# レプトジェンシスにおけるグラビティーノ問題とRパリティの破れ

進藤哲央(工学院大学)

- W. Buchmuller, A. Ibarra, T. S, F. Takayama and D. Tran, arXiv:0906.1187 [hep-ph]
- W. Buchmuller, M. Endo and T. S, JHEP 0811, 079
- M.~Endo and T.~S,  arXiv:0903.1813 [hep-ph].

# I. イントロダクション

# シーソー機構

シーソー機構では、標準模型の2つの問題が解決する

- 有限のニュートリノ質量の存在
  - 標準模型はニュートリノ質量が0になるように構築されている。
  - ニュートリノ振動

$$\Delta m^2_{\rm atm} \sim 2.5 \times 10^{-3} {\rm eV}^2 \quad \sin^2 2\theta_{\rm atm} \simeq 1$$

$$\Delta m^2_{\odot} \sim 8.5 \times 10^{-5} {\rm eV}^2 \quad \tan^2 \theta_{\odot} \simeq 0.4$$

- 宇宙のバリオン数生成の問題
  - $\eta_B = (6.21 \pm 0.16) \times 10^{-10}$

標準模型だけでは説明が困難

# シーソー機構

シーソー機構は標準模型のシンプルな拡張

- 標準模型に右巻きニュートリ$N$を導入
- 右巻きニュートリノは、SMのチャージを持たない

$\Rightarrow$ マヨラナ質量項が書ける

- 重いマヨラナ質量 $\Rightarrow$ ニュートリノ質量

$$-\mathcal{L} = Y_E \bar{e}_R l_L \cdot \bar{\phi} + Y_N \bar{N} l_L \cdot \phi + \frac{1}{2} M_R \bar{N} N^c$$

$\Downarrow$ 右巻きニュートリノが十分重い

$$-\mathcal{L} = Y_E \bar{e}_R l_L \cdot \bar{\phi} - \frac{1}{2}\kappa (l_L \cdot \phi)^2 \qquad \kappa = Y_N^T M_R^{-1} Y_N$$

$\Downarrow$

$$-\mathcal{L} = (Y_E \langle \phi \rangle) \bar{e}_R e_L - \frac{1}{2}\left(\kappa \langle \phi \rangle^2\right) \bar{\nu}_L^c \nu_L$$

# Seesaw Relation

この模型では、ニュートリノ質量行列と、

$Y_N$、$M_R$の間に関係式が成り立つ

$$\boxed{m_\nu = U^* \mathrm{diag}(m_1, m_2, m_3) U^\dagger = \langle\phi\rangle^2 \kappa = \langle\phi\rangle^2 Y_N^T M_R^{-1} Y_N}$$

$$\downarrow$$

$$(Y_N)_{i\alpha} = \frac{1}{\langle\phi\rangle} \sqrt{M_i} R_{ij} \sqrt{m_j} U^*_{\alpha j} \qquad (\mathbf{R}^T \mathbf{R} = 1)$$

のように$Y_N$をパラメトライズすると、自動的にシーソー関係式が満たされる。

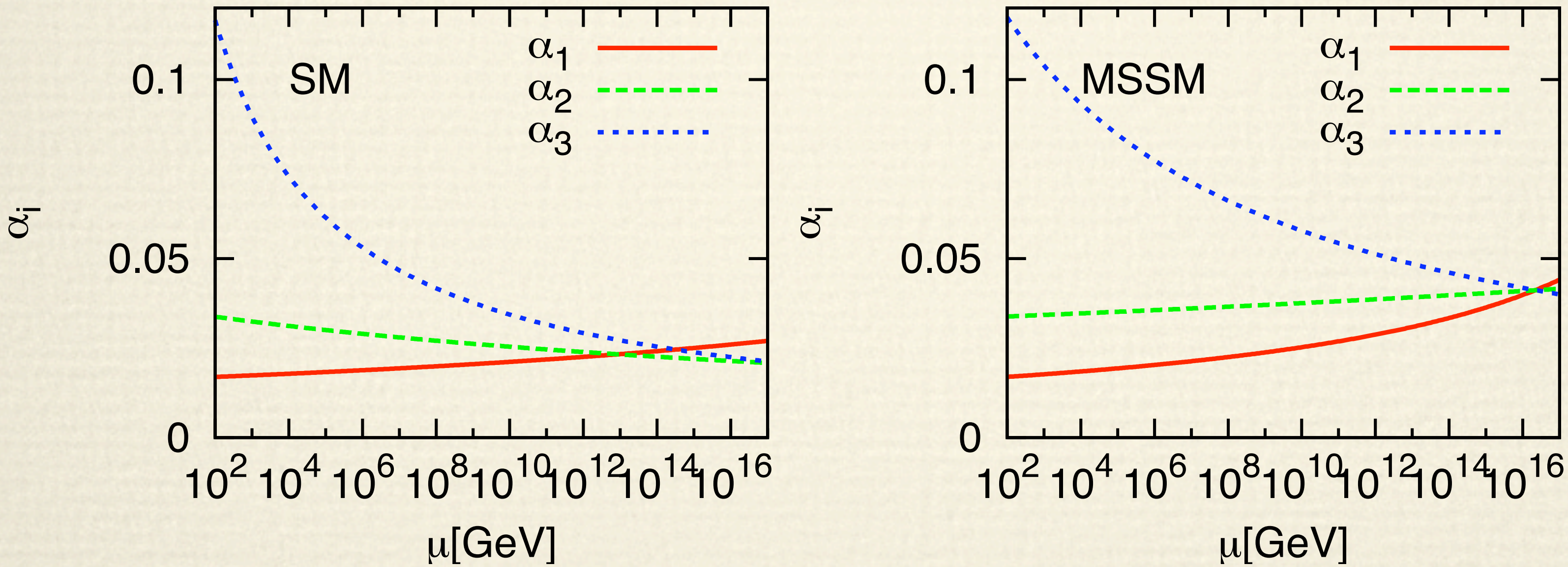
J. A. Casas and A. Ibarra, NPB618,171

$M_i$や$R$を実験によって直接決めるのは、ほぼ不可能

# 超対称性シーソー模型

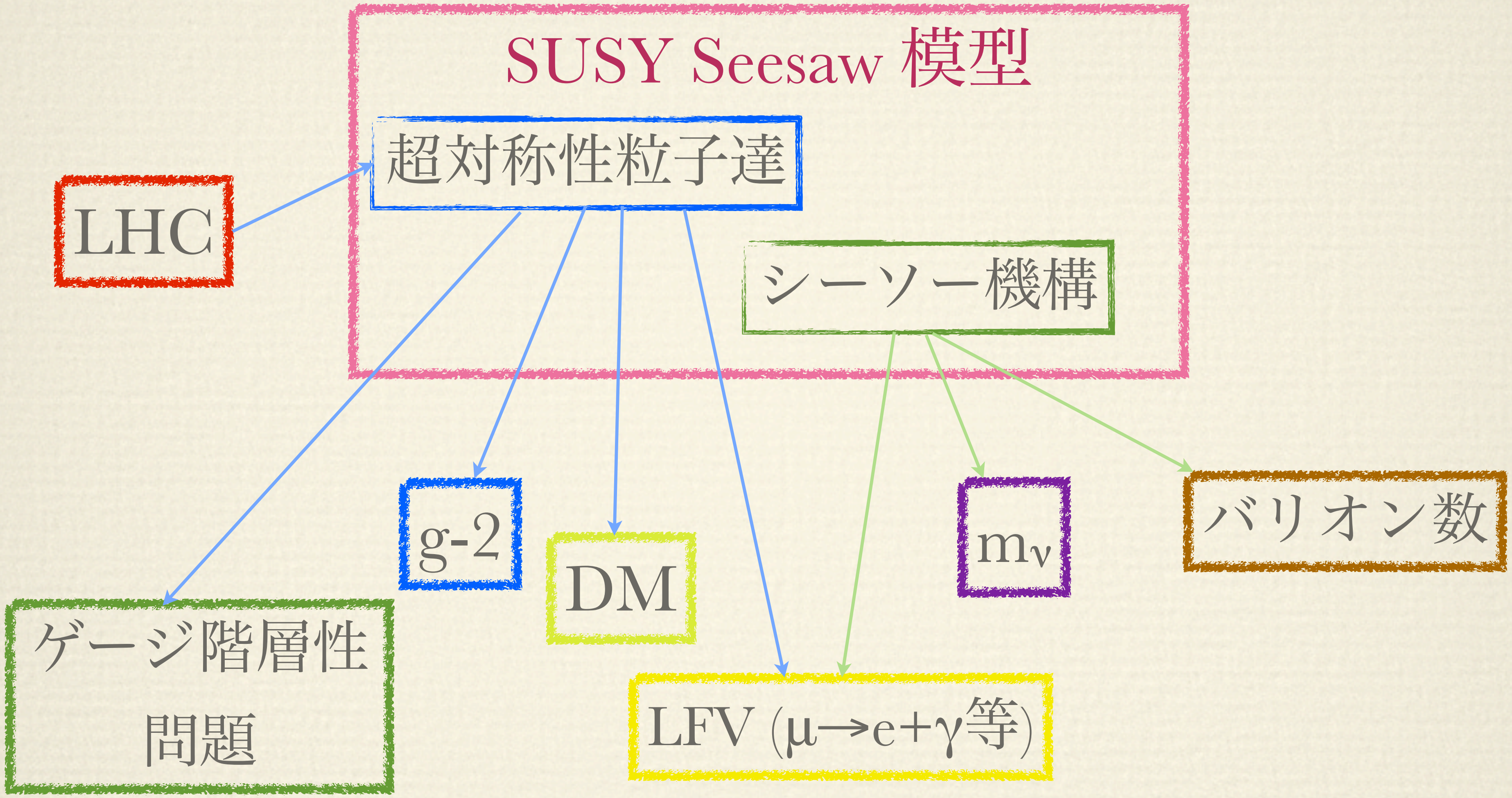
超対称性模型は下記のような興味深い特徴がある

- 軽いHiggsが予言される ($m_h$<120GeV)
- ダークマターの候補が存在
- 大統一理論と相性がよい




- ミューオンg-2 $\delta a_\mu \equiv a_\mu(\mathrm{exp}) - a_\mu(\mathrm{SM}) = 302(88) \times 10^{-11}$

# 超対称性シーソー模型




このトークでは、超対称性シーソー模型を考える

# レプトジェネシス

M. Fukugita and T. Yanagida, PLB174, 45
W. Buchmüller, P. Di Bari, and M. Plümacher, Annals. Phys. 315,305; G. F. Giudice et al, NPB685,89 .....

## 基本的なアイデアは

- NのCPを破るような崩壊が平衡からはずれたときに、B-L数が生成される(L数が作られるが、B数が作られない)
- 標準模型では、100GeV<T<$10^{12}$のときに、スファレロン過程(B, Lは破るがB-Lを保存する)が十分速い過程になる。
- Nの崩壊で作られたB-Lが、スファレロン過程を通じてBに化ける

# レプトジェネシス

## バリオン数の近似的見積もり

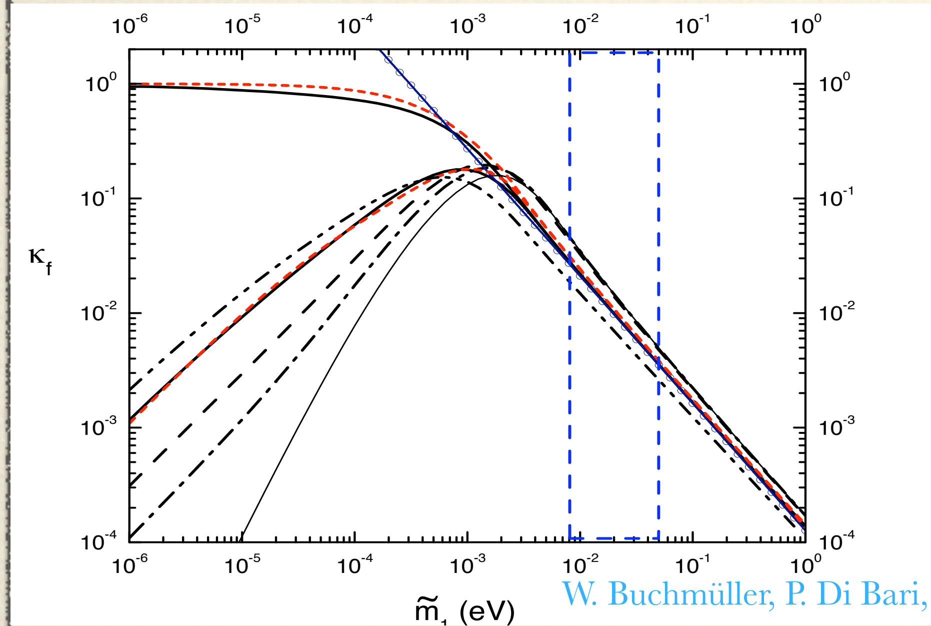
$$\eta_B = -\boxed{1.0 \times 10^{-3}}\,\boxed{\epsilon_1}\,\boxed{\kappa(\tilde{m})}$$

Sphaleron effect etc

CPV in N1 decay

efficiency

WMAP5yr: $\eta_B=(6.21\pm0.16)\times10^{-10}$



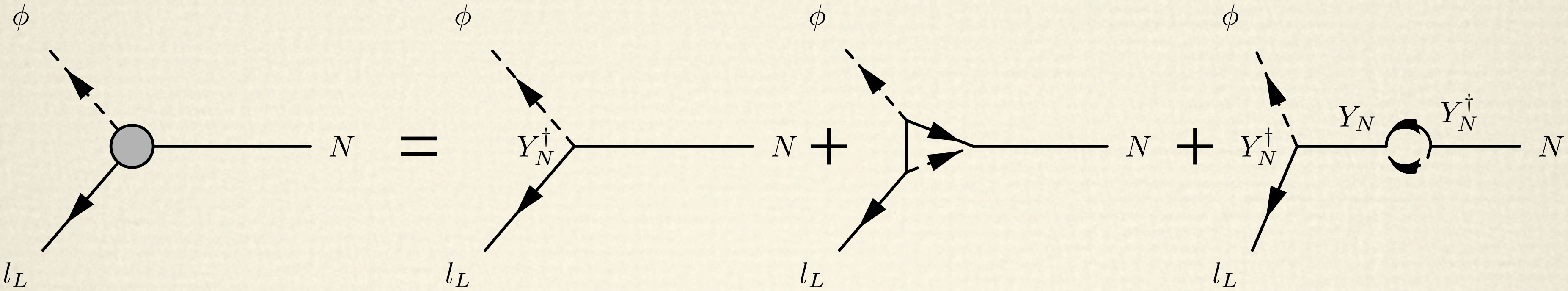

W. Buchmüller, P. Di Bari, and M. Plümacher

Zero Initial Conditionの場合

$$\kappa \leq 0.2 \Rightarrow \epsilon_1 \geq 10^{-6}$$

# CP非保存パラメータ

## NのCPを破る崩壊でレプトン数が生成される




$$\epsilon_1 = \frac{\Gamma(N_1 \to l_L\phi) - \Gamma(N_1 \to \bar{l}_L\bar{\phi})}{\Gamma(N_1 \to l_L\phi) + \Gamma(N_1 \to \bar{l}_L\bar{\phi})}$$

Loop function

$$= \frac{1}{8\pi(Y_N Y_N^\dagger)_{11}} \sum_{i\neq 1} \mathrm{Im}\left[(Y_N Y_N^\dagger)^2_{i1}\right] \boxed{f\left(\frac{M_i^2}{M_1^2}\right)}$$

$M_1 \ll M_2, M_3$

$$\simeq -\frac{3}{8\pi(Y_N Y_N^\dagger)_{11}} \sum \mathrm{Im}\left[(Y_N Y_N^\dagger)^2_{i1}\right] \boxed{\frac{M_1}{M_i}}$$

# Lower bound on $T_R$

S. Davidson and A. Ibarra, PLB533,25

$$\epsilon_1 = -\frac{3}{8\pi (Y_N Y_N^\dagger)_{11}} \sum_{i\neq 1} \mathrm{Im}\left[(Y_N Y_N^\dagger)^2_{i1}\right] \frac{M_1}{M_i}$$

$$= -\frac{3M_1}{8\pi \langle H_u \rangle^2} \frac{\mathrm{Im} \sum_i m_i^2 R_{1i}^2}{\sum m_i |R_{1i}^2|}$$

$$|\epsilon_1| \leq \frac{3M_1}{8\pi \langle H_u \rangle^2} \frac{\Delta m^2_{\mathrm{atm}}}{m_1 + m_3} \Rightarrow \boxed{M_1 \geq 1.4 \times 10^9 \mathrm{GeV}}$$

$$\boxed{|\epsilon_1| \geq 10^{-6}}$$

$$\boxed{T_R \geq 1 \times 10^9 \mathrm{GeV}}$$

(標準的な熱的レプトジェネシスに対する制限)

# グラビティーノ問題

宇宙全体のダークマターの量：

WMAP5yr→$\Omega_{\mathrm{DM}}h^2=0.1223$

熱的に生成されるグラビティーノの量の見積

$$\boxed{\Omega_{3/2}h^2 \propto m_{3/2}\left(1+\frac{M_{\tilde{g}}(T_R)^2}{3m_{3/2}^2}\right)T_R}$$

$$\boxed{\Omega_{3/2}h^2 \leqq \Omega_{\mathrm{DM}}h^2}$$

$$\boxed{T_R \le 2\times 10^9\,\mathrm{GeV}\left(\frac{m_{3/2}}{100\mathrm{GeV}}\right)\left(\frac{m_{\mathrm{gluino}}}{1\mathrm{TeV}}\right)^{-2}}$$

等号は、グラビティーノがDMのとき成立

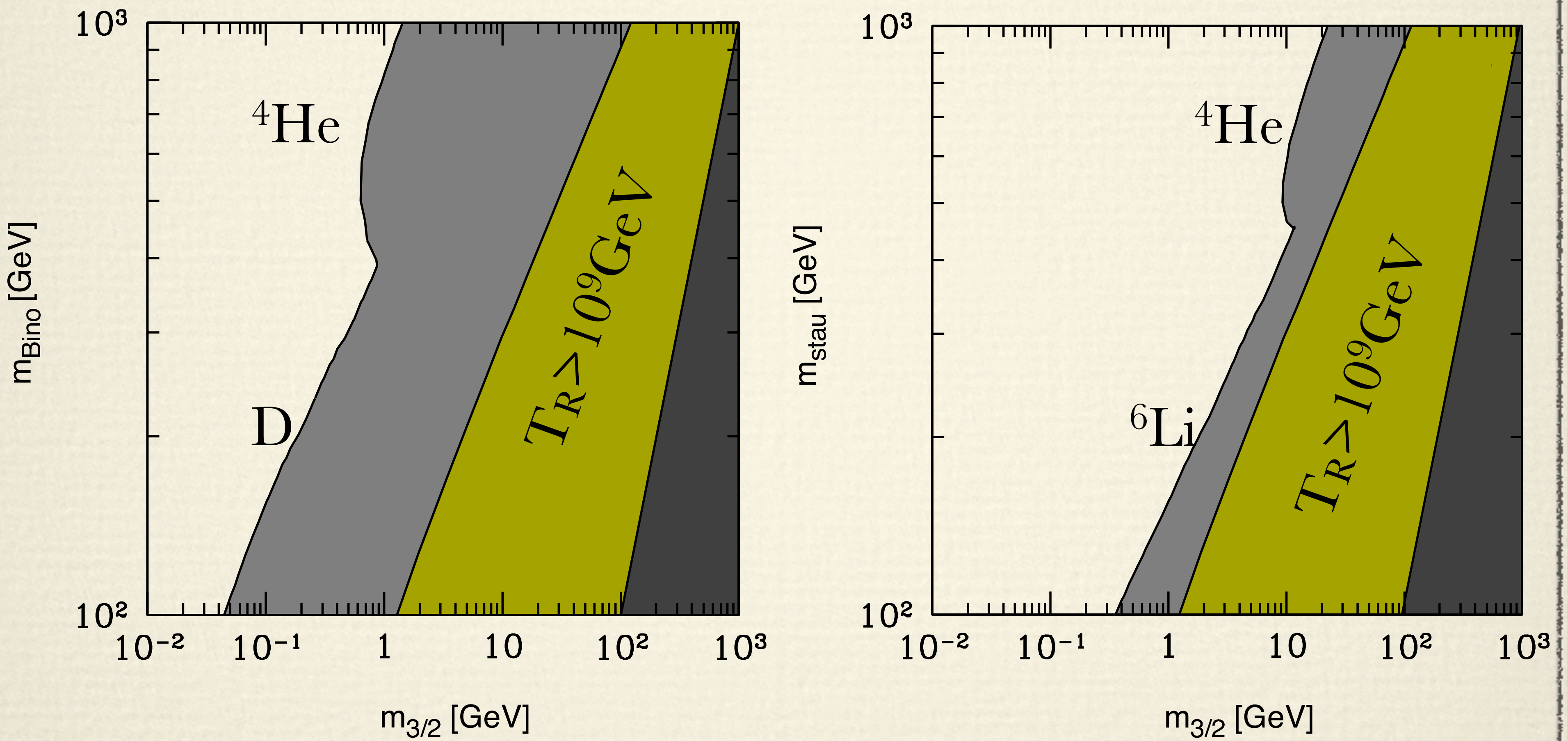
# グラビティーノ問題

BBNの制限

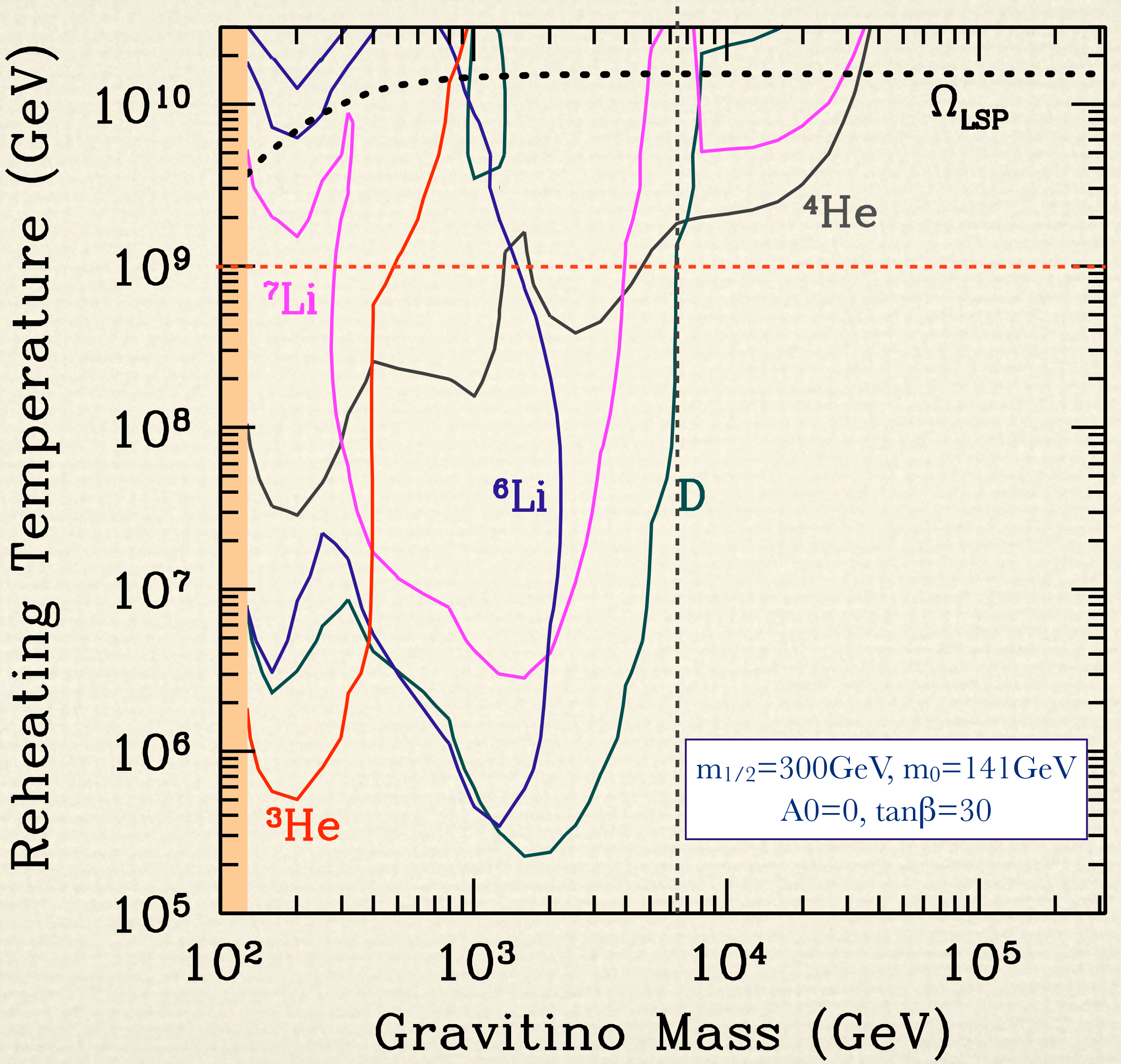
- グラビティーノLSPシナリオ
  - NLSPの崩壊がBBNを壊す
    - neutralinoがNLSP: ハドロンシャワー → D
    - stauがNLSP:触媒効果 $\tilde{\tau}^4\mathrm{He} + \mathrm{D} \to {}^6\mathrm{Li} + \tilde{\tau}$
- グラビティーノnon-LSPシナリオでも、BBNの制限は厳しい

$$T_R \leq 10^9\mathrm{GeV} \to m_{3/2} > \mathcal{O}(10^4)\mathrm{GeV}$$

# BBNの制限(グラビティーノLSP)



# BBNの制限(グラビティーノ non-LSP)




M. Kawasaki, K. Kohri, T. Moroi, and A. Yotsuyanagi, PRD78, 065011

# グラビティーノ問題 v.s. レプトジェネシス

標準的な熱的レプトジェネシスは

SUSYと相性が悪い

$T_R > 10^9 \mathrm{GeV}$ ⟷ $T_R < 10^8 \mathrm{GeV}$

レプトジェネシスの要請

グラビティーノと宇宙論の整合性

# 解決のための試行錯誤

- レプトジェネシスのシナリオをいじる
  - ~~フレイバーレプトジェネシス~~
  - レゾナントレプトジェネシス　fine tuning ?
  - 右巻きニュートリノの非熱的生成
  - ファインチューニング解　fine tuning ?
  - R-parity violationによるレプトジェネシス
- SUSYシナリオをいじる
  - 重いnon-LSPグラビティーノ　fine tuning ?
  - グラビティーノLSP with R-parity violation

# MSSM with RPV

バイリニアにR-parityを破る項を導入する

$$\mathcal{L}_{\rm RPV} = (\bar{M}^2_{HL})_i H_d^* \tilde{L}_i + (\bar{B}_L)_i H_u \tilde{L}_i + \text{h.c.}$$

左巻きのsneutrinoがvevを持つ

$$\langle \tilde{\nu} \rangle \simeq \frac{\bar{M}^2_{HL} \cos\beta + \bar{B}_L \sin\beta}{M^2_{\tilde{\nu}}} \frac{v}{\sqrt{2}}$$

Higgs vev

# RPVの効果

- BBNの制限が緩和される
  - Bino NLSPの場合： $\tilde{B} \to Z\nu, Wl, h\nu$
  - Stau NLSPの場合： $\tilde{\tau}_R \to \tau\nu$

$\tau_{NLSP} \lesssim 0.1$secであれば、BBNの制限を逃れられる

$$\boxed{\frac{\sqrt{2}\langle\tilde{\nu}\rangle}{v} \gtrsim 10^{-(11\sim12)}}$$

- gravitino(LSP)はもはや安定粒子ではない

$\tau_{3/2}$は$m_{3/2}$とsneutrino vevで決まる

グラビティーノが十分長寿命($\tau_{3/2} \gtrsim O(10^{26\text{-}27})$sec)

$$\boxed{\frac{\sqrt{2}\langle\tilde{\nu}\rangle}{v} \ll 10^{-(5\sim6)} \quad \text{for } m_{3/2}=O(100)\text{GeV}}$$

# II. 宇宙線への寄与

# グラビティーノ崩壊のシグナル

RPVによる崩壊：$\psi_{3/2} \rightarrow h\nu,\ \gamma\nu,\ Z\nu,\ W^{\pm}e^{\mp}$

anti-proton, positron, gamma-ray等
の宇宙線に寄与する可能性

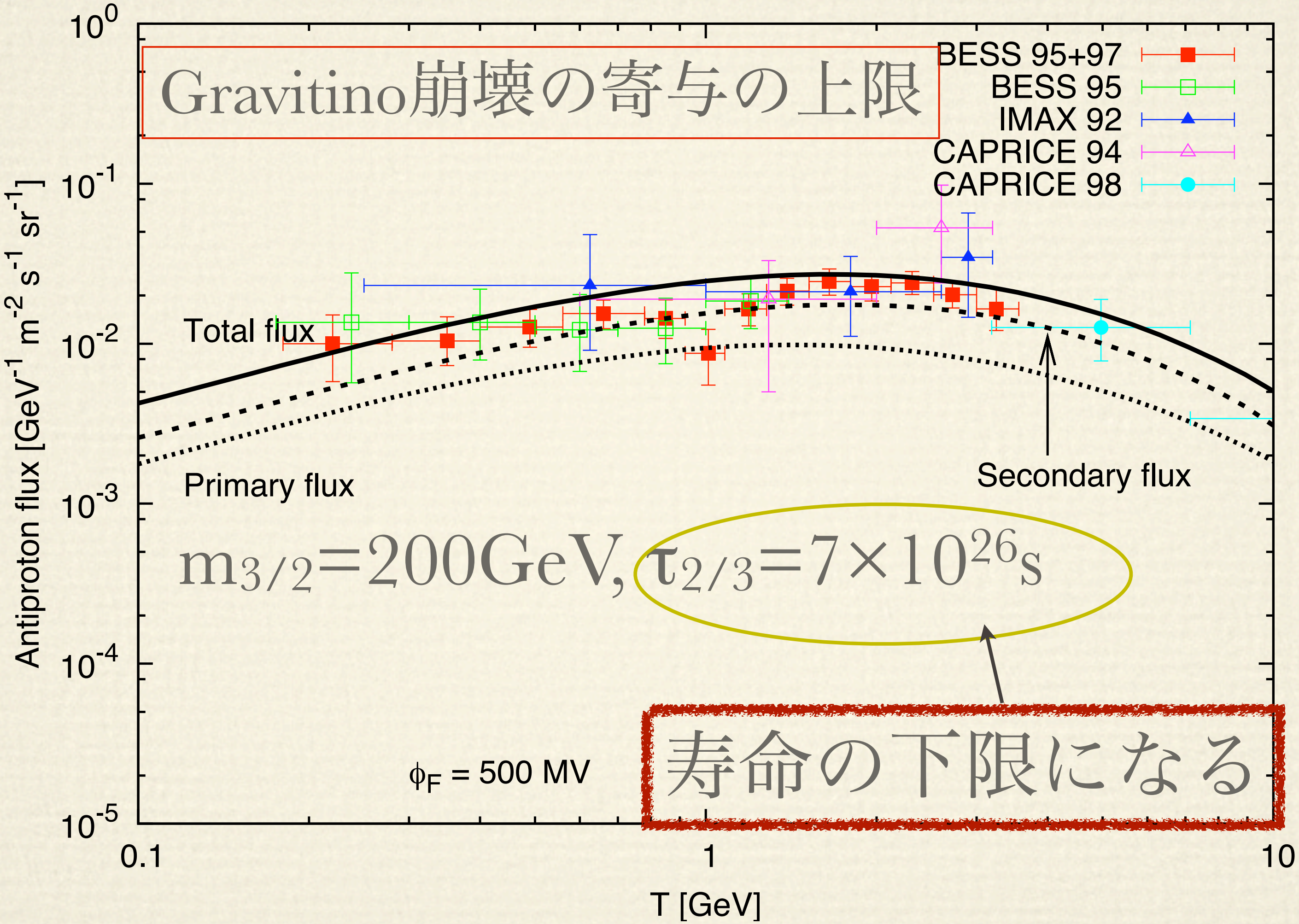
CAPRICE, BESS,
IMAX, PAMELA

EGRET, Fermi LAT

HEAT, PAMELA,ATIC,
Fermi LAT, HESS

# anti-proton fluxからの制限

W. Buchmuller, A. Ibarra, T. S, F. Takayama and D. Tran,arXiv:0906.1187

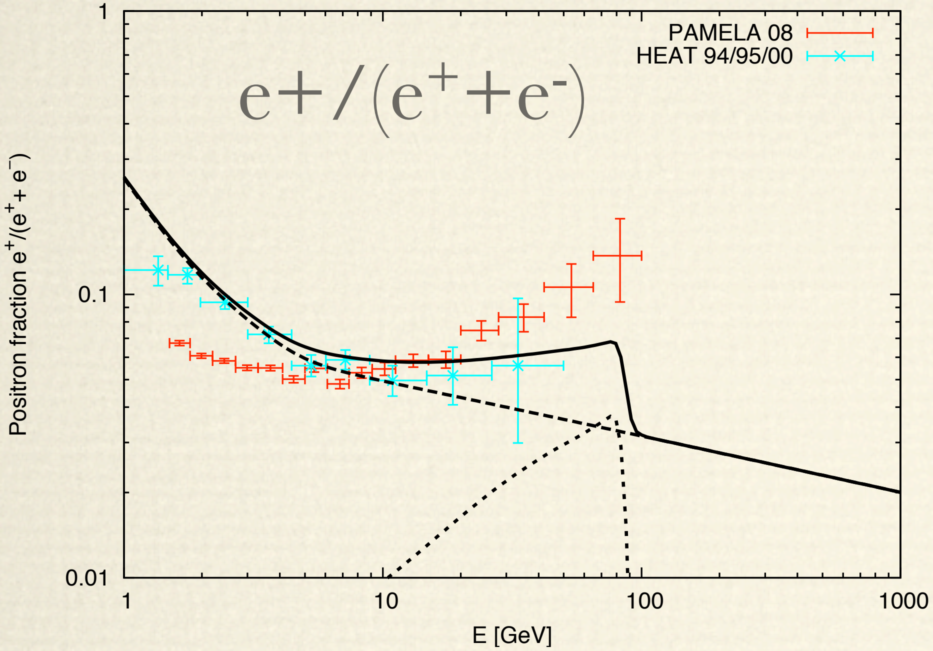


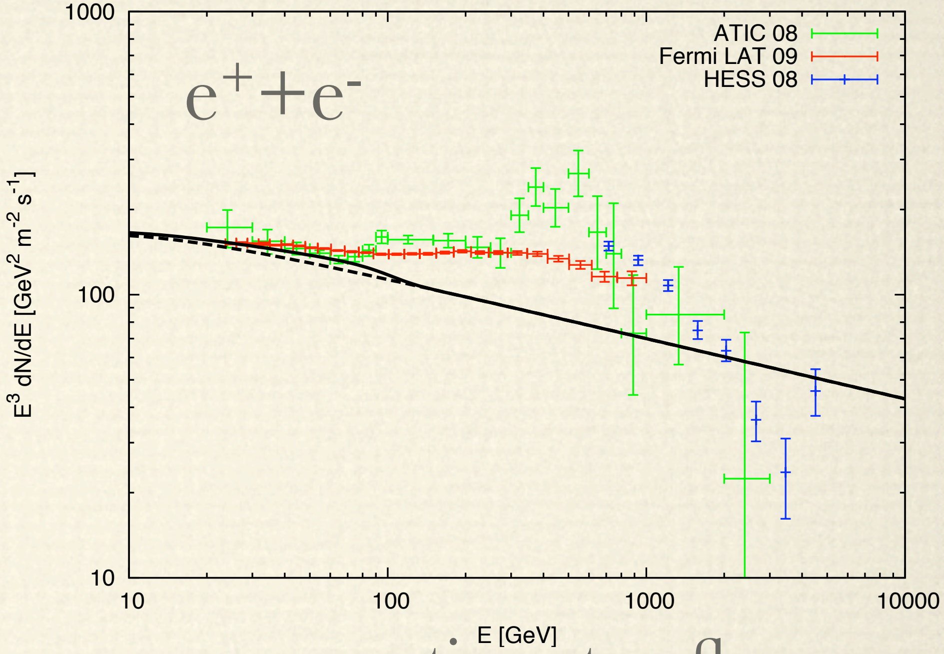

ナイーブには、flux $\propto 1/(m_{2/3}\tau_{2/3})$

質量が大きくなると、寿命の下限が下がる

# positron, $e^+ + e^-$

W. Buchmuller, A. Ibarra, T. S, F. Takayama and D. Tran,arXiv:0906.1187




anti-proton flux
による寿命の下限

$m_{3/2}$=200GeV, $\tau_{2/3}=7\times10^{26}$s

(最大のfractionが期待)

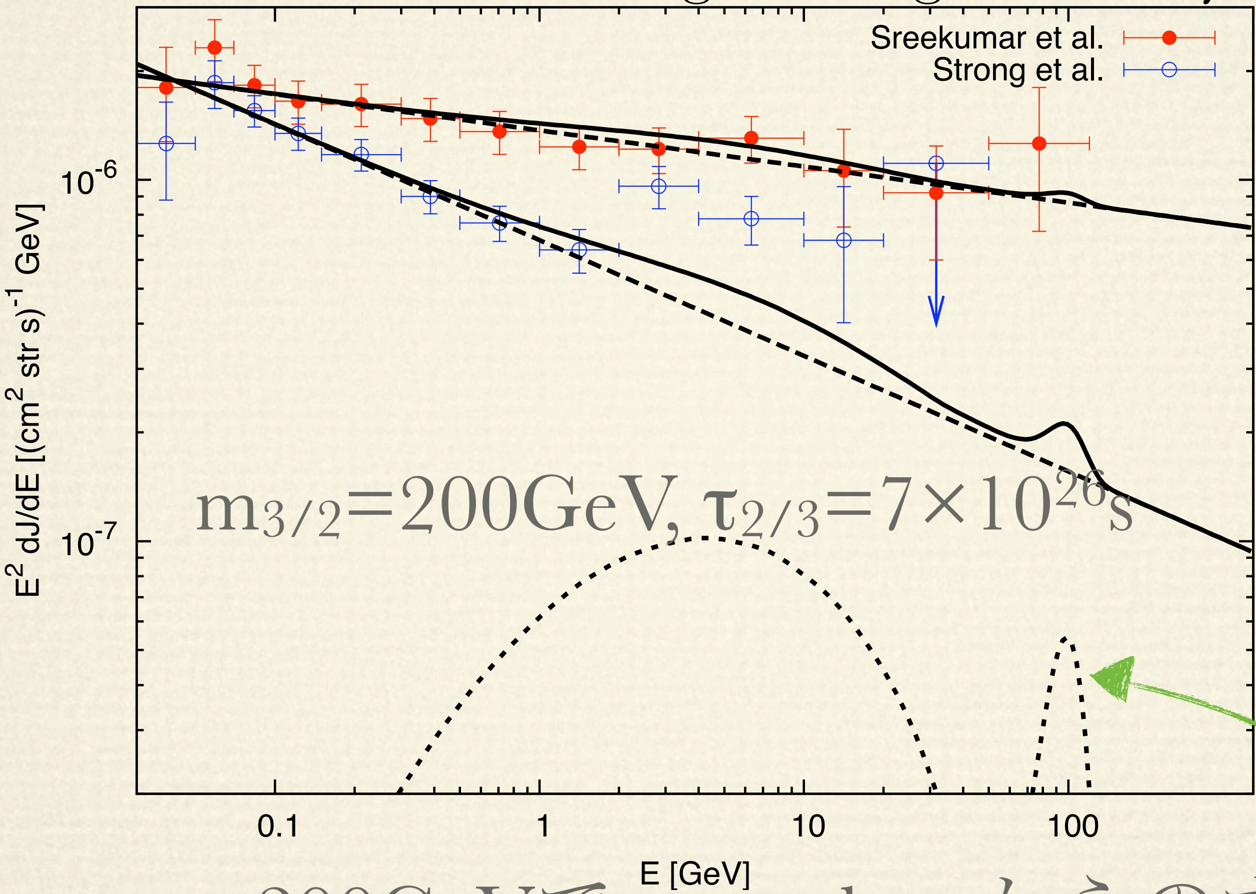
PAMELAやFermi LATのexcessを説明するには、

gravitino崩壊以外のソースが必要!!

# ガンマ線(予言)

W. Buchmuller, A. Ibarra, T. S, F. Takayama and D. Tran,arXiv:0906.1187

The diffuse extra galactic gamma ray




- $m_{3/2}$>200GeVでpower low からのずれ
- E~$m_{3/2}/2$のところにline spectrum

# III.再加熱温度と
# レプトジェネシス

# グラビティーノ問題とレプトジェネシス

標準的レプトジェネシス⇒$T_R > 10^9$GeV

これを実現するのは、どういう場合か?

$\Omega_{3/2}h^2 \leq \Omega_{DM}h^2$

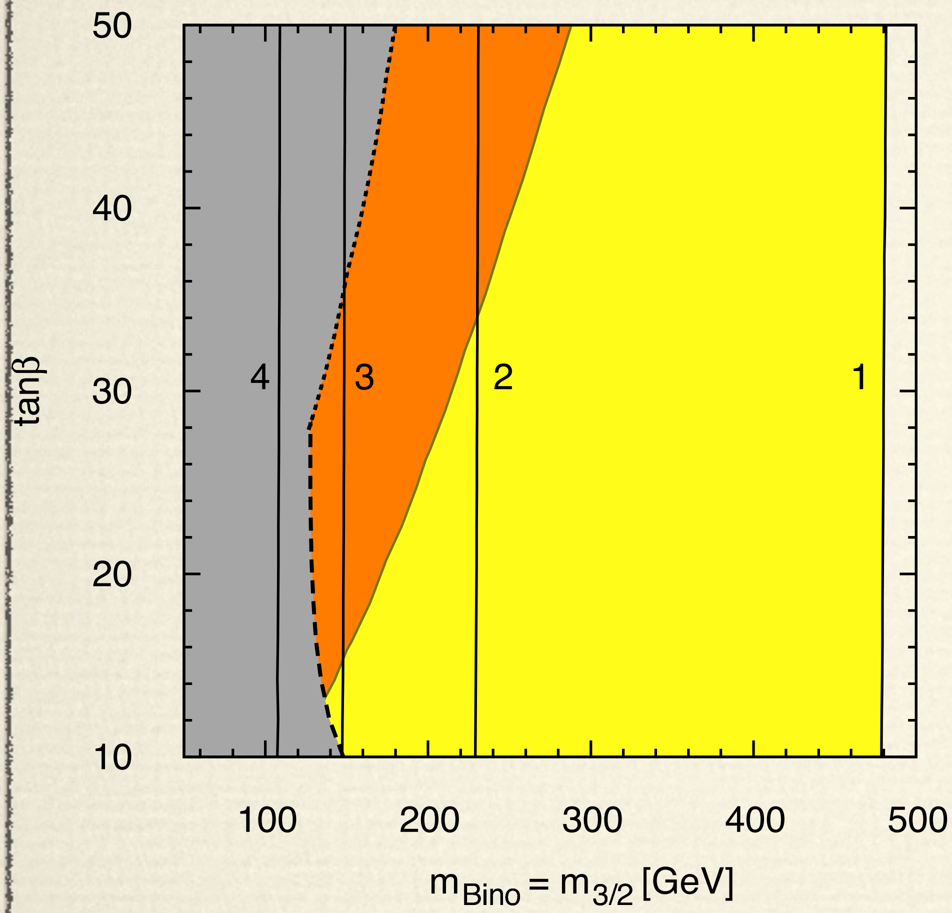
$$\boxed{T_R \lesssim 2 \times 10^9 \mathrm{GeV} \left(\frac{m_{3/2}}{m_{\mathrm{NLSP}}}\right)\left(\frac{m_{3/2}}{100\mathrm{GeV}}\right)\left(\frac{m_{\mathrm{gluino}}}{1\mathrm{TeV}}\right)^{-2}}$$

低エネルギースケールの観測量として、次を考える

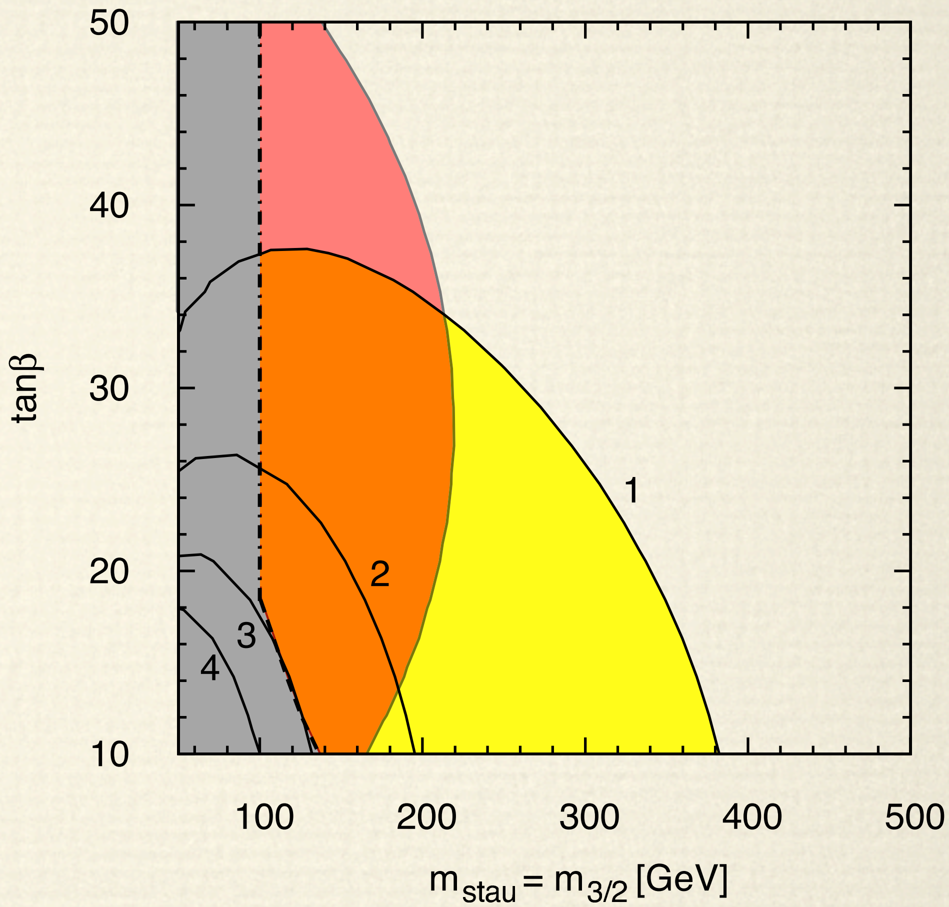
- ヒッグス質量の制限:$m_h \geq 114$GeV
- $b \to s + \gamma$ : $2 \times 10^{-4} \leq Br(B_d \to X_S \gamma) \leq 4 \times 10^{-4}$
- $m_{\mathrm{charged}} > 100$GeV
- muon g-2: $a_\mu(\mathrm{exp}) - a_\mu(\mathrm{SM}) = 302(88) \times 10^{-11}$

# $T_R$ on $m_{3/2}$ and $\tan\beta$

W. Buchmuller, M. Endo and T. S, JHEP, 0811, 079




model A(Bino NLSP)
$m_0 = m_{1/2}$, $a_0 = 0 @ \mu_{GUT}$

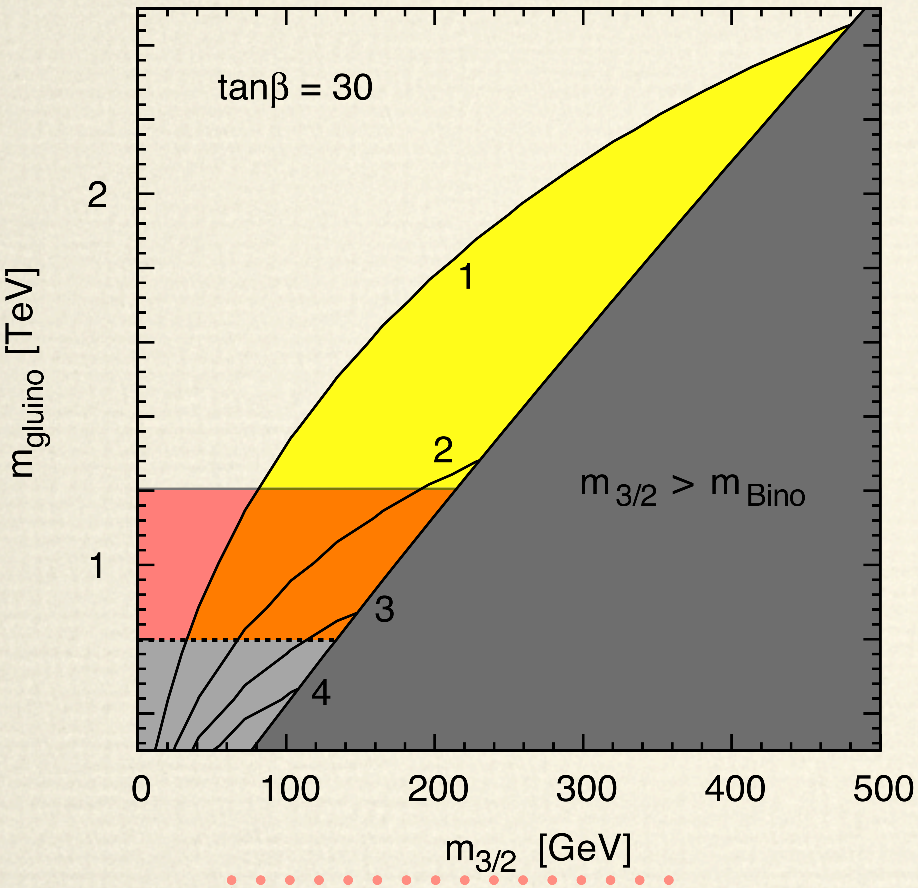



model B(Stau NLSP)
$m_0 = m_{1/2} = a_0 = 0 @ \mu_{GUT}$

$m_{3/2} = m_{NLSP}$のとき$T_R$の上限が最大

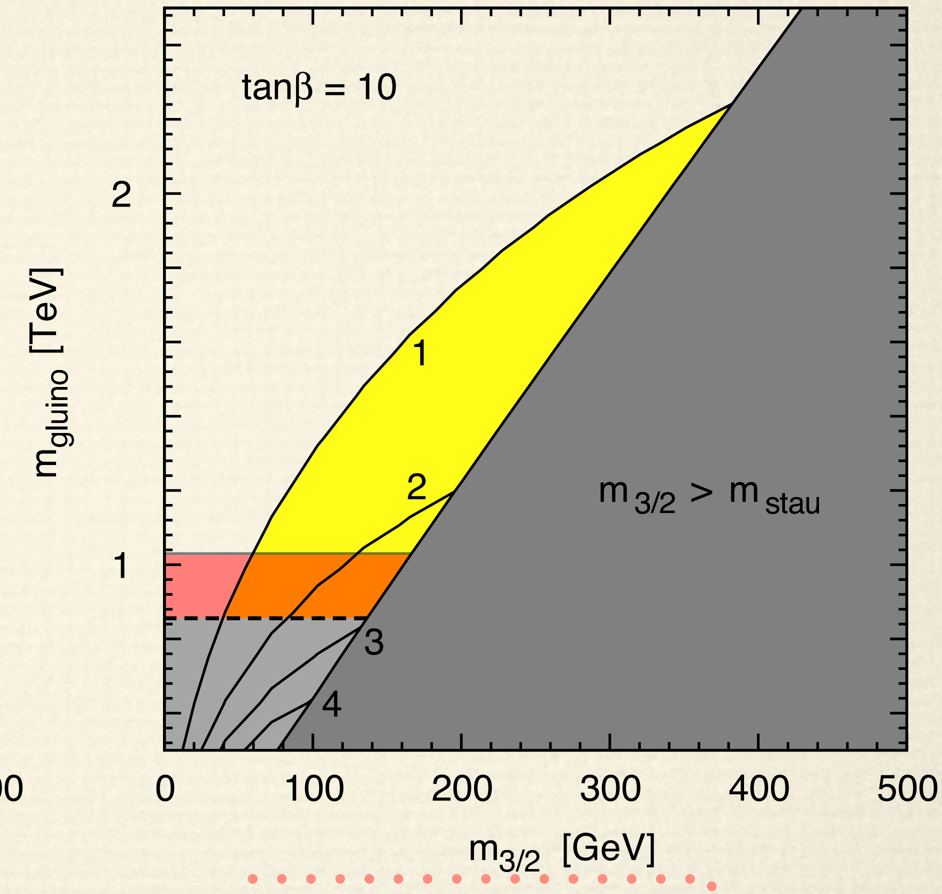
# $m_{3/2}$ and $m_{gluino}$

W. Buchmuller, M. Endo and T. S, JHEP, 0811, 079




model A(Bino NLSP)

$m_0=m_{1/2}$, $a_0=0@\mu_{GUT}$




model B(Stau NLSP)

$m_0=m_{1/2}=a_0=0@\mu_{GUT}$

$T_R>10^9$GeVはLHCでテスト可能

# IV.モデル

# 微小なRPVの起源を考える

M. Endo and T. S, arXiv:0903.1813

$$\tau_{3/2} \simeq 1 \times 10^{27}\mathrm{sec}\left(\frac{\eta}{10^{-9}}\right)^{-2}\left(\frac{m_{3/2}}{100\mathrm{GeV}}\right)^{-3}, \quad \eta = \frac{\langle\tilde{\nu}\rangle}{v}$$

$$\boxed{\tau_{3/2} > 10^{27}\mathrm{sec}} \rightarrow \boxed{\eta = 10^{-9}\left(\frac{m_{3/2}}{100\mathrm{GeV}}\right)^{-3/2}}$$

anti-proton flux

このように小さい量を自然に与える模型を考える

MSSM+RNで右巻きニュートリノセクターに

RPV項を加える $W = Y_N N^c L H + \frac{M_N}{2} N^c N^c + \lambda N \bar{H}$

# 微小なsneutrinoのvev

右巻きニュートリノが十分重いとする

$$W = -\frac{\lambda Y_N (LH)(H\bar{H})}{M_N}$$

一種のSeesaw

この項によって、Higgsがvevを持ったときに、sneutrinoもvevを持つ

$$\langle \tilde{\nu} \rangle \simeq -\frac{\lambda Y_N \mu v^3 \sin^3\beta}{M_N M_{\tilde{\nu}}^2}$$

$$Y_N = \frac{\sqrt{M_N \bar{m}_\nu}}{\sin\beta}$$

$$\eta \simeq 0.6 \times 10^{-10} \lambda \left(\frac{M_N}{10^9\mathrm{GeV}}\right)^{-1/2} \left(\frac{M_{\tilde{\nu}}}{1\mathrm{TeV}}\right)^{-2} \left(\frac{\mu}{1\mathrm{TeV}}\right) \left(\frac{\bar{m}_\nu}{0.1\mathrm{eV}}\right)^{1/2} \sin^2\beta$$

O(1)のRPVから、微小なRPVが得られた

# RPV項のその他の役割

RPV項W=λNHH̄はDavidson-Ibarra boundを緩和する

$$
\begin{aligned}
\epsilon_1 &= -\frac{1}{8\pi}\frac{1}{(Y_N Y_N^\dagger)_{11}+|\lambda_1|^2} \\
&\quad \times \sum_{i\neq 1} \mathrm{Im}\left[(Y_N Y_N^\dagger)_{i1}(\lambda_i \lambda_1^*) f\left(\frac{M_i^2}{M_1^2}\right) + \frac{2(Y_N Y_N^\dagger)_{i1}(\lambda_i^* \lambda_1)}{M_i^2/M_1^2 - 1}\right] \\
\epsilon_1 &\simeq 2\times 10^{-4}\mathrm{Im}[c_1^* \lambda_i] \\
&\quad \times \left(\frac{M_1}{10^8\mathrm{GeV}}\right)^{1/2}\left(\frac{M_i/M_1}{10}\right)^{1/2}\left(\frac{\tilde{m}_1}{10^{-3}\mathrm{eV}}\right)^{-1/2}\left(\frac{\bar{m}'_\nu}{0.1\mathrm{eV}}\right)\frac{1}{\sin^2\beta}
\end{aligned}
$$

ここで、

$$
\begin{aligned}
c_1 &= \lambda_1 v/\sqrt{M_1 \tilde{m}_1}\,, \quad (Y_N Y_N^\dagger)_{i1} = \bar{m}'_\nu \sqrt{M_1 M_i}/v^2 \sin^2\beta\,, \\
\tilde{m}_1 &= [(Y_N Y_N^\dagger)_{11} + |\lambda_1|^2] v^2/M_1
\end{aligned}
$$

$\mathrm{T_R} \ll 10^9$GeVでも十分なバリオン数が生成される

# V. まとめ

# まとめ

- レプトジェネシスはSUSYと相性が悪い
- Rパリティを破る項を導入することにより、$T_R=10^9$GeVを実現することが可能になる。
- グラビティーノ崩壊が宇宙線に寄与
  - anti-protonのfluxによって、寿命の下限が与えられる。
  - PAMELA等で見えているずれをグラビティーノの崩壊だけで説明するのは困難(パルサー等の寄与が必要)
  - Fermi LATによるガンマ線の観測で、グラビティーノからの寄与が見え得る

# まとめ

- $T_R=10^9$GeVを実現するようなパラメータ領域では、比較的軽いgluinoが示唆⇒LHCで確認可
- このような模型では、Rパリティを破る項が非常に小さいことが要求されるが、そのような小さなRパリティを破る項を与える模型を構築した。
  - 右巻きニュートリノセクターのRPV項が、Seesawによって自然に小さくなる。
  - レプトジェネシスに必要な$T_R$も小さくなり、$T_R=10^8$GeV程度以下でも十分なバリオン数が得られる。
  - ただし、$M_1$を小さくしすぎると、RPVを得る際にFine tuningが必要になる。

Fin

# バックアップ

# フレイバーレプトジェネシス

$10^9\mathrm{GeV} \leq T_R \leq 10^{12}\mathrm{GeV}$

τ湯川相互作用($l_3 \rightarrow \tau_R + \phi$)がハッブル膨張($H \sim T^2/M_P$)に比べて速くなる。 → 2 flavour case (τとそれ以外)

$T_R \leq 10^9\mathrm{GeV}$

τとμの湯川相互作用がハッブル膨張に比べて速くなる。 → 3 flavour case (e,μ,τ)

フレイバーによって、全レプトン数Lへの寄与の仕方が変わる

# フレイバーレプトジェネシス

例えば、3flavour caseでは

$$\eta_B = -0.02 \left( \epsilon_1^e \kappa \left( \frac{151}{179} \tilde{m}_1^e \right) + \epsilon_1^\mu \kappa \left( \frac{344}{537} \tilde{m}_1^\mu \right) + \eta_1^\tau \kappa \left( \frac{344}{537} \tilde{m}_1^\tau \right) \right)$$

$$\epsilon_1^\alpha \simeq \frac{1}{8\pi (Y_N Y_N^\dagger)_{11}} \sum_{i \neq 1} \mathrm{Im} \left[ (Y_N)_{i\alpha} (Y_N^*)_{1\alpha} (Y_N Y_N^\dagger)_{i1} \right] f\left( \frac{M_i^2}{M_1^2} \right)$$

$$\tilde{m}_1^\alpha = \frac{|(Y_N)_{1\alpha}^2|}{M_1} \langle \phi \rangle^2$$

MNS行列の位相が寄与する

しかし、フレイバーの効果を入れても、

$T_R \geq 10^9$GeVが必要

S. Blanchet and P. Di Bari, JCAP 07031,018.

# レゾナントレプトジェネシス

$$\epsilon_1 = \frac{1}{8\pi (Y_N Y_N^\dagger)_{11}} \sum_{i\neq 1} \mathrm{Im}\left[(Y_N Y_N^\dagger)^2_{i1}\right] \boxed{f\left(\frac{M_i^2}{M_1^2}\right)}$$

$$\simeq -\frac{3}{8\pi (Y_N Y_N^\dagger)_{11}} \sum \mathrm{Im}\left[(Y_N Y_N^\dagger)^2_{i1}\right] \frac{M_1}{M_i}$$

$M_1 \ll M_2, M_3$ のときに有効

M1=M2で発散する

$M_1 \to M_2$ で $|\varepsilon_1|$ が急激に増幅する

Davidson-Ibarra boundを超えることができる!!

例えば、$M_1 \simeq 1$TeVでもOK

ただし、$M_1$ と $M_2$ が激しく縮退することが必要

# ファインチューニング解

$M_1/M_i$の高次項を考える

$$\epsilon_1 = \frac{1}{8\pi (Y_N Y_N^\dagger)_{11}} \sum_{i\neq 1} \mathrm{Im}\left[ (Y_N Y_N^\dagger)^2_{i1} \right] f\left(\frac{M_i^2}{M_1^2}\right)$$

$$\simeq \frac{M_1}{16\pi \sum_j m_j |R_{j1}|^2} \left( \boxed{\sum_j m_j^2 R_{1j}^2} + \boxed{\frac{7}{3} \sum_{j\neq 1} \sum_{l,l'} m_l m_{l'} R_{1l} R_{1l'} \left( R^*_{jl} R^*_{jl'} \frac{M_1^2}{M_j^2} \right)} + \mathcal{O}(M_1^4/M_j^4) \right).$$

Davidson-Ibarra bound

この項が効けば、$T_R$を下げられる

$R_{1l}R_{1l'}$ が$(M_1/M_j)^2$より大きければ可能

M. Raidal, A. Strumia, and K. Truzynski, PLB609,351

これはシーソー関係式にfine tuningを要求する