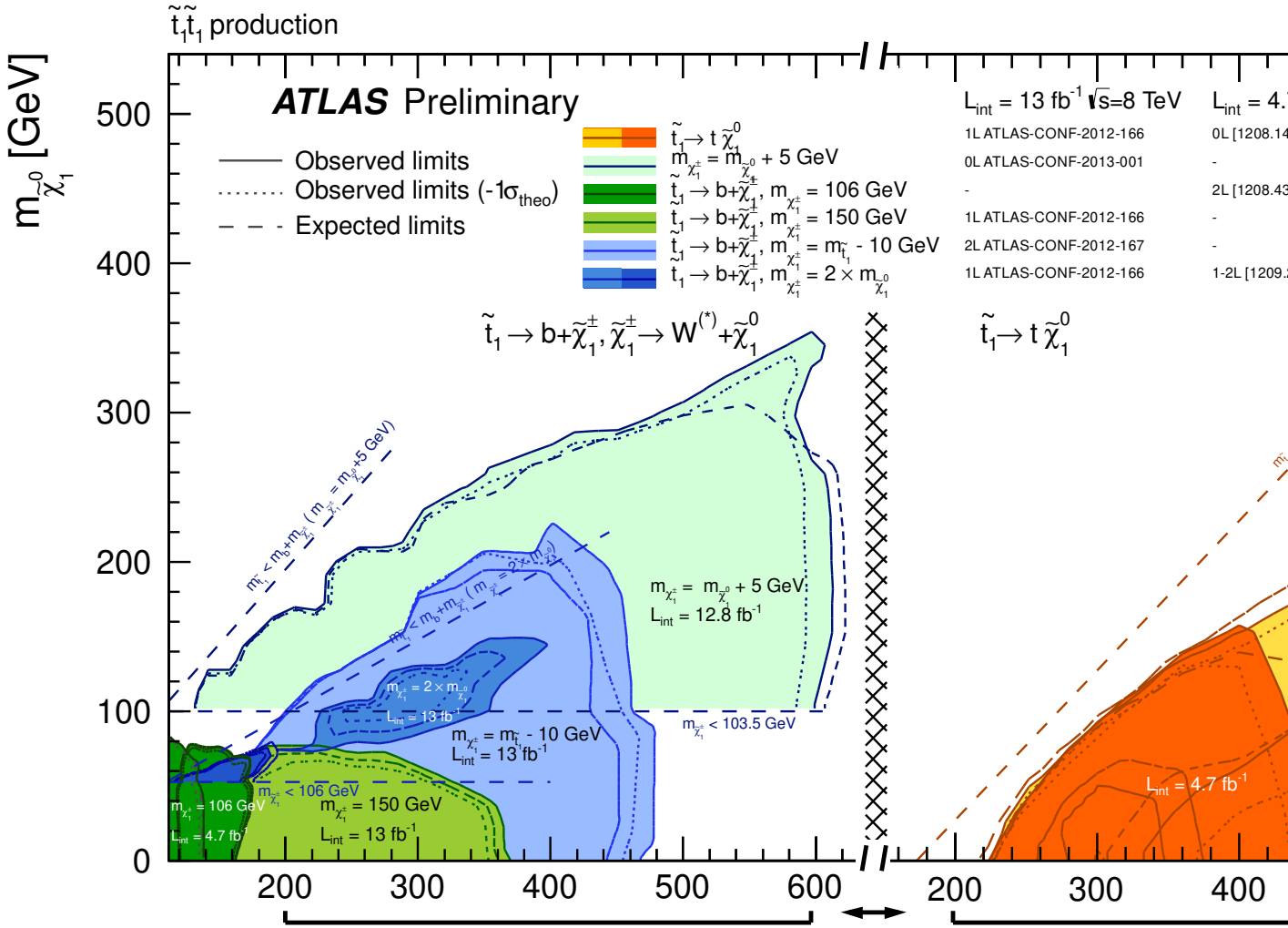
Mass bound on stop and Higgsino





$BR(b \to s\gamma)$ を 1σ, 2σ で観測結果と一致する質量領域 stop
Higgsino mass.

Direct observation で exclude されているのでは？



muon g-2 を説明するために、EW gaugino の質量を重くする
の場合実験からの制限をパスできそう。

まとめ

- 軽い stau なら gg fusion の散乱断面積を小さくすること
  することが可能。
- 軽いほうのヒッグス h ではなく、重い方のヒッグス H
  である場合には、stop が結構かるくても、$gg \to H$ の
  準模型にくらべてそれほど小さくならない
- $b \to s\gamma$ への $H^{\pm}$ の寄与は stop が軽い場合には chargin
  キャンセル可能で、stop 質量の upper bound が得られ
  $\mu \times M_2 > 0$, $\mu \times A_t < 0$ の場合に限る。
- 軽い slepton の存在を仮定すると、EW gaugino がそれ
  といけない。
- LHC での stop direct search の網をかいくぐっているの

$\gamma\gamma$ への **charged Higgs** $H^{\pm}$ の効果？

H state が SM-like Higgs である場合、

$$\frac{g_{H^{\pm}}^{H,SU(2)_L}}{g_W^H} \simeq +\frac{1}{2}\frac{m_W^2}{m_{H^{\pm}}^2},$$
$$\frac{g_{H^{\pm}}^{H,U(1)_Y}}{g_W^H} \simeq -\frac{1}{2}\frac{m_W^2}{m_{H^{\pm}}^2}\tan^2\theta_W,$$

⇓足し合わせると、

$$\frac{g_{H^{\pm}}^{H}}{g_W^H} \simeq +\frac{1}{2}\frac{m_W^2}{m_{H^{\pm}}^2}\left(1-\tan^2\theta_W\right)$$
$$\simeq +0.35\frac{m_W^2}{m_{H^{\pm}}^2}$$

$H^{\pm}$ は $\Gamma(H\to\gamma\gamma)$ を小さくしてしまうことが判明。ただし
の寄与がキャンセルするため効果は小さい。