

平成 25 年度博士学位論文

R-パリティを破る超対称標準模型の  
現象論的研究

お茶の水女子大学大学院  
人間文化創成科学研究科 理学専攻

松尾 光

平成 26 年 3 月



## 論文要旨

素粒子標準模型はこれまでに行われたほとんどの加速器実験結果をよく説明するにも関わらず、例えば暗黒物質の起源を持たないなどいくつかの困難を抱えている。そのような困難を解決する可能性の一つに超対称性があり、特に標準模型を最小限に超対称化した最小超対称標準模型 (以下, MSSM) はよく調べられている。MSSM では、バリオン数やレプトン数を破る相互作用を禁止するために R-パリティと呼ばれる離散的対称性が導入されている。バリオン数やレプトン数が破れていると陽子崩壊を引き起こし、観測と矛盾するからである。また、R-パリティが存在すると最も軽い超対称性粒子は安定となり、この粒子が暗黒物質の有力候補となり得ることが知られている。このように、R-パリティの導入は現象論的事実を満たすうえで極めて重要な役割を果たしている。しかし、R-パリティは人為的に課された対称性であり、その起源は MSSM の範囲内では説明されない。そのため R-パリティを課さない模型、言い換えれば R-パリティが破れている模型で、本当にこれらの現象論的事実の説明が困難か否かを考察することは極めて重要である。さらに、R-パリティの破れは (とくにフレーバーの物理において) 豊富な現象をもたらす。したがって本研究ではこのことに注目し、R-パリティを破る (以下, RPV) MSSM におけるフレーバー物理実験データからの許容領域を従来より一般的な枠組みで調べた。

具体的には、 $D_s^+$  中間子及び  $B^+$  中間子のレプトン対への崩壊過程について、RPV の寄与を含めた解析を行った。なぜならば研究開始当時、これらの過程に対する実験結果が標準模型の予言値と異なっており、何かしらの新物理の影響を示唆するのではないかと注目されていたからである。そこで、著者はこれらの実験結果を説明する可能性を RPV-MSSM に求め、許容パラメータ空間を求めた [1, 2]。

これらの崩壊過程には、RPV 相互作用によって  $s$ -チャンネル振幅および  $t$ -チャンネル振幅での超対称粒子交換ダイアグラムが存在する。しかし先行研究では、模型構築や解析の簡素化などの立場から一つのチャンネルの振幅もしくは特定の R-パリティを破る結合定数の組み合わせの寄与のみを考慮 (仮定) した解析が行われていた [3-7]。本研究ではこの点を指摘し、崩壊過程に関与する振幅を特定の仮定を置かず最も一般

的な形で解析を行なった。そして、 $s$ -チャンネルと $t$ -チャンネルの干渉の効果を考慮した、RPV 結合定数の許容領域を明らかにした。これらの寄与は各ダイアグラムに関与する RPV 結合定数の相対的な符号の取り方によって、互いに強めあったり弱めあったりする。このことが原因で、模型構築の段階では不定である、各ダイアグラムの RPV 結合定数の符号は、実験データから厳しい制限を受けることがわかった。

また本研究では、 $D_s^+$  中間子及び  $B^+$  中間子のレプトン崩壊過程において終状態レプトン対のフレーバーが保存される場合と、保存されない場合の両方に対して計算を行った。特に後者を考慮したのは、今回取り上げた崩壊過程は終状態レプトンにニュートリノが含まれるが、このフレーバーを実験で特定することは原理的に不可能であるためである。この場合、 $D_s^+$  中間子、 $B^+$  中間子のレプトン崩壊を引き起こす RPV 相互作用と同様の相互作用を用いて、異なる LFV 過程が記述される。このことから、 $D_s^+$  中間子、 $B^+$  中間子の実験値からの RPV の寄与に対する制限と他の LFV 過程の実験値からの RPV の寄与に対する制限を比較した。その結果、 $D_s^+$  中間子のレプトン崩壊に関しては他の LFV 実験からの制限を考慮すると、本過程における LFV-RPV による寄与は極めて小さいということがわかった。一方、 $B^+$  中間子のレプトン崩壊に関しては他の LFV 実験の制限を考慮しても LFV-RPV の寄与だけで実験値を再現できることが明らかになった。

以上より、本研究では  $D_s^+$  中間子及び  $B^+$  中間子のレプトン崩壊過程において、RPV-MSSM で起こり得る全ての可能な寄与を考慮し、一般的な枠組みの中で実験データの下で許される模型のパラメータ領域を明らかにすることに成功した。



# 目次

第 1 章 序	1
第 2 章 超対称標準模型と R-パリティ	5
2.1 超対称標準模型について	5
2.2 R-パリティについて	7
2.3 R-パリティを破る最小超対称標準模型	9
第 3 章 フレーバー物理からの RPV-MSSM の考察	12
3.1 RPV-MSSM における $D_s^+$ 中間子及び $B^+$ 中間子のレプトン崩壊	12
3.1.1 実験データからの示唆	12
3.1.2 RPV-MSSM におけるレプトン崩壊への寄与	14
3.1.3 セットアップ	16
3.1.4 数値解析	20
3.2 $D_s^+$ 中間子及び $B^+$ 中間子のレプトン崩壊過程におけるレプトンフレーバーの破れの検証	30
3.2.1 実験データからの示唆 (アップデート)	30
3.2.2 RPV-MSSM における $D_s^+, B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_i$ ( $i = e, \mu$ ) 過程	31
3.2.3 $D_s^+, B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_i$ ( $i = e, \mu$ ) 過程に関連する LFV 過程について	32
3.2.4 数値解析	36
第 4 章 結論	45
参考文献	49

---

付録 A Notations and Conventions	54
付録 B フィルツ変換	57

# 第1章 序

素粒子の標準模型は重力を除く3つの力（強い力，弱い力，電磁力）に関する物理現象を極めてよく記述しているが，一方でいくつかの困難も抱えている．そして今日，これらの問題を解決するような素粒子理論の構築が望まれている．超対称標準模型は，これらの問題を解明する素粒子模型の一つとして有力視されている．例えば標準模型の問題である，ヒッグス質量の輻射補正に対する fine-tuning 問題や暗黒物質の問題などは標準模型に超対称性を課すことで解決できる．また，超対称標準模型は大統一模型といった高エネルギー理論と非常に相性がよい．これらの理由により，この模型は標準模型を超える素粒子模型として研究者から強く支持されている [8]．

超対称標準模型では，バリオン数やレプトン数を破る相互作用を禁止するために R-パリティと呼ばれる離散的対称性がしばしば導入される．バリオン数やレプトン数が破れていると陽子崩壊を引き起こし，観測と矛盾するからである．また，R-パリティが存在すると最も軽い超対称性粒子（Lightest Supersymmetric Particle ; LSP）は安定となり，この粒子が暗黒物質の有力候補となり得ることが知られている [9, 10]．このように，R-パリティの導入は現象論的要請を満たすうえで重要な役割を果たしている．しかし，R-パリティは人為的に課された対称性であり，その起源は超対称標準模型の範囲内では説明されない．そのため R-パリティを課さない模型，言い換えれば R-パリティが破れている模型は，本当にこれらの現象論的要請の満足するか否かを考察することは極めて重要である．さらに R-パリティの破れは，豊富な現象をもたらす．とくにフレーバーの物理において，R-パリティを破る（R-parity violation ; RPV）相互作用は様々な反応過程に特徴的な寄与を与えることが期待される．ここでフレーバーの物理とは，フレーバー対称性やその破れを探る研究の総称のことを指している．

標準模型では，クォーク及びレプトンはそれぞれ6種類存在する．この粒子を区別



する量子数をフレーバーと呼んでいる。さらに、クォークとレプトンをゲージ量子数の同じ粒子ごとに分類し、質量の大小関係によって区別したラベルを世代と呼ぶ。表 1.1 に、標準模型に現れるクォーク及びレプトンの分類を示した。

	第一世代	第二世代	第三世代
クォーク	$u$ アップ	$c$ チャーム	$t$ トップ
	$d$ ダウン	$s$ ストレンジ	$b$ ボトム
レプトン	$\nu_e$ 電子ニュートリノ	$\nu_\mu$ ミュー粒子ニュートリノ	$\nu_\tau$ タウ粒子ニュートリノ
	$e$ 電子	$\mu$ ミュー粒子	$\tau$ タウ粒子

表 1.1: 標準模型におけるクォーク及びレプトンのフレーバーの分類表。クォーク、レプトンはそれぞれ6種類のフレーバーをもつ。また、軽い粒子から順に第一世代、第二世代、第三世代と呼ぶ。

一般にフレーバーの破れとは、フレーバーの変化を伴う遷移のことを指している。たとえば  $\mu \rightarrow e\gamma$  過程は、電子からミュー粒子への遷移でフレーバーが変化しているのでレプトンフレーバーの破れ (Lepton Flavour Violation ; LFV) を表す。標準模型では、ツリーレベルでのフレーバーの破れはクォークの荷電カレントによってのみ生じる。言い換えれば、標準模型にはレプトンのフレーバー遷移を引き起こす荷電カレントや、フレーバーを破る中性カレント (Flavour Changing Neutral Current ; FCNC) は、ツリーレベルでは存在しない。

一方、RPV 相互作用にはレプトン及びクォークのフレーバーを破る相互作用が含まれている。したがってフレーバー構造を探るための任意の過程において、R-パリティを破る超対称標準模型の寄与は標準模型の寄与に対して極めて大きい、もしくは同等の大きさをもつ。このことから、本研究では R-パリティを破る超対称標準模型におけるフレーバーの物理に着目し、この模型の現象論的考察を行った。

具体的には、 $D_s^+$  中間子及び  $B^+$  中間子のレプトン崩壊過程における実験値と標準模型の予言値とを比較し、これらの間のずれを説明するような、模型のパラメータ領域を求めた。これらの過程では、RPV 相互作用から生じるダイアグラムが複数存在するが、従来の研究ではどれかひとつのダイアグラムを考慮した解析しか行われていなかった。そこで本研究では、これら複数のダイアグラムを同時に取り入れた解析をはじめて行った。その結果、複数ダイアグラム間の干渉の効果をとり入れたことによって模型のパラメータ許容領域が既存のものから大幅に変更されることを指摘した。このことは、今後の新粒子探索に大きなインパクトを与える極めて重要な指摘である。なぜならば、干渉の効果を考慮すると複数の寄与が互いに相殺し合う可能性があり、そのような場合には従来の研究で調べられていた既存のパラメータ許容領域を大幅に拡大するからである。模型パラメータの制限値が緩和されると、HL-LHC 実験 (High Luminosity-Large Hadron Collider ; LHC) や ILC 実験 (International Linear Collider ; ILC) などの将来実験での新粒子発見可能性が従来の予想以上に期待されることとなる。

本研究ではまた、上述のレプトン崩壊過程において、終状態のレプトン対がレプトンフレーバーを保存する場合と破る場合でそれぞれ解析を行った。前者の場合の解析では、他の LFV 過程を調べる実験による新物理に対する制限が極めて厳しいことから、本過程で終状態のレプトンフレーバーを破るような RPV の寄与はゼロであると仮定をおいた。一方、後者の場合には、そのような仮定を取り除いて R-パリティを破る超対称標準模型の包括的な理解を目指した。ここで扱うレプトン崩壊過程は終状態レプトンにニュートリノが含まれるが、このフレーバーを実験で特定することは原理的に不可能であるためである。この場合、 $D_s^+$  中間子及び  $B^+$  中間子のレプトン崩壊を引き起こす RPV 相互作用と同様の相互作用を用いて、これらとは異なる LFV 過程が記述される。このことから、 $D_s^+$  中間子、 $B^+$  中間子の実験値からの制限と他の LFV 過程の実験値からの制限とを比較した。その結果、 $B^+$  中間子のレプトン崩壊に関しては、他の LFV 実験の制限を考慮しても LFV-RPV の寄与だけによって実験値を再現できることを示した。

---

本論文の構成は以下のとおりである.

第2章では, 超対称標準模型の概要についてレビューを行い, 本研究で扱う R-パリティを破る超対称標準模型について紹介する. 第3章では,  $D_s^+$  中間子及び  $B^+$  中間子のレプトン崩壊に関する実験値について触れた後に各崩壊過程に関連する RPV 相互作用について説明し, 数値解析の結果を報告する. 3.1 節と 3.2 節ではそれぞれ,  $D_s^+$  中間子及び  $B^+$  中間子のレプトン崩壊における終状態レプトン対のフレーバーが破れていない場合と破れていない場合の研究成果について論じる. 最後に, 第4章で本論文の結論を述べる.

## 第2章 超対称標準模型とR-パリティ

この章では超対称性標準模型の概要についてレビューを行う。

### 2.1 超対称標準模型について

現在知られている様々な素粒子の現象は、標準模型 (Standard Model ; SM) を用いてほとんど矛盾なく説明することができる。しかしその一方で、理論的な面で標準模型だけでは十分に説明できない問題があることも指摘されている。そのひとつに電弱スケールと大統一スケールの階層性に起因したヒッグス粒子質量の量子補正に対する fine-tuning 問題がある。

標準模型は大統一理論の有効理論であると考えられている。そして、標準模型の典型的スケール ( $\sim 100$  GeV) と、標準模型のゲージ群がひとつに統一される大統一理論のスケール ( $\sim 10^{16}$  GeV) には階層性があることが知られている。標準模型ヒッグス粒子の質量自乗項  $m_H^2$  は裸のヒッグス質量  $m_{H0}$  と量子補正  $\delta m_H$  を用いて、

$$m_H^2 = m_{H0}^2 + \delta m_H^2 \quad (2.1)$$

で与えられる。このうち、フェルミオンによる量子補正は

$$\delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} \Lambda^2 + \dots \quad (2.2)$$

である。ここで、 $\lambda_f$  はフェルミ粒子の結合定数、 $\Lambda$  はカットオフパラメータを表す。カットオフパラメータ  $\Lambda$  のスケールは、ゲージ階層性により大統一理論のスケール  $\Lambda \sim \mathcal{O}(10^{16})$  GeV になる。一方、 $m_H$  は電弱対称性の破れのスケールにあると予想され

ており、そのオーダーは 100 GeV である。したがって、例えばトップクォークのような結合定数の大きい粒子の量子補正を考慮すると、 $\lambda_f \sim \mathcal{O}(1)$  なので、 $\delta m_H^2 \sim \mathcal{O}(10^{32}) \text{ GeV}^2$  となる。これにより、物理的なヒッグス質量と量子補正の比は  $\delta m_H^2/m_H^2 \sim \mathcal{O}(10^{28})$  という非常に大きな値となる。このように、 $m_H \sim \mathcal{O}(100) \text{ GeV}$  のヒッグス質量を実現するために 28 桁の微調整が必要であるという、不自然な状況を、fine-tuning 問題と呼ぶ。

この問題の解決策のひとつとして考えられているのが超対称標準模型 (Supersymmetric Standard Model; SUSY-SM) である。超対称性とは、フェルミオンとボソンの入れ換えに関する対称性である。標準模型に超対称性を課すと、フェルミオンとボソンの自由度が等しくなる。このとき新たに現れる、標準模型の粒子とスピンの半整数異なる粒子のことを、超対称性粒子 (Supersymmetric Particle; SUSY 粒子) と呼ぶ。超対称性模型では、(2.2) 式の量子補正を与えたフェルミオンの超対称粒子 (ボソン) による寄与は、

$$\delta m_H^2 = 2 \cdot \frac{\lambda_s}{16\pi^2} \Lambda^2 + \dots \quad (2.3)$$

となる。ここで、ヒッグスとの結合定数は厳密に  $\lambda_s = |\lambda_f|^2$  である。フェルミオンループによる輻射補正はフェルミ統計によりボソンループによる補正と逆符号になるため、超対称標準模型では階層性問題で困難となっている二次発散を相殺させ、この問題を解決することができる [8]。

また、超対称標準模型がもたらすメリットは他にもある。その一つとして、大統一理論 (Grand Unified Theory; GUT) に与える影響があげられる。十九世紀、マクスウェルによって電氣的な力と磁氣的な力が、実は同じ電磁相互作用 ( $U(1)_{\text{EM}}$  ゲージ相互作用) によって記述されることが示された。さらに二十世紀には、ワインバーグ、サラム、グラشوウによって電磁相互作用と弱い相互作用 ( $SU(2)_L$  ゲージ相互作用) は、一つの相互作用で記述されることが示された (電弱統一理論) [11–13]。大統一理論はこれらと同じように、強い相互作用 ( $SU(3)_C$  ゲージ相互作用)、電磁相互作用、弱い相互作用が一つの相互作用によって記述されるとして、三つの相互作用を統一しようとする理論である。相互作用の強さを表すゲージ結合定数はエネルギーによって変化し、その変化の度合いは繰り込み群方程式を用いて求められる。エネルギーを増加さ

せていくと、三つのゲージ結合定数の大きさは近づいていく。そしてあるエネルギースケールで一致し、同じ相互作用とみなせるようになるであろうというのが、大統一理論の意味するところである。標準模型において三つのゲージ結合定数の大きさは、エネルギーを増加させていくと近づいていくものの、厳密には一致しないことが知られている。これに対し、超対称性標準模型を用いて結合定数の変化を調べた場合、標準模型に比べて格段の精度でゲージ結合定数の大きさが一致する（文献 [8] の図 6.8 を参照）。このため素粒子の本質的な理論は超対称性をもっており、大統一が実現されているのではないかと考えられている。

また、超対称性粒子は暗黒物質の候補になるとも考えられている。暗黒物質とは、宇宙に存在することは確認されているが、観測することができない物質である。この物質は、銀河の回転曲線や銀河団、Ia 型超新星爆発などの宇宙観測によりその存在が示唆されている [14–18]。現象論的には、暗黒物質は質量をもち、安定で、電氣的に中性であるという性質を持つことが分かっているが、標準模型にはそのような性質を満たす粒子は存在しない。これに対し、超対称標準模型にはこのような性質を満たす粒子が存在するため、超対称性粒子は暗黒物質の候補に挙げられている [9, 10, 19]。

以上のような理由により、超対称性標準模型は標準模型を超える物理の有力な候補となっている。

## 2.2 R-パリティについて

2.1 節で述べた通り、超対称標準模型は標準模型では説明が困難な問題を解決する上で、非常に有望な模型である。しかし、超対称性及びゲージ対称性の要請からはバリオン数やレプトン数を破る相互作用の存在を避けることができない。バリオン数とは、バリオンがもつ量子数のことで、クォークは  $1/3$ 、反クォークは  $-1/3$ 、レプトンや各種ボソンなどの他の素粒子は  $0$  のバリオン数をもつ。同様に、レプトン数とはレプトンがもつ量子数のことで、レプトンは  $1$ 、反レプトンは  $-1$ 、クォークや各種ボソンなどの他の素粒子は  $0$  のレプトン数をもつ。バリオン数とレプトン数を破る現象のひとつ

つに、陽子崩壊がある。陽子が他の粒子に崩壊するという現象が観測されていない事実を説明するためには、何らかの方法によってこのような崩壊を禁止するような状況を要請しなければならない。そこで導入されるのがR-パリティである。R-パリティは  $S$  をスピン、 $B$  をバリオン数、 $L$  をレプトン数として、以下のように定義される；

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S}. \quad (2.4)$$

標準模型粒子は偶（固有値が +1）、超対称性粒子は奇（固有値が -1）の R-パリティをもつ。R-パリティが保存するならば、相互作用頂点において超対称粒子は偶数個存在する。したがって R-パリティが保存していれば、陽子崩壊を禁止することができる。また、R-パリティが存在すると LSP は安定となるため、この粒子が暗黒物質の有力候補となり得ることが知られている。このように、R-パリティの導入は現象論的要請を満たす上で極めて重要な役割を果たしている [9,10]。しかし R-パリティは人為的に課された対称性であり、超対称性やゲージ対称性からは R-パリティ保存は保障されていない。そのため R-パリティを課さない模型、言い換えれば R-パリティの破れを伴う模型で、本当にこれらの現象論的要請の説明が困難か否かを考察することは極めて重要である。たとえば、R-パリティが破れていれば図 2.1 で示したような、陽子崩壊プロセスが生じる。ここで、 $\tilde{s}_R$  とは右巻きストレンジクォークの超対称性粒子、スカラー

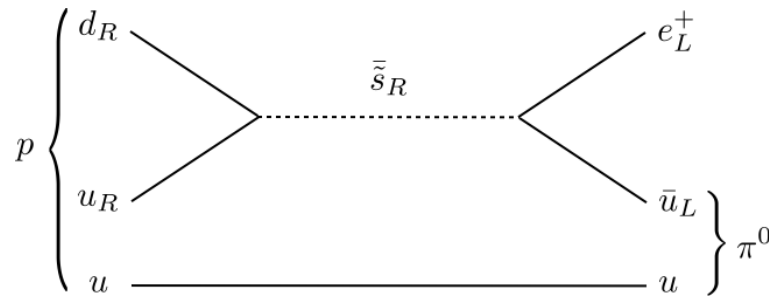


図 2.1:  $\tilde{s}_R$  を介した陽子崩壊プロセス,  $p \rightarrow \pi^0 e^+$ . R-パリティを破る相互作用によって引き起こされる。

ストレンジクォークを表している<sup>1</sup>。一般には、陽子崩壊を避けるためにこのようなブ

<sup>1</sup>超対称性粒子の構成については次節で紹介する。

ロセスは禁止されているが、R-パリティが破れていたとしても、これに関連するRPV結合定数が極めて小さければ陽子崩壊を免れる。また、R-パリティが破れていてもグラヴィティーノ<sup>2</sup>が暗黒物質となる可能性があることも調べられている [19]。さらにR-パリティの破れは、ニュートリノ質量を生成し得る。標準模型の枠組みではニュートリノ質量はゼロであるが、観測によりニュートリノは小さい質量をもつことが指摘されている（ニュートリノ質量問題） [20]。しかしこの問題は、R-パリティを破る超対称標準模型で解決できることが文献 [21] で示されている。この他にもRPVは加速器実験での新粒子探索に特徴的なシグナルを与えたり [22–26]、フレーバーの物理で大きな寄与を与えるため [27–31]、研究者たちの間でも強い関心が持たれている [32]。

## 2.3 R-パリティを破る最小超対称標準模型

ここでは、標準模型からの拡張が最も小さな模型として知られる、最小超対称性標準模型（Minimal Supersymmetric Standard Model ; MSSM）について紹介する。MSSMは、R-パリティ保存（R-parity conservation ; RPC）を課している模型である。この模型に登場する粒子を図2.2と図2.3に示した。フェルミオンとその超対称性粒子、スカラーフェルミオンはカイラル超場を構成し、ゲージ粒子とその超対称性粒子、ゲージノはベクター超場を構成する。ここで、添え字*i*は世代を表していて、 $i = 1 \sim 3$ である。

これらの粒子を表す超場を用いると、MSSMのスーパーポテンシャルはゲージ対称性と繰り込み可能性から

$$W_{MSSM} = Y_{uij} \hat{Q}_i \hat{H}_u \hat{U}_j + Y_{dij} \hat{Q}_i \hat{H}_d \hat{D}_j + Y_{eij} \hat{L}_i \hat{H}_d \hat{E}_j + \mu \hat{H}_u \hat{H}_d \quad (2.5)$$

となる。ここで、 $Y_u, Y_d, Y_e, \mu$ は各相互作用の結合定数を、また、添え字*i, j*は世代を表す。

<sup>2</sup>グラビトンの超対称性粒子。グラビトン（重力子）とは、粒子が重力相互作用をする際に媒介する粒子のこと。



super field	component field		SU(3) <sub>C</sub>	SU(2) <sub>L</sub>	U(1) <sub>Y</sub>
	spin 0	spin 1/2			
$\hat{Q}_i = (\hat{u}, \hat{d})_i$	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)_i$	$(u_L, d_L)_i$	3	2	1/6
$\hat{U}_i = \hat{u}_i^c$	$\tilde{u}_{Ri}^*$	$u_{Ri}^\dagger$	$\bar{3}$	1	-2/3
$\hat{D}_i = \hat{d}_i^c$	$\tilde{d}_{Ri}^*$	$d_{Ri}^\dagger$	$\bar{3}$	1	1/3
$\hat{L}_i = (\hat{\nu}, \hat{l})_i$	$(\tilde{\nu}_L, \tilde{l}_L)_i$	$(\nu_L, l_L)_i$	1	2	-1/2
$\hat{E}_i = \hat{l}_i^c$	$\tilde{l}_{Ri}^*$	$l_{Ri}^\dagger$	1	1	1
$\hat{H}_u = (\hat{H}_u^+, \hat{H}_u^0)$	$(H_u^+, H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$	1	2	1/2
$\hat{H}_d = (\hat{H}_d^0, \hat{H}_d^-)$	$(H_d^0, H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$	1	2	-1/2

図 2.2: MSSM のカイラル超場. 左から超場, そのスカラー成分, フェルミオン成分, SU(3)<sub>C</sub> チャージ, SU(2)<sub>L</sub> チャージ, U(1)<sub>Y</sub> チャージを表している.

super field	component field		SU(3) <sub>C</sub>	SU(2) <sub>L</sub>	U(1) <sub>Y</sub>
	spin 1/2	spin 1			
$\hat{G}$	$\tilde{g}$	$g$	8	1	0
$\hat{W}$	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$	$W^\pm, W^0$	1	3	0
$\hat{B}$	$\tilde{B}^0$	$B^0$	1	1	0

図 2.3: MSSM のベクター超場. 左から超場, そのフェルミオン成分, スカラー成分, SU(3)<sub>C</sub> チャージ, SU(2)<sub>L</sub> チャージ, U(1)<sub>Y</sub> チャージを表している.

一方で, RPV を含む MSSM のスーパーポテンシャルは

$$W_{RPV \text{ MSSM}} = W_{MSSM} + W_{RPV}, \quad (2.6)$$

$$W_{RPV} = \mu_i \hat{H}_u \hat{L}_i + \frac{1}{2} \lambda_{ijk} \hat{L}_i \hat{L}_j \hat{E}_k + \lambda'_{ijk} \hat{L}_i \hat{Q}_j \hat{D}_k + \frac{1}{2} \lambda''_{ijk} \hat{U}_i \hat{D}_j \hat{D}_k \quad (2.7)$$

となる. ここで,  $\mu, \lambda, \lambda'$  は各相互作用の結合定数を表しており, これらの結合定数のことを RPV 結合定数と呼ぶ. また, 添え字  $i, j, k$  は粒子の世代を表す<sup>3</sup>. (2.7) 式右辺の最初の三項がレプトン数を破る項, 第四項目がバリオン数を破る項であることがわかる. このように, R-パリティの破れを含む最小超対称標準模型のことを RPV-MSSM と呼ぶ.

再度, 図 2.1 をみると RPV-MSSM における陽子崩壊は (2.7) 式の  $\hat{L}_1 \hat{Q}_1 \hat{D}_2$  と  $\hat{U}_1 \hat{D}_1 \hat{D}_2$  の相互作用によって起こることが分かる. 陽子崩壊が観測されていない, という事実からこれらの RPV 結合定数の組み合わせに対する制限は

$$|\lambda'_{112} \lambda''_{112}| \lesssim (2-3) \times 10^{-27} \left( \frac{m_{\bar{d}_R}}{1\text{TeV}} \right)^2 \quad (2.8)$$

と厳しく制限されている [32].

---

<sup>3</sup> $\hat{L}_i \hat{L}_j \hat{E}_k$  は SU(2) 二重項 2 つで一重項を組んでいるため,  $\lambda_{ijk} = -\lambda_{jik}$ .  $\hat{U}_i \hat{U}_j \hat{D}_k$  は SU(3) 三重項 3 つで一重項を組んでいるため,  $\lambda''_{ijk} = -\lambda''_{ikj}$ .

# 第3章 フレーバー物理からの RPV-MSSMの考察

## 3.1 RPV-MSSMにおける $D_s^+$ 中間子及び $B^+$ 中間子のレプトン崩壊

本節では、中間子のレプトン崩壊、 $D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu$  及び  $B^+ \rightarrow \tau^+\nu$  過程での RPV-MSSM による効果について調べた結果をまとめる。これらの崩壊過程において、スカラーレプトンの  $s$ -チャンネル交換とスカラーダウクォークの  $t$ -チャンネル交換によるダイアグラム間の干渉を考慮すると、これら新物理の寄与は両者の間で相殺する可能性がある。そのため、実験データによる制限の下でも RPV 結合定数は大きな値を取り得る。本章ではさらに、両ダイアグラムに関連した RPV 結合定数の間の相対的な符号に対する制限についても議論する。尚、この章の内容は文献 [1] にて発表をしたものに基づいている。

### 3.1.1 実験データからの示唆

近年、 $D_s^+$  中間子及び  $B^+$  中間子のレプトン崩壊過程で測定された実験データは、標準模型での予言値から一定のずれを示している。ここでは、各過程に関する実験データの現状について解説する。

$D_s^+$  中間子レプトン崩壊における実験結果は、しばしば崩壊定数  $f_{D_s}$  への制限として表される。CLEO 実験グループの最新結果によれば、 $D_s^+$  中間子のレプトン崩壊に

における崩壊定数の測定値は

$$f_{D_s} = 259.0 \pm 6.2 \pm 3.0 = 259.0 \pm \sqrt{(6.2)^2 + (3.0)^2} = 259.0 \pm 6.9 \text{ MeV} \quad (3.1)$$

である [33]. 一方, 崩壊定数の理論値は HPQCD グループと UKQCD グループにより精度よく算出されており, その値は

$$f_{D_s} = 241 \pm 3 \text{ MeV} \quad (3.2)$$

である [34]. したがって, これら両者の間には約  $2.4\sigma$  のずれがあることが知られている. このような, 崩壊定数  $f_{D_s}$  に関する実験及び理論計算の結果は文献 [35] でまとめられている.

$B^+$  中間子のレプトン崩壊,  $B^+ \rightarrow \tau^+\nu$  過程に関しては, 分岐比が Belle 実験グループと BABAR 実験グループにより測定されており [36, 37], 標準模型による予言値は UTfit collaboration により公表されている [38]. これによれば,  $B^+ \rightarrow \tau^+\nu$  過程における分岐比の実験平均値は

$$\text{BR}(B^+ \rightarrow \tau\nu) = (1.73 \pm 0.34) \times 10^{-4}, \quad (3.3)$$

標準模型予言値は

$$\text{BR}(B^+ \rightarrow \tau\nu) = (0.84 \pm 0.11) \times 10^{-4}, \quad (3.4)$$

である. そして, (3.3) 式と (3.4) 式の間はずれは約  $2.5\sigma$  ある.

そこで著者は, これらの値の不一致は標準模型を越える新物理の兆候であると考え, 新物理の効果の定量的な評価を行った.

ここで取り扱うレプトン崩壊過程,  $D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu$  と  $B^+ \rightarrow \tau^+\nu$  は, 標準模型においては図 3.1 で示したような  $W$  ボソン交換による寄与が支配的になる. しかし, この寄与だけでは理論値が実験値と矛盾することは上述の通りであるため, これらの実験データを説明できる新物理の可能性を考えなければならない. そして,  $W$  ボソン交換と同程度の寄与をもつ新粒子の寄与, すなわちツリーレベルでこれらのレプトン崩壊過程が得られる新物理の候補としては, 例えば, 2 ヒッグス二重項模型やレプトクォーク模

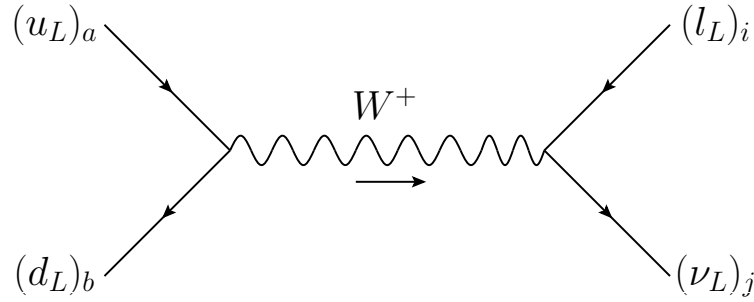


図 3.1:  $W$  ボソンを介した  $P \rightarrow l_i^+ \nu_j$  ( $P = D_s^+$  or  $B^+$ ) 過程のダイアグラムを描いた.  $a, b, i, j$  は各粒子の世代を表す.  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程のとき  $a = 2, b = 2, i = 3, j = 3$  で  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程のとき  $a = 1, b = 3, i = 3, j = 3$  である,

型, そして, RPV-MSSM が挙げられる. これらのモデルにおける先行研究は, 2 ヒッグス二重項モデルでは文献 [39–41], レプトクォークモデルでは文献 [42, 43], RPV-MSSM では文献 [3–7] で行われている.

### 3.1.2 RPV-MSSM におけるレプトン崩壊への寄与

RPV-MSSM では,  $D_s^+$  中間子と  $B^+$  中間子のレプトン崩壊への寄与はスカラーダウンクォークの  $t$ -チャンネル交換, 荷電スカラーレプトンの  $s$ -チャンネル交換, そして荷電ヒッグスの  $s$ -チャンネル交換によって与えられる. それぞれのダイアグラムを, 図 3.2 と図 3.3 に示した.

RPV-MSSM を用いた先行研究について, 文献 [5, 7] では, ある特定の結合定数のみが存在するシナリオを仮定しており, スカラーダウンクォークの  $t$ -チャンネル交換による効果のみについて調べられている. 文献 [3, 4, 6] ではこの効果に加えてスカラーレプトンの  $s$ -チャンネル交換の寄与も含めて議論がされている. しかし, これらの文献では RPV による 2 つの寄与について触れているものの, 両者のダイアグラム間の干渉を含めた効果を考慮していない. さらに文献 [3, 4] は,  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程が実験で測定される以前に行われた研究であるため, これらの文献で紹介されている RPV 結合定数は

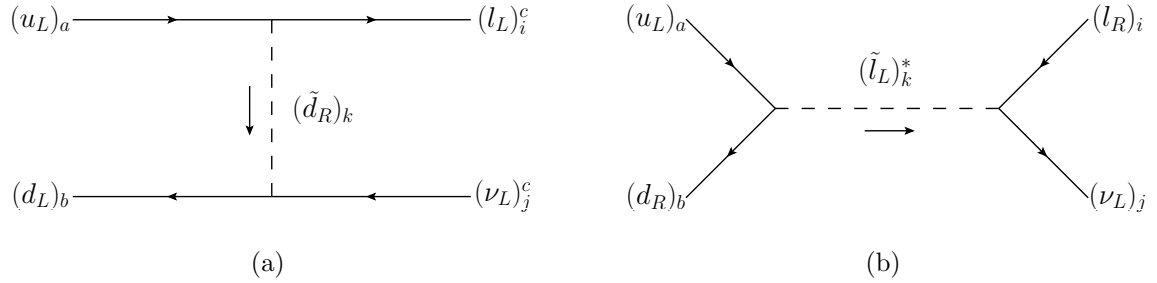


図 3.2: RPV オペレーターによる  $P \rightarrow l_i^+ \nu_j$  ( $P = D_s^+$  or  $B^+$ ) 過程のダイアグラムを描いた。  $a, b, i, j, k$  は各粒子の世代を表す。 (a) はスカラーダウンクォークを介した  $t$ -チャンネル交換ダイアグラムで, (b) は荷電スカラーレプトンを介した  $s$ -チャンネル交換ダイアグラムを表している。  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程のとき  $a = 2, b = 2, i = 3, j = 3$  で  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程のとき  $a = 1, b = 3, i = 3, j = 3$  である。

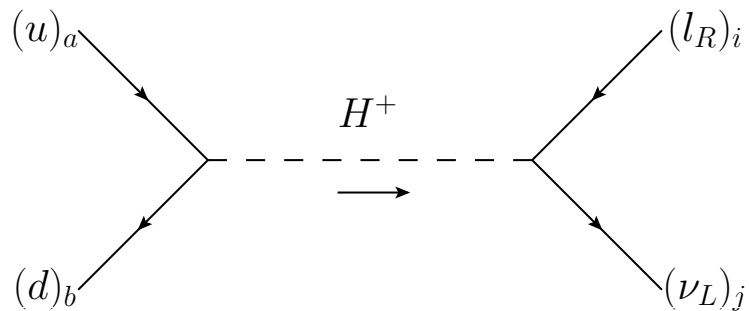


図 3.3: 荷電ヒッグスボソンを介した  $P \rightarrow l_i^+ \nu_j$  ( $P = D_s^+$  or  $B^+$ ) 過程のダイアグラムを描いた。  $a, b, i, j$  は各粒子の世代を表す。  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程のとき  $a = 2, b = 2, i = 3, j = 3$  で,  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程のとき  $a = 1, b = 3, i = 3, j = 3$  である。

$B^+$  中間子崩壊の測定によって得られた制限値ではない。このような状況を鑑み、本研究では RPV による  $s$ -チャンネルと  $t$ -チャンネルの間の干渉の影響、及び、荷電ヒッグス交換の効果を検討した、 $D_s^+$  中間子と  $B^+$  中間子のレプトン崩壊での超対称性粒子による寄与を調べる研究を行った。

### 3.1.3 セットアップ

本節では、図 3.2 や図 3.3 で示した新粒子の寄与を定量的に評価する際に扱う、パラメータのセットアップを行う。(2.7) 式で示したように、RPV 三点相互作用のスーパーポテンシャルは以下のように与えられる：

$$W_{RPV} = \frac{1}{2}\lambda_{ijk}\hat{L}_i\hat{L}_j\hat{E}_k + \lambda'_{ijk}\hat{L}_i\hat{Q}_j\hat{D}_k + \frac{1}{2}\lambda''_{ijk}\hat{U}_i\hat{D}_j\hat{D}_k. \quad (3.5)$$

各超場は図 2.2 で示した通り、 $\hat{Q}$  が  $SU(2)_L$  二重項クォーク超場、 $\hat{L}$  が  $SU(2)_L$  二重項レプトン超場、 $\hat{U}$  と  $\hat{D}$  はそれぞれ  $SU(2)_L$  一重項のアップクォーク超場とダウンクォーク超場。そして、 $\hat{E}$  が  $SU(2)_L$  の一重項の荷電レプトン超場である。また、 $\lambda$ ,  $\lambda'$ ,  $\lambda''$  は各相互作用の結合定数を表し、添え字の  $i, j, k$  はそれぞれ粒子の世代を表している。したがって  $D_s^+$  中間子と  $B^+$  中間子は、二種類の  $\lambda'$  型結合定数を含む  $t$ -チャンネル交換と  $\lambda$  型結合定数と  $\lambda'$  型結合定数の積を含む  $s$ -チャンネル交換を通じて、レプトン崩壊を起こす。

以下では、 $D_s^+$  中間子や  $B^+$  中間子などの擬スカラー中間子の総称を  $P$  中間子と呼ぶ。ここで、アップ型クォーク  $u_a$  とダウン型反クォーク  $\bar{d}_b$  で構成される  $P$  中間子のレプトン崩壊過程の崩壊幅を以下のように与える：

$$\Gamma(P \rightarrow l_i \nu_j) = \frac{1}{8\pi} r_P^2 G_F^2 |V_{uadb}^*|^2 f_P^2 m_{l_i}^2 m_P \left(1 - \frac{m_{l_i}^2}{m_P^2}\right)^2. \quad (3.6)$$

$a, b, i, j$  は粒子の世代、 $G_F$ ,  $V_{uadb}$ ,  $m_{l_i}$ ,  $m_P$ ,  $f_P$  はそれぞれフェルミ定数、Cabbibo-Kobayashi-Maskawa 行列要素、荷電レプトン  $l_i$  の質量、 $P$  中間子の質量、 $P$  中間子の

崩壊定数を表している。そして、パラメータ  $r_P$  を以下のように定義する：

$$r_P^2 \equiv \frac{|G_F V_{uadb}^* + A_{ii}^P|^2}{G_F^2 |V_{uadb}^*|^2} + \sum_{j(\neq i)} \frac{|A_{ij}^P|^2}{G_F^2 |V_{uadb}^*|^2}. \quad (3.7)$$

崩壊幅に対する新粒子の寄与は、パラメータ  $r_P$  を用いて定量的に評価される。ここで、 $A_{ij}^P$  が新粒子による寄与を表している。したがって、新粒子による寄与がない場合、つまり、標準模型においては  $r_P = 1$  となり、標準模型における  $P \rightarrow l_i \nu$  過程の崩壊幅を再現する。 $i, j$  はそれぞれ荷電レプトンの世代とニュートリノの世代を表しているため、(3.7) 式の第一項の  $A_{ii}^P$  (レプトンフレーバー対角な成分) は終状態の荷電レプトンとニュートリノの世代が同じときの寄与に相当しており、第二項の  $A_{ij}^P$  (レプトンフレーバー非対角な成分) は終状態レプトン対の世代が異なるときの寄与に相当している。実験では、ニュートリノのフレーバーを特定することはできないので、ニュートリノの世代に関してのみ和をとっている。ただし、3.1節ではこの二項目、すなわち、終状態  $\tau^+ \nu_\mu$  過程と  $\tau^+ \nu_e$  過程への寄与をゼロにとる。この仮定の妥当性については以下の通りである。 $P \rightarrow \tau^+ \nu_\mu$  過程及び  $P \rightarrow \tau^+ \nu_e$  過程に関連する RPV 結合定数の組み合わせは、 $\tau \rightarrow \mu \gamma$  や  $\tau \rightarrow e \gamma$  といった LFV 過程への新粒子の寄与を誘発する。これらの LFV 過程を調べる実験では、新物理の兆候は現在のところ観測されていないため、標準理論を超える模型に対する制限が極めて厳しい。このことから「終状態のレプトンフレーバーが異なる寄与は、ほとんど無視してよい」という仮定は妥当であると言える。しかし一方で、このような LFV 実験から許容される範囲で新粒子の寄与を含めた場合、 $P \rightarrow \tau^+ \nu$  過程の実験データはどの程度再現されるのかという疑問が浮かぶ。そこで3.2節では、様々な LFV 実験からの制限と  $P \rightarrow \tau^+ \nu_i (i = e, \mu)$  過程からの制限との比較を行い、現在の様々な実験データからの模型に対する制限を包括的に明らかにする。

まず、 $W$  ボソンによる  $s$ -チャンネル交換の有効ラグランジアンは、

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{SM}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{uadb}^* \bar{\nu}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) l_i \bar{d}_b \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_a \quad (3.8)$$



である。したがって

$$\langle 0 | \bar{d}_b \gamma^\mu \gamma_5 u_a | P(q) \rangle = i f_P q^\mu \quad (3.9)$$

を用いると、標準模型における  $P \rightarrow l_i \nu_j$  過程の崩壊幅は

$$\Gamma (P \rightarrow l_i \nu_j) = \frac{1}{8\pi} G_F^2 |V_{u_a d_b}^*|^2 f_P^2 m_{l_i}^2 m_P \left(1 - \frac{m_{l_i}^2}{m_P^2}\right)^2. \quad (3.10)$$

と導かれる。この式は、 $r_P = 1$  のときの (3.6) 式と一致する。

つぎに、図 3.2 (a) で示したスカラーダウクォークによる  $t$ -チャンネル交換の寄与を考える。このチャンネルに関わる相互作用ラグランジアンは、(3.5) 式の第二項より

$$\mathcal{L} = \lambda'_{ijk} \{ -\overline{(l^c)_i} (u_L)_j (\tilde{d}_R)_k^* \} + \lambda_{ijk}^* \{ (\tilde{d}_R)_k \overline{(d_L)_j} (\nu_L^c)_i \} + h.c. \quad (3.11)$$

と求められる<sup>1</sup>。

このラグランジアンからスカラーダウクォークによる  $t$ -チャンネル交換を表す有効ラグランジアンは、

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{tch.}} = \frac{1}{4} \sum_{k=1}^3 \frac{\lambda'_{iak} \lambda_{jkb}^*}{m_{\tilde{d}_{R_k}}^2} \overline{(l^c)_i} (1 - \gamma_5) u_a \bar{d}_b (1 + \gamma_5) \nu_j^c \quad (3.12)$$

となる。さらにフィルツ変換を使うと、(3.12) 式は

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{tch.}} = \frac{1}{8} \sum_{k=1}^3 \frac{\lambda'_{iak} \lambda_{jkb}^*}{m_{\tilde{d}_{R_k}}^2} \bar{\nu}_j \gamma^\mu (1 - \gamma_5) l_i \bar{d}_b \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_a. \quad (3.13)$$

と変形される (付録 B を参照)。そして、(3.8) 式と (3.13) 式の係数を比較して整理すると、(3.7) 式の  $A_{ij}^P$  は

$$(A_t^P)_{ij} = \frac{1}{4\sqrt{2}} \sum_{k=1}^3 \frac{\lambda'_{iak} \lambda_{jkb}^*}{m_{\tilde{d}_{R_k}}^2} \quad (3.14)$$

<sup>1</sup>湯川相互作用はスーパーポテンシャル  $W$  を用いて

$$\mathcal{L}_Y = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 W}{\partial \phi_a \partial \phi_b} \psi_a \cdot \psi_b + h.c.$$

と与えられる。  $\phi$  は  $W$  に含まれる超場のスカラー成分、  $\psi$  はフェルミオン成分を表す

と導びかれる。

図 3.2 (b) で示した荷電スカラーレプトンによる  $s$ -チャンネル交換の寄与に関して同様に,  $A_{ij}^P$  を求めよう. この寄与に関わる相互作用ラグランジアンは, (3.5) 式の第一項と第二項から

$$\mathcal{L} = \lambda_{ijk} \{ -\overline{(l_R)_k} (\nu_L)_j (\tilde{l}_L)_i \} + \lambda'_{ijk} \{ -\overline{(d_R)_k} (u_L)_j (\tilde{l}_L)_i \} + h.c. \quad (3.15)$$

であるので, 有効ラグランジアンは

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{sch.}} = -\frac{1}{4} \sum_{k=1}^3 \frac{\lambda_{kji}^* \lambda'_{kab}}{m_{\tilde{l}_L k}^2} \bar{\nu}_j (1 + \gamma_5) l_i \bar{d}_b (1 - \gamma_5) u_a \quad (3.16)$$

と求まる. また, (3.9) 式と  $s$ -クォーク及び  $c$ -クォークの運動方程式から

$$\langle 0 | \bar{d}_b \gamma_5 u_a | P(q) \rangle = -i \frac{m_P^2}{m_{u_a} + m_{d_b}} f_P. \quad (3.17)$$

(3.16) 式と (3.17) 式を用いて荷電スカラーレプトン交換チャンネルの崩壊幅を求め, (3.6) 式と比較すると

$$(A_s^P)_{ij} = -\frac{1}{2\sqrt{2}m_{l_i}} \frac{m_P^2}{m_{u_a} + m_{d_b}} \sum_{k=1}^3 \frac{\lambda_{kji}^* \lambda'_{kab}}{m_{\tilde{l}_L k}^2} \quad (3.18)$$

が求まる.

最後に, 図 3.3 で示した荷電ヒッグスによる  $s$ -チャンネル交換の寄与を求める. 荷電ヒッグスの相互作用ラグランジアンは以下のように与えられる:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & V_{u_a d_b}^* \left\{ \frac{gm_{d_b}}{\sqrt{2}m_w} \tan \beta \bar{d}_b P_L u_a H^- + \frac{gm_{u_a}}{\sqrt{2}m_w} \cot \beta \bar{d}_b P_R u_a H^- \right\} \\ & + \frac{gm_{l_i}}{\sqrt{2}m_w} \tan \beta \bar{\nu}_i P_R l_i H^+ + h.c.. \end{aligned} \quad (3.19)$$

ここで,  $g$  は  $SU(2)_L$  ゲージ結合定数,  $\tan \beta \equiv \langle H_u \rangle / \langle H_d \rangle$  は二つのヒッグス二重項である  $H_u$  (弱ハイパー電荷  $Y = 1/2$  をもつ) と  $H_d$  ( $Y = -1/2$  をもつ) の真空期待値

比を表す。(3.19) 式から荷電ヒッグスの寄与は

$$A_H^P = -G_F V_{u_a d_b}^* \frac{m_{d_b}}{m_{u_a} + m_{d_b}} \frac{m_P^2}{m_{H^-}^2} \left( \tan^2 \beta - \frac{m_{u_a}}{m_{d_b}} \right) \quad (3.20)$$

と求まる。ここで、(3.19) 式の第三項より荷電ヒッグス交換による終状態レプトン対は同世代なので、 $A_H^P$  は (3.7) 式の  $A_{ii}$  にのみ作用する。

### 3.1.4 数値解析

ここでは、前節で定義したパラメータを用いて RPV-MSSM における  $P \rightarrow l^+ \nu$  ( $P = D_s^+$  or  $B^+$ ) 過程への寄与を数値的に評価する。解析を行うにあたって、インプットパラメータは文献 [44] より次のような値の中心値を引用した：

$$\begin{aligned} G_F &= 1.16637 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}, \\ |V_{cs}| &= 1.023 \pm 0.036, \\ |V_{ub}| &= (3.89 \pm 0.44) \times 10^{-3}, \\ m_{D_s^+} &= 1968.47 \pm 0.33 \text{ MeV}, \\ m_{B^+} &= 5279.17 \pm 0.29 \text{ MeV} \\ m_c &= 1.27_{-0.09}^{+0.07} \text{ GeV}, \\ m_s &= 101_{-21}^{+29} \text{ MeV}, \\ m_b &= 4.19_{-0.06}^{+0.18} \text{ GeV}, \\ m_\tau &= 1776.82 \pm 0.16 \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (3.21)$$

また、アップクォークの質量、 $m_u$  の実験値は極めて小さいためゼロとおいた。

3.1.3 節で述べた通り、ここでは終状態レプトン対が同世代のみ、すなわち  $A_{ij}^P = 0$  ( $i \neq j$ ) の場合を考える。また、超対称性粒子の質量はすべて 100 GeV に固定し、解析を行う。簡単のため、図 3.2 (a) で交換するスカラーダウンクォークの世代は第三世代のみ、図 3.2 (b) で交換する荷電スカラーレプトンの世代は第二世代のみと仮定

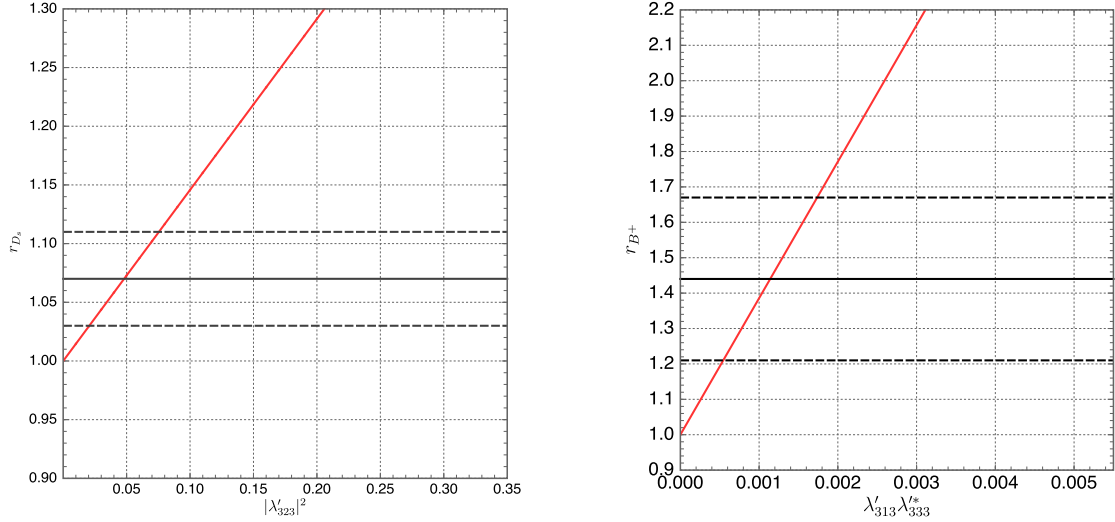


図 3.4:  $D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$  過程 (左図) 及び  $B^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$  過程 (右図) での, パラメーター  $r_P$  に対する  $t$ -チャンネルスカラーダウンクォーク交換の寄与を描いた. 点線は (3.22) 式より与えられる  $r_{D_s}$  及び  $r_{B^+}$  の  $1\sigma$  の値を表す.

する. つまり, 関係する RPV 結合定数は (3.13) 式と (3.16) 式より,  $D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu$  過程のとき  $|\lambda'_{323}|^2$  と  $\lambda'_{222}\lambda_{233}^*$ ,  $B^+ \rightarrow \tau^+\nu$  過程のとき  $\lambda'_{313}\lambda_{333}^*$  と  $\lambda'_{213}\lambda_{233}^*$  となる.

まず, スカラーダウンクォーク交換からくるパラメータ,  $r_P$  への寄与を調べた. 図 3.4 は,  $D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu$  過程における  $r_{D_s}$  の値 (左図) と  $B^+ \rightarrow \tau^+\nu$  過程における  $r_{B^+}$  の値 (右図) を RPV 結合定数の関数として描いたグラフである. このグラフの横線は,  $P \rightarrow \tau^+\nu$  過程に関する実験値と理論値の間のずれに対応する  $r_P$  の値を示している. この値は,  $D_s^+$  中間子に関しては (3.1) 式と (3.2) 式を,  $B^+$  中間子に関しては (3.3) 式と (3.4) 式を用いて

$$r_{D_s} = 1.07 \pm 0.04, \quad (3.22)$$

$$r_{B^+} = 1.44 \pm 0.23$$

と求められる. この横線のうち, 実線が (3.22) 式の中心値, 点線が  $1\sigma$  の値である.

図 3.4 より, 横軸が正の値とき,  $t$ -チャンネルの寄与は  $W$  ボソン交換の寄与と同符号の向きに効いてくる, すなわち  $r_{D_s}, r_{B^+} \geq 1$  である. また, RPV 結合定数に対する

実験からの制限は  $1\sigma$  の範囲で

$$\begin{aligned} 0.02 &\leq |\lambda'_{323}|^2 \leq 0.07, \\ 0.0006 &\leq \lambda'_{313} \lambda_{333}^* \leq 0.0017 \end{aligned} \quad (3.23)$$

である。これにより、 $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程における RPV 結合定数の制限値は  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程における RPV 結合定数の制限値よりオーダーで二桁小さい。これは、(3.7) 式の第一項の分子より、パラメータ  $r_P$  の値が CKM 行列要素と新粒子による寄与との相対的な大きさに依存していることが原因である。 $r_{D_s}$  に関する CKM 行列の大きさは  $V_{cs} \sim 1$  である一方、 $r_{B^+}$  では  $V_{ub} \sim 10^{-3}$  なので、 $|V_{cs}|$  に比べて  $|V_{ub}|$  の方が CKM 行列要素の値が小さい。したがって、 $r_{D_s}$  に比べて  $r_{B^+}$  の方が新粒子の寄与の変化に対する感度が高く、 $|\lambda'_{323}|^2$  よりも  $\lambda'_{313} \lambda_{333}^*$  に対する制限の方が厳しい。

次に、荷電スカラーレプトンによる  $s$ -チャンネル交換の効果を調べる。(3.8) 式と (3.18) 式によれば、 $\lambda_{kji}^* \lambda_{kab}$  が実数且つ正の値のとき、荷電スカラーレプトン交換による寄与と  $W$  ボソン交換による寄与は逆符号で干渉する。実際の解析でも、この振る舞いは図 3.5 により確認された。図 3.5 では、 $W$  ボソン交換チャンネルに加えて、スカラーダウクォーク交換チャンネルのみを含む場合と荷電スカラーレプトン交換チャンネルのみを含む場合、そして、荷電スカラーレプトン交換チャンネルとスカラーダウクォーク交換チャンネルの両者を含む場合のパラメータ  $r_{D_s}$  の値を描いた。実線がスカラーダウクォーク交換、点線が荷電スカラーレプトン交換、そして、破線が両新粒子交換の寄与を考慮した結果である。ただし両新粒子交換の場合、関連する RPV 結合定数を共通にとると仮定している。スカラーダウクォークの寄与は  $|\lambda'_{323}|^2$  に比例する一方で、荷電スカラーレプトンの寄与は  $\lambda'_{222} \lambda_{233}^*$  に比例している。したがって各線の状況を言い換えると、実線は  $\lambda^2 = |\lambda'_{323}|^2$  かつ  $\lambda'_{222} \lambda_{233}^* = 0$ 、点線は  $\lambda^2 = \lambda'_{222} \lambda_{233}^*$  かつ  $|\lambda'_{323}|^2 = 0$ 、破線は  $\lambda^2 = |\lambda'_{323}|^2 = \lambda'_{222} \lambda_{233}^*$  の場合にそれぞれ相当している。図 3.5 より、 $r_{D_s}$  の  $1\sigma$  の範囲を満足する  $\lambda^2$  の値は各線において、おおよそ 0.05 (実線), 0.45 (点線), 0.65 (破線) である。また、図 3.5 では  $\lambda^2 > 0$  のとき荷電スカラーレプトン交換ダイアグラムは、 $W$  ボソン交換ダイアグラムとスカラーダウクォーク交換ダイアグラムの両者と逆符号で干渉していることが確認できる。このことを数式の上で理

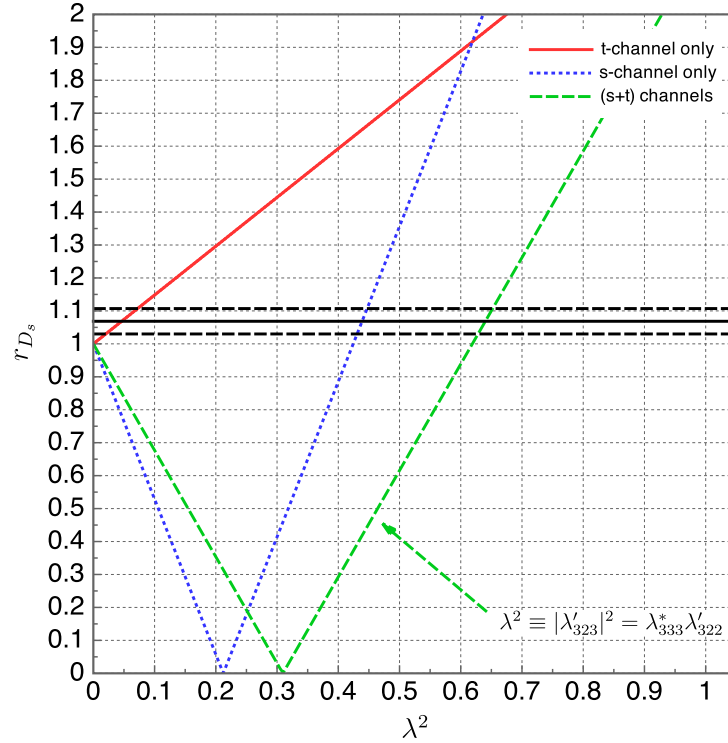


図 3.5: RPV 結合定数の関数としての  $r_{D_s}$  に対する RPV 相互作用の寄与. 三つの線は, スカラーダウクォークによる  $t$ -チャンネルの寄与を含む場合 (実線), 荷電スカラーレプトンによる  $s$ -チャンネル交換の寄与を含む場合 (点線), 両チャンネルの寄与を含む場合 (破線) にそれぞれ対応している. 特に両チャンネルを含む場合は, スカラーダウクォーク交換チャンネルに関与する RPV 結合定数と荷電スカラーレプトン交換に関与する RPV 結合定数を共通, すなわち  $\lambda^2 \equiv |\lambda'_{323}|^2 = \lambda'_{333} \lambda'_{322}$  とした. 横線の実線が (3.22) 式の中心値, 点線が  $1\sigma$  の値を表す.

解するためにまず、図 3.5 の  $s$ -チャンネルのみの寄与（青の点線）の振る舞いに注目する。  $\lambda^2$  の値をゼロから大きくしていくと縦軸の値は徐々に減少し、  $\lambda^2 \approx 0.2$  の付近でゼロになる。このとき、すなわち  $r_{D_s} \sim 0$  のとき、(3.7) 式より  $G_F V_{cs} \approx -A_s^{D_s}$  の場合に相当している。さらに  $\lambda^2$  の値を増加させ、  $\lambda^2 > 0.2$  になると荷電スカラーレプトンによる寄与は  $W$  ボソンによる寄与を上回って支配的 ( $G_F V_{cs} \ll |A_s^{D_s}|$ ) となり、パラメータ  $r_{D_s}$  は  $\lambda^2$  に依存して増加する。したがって  $\lambda^2 > 0$  の領域では、荷電スカラーレプトンの寄与は  $W$  ボソンの寄与と逆符号で干渉する。では、スカラーダウクォークと荷電スカラーレプトンの両粒子の寄与がある場合にはどうだろうか。いま、スカラーダウクォークによる寄与  $A_t^{D_s}$  は (3.14) 式で与えられており、荷電スカラーレプトンによる寄与  $A_s^{D_s}$  は (3.18) 式で与えられている。したがって  $\lambda^2 = |\lambda'_{323}|^2 = \lambda'_{222} \lambda_{233}^*$  のとき、  $A_t^{D_s}$  と  $A_s^{D_s}$  は相対的に逆の符号で

$$|A_t^{D_s}| : |A_s^{D_s}| = \frac{1}{4\sqrt{2}} : \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{m_{D_s}}{m_\tau} \frac{m_{D_s}}{m_c + m_s} \quad (3.24)$$

という関係をもっている。  $A_s^{D_s}$  のファクター  $m_{D_s}/(m_c + m_s)$  の大きさは  $\mathcal{O}(1)$  で  $m_{D_s}/m_\tau$  はおおよそ 1 なので、  $|A_t^{D_s}|$  と  $|A_s^{D_s}|$  の比は 1 : 2 となり、常に  $|A_t^{D_s}| < |A_s^{D_s}|$  という関係を満たしている。また、荷電スカラーレプトンの寄与は  $W$  ボソンの寄与と逆符号で干渉するのは前述より明らかなので、スカラーダウクォークの寄与は  $W$  ボソンの寄与と同符号で干渉する。したがって  $\lambda^2 = |\lambda'_{323}|^2 = \lambda'_{222} \lambda_{233}^* > 0$  且つ  $m_{\bar{d}_{R_3}} = m_{\bar{\mu}_{L_2}}$  の場合、スカラーダウクォークによる寄与は  $W$  ボソンの寄与と同符号で干渉するが、この寄与と逆符号で干渉する荷電スカラーレプトンの寄与の方が常に支配的なので、図 3.5 で  $s+t$ -チャンネルの線（緑の破線）は  $s$ -チャンネルのみの線（青の点線）と同様に  $\lambda^2$  の値によって一旦打ち消し合う振る舞いをする。このことから、模型パラメータのとり値によってスカラーダウクォークと荷電スカラーレプトンの寄与は互いに相殺し合うことが確かめられた。また、  $B^+$  中間子の場合でも  $|A_t^{B^+}| < |A_s^{B^+}|$  が言える。  $B^+$  中間子のときは  $m_{B^+}/(m_u + m_b) \sim \mathcal{O}(1)$  且つ  $m_{B^+}/m_\tau \sim 3$  なので、  $A_t^{B^+}$  と  $A_s^{B^+}$  の大きさの比はおおよそ 1 : 6 となる。

上述により、新粒子同士で相殺し合う領域が存在することを確認したので、図 3.6 では、実験で示唆されている RPV 結合定数の領域を定量的に見積もった。左図が  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu$

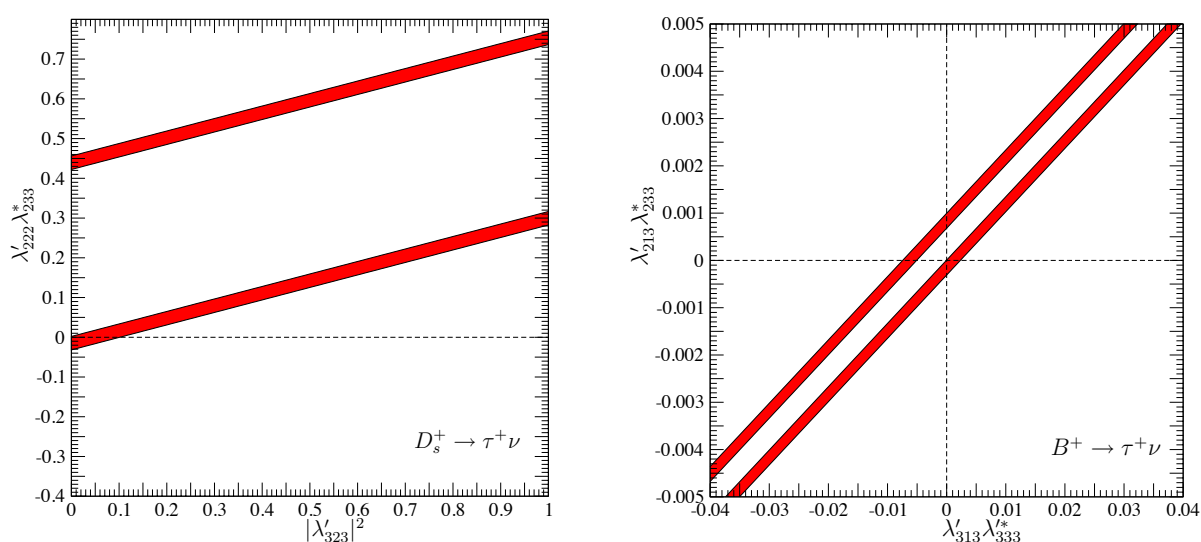


図 3.6:  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$  過程 (左図) 及び  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$  過程 (右図) における実験データからの RPV 結合定数に対する制限を描いた。横軸がスカラーダウクォーク交換に関する RPV 結合定数, 縦軸が荷電スカラーレプトン交換に関する RPV 結合定数を表す。赤色のバンドはそれぞれ  $r_{D_s}$  (左図) 及び  $r_{B^+}$  (右図) の  $2\sigma$  許容領域に対応している。



過程で、右図が  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程での解析結果である。それぞれ横軸はスカラーダウクォーク交換に関わる RPV 結合定数、縦軸は荷電スカラーレプトン交換に関わる RPV 結合定数を表している。赤色のバンドは (3.22) 式,  $r_P$  ( $P = D_s$  or  $B^+$ ) の  $2\sigma$  許容領域で、各図においてバンドの内側の実線が  $r_P$  の下限値に対応し、外側の実線が  $r_P$  の上限値に対応している。両グラフとも、 $\lambda\lambda^*$  (荷電スカラーレプトン交換に関与する RPV 結合定数) は  $\lambda'\lambda'^*$  (スカラーダウクォーク交換に関与する RPV 結合定数) と正の相関をもっている。これは、荷電スカラーレプトン交換による寄与とスカラーダウクォーク交換による寄与が互いに弱め合っているために起こる。たとえば  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程に関して、荷電スカラーレプトン交換による寄与なし (縦軸ゼロ) の領域での  $r_{D_s}$  の値について考察する。スカラーダウクォーク交換に係る RPV 結合定数  $|\lambda'_{323}|^2$  がゼロのとき、 $r_{D_s}$  の値は標準模型での値と一致する。この過程では  $|\lambda'_{323}|^2$  は常に正であるため、(3.7) 式と (3.14) 式よりスカラーダウクォーク交換の寄与は  $W$  ボソン交換の寄与と同符号で干渉する。したがって、 $|\lambda'_{323}|^2$  の値を大きくすると  $r_{D_s}$  の値は増加する。やがて、 $r_{D_s}$  は実験データの示唆する値よりも大きな値を示すようになり、赤いバンドの領域から排除される。このような  $|\lambda'_{323}|^2$  の領域で再度実験データと無矛盾な  $r_{D_s}$  の値を実現するには、 $r_{D_s}$  の値を小さくする寄与、つまり、スカラーダウクォーク交換と逆符号で効いてくるような寄与が必要となる。図 3.5 での議論を思い出すと、荷電スカラーレプトン交換に係る RPV 結合定数  $\lambda'_{222}\lambda_{233}^*$  が正のとき、荷電スカラーレプトンの寄与はダウンスカラークォークの寄与と逆符号で干渉する。したがって  $\lambda'_{222}\lambda_{233}^* > 0$  での荷電スカラーレプトンの寄与を加えると、パラメータ  $r_{D_s}$  の値は減少し、実験データと一致する  $r_{D_s}$  の領域が再度出現する。以上の見解により、荷電スカラーレプトン交換に係る RPV 結合定数とスカラーダウクォーク交換に係る RPV 結合定数の許容領域は、両者の間の逆符号の干渉の効果が要因となって、正の相関をもつことが理解できる。

この許容領域の示す性質について、さらに議論を進める。 $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程では、スカラーダウクォーク交換に関与する RPV 結合定数の積は必ず正 ( $|\lambda'_{323}|^2 \geq 0$ ) なので、荷電スカラーレプトン交換に関与する RPV 結合定数の積  $\lambda'_{222}\lambda_{233}^*$  が負の領域では

厳しい制限がつく．具体的には，図 3.6 (左図) より  $\lambda'_{222}\lambda_{233}^* < 0$  の領域における RPV 結合定数の  $2\sigma$  許容範囲はわずかに  $-0.04 \leq \lambda'_{222}\lambda_{233}^* \leq 0$  と求まる．また， $B^+ \rightarrow \tau^+\nu$  過程に関しては図 3.6 (右図) より  $\lambda'_{313}\lambda_{333}^*$  と  $\lambda'_{213}\lambda_{233}^*$  が異符号のとき，RPV 結合定数に対する制限が厳しく， $\lambda'_{313}\lambda_{333}^* > 0$  のとき， $\lambda'_{213}\lambda_{233}^* \leq 0$  の領域における許容範囲は  $-0.0004 \leq \lambda'_{213}\lambda_{233}^* \leq 0$  となる．このように RPV 結合定数の符号に対して厳しい制限がつくのは，複数のダイアグラムの寄与が強め合うために起こる．

以上をまとめると， $D_s^+$  中間子及び  $B^+$  中間子のレプトン崩壊における実験データは関連する RPV 結合定数の大きさにはあまり強い制限を与えないが，符号に対して厳しい制限を与えることが分かった．これは，ダイアグラム間の干渉の効果を考慮したために得られた結論である．このような RPV 結合定数間の相関は，LHC のような大型加速器を用いた RPV-MSSM の新粒子探索において好都合な帰結を与える．なぜならば本研究では，ダイアグラム間の相殺が根拠となって，従来の研究での見積もりよりも大きな RPV 結合定数の値が許される可能性を指摘したからである．そのため，RPV 結合定数が従来の予言よりも大きな値を持っていれば，大型加速器による新粒子直接探索で，この RPV 相互作用を含む生成過程あるいは崩壊過程の観測がこれまで以上に期待される．

ここまで，新粒子の寄与としてはスカラーダウクォーク交換による寄与と荷電スカラーレプトン交換による寄与を考えてきた．最後に，これらの寄与に加えて，図 3.3 で示した荷電ヒッグスによる  $s$ -チャンネル交換の寄与を考慮した場合の結果について触れておく．まず，パラメータ  $r_P$  に対する荷電ヒッグス交換の寄与を荷電ヒッグスの質量の関数として，図 3.7 に示す．図 3.7 は，新粒子の寄与として荷電ヒッグスの寄与のみを考慮した場合の解析結果である． $r_{D_s^+}$  のグラフを左図， $r_{B^+}$  のグラフを右図に描いた．また，各グラフの 4 本の曲線（実線，点線，破線，一点鎖線）はそれぞれ  $\tan\beta = 2, 10, 30, 50$  の場合の結果に対応している．さらに  $m_{H^+} \sim 300$  GeV 付近の縦線は， $b \rightarrow s\gamma$  の実験データから許される荷電ヒッグス質量の下限値を表している [45]．この制限を考慮すると，図 3.7 より， $D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu$  過程における荷電ヒッグスの寄与は  $\tan\beta$  の値を変化させてもほとんど効かないことがわかる（標準模型での予言値に対して 1% 以下の効果）．

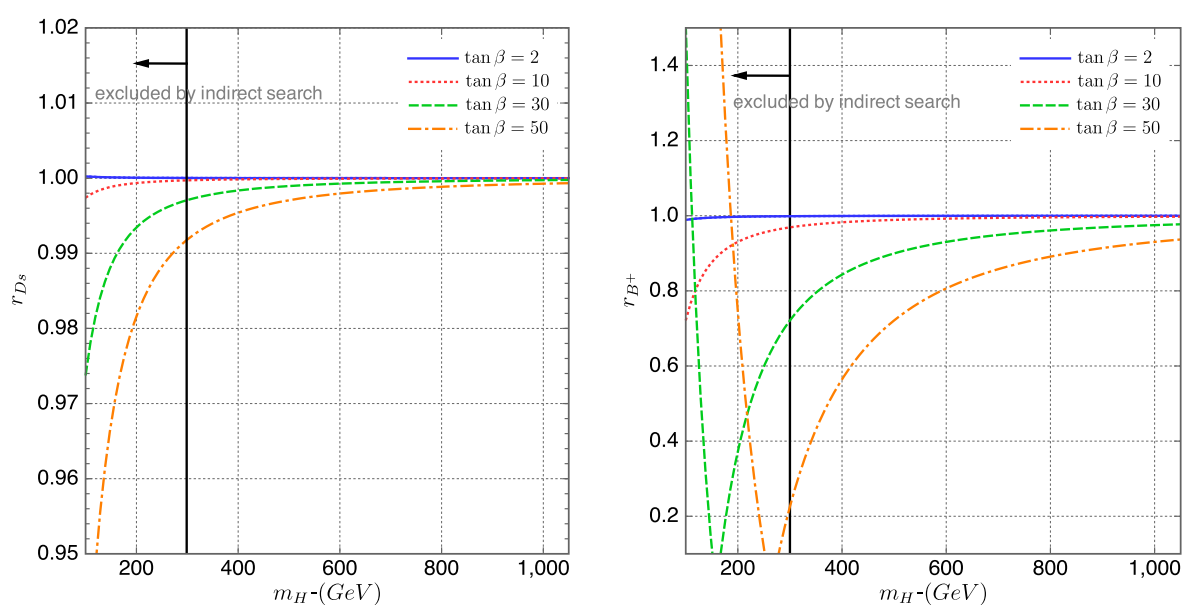


図 3.7:  $r_{D_s}$  (左図) 及び  $r_{B^+}$  (右図) への荷電ヒッグス交換による寄与を、荷電ヒッグス質量の関数として表した。4つの曲線 (実線, 点線, 破線, 一点鎖線) はそれぞれ  $\tan\beta = 2, 10, 30, 50$  の結果に対応している。  $m_{H^-} \sim 300$  GeV の縦線は  $b \rightarrow s\gamma$  実験で許容される下限値を表す [45].

一方,  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程における荷電ヒッグス交換の寄与は  $\tan \beta = 50$  のとき, 標準模型の寄与のみを考えた場合の値を最大 80% と大幅に変更させることがわかる.  $D_s^+$  中間子と  $B^+$  中間子で荷電ヒッグス交換による影響がこれほどまで異なるのは, (3.20) 式の  $m_P^2/m_{H^-}^2$  ( $P = D_s^+$  or  $B^+$ ) のファクターの大きさの違いが原因となっている. また, 図 3.7 から  $m_{H^-} \geq 300$  GeV では,  $r_P$  は 1 より大きくなる. したがって, 荷電ヒッグスによる新粒子交換の寄与だけでは実験データを説明することができない. 言い換えると, 実験データを説明するためには荷電ヒッグス交換以外の効果, すなわち, スカラーダウクォーク交換や荷電スカラーレプトン交換の効果が必要となる. 図 3.8 では, 荷電ヒッグス交換の効果が著しい  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程に関して, スカラーダウクォーク交換や荷電スカラーレプトン交換に加えて荷電ヒッグス交換の効果を含む場合と含まない場合の数値結果を比較した. 破線に囲まれた黄色のバンドが荷電ヒッグス交換の寄与を含

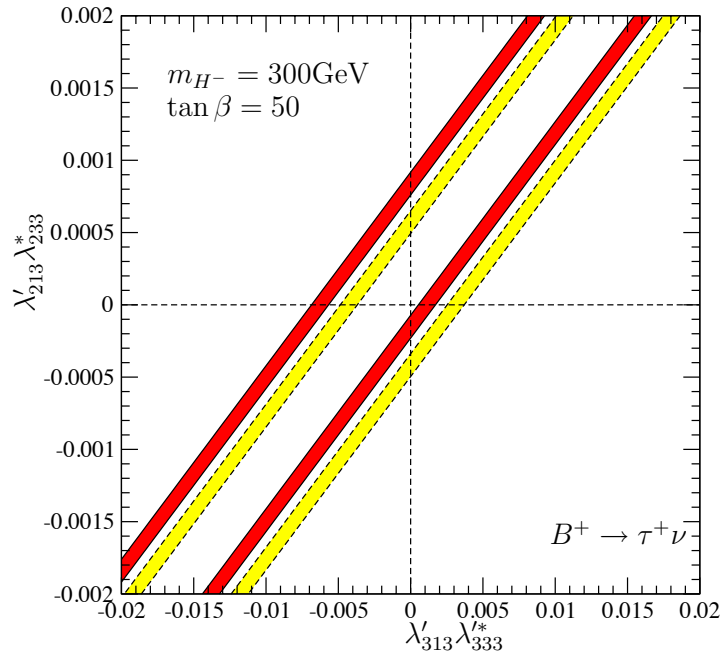


図 3.8:  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程からの RPV 結合定数に対する制限を描いた. 実線のバンドと破線のバンドはそれぞれ, 荷電ヒッグス交換の寄与がない場合とある場合の  $r_{B^+}$  の  $1\sigma$  許容領域を表す. 荷電ヒッグスの寄与は,  $m_{H^-} = 300$  GeV と  $\tan \beta = 50$  のときの値を用いた.

む場合、実線に囲まれた赤色のバンドが荷電ヒッグス交換の寄与を含まない場合の  $r_{B^+}$  に関する  $1\sigma$  の許容領域である。荷電ヒッグスを含む場合の解析では、 $m_{H^-} = 300$  GeV,  $\tan\beta = 50$  として計算した。これは、図3.7で  $b \rightarrow s\gamma$  実験における制限を考慮した際に、 $B^+ \rightarrow \tau^+\nu$  過程での荷電ヒッグスの寄与が最大となるような値を採用したためである。図3.8によれば、荷電ヒッグスの寄与を含めると RPV 結合定数の許容領域はわずかに変化する。たとえば、荷電スカラーレプトン交換チャンネルの寄与がゼロ ( $\lambda'_{213}\lambda_{233}^* = 0$ ) のところに着目すると、荷電ヒッグスを含まない場合の RPV 結合定数の許容領域は  $-0.007 \lesssim \lambda'_{313}\lambda_{333}^* \lesssim -0.006, 0.001 \lesssim \lambda'_{313}\lambda_{333}^* \lesssim 0.002$  なのに対し、荷電ヒッグスを含む場合の許容領域は  $-0.005 \lesssim \lambda'_{313}\lambda_{333}^* \lesssim -0.004, 0.003 \lesssim \lambda'_{313}\lambda_{333}^* \lesssim 0.004$  となる。

## 3.2 $D_s^+$ 中間子及び $B^+$ 中間子のレプトン崩壊過程におけるレプトンフレーバーの破れの検証

本節では3.1.3節で述べた通り、 $D_s^+$  中間子及び  $B^+$  中間子のレプトンフレーバーの破れを伴うレプトン崩壊過程 ( $D_s^+, B^+ \rightarrow \tau^+\nu_i, i = e, \mu$ ) における、RPV 相互作用の寄与について調べた結果を報告する。尚、本節での研究内容は論文 [2] で公表している。

### 3.2.1 実験データからの示唆 (アップデート)

本節の議論を始める前に、実験値と理論値のアップデートについて触れておく。論文 [1] を公表してから論文 [2] を公表するまでの間に、 $D_s^+$  中間子の崩壊定数の実験値と理論値の新たな結果が発表された。まず、実験値に関しては世界平均の値は HFAG [54] により

$$f_{D_s} = 257 \pm 5.3 \text{ MeV} \tag{3.25}$$

で与えられ, 以前発表された実験データ [33] よりも値が小さくなった. また, 理論値は HPQCD グループによってより高い精度の値が公表された [34]:

$$f_{D_s} = 248.5 \pm 2.5 \text{ MeV}. \quad (3.26)$$

したがって, 実験値と理論値との間のずれは  $2.4\sigma$  から  $1.6\sigma$  へと減少している. また, これらの値は実験から示唆されるパラメータ  $r_P$  の範囲にも変更を与えた:

$$\begin{aligned} r_{D_s} &= 1.04 \pm 0.03, \\ r_{B^+} &= 1.44 \pm 0.23. \end{aligned} \quad (3.27)$$

以下では, この結果を反映した値を用いて解析を行った.

### 3.2.2 RPV-MSSM における $D_s^+, B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_i$ ( $i = e, \mu$ ) 過程

$D_s^+$  中間子及び  $B^+$  中間子のレプトン崩壊におけるレプトンフレーバーの破れの寄与について, 本節で再度触れておく. すでに 3.1.3 節で述べたように,  $P \rightarrow l_i \nu_j$  ( $P = D_s^+, B^+$ ) 過程に対する寄与はパラメータ  $r_P$  を用いて (3.7) 式で表されている:

$$r_P^2 \equiv \frac{|G_F V_{u_a d_b}^* + A_{ii}^P|^2}{G_F^2 |V_{u_a d_b}^*|^2} + \sum_{j(\neq i)} \frac{|A_{ij}^P|^2}{G_F^2 |V_{u_a d_b}^*|^2}. \quad (3.28)$$

新物理による寄与  $A^P$  の添え字  $i, j$  はそれぞれ終状態の荷電レプトンの世代, ニュートリノの世代を表しているので  $A_{ij}^P$  ( $i \neq j$ ) はレプトンフレーバーを破る寄与を示している. 前節では他の LFV 実験からの制限が厳しいことから, レプトンフレーバーを破る寄与  $A_{ij}^P$  ( $i \neq j$ ) は無視できると仮定していた. しかしここで, レプトンフレーバーを破る寄与は本当に無視してよいのか, という疑問が残る. なぜならば, 実際の測定ではニュートリノのフレーバーを識別できないうえに, (3.28) 式によればレプトンフレーバーを破る寄与  $A_{ij}^P$  ( $i \neq j$ ) は  $r_P$  について必ず正の寄与を与えるからである. そのため, たとえ  $A_{ii}^P$  がスカラーダウクォーク交換チャンネルと荷電スカラーレプトン交換チャンネルの干渉の効果によって小さな値を持ったとしても,  $A_{ij}^P$  ( $i \neq j$ ) のみ

によって (3.27) 式で表された標準模型の予言値からのずれを説明する可能性が考え得る. この状況を踏まえて以下では, レプトンフレーバーを保存する新粒子の寄与がちょうど相殺し合っている, すなわち  $A_{ii}^P=0$  という条件のもとで考察する.

$D_s^+, B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_i$  ( $i = e, \mu$ ) 過程に対する RPV 相互作用の寄与は, 図 3.2 によって与えられる. この図 (a), (b) と (3.14) 式, (3.18) 式との対応により, 各ダイアグラムに関係する RPV 結合定数は表 3.1 のようにまとめられる.

レプトン崩壊過程	ダイアグラム	RPV 結合定数
$D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_e$	第 $k$ 世代スカラーダウクォークの t-チャンネル交換	$\lambda'_{32k} \lambda_{12k}^*$
	第 $k$ 世代荷電スカラーレプトンの s-チャンネル交換	$\lambda_{k13}^* \lambda'_{k22}$
$D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\mu$	第 $k$ 世代スカラーダウクォークの t-チャンネル交換	$\lambda'_{32k} \lambda_{22k}^*$
	第 $k$ 世代荷電スカラーレプトンの s-チャンネル交換	$\lambda_{k23}^* \lambda'_{k22}$
$B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_e$	第 $k$ 世代スカラーダウクォークの t-チャンネル交換	$\lambda'_{31k} \lambda_{13k}^*$
	第 $k$ 世代荷電スカラーレプトンの s-チャンネル交換	$\lambda_{k13}^* \lambda'_{k13}$
$B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\mu$	第 $k$ 世代スカラーダウクォークの t-チャンネル交換	$\lambda'_{31k} \lambda_{23k}^*$
	21 第 $k$ 世代荷電スカラーレプトンの s-チャンネル交換	$\lambda_{k23}^* \lambda'_{k13}$

表 3.1: レプトンフレーバーを破る  $P \rightarrow \tau^+ \nu$  ( $P = D_s^+, B^+$ ) 過程で RPV 相互作用によって生じるダイアグラムと関連する RPV 結合定数の対応表.

### 3.2.3 $D_s^+, B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_i$ ( $i = e, \mu$ ) 過程に関連する LFV 過程について

表 3.1 に記されたダイアグラムが存在すると, 他の LFV 過程に RPV の効果が現れる可能性がある. これは, 各ダイアグラムに対応する RPV 結合定数が異なる LFV 過程を引き起こすからである. 3.2 節では,  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程及び  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程の実験データから示唆される LFV-RPV の寄与の大きさと他の LFV 過程の実験データから許される RPV の寄与の大きさを比較することを目的としているため, 以下では RPV の影響を受け得る LFV 過程について, 各レプトン崩壊過程ごとに解説を行う.

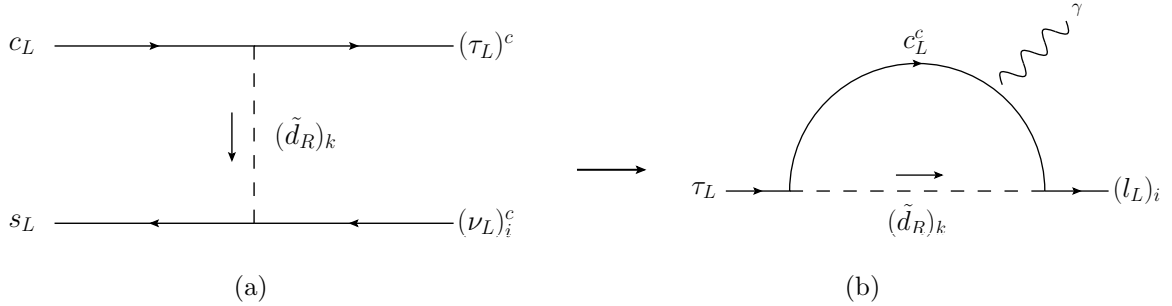


図 3.9:  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_i$  過程におけるスカラーダウクォークの  $t$ -チャンネル交換ダイアグラム (a) と LFV 過程  $\tau \rightarrow l_i \gamma$  におけるスカラーダウクォークのワンループ交換ダイアグラム (b) を描いた. 添え字  $i, k$  は各粒子の世代を表しており,  $i = 1, 2$  である.  $i = 1$  のとき  $(l_L)_1 = e_L$ ,  $i = 2$  のとき  $(l_L)_2 = \mu_L$  となる.

**(a)  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_i$  ( $i = e, \mu$ ) の場合**

本過程のスカラーダウクォークの  $t$ -チャンネル交換ダイアグラムに関する RPV 相互作用は, スーパーポテンシャル (3.5) 式を用いて

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \epsilon_{ab} \lambda'_{ijk} \hat{L}_i^a \hat{Q}_j^b (\tilde{d}_R)_k^* \\ &= \lambda'_{ijk} [(\nu_L^c)_i (d_L)_j - (l_L^c)_i (u_L)_j] (\tilde{d}_R)_k^* \end{aligned} \quad (3.29)$$

と求まる. ここで,  $\epsilon_{ab}$  は反対称テンソルで  $\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$  である. スカラーダウクォーク交換による  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_i$  ( $i = e, \mu$ ) 過程は, (3.29) 式の第一項と第二項の組み合わせ,  $[(\nu_L^c)_i, (d_L)_2]$  と  $[(l_L^c)_3, (u_L)_2]$  によって生じる (図 3.2 (a) 参照). ここで, 前者の相互作用を (3.29) 式の第二項の  $[(l_L^c)_i, (u_L)_2]$  に置き換えると,  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_e, \tau^+ \nu_\mu$  過程に現れる RPV 結合定数を用いて  $\tau \rightarrow \mu \gamma, \tau \rightarrow e \gamma$  の LFV-RPV 過程が誘発される. この対応関係を図 3.9 に示す.  $\tau \rightarrow e \gamma$  過程に関連する RPV 結合定数は  $\lambda'_{32k} \lambda_{12k}^*$  で,  $\tau \rightarrow \mu \gamma$  過程に関連する RPV 結合定数は  $\lambda'_{32k} \lambda_{22k}^*$  である. このとき,  $k$  はスカラーダウクォークの世代を表す. また, これらの LFV 過程に関する分岐比の上限値は Belle



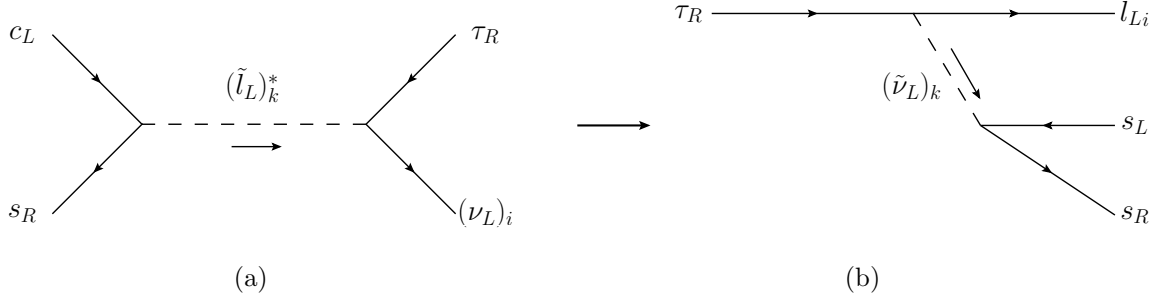


図 3.10:  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_i$  過程における荷電スカラーレプトンの  $s$ -チャンネル交換ダイアグラム (a) と LFV 過程  $\tau \rightarrow l_i \eta$  におけるスカラーダウクォーク交換ダイアグラム (b) を描いた. 添え字  $i, k$  は各粒子の世代を表しており,  $i = 1, 2$  となる.  $i = 1$  のとき  $(l_L)_1 = e_L$ ,  $i = 2$  のとき  $(l_L)_2 = \mu_L$  である.

実験で測定されており, それぞれ

$$\begin{aligned} \text{BR}(\tau \rightarrow e\gamma) &< 1.2 \times 10^{-7}, \\ \text{BR}(\tau \rightarrow \mu\gamma) &< 4.5 \times 10^{-8} \end{aligned} \tag{3.30}$$

である [46].

次に, 荷電スカラーレプトンの  $s$ -チャンネル交換ダイアグラムについて考えよう.  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_i$  ( $i = e, \mu$ ) 過程の荷電スカラーレプトン交換ダイアグラムで現れる RPV 結合定数の組み合わせは  $\lambda_{ki3}^* \lambda'_{k22}$  である. ここで  $i$  はレプトンの世代の足を表していて  $i = 1$  のときは終状態レプトンは電子ニュートリノ,  $i = 2$  のときはミュー粒子ニュートリノである. また,  $k$  は荷電スカラーレプトンの世代を表す. このダイアグラムに関してもスカラーダウクォーク交換チャンネルの場合と同じように, 選択する粒子の組み合わせを取り換えることで, 同様の RPV 結合定数の組み合わせから図 3.9 で示すような  $\tau \rightarrow e\eta$  や  $\tau \rightarrow \mu\eta$  の LFV-RPV 過程が誘発される. これらの LFV 過程に関する分岐比の実験データによる上限値は, Belle 実験 [47] より

$$\begin{aligned} \text{BR}(\tau \rightarrow e\eta) &< 4.4 \times 10^{-8}, \\ \text{BR}(\tau \rightarrow \mu\eta) &< 2.3 \times 10^{-8} \end{aligned} \tag{3.31}$$

である.

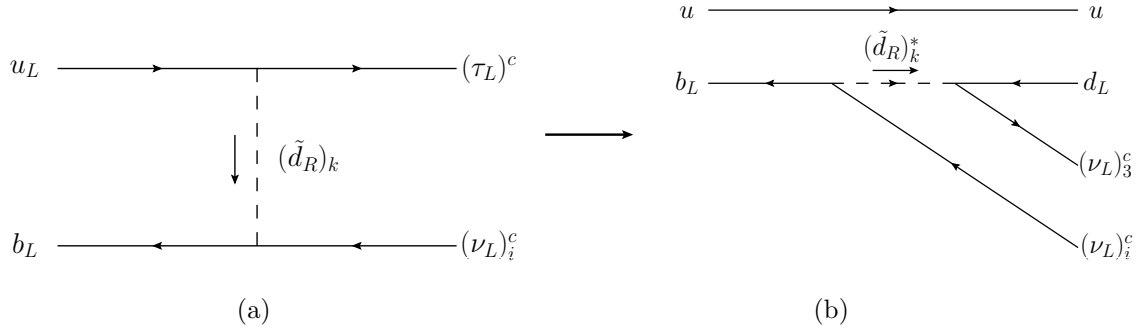


図 3.11:  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_i$  過程におけるスカラーダウクォークの  $t$ -チャンネル交換ダイアグラム (a) と LFV 過程  $B^+ \rightarrow \pi^+ \nu_i \bar{\nu}_3$  におけるスカラーダウクォーク交換ダイアグラム (b) を描いた. 添え字  $i, k$  は各粒子の世代を表しており,  $i = 1, 2$  となる.  $i = 1$  のとき  $(l_L)_1 = e$ ,  $i = 2$  のとき  $(l_L)_2 = \mu$  である.

### (b) $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_i$ ( $i = e, \mu$ ) の場合

表 3.1 より, 本過程において関連する RPV 結合定数の組み合わせは, スカラーダウクォークによる  $t$ -チャンネル交換ダイアグラムと荷電スカラーレプトンによる  $s$ -チャンネル交換ダイアグラムでそれぞれ  $\lambda'_{31k} \lambda_{i3k}^*$  と  $\lambda_{ki3}^* \lambda'_{k13}$  である. ここで添え字  $i$  は  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程における終状態ニュートリノの世代を表し,  $k$  は間を媒介する超対称性粒子の世代を表す.

スカラーダウクォーク交換ダイアグラムにおける RPV 結合定数,  $\lambda'_{31k} \lambda_{i3k}^*$  は  $\bar{b} \rightarrow \bar{d} \nu_3 \nu_i$  過程を通じた  $B^+$  中間子の崩壊過程を引き起こす (図 3.11). この過程における分岐比は BABAR 実験により

$$\text{BR} (B^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) < 1 \times 10^{-4} \quad (3.32)$$

という上限が得られている [48]. また, 同様の RPV 結合定数を用いて  $\bar{b} \rightarrow u \tau^+ \nu_i$  過程も生じる. ただし標準模型において, この過程は  $W$  ボソン交換によるツリーの寄与が存在するが,  $\bar{b} \rightarrow \bar{d} \nu_3 \nu_i$  過程は FCNC のため 1-ループ・ダイアグラムにより生成される. 一方 RPV による寄与は両過程ともにツリーレベルで起こるので,  $\bar{b} \rightarrow u \tau^+ \nu_i$  の LFV 過程に比べて  $\bar{b} \rightarrow \bar{d} \nu_3 \nu_i$  の LFV 過程の方が模型パラメータに対して厳しい制限を

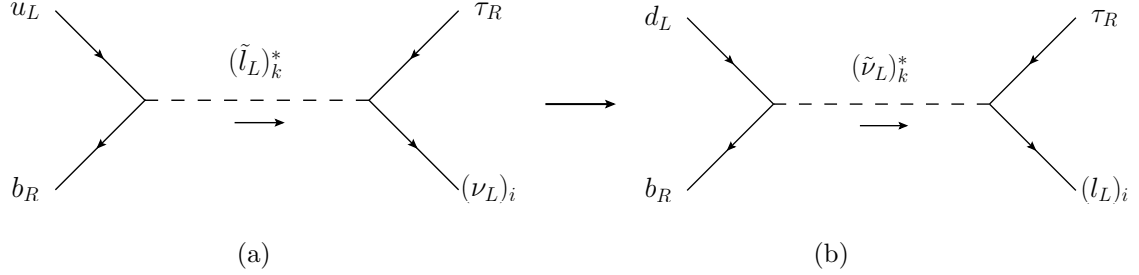


図 3.12:  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_i$  過程におけるスカラーダウクォークの  $s$ -チャンネル交換ダイアグラム (a) と LFV 過程  $B^+ \rightarrow \tau^+ l_i$  におけるスカラーダウクォーク交換ダイアグラム (b) を描いた. 添え字  $i, k$  は各粒子の世代を表しており,  $i = 1, 2$  となる.  $i = 1$  のとき  $(l_L)_1 = e$ ,  $i = 2$  のとき  $(l_L)_2 = \mu$  である.

与える. したがって本研究では,  $\bar{b} \rightarrow \bar{d} \bar{\nu}_3 \nu_i$  過程を扱う.

最後に, 荷電スカラーレプトン交換過程と同時に誘発される LFV 過程について述べる. 荷電スカラーレプトン交換ダイアグラムに関連する RPV 結合定数,  $\lambda_{ki3}^* \lambda_{k13}$  ( $i = 1, 2$ ) は  $B^0 \rightarrow \tau^+ e^-$  過程,  $B^0 \rightarrow \tau^+ \mu^-$  過程への RPV 相互作用による寄与を与える. この LFV 過程の対応関係は図 3.12 で表される. この  $B^0$  中間子の LFV 崩壊過程における分岐比は, BABAR 実験により

$$\begin{aligned} \text{BR} (B^0 \rightarrow \tau^+ e^-) &< 2.8 \times 10^{-5} \\ \text{BR} (B^0 \rightarrow \tau^+ \mu^-) &< 2.2 \times 10^{-5} \end{aligned} \quad (3.33)$$

という制限が得られている [49].

### 3.2.4 数値解析

本節では, 上述の様々な LFV 実験の実験データからの各 RPV 結合定数に対する制限を示す. そして, この制限と  $P \rightarrow \tau^+ \nu_e, \tau^+ \nu_\mu$  ( $P = D_s^+ \text{ or } B^+$ ) 過程における制限との比較を行う. 解析の際, 簡単のため交換する粒子はスカラーダウクォーク交換チャン

ネルと荷電スカラーレプトン交換チャンネルでそれぞれ一世代の粒子のみ<sup>2</sup>とし、それらの質量を 100 GeV と固定した。さらに RPV 結合定数は実数であると仮定をおいた。

**(a)  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_i$  ( $i = e, \mu$ ) の場合**

図 3.9 で示したように、スカラーボトムクォークの  $t$ -チャンネル交換ダイアグラムにおける LFV-RPV 結合定数は  $\lambda'_{323} \lambda_{123}^*$ ,  $\lambda'_{323} \lambda_{223}^*$  で、これによって誘発される LFV 過程は  $\tau \rightarrow e\gamma$ ,  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  である。これらの LFV 過程に関する実験値は (3.30) 式であるが、このうち BR ( $\tau \rightarrow \mu\gamma$ ) の値を採用してパラメータ  $r_{D_s}$  に対する寄与を求めた。BR ( $\tau \rightarrow \mu\gamma$ ) からの RPV 結合定数に対する制限は、(3.30) 式の制限を用いて先行研究で計算されている [7]。この先行研究では、SUSY 粒子の質量が 300 GeV のときに  $\lambda'_{323} \lambda_{223}^* < 9 \times 10^{-2}$  であることが記されている。本研究では  $m_{\tilde{b}_R} = 100$  GeV の場合を想定しているので、SUSY 粒子の質量をこの値に置き換える必要がある。この置き換えによって RPV 結合定数に対する制限値を読み替えると

$$\lambda'_{323} \lambda_{223}^* < 1 \times 10^{-2} \quad (3.34)$$

と求まる。さらに (3.34) 式で求めた RPV 結合定数の制限を考慮すると、(3.28) 式の  $r_{D_s} - 1$  の値は最大で  $\mathcal{O}(10^{-4})$  となる。また将来、super-B ファクトリーと呼ばれる高輝度素粒子実験 BELLE II では BR ( $\tau \rightarrow \mu\gamma$ ) に対する更なる厳しい制限が期待されている。特に、積分ルミノシティ  $5 \text{ ab}^{-1}$  で到達が予想される制限値 BR ( $\tau \rightarrow \mu\gamma$ )  $< 1 \times 10^{-8}$  [50] を用いると  $\lambda'_{323} \lambda_{223}^* < 4 \times 10^{-3}$  が得られ、 $r_{D_s}$  に対する寄与はさらに小さくなることが予想される。また、(3.28) 式のパラメータ  $r_{D_s}$  の大きさを RPV 結合定数の関数として、図 3.13 (a) に示した。縦線は現在の  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  実験の制限から得られた RPV 結合定数の許容上限値  $\lambda'_{323} \lambda_{223}^* = 1 \times 10^{-2}$  に対応している。この図からも、 $\lambda'_{323} \lambda_{223}^* = 1 \times 10^{-2}$

<sup>2</sup>各ダイアグラムにおいて媒介する粒子は、スカラーダウンクォーク交換では第三世代のスカラーボトム粒子、スカラーレプトン交換では第三世代のスカラータウ粒子であると仮定する。特に、後者のスカラーレプトン交換ダイアグラムでは、終状態ニュートリノと同世代の荷電スカラーレプトンが交換することが禁止されているため、スカラータウ粒子交換を考える。これは、RPV 結合定数  $\lambda_{ijk}$  が  $i$  と  $j$  に関して反対称の性質をもつためである。

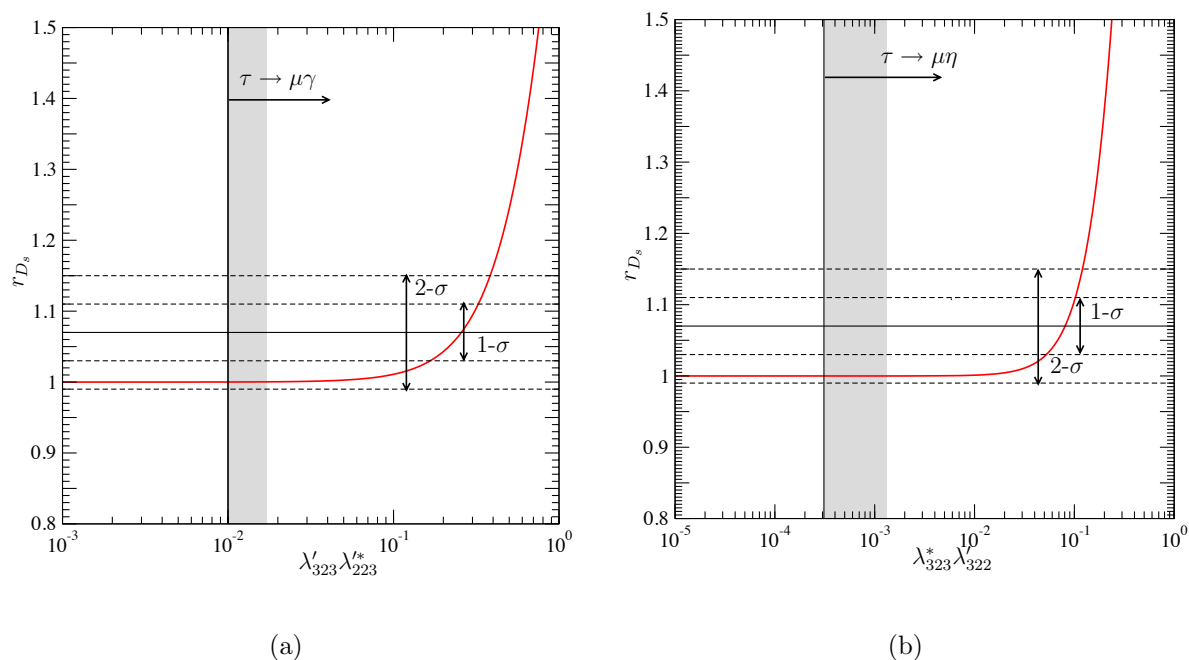


図 3.13: パラメータ  $r_{D_s}$  へのレプトンフレーバーを破る寄与を各RPV結合定数の関数として描いた. (a) はスカラーボトムクォーク交換によるLFVの寄与, (b) は荷電スカラータウレプトン交換によるLFVの寄与を表す. 縦線は  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  過程における実験値から得られた許容上限値 (a),  $\tau \rightarrow \mu\eta$  過程における実験値から得られた許容上限値 (b) である. 横の実線と破線はそれぞれ (3.27) 式  $r_{D_s}$  の中心値と  $1\sigma$  の値,  $2\sigma$  の値を表す.

のとき  $r_{D_s} \sim 1$  となることが確認できる。したがって、 $\tau \rightarrow \mu\gamma$  実験からの RPV 結合定数に対する制限を考慮すると、 $r_{D_s}$  に対するレプトンフレーバーを破るスカラーダウンクォークの寄与は十分小さく、無視できることが明らかとなった。

次に、 $D_s \rightarrow \tau\nu_i$  ( $i = e, \mu$ ) 過程における荷電スカラーレプトン交換ダイアグラムについて考える。このダイアグラムと関連のある LFV 過程は図 3.10 で示した通りである。2005 年 Belle 実験のデータ  $\text{BR}(\tau \rightarrow \mu\eta) < 1.5 \times 10^{-7}$  [51] を用いた RPV 結合定数の制限は、先行研究 [52] より  $m_{\tilde{\nu}_\tau} = 100$  GeV のとき  $\lambda_{323}^* \lambda'_{322} < 8.03 \times 10^{-4}$  と求まっている。その後、実験データが新しくなったため本研究では  $\lambda_{323}^* \lambda'_{322}$  に対する制限のアップデートを行った。(3.31) 式で述べた  $\tau \rightarrow \mu\eta$  実験の制限による RPV 結合定数の制限は

$$\lambda_{323}^* \lambda'_{322} < 3.1 \times 10^{-4} \quad (3.35)$$

と求まり、先行研究よりも強い制限が得られた。図 3.13 (b) では、パラメータ  $r_{D_s}$  を RPV 結合定数  $\lambda_{323}^* \lambda'_{322}$  の関数として描いた。縦線は (3.35) 式の上限值に対応している。さらにこの制限のもとで、最大となる  $r_{D_s} - 1$  の値を求めると  $\mathcal{O}(10^{-6})$  となる。これにより、レプトンフレーバーを破る荷電スカラーレプトン交換の寄与、 $(A_s^{D_s})_{32}$  は極めて小さいことが示された。

以上のことから、 $D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu$  過程における LFV の寄与  $A_{ij}^{D_s}$  ( $i = 3; j = 1, 2$ ) は他の LFV 過程、 $\tau \rightarrow \mu\gamma$  や  $\tau \rightarrow \mu\eta$  からの制限を考慮すると、極めて小さくなることが結論づけられる。ただし、解析では各チャンネルで一種類のニュートリノに関する寄与しか扱わなかった。チャンネルごとの  $r_{D_s}$  に対する LFV の寄与を正確に見積もるためには二種類のニュートリノについての寄与を足し合わせなければならない：

$$r_{D_s}^2 = 1 + \frac{|A_{31}^{D_s}|^2 + |A_{32}^{D_s}|^2}{G_F^2 |V_{cs}^*|^2}. \quad (3.36)$$

しかし、(3.30) 式や (3.31) 式をみると  $\tau \rightarrow l_i\gamma$  や  $\tau \rightarrow l_i\eta$  ( $l_i = e, \mu$ ) の実験による分岐比の上限値は、レプトンの世代によらずおおよそ同じ大きさである。このことから、評価を行わなかった RPV 結合定数に対する LFV の寄与  $A_{ij}^{D_s}$  も、パラメータ  $r_{D_s}$  に対

してほとんど効かないことが予想される。したがって一種類のニュートリノに関してのみの解析であっても、 $r_{D_S}$  に対する LFV の寄与を考慮すべきか否かを判断する、という意味では妥当な評価であるといえる。

**(b)  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_i$  ( $i = e, \mu$ ) の場合**

$B^+ \rightarrow \tau \nu_i$  ( $i = e, \mu$ ) 過程において、スカラーボトムクォーク交換ダイアグラム及び荷電スカラータウレプトン交換ダイアグラムに関連する RPV 結合定数は、表 3.1 よりそれぞれ  $\lambda'_{313} \lambda_{i33}^*$  及び  $\lambda_{313}^* \lambda'_{313}$  ( $i = 1, 2$ ) である。ここで、 $i$  は終状態ニュートリノの世代を表している。以下では、ダイアグラムごとにレプトンフレーバーを破る寄与について調べた結果をまとめる。

図 3.11 で示した通り、スカラーボトムクォーク交換ダイアグラムに関わる LFV-RPV 結合定数  $\lambda'_{313} \lambda_{i33}^*$  は  $B^+$  中間子のセミレプトン崩壊過程、 $\bar{b} \rightarrow \bar{d} \bar{\nu}_3 \nu_i$  に現れる。実験では終状態のニュートリノの世代を区別することはできないが、ここでは簡単のため  $\bar{b} \rightarrow \bar{d} \bar{\nu} \nu$  過程は全て  $\bar{b} \rightarrow \bar{d} \bar{\nu}_3 \nu_i$  過程であるとしよう。そのような場合の  $B^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  過程からの RPV 結合定数に対する制限は文献 [53] で調べられている。文献 [53] の著者たちは、 $m_{\bar{b}_R} = 500$  GeV のとき  $\lambda'_{313} \lambda_{i33}^* < 2.5 \times 10^{-2}$  ( $i = 1, 2$ ) となることを明らかにした。これは、 $m_{\bar{b}_R} = 100$  GeV のとき

$$\lambda'_{313} \lambda_{i33}^* < 1 \times 10^{-3} \tag{3.37}$$

と読み換えられる。図 3.14 は、パラメータ  $r_{B^+}$  を  $\lambda'_{313} \lambda_{i33}^*$  ( $i = 1, 2$ ) の関数として描いた数値結果である。縦のラインは (3.37) 式の上限值を表している。この図から  $\text{BR}(B^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau \nu_i)$  の実験値を考慮すると、 $\lambda'_{313} \lambda_{i33}^*$  を含む寄与はパラメータ  $r_{B^+}$  を 1 から最大で 10% ほど増加させるが、 $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  実験による  $r_{B^+}$  の  $1\sigma$  許容領域を実現するほどの大きさは持たないことが分かった。

最後に、スカラータウレプトン交換ダイアグラムにおけるレプトンフレーバーの破れの寄与について考える。これに関連する RPV 結合定数  $\lambda_{313}^* \lambda'_{313}$  や  $\lambda_{323}^* \lambda'_{313}$  は、それぞれ  $B^0 \rightarrow \tau^+ e^-$  過程や  $B^0 \rightarrow \tau^+ \mu^-$  過程を引き起こす (図 3.12 参照)。第  $k$  世代スカ

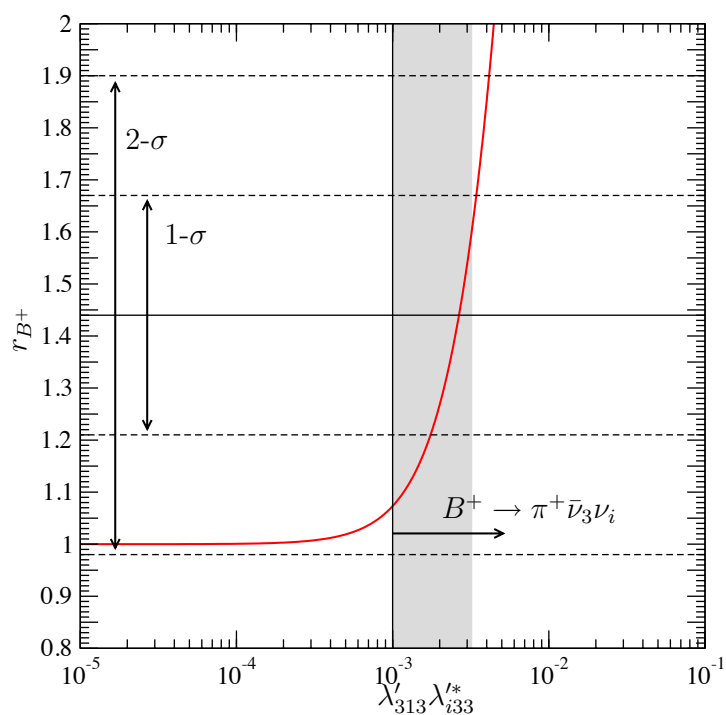


図 3.14: パラメータ  $r_{B^+}$  へのレプトンフレーバーを破る寄与を RPV 結合定数の関数として描いた. この寄与は, スカラーボトムクォーク交換による LFV の寄与に相当している. 縦線は  $B^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu} \nu$  過程に関する実験値から求めた許容上限値を表す. 横の実線と破線はそれぞれ (3.27) 式を中心値と  $1\sigma$  の値,  $2\sigma$  の値を表す.



ラーニュートリノ交換による  $B^0 \rightarrow l_i^- l_j^+$  過程の崩壊率は

$$\Gamma(B^0 \rightarrow l_i^- l_j^+) \simeq \frac{1}{128\pi} \frac{|\lambda_{kij}^* \lambda'_{k13}|^2}{m_{\tilde{\nu}_k}^4} f_B^2 \frac{m_{B^0}^5}{m_b^2} \left(1 - \frac{m_{l_j}^2}{m_{B^0}^2}\right)^2 \quad (3.38)$$

によって与えられる。ここで、 $f_B$  は  $B^0$  中間子の崩壊定数を表す。また、この式は  $m_{l_i} \ll m_{l_j}$  で近似している。さらに  $B^0 \rightarrow l_i^- l_j^+$  の分岐比は、

$$\text{BR}(B^0 \rightarrow l_i^- l_j^+) = \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow l_i^- l_j^+)}{\Gamma(b \rightarrow ce\bar{\nu}_e)} \text{BR}(b \rightarrow ce\bar{\nu}_e) \quad (3.39)$$

によって求めることができる。ここで、

$$\Gamma(b \rightarrow ce\bar{\nu}_e) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{cb}|^2 f(m_c^2/m_b^2), \quad (3.40)$$

$$f(r) = 1 - 8r + 8r^3 - r^4 - 12r^2 \ln r. \quad (3.41)$$

文献 [44] より

$$\begin{aligned} |V_{cb}| &= (40.6 \pm 1.3) \times 10^{-3}, \\ m_{B^0} &= 527.950 \pm 0.30 \text{ MeV}, \\ f_B &= 193 \pm 11 \text{ MeV}, \\ \text{BR}(b \rightarrow ce\bar{\nu}_e) &= 10.8 \pm 0.4 \end{aligned} \quad (3.42)$$

と  $G_F, m_b, m_c$  の値については (3.21) 式の値を採用し、中心値を (3.39) 式の右辺に代入する。また、 $m_{\tilde{\nu}_k} = 100 \text{ GeV}$  と仮定する。BR( $B^0 \rightarrow \tau^+ e^-$ ) と BR( $B^0 \rightarrow \tau^+ \mu^-$ ) の実験からの制限は (3.33) 式で与えられているので、これを (3.39) 式の左辺に代入すると RPV 結合定数  $\lambda_{313}^* \lambda'_{313}$ ,  $\lambda_{323}^* \lambda'_{313}$  に対する制限が得られる。これを知るために、RPV 結合定数の値に対する BR( $B^0 \rightarrow \tau^+ e^-$ ,  $\tau^+ \mu^-$ ) の変化の様子を図 3.15 (a) に示した。この図において、横のラインの破線と点線はそれぞれ BR( $B^0 \rightarrow \tau^+ e^-$ ) と BR( $B^0 \rightarrow \tau^+ \mu^-$ ) の実験の上限値を示している。したがって RPV 結合定数に対する制限は

$$\begin{aligned} \lambda_{313}^* \lambda'_{313} &< 1.9 \times 10^{-4}, \\ \lambda_{323}^* \lambda'_{313} &< 1.7 \times 10^{-4} \end{aligned} \quad (3.43)$$

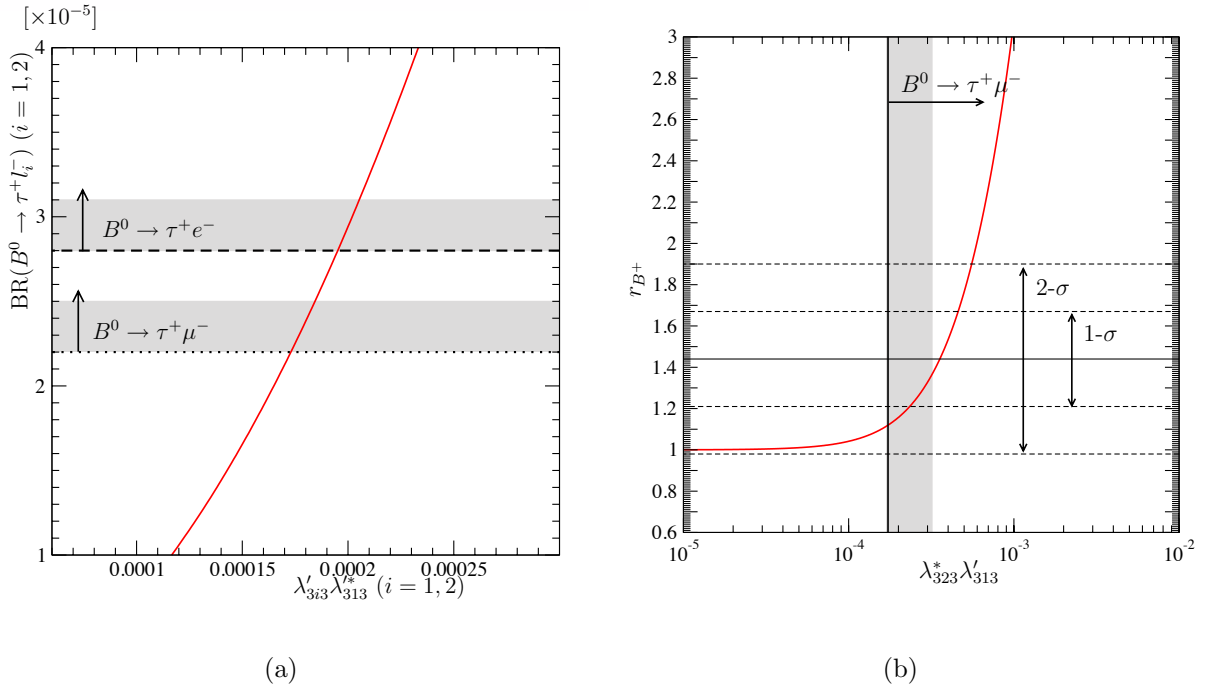


図 3.15: (a) は RPV 結合定数の関数としての  $B^0 \rightarrow \tau^+ l_i^-$  ( $i = 1, 2$ ) 過程の分岐比を描いた。横のラインはそれぞれ破線が  $BR(B^0 \rightarrow \tau^+ e^-)$  の実験データによる許容上限値、点線が  $BR(B^0 \rightarrow \tau^+ \mu^-)$  の実験データによる許容上限値である。(b) は荷電スカラータウレプトンの  $s$ -チャンネル交換ダイアグラムにおける、パラメータ  $r_{B^+}$  へのレプトンフレーバーを破る寄与を描いた。横軸が RPV 結合定数、縦軸がパラメータ  $r_{B^+}$  で、縦線は  $B^0 \rightarrow \tau^+ \mu^-$  過程における実験値から求めた許容上限値を表している。横の実線と破線はそれぞれ (3.27) 式,  $r_{B^+}$  の中心値と  $1\sigma$  の値,  $2\sigma$  の値を表す。

と求まる.

上記の解析により,  $B^0$  中間子レプトン崩壊の LFV 実験データを考慮したパラメータ,  $r_{B^+}$  の見積もりが可能となった. 図 3.15 (b) では,  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\mu$  過程において, スカラータウレプトン交換の寄与を含むパラメータ,  $r_{B^+}$  を RPV 結合定数の関数として描いている. さらに (3.43) 式の二行目より,  $\lambda_{323}^* \lambda'_{313}$  の上限値に相当する部分に縦のラインを加えた. 横の破線で囲まれた領域は, (3.27) 式より求まるパラメータ,  $r_{B^+}$  の  $1\sigma$  領域と  $2\sigma$  領域を表している. この図により, BR ( $B^0 \rightarrow \tau^+ \mu^-$ ) の実験データを考慮すると  $r_{B^+} \lesssim 1.15$  に制限されることが分かった. この値は  $r_{B^+}$  の  $1\sigma$  下限値 ( $r_{B^+} = 1.21$ ) よりも小さいが, もし  $\lambda_{323}^* \lambda'_{313}$  の他に  $\lambda_{313}^* \lambda'_{313}$  からの寄与が同時に存在するならば, たとえこれらの寄与が他の LFV 実験による制限を満たしていたとしても  $r_{B^+}$  は最大で 1.22 となり,  $1\sigma$  下限値の値をわずかに上回る. したがって,  $B^0 \rightarrow \tau^+ e^-$  と  $B^0 \rightarrow \tau^+ \mu^-$  の LFV 実験データに抵触せずに, LFV の効果のみによってパラメータ  $r_{B^+}$  における標準模型の予言値からのずれを説明できることが分かった.

## 第4章 結論

本論文では、素粒子標準模型を超える理論として有望とされる超対称標準模型についての現象論的考察を行った。とくにこの模型が R パリティの破れを伴う場合、フレーバー物理に豊富な現象をもたらす。本研究では、フレーバー物理のなかでもとくに  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程及び  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程の実験データに焦点を当て、実験から得られる RPV-MSSM の模型パラメータに対する制限を調べた。

RPV-MSSM では、これらのレプトン崩壊過程におけるツリーレベルの寄与は  $W$  ボソン交換による  $s$ -チャンネルの寄与と荷電ヒッグス交換による  $s$ -チャンネルの寄与、そして、RPV 相互作用による二種類の寄与が存在する。この二種類の RPV の寄与が、スカラーダウクォーク交換による  $t$ -チャンネルの寄与と荷電スカラーレプトン交換による  $s$ -チャンネルの寄与である。これらの崩壊過程において、 $W$  ボソン交換ダイアグラムと荷電ヒッグス交換ダイアグラムでは終状態の荷電レプトンとニュートリノのフレーバーは保存しているのに対し、他の二種類のダイアグラムは保存している状況も破れている状況ももたらす。LFV 過程を調べる様々な実験では新物理の兆候は観測されていない一方、本過程に関する実験ではニュートリノのフレーバーを識別することは難しい。そのため、本論文では RPV の効果によって生じた終状態レプトン対のフレーバーが、保存する場合と破れている場合の両方について解析を行った。

前者（終状態レプトン対が  $\tau^+ \nu_\tau$ ）の場合、RPV による寄与と  $W$  ボソン交換による寄与は RPV 結合定数の符号の取り方によって、互いに強めあったり弱めあったりする。さらに、RPV の寄与にはスカラーダウクォーク交換と荷電スカラーレプトン交換による寄与があるため、両者の間にも干渉の効果が現れる。たとえば、スカラーダウクォーク交換ダイアグラムに関する RPV 結合定数と荷電スカラーレプトン交換ダイ

アグラムに關係する RPV 結合定数の間の相対的な符号が異なるとき、両ダイアグラムの寄与は互いに強め合うので実験による RPV 結合定数の許容領域は厳しく制限される。一方で両ダイアグラムの RPV 結合定数の組が同符号のとき、これらのダイアグラムは互いに相殺し合うので結合定数は大きな値を取り得る。このように、複数の RPV による寄与を同時に考慮することで RPV 結合定数は大きな値をとり得る、ということを示唆したのは今回の研究がはじめてである。これまでの先行研究では、複数の RPV による寄与を含んだ場合の解析が行われていなかったからである。この主張は、素粒子実験での新粒子探索に大きなインパクトを与える。LHC 加速器での RPV 探索はスカラーフェルミオンの単体生成イベントを通じて行われており、この探索によって期待される RPV 結合定数  $\lambda'_{ijk}$  の感度は、積分ルミノシティ  $30\text{fb}^{-1}$  でおおよそ 0.01 から 0.1 であることが予想されている [32]。つまり、ここで示した RPV 結合定数の許容パラメータ領域で、R パリティの破れが LHC 実験で探索可能かもしれないということを示唆している。

終状態レプトン対の世代が破れている ( $\tau^+\nu_e$  or  $\tau^+\nu_\mu$  の) 場合、LFV-RPV の寄与は RPV 結合定数の符号によらずパラメータ  $r_P$  ( $P = D_s, B^+$ ) に常に正の寄与を与える ((3.28) 式参照)。標準模型による  $r_P$  の予言値は 1、実験データから要請される  $1\sigma$  の値は  $r_P > 1$  なので、この LFV-RPV の寄与は実験データを再現する可能性をもつ。また、 $D_s^+$  中間子のレプトン崩壊における LFV-RPV の寄与は、 $\tau \rightarrow \mu\gamma$  や  $\tau \rightarrow \mu\eta$  といった LFV 過程を同時に引き起こす。したがって、これらの LFV 過程に関する実験の制限値を考慮にいた解析を行った。その結果、 $D_s^+$  中間子のレプトン崩壊における LFV-RPV の寄与は RPV 結合定数の符号によらずに  $r_{D_s}$  に常に正の寄与を与えるけれども、他の LFV 実験からの制限を考慮すると、本過程における LFV-RPV による寄与は極めて小さいということがわかった。

$B^+ \rightarrow \tau^+\nu_i$  ( $i = e, \mu$ ) 過程のスカラーダウクォーク交換に關係する RPV 結合定数は、 $B^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$  過程の実験から制限される。解析の結果、この寄与だけでは  $B^+ \rightarrow \tau^+\nu$  過程における実験データを十分に説明できないことが分かった。また、荷電スカラーレプトン交換に關係する RPV 結合定数は  $B^0 \rightarrow \tau^+e^-$  や  $B^0 \rightarrow \tau^+\mu^-$  の LFV 過程に

RPVの寄与を与える。  $B^0 \rightarrow \tau^+ \mu^-$  過程に関する実験からの制限を考慮して解析を行うと、パラメータ  $r_{B^+} \lesssim 1.15$  と求まる。この値は、最大で標準模型における  $r_{B^+}$  の値を10%ほど増加させるが、  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程の実験データを  $1\sigma$  の範囲内で説明するには小さすぎる。しかし、この寄与に加えて  $B^0 \rightarrow \tau^+ e^-$  過程を生じさせるLFV-RPVの寄与を考慮すると、他のLFV実験からの制限に抵触せずに  $r_{B^+} \lesssim 1.22$  となることが分かった。したがって、  $B^0 \rightarrow \tau^+ e^-$  過程と  $B^0 \rightarrow \tau^+ \mu^-$  過程のLFV実験からの制限を考慮したとしても、LFV-RPVの寄与のみによって  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  過程の実験値と標準模型の予言値の間のずれを  $1\sigma$  の範囲で説明することが可能である。

以上のことから、本研究では  $D_s^+$  中間子及び  $B^+$  中間子のレプトン崩壊過程において、RPV-MSSMで考え得るすべてのダイアグラムを考慮した解析を行った。これにより、一般的な枠組みの中で実験データの下で許されるモデルのパラメータ領域を明らかにすることに成功した。

# 謝辞

本研究は、著者がお茶の水女子大学大学院人間文化創成科学研究科博士後期課程在学中に、曹基哲教授の指導のもとに行ったものです。

研究内容だけでなく、研究に対する考えや取り組み方など多くのことを教えていただき、最後まで辛抱強く丁寧に御指導くださった指導教官の曹基哲教授に心より感謝致します。また、いつも声をかけてくださり、研究内容に対するご指摘やご助言をくださった副指導教官の菅本晶夫教授に深く御礼申し上げます。時には厳しい菅本教授のお言葉は研究を進める上で励みになりました。

独立行政法人日本学術振興会より JSPS 科研費 25-10661 の助成を拝受致しました。貴機構のサポート、厚く御礼申し上げます。本学からは平成24年度博士後期課程学生の研究活動に対する支援により経済的なご支援を賜り、心より御礼申し上げます。

また、研究を行うにあたって自分の無謀な要求にも理解を示し、どんな時も応援して支えてくださった家族、研究生活の多くの場面で叱咤激励してくださった友人や研究室の皆さまに心から感謝の意を表します。

## 参考文献

- [1] Y. Aida *et al.*, *Leptonic decays of  $D_s$  and  $B^+$  mesons in the supersymmetric standard model with  $R$ -parity violating interactions*, Phys. Rev. D **82**, 115008 (2010).
- [2] G. C. Cho and H. Matsuo, Phys. Lett. B **703**, 318-324 (2011).
- [3] S. Baek and Y. G. Kim, Phys. Rev. D **60**, 077701 (1999).
- [4] H. K. Dreiner, G. Polesello and M. Thormeier, Phys. Rev. D **65**, 115006 (2002).
- [5] A. Kundu and S. Nandi, Phys. Rev. D **78**, 015009 (2008).
- [6] Y. Kao and T. Takeuchi, arXiv:hep-ph/0909.0042.
- [7] G. Bhattacharyya, K. B. Chatterjee and S. Nandi, Nucl. Phys. **B831**, 344 (2010), arXiv:hep-ph/0911.3811.
- [8] For a review, see S.P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, arXiv:hep-ph/9709356.
- [9] For reviews, see G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, Phys. Rept. 267, 195 (1996), arXiv:hep-ph/9506380; J. D. Wells, “Mass density of neutralino dark matter”, in *Perspectives on Supersymmetry*, Edited by G. L. Kane (World Scientific, 1998), arXiv:hep-ph/9708285; K. A. Olive, “TASI Lectures on Dark matter,” arXiv:astro-ph/0301505; J. L. Feng, “Supersymmetry and cosmology,” hep-ph/0405215; M. Drees, “Neutralino dark matter in 2005,” arXiv:hep-ph/0509105.
- [10] H. Goldberg, Phys. Rev. Lett. **50**, 1419 (1983); J. Ellis, J. Hagelin, D. V. Nanopoulos, K. Olive, and M. Srednicki, Nucl. Phys. B **238**, 453 (1984).



- [11] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579-88 (1961).
- [12] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264-6 (1968).
- [13] A. Salam, in *Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity (Nobel Symposium No.8)*, Edited by N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968), pp.367-377.
- [14] E. Corbelli and P. Salucci, Mon. Not. R. Astron. Soc. **311**, 411 (2000).
- [15] ISAS homepage, <http://www.isas.ac.jp/ISASnews/ISASNews.html>.
- [16] R. A. Knop *et al.* (Supernova Cosmology Project), arXiv:astro-ph/0309368.
- [17] D. N. Spergel *et al.* (WMAP Collaboration), Astrophys. J. Suppl. **148**, 175 (2003), arXiv:astro-ph/0302209 and arXiv:astro-ph/0603449; M. Tegmark *et al.* (SDSS Collaboration), Phys. Rev. D **69**, 103501 (2004), arXiv:astro-ph/0310723.
- [18] S. Eidelman *et al.* (Particle Data Group), Phys. Lett. B **592**, 1 (2004), or latest edition.
- [19] W. Buchmuller, L. Covi, K. Hamaguchi, A. Ibarra and T. Yanagida, J. High Energy Phys. 03 (2007) 037, arXiv:hep-ph/0702184.
- [20] For a review, see J. Beringer *et al.*(PDG), Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012), <http://pdg.lbl.gov>.
- [21] L. J. Hall and M. Suzuki, Nucl. Phys. B**231**, 419 (1984).
- [22] J. A. Evans, Y. Kats, arXiv:hep-ph/1311.0890.
- [23] B. C. Allanch, S. A. Renner, arXiv:hep-ph/1310.6016.
- [24] A. Cakir(on behalf of the CMS Collaboration), PoS(EPS-HEP 2013)264, arXiv:hep-ph/1310.3598.

- [25] J. List and B. Vormwald, arXiv:hep-ex/1307.4074.
- [26] G. Durieux and C. Smith, arXiv:hep-ph/1307.1355.
- [27] H. K. Dreiner, M. Kramer and B. O’Leary, Phys. Rev. D **75**, 114016 (2007).
- [28] V. D. Barger, G. F. Giudice, and T. Han, Phys. Rev. D **40**, 2987 (1989).
- [29] H. K. Dreiner, in *Perspectives on Supersymmetry*, Edited by G. L. Kane (World Scientific, Singapore, 1998), pp.462-479.
- [30] G. Bhattacharyya, in *Workshop on Physics Beyond the Standard Model: Beyond the Desert: Accelerator and Non-accelerator Approaches, Tegernsee, Germany* (Inst. Phys., Bristol, United Kingdom, 1998).
- [31] B. C. Allanach, A. Dedes, and H. K. Dreiner, Phys. Rev. D **60**, 075014 (1999).
- [32] For a review, see R. Barbier *et al.*, *R-Parity-Violating Supersymmetry*, Phys. Rep. **420**, 1 (2005).
- [33] P. Naik *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **80**, 112004 (2009).
- [34] E. Follana, C. T. H. Davies, G. P. Lepage, and J. Shigemitsu (HPQCD Collaboration and UKQCD Collaboration), Phys. Rev. Lett. **100**, 062002(2008).
- [35] A. S. Kronfield, arXiv:0912.0543; A. A. Petrov, Proc. Sci. BEAUTY2009 (2009) 024.
- [36] K. Ikado *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 251802 (2006).
- [37] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **77**, 011107 (2008); B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **81**, 051101 (2010); I. Adachi *et al.* (Belle Collaboration), in *Proceedings of the 34th International Conference in High Energy Physics (ICHEP08), Philadelphia, 2008*, econf C080730, Report No. BELL-CONF-840 (unpublished).

- [38] M. Bona *et al.* (UTfit Collaboration), Phys. Lett. B **687**, 61(2010).
- [39] Y. H. Ahn and C. H. Chen, Phys. Lett B **690**, 57 (2010).
- [40] A. G. Akeroyd and F. Mahmoudi, J. High Energy Phys. 04 (2009) 121.
- [41] A. G. Akeroyd and C. H. Chen, Phys. Rev. D **75**, 075004 (2007).
- [42] B. A. Dobrescu and A. S. Kronfeld, Phys. Rev. Lett. **100**, 241802 (2008).
- [43] R. Benbrik and C. H. Chen, Phys. Lett. B **672**, 172 (2009).
- [44] K. Nakamura *et al.*, (Particle Data Group), J. Phys. G **37**, 075021(2010).
- [45] M. Misiak *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 022002 (2007).
- [46] K. Hayasaka *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **666**, 16-22 (2008), arXiv:hep-ex/0705.0650.
- [47] K. Hayasaka, Talk given at ICHEP2010,  
<http://belle.kek.jp/belle/talks/ICHEP10/hayasaka.pdf>.
- [48] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **94**, 101801 (2005), arXiv:hep-ex/0411061.
- [49] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **77**, 091104, arXiv:hep-ex/0801.0697.
- [50] T. Abe *et al.*, arXiv:1011.0325 [physics.ins-det].
- [51] Y. Enari *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **622**, 218 (2005), arXiv:hep-ex/0503041.
- [52] W.j. Li, Y.d. Yang, X.d. Zhang, Phys. Rev. D **73**, 0735005 (2006), arXiv:hep-ph/0511273.

- [53] C. S. Kim, R. M. Wang, Phys. Lett. B **681**, 44 (2009), arXiv:hep-ph/0904.0318.
- [54] Heavy Flavor Averaging Group <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/charm/index.html>.
- [55] C. T. H. Davies, C. McNeile, E. Follana, G. P. Lepage, H. Na, J. Shigemitsu (HPQCD Collaboration), Phys. Rev. D **82**, 114504 (2010), arXiv:hep-lat/1008.4018.

# 付録A Notations and Conventions

ここでは、本研究で用いる記法についてまとめる。  
自然単位系

$$\hbar = c = 1 \tag{A.1}$$

をとる。計量テンソルは、

$$g_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1) \tag{A.2}$$

を用いる。4元ベクトルは

$$x^\mu = (x^0, \mathbf{x}), \quad x_\mu = g_{\mu\nu}x^\nu = (x^0, -\mathbf{x}) \tag{A.3}$$

であり、自然単位系の下ではエネルギー・運動量は4元運動量を用いて表される：

$$p^\mu = (p^0, \mathbf{p}). \tag{A.4}$$

ここで、太字は3元ベクトルを表す。4元ベクトルの積は

$$p \cdot x = g_{\mu\nu}p^\mu x^\nu. \tag{A.5}$$

したがって、質量  $m$  をもった on-shell の粒子では  $p^2 = m^2$  となる。

4元ベクトル微分は

$$\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu} = (\partial/\partial t, \nabla). \tag{A.6}$$

また、エネルギー・運動量演算子は

$$p^\mu = i\partial^\mu \quad (\text{A.7})$$

と表す。

$\sigma^\mu$  はパウリ行列で、

$$\begin{aligned} \sigma^0 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, & \sigma^1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \\ \sigma^2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, & \sigma^3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

である。ガンマ行列はパウリ行列を用いて

$$\gamma^\mu = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^\mu \\ \bar{\sigma}^\mu & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3. \quad (\text{A.9})$$

と表される。ここで、

$$\sigma^\mu = (1, \sigma), \bar{\sigma} = (1, -\sigma). \quad (\text{A.10})$$

ガンマ行列は以下の反交換関係をもつ：

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}. \quad (\text{A.11})$$

ディラックスピノル  $u^s(p), v^s(p)$  の運動方程式（ディラック方程式）は

$$(\not{p} - m)u^s(p) = \bar{u}^s(p)(\not{p} - m) = 0, \quad (\text{A.12})$$

$$(\not{p} + m)v^s(p) = \bar{v}^s(p)(\not{p} + m) = 0. \quad (\text{A.13})$$

$p$  と  $m$  は各スピノルの運動量と質量、添え字  $s$  はスピノルの足を表す。また、 $\not{p} = \gamma^\mu p_\mu$ 、スピノル  $\psi$  に対して  $\bar{\psi} \equiv \psi^\dagger \gamma^0$  である。また、スピノル偏極なしの振幅自乗を計算する際、以下の式を用いる：

$$\sum_s u^s(p)\bar{u}^s(p) = \not{p} + m, \quad (\text{A.14})$$

$$\sum_s v^s(p)\bar{v}^s(p) = \not{p} - m. \quad (\text{A.15})$$

また、右巻きスピノル  $\psi_R$  は右巻き射影演算子  $P_R$  を用いて  $\psi_R = P_R\psi$  と表す（左巻きも同様）。右巻き射影演算子  $P_R$  と左巻き射影演算子  $P_L$  は、ガンマ行列を用いてそれぞれ

$$P_L = \frac{1 - \gamma_5}{2}, \quad P_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \quad (\text{A.16})$$

と表す。

## 付録B フィルツ変換

ここでは、(3.12) 式から (3.13) 式の導出方法について解説する。

スカラーダウンクォークの  $s$ -チャンネル交換ダイアグラムの有効ラグランジアンは (3.12) 式より

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{tch.} = \frac{1}{4} \sum_{k=1}^3 \frac{\lambda'_{iak} \lambda_{jbk}^*}{m_{d_{Rk}}^2} \overline{(l^c)_i} (1 - \gamma_5) u_a \bar{d}_b (1 + \gamma_5) \nu_j^c \quad (\text{B.1})$$

である。ここで、ディラックスピノル  $u_i$ , ( $i = 1, \dots, 4$ ) に対するフィルツ変換は次のように与えられる：

$$(\bar{u}_1 \Gamma^A u_2)(\bar{u}_3 \Gamma^B u_4) = \sum_{C,D} C_{CD}^{AB} (\bar{u}_1 \Gamma^A u_4)(\bar{u}_3 \Gamma^B u_2). \quad (\text{B.2})$$

$\Gamma^A, \Gamma^B$  は以下に示す 16 個の  $4 \times 4$  行列のうち、任意の行列である：

$$\begin{aligned} & \mathbf{1}_{4 \times 4} \\ & \gamma^\mu \\ & \sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu] \\ & \gamma^\mu \gamma^5 \\ & \gamma^5. \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

また、係数  $C_{CD}^{AB}$  は

$$C_{CD}^{AB} = \frac{1}{16} \text{tr}[\Gamma^A \Gamma^B \Gamma^C \Gamma^D] \quad (\text{B.4})$$

で与えられる。(B.1) 式の行列成分にフィルツ変換を行うと

$$\overline{(l^c)_i} (1 - \gamma_5) u_a \bar{d}_b (1 + \gamma_5) \nu_j^c = -\frac{1}{2} \overline{(l^c)_i} \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \nu_j^c \bar{d}_b \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_a \quad (\text{B.5})$$



と求まる。マイナス符号はフェルミオンの入れ換えの際、フェルミ統計により生じる。ディラックスピノル  $\psi$  の荷電共役は  $\psi^c = C\bar{\psi}^T$  ( $C = i\gamma^2\gamma^0 = -C^{-1}$ ) であることから、

$$\bar{\psi}_1^c\gamma^\mu(1+\gamma_5)\psi_2^c = -\bar{\psi}_2\gamma^\mu(1-\gamma_5)\psi_1 \quad (\text{B.6})$$

が導かれる。これを (B.5) 式に用いると

$$-\frac{1}{2}(\bar{l}^c)_i\gamma^\mu(1+\gamma_5)\nu_j^c\bar{d}_b\gamma_\mu(1-\gamma_5)u_a = \frac{1}{2}\bar{\nu}_j\gamma^\mu(1-\gamma_5)l_i\bar{d}_b\gamma_\mu(1-\gamma_5)u_a \quad (\text{B.7})$$

が求まる。したがって、(3.12) 式から (3.13) 式が導かれた。