

日本物理学会第67回年次大会（関西学院大学（西宮市）), 2012年3月24日

# SUSY模型における 隅野メカニズム

Based on ArXiv:1203. 2028

“Family Gauge Bosons with Inverted Mass Hierarchy”

小出義夫（大阪大理） 山下敏史（益川塾）

このスライドは GUT2012@YITP で用いたものの日本語版（短縮版）です。

# Contents

## 1. 動機:

なぜ逆階層の質量を持ったゲージボソンを考えるのか？

2. モデルの概略 (割愛: [ArXiv:1203.2028](#) をご覧下さい.)

3. 隅野モデルと比べての特徴

4. このモデルの痕跡をどこで見えるか？

5. まとめ

# 1. 動機:なぜ逆階層の質量を持った ゲージボソンを考えるのか?

## 1.1 隅野はなぜファミリー・ゲージ対称性を必要としたか?

2009: 隅野は荷電レプトンの質量公式

$$K \equiv \frac{m_e + m_\mu + m_\tau}{(\sqrt{m_e} + \sqrt{m_\mu} + \sqrt{m_\tau})^2} = \frac{2}{3}$$

が, ポール質量では  $10^{-5}$  の精度で成立するのに, ランニング質量では  $10^{-3}$  しか成立しないことを重視した:

$$K^{pole} = (2/3) \times (0.999989 \pm 0.000014)$$

$$K(\mu) = (2/3) \times (1.00189 \pm 0.000002)$$

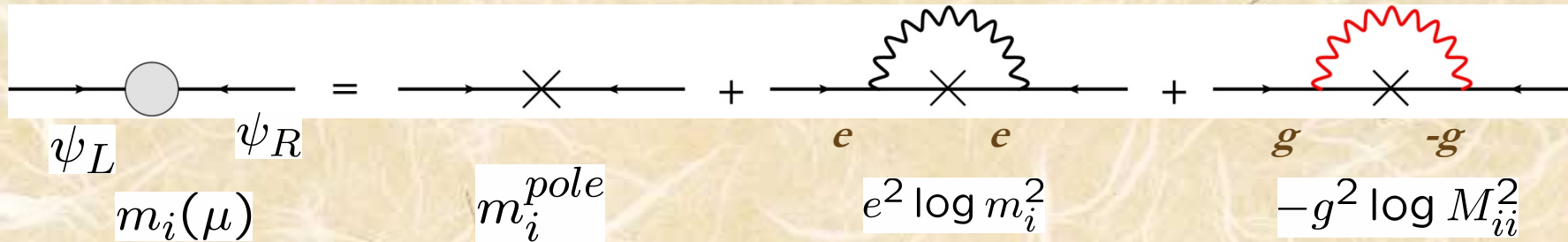
at  $\mu = m_Z$

この違いは QED 輻射補正からでてる.

$$\delta m_i = -\frac{\alpha(\mu)}{\pi} m_i \left( 1 + \frac{3}{4} \log \frac{\mu^2}{m_i^2} \right)$$

もし  $m_i \rightarrow m_i(1 + \varepsilon_0 + \varepsilon_i)$  なる変換を考えると,  $\varepsilon_i = 0$  であれば,  $K$  は不変となることに注意しよう.

隅野はこのQEDの  $e^2 \log m_i^2$  項を, ファミリー・ゲージ・ボソンの寄与によって打ち消すというアイデアを提案した. PLB&JHEP(2009)

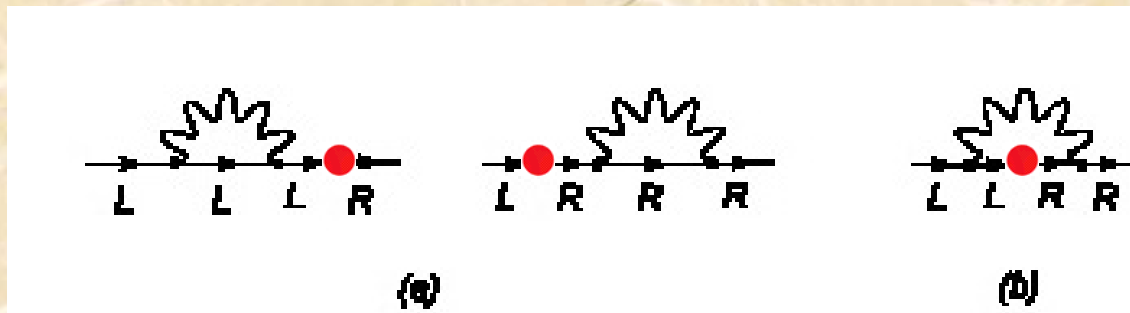


この打ち消しが成立するためには次の点が重要:

(i)  $(\psi_L, \psi_R) = (\mathbf{3}, \mathbf{3}^*)$  of the U(3) family symmetry

(ii) Masses of the gauge bosons  $A_i^j$ :  $M_{ij} \equiv m(A_i^j) \propto \sqrt{m_{ei} + m_{ej}}$

しかし, 図 (b) からの寄与は, SUSYシナリオではゼロであることを注意!



それ故, 隅野メカニズムは SUSY モデルには適用できない!

## 1.2 我々のモデルの動機

閏野メカニズムをSUSYモデルにも使いたい！

図(a)[Wave function renormalization diagram]を利用するより手はない。

photon

family gauge bosons

$$\varepsilon_i = \rho \left( \log \frac{m_{ei}^2}{\mu^2} + \zeta \sum_j \log \frac{M_{ij}^2}{\mu^2} \right)$$

$$\rho = \frac{3\alpha_{em}}{4\pi}, \quad \zeta = \frac{2\alpha_F}{3\alpha_{em}},$$

$\zeta > 0$  であるから、打ち消しが起こるためには、閏野モデルとは逆に、ゲージボゾン質量を逆階層に考えざるを得ない。

$$M_{ij}^2 \equiv m^2(A_j^i) \propto \left( \frac{1}{m_{ei}} + \frac{1}{m_{ej}} \right)$$

## 2. モデルの概略

2種類のスカラー  $\Phi$  ( $\bar{\Phi}$ ) と  $\Psi$  ( $\bar{\Psi}$ ) とを導入する.

(i) 荷電レプトンの質量行列  $M_e$  は  $\Phi$  ( $\bar{\Phi}$ ) によって与えられる:

$$M_e \propto \langle \bar{\Phi} \rangle \langle \Phi \rangle$$

(ii) ファミリー・ゲージ・ボソン質量  $M_{ij}$  は主として  $\langle \Psi \rangle$  ( $\langle \bar{\Psi} \rangle$ ) で与えられると考える:

即ち  $|\langle \Psi \rangle| \gg |\langle \Phi \rangle|$  であるようにモデルを作る.

(iii) 隅野機構が働くよう,  $M_{ij}$  に逆階層の質量を持たせる:

即ち,  $\langle \Phi \rangle \langle \Psi \rangle \propto 1$  となるようにモデルを作る.

For more details, see YK and TY, [arXiv:1203.2028](#)



**No time! Skip this page!**

(i) Charged lepton mass matrix  $M_e \propto \langle \bar{\Phi} \rangle \langle \Phi \rangle$

**We assume the superpotential**

$$W_Y = y_{\ell} l_i \bar{\Phi}_{\alpha}^i \bar{L}^{\alpha} + y_H L_{\alpha} H_d \bar{E}^{\alpha} \\ + y_e E_{\alpha} \Phi_j^{\alpha} e^{c j} + M_E E_{\alpha} \bar{E}^{\alpha} + M_L L_{\alpha} \bar{L}^{\alpha}$$

**and we obtain**

$$W_Y^{eff} = \frac{y_H y_{\ell} y_e}{\lambda_E M_E M_L} l_i \bar{\Phi}_{\alpha}^i \Phi_j^{\alpha} e^{c j} H_d$$

**where**  $\Phi_i^{\alpha} \sim (3, 3^*)$  of  $U(3) \times U(3)'$



**No time! Skip this page!**

## (ii) Relation $\langle \Phi \rangle \langle \Psi \rangle \propto \mathbf{1}$

- We assume the superpotential

$$W_{\Phi\Psi} = (\lambda_A \bar{\Psi}_\alpha^i \Phi_j^\alpha + \bar{\lambda}_A \bar{\Phi}_\alpha^i \Psi_j^\alpha) (\Theta_A)_i^j + (\lambda'_A \bar{\Psi}_\alpha^i \Phi_i^\alpha + \bar{\lambda}'_A \bar{\Phi}_\alpha^i \Psi_i^\alpha - \mu_A S) (\Theta_A)_i^j \\ + (\lambda_B \Phi_i^\alpha \bar{\Psi}_\beta^i + \bar{\lambda}_B \Psi_i^\alpha \bar{\Phi}_\beta^i) (\Theta_B)_\alpha^\beta + (\lambda'_B \Phi_i^\alpha \bar{\Psi}_\alpha^i + \bar{\lambda}'_B \Psi_i^\alpha \bar{\Phi}_\alpha^i - \mu_B S) (\Theta_B)_\alpha^\beta$$

- We assume that  $W_{\Phi\Psi}$  is invariant under the exchange  $U(3) \leftrightarrow U(3)'$ . Then, we obtain

$$\langle \Phi \rangle = \langle \bar{\Phi} \rangle = v_\Phi Z, \quad \langle \Psi \rangle = \langle \bar{\Psi} \rangle = v_\Psi Z^{-1}$$

We take a diagonal form of  $Z$  as follows

$$Z = \begin{pmatrix} z_1 & 0 & 0 \\ 0 & z_2 & 0 \\ 0 & 0 & z_3 \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} \sqrt{m_e} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{m_\mu} & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{m_\tau} \end{pmatrix} \quad \text{with } z_1^2 + z_2^2 + z_3^2 = 1$$

$$z_1 = 0.016473, z_2 = 0.23688, z_3 = 0.97140$$





**No time! Skip this page!**

(iii) Relation  $v_\Phi/v_\Psi \sim O(\varepsilon)$

- We assume the superpotential by introducing a field S

$$W_\Phi = \lambda_1 \Phi_i^\alpha \bar{\Phi}_\alpha^i \theta_\Phi - \lambda_2 S^2 \theta_\Phi$$

- Here, S is a family singlet field, and U(1) is softly broken by  $W_{br} = \mu_S S \theta_S - \varepsilon \mu_S^2 \theta_S \implies \langle S \rangle = \varepsilon \mu_S$

We can conclude that  $\langle \Phi \rangle \sim \varepsilon \mu_S$

- Thus, by neglecting the contribution of  $\langle \Phi \rangle$ , we obtain

$$M_{ij}^2 \equiv m^2(A_j^i) \simeq g_F^2 v_\Psi^2 \left( \frac{1}{z_i^2} + \frac{1}{z_j^2} \right) \propto \left( \frac{1}{m_i} + \frac{1}{m_j} \right)$$

### 3. 閏野モデルと比べての特徴

	Sumino	K-Y
	Non-SUSY	SUSY
U(3) assignment of ( $e_L, e_R$ )	$\sim (3, 3^*)$	$\sim (3, 3)$
Anomaly model	a model with anomaly	an anomaly-less
Gauge boson masses	Normal $M_{ij} \propto \sqrt{m_i + m_j}$	Inverted $M_{ij} \propto \sqrt{\frac{1}{m_i} + \frac{1}{m_j}}$
Family currents	$(J_\mu)_i^j = \bar{\psi}_L^j \gamma_\mu \psi_{Li} - \bar{\psi}_{Ri} \gamma_\mu \psi_R^j$	$(J_\mu)_i^j = \bar{\psi}^j \gamma_\mu \psi_i$
Effective $\Delta N_F = 2$ int.	appear even if $U_q = 1$	not appear in the limit of $U_q = 1$

# 4. このモデルの痕跡をどこで見えるか？

- ファミリー量子数は荷電レプトンの質量行列  $M_e$  が対角型となっている基底で定義されていることに注意！

即ち,  $M_e$  が対角型となっている基底で,  $A_i^j$  は質量が与えられる.

- この基底では, 一般に, クォークは混合状態にあるであろうから, ハドロンの関与するモードではクォーク混合  $U_u$  と  $U_d$  の値を知ることなしには, 現象論を議論できない.

我々は CKM 混合  $U_{CKM} = U_u^\dagger U_d$  の値はほぼ実験から知っているが  $U_u$  と  $U_d$  について, 個別の値については知らない.

- 例えば,  $K^0-\bar{K}^0$  混合の予言値は  $U_d$  の値に敏感に依存する. この現象論的探索では, クォーク混合のモデルについては言及しないので, 従って,  $K^0-\bar{K}^0$  混合については議論しない.

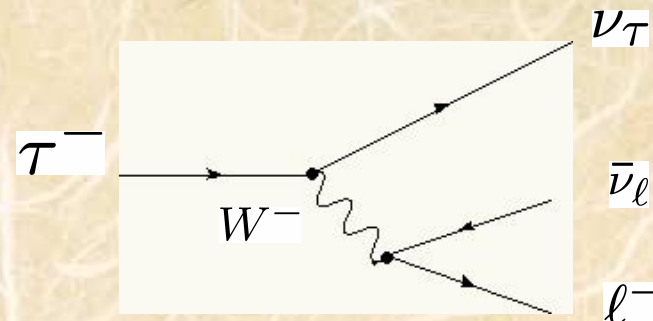
The pure-leptonic decays are independent of a model of the quark mixing

## 4.1 タウ崩壊における e-μ 普遍性からのズレ

Weak interactions

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{e}_j \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_j) (\bar{\nu}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) e_i)$$

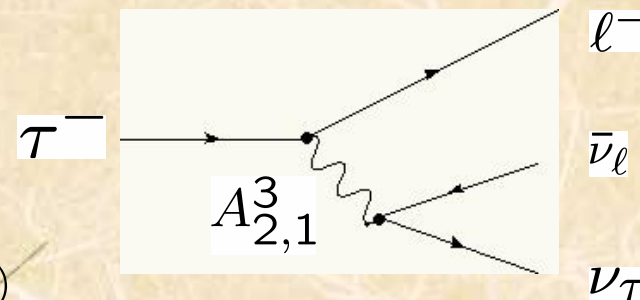
$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_W^2}{8M_W^2} = \frac{1}{2v_W^2}$$



に加えて, **family current-current interactions**

$$\frac{G_{ij}}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_i \gamma_\mu \nu_j) (\bar{e}_j \gamma^\mu e_i)$$

$$\frac{G_{ij}}{\sqrt{2}} = \frac{g_F^2}{2M_{ij}^2} \simeq \frac{z_j^2}{2v_\Psi^2}$$



$$(z_1, z_2, z_3) = (0.016473, 0.23688, 0.97140)$$

したがって, 次のような e-μ 普遍性からのズレが期待できる:

$$R_\tau \equiv \frac{1 + \epsilon_\mu}{1 + \epsilon_e} = \left[ \frac{B(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) f(m_e/m_\tau)}{B(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) f(m_\mu/m_\tau)} \right]^{1/2}$$

$$f(m_e/m_\tau)/f(m_\mu/m_\tau) = 1.028215$$

$$\epsilon_j \simeq \frac{1}{4} z_j^2 (v_W/v_\Psi)^2$$

$$R_\tau \equiv \frac{1 + \epsilon_\mu}{1 + \epsilon_e} = \left[ \frac{B(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) f(m_e/m_\tau)}{B(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) f(m_\mu/m_\tau)} \right]^{1/2} \quad \begin{array}{l} r = v_W/v_\Psi \\ v_W = 246 \text{ GeV} \end{array}$$

$$\epsilon_\mu \simeq \frac{1}{4} z_2^2 r^2 = 1.4 \times 10^{-2} r^2 \quad \epsilon_e \simeq \frac{1}{4} z_1^2 r^2 = 6.8 \times 10^{-5} r^2$$

**実験値 (PDG10)**  $B(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = (17.39 \pm 0.04)\%$   
 $B(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = (17.82 \pm 0.04)\%$

$$\longrightarrow R_\tau^{exp} = 1.0017 \pm 0.0016$$

この結果は、逆階層質量のファミリー・ゲージ・ボソン モデルにとって都合がよい。(もし、正常階層モデルなら  $R_\tau < 1$  となるはず。)

もし、中央値  $\Delta R_\tau \simeq \epsilon_\mu \sim 0.0017$  を採用するなら

$$\longrightarrow r \sim 0.35 \quad \longrightarrow v_\Psi \sim 0.7 \text{ TeV}$$

この値はやや低すぎると思われる。

我々は  $r \sim 10^{-1}$  ( $v_\Psi \sim \text{a few TeV}$ ) と推測する。

$$\longrightarrow \Delta R_\tau \equiv R_\tau - 1 \sim 10^{-4}$$

この程度の値なら、近い将来のタウ・ファクトリーで検出が期待される。

## 4.2 ファミリー数保存のPSメソンのセミレプトニック崩壊

(ただし、レプトン数は破れる)

このモードも、比較的  $U_u$  and  $U_d$  の値にはあまり大きくは依存しない。

$U_u = 1$  and  $U_d = 1$  の極限での  
予言値は以下の通り:

$$B(K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ e^-) \simeq 4.88 \times 10^{-8} r^4$$

$$B(K_L \rightarrow \pi^0 \mu^\pm e^\mp) \simeq 9.82 \times 10^{-8} r^4$$

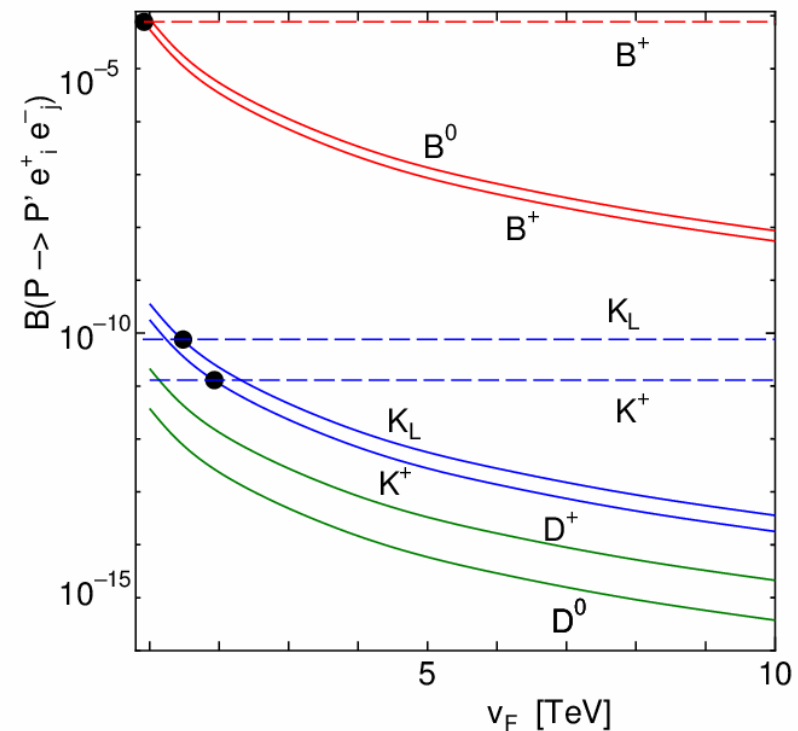
$$B(D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^- e^+) \simeq 5.83 \times 10^{-9} r^4$$

$$B(D^0 \rightarrow \pi^0 \mu^- e^+) \simeq 1.03 \times 10^{-9} r^4$$

$$B(B^+ \rightarrow K^+ \mu^- \tau^+) \simeq 1.51 \times 10^{-2} r^4$$

$$B(B^0 \rightarrow K^0 \mu^- \tau^+) \simeq 2.37 \times 10^{-2} r^4$$

**K- and B-decays については  
あと一息で、観測にかかるであろう。**

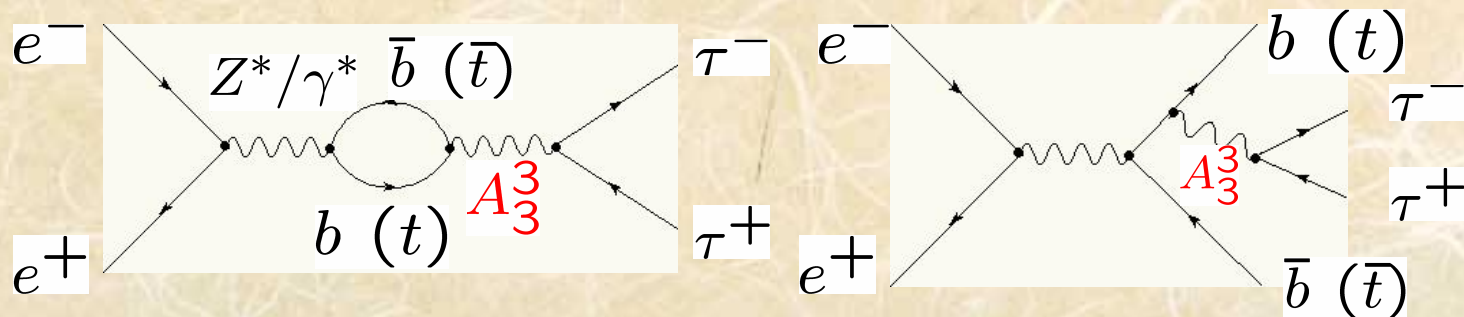
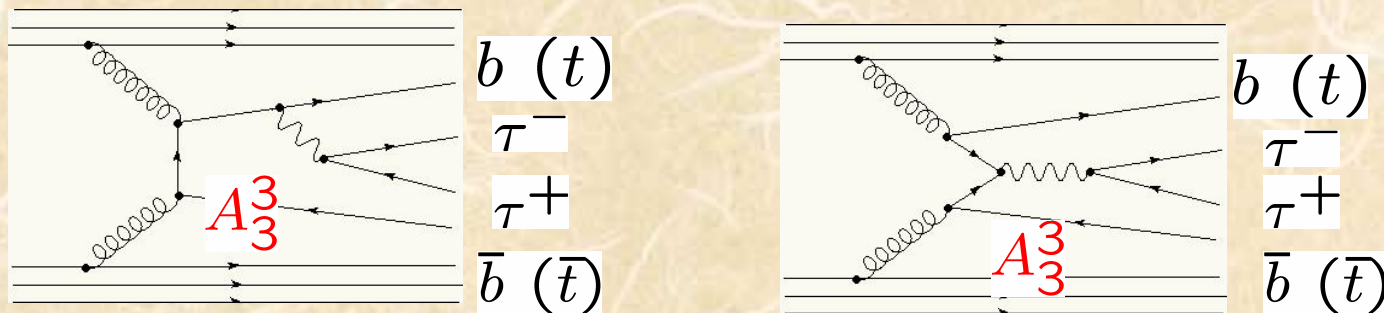


$$r = v_W / v_F \quad (v_W = 246 \text{ GeV})$$

## 4.3 LHC and ILC での直接探索

一番軽いゲージボソン  $A_3^3$  が a few TeVの質量を持っているなら  
LHCおよびILCでの直接探索も夢ではない。

- 探索は  $Z'$  探索と基本的には同じ。
- ただし、見えるのは  $\tau^+\tau^-$  channel でのピークのみ  
(no peaks in  $e^+e^-$  and  $\mu^+\mu^-$  channels)



# 5. まとめ

- 閏野メカニズムは SUSYモデルに対しては利用できない.
- SUSYモデルに閏野モデルを利用したければ, 逆階層質量を持ったゲージボソンを考えざるを得ない.
- そのようなゲージボソンの存在は, タウ崩壊での  $e\text{-}\mu$  普遍性にズレをもたらす.  $R_\tau < 1$  ではなく,  $R_\tau > 1$  となるはず.
- 現在の実験値は  $R_\tau^{exp} = 1.0017 \pm 0.0016$  を与える.

これは逆階層モデルにとって都合がよい. しかし, 誤差が大きいので, 現在のところ, 断定的なことは言えない.

我々は  $r \sim 10^{-1}$  ( $v_\Psi \sim \text{a few TeV}$ ) と推測 しているので,

$\Delta R_\tau \equiv R_\tau - 1 \sim 10^{-4}$  程度のズレを期待している.

タウファクトリーでの検出に期待している.

- LHCやILCでの  $\tau^+\tau^-$  探索にも期待している.