

B 中間子の崩壊 $B \rightarrow \phi K_X$ の測定

大阪大学大学院理学研究科物理学専攻
山中（卓）研究室
博士前期課程 2 年

大藤 晃生

平成 14 年 2 月 19 日

Abstract

B 中間子の崩壊 $B \rightarrow \phi K_X$ (K_X は K_S あるいは $K^\pm \pi^\mp$) について、その崩壊分岐比を測定した。高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で稼働中の電子陽電子衝突型加速器 (KEKB) と素粒子の検出器 (Belle) を用い、 $\Upsilon(4S)$ 共鳴の崩壊により生成された 31.7×10^6 個の $B\bar{B}$ 対を用い、以下の結果を得た。

$$BR(B^+ \rightarrow \phi K^+) = (7.3_{-2.5}^{+2.9} \pm 1.4) \times 10^{-6}$$

$$BR(B^- \rightarrow \phi K^-) = (9.4_{-2.6}^{+3.0} \pm 1.5) \times 10^{-6}$$

$$BR(B^0 \rightarrow \phi K^0) = (7.4_{-3.2}^{+4.0} \pm 1.2) \times 10^{-6}$$

$$BR(B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-) = (13.5_{-3.9}^{+4.2} \pm 1.9) \times 10^{-6}$$

ただし $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ については、 $K^+ \pi^-$ から再構成した不変質量 $M_{K^+ \pi^-}$ が $0.840\text{GeV} < M_{K^+ \pi^-} < 1.546\text{GeV}$ であるという条件の下での崩壊分岐比である。

目次

概要	0
1 Introduction	2
1.1 小林-益川行列について	2
1.2 $B \rightarrow \phi K_X$ の研究意義	3
1.3 他実験の現在までの結果	5
2 KEK B-factory	6
2.1 KEK-B 加速器	6
2.2 BELLE 検出器	10
2.2.1 SVD (Silicon Vertex Detector)	11
2.2.2 CDC (Central Drift Chamber)	11
2.2.3 ACC (Aerogel Čherenkov Counter)	12
2.2.4 TOF (Time of Flight)	12
2.2.5 ECL (Electromagnetic Calorimeter)	12
2.2.6 ソレノイド電磁石	13
2.2.7 KLM (K_L/μ 検出器)	13
3 データ解析	16
3.1 データ	16
3.2 質量再構成の手順	16
3.3 事象の選択	17
3.3.1 荷電粒子の選択	17
3.3.2 $\phi \rightarrow K^+ K^-$ の再構成	18
3.3.3 K^\pm の選択	19
3.3.4 $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ の再構成	20

3.3.5	$B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ の再構成	21
3.3.6	$B \rightarrow \phi K_X$ の再構成	21
3.4	検出効率	24
3.5	シグナル事象数の抽出	25
3.6	崩壊分岐比の算出	34
3.7	背景事象	35
3.8	系統誤差	35
3.8.1	$B\bar{B}$ 事象の数に伴う系統誤差	35
3.8.2	B の娘粒子の崩壊分岐比に伴う系統誤差	35
3.8.3	トラッキングに伴う系統誤差	36
3.8.4	粒子識別に伴う系統誤差	36
3.8.5	検出効率に伴う系統誤差	36
3.8.6	fitに伴う系統誤差	36
3.8.7	ヒストグラムの bin 幅による系統誤差	36
3.8.8	系統誤差のまとめ	37
4	結果と考察	38
5	結論	44
	参考文献	45
	謝辞	47

Chapter 1

Introduction

1.1 小林-益川行列について

現在、素粒子物理において様々な実験的検証が行なわれているものに、小林-益川理論 [1] がある。これは、1964 年に Cronin、Fitch[2] らによって発見された CP 非保存という現象を説明するために導入された理論である。

電荷	クォークの種類 (フレーバー)		
	第 1 世代	第 2 世代	第 3 世代
+2/3	u	c	t
-1/3	d	s	b

Table 1.1: クォークの種類 (フレーバー)

この理論は、当時 3 種類しか存在を確認されていなかったクォークが、表 1.1 に示すように全部で 6 種類存在することを予言した。そして、 $d \rightarrow uW$ 、 $s \rightarrow uW$ 、 $b \rightarrow uW$ といった弱い相互作用において、 u クォークと結合するのは単独の d 、 s 、 b ではなく、それらの混合状態 $d' (= V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b)$ 等であるとした。

このクォーク間の混合の度合を表すのが次に示す小林-益川行列である。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}.$$

ここで、 d 、 s 、 b はそれぞれ d 、 s 、 b クォークの質量固有状態を、 d' 、 s' 、 b' は弱い相互作用に

おける固有状態を表す。

また、 $\lambda = \sin \theta_C$ (θ_C : カビボ角 [3] ~ 0.22) を用いて λ^3 まで展開すると (Wolfenstein 表示 [4]) 次のように表せる。

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 1 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

このように小林-益川行列は対角成分がほぼ 1 で、そこから離れるにつれ値が小さくなっていく。

これら行列要素の値を精密に測定、あるいは制限を設け、この理論の実験的検証を行なうという試みが現在様々な方法でなされている。今回の解析で用いたデータを収集している Belle 実験も、その 1 つである。

1.2 $B \rightarrow \phi K_X$ の研究意義

今回の研究対象である B 中間子の崩壊モード $B \rightarrow \phi K_X$ (K_X は K_S あるいは $K^\pm \pi^\mp$) は、図 1.1 に示されるファインマン図の過程により引き起こされる。

Figure 1.1: $B \rightarrow \phi K_X$ のファインマン図

ここで X_S は、 K 中間子の高次共鳴を含めたあらゆる状態 (表 1.2) を表す。

図 1.1 の上線の両端を見ると、この崩壊で $b \rightarrow s$ という遷移が起こっている事がわかる。 $b \cdot s$ クォーク共に電荷は $-1/3$ なので、崩壊の前後で電荷は変化していないが、クォークの種類（フレーバー）は変化している事になる。

このような反応は FCNC (Flavor Changing Neutral Current) と呼ばれている。標準理論では $b \rightarrow s$ の一次遷移は禁止されている。しかし、図 1.1 のような 2 次の反応（ファインマン図上で W との交点が 2 つ）であれば、 $b \rightarrow t \rightarrow s$ というように t クォーク経路による見かけ上の FCNC (effective FCNC) が標準理論の枠組内でも可能となる。又、より小さい確率で、 $b \rightarrow c \rightarrow s$ 、 $b \rightarrow u \rightarrow s$ という遷移も許されている。

この $b \rightarrow s$ 遷移を含む崩壊モードは結合定数として V_{ts} を含んでいるため、その崩壊分岐比は V_{ts} の値の大小に対して敏感なものとなる。よって $B \rightarrow \phi K_X$ の崩壊分岐比を測定することは、標準理論の実験的検証につながる。

また、この崩壊過程は荷電ヒッグス粒子・新しいゲージ粒子・超対称性粒子といった標準理論の枠組を超えた粒子が寄与する理論的余地 [5] があるため、そういった新しい理論の予言に対しても検証を行なうことができる。

さらに $B \rightarrow \phi K_X$ の特徴として、これがグルーオンペンギンによる $b \rightarrow ss\bar{s}$ 崩壊であるということが挙げられる。 $b \rightarrow ss\bar{s}$ という終状態は図 1.1 に示すグルーオンペンギンでしか実現できないため、 $B \rightarrow \phi K_X$ の崩壊分岐比にツリー・その他の崩壊による寄与はない。よって純粋にグルーオンペンギンのみの特徴を測ることができる。

これらを踏まえ、今回 Belle 実験で収集されたデータを用いて行なった $B \rightarrow \phi K_X$ の解析について述べる。

表 1.2[6] に K 中間子の共鳴状態についてまとめておく。今回解析したのはこれらのうちの $B^+ \rightarrow \phi K^+$ 、 $B^- \rightarrow \phi K^-$ 、 $B^0 \rightarrow \phi K^0$ の 3 つである。また、 $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ についても解析した。これについては $K^+ \pi^-$ がどういう共鳴状態を経由したかを要求しておらず、包括的な $b \rightarrow sg$ 探索が行なえる。(簡単のため本論文中では $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ という記述で代表させるが、これはその荷電共役変換 $\bar{B}^0 \rightarrow \phi K^- \pi^+$ も含んでいるものとする。)

K	$K^*(1410)$	$K_2(1770)$
$K^*(892)$	$K_0^*(1430)$	$K_3^*(1780)$
$K_1(1270)$	$K_2^*(1430)$	$K_2(1820)$
$K_1(1400)$	$K^*(1680)$	$K_4^*(2045)$

Table 1.2: K 中間子の共鳴状態

1.3 他実験の現在までの結果

ここでは、 $B \rightarrow \phi K_X$ 崩壊モードの他実験 (CLEO[7]、BaBar[8]) の結果をまとめておく (表 1.3)。ただし、 BR はそのモードの崩壊分岐比を表す。

	CLEO	BaBar
$BR(B^+ \rightarrow \phi K^+)$	$(5.5^{+2.1}_{-1.8} \pm 0.6) \times 10^{-6}$	$(7.7^{+1.6}_{-1.4} \pm 0.8) \times 10^{-6}$
$BR(B^0 \rightarrow \phi K^0)$	$< 12.3 \times 10^{-6} (90\% \text{ CL})$	$(8.1^{+3.1}_{-2.5} \pm 0.8) \times 10^{-6}$
$BR(B^0 \rightarrow \phi K^{*0})$	$(11.5^{+4.5+1.8}_{-3.7-1.7}) \times 10^{-6}$	$(8.7^{+2.5}_{-2.1} \pm 1.1) \times 10^{-6}$
$BR(B^+ \rightarrow \phi K^{*+})$	$< 22.5 \times 10^{-6} (90\% \text{ CL})$	$(9.7^{+4.2}_{-3.4} \pm 1.7) \times 10^{-6}$

Table 1.3: これまでの実験結果

Chapter 2

KEK B-factory

この章では、KEK B-factory の実験装置である KEK-B 加速器 [9] と BELLE 検出器 [10] について述べる。

2.1 KEK-B 加速器

KEK-B 加速器とは、B 中間子を大量につくり出す事を目的とした、電子・陽電子衝突型の加速器である。

Figure 2.1: KEKB 加速器

その特徴は、電子 8GeV・陽電子 3.5GeV という非対称なエネルギーを持つ事にある。この組合せは、衝突時の重心系エネルギーが $\Upsilon(4S)$ の不変質量 10.58GeV と一致するように選ばれている。これにより $\Upsilon(4S)$ の崩壊から生成された B 中間子を、実験室系において電子ビーム方向に平均約 200 μm 飛行させる事ができる。

図 2.1が KEK-B 加速器の構成である。電子ビームリングは HER (High Energy Ring)、陽電子ビームリングは LER (Low Energy Ring) と呼ばれ、その周長は約 3km である。電子・陽電子は HER・LER 中を互いに反対方向に周回し、図上部の筑波実験棟内 (BELLE 検出器のある所) で衝突する。その際、両ビームは $\pm 11\text{mrad}$ の角度を持って衝突する。これにより、交差前後のビームの分離が容易になる等の利点を得られる。

さらなる特徴として、高ルミノシティーということがある。ルミノシティー (輝度: L) とは、粒子の反応断面積を $\sigma(\text{cm}^2)$ 、その反応事象率を $N(\text{sec}^{-1})$ とすると

$$N = L \cdot \sigma$$

で定義され、単位は $\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ である。KEK-B では最高 $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ のルミノシティーを予定しており、実現すれば年間 10^8 個の $\Upsilon(4S)$ が生成される。

2002 年 1 月現在、ビーム電流は HER において 780mA、LER において 930mA に達し、最高ルミノシティーは $5.5 \times 10^{33}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ を達成している。

Figure 2.2: 積分ルミノシティーの推移

また、図 2.2 はこれまでの積分ルミノシティー (時間で積分したルミノシティー) の推移を表したものである。横軸は時間で、上のグラフの縦軸は 1 日ごとの積分ルミノシティー、下のグラフの縦軸はその時点での総積分ルミノシティーである。この図の示す通り、現時点での積分ルミノシティーは $47.0 fb^{-1}$ ($4.7 \times 10^{40} cm^{-2}$) に達している。

KEK-B 加速器の主なパラメータについては、表 2.1 にまとめておく。

Ring		LER	HER	
Energy	E	3.5	8.0	GeV
Circumference	C	3016.26		m
Luminosity	\mathcal{L}	1×10^{34}		$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Crossing angle	θ_x	± 11		mrad
Tune shifts	ξ_x/ξ_y	0.039/0.052		
Beta function at CP	β_x^*/β_y^*	0.33/0.01		m
Beam current	I	2.6	1.1	A
Natural bunch length	σ_z	0.4		cm
Energy spread	σ_ε	7.1×10^{-4}	6.7×10^{-4}	
Bunch spacing	s_b	0.59		m
Particle/bunch	N	3.3×10^{10}	1.4×10^{10}	
Emittance	$\varepsilon_x/\varepsilon_y$	$1.8 \times 10^{-8}/3.6 \times 10^{-10}$		m
Synchrotron tune	ν_s	0.01 ~ 0.02		
Betatron tune	ν_x/ν_y	45.52/45.08	47.52/43.08	
Momentum compaction factor	α_p	$1 \times 10^{-4} \sim 2 \times 10^{-4}$		
Energy loss/turn	U_o	0.81†/1.5‡	3.5	MeV
RF voltage	V_c	5 ~ 10	10 ~ 20	MV
RF frequency	f_{RF}	508.887		MHz
Harmonic number	h	5120		
Longitudinal damping time	τ_ε	43†/23‡	23	ms
Total beam power	P_b	2.7†/4.5‡	4.0	MW
Radiation power	P_{SR}	2.1†/4.0‡	3.8	MW
HOM power	P_{HOM}	0.57	0.15	MW
Bending radius	ρ	16.3	104.5	m
Length of bending magnet	ℓ_B	0.915	5.86	m

†: without wigglers, ‡: with wigglers

Table 2.1: KEK-B 加速器の主なパラメータ

2.2 BELLE 検出器

BELLE 検出器の概観を図 2.3に示す。KEK-B 加速器の非対称なエネルギーに対応して、BELLE 検出器もビーム軸方向の前後で非対称な構成になっている。電子ビーム入射方向のアクセプタンスの方が、陽電子ビームよりも大きくなるように設計されている。

また、図 2.4は BELLE 検出器の中心部、ビーム衝突点付近の座標系の定義を示したものである。z 軸の方向は、陽電子ビーム軸と平行で逆向きにとってある。 θ は z 軸に対して測った極角、 ϕ は xy 平面上で x 軸に対して測った方位角である。

BELLE 検出器は 6 つの検出器とソレノイド電磁石から構成されている。6 つの検出器はビーム軸を中心にその周囲をとりまくように配置されており、内側から SVD、CDC、ACC、TOF、ECL、KLM と呼ばれている。

以下ではこれら個々の検出器について述べていく。また、その性能については表 2.2にまとめておいた。

Figure 2.3: BELLE 検出器

Figure 2.4: 座標軸の定義

2.2.1 SVD (Silicon Vertex Detector)

SVD は B 中間子の崩壊点を精密に測定するための検出器で、円筒形の 3 層構造をしている。半径は内側から順に 3.0cm、4.5cm、6.0cm である。各層は DSSD (Double-sided Silicon Strip Detector) を複数つなぎ合わせてできている。

1 つの DSSD の大きさは縦 57.5mm、横 33.5mm、厚さ 300 μ m である。DSSD の一方の面には、円筒座標系 (図 2.4) で z 座標を測定するために、横方向に 1280 本の n-side ストリップが 42 μ m 間隔で走っている。もう片方の面には、 ϕ 座標を測定するために、縦方向に 1281 本の p-side ストリップが 25 μ m 間隔で走っている。

3 層構造の最内層は z 軸方向に沿って 2 枚つないだ DSSD (ラダーと呼ぶ) を 8 本、同様に中間層は 3 枚つないだ DSSD ラダーを 10 本、最外層は 4 枚つないだ DSSD ラダーを 14 本用い、それらがビーム軸をとりまくように設置する。これにより θ 方向のアクセプタンスは $21^\circ \sim 139^\circ$ となっている。

2.2.2 CDC (Central Drift Chamber)

CDC は主に荷電粒子の運動量を測定するための検出器である。CDC の形状はビーム軸を中心とした内径 8.3cm、外径 88cm、長さ 240cm の円筒形であり、内部は原子番号の小さなガス (He (50%) と C₂H₆ (50%)) で満たされている。 θ 方向のアクセプタンスは $17^\circ \sim 150^\circ$ となっている。ここに z 方向に 8400 本のセンスワイヤが張られており、荷電粒子がその近傍を通過するとワイヤから電気信号として検出され、粒子の飛跡が測定される。この飛跡の曲率半径より運動量を求める。

ソレノイド電磁石による磁場 B が z 軸に平行に生成されるため、そこを通過する荷電粒子は $r - \phi$ 平面内において円運動をする。その曲率半径を R とすると、粒子の $r - \phi$ 平面における

運動量 p は

$$p = 0.3BR$$

の関係式により求められる。但し p 、 B 、 R の単位はそれぞれ GeV/c 、テスラ、メートルである。

CDC では、荷電粒子の電離損失 (dE/dx) の測定も行われる。これは粒子の種類を識別するための一助として使用される。

2.2.3 ACC (Aerogel Čerenkov Counter)

ACC は主に π 中間子と K 中間子とを識別するための検出器である。荷電粒子が屈折率 n の媒質中での光速度 c/n よりも速い速度 v で通過する時、チェレンコフ光を発する。その光を検出するのがチェレンコフカウンターである。

いま、ある粒子の運動量が CDC によって既知であるとする、それが π (質量 140MeV) であるか K (質量 494MeV) であるかによって速度 v に差が生じてくる。チェレンコフ光の出る条件は $c/n < v$ なので、適当な屈折率 n の媒質を選んでやることにより、「 π ならばチェレンコフ光を出す、 K ならば出さない」とすることができる。こうして $\pi - K$ 識別を行なっている。

媒質としては屈折率 $n = 1.01, 1.013, 1.015, 1.020, 1.028$ の 5 種類のシリカエアロジェルが用いられている。ACC によって、 $1.0 \sim 3.5\text{GeV}/c$ の範囲で $\pi - K$ 識別が可能となっている。

2.2.4 TOF (Time of Flight)

TOF は、ACC においては識別領域外である、 $1.0\text{GeV}/c$ 以下の運動量領域の π/K 識別をおこなうプラスチックシンチレーションカウンターである。

1 枚の 5mm 厚のトリガーシンチレーションカウンター (TSC) と、 2cm の間隔を持つ 2 枚 (4mm) 厚の TOF カウンターを一組として、 $r = 120\text{cm}$ の位置に 128 組設置されている。

2.2.5 ECL (Electromagnetic Calorimeter)

ECL は高エネルギーの光子・電子が結晶中で起こす電磁シャワー現象を利用して、それらのエネルギーと位置を高い検出効率・分解能で検出することを主目的としている。特に、 B 中間子の崩壊によって生成される π^0 中間子が崩壊した 2γ の精密な測定は、その再構築に極めて重要である。

ECL はシリコンピンドાયオードが信号読み出し用に取付けられた CsI(Tl) 結晶 8,736 個から構成されている。各 CsI(Tl) 結晶は 30cm (16.1 放射長) の長さでビーム衝突点に向けて配置されている。

2.2.6 ソレノイド電磁石

ソレノイド電磁石は BELLE 検出器内、ビーム軸を中心とした半径 170cm 内に 1.5T の磁場を供給している。CDC 内における磁場の変化は、2%に抑えられている。このビーム方向の磁場によって、荷電粒子内部の検出器内で曲げられ、その曲率半径から運動量を測定することができるのである。

2.2.7 KLM (K_L/μ 検出器)

KLM はその名の通り K_L と μ を検出する事を主目的とする。これらの粒子は内側の検出器とほとんど相互作用せずにつきぬけてくるので、それを BELLE 検出器最外殻のここで識別する。

KLM は 4.7cm 厚の鉄アブソーバーと 1.5cm 厚の高抵抗平板チェンバー (**RPC**: **R**esistive - **P**late **C**ounter) を 1 組として 14 組、他の全ての検出器を取り囲むよう配置されている。鉄アブソーバーはソレノイド電磁石で発生された磁場を内部に閉じ込める役割も果たしている。

Detector	Type	Configuration	Readout	Performance
Beam pipe	Beryllium double-wall	Cylindrical, r=2.3 cm 1.0mm Be/2.5mm He /1.0mm Be		Helium gas cooled
SVD	Double Sided Si Strip	300 μm -thick, 3 layers $r = 3.0 - 6.0$ cm Length = 22 - 34 cm	81.92 K	$19 \oplus 50/p\beta \sin^{3/2} \theta \mu\text{m}$: $r-\phi$ $36 \oplus 42/p\beta \sin^{5/2} \theta \mu\text{m}$: z $\sigma_{\Delta z} \sim 115 \mu\text{m}$
CDC	Small Cell Drift Chamber	Anode: 50 layers Cathode: 3 layers $r = 8 - 88$ cm $-79 \leq z \leq 160$ cm	A: 8.4 K C: 1.5 K	$\sigma_{r\phi} = 130 \mu\text{m}$ $\sigma_z = 200 \sim 1,400 \mu\text{m}$ $\sigma_{p_t}/p_t = (0.30/\beta \oplus 0.19p_t)\%$ $\sigma_{dE/dx} = 6.9\%$
ACC	$n : 1.01$ ~ 1.03 Silica Aerogel	$\sim 12 \times 12 \times 12 \text{ cm}^3$ blocks 960 barrel / 228 endcap FM-PMT readout	1,788	$\mu_{eff} \geq 6$ K/π $1.0 < p < 3.5 \text{ GeV}/c$
TOF	Scintillator	128 ϕ segmentation $r = 120$ cm, 3 m-long	128×2	$\sigma_t = 95$ ps K/π up to $1.0 \text{ GeV}/c$
ECL	CsI	Towered structure $\sim 5.5 \times 5.5 \times 30 \text{ cm}^3$ crystals Barrel: $r =$ 125 - 162 cm Endcap: $z =$ -102 and +196 cm	6,624 1,152(f) 960(b)	$\sigma_E/E =$ $0.07\%/E \oplus$ $0.8\%/E^{1/4} \oplus 1.3\%$ $\sigma_{pos}(mm) =$ $0.27 + 3.4/\sqrt{E} + 1.8/\sqrt[4]{E}$
MAGNET	super conducting	inn.rad. = 170 cm		$B = 1.5$ T
KLM	Resistive Plate c.	14 layers (4.7cm Fe+4cm gap) two RPCs in each gap θ and ϕ strips	θ : 16 K ϕ : 16 K	$\Delta\phi = \Delta\theta = 30 \text{ mrad}$ for K_L $\sigma_t =$ a few ns
EFC	BGO	$2 \times 1.5 \times 12 \text{ cm}^3$ 14	θ : 5 ϕ : 32	$\sigma_E/E =$ $(0.3 \sim 1)\%/\sqrt{E}$

Table 2.2: BELLE 検出器の性能

Chapter 3

データ解析

3.1 データ

$B \rightarrow \phi K_x$ の解析データとして、Belle 実験において収集された 31.7×10^6 個の $B\bar{B}$ 対（積分ルミノシティー $29.3 fb^{-1}$ 相当）を用いた。

また、シグナルモンテカルロとして、19883 個の $B^+ \rightarrow \phi K^+$ 事象、19977 個の $B^- \rightarrow \phi K^-$ 事象、18262 個の $B^0 \rightarrow \phi K_s^0$ 事象を作り、解析方法の評価や検出効率の算出などに用いた。以下では、これらを MC 事象と称する。

3.2 質量再構成の手順

今回の解析で、各崩壊粒子の質量再構成のために選んだ崩壊モードを以下に示す。

- $B^\pm \rightarrow \phi K^\pm$ の再構成

$$B^\pm \rightarrow \phi K^\pm \begin{cases} \phi & \rightarrow K^+ K^- \\ K^\pm & \end{cases} \quad (3.1)$$

- $B^0 \rightarrow \phi K_s^0$ の再構成

$$B^0 \rightarrow \phi K_s^0 \begin{cases} \phi & \rightarrow K^+ K^- \\ K_s^0 & \rightarrow \pi^+ \pi^- \end{cases} \quad (3.2)$$

- $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ の再構成

$$B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^- \left\{ \begin{array}{l} \phi \rightarrow K^+ K^- \\ K^+ \\ \pi^- \end{array} \right. \quad (3.3)$$

これらを選んだ利点としては、全て終状態が荷電粒子 (K^\pm , π^\pm) であるため、終状態からの粒子識別、親粒子への質量再構成が比較的容易に行なえるということがある。各粒子の崩壊分岐比については、表 3.1[6] にまとめておいた。

崩壊モード	分岐比
$\phi \rightarrow K^+ K^-$	$(49.2 \pm 0.7)\%$
$K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$(68.61 \pm 0.28)\%$

Table 3.1: 解析で利用した各崩壊モードの分岐比

3.3 事象の選択

3.3.1 荷電粒子の選択

Belle 実験では 1 つの $B\bar{B}$ 事象の崩壊につき、平均約 10 本の荷電粒子の軌跡 (飛跡) が観測される。これらの中には e^\pm , μ^\pm といったレプトンも存在するわけだが、式 3.1、3.2、3.3 にあるように今回要する終状態の荷電粒子は $K^\pm \pi^\pm$ のみである。よってレプトンを除去するために、各軌跡に以下の条件を課した。

$$\bullet P(e) < 0.8 \quad \bullet P(\mu) < 0.8 \quad (3.4)$$

ここで $P(e)$ は CDC、ACC、TOF、ECL での情報より算出されたその軌跡が e である確率、 $P(\mu)$ は KLM での情報より算出されたその軌跡が μ である確率である。図 3.1 にこれらの分布を示す。

これらの条件を通過した荷電粒子を使って、 ϕ および K_X を再構成した。

Figure 3.1: MC による $P(e)$ 、 $P(\mu)$ 分布。実線が e または μ を表し、点線はその他の荷電粒子を表す。

3.3.2 $\phi \rightarrow K^+K^-$ の再構成

各崩壊モード共通となる ϕ は、 K^+ と K^- より再構成した。まず K^+K^- を選択するために、各軌跡に以下の条件を課した。

$$\bullet P(K, \pi) > 0.1 \quad \left(\text{ここで } P(K, \pi) \equiv \frac{P(K)}{P(K) + P(\pi)} \right) \quad (3.5)$$

ここで $P(K)$ 、 $P(\pi)$ は CDC、ACC、TOF での情報より算出されたその軌跡が K 、 π である確率、 $P(K, \pi)$ はそれらで定義される K らしさの比である。図 3.2 に $P(K, \pi)$ の分布を示す。

この条件を通過した K^+K^- 候補より ϕ を再構成し、さらに以下の条件を課した。

$$\bullet |M_{K^+K^-} - m_\phi| < 0.01\text{GeV} \quad \bullet p_{K^+K^-}^* > 2.0\text{GeV} \quad (3.6)$$

ここで $M_{K^+K^-}$ は K^+K^- 候補より再構成した ϕ 候補の質量、 m_ϕ は MC 事象に対する fitting により求めた ϕ の質量 (1.020 GeV、以下 MC による質量と表記)、 $p_{K^+K^-}^*$ は電子陽電子ビームの質量重心系 (以下 CMS と表記) での ϕ 候補の運動量である。図 3.3 に $M_{K^+K^-}$ の分布を示す。

Figure 3.2: MC による $P(K, \pi)$ 分布。実線は K 、点線は π を表す。

Figure 3.3: K^+K^- から再構成した ϕ の質量分布。左が MC、右が実データによるもの。

3.3.3 K^\pm の選択

$B^\pm \rightarrow \phi K^\pm$ において ϕ の相方である K^\pm を選択するため、以下の条件を課した。

$$\begin{aligned} & \bullet P(K, \pi) > 0.5 & \bullet P(p, K) < 0.9 \\ & \bullet p_{K^\pm}^* > 2.0 \text{ GeV} \end{aligned} \tag{3.7}$$

ここで $P(p, K)$ は式 3.5 と同様に求めた p (陽子) らしさの比である。この条件により、 K^\pm に対して背景事象となる $p\bar{p}$ を除去した。

3.3.4 $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の再構成

$B^0 \rightarrow \phi K_s^0$ における K_s^0 は、 π^+ と π^- により再構成した。Belle では MDST_Vee2 という「ゆるめの条件であらかじめ K_s^0 候補を再構成し保存したファイル」が存在するので、そこにさらにいくつかの条件を加える事によって、 K_s^0 候補を選択した。追加した条件のうち主なものを以下に示す。

$$\begin{aligned}
 & \bullet |M_{\pi^+\pi^-} - m_{K_s^0}| < 0.015 \text{ GeV} & \bullet p_{\pi^+\pi^-}^* > 2.0 \text{ GeV} \\
 & \bullet |\phi_{\pi^+\pi^-} - \phi_{vtx}| < 0.2 \text{ rad} & \bullet |dr| > 0.1 \text{ cm} \\
 & \bullet |dz| < 15 \text{ cm}
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

ここで $M_{\pi^+\pi^-}$ は $\pi^+\pi^-$ から再構成した K_s^0 候補の質量、 $m_{K_s^0}$ は MC 事象に対する fitting により求めた K_s^0 の質量 (0.498 GeV)、 $p_{\pi^+\pi^-}^*$ は CMS での K_s^0 候補の運動量、 $\phi_{\pi^+\pi^-}$ は K_s^0 候補の運動量ベクトルの ϕ 座標、 ϕ_{vtx} は K_s^0 候補の崩壊点位置ベクトルの ϕ 座標、 $|dr|$ 、 $|dz|$ はそれぞれ r - ϕ 、 r - z 平面におけるビーム衝突点からの距離である。図 3.4 に $M_{\pi^+\pi^-}$ の分布を示す。

Figure 3.4: $\pi^+\pi^-$ から再構成した K_s^0 の質量分布。左が MC、右が実データによるもの。

3.3.5 $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ の再構成

この崩壊モードでは、 $K^+ \pi^-$ がどの共鳴状態（表 1.2）を経由したかどうかは問わなかった。そのため要求する条件は他の崩壊モードよりゆるくなった。

$$\begin{aligned} & \bullet P(K, \pi) > 0.6 \quad (\text{for } K^+) & \bullet P(K, \pi) < 0.4 \quad (\text{for } \pi^-) \\ & \bullet 0.840\text{GeV} < M_{K^+ \pi^-} < 1.546\text{GeV} \end{aligned} \quad (3.9)$$

この $M_{K^+ \pi^-}$ の条件で、 $K^*(892)^0$ 、 $K_0^*(1430)^0$ 、 $K_2^*(1430)^0$ の 3 つの共鳴状態が含まれる事になる。また、この崩壊モードでは ϕ に関して式 3.6 の条件 $p_{K^+ K^-}^* > 2.0\text{GeV}$ は外した。

3.3.6 $B \rightarrow \phi K_X$ の再構成

シグナル領域の設定

上記のようにして再構成した ϕ 候補と K_X 候補より、 B を再構成した。 B の再構成には質量ではなく、以下に定義する 2 つの量を算出した。

$$M_{bc} \equiv \sqrt{E_{beam}^{*2} - (\vec{p}_\phi^* + \vec{p}_{K_x}^*)^2} \quad (3.10)$$

$$= \sqrt{E_{beam}^{*2} - |\vec{p}_B^*|^2} \quad (3.11)$$

$$\Delta E \equiv E_{beam}^* - (E_\phi^* + E_{K_x}^*) \quad (3.12)$$

$$= E_{beam}^* - E_B^* \quad (3.13)$$

ここで E_{beam}^* は CMS でのビームエネルギーの半分 (5.29GeV)、 \vec{p}_B^* と E_B^* は CMS での B 候補の運動量とエネルギーである。

これらの量はシグナル事象（本物の B 候補）であれば、 M_{bc} は B 中間子の質量 (5.279GeV) 付近の値をとり、 ΔE は 0GeV 付近の値をとる。よってもしシグナル事象が存在するならば、これらの分布にそういう値のピークが出る事が期待される。

以上より、 M_{bc} と ΔE に関して以下のようなシグナル領域を設定した。

$$\begin{aligned} & \bullet |M_{bc} - m_B| < 0.008\text{GeV} \quad (\sim 3\sigma \text{ in MC}) \\ & \bullet |\Delta E| < 0.04\text{GeV} \quad (\sim 3\sigma \text{ in MC}) \end{aligned} \quad (3.14)$$

ここで m_B は B 中間子の質量、 σ は図 3.5 のように MC 事象の M_{bc} 、 ΔE 分布をガウス関数で fit し、それにより決定したガウス関数の標準偏差である。もちろんこの領域にはシグナル事象以外に背景事象も混ざりこんでくる。そこからシグナル事象数を抽出したわけであるが、それに関しては 3.5 節で述べる。

Figure 3.5: MCによるシグナル領域の設定。その一例として、これは $B^+ \rightarrow \phi K^+$ モードによるものである。左上が ΔE 、右下が M_{bc} の分布で、共に fit にはガウス関数を用いた。右上の四角で囲んだシグナル領域は、それらの $\pm 3\sigma$ 領域を表している。

Continuum 背景事象の除去

continuum 事象とは、 e^+e^- 衝突で B 中間子 ($b\bar{b}$) よりも軽いクォーク対 ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$) が生成される事象のことである。これは求める事象ではないので、すべて背景事象となる。

これを除去するために、 B 候補に対し以下の条件を課した。

$$\bullet \quad |\cos\theta_{thrust}| < 0.8 \quad (3.15)$$

ここで θ_{thrust} は、 B 候補に属する終状態粒子群で作るスラスト軸とそれ以外の残りの粒子群で作るスラスト軸の、 θ 座標の差である。スラスト軸とは、以下の式で定義されるベクトル \vec{n} である。

$$\vec{n} = \max \left| \frac{\sum_i \vec{p}_i \cdot \vec{n}}{\sum_i \vec{p}_i} \right| \quad \left(\sum_i \text{は属する粒子群についての和} \right) \quad (3.16)$$

$|\cos\theta_{thrust}|$ はシグナル事象に対しては一様な分布をする一方、continuum 事象に対しては 1 にピークを持つ分布をする (図 3.6)。この違いを利用して、continuum 事象を除去できる。

さらなる条件として、以下を要請した。

$$\bullet \quad |\cos\theta_B| < 0.8 \quad (3.17)$$

ここで θ_B は、 B 候補の CMS での運動量ベクトルの θ 座標である。これはシグナル事象に対しては $(1 - \cos^2\theta_B)$ の分布をする一方、continuum 事象に対しては一様な分布をするので (図 3.6)、これも continuum 事象の除去に利用できる。

また、この時点で 1 つの $B\bar{B}$ 事象に対し複数の B 候補が存在する場合には、以下の量

$$\chi^2 = \left(\frac{M_{K^+K^-} - m_\phi}{\sigma_{m_\phi}} \right)^2 \quad (3.18)$$

が最も小さい候補 1 つを選んだ。

Figure 3.6: $|\cos \theta_{thrust}|$, $|\cos \theta_B|$ の分布図。実線が MC (シグナル事象)、点線が実データの continuum 事象である。

3.4 検出効率

検出効率とは事象を再構成する効率のことであり、最終的な崩壊分岐比の計算の際に必要な値である。これは MC 事象を用いて算出した。つまり MC 事象において、「シグナル領域内に捕えた事象数」を「用いた MC 事象数」で割った値が検出効率となる。

各崩壊モードについて算出した検出効率の値を表 3.2 にまとめておく。

崩壊モード	検出効率
$B^+ \rightarrow \phi K^+$	$23.9 \pm 0.3\%$
$B^- \rightarrow \phi K^-$	$23.7 \pm 0.3\%$
$B^0 \rightarrow \phi K_s^0$	$17.4 \pm 0.3\%$
$B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$	$14.0 \pm 0.3\%$

Table 3.2: 各崩壊モードの検出効率

3.5 シグナル事象数の抽出

以上の条件を通過した B 候補に対して、その M_{bc} 分布 ($5.2 < M_{bc} < 5.3 \text{ GeV}$) に likelihood fit を施す事により、シグナル領域内からシグナル事象数を抽出した。fit に用いた関数は、シグナル事象成分はガウス関数 (式 3.19)、背景事象成分は ARGUS 関数 [11] (式 3.20) である。

$$\text{Gauss}(x) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right) \quad (3.19)$$

$$\text{ARGUS}(x) = Cx \sqrt{1 - \left(\frac{x}{E_{beam}^*}\right)^2} \exp\left(\alpha \left(1 - \left(\frac{x}{E_{beam}^*}\right)^2\right)\right) \quad (3.20)$$

ここでガウス関数の平均値 μ と標準偏差 σ は MC 事象により決定した値である。また、ARGUS 関数の構造係数 α は sideband 領域 ($0.1 < \Delta E < 0.2 \text{ GeV}$) の M_{bc} 分布を fit する事により決定した。

この likelihood fit によりガウス関数の係数 N と ARGUS 関数の係数 C の値を決定した。こうして形が求まったガウス関数をシグナル領域 ($-3\sigma \sim +3\sigma$) に渡って積分した値が、シグナル事象数になる。

各崩壊モードで得られたシグナル事象数は、表 3.3 のようになった。

崩壊モード	シグナル事象数
$B^+ \rightarrow \phi K^+$	$12.4^{+4.9}_{-4.2}$
$B^- \rightarrow \phi K^-$	$15.8^{+5.0}_{-4.3}$
$B^0 \rightarrow \phi K_s^0$	$5.9^{+3.2}_{-2.5}$
$B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$	$25.6^{+8.0}_{-7.3}$

Table 3.3: 各崩壊モードのシグナル事象数

図 3.7~3.14 は各崩壊モードのシグナル領域周辺の M_{bc} 、 ΔE 分布と、 M_{bc} に fit を施した結果を表している。

Figure 3.7: $B^+ \rightarrow \phi K^+$ の実データでの ΔE 、 M_{bc} 分布。左上は M_{bc} のシグナル領域内 ($\pm 3\sigma$)の事象による ΔE の分布。右下は ΔE のシグナル領域内 ($\pm 3\sigma$)の事象による M_{bc} の分布。

Figure 3.8: $B^+ \rightarrow \phi K^+$ の M_{bc} シグナル領域での fitting の結果

Figure 3.9: $B^- \rightarrow \phi K^-$ の実データでの ΔE 、 M_{bc} 分布

Figure 3.10: $B^- \rightarrow \phi K^-$ の M_{bc} シグナル領域での fitting の結果

Figure 3.11: $B^0 \rightarrow \phi K_s^0$ の実データでの ΔE 、 M_{bc} 分布

Figure 3.12: $B^0 \rightarrow \phi K_s^0$ の M_{bc} シグナル領域での fitting の結果

Figure 3.13: $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ の実データでの ΔE 、 M_{bc} 分布

Figure 3.14: $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ の M_{bc} シグナル領域での fitting の結果

また、クロスチェックとして B 候補の ΔE 分布でも同様に fit してシグナル事象数を求めた。fit に用いた関数はシグナル成分はガウス関数、背景事象成分は一次関数である。一次関数の傾きは sideband 領域 ($5.24 < M_{bc} < 5.26 \text{ GeV}$) の ΔE 分布を fit する事により決定した。

この方法で得られたシグナル事象数は、表 3.4 のようになった。

崩壊モード	シグナル事象数
$B^+ \rightarrow \phi K^+$	$13.3^{+5.0}_{-4.4}$
$B^- \rightarrow \phi K^-$	$15.2^{+5.0}_{-4.4}$
$B^0 \rightarrow \phi K_s^0$	$5.6^{+3.2}_{-2.5}$
$B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$	$19.6^{+8.0}_{-7.3}$

Table 3.4: ΔE fit による各崩壊モードのシグナル事象数

表 3.3 と表 3.4 の結果は、誤差の範囲内で一致している。

3.6 崩壊分岐比の算出

ここまでで得られた値より、各崩壊モードの崩壊分岐比を算出した。計算式を以下に示す。ただし N_s はシグナル事象数 (表 3.3)、 ε_{ff} は検出効率 (表 3.2)、 BR は崩壊分岐比 (表 3.1)、 $\#B$ は B 中間子の数である。また C_{orr} は 3.8.3 節、3.8.4 節で述べるトラッキングと粒子識別に伴う、検出効率に対する補正因子である。 C_{orr} の値は $B^\pm \rightarrow \phi K^\pm$ で 0.892、 $B^0 \rightarrow \phi K^0$ で 0.895、 $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ で 0.886 である。

- $B^\pm \rightarrow \phi K^\pm$ の崩壊分岐比

$$BR(B^\pm \rightarrow \phi K^\pm) = \frac{N_s}{C_{orr} \times \varepsilon_{ff} \times BR(\phi \rightarrow K^+ K^-) \times \#B^\pm} \quad (3.21)$$

- $B^0 \rightarrow \phi K^0$ の崩壊分岐比

$$BR(B^0 \rightarrow \phi K^0) = \frac{N_s}{C_{orr} \times \varepsilon_{ff} \times BR(\phi \rightarrow K^+ K^-) \times BR(K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \times (\#B^0 + \#\bar{B}^0)} \times 2 \quad (3.22)$$

- $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ の崩壊分岐比

$$BR(B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-) = \frac{N_s}{C_{orr} \times \varepsilon_{ff} \times BR(\phi \rightarrow K^+ K^-) \times (\#B^0 + \#\bar{B}^0)} \quad (3.23)$$

最終的な結果については第 4 章で述べる。

3.7 背景事象

シグナル領域内に入ってくる背景事象成分について知るために、MC 事象による解析を行なった。用いたデータは、 $B\bar{B}$ 事象として $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$ と $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$ 、continuum 事象として $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ と $e^+e^- \rightarrow u\bar{u}$ 、 $d\bar{d}$ 、 $s\bar{s}$ をそれぞれ 4×10^6 事象ずつである。

結果は、どの崩壊モードも $B\bar{B}$ 起源の事象はシグナル領域内になく、それによるピークも見られなかった。シグナル領域の周囲にいくらかの事象が見られたが、そのほとんどが continuum 起源であった。よって、 B 中間子の他の崩壊モードからくる背景事象については、特に考慮しない事とした。

3.8 系統誤差

この節では前節 3.6 で示した崩壊分岐比の算出に関連する系統誤差の大きさを評価する。

3.8.1 $B\bar{B}$ 事象の数に伴う系統誤差

KEK B-factory において生成されている $B\bar{B}$ 対の観測数の測定精度は、1.1% と評価されている [12]。さらに $\Upsilon(4S)$ の崩壊分岐比の比 [13] は

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-)}{\Gamma(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0)} = 1.04 \pm 0.07 \pm 0.04 \quad (3.24)$$

であり、 $\Upsilon(4S)$ が 100% B^+B^- 、もしくは $B^0\bar{B}^0$ に崩壊すると仮定すると

$$\Gamma(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-) = 0.51 \pm 0.02 \pm 0.01 \quad (3.25)$$

$$\Gamma(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0) = 0.49 \pm 0.02 \pm 0.01 \quad (3.26)$$

となる。この分岐比の相対誤差 $\sqrt{0.02^2 + 0.01^2}/0.51 = 4.4\%$ と $\sqrt{0.02^2 + 0.01^2}/0.49 = 4.6\%$ を系統誤差とした。

3.8.2 B の娘粒子の崩壊分岐比に伴う系統誤差

B 中間子の娘粒子の崩壊（例えば $B^0 \rightarrow \phi K_s^0$ であれば $\phi \rightarrow K^+K^-$ と $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ）の分岐比に伴う系統誤差を評価した。これには、表 3.1 に示した崩壊分岐比の相対誤差を用いた。

3.8.3 トラッキングに伴う系統誤差

トラッキング (SVD と CDC に荷電粒子が残したヒットから軌跡を再構成すること) に伴う系統誤差は、次式の比

$$R \equiv \frac{N(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{N(\eta \rightarrow \gamma\gamma)} \quad (3.27)$$

N : 事象が観測された数

の実データ (*data*) とモンテカルロシミュレーション (*MC*) の比を用いて評価した [14]。運動量領域が $0.5 \sim 2.0 \text{ GeV}/c$ の範囲において

$$\sqrt{\frac{R_{data}}{R_{MC}}} = 0.993 \pm 0.018 \quad (3.28)$$

の結果が得られた。1.8%の誤差の範囲で、MC は実データと一致している。各崩壊モードごとに、 B の再構成に用いた荷電粒子 1 つにつきこの 1.8% を系統誤差として扱う事にした。

3.8.4 粒子識別に伴う系統誤差

粒子識別に伴う系統誤差に関しては、 $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 (\rightarrow K^+\pi^-)\pi^-$ を用いて算出した。3.8.3 節と同様に、実データと MC との粒子識別効率の比をとり、その相対誤差を系統誤差として取り扱った。

その比についてはすでに評価されており [15]、 ϕ の崩壊からくる K^\pm の識別効率は 0.920 ± 0.008 (K^+ 、 K^- 合わせた値)、その他からくる K^\pm については 0.99 ± 0.02 という値が得られている。

3.8.5 検出効率に伴う系統誤差

これについては、表 3.2 で示した検出効率の相対誤差を各崩壊モードの系統誤差とした。

3.8.6 fit に伴う系統誤差

3.5 節で述べたようにシグナル事象数を抽出する fit の際、背景事象の分布を表現する ARGUS 関数の形 (構造係数 α) を M_{bc} の sideband 領域を元に決定している。その際に α の誤差も算出されており、 α の値をその誤差分だけ変化させ、それによるシグナル事象数の変動を系統誤差として扱った。

3.8.7 ヒストグラムの bin 幅による系統誤差

M_{bc} 分布のヒストグラムに fit する際、その bin 幅の取り方によって得られるシグナル事象数にばらつきが生じる。今回は M_{bc} 分布の $5.2 \sim 5.3 \text{ GeV}$ を 40bin に区切って fit した。それを

30bin または 50bin に変化させ、その時のシグナル事象数の変動の大きかった方を系統誤差として扱った。

3.8.8 系統誤差のまとめ

各崩壊モードの系統誤差は、表 3.5 のようになった。

系統誤差の要因	ϕK^+	ϕK^-	ϕK_s^0	$\phi K^+ \pi^-$
B 中間子の数	1.1%	1.1%	1.1%	1.1%
$BR(\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B})$	4.4%	4.4%	4.6%	4.6%
$BR(\phi \rightarrow K^+ K^-)$	1.4%	1.4%	1.4%	1.4%
$BR(K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$			0.4%	
トラックキング	5.4%	5.4%	7.2%	7.2%
$\phi \rightarrow K^+ K^-$ 識別	1.0%	1.0%	1.0%	1.0%
その他の K^\pm 識別	2.0%	2.0%		2.0%
検出効率	1.3%	1.3%	1.6%	1.8%
ARGUS fit	12%	7.5%	12%	9.2%
bin 幅	12%	12%	5.9%	5.4%
合計	19%	16%	16%	14%

Table 3.5: 各崩壊モードの系統誤差のまとめ

Chapter 4

結果と考察

以上より、得られた値を元に 3.6 節で示した式を用いて各崩壊モードの分岐比を算出した。結果は

$$\begin{aligned}BR(B^+ \rightarrow \phi K^+) &= (7.3_{-2.5}^{+2.9} \pm 1.4) \times 10^{-6} \\BR(B^- \rightarrow \phi K^-) &= (9.4_{-2.6}^{+3.0} \pm 1.5) \times 10^{-6} \\BR(B^0 \rightarrow \phi K^0) &= (7.4_{-3.2}^{+4.0} \pm 1.2) \times 10^{-6} \\BR(B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-) &= (13.5_{-3.9}^{+4.2} \pm 1.9) \times 10^{-6}\end{aligned}$$

となった。ただし $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ については、 $K^+ \pi^-$ から再構成した不変質量 $M_{K^+ \pi^-}$ が $0.840 \text{ GeV} < M_{K^+ \pi^-} < 1.546 \text{ GeV}$ であるという条件の下での崩壊分岐比である。

$B^\pm \rightarrow \phi K^\pm$ 、 $B^0 \rightarrow \phi K^0$ に関しては表 1.3 で示した他実験の結果と誤差の範囲内でよく一致していることがわかる。

$B^+ \rightarrow \phi K^+$ 、 $B^- \rightarrow \phi K^-$ の崩壊分岐比を比較すると、両者は誤差の範囲で一致しており、直接的 CP の破れは見られない。

$B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ に関しては測定がこれまでなされておらず、今回の結果が世界初である。この崩壊モードについては、式 3.9 に示したように $K^+ \pi^-$ の組合せに対してそれほど強い条件を与えずに再構成を行なっている。そこでシグナル領域内の事象について、 $K^+ \pi^-$ で再構成した質量の分布を見てみたのが図 4.1 である。この図より、 $K^*(892)^0$ (質量 0.896 GeV 、崩壊幅 $0.051 \text{ GeV}[6]$) の位置にピークが見えるが、それ以外には目立った構造がない事がわかる。図 4.2、4.3 はそれぞれ、式 3.9 の $M_{K^+ \pi^-}$ のカット条件を $K^*(892)^0$ の共鳴領域に合わせたものと、そこから外したものである。両方とも M_{bc} 、 ΔE 分布にピークが見られ、シグナル事象が存在している事がわかる。これより図 4.1 の $K^*(892)^0$ 以外の部分は、 $K_0^*(1430)^0$ (質量 1.412 GeV 、崩壊幅 $0.294 \text{ GeV}[6]$) や $K_2^*(1430)^0$ (質量 1.432 GeV 、崩壊幅 $0.109 \text{ GeV}[6]$) あるいはそれら共

鳴状態を介さない $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ 崩壊による構造であると考えられる。

Figure 4.1: $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ のシグナル領域内の $M_{K^+ K^-}$ 、 $M_{K^+ \pi^-}$ 分布

Figure 4.2: $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ の実データでの ΔE 、 M_{bc} 分布。 $M_{K^+ \pi^-}$ のカット条件を $K^*(892)^0$ の共鳴領域に合わせたもの。 $0.840 < M_{K^+ \pi^-} < 0.950 \text{ GeV}$ 。

Figure 4.3: $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ の実データでの ΔE 、 M_{bc} 分布。 $M_{K^+ \pi^-}$ のカット条件を $K^*(892)^0$ の共鳴領域から外したもの。 $0.950 < M_{K^+ \pi^-} < 1.546 \text{ GeV}$ 。

また、これらの崩壊モードについてはその崩壊分岐比の理論予想値が計算されている [16]。それらの値を表 4.1 に示す。

崩壊モード	崩壊分岐比の理論予想値 ($\times 10^{-6}$)
$B^\pm \rightarrow \phi K^\pm$	0.7 ~ 16
$B^0 \rightarrow \phi K^0$	0.7 ~ 13
$B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$	0.2 ~ 31

Table 4.1: 標準理論による崩壊分岐比の予想値

これより、今回の測定結果は理論予想値の範囲内に収まっていることがわかる。理論予想値には計算方法によってかなりのばらつきがあるが、今回の結果によってそれらに制限を与えることができる。

Chapter 5

結論

B中間子の崩壊 $B \rightarrow \phi K_X$ (K_X は K_S あるいは $K^\pm \pi^\mp$) について、その崩壊分岐比を測定した。高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で稼働中の電子陽電子衝突型加速器 (KEKB) と素粒子の検出器 (Belle) を用い、 $\Upsilon(4S)$ 共鳴の崩壊により生成された 31.7×10^6 個の $B\bar{B}$ 対を用い、以下の結果を得た。

$$\begin{aligned}BR(B^+ \rightarrow \phi K^+) &= (7.3_{-2.5}^{+2.9} \pm 1.4) \times 10^{-6} \\BR(B^- \rightarrow \phi K^-) &= (9.4_{-2.6}^{+3.0} \pm 1.5) \times 10^{-6} \\BR(B^0 \rightarrow \phi K^0) &= (7.4_{-3.2}^{+4.0} \pm 1.2) \times 10^{-6} \\BR(B^0 \rightarrow \phi K^\pm \pi^\mp) &= (13.5_{-3.9}^{+4.2} \pm 1.9) \times 10^{-6}\end{aligned}$$

ただし $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ については、 $K^+ \pi^-$ から再構成した不変質量 $M_{K^+ \pi^-}$ が $0.840 \text{ GeV} < M_{K^+ \pi^-} < 1.546 \text{ GeV}$ であるという条件の下での崩壊分岐比である。

$B^\pm \rightarrow \phi K^\pm$ 、 $B^0 \rightarrow \phi K^0$ については、他実験の結果や理論予想値の範囲とよく一致している。 $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ の崩壊分岐比については、これは世界で初めて得られた結果である。

Bibliography

- [1] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [2] J.H.Christenson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
- [3] N.Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
- [4] L.Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).
- [5] D.London,A.Soni Phys.Lett.B **511**, 240 (2001).
Y.Grossman,M.P.Worah, Phys.Lett.B **395**, 241 (1997).
R.Fleischer,Int.J.Mod. Phys.A **12**, 2459 (1997).
J.L.Hewett and J.D.Wells, Phys.Rev.D **55**, 5549 (1997).
G.Burdman, Phys.Rev.D **52**, 6400 (1995).
N.G.Deshpande,K.Panose,and J.Trampetić, Phys.Lett.B **308**, 322 (1993).
W.S.Hou,R.S.Willey,and A.Soni, Phys.Rev.Lett. **58**, 1608 (1987).
- [6] Particle Data Group (Groom *et al.*), Review of Particle Physics (2000).
- [7] R.A.Briere *et al.*,(CLEO collaboration),Phys.Rev.Lett. **84**,3718 (2001).
- [8] B.Aubert *et al.*,(BaBar collaboration),Phys.Rev.Lett. **87**,151801 (2001).
- [9] “KEKB B-Factory Design Report”, KEK Report 95-7 (1995).
- [10] BELLE Collaboration, “Technical Design Report”, KEK Report 95-1 (1995).
- [11] H.Albrecht *et al.*(ARGUS collaboration), Phys,Lett. **B241**,278 (1990).
- [12] Belle collaboration, BELLE-CONF-0005.
- [13] CLEO collaboration (J.Alexander *et al.*), hep-ex/0006002.

- [14] Belle collaboration, BELLE-CONF-0011
- [15] H.Palka, Belle collaboration, Talk at BAM, September 20, 2001.
- [16] N.G.Deshpande and J.Trampetic, Phys.Rev.D **41**, 895 (1990).
 L.-L.Chau *et al.*, Phys.Rev.D **43**, 2176 (1991).
 A.Deandrea *et al.*, Phys.Lett.B **318**, 549 (1993).
 A.Deandrea *et al.*, Phys.Lett.B **320**, 170 (1994).
 A.J.Davies, T.Hayashi, M.Matsuda, and M.Tanimoto, Phys.Rev.D **49**, 5882 (1994).
 G.Kramer, W.F.Palmer, and H.Simma, Nucl.Phys. **B428**, 77 (1994).
 G.Kramer, W.F.Palmer, and H.Simma, Z.Phys.C **66**, 429 (1995).
 D.Du and L.Guo, Z.Phys.C **75**, 9 (1997).

謝辞

本論文を終えるにあたり、私に高エネルギー物理学を学ぶ機会を与えて下さった長島教授、山中教授に心から感謝いたします。

原隆宣先生、瀧田先生のゼミ・ミーティング等での意見や御指摘は非常に理解の手助けとなり、感謝しております。

秘書の続木さん、杉本さんには、事務手続きにおいてたいへんお世話になりました。ありがとうございます。

山中研 BELLE グループの先輩である住澤さん、柳幸さん、北條さん、三宅さん、原康二さんには、解析に関する様々な質問に対し、先輩方の仕事の途中である時にでも、初心者の私にわかりやすいように教えていただきました。感謝しております。

その他山中研学生の皆様にも、物理議論から世間話までいろいろな事につきあっていただき、とても楽しい研究生活を送る事ができました。ありがとうございます。

BELLE グループ、KEK-B 加速器グループの方々には、本研究のために貴重な実験データとソフトウェアを使わせていただき、たいへん感謝いたしております。

羽澄先生には、研究生活やゼミを通じて、物理だけでなく他分野に渡る幅広い知識を与えていただきました。お忙しい中、本研究を一から指導していただき、たいへんありがとうございました。

最後にもう一度、皆様に二年間お世話になったお礼を申し上げ、結びとかえさせていただきます。