

CKM 測定

$|V_{ub}|$ と $B \rightarrow \tau\nu$ を中心に

高エネルギー加速器研究機構

素粒子原子核研究所

原 康二

koji.hara@kek.jp

名古屋大学 素粒子宇宙起源研究機構

大学院理学研究科

飯 嶋 徹

iiijima@hepl.phys.nagoya-u.ac.jp

2012 年 3 月 8 日

1 はじめに

B ファクトリーが当初から目指した目的は、B 崩壊における CP 対称性の破れを発見し、小林・益川理論を検証することにあった。小林・益川理論によれば、クォークセクターで現れる CP 対称性の破れは、3 世代 6 種類のクォークの弱相互作用による混合を表す 3×3 行列に現れる複素位相による。この 3×3 行列は CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) 行列と呼ばれており、そのユニタリー条件；

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1)$$

は複素平面の三角形で表現される(ユニタリー三角形)。図 1 は、この三角形の三辺と三内角の測定結果の現状を示したもので、B ファクトリーの当初の目的が如何に達成されたかを一枚の図に集約した、いわば B ファクトリーの成績表といってもよい[1]。この連載記事においても、三内角 (ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3) の測定結果が既に紹介されている。本稿では、この三角形の辺、特に CKM 行列要素の中で最も小さい $|V_{ub}|$ の測定に焦点をあてる。 $|V_{ub}|$ はユニタリー三角形の左側の斜辺の長さに対応し、その制限は、図 1 の左下の頂点を中心とする円で表される。ここで、読者はこの円の幅が比較的広く(つまり測定精度が悪く)、何やら二つの円が描かれていることにお気づきかと思う。本稿でこの状況を説明しよう。

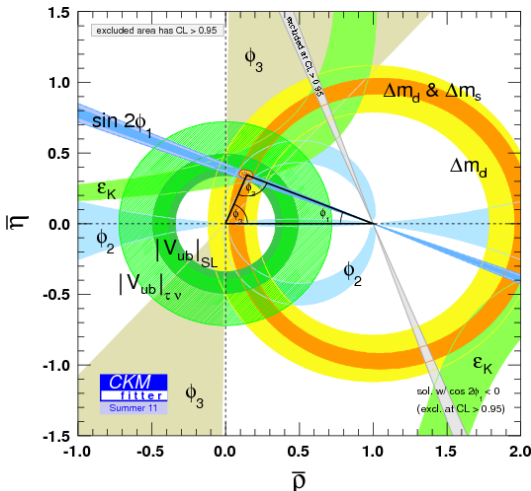


図 1 : CKM 測定結果の現状(CKMfitter グループによる[1])。

2 セミレプトニック B 崩壊による $|V_{ub}|$ の決定

図 1 の二つの円のうち " $|V_{ub}|_{SL}$ " と書かれた円は、 $b \rightarrow u$ クォーク遷移によるセミレプトニック崩壊 $B \rightarrow X_u \ell \nu$ の測定から求めた $|V_{ub}|$ の制限を表している。図 2 にこの崩壊過程のファインマン図を示す。測定には、終状態のハドロン状態 X_u を特定しない inclusive な測定と、 $B \rightarrow \pi \ell \nu$ などの特定の終状態に絞った exclusive な測定がある。

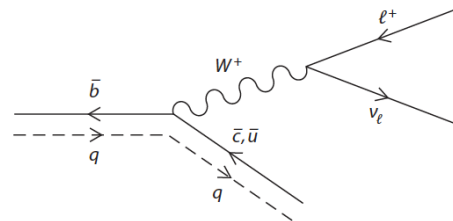


図 2 : セミレプトニック B 崩壊のファインマン図。

2-1 Inclusive $B \rightarrow X_u \ell \nu$ 崩壊の測定

Inclusive $B \rightarrow X_u \ell \nu$ の崩壊レートは、HQE(heavy quark expansion)に基づく計算が可能であり、原理的にはこの全崩壊幅を測ることによって、

$$\Gamma(B \rightarrow X_u \ell \nu) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{ub}|^2 (1 + \epsilon_{corr}) \quad (2)$$

により、理論的不定性の少ない $|V_{ub}|$ の決定が可能である。ここで因子 ϵ_{corr} は B 崩壊におけるハドロニックな効果による補正を表す。しかしながら、実際には約 50 倍の頻度で起こる $b \rightarrow c$ クォーク遷移による $B \rightarrow X_c \ell \nu$ 崩壊のバックグラウンドのために全崩壊幅の測定は困難であり、 $B \rightarrow X_c \ell \nu$ 崩壊過程が運動学的に禁止される領域の部分崩壊幅を測定することになる。

2-1-1 レプトン運動量による測定とその問題点

図 3 は、Belle 実験の比較的初期に得られたレプトン運動量分布を用いた $B \rightarrow X_u \ell \nu$ の崩壊の測定結果である[3]。 $B \rightarrow X_c \ell \nu$ バックグラウンド崩壊からのレプトンの運動量は 2.3GeV 以下となるので、これより高い運動量領域が $B \rightarrow X_u \ell \nu$ の崩壊の信号領域となる。さらに $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 事象のバックグラウンドもあるので、これを通常の $\Upsilon(4S)$ 共鳴

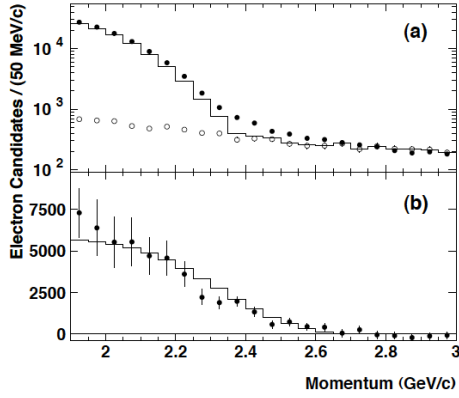


図 3 : End-point 領域でのレプトン運動量測定。(a)黒丸は $\Upsilon(4S)$ on-resonance 上で取得したデータ, 白丸はスケールした off-resonance のデータ。ヒストグラムは $B \rightarrow X_u \ell \nu$ 以外のバックグラウンドの予想。(b)はバックグラウンドを差し引いた分布。ヒストグラムは $B \rightarrow X_u \ell \nu$ の予想分布(文献[3]参照)。

よりも衝突エネルギーを下げた off-resonance data を用いて差し引く。そしてこの信号領域での部分崩壊分岐比の測定結果を全位相空間に外挿するのだが, ここで理論的な不定性が入り込む。特に, B 中間子中での b クォークの Fermi 運動量の分布は, end-point 領域でのレプトン運動量領域での形を変化させるために注意が必要である。この初期の手法による測定結果を表 1 に示した。

2-1-2 ハドロン不変質量による測定

上記のレプトン運動量を用いた解析手法は, CLEO 実験で最初に使用され, この手法により初めて $b \rightarrow u$ 遷移の信号が検出されたのだが, もっと $B \rightarrow X_u \ell \nu$ 崩壊の広い運動学的領域(位相空間)を覆うことができれば外挿エラーを抑

制できる。そのためにはレプトンの運動量よりもハドロン系 X の不変質量 m_X を直接見た方がよい。ハドロン不変質量 m_X は, $b \rightarrow u$ 遷移に対しては, π, ρ, a_1 などの比較的軽いハドロン質量領域, $b \rightarrow c$ 遷移に対してはチャームハドロンの重い質量領域に分布するので, $B \rightarrow X_c \ell \nu / B \rightarrow X_u \ell \nu$ 崩壊の分離はよくなると期待できる。問題は事象内に存在する信号 B 中間子以外に由来するバックグラウンドである。そこで, B ファクトリー時代になって編み出されたのが「フルリコンストラクションタギング法」と本稿で呼ぶ手法である。この手法は, セミレプトニック B 崩壊の解析だけでなく, 3章で述べる $B \rightarrow \tau \nu$ 崩壊の解析にも使用されるテクニックなので, 以下に解説しておこう。

フルリコンストラクションタギング法 図 4 にフルリコンストラクションタギング法概念を示す。 B ファクトリー実験では, 重心系エネルギー 10.58 GeV での電子-陽電子衝突によって, $\Upsilon(4S)$ 共鳴を介して B 中間子-反 B 中間子対が生成される。このうち, 一方の B 中間子の崩壊を $B \rightarrow D + \pi, \rho, a_1$ などのよく知られた崩壊モードで再構成できれば, 事象中の残りの粒子は, 反対側の B 崩壊からの粒子と考えられる。この中にレプトンのトラックが一本あれば, B 中間子のセミレプトニック(またはレプトニック)崩壊である確率が高い。この手法では, 信号サイドの B 中間子のフレーバーや運動量も決定できるので, オフライン的に“シングル B 中間子ビーム”を作ることに相当する。この方法は e^+e^- 衝突型の B ファクトリー実験でのみ可能であり, ハドロン加速器では不可能である。ただし, 完全再

表 1 : $|V_{ub}|$ の測定結果のまとめ

		Inclusive $B \rightarrow X_u \ell \nu$			
Experiment	Selection	BLNP [9]	GGOU [10]	DGE [11]	Ref.
Lepton end-point					
CLEO	$p_\ell > 2.2 \text{ GeV}/c$	$4.00 \pm 0.47 \pm 0.34$	$3.81 \pm 0.45^{+0.22}_{-0.39}$	$3.70 \pm 0.43^{+0.30}_{-0.26}$	[2]
Belle	$p_\ell > 1.9 \text{ GeV}/c$	$4.81 \pm 0.45^{+0.32}_{-0.29}$	$4.65 \pm 0.43^{+0.19}_{-0.30}$	$4.66 \pm 0.43^{+0.26}_{-0.25}$	[3]
BaBar	$p_\ell > 2.0 \text{ GeV}/c$	$4.35 \pm 0.25^{+0.31}_{-0.30}$	$4.17 \pm 0.24^{+0.20}_{-0.33}$	$4.15 \pm 0.28^{+0.28}_{-0.25}$	[4]
$m_X \times q^2$ w/ full reconstruction tagging					
Belle	$m_X \times q^2, p_\ell > 1.0 \text{ GeV}/c$	$4.45 \pm 0.27^{+0.24}_{-0.21}$	$4.47 \pm 0.27^{+0.11}_{-0.15}$	$4.53 \pm 0.27 \pm 0.15$	[6]
BaBar	$m_X \times q^2, p_\ell > 1.0 \text{ GeV}/c$	$4.27 \pm 0.23^{+0.23}_{-0.20}$	$4.29 \pm 0.24^{+0.11}_{-0.14}$	$4.34 \pm 0.24 \pm 0.15$	[7]
Average	$m_X \times q^2, p_\ell > 1.0 \text{ GeV}/c$	$4.32 \pm 0.16^{+0.22}_{-0.23}$	$4.34 \pm 0.16^{+0.15}_{-0.22}$	$4.46 \pm 0.16^{+0.18}_{-0.17}$	[8]
Exclusive $B \rightarrow \pi \ell \nu$					
Experiment	LCSR [15]	HPQCD [16]	FNAL [17]	FNAL-MILC [18]	
	$q^2 < 16 \text{ GeV}^2/c^4$	$q^2 > 16 \text{ GeV}^2/c^4$	$q^2 > 16 \text{ GeV}^2/c^4$	q^2 : all region	
Belle	$3.64 \pm 0.11^{+0.60}_{-0.40}$	$3.55 \pm 0.13^{+0.62}_{-0.41}$	$3.78 \pm 0.14^{+0.65}_{-0.43}$	3.43 ± 0.33	[12]
BaBar	$3.63 \pm 0.12^{+0.59}_{-0.40}$	$3.21 \pm 0.17^{+0.55}_{-0.36}$	—	2.95 ± 0.31	[13]
Average	—	—	—	$3.25 \pm 0.12 \pm 0.28$	[14]

構成できる効率は0.3%程度にとどまるため、Belleで 10^8 個以上の $B\bar{B}$ 対データを蓄積し、初めて適用が可能となった。 B 中間子の再構成に、ハドロニック崩壊を用いる解析(ハドロニックタギング)とセミレプトニック崩壊を用いる解析(セミレプトニックタギング)がある。

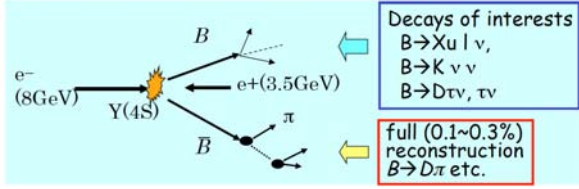


図4：フルリコンストラクションタギング法の概念。

Belleのハドロニックタギングでは、タグサイドの荷電 B は $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\pi^+, \bar{D}^{(*)0}\rho^+, \bar{D}^{(*)0}a_1^+, \bar{D}^{(*)0}D_s^+$, 中性 B は $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)-}\pi^+, \bar{D}^{(*)-}\rho^+, \bar{D}^{(*)-}a_1^+, \bar{D}^{(*)-}D_s^+$ で再構成し、さらに、タギング効率を稼ぐために、 D 中間子の再構成においては、 $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-, K^+\pi^-\pi^0, K^+\pi^-\pi^+\pi^-, K_s^0\pi^0, K_s^0\pi^+\pi^-, K_s^0\pi^+\pi^-\pi^0, K^+K^-, D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-, K^+\pi^-\pi^-\pi^0, K_s^0\pi^-, K_s^0\pi^-\pi^0, K_s^0\pi^+\pi^-\pi^-, K^+K^-\pi^-, D_s^- \rightarrow K_s^0K^+, K^+K^-\pi^+$ などの多数の崩壊モードを使っており、全ての組み合わせ数は約180通りに及ぶ[5]。その結果、 B^+B^- 事象については0.31%、 $B^0\bar{B}^0$ 事象については0.20%の効率で片側の B 中間子を再構成してタグすることができる。図5は $449 \times 10^6 B\bar{B}$ 対のデータからフルリコンストラクトされた荷電 B 中間子の質量分布を示す。

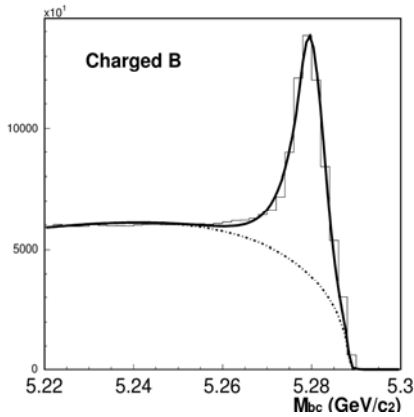


図5： $449 \times 10^6 B\bar{B}$ 対データからフルリコンストラクトされた荷電 B 中間子の質量分布。点線はバックグラウンド、実線はシグナルとバックグラウンドの和のフィット結果。

一方、 $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\ell^+\nu$ を用いるセミレプトニックタギングでは、全ての最終状態粒子を検出できないが、ニュートリノが一つだけであることを使った運動学的再構成ができる。つまり、ニュートリノの質量 M_ν を左辺に置いてこの崩壊のエネルギー-運動量保存は、

$$M_\nu^2 = (E_B^{cms} - E_{D^{(*)}\ell}^{cms})^2 - |p_B^{cms}|^2 - |p_{D^{(*)}\ell}^{cms}|^2 + 2|p_B^{cms}||p_{D^{(*)}\ell}^{cms}|\cos\theta_{B-D^{(*)}\ell}$$

と表される。ここで、 $(E_B^{cms}, \vec{p}_B^{cms})$ と $(E_{D^{(*)}\ell}^{cms}, \vec{p}_{D^{(*)}\ell}^{cms})$ は B 中間子と $D^{(*)}\ell$ 系が持つ4元運動量(重心系)、 $\cos\theta_{B-D^{(*)}\ell}$ は B 中間子と $D^{(*)}\ell$ 系の運動量のなす角である。 $\theta_{B-D^{(*)}\ell}$ は、上式から、

$$\cos\theta_{B-D^{(*)}\ell} = -\frac{(E_B^{cms} - E_{D^{(*)}\ell}^{cms})^2 - |p_B^{cms}|^2 - |p_{D^{(*)}\ell}^{cms}|^2}{2|p_B^{cms}||p_{D^{(*)}\ell}^{cms}|} \quad (3)$$

により求められ、 $D^{(*)0}$ と ℓ がセミレプトニック崩壊起源ならば、計算された $\cos\theta_{B-D^{(*)}\ell}$ は $[-1, 1]$ に分布し、バックグラウンドはそれより広い領域に散らばるため、信号を区別することが出来る。セミレプトニックタグは、ハドロニックタグに比べてバックグラウンドの面で不利だが、 $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\ell^+\nu$ の崩壊分岐比は合計で B 崩壊の約16%を占めるため、注意深く選別条件を最適化すれば有用である。

2-1-3 フルリコンストラクションタギング法による

$B \rightarrow X_u \ell \nu$ 崩壊の測定

図6は、フルリコンストラクションタギング法(ハドロニックタギング)を用いて測定したセミレプトニック B 崩壊 $B \rightarrow X \ell \nu$ のハドロノン不変質量 m_X の分布である[6]。 $b \rightarrow u$ 遷移 $B \rightarrow X_u \ell \nu$ が優勢となる1GeV以下の領域と $b \rightarrow c$ 遷移 $B \rightarrow X_c \ell \nu$ が優勢となる2GeV以上の領域が1ピンにまとめられているが、両過程がよく分離され、 $B \rightarrow X_u \ell \nu$ 過程が高いS/N比で検出できていることがわかる。このBelleの解析では、さらにS/N比を向上するために、17種類の変数を組み込んだBoosted Decision Tree(BDT)解析を行い、1GeV以上のレプトン運動量領域で $B \rightarrow X_u \ell \nu$ 信号を抽出した。これにより全位相空間の約90%をカバーして、外挿エラーを抑制している。測定結果として、部分崩壊分岐比；

$$\Delta Br(p_\ell > 1.0 \text{ GeV}/c) = 1.963 \times (1 \pm 0.088_{stat} \pm 0.081_{syst}) \times 10^{-3} \quad (4)$$

が得られ、 $|V_{ub}|$ の値は、

$$|V_{ub}|^2 = \frac{\Delta Br(p_\ell > 1.0 \text{ GeV}/c)}{\tau_B \Delta R(p_\ell > 1.0 \text{ GeV}/c)} \quad (5)$$

により、表1のように求めた。ここで ΔR は、与えられた位相空間内(この場合は $p_\ell > 1.0 \text{ GeV}/c$ の領域)の部分崩壊幅に対する理論的予言値である。表1のBLNP[9], GGOU[10], DGE[11]は、 ΔR の推定に用いられた理論モデルを表すが、どのモデルを用いてもほぼ同じ $|V_{ub}|$ 値が得られている[8]。

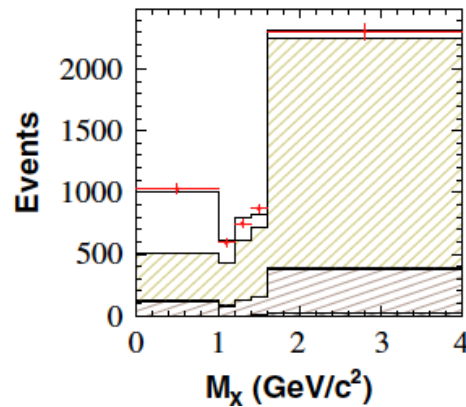


図6：ハドロニックタギングを使って得られた inclusive $B \rightarrow X_u \ell \nu$ 崩壊の測定結果(文献[6]参照)。

2-2 Exclusive $B \rightarrow X_u \ell \nu$ 崩壊の測定

$|V_{ub}|$ の値は、終状態のハドロンを特定した exclusive な測定によっても可能である。終状態ハドロンとして最も単純な荷電 π 中間子の場合には、崩壊レートと $|V_{ub}|$ が、

$$\frac{d\Gamma(B \rightarrow \pi \ell \nu)}{dq^2} = \frac{G_F^2}{24\pi^2} |V_{ub}|^2 p_\pi^3 |f_+(q^2)|^2 \quad (6)$$

で関係づけられる。ここで、 $f_+(q^2)$ は形状因子を表し、lattice QCD や QCD sum rule などの理論により計算される。

Belle では、657 M の $B\bar{B}$ 事象を用いて、 $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ 崩壊の測定を行った[12]。信号は、反対符号の荷電 π 中間子とレプトン(電子またはミューオン)で再構成し、同じ vertex 由来であることを要求する。また、ニュートリノ再構成のために、事象の missing energy $E_{miss} \equiv 2E_{beam} - \sum_i E_i$ と missing momentum $\vec{p}_{miss} \equiv -\sum_i \vec{p}_i$ を求めて、 $E_{miss} > 0 \text{ GeV}$ を要求し、ニュートリノの 4 元運動量は $p_\nu = (\vec{p}_{miss}, \vec{p}_{miss})$ とする (missing energy よりも missing momentum の方が分解能がよい)。セミレプトニックタギングのところで説明したとおり、親 B 中間子と検出される π 中間子-レプトン系 (Y と表記する) のなす角度 θ_{BY} は、運動学的に、 $\cos \theta_{BY} = (2E_{beam} E_Y - m_B^2 - M_Y^2) / (2|\vec{p}_B||\vec{p}_Y|)$ と制限され、ここで $|\cos \theta_{BY}| < 1$ を要求することで事象選別が可能である。この他にも Fox-Wolfram moment などの事象トポロジーに関するカットにより $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 事象の background を抑制するなどの工夫を行った。最終的な信号事象数の抽出は、13 の q^2 bin ごとに beam energy constraint mass $M_{bc} = \sqrt{E_{beam}^2 - |\vec{p}_\pi + \vec{p}_\ell + \vec{p}_\nu|^2}$ と energy difference $\Delta E = E_{beam} - (E_\pi + E_\ell + E_\nu)$ の 2 次元分布に対する fit を行って求める。図 7-a は、こうして得られた q^2 分布を示し、全 q^2 領域を積分した全崩壊分岐比として、

$$Br(B^0 \rightarrow \pi^- \ell \nu) = (1.49 \pm 0.04(stat) \pm 0.07(syst)) \times 10^{-4} \quad (7)$$

を得た。

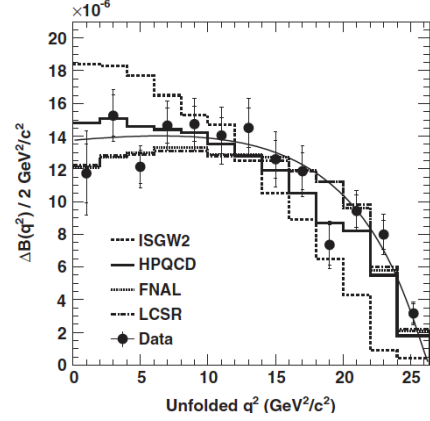
測定した q^2 分布から $|V_{ub}|$ を導出するには、Light Cone Sum Rule(LCSR)[15] や lattice QCD[16,17] による形状因子 $f_+(q)$ の予言値を用いるが、一般的に LCSR の適用範囲は $q^2 < 16 \text{ GeV}^2/c^4$ 、lattice QCD の適用範囲は $q^2 > 16 \text{ GeV}^2/c^4$ 以上とされる。表 1 に、 $q^2 < 16 \text{ GeV}^2/c^4$ 領域の部分崩壊分岐比と LCSR、 $q^2 > 16 \text{ GeV}^2/c^4$ 以上の領域の部分崩壊分岐比と lattice QCD(HPQC および FNAL による計算結果)を用いて評価した $|V_{ub}|$ の結果を示す。また、最近では、FNAL-MILC Collaboration によって、lattice QCD で計算した崩壊分布と実験的に得られた分布を同時フィットする手法が提案されている[18]。この手法では、lattice QCD と実験で得られた崩壊分布を、 q^2 を変換した無次元パラメータ z の関数として多項式でフィットする。 $|V_{ub}|$ の値はこの時の理論値の規格化因子として決まる。これにより全領域のデータを使用して統計誤差を抑制した model independent な $|V_{ub}|$

の導出が可能である。図 7-b はこの fit を示したもので、その結果から

$$|V_{ub}| = (3.43 \pm 0.33) \times 10^{-3} \quad (8)$$

と求まった。

7-a



7-b

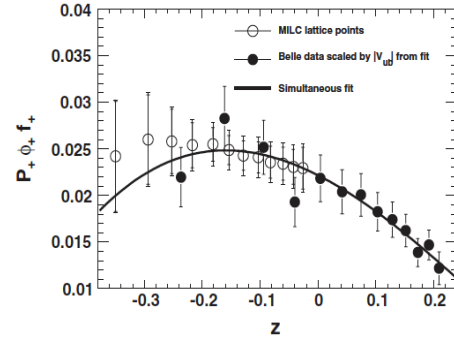


図 7: (a) Belle 実験で得られた $B^0 \rightarrow \pi \ell \nu$ 崩壊の q^2 分。 (b) 実験と lattice QCD で得られた崩壊分布の同時フィット(文献[12])。

2-4 $|V_{ub}|$ 測定まとめ

表 1 に、 $|V_{ub}|$ の測定結果をまとめる。比較のために BaBar 実験の測定結果と世界平均値もまとめた。

Inclusive $B \rightarrow X_u \ell \nu$ の測定結果について、レプトン運動量を用いた従来の解析と、フルリコンストラクションタギングでハドロン不変質量を用いた新しい解析を比較すると、両者が誤差の範囲で consistent であり、実験エラーは同程度であるが、広い位相空間領域をカバーできる新しい解析手法によって理論エラーが改善していることがわかる。Belle 実験と BaBar 実験の結果も誤差の範囲で一致しており、両者を combine した平均値は、

$$|V_{ub}| = (4.32 \pm 0.16^{+0.22}_{-0.23}) \times 10^{-3} \quad (\text{BLNP}) \quad (9)$$

である[5]。

一方、exclusive な $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ 崩壊を使った測定結果についても、 $|V_{ub}|$ 導出の手法に依らず、また Belle と BaBar の結果も consistent になっている。両実験の結果を combine し、前節の最後に紹介した lattice QCD と実験の崩壊レートを同時フィットする手法で導出した $|V_{ub}|$ の値は、

$$|V_{ub}| = (3.25 \pm 0.12 \pm 0.28) \times 10^{-3} \quad (10)$$

と求まっている[6].

上記の inclusive, exclusive 測定結果の相対精度は各々 6.6%, 9.4% であるが, 両者の間には約 2.5σ の食い違いがある。そのため, 図 1 に示した CKM fit の input には, inclusive と exclusive の平均として,

$$|V_{ub}| = (3.92 \pm 0.09 \pm 0.45) \times 10^{-3} \quad (11)$$

が採用され, その精度は約 12% にとどまっている。この inclusive と exclusive 測定の結果の食い違いの要因の究明が必要であり, 潜在的な問題としては, inclusive 崩壊を扱う理論上の仮定の問題, 実験的なバックグラウンドとなる $B \rightarrow X_c \ell \nu$ バックグラウンドの理解不足などがあるが, 一筋縄で解決する問題ではなく, 今後実験や lattice QCD の精度を上げるとともに更なる究明が必要である。

3 $B \rightarrow \tau \nu$ 崩壊の測定

3-1 $B \rightarrow \tau \nu$ 崩壊の物理

$B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 崩壊は, 標準理論では図 9 に示す b クォークと \bar{u} クォークの W^- ボソンへの対消滅で起こる。純レプトニック崩壊であり, ハドロン終状態に起因する理論不定性がなく, 崩壊分岐比は,

$$Br(B \rightarrow \tau \nu)_{SM} = \frac{G_F^2 m_B m_\tau^2}{8\pi} \left(1 - \frac{m_\tau^2}{m_B^2}\right) f_B^2 |V_{ub}|^2 \tau_B \quad (12)$$

と書ける。 B 中間子崩壊定数 f_B は B 中間子を構成する b クォークと \bar{u} クォークの波動関数の重なり程度を表す B 物理の基本パラメータで, 現在の lattice QCD による計算値は $f_B = 0.190 \pm 0.013 \text{ GeV}$ である[19]。崩壊分岐比は, $|V_{ub}|$ の値として上記の inclusive の世界平均を用いると

$$Br(B \rightarrow \tau \nu) = (1.20 \pm 0.23) \times 10^{-4} \quad (13)$$

また, inclusive と exclusive をまとめた世界平均を用いた場合には,

$$Br(B \rightarrow \tau \nu) = (0.96 \pm 0.25) \times 10^{-4} \quad (14)$$

と計算される。また, CKMfitter グループによる CKM 行列の global fit からは,

$$Br(B \rightarrow \tau \nu) = (0.74_{-0.09}^{+0.11}) \times 10^{-4} \quad (15)$$

とやや小さな値となる[1]。

逆に, $B \rightarrow \tau \nu$ 崩壊の測定により, $f_B |V_{ub}|$ の直接測定, さらに $|V_{ub}|$ が求まる。図 1 の “ $|V_{ub}|_{\tau \nu}$ ” と書かれた円は, こうして得られた $|V_{ub}|$ の制限を示している。

$B \rightarrow \tau \nu$ 崩壊は, このように標準理論の基本量を定めるうえで重要であるが, それ以上にこの崩壊が重要かつ注目される点は標準理論を超える新しい物理の探索に感度が高いことにある。超対称性理論や Two-Higgs Doublet Model (2HDM) では, 中間状態が W^- ボソンの代わりに荷電ヒッグ

ス粒子となるダイアグラムが干渉し, 崩壊分岐比が大きく変化する可能性がある。この変化は荷電ヒッグス粒子質量 (m_{H^\pm}) と二つの Higgs 場の真空期待値の比 ($\tan \beta$) を使って,

$$Br(B \rightarrow \tau \nu) = Br(B \rightarrow \tau \nu)_{SM} \times \left(1 - \frac{m_B^2}{m_{H^\pm}^2} \tan^2 \beta\right)^2 \quad (16)$$

と表され[20], 標準理論値より大きくなることも, またゼロになることもありうる。

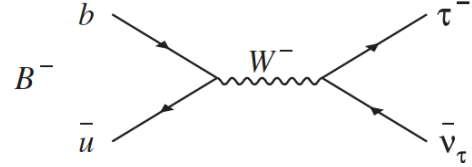


図 9: $B \rightarrow \tau \nu$ 崩壊のファインマン図。

3-2 ハドロニックタギング解析

$B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 崩壊は終状態に複数のニュートリノを含むため, 親 B^- 中間子の不変質量を組むような運動学的な再構成は行えず, 崩壊トポロジーのみを頼りにシグナル事象を探索する。たとえば, $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$, $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ 崩壊の場合には, e^- がたった一つだけ検出されることが信号の条件である。とはいえ, B^- 中間子を一つだけ単独で生成することは物理的に不可能であり, 事象に付随する粒子の混入が避けられない。この混入を全て取り除いてやるのが実験的にもっとも重要かつ難しい点であった。そこで, 前章の $B \rightarrow X_c \ell \nu$ 崩壊でも使用したフルリコンストラクションタギング法が再登場する。電子-陽電子衝突によって対生成された $B\bar{B}$ ペアの片方を完全再構成してその娘粒子を取り除けば, 実質的に一個の B^- 中間子を生成したことになる。

解析では, タグされた B^- 崩壊事象の中から, シグナルサイドに検出された粒子の種類と運動量が $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 崩壊から期待されるものと一致すること, 事象中に他の粒子が何も検出されないことを要求する。後者の要求に最も効果的な測定量は電磁カロリメータに残った余分なエネルギー (E_{ELC}) であり, 信号事象はゼロにピークを持つ分布, バックグラウンドは他の粒子の混入によって比較的大きな E_{ELC} を持つ分布となる。最終的な信号事象数は得られた E_{ELC} 分布を予想される信号とバックグラウンドの分布でフィットすることで求める。

図 10 は, $449 \times 10^6 B\bar{B}$ 対のデータを用いたハドロニックタギングによる解析で得られた E_{ELC} 分布であり, E_{ELC} 分布のゼロ付近に信号による excess が見える。抽出された信号事象数 ($N_s = 24.1_{-6.6}^{+7.6} (stat)_{-6.3}^{+5.5} (syst)$) の有為さは, 系統誤差込みで 3.5σ であり, $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 崩壊の世界初の証拠となった。そして, 崩壊分岐比は

$$Br(B \rightarrow \tau \nu)_{hadronic} = (1.79_{-0.49}^{+0.56} (stat)_{-0.51}^{+0.46} (syst)) \times 10^{-4} \quad (17)$$

と求まった[21]。

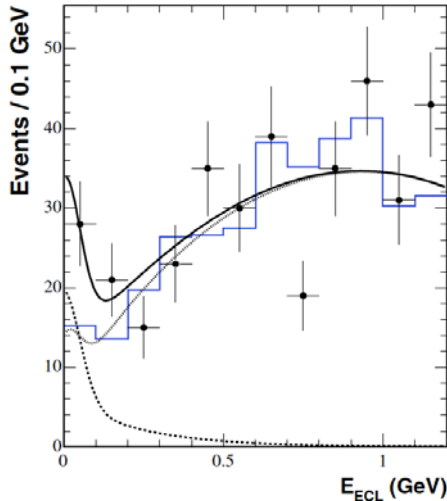


図 10: フルリコンストラクションタギング解析による $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 候補イベントの E_{ECL} 分布。ヒストグラムはバックグラウンドの予想分布, 実線はフィットで得られたシグナル(破線)とバックグラウンド(点線)を足し合わせた物(文献[21])。

3-3 セミレプトニックタギング解析

Belle では, $657 \times 10^6 B\bar{B}$ 対データによるセミレプトニックタギングを用いた測定も行っている(図 11)[22]。同様の解析は, BaBar 実験でも行われたが, Belle の解析では BaBar とは異なる最適化を行った。BaBar では, タギング効率を重視し $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \ell^+ \nu$ という形で \bar{D}^0 とレプトンのみをあからさまに再構成し, X としてタグサイドの余分な粒子が残るのを許容している。この方法で $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \ell^+ \nu$, $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0 \gamma$, $\bar{D}^0 \pi^0$ といったタグサイドの崩壊で生じる余分な γ がシグナルサイドへ混入し, S/N 比は悪くなる¹。これに対し, Belle 実験の $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 解析ではシグナルサイドの S/N をより重視した。そのために, $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \ell^+ \nu$ をあからさまに再構成して混入を避け, \bar{D}^0 が組めない時のみ $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \ell^+ \nu$ を用いた。

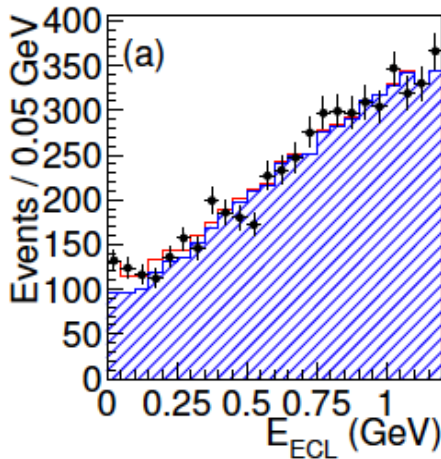


図 11: セミレプトニックタギング解析による $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 候補イベントの E_{ECL} 分布。ヒストグラムはフィットで得られたバックグラウンド(斜線)とシグナル(白抜き)の和(文献[22])。

¹ BaBar の最新の解析では D^* からの γ はタグサイドに含めるように改良されている。

また, \bar{D}^0 の崩壊モードは崩壊分岐比が大きく, クリーンに再構成できる $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-, K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-, K^+ \pi^- \pi^0$ の三つに限定した。得られた崩壊分岐比は,

$$Br(B \rightarrow \tau \nu)_{\text{simileptonic}} = (1.54^{+0.38}_{-0.37}(\text{stat})^{+0.29}_{-0.31}(\text{syst})) \times 10^{-4} \quad (18)$$

であり, セミレプトニックタギング法でも, 3.6σ の有意度で信号を検出し, フルリコンストラクションタギング法と一致する結果を得た。さらに測定精度を向上し, $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 崩壊を 5σ 以上で確立するため, Belle の全データ ($771 \times 10^6 B\bar{B}$) を使った解析を現在進めている。

3-4 荷電ヒッグスポゾンへの制限

BaBar 実験においても, ハドロニックタギング法とセミレプトニックタギング法の二つを合わせて, $Br(B \rightarrow \tau \nu) = (1.8^{+1.0}_{-0.9}) \times 10^{-4}$ が得られ, Belle 実験と consistent な結果となっている[23,24]。Belle と BaBar 実験の世界平均値は,

$$Br(B \rightarrow \tau \nu) = (1.65 \pm 0.34) \times 10^{-4} \quad (19)$$

である[2]。

この値は, 標準理論予想値(式(13-15))と比べるとやや大きく, 特に CKMfitter の global analysis による予想値(式(14))と比較すると 2.8σ ほど大きい。ただし, 前章でみたとおり $|V_{ub}|$ の決定は controversial であり, $|V_{ub}|$ の値として inclusive $B \rightarrow X_u \ell \nu$ の測定結果を用いた式(13)と consistent といってもよい。この差が果たして標準理論を超える新しい物理によるものであるのか 検証には $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 崩壊の測定精度と, 標準理論予想値に重要な $|V_{ub}|$ の測定精度を高めていく必要がある。

また, 式(19)の測定値と標準理論予想値との比較から, 式(16)により $\tan \beta / m_{H^\pm}$ の値に制限がつく。図 12 は, 標準理論値として式(13)を使った場合に, 荷電ヒッグスへの制限を $(\tan \beta, m_{H^\pm})$ の 2 次元平面上で表したもので, $\tan \beta$ の値に依存して数百 GeV の領域までが既に制限されていることがわかる。

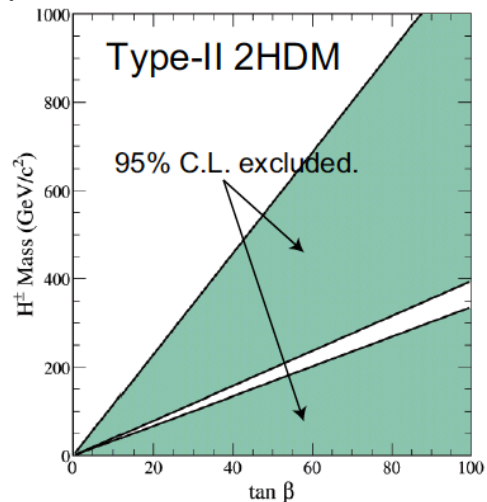


図 12: $B \rightarrow \tau \nu$ 崩壊分岐比の測定結果から求めた荷電ヒッグスの制限。

4 まとめ

本稿では, CKM 行列の最も小さなエレメントである $|V_{ub}|$ の決定に関連して, Belle 実験でのセミレプトニック B 崩壊と $B \rightarrow \tau\nu$ 崩壊の測定を紹介した。図 1 に示した $|V_{ub}|$ の誤差の要因として, inclusive $B \rightarrow X_u \ell\nu$ 崩壊による決定と exclusive $B \rightarrow \pi\ell\nu$ 崩壊による決定に 2.5σ の食い違いがあること, さらに, $B \rightarrow \tau\nu$ の崩壊分岐比が大きめに出ていることを述べた。こういった食い違いは, “tension” という呼び方でしばしば議論的となっている。図 13 は, $\sin 2\phi_1$ と $Br(B \rightarrow \tau\nu)$ の測定現状を global fit の結果と比較したもので, 問題が単に $|V_{ub}|$ の精度の問題ではないことを示している[1]。この図の contour の横方向の幅は, ユニタリー三角形上で ϕ_1 角の対辺をなす $|V_{ub}|$ の精度の悪さに起因していると考えてよい。そして標準理論が正しければ, $Br(B \rightarrow \tau\nu)$ はこの contour 上にある。仮に $|V_{ub}|$ の精度が向上したとしても, つまり contour の横幅が shrink しても, 測定点が動かない限りは, $\sin 2\phi_1 - |V_{ub}| - Br(B \rightarrow \tau\nu)$ の間の tension が同時に緩むことはない! Belle の全データを用いた解析結果,そして, Belle II 実験での高精度測定で結論が出ることを期待される。

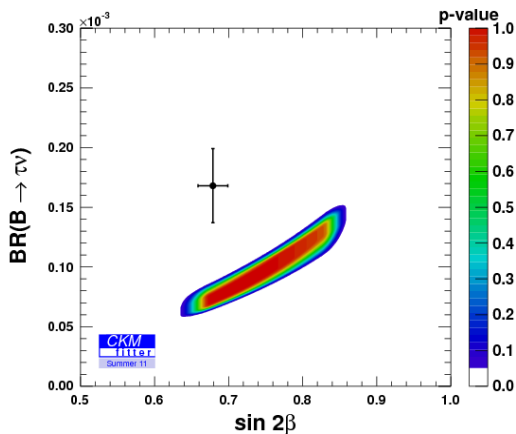


図 13: $\sin 2\phi_1$ および $Br(B \rightarrow \tau\nu)$ の測定現状と global CKM fit 比較 (文献[1])。

参考文献

[1] J. Charles *et al.* (CKMfitter Group), Eur. Phys. J. C **41**, 1 (2005); Preliminary results as of Summer 2011, http://ckmfitter.in2p3.fr/www/results/plots_lp11/ckm_res_lp11.html.

[2] A. Bornheim *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **88**, 231803 (2002).

[3] A. Limosani *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **621**, 28 (2005).

[4] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 012006 (2006).

[5] D. Liventsev *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **72**, 051109(R) (2005).

[6] P. Urquijo *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **104**, 021801(2010).

[7] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 012006 (2006).

[8] HFAG: Semileptonic B Decay Parameters, <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/semi/>.

[9] B. O. Lange, M. Neubert and G. Paz, Phys. Rev. D **72**, 073006 (2005)

[10] P. Gambino, P. Giordano, G. Ossola and N. Yrtaltsev, JHEP 0710, 058 (2007).

[11] J. R. Andersen and E. Gardi, JHEP 0601, 097 (2006).

[12] H. Ha *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **83**, 071101(R) (2011).

[13] P. del Amo Sanchez *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **83**, 032007 (2011).

[14] Florian U. Bernlochner, arXiv: 1110.1325.

[15] P. Ball and R. Zwicky, Phys. Rev. D **71**, 014015 (2005).

[16] E. Gulez *et al.* (HPQCD Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 074502 (2006).

[17] M. Okamoto *et al.*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **140**, 461 (2005).

[18] J. A. bailey *et al.* (Fermilab Lattice and MILC Collaboration), Phys. Rev. D **79**, 054507 (2009).

[19] E. Gamiz *et al.* (HPQCD Collaboration), Phys. Rev. D **80**, 014503 (2009).

[20] W. S. Hou, Phys. Rev. D **48**, 2342 (1993).

[21] K. Ikado, *et al.* (Belle Collaboration) Phys. Rev. Lett. **97**, 251802 (2006).

[22] K. Hara, T. Iijima *et al.* (Belle Collaboration) Phys. Rev. D **82**, 071101(R) (2010)

[23] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **81**, 051101(R) (2010); Phys. Rev. D **76**, 052002 (2007).

[24] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **77**, 011107(R) (2008).