

# Measurement of $|V_{ub}|$ using inclusive $B \rightarrow X_u \ell \nu$ decays with a novel $X_u$ -reconstruction method <sup>1</sup>

東京大学大学院理学系研究科

角野 秀一

kakuno@phys.s.u-tokyo.ac.jp

2004年12月10日

## 1 はじめに

素粒子物理学の標準模型における  $CP$  の破れは、三代目のクォークの混合によって現れる。 $V_{ub}$  は、その混合行列 (カビボ・小林・益川行列) の最外の非対角要素であり、 $CP$  の破れにおいて重要な役割をもつ。 $V_{ub}$  の大きさ ( $|V_{ub}|$ ) は、 $CP$  非保存パラメータ間の関係を示すユニタリティ三角形における辺の1つを成し、標準模型における  $CP$  非保存の理解のために必要な実験的に決定すべきパラメータの一つである。また、 $|V_{ub}|$  はユニタリティ三角形のユニタリティ検証を通した標準模型を越える物理の探索においても標準理論からの制限の1つとして重要な役割を果たすため、データ量の増大に応じた精度の向上が必要である。

$|V_{ub}|$  の測定には、 $B$  中間子がチャームクォークを含まない終状態  $X_u \ell \nu$  に崩壊する事象を包括的に用いる。 $|V_{ub}|$  測定にはその場合以下のように限られた領域において観測された事象数から全領域での事象数を見積もることになるため、大きな理論的不定性が存在し精度の向上を制約する。 $B \rightarrow X_u \ell \nu$  事象数測定には、約 50 倍の大きなバックグラウンドである  $B \rightarrow X_c \ell \nu$  事象が、運動学的に禁止される領域を用いる。そのような領域は重心系レプトンの運動量では  $p_\ell^* > (m_B^2 - m_D^2)/2m_B = 2.3\text{GeV}$ 、4 元運動量遷移の大きさの 2 乗 ( $\ell \nu$  系の質量の 2 乗) では

$q^2 = (m_B - m_D)^2 = 11.7\text{GeV}^2/c^2$ 、反跳ハドロン系の質量では  $M_X < m_D = 1.86\text{GeV}/c^2$  であり、事象数の全領域に対する割合はそれぞれ 10%、15%、80% 程度である。最近の理論の進展により、 $M_X$  と  $q^2$  の領域に同時に制限を与えることで、理論的誤差を大きく削減させる事が提案されている [1]。 $M_X$  の領域を制限することで、 $B \rightarrow X_c \ell \nu$  のバックグラウンドが抑制される領域を大きく取ることができ、かつ更に  $q^2$  の領域を制限することで理論的誤差の大きな領域 ( $b$  クォークの  $B$  中間子中での動きに敏感な領域) を避けることができる。しかしながら、 $M_X$  と  $q^2$  の再構成には、明示的に、もしくは暗にニュートリノの情報を使用しなければならないため、実験的には非常に困難である。 $M_X$  および  $q^2$  の再構成効率と値の精度の向上が鍵となる。

本研究 [2] は、高エネルギー加速器研究機構の KEKB 加速器 [3] および Belle 検出器 [4] で 1999 年より 2002 年の夏までに得られた  $78.1\text{fb}^{-1}$  の  $\Upsilon(4S)$  共鳴状態上のデータをもとにしている。このデータは、 $85 \times 10^6$  個の  $B\bar{B}$  事象に対応する。

## 2 $B \rightarrow X_u \ell \nu$ 事象の再構成

本研究では、包括的  $B \rightarrow X \ell \nu$  事象に対し  $M_X$  および  $q^2$  の領域に同時に制限を与え  $|V_{ub}|$  を測定する。 $78.1\text{fb}^{-1}$  のデータ量において、上記の解析を可能にするために、効率的かつ精度のよい  $M_X$  と  $q^2$

<sup>1</sup>第 6 回 (2004 年度) 高エネルギー物理学奨励賞受賞論文の解説

の再構成手法を開発した。以下に再構成手法を示す。

## 2.1 ニュートリノ再構成

まず Belle 検出器で得られたハドロン事象の中から重心系エネルギー 1.2 GeV 以上の高エネルギーレプトン (電子およびミューオン) を含む事象を選択し、大まかに  $B \rightarrow X l \nu$  事象を選び出す。ここで事象中にレプトンが 2 本以上含まれるときは、事象中に複数のニュートリノが含まれることが多いため、事象中に 1 本だけレプトンが存在する事象を選択する。次にニュートリノ再構成を行い、ほぼ質量 0 の粒子が一つだけ検出されていないことを要求する。事象中で検出されたすべての粒子の運動量 ( $\sum_i \vec{p}_i$ ) およびエネルギー ( $\sum_i E_i$ ) を用いるとニュートリノの運動量およびエネルギーは、運動量及びエネルギーの欠損として  $\vec{p}_\nu \simeq \vec{p}_{miss} = \vec{p}_{\Upsilon(4S)} - \sum_i \vec{p}_i$   $E_\nu \simeq E_{miss} = E_{\Upsilon(4S)} - \sum_i E_i$  のように求められる。用いる粒子は、荷電粒子、光子、荷電粒子対による  $K_S$ 、電子対による光子からなる。荷電粒子は、粒子識別情報もちいて、 $e, \mu, \pi, K, p$  の 5 種類に分類する。光子は CsI(Tl) カロリメータで検出されたシャワーのうち荷電粒子飛跡から位置的に外れているものを用いる。荷電粒子対による  $K_S$ 、電子対による光子はセカンダリバーテックスの再構成アルゴリズムを用いて同定する。つぎに次式で与えられる質量欠損の 2 乗 (missing mass squared)  $MM^2$  を計算する。

$$\begin{aligned} MM^2 &= E_{miss}^2/c^4 - |\vec{p}_{miss}^2/c^2| \quad (E_{miss} > 0) \\ &= -E_{miss}^2/c^4 - |\vec{p}_{miss}^2/c^2| \quad (E_{miss} < 0) \end{aligned}$$

ニュートリノ以外のすべての粒子の粒子が検出されかつそれらのエネルギー・運動量が精度よく求まっていれば、 $MM^2$  は 0 にピークを持つ。  $-1.5 < MM^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$  を要求して、ニュートリノ以外に検出されていない粒子が存在する事象を排除する。ニュートリノがビームパイプ方向に出ている場合は、ビームパイプ方向に他の粒子が抜けていても  $MM^2$  は小さい値を持つため、ビーム軸に対する角度にも制限をくわえ、また、 $K_L^0$  候補が存在するときにもそれ

に対する角度に制限を加える。

現実的には、荷電粒子・光子の粒子の検出効率、荷電粒子・光子の運動量・エネルギー分解能、荷電粒子が生成するカロリメータのシャワーと光子との分離の効率などが原因により、ニュートリノの運動量分解能の悪い事象も  $MM^2 \sim 0$  付近に数多く存在する。そのため  $MM^2$  を用いたニュートリノ再構成のみでは、本研究で必要とされるニュートリノの運動量分解能は得られない。また、ニュートリノ再構成のみを用いた場合  $B$  中間子の飛行方向が分からないため  $M_X$  は近似的にしか得られない。

統計が十分である場合には、片側の  $B$  中間子 ( $B_{opp}$ ) を完全に再構成することで、ニュートリノ再構成の精度を反跳ハドロン  $X$  の部分のみに抑えることができる。また終状態の粒子のうち  $B_{opp}$  に属さないものを用いて  $M_X$  を直接的に求める手法をとることができる。  $78 \text{ pb}^{-1}$  のデータでは、そのような手法で得られる事象数は数十～百事象程度と少ない。そこで本研究では片側の  $B$  中間子 ( $B_{opp}$ ) を完全に再構成する手法ではなく、次節の手法を用いて  $M_X$  と  $q^2$  再構成の精度と効率を保つ。

## 2.2 シミュレーティッド・アニーリング法を用いた $M_X$ と $q^2$ の再構成

ニュートリノ再構成に使用した粒子を 2 つの組 ( $B_{opp}$  および  $X l \nu$  に属するもの) に分離することにより、 $M_X$  の計算を  $X$  に属する粒子から直接することが可能となり、また  $B_{opp}$  の情報からニュートリノの 4 元運動量の精度すなわち  $q^2$  の精度の向上が可能となる。

ここでは最適な粒子の組み合わせを探索し、 $B_{opp}$  と  $X l \nu$  に粒子を振り分ける。一事象あたりの粒子の組み合わせの数は粒子数  $n$  のとき  $2^n$  であり、非常に大きな数になり得る。 $M_X$  と  $q^2$  の再構成に使われる事象においては、一事象あたりの粒子数は  $20 \pm 5$  程度あり、平均の組み合わせ数は  $\sim e^{20} \sim O(10^8)$  程度になってしまう。すべての組み合わせから、最適なものを探索した場合、 $78 \text{ fb}^{-1}$  のデータ解析に必

要な時間は数ヵ月程度のオーダーになり現実的でない。また、最小の  $W$  を与える組み合わせが完全に正しい組み合わせとはならないことが多く、さらに完全に正しい組み合わせにおいても有限の  $M_X$ ,  $q^2$  の精度が存在するため、計算のコストに見合う結果は得られない。そこで、組み合わせ最適化アルゴリズムであるシミュレーテッド・アニーリング法 [5] に基づいた手法を用いて、最適な粒子の組み合わせを探索する。これによって、消費される計算時間を得られる  $M_X$ ,  $q^2$  の精度との兼ねいで調整することができる。本研究では  $78\text{fb}^{-1}$  のデータ解析が数時間でできるようにした。

この手法では各粒子組み合わせについてその質を表す固有のパラメータ (ここでは以下に示す  $W$ ) を計算し、そのパラメータを最小にするように  $B_{opp}$  と  $X_{\ell\nu}$  に属する粒子を交換していく。パラメータ  $W$  は、モンテカルロシミュレーションをもちいて用意した 2 つの PDF (粒子の組み合わせが正しい時の PDF と乱数で粒子を振り分けた時の PDF) を用い  $W = \frac{\mathcal{L}(\text{random})}{\mathcal{L}(\text{random}) + \mathcal{L}(\text{correct})}$  とする。PDF には、多次元 PDF [6] を用い、識別子間の相関を採り入れる。識別子には  $\Upsilon(4S)$  重心系における  $B_{opp}$  のエネルギー ( $E_B^*$ )、運動量の大きさ ( $|p_B^*|$ )、ビーム軸に対する角度 ( $\cos\theta_B^*$ )、トラック数 ( $N_{ch}$ )、総電荷とレプトンの電荷の積 ( $Q_B \times Q_\ell$ )、および重心系ビームエネルギー ( $E_{beam}^*$ ) を  $B_{opp}$  のエネルギーと運動量の大きさ ( $\sqrt{(E_{beam}^*)^2 - m_B^2}$ ) に適応して計算した欠損質量の二乗 ( $MM_{X_{\ell\nu}}^2$ ) の 6 つのものを用いる。

$W$  を最小にする組み合わせは以下のアルゴリズムで探索する。

1. まず初期状態では、 $X_{\ell\nu}$  側は、レプトンおよび約 1/3 の確率で無作為に割り当てられた粒子から構成され、 $B_{opp}$  側はその残りの粒子から構成される。
2. ある 1 粒子を  $X_{\ell\nu}$  側と  $B_{opp}$  側で交換した時の  $W$  の値 ( $W_{new}$ ) を計算し、現在値 ( $W_{old}$ ) と比較して、 $W_{new}$  が小さい場合は粒子を交換する。また、 $W_{new}$  が大きい場合でも極小点を避ける目的で確率  $\exp\{-1000(W_{new} - W_{old})/W_{old}\}$

で粒子を交換する。

3. (2) をレプトン以外のすべての粒子について行う。
4. (2)~(3) が終了したらその粒子組み合わせから (2)~(3) を繰り返す (計 5 回)。5 回目の繰り返しの終了時にその組み合わせ  $C_i$  を保存する。
5. ある 1 粒子を  $X_{\ell\nu}$  側と  $B_{opp}$  側で交換した  $W$  の値 ( $W_{tmp}$ ) を計算する。
6. (5) をすべての粒子について行い、その中で  $W_{tmp}$  が最大になる組み合わせを選び、次の初期状態とする。
7. (2)~(6) を 10 回繰り返し、それらの組み合わせ  $\{C_i\}$  の中で最小の  $W$  をもつ組み合わせ  $C_j$  を選ぶ。
8. (1)~(7) を 10 回繰り返し、それらの組み合わせ  $\{C_j\}$  の中で最小の  $W$  をもつ組み合わせ  $C_k$  を最終的に採用する。

図 1 はアニーリング前と後の  $p_B^*$ ,  $E_B^*$ ,  $Q_B \times Q_\ell$  および  $W$  を示す。また比較として MC での正しい粒子組み合わせの時の分布も示してある。MC での正しい分布とアニーリング後の分布を比較すると、アニーリング後の分布の方が幅が狭くなっており、理想的な組み合わせよりも最適化され過ぎていることが見てとれるが、これは組み合わせ総数に対して最適化に使える情報が少ないためである。

シミュレーテッド・アニーリング後に、 $0.25 < p_B^* < 0.42\text{GeV}/c$ ,  $5.1 < E_B^* < 5.4\text{GeV}$ ,  $-2 < Q_B \times Q_\ell < 1$ ,  $-0.2 < MM_{X_{\ell\nu}}^2 < 0.4\text{GeV}/c^2$  および  $W < 0.1$  の制限を与えることで、組み合わせ最適化の悪い事象や  $B_{opp}$  およびニュートリノの精度の悪い事象を排除する。このシミュレーテッド・アニーリング法を用いた手法の  $B \rightarrow X_{u\ell\nu}$  事象に対する再構成効率は、約 0.5% であり、片側  $B$  中間子の完全再構成を用いた手法の少なくとも 10 倍以上である。図 2 にシミュレーテッド・アニーリング法をもちいた  $M_X$ ,  $q^2$  の精度と、正しい粒子の組み

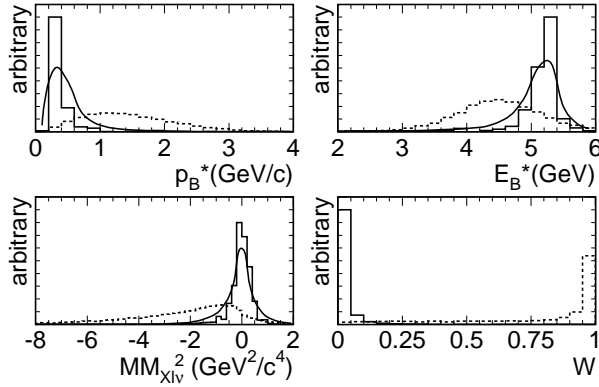


図 1: アニーリング前 (鎖線ヒストグラム) と後 (実線ヒストグラム) の  $p_B^*$ ,  $E_B^*$ ,  $Q_B \times Q_\ell$  および  $W$ 。曲線は、MC での正しい粒子組み合わせの時の分布。

合わせをもちいた時の  $M_X$ ,  $q^2$  との比較を示す。アニーリングを用いた時の分布の幅の正しい組み合わせに対するの拡がりは、粒子の組み合わせが不完全であることの影響を示している。粒子組み合わせの不完全性があっても分布の中心値はほぼ 0 であり、 $M_X$ ,  $q^2$  の値にバイアスがないことがわかる。

### 3 コントロールサンプルを用いた再構成手法の検証

以上のニュートリノ再構成およびシミュレーター・アニーリング法をもちいた再構成手法の検証をコントロールサンプルを用いて行った。 $M_X$  再構成の検証には、 $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$  サンプルを用いた。 $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$  サンプルは、 $M_X$  の精度が完全ならば  $D^{*\pm}$  の質量になるためにデータとモンテカルロとの  $M_X$  の値の拡がりの違いを確かめるのに適している。また  $q^2$  再構成の検証には、 $B$  中間子が  $J/\psi$  を含み  $J/\psi$  がレプトン対に壊れる事象 ( $B \rightarrow J/\psi X, J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ ) を用いた。 $J/\psi$  崩壊のレプトンの 1 つの情報を使わずにそれをニュートリノとみなせば、 $X\ell\nu$  事象として模擬的に扱うことができる。その  $q^2$  の値は、理想的には  $J/\psi$  の質量の

2 乗となるため、 $q^2$  の値の拡がりのデータとモンテカルロとの違いの検証に適している。

36,000 の  $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$  事象を (その再構成に用いた情報を使わずに) 本研究の手法をもちいて再構成しバックグラウンドを差し引いた後、モンテカルロと比較したものを図 3 (a) に示す。また、81,000 の  $B \rightarrow J/\psi X, J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$  事象を、 $J/\psi$  再構成に用いたレプトン 1 本の情報を使わずに本研究の手法をもちいて再構成し、バックグラウンドを差し引いた後にモンテカルロと比較したものを図 3 (b) に示す。図 3 (a)、図 3 (b) の誤差のついた点が実データであり、それぞれ再構成された数を 36,000、81,000 で規格化している。ヒストグラムはモンテカルロで同様のことを行った結果である。

図 3 (a) において、分布の中心値はデータと MC でそれぞれ  $1.98 \text{ GeV}/c^2$   $1.99 \text{ GeV}/c^2$ 、RMS 幅はデータと MC でそれぞれ  $0.29 \text{ GeV}/c^2$   $0.30 \text{ GeV}/c^2$  でありほぼ一致している。また図 3 (b) においても、分布の中心値はデータと MC でそれぞれ  $10.2 \text{ GeV}/c^2$   $10.2 \text{ GeV}/c^2$ 、RMS 幅はデータと MC でそれぞれ  $1.9 \text{ GeV}/c^2$   $1.8 \text{ GeV}/c^2$  であり、ほぼ一致している。再構成効率に対してはデータと MC では有意な違いが見られ、その比は、 $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$  と  $B \rightarrow J/\psi X$  を併せて  $r_{\text{eff}} = 0.891 \pm 0.043$  である。この  $r_{\text{eff}}$  は、 $X_u\ell\nu$  事象の分岐比を測定する際に補正として用いる。

### 4 $|V_{ub}|$ の測定

$|V_{ub}|$  の導出には、 $M_X < 1.7 \text{ GeV}/c^2$  かつ  $q^2 > 8 \text{ GeV}^2/c^2$  の領域における  $B \rightarrow X_u\ell\nu$  事象の分岐比 ( $\Delta\mathcal{B}(B \rightarrow X_u\ell\nu)$ ) を測定して用いる。 $78 \text{ fb}^{-1}$  のデータを用いて再構成を行った結果、 $M_X < 1.7 \text{ GeV}/c^2$  かつ  $q^2 > 8 \text{ GeV}^2/c^2$  の領域において 8,910 事象が再構成された。このうち  $251 \pm 48$  事象は、 $\Upsilon(4S)$  共鳴状態の 60 MeV 下の重心系エネルギーで取得された  $8.8 \text{ fb}^{-1}$  のデータから  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ , ( $q = u, d, s, c$ ) 事象であると見積もられる。 $B$  中間子事象によるバックグラウンドは、 $M_X > 1.8 \text{ GeV}$  の領域において

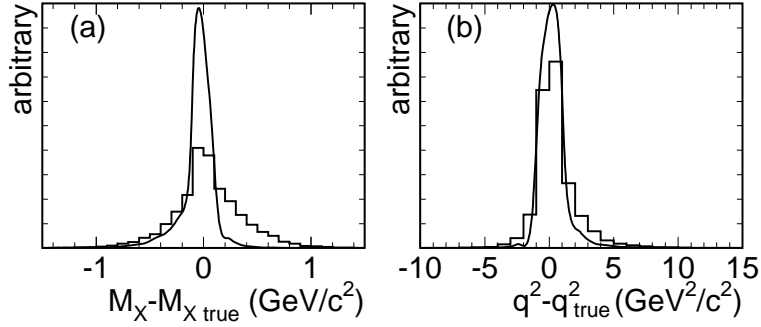


図 2:  $B \rightarrow X_u l \nu$  MC に対する (a)  $M_X$  の精度と (b)  $q^2$  の精度。ヒストグラムはシミュレーテッド・アンニリング法による精度、曲線は正しい粒子組み合わせを用いて  $p_B^*$ 、 $E_B^*$  等に同様の制限を加えたの時の精度。

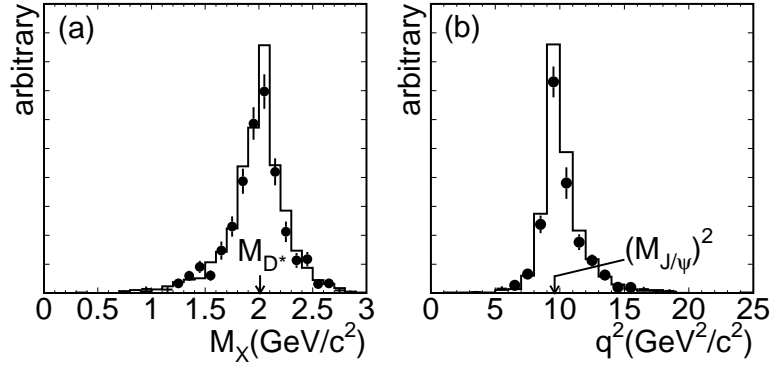


図 3: (a)  $B \rightarrow D^* l \nu$  サンプルに対する  $M_X$  分布。(b)  $B \rightarrow J/\psi X$  サンプルに対する  $q^2$  分布。

MC で期待される  $D l \nu$ ,  $D^* l \nu$ ,  $D^{**} l \nu$ ,  $D^{(*)} \pi l \nu$  およびその他の事象の計 5 つの 2 次元  $M_X - q^2$  分布を用いてフィットしてそれらの大きさを見積もり、さらにそれらの MC で期待される分布の形から  $M_X < 1.7 \text{ GeV}/c^2$ ,  $q^2 > 8 \text{ GeV}^2/c^2$  のシグナル領域でのバックグラウンド数に外挿する。その結果  $B$  中間子事象による  $B$  中間子事象によるバックグラウンドの数は  $7283 \pm 130 \pm 192 \pm 102$  事象と見積もられる。ここで、最初の誤差はフィットによる統計誤差、2 番目の誤差は検出器シミュレーションに起因する  $M_X - q^2$  分布の形の不定性による系統誤差、最後の誤差は  $D l \nu$ ,  $D^* l \nu$ , および  $D^{**} l \nu$  事象にたいする崩壊

シミュレーションの不定性 (モデル依存性) である。図 4 に  $q^2 > 8.0 \text{ GeV}^2/c^2$  における  $M_X$  分布および  $M_X < 1.7 \text{ GeV}/c^2$  における  $q^2$  分布を示す。

バックグラウンドを引いて得られたシグナル数  $N_{obs} = 1376 \pm 167 \pm 192 \pm 102$  を用いて  $\Delta \mathcal{B}(B \rightarrow X_u l \nu)$  は以下の式から得られる。

$$\Delta \mathcal{B}(B \rightarrow X_u l \nu) = 0.5 \frac{F \times N_{obs}}{\epsilon \times r_{eff}} \frac{1}{2 \times N_{B\bar{B}}}$$

ここで因子 0.5 は、電子とミューオンについての平均をとる因子であり、 $2 \times N_{B\bar{B}} = 1.7 \times 10^7$  は、 $78 \text{ fb}^{-1}$  の  $B$  中間子数である。 $F = 0.938$  は、MC を用いて見積もられた  $M_X$  および  $q^2$  値の精度を

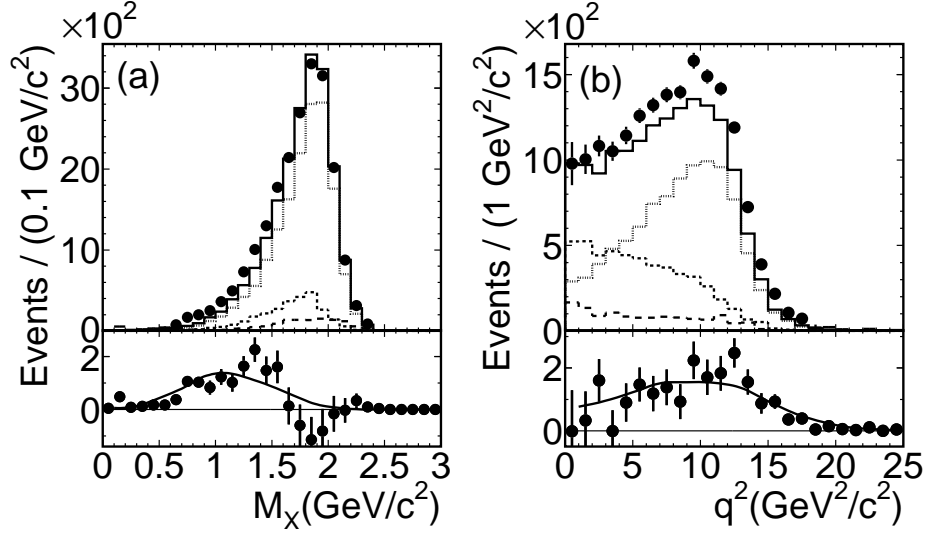


図 4: (a)  $q^2 > 8.0 \text{ GeV}^2/c^2$  における  $M_X$  分布。 (b)  $M_X < 1.7 \text{ GeV}/c^2$  における  $q^2$  分布。 上図において点はデータを示す。 実線ヒストグラムは全バックグラウンドでありその内訳は  $D^*lv$  (点線),  $Dlv$  (短鎖線) その他のバックグラウンド (長鎖線) である。 下図において点はバックグラウンドを引いた後の信号の分布、曲線は、inclusive model の MC で期待される分布である。

補正する因子で、真の信号領域に存在する事象数と測定された信号領域に存在する事象数の比である。 $\epsilon = 0.578$  はシグナルモンテカルロに対する検出効率で、 $r_{eff} = 0.891$  はその検出効率のデータに対する補正因子である (前節参照)。  $F/(\epsilon \times r_{eff})$  の系統誤差はレプトン同定効率の不定性 (1.2%)、再構成手法の効率不定性 (4.9%)、検出器シミュレーションに起因するシグナル  $M_X - q^2$  分布の形の不定性 (1.2%)、MC 統計 (1.8%) が存在する。 また  $F/\epsilon$  は、 $b$  クォークの質量 ( $m_b$ ) 不定性、運動量の拡がり ( $\mu_\pi^2$ ) の不定性、およびシミュレーションの exclusive モデル [8] の和と inclusive モデル [7] との違いによるモデル依存性 3.3% をもつ。 以上の値を用いて  $\Delta\mathcal{B}(B \rightarrow X_u l \nu)$  は、以下の値が得られる。

$$\begin{aligned} \Delta\mathcal{B}(B \rightarrow X_u l \nu) \\ = (7.37 \pm 0.89 \pm 1.12 \pm 0.55 \pm 0.24) \times 10^{-4} \end{aligned}$$

ここで、誤差は順に統計誤差、系統誤差、 $b \rightarrow c$  モデル不定性、 $b \rightarrow u$  モデル不定性である。

$\Delta\mathcal{B}(B \rightarrow X_u l \nu)$  と  $|V_{ub}|$  の関係は、Heavy Quark

Effective Theory (HQET) と Operator Product Expansion (OPE) の枠組から計算される。 [1, 9, 10]

$$|V_{ub}| = 0.00444 \left( \frac{\Delta\mathcal{B}(B \rightarrow X_u l \nu)}{0.002 \times 1.21 G(q_{cut}^2, m_{cut})} \frac{1.55 \text{ ps}}{\tau_B} \right)^{1/2}$$

ここで、 $1.21 G(q_{cut}^2, m_{cut})$  は、 $M_X < m_{cut}, q^2 > q_{cut}^2$  領域の全領域に対する事象数の比であり、 $m_b$  不定性、摂動誤差、対消滅ダイアグラム (weak annihilation) の寄与に代表される非摂動誤差の理論誤差を含む [1]。 (quark-hadron duality の仮定に対する誤差は含まれていない。) 本研究でもちいた、 $m_b^{1S} = 4.70 \pm 0.12 \text{ GeV}/c^2$  [11] に対しては  $G(8 \text{ GeV}^2/c^2, 1.7 \text{ GeV}/c^2) = 0.268 \pm 0.067$  [1, 10] である。 実験的に得られた  $\Delta\mathcal{B}(B \rightarrow X_u l \nu)$  を用いて、 $|V_{ub}|$  は、

$$\begin{aligned} |V_{ub}| = & (4.66 \pm 0.28 \pm 0.35 \\ & \pm 0.17 \pm 0.08 \pm 0.58) \times 10^{-3} \end{aligned}$$

が得られた [2]。 ここで誤差は右から順番に統計誤差、統計誤差、系統誤差、 $b \rightarrow c$  モデル不定性、 $b \rightarrow u$  モデル不定性および理論誤差である。

## 5 まとめ

$X_{ulv}$  事象の新しい再構成手法の開発を行い、Belle 実験で 2002 年夏までに得られた  $78\text{fb}^{-1}$  のデータを用いて、 $M_X, q^2$  を同時に使った  $|V_{ub}|$  の測定を行った。その結果  $|V_{ub}| = (4.66 \pm 0.76) \times 10^{-3}$  の値を得た。これは  $M_X, q^2$  を同時に使った初の  $|V_{ub}|$  の測定値であり、他の  $|V_{ub}|$  測定結果と比較しても最高精度のものの一つである。

## 6 おわりに

本年度の夏には Belle 実験 および Babar 実験の積分ルミノシティの向上に伴い、片側  $B$  中間子の完全再構成手法を用いての  $M_X, q^2$  再構成による  $|V_{ub}|$  の結果が出された。今後のルミノシティの向上に伴う値の精度向上が期待される。また、Belle 実験の  $b \rightarrow s\gamma$  の光子エネルギー分布の解析により、理論誤差 ( $m_b$  不定性) の改善もなされた。包括的  $X_{ulv}$  事象による  $|V_{ub}|$  測定以外では、たとえば  $B \rightarrow \pi l\nu$  事象を用いた  $|V_{ub}|$  測定において、理論的にはクエンチ近似を用いない格子 QCD による形状因子の計算が、また実験的には新しい手法を用いた解析などが精力的にすすめられている。

今後の  $|V_{ub}|$  の精度の向上が期待される。

## 7 謝辞

本研究は KEK 野崎忠男氏、KEK 阿部和雄氏、Cincinnati 大 Kay Kinoshita 氏、名古屋大 飯嶋徹氏の多大かつ貴重な助言により、結果をまとめることができました。この結果は、KEKB 加速器グループの努力によって得られた非常に大きなルミノシティをもとにしており、また Belle グループの全面的サポートの上に成り立っています。この場を借りて謝意を表します。最後に博士論文を指導してくださった渡辺靖志先生に感謝致します。

## 参考文献

- [1] C.W.Bauer, Z.Ligeti and M.Luke, Phys. Rev. **D64**, 113004 (2001).
- [2] H. Kakuno *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. Lett. **92**, 101801 (2004).
- [3] S.Kurokawa and E.Kikutani, Nucl. Instr. and Meth. **A499**, 1 (2003).
- [4] A.Abashian *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A479**, 117 (2002).
- [5] 石川幹人, 金久實, 文字列を比較し並べる, 小特集「生命の設計図に迫る!」, 日本物理学会誌 Vol.48 No.5 341-343 (1993) を参照した。詳しい文献は、S.Kirkpatrick *et al.*, Science **220**, No. 4598 (1983).
- [6] H. Kakuno *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A533**, 516 (2004).
- [7] F.D.Fazio, M.Neubert, JHEP **9906**, 017 (1999).
- [8] ISGW2 モデル, D.Scora and N. Isgur, Phys. Rev. **D52**, 2783 (1995).
- [9] A.H.Hoang, Z.Ligeti, and A.V.Manohar, Phys. Rev. Lett. **82**, 277(1999).
- [10] Z.Ligeti, private communication.
- [11] M.Beneke and A.Signer, Phys. Lett. **B471**, 233 (1999), A.H. Hoang, hep-ph/0008102, A.H.Mahmood *et al.* (CLEO Collab.), Phys. Rev. **D67**, 072001 (2003).